

ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

ЯДЕРНО- ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ



ИЗДАТЕЛЬСТВО
„НАУКА“
СИБИРСКОЕ
ОТДЕЛЕНИЕ

АКАДЕМИЯ НАУК СССР · СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

ЯДЕРНО- ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА» · СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
НОВОСИБИРСК · 1972

В сборнике, помимо широко применяющихся, рассматриваются новые модификации ядерно-геофизических методов исследований. К последним относятся разработанный в лаборатории ядерной геофизики Института геологии и геофизики СО АН СССР метод пространственной локации рассеянного гамма-излучения, позволяющий устранять влияние ближней зоны на результаты измерений плотностей горных пород и руд; нейтронно-активационный и нейтронно-резонансный методы экспрессного анализа проб горных пород и руд.

Сообщается об использовании изотопных нейтронных источников для исследования скважин методом нейтрон-нейтронного каротажа по измерению времени жизни тепловых нейтронов.

По вопросам углеразведочной и промысловой геофизики приводятся сведения о новых методических разработках, связанных с импульсным нейтрон-нейтронным каротажем при выявлении нефтеносных и водоносных пластов.

В ряде статей рассматриваются методы определения фтора и других рудных ископаемых в горных породах, а также определения в них породообразующих элементов (кислорода, кремния, алюминия, серы и т. д.).

Приводится описание новых аппаратных разработок двухлучевого скважинного гамма-гамма-плотномера, работающего по принципу локации среды; переносного гамма-спектрометра; нейтронного каротажного радиометра, скважинных генераторов нейтронов.

Излагаются результаты применения ускорителей заряженных частиц для ядерно-физического анализа, а также некоторые вопросы изучения естественной радиоактивности горных пород и т. д.

Редакционная коллегия:

докт. геол.-минералог. наук, проф. *Е. М. Филиппов* (отв. ред.), канд. техн. наук *Е. Б. Бланков*, канд. техн. наук *Т. Н. Бланкова*, канд. геол.-минералог. наук *Г. Б. Варварин*, канд. геол.-минералог. наук *Б. С. Вахтин*.

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

Е. М. Филиппов

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ГЕОФИЗИКИ

Методы ядерной геофизики все шире применяются для решения задач геологии, геофизики и горного дела, причем сложилась тенденция развития этих методов (за небольшим исключением) не столько вглубь, сколько вширь, о чем свидетельствует их многочисленность. Но на практике применяется не более трети существующих методов ядерной геофизики. Это объясняется также и тем, что часть их можно заменить более простыми.

По нашему мнению, настало время классифицировать методы ядерной геофизики и принять единую терминологию. Автором в этом направлении сделана первая попытка [44]. За основу были взяты названия методов, укоренившиеся в буровой и отчасти рудничной геофизике, т. е. метод получал название по излучению, воздействующему на породу, и излучению, регистрируемому прибором. Воздействующая и регистрируемая частицы и положены автором в основу классификации методов (табл. 1, 2). В качестве третьего параметра выбрано время. Поэтому если по оси ординат расположить элементарные частицы, воздействующие на породу, по оси абсцисс — регистрируемые и по оси аппликата — время, то все ядерно-геофизические методы можно свести в единую схему, приведенную в работе [44].

Состояние и перспективы ядерной геофизики освещены в докладе Ф. А. Алексеева на симпозиуме в Варшаве, проходившем в октябре 1965 г. [1]. Д. А. Кожевниковым на том же симпозиуме сделан обзор теоретических исследований в этой области в СССР [22].

Автор в своем докладе стремится рассмотреть эти вопросы в несколько иной плоскости, исходя из потребностей геофизики, геологии, геохимии, горнообогатительной промышленности и некоторых других сопредельных наук.

Развитие ядерно-геофизических методов в соответствии с потребностями практики идет в следующих основных направлениях:

- 1) экспрессные методы анализа проб горных пород, руд и продуктов их обогащения;
- 2) ядерные методы полевой геофизики;
- 3) методы рудничной ядерной геофизики;
- 4) методы радиоактивного каротажа.

Ниже кратко рассмотрим каждое из этих направлений.

Таблица 1

Методы, основанные на измерении естественной радиоактивности горных пород

Физическое явление, положенное в основу метода	Регистрируемая ядерная частица	Литература, область применения ядерного метода и его название	
		полное	сокращенное
Испускание ядрами альфа-частиц	Альфа	Альфа-метод (анализ) [24, 26]	АМ
Содержание в почвенном воздухе эманаций радона и торона, испускающих альфа-частицы	»	Эманационный метод (анализ, профилирование, съемка) [24, 26]	ЭМ
Испускание ядрами бета-частиц	Бета	Бета-метод (анализ, опробование) [24, 26]	БМ
Испускание ядрами гамма-лучей	Гамма	Гамма-метод (анализ, опробование, съемка, профилирование, каротаж) [23, 24, 26]	ГМ
Комптоновское рассеяние первичных гамма-квантов	»	Гамма-метод рассеянного излучения [28]	ГМр
Проникновение в толщу горных пород космической радиации	»	Гамма-метод космической радиации [8]	ГМкр
Образование в реакциях (α, n), (γ, n) и других нейтронов в местах скопления радиоактивных и легких элементов (бериллия, бора, фтора и др.)	Нейтрон	Нейтронный метод (опробование, каротаж) [48, 60]	НМ

Экспрессные ядерные методы анализа проб. Здесь перед исследователями стоит задача создания методов и аппаратуры для анализа практически всех химических элементов периодической системы Д. И. Менделеева. В этих целях используются в основном стандартные ядерно-физические приборы и установки. Однако весьма часто возникает необходимость создания специальных блоков и узлов.

Излучателями лабораторного анализа проб служат ампульные источники, рентгеновские трубки, ускорители элементарных частиц, размножители нейтронов и ядерные реакторы. В качестве регистрирующих узлов применяется стандартная радиометрическая аппаратура—интенсиметры и анализаторы.

Наиболее простыми являются методы, базирующиеся на использовании ампульных источников, которые по сравнению с другими излучателями обладают одним существенным преимуществом—стабильностью излучения. Практическое применение находят все виды ампульных излучателей.

В Институте горного дела (ИГД) им. А. А. Скочинского на основе использования альфа-излучателей созданы методы анализа некоторых легких элементов в рудных концентратах и разрабатываются методы анализа тяжелых элементов в пробах. Все эти методы, по нашему мнению, заслуживают скорейшего внедрения в производство.

На основе ампульных источников бета-лучей сейчас разработан так называемый бета-бета-метод (ББМ), который может применяться для определения зольности углей и железа в рудах. Ампульные источники бета-частиц используются также в качестве источников тормозного излучения, выпуск которых начинает осваиваться.

Значительно чаще применяются ампульные источники гамма-лучей и нейтронов. На основе источников гамма-лучей в Институте геологии и геофизики СО АН СССР разработан прибор для определения плотности пород по гамма-просвечиванию, позволяющий обходиться без парафинирования штуфов и кернов. Прибор работает стабильно в широком температурном диапазоне либо со стандартной радиометрической аппаратурой, либо с переносным сцинтилляционным радиометром, созданным в лаборатории этого института.

Важное значение имеет разработанная ВИМСом рентгенорадиометрическая аппаратура для селективного анализа большого числа химических элементов. Завершение исследований в этом направлении, по нашему мнению, требует создания стабильных спектрометрических детекторов для регистрации мягкого характеристического излучения и т. д.

Для анализа бериллия в пробах пород на основе сурьмяного источника гамма-лучей разработаны лабораторные бериллометры. Сейчас необходимо выбрать один из них и наладить его серийный выпуск. Весьма важной задачей является также выпуск долгоживущего изотопа, например алюминия-26.

Среди нейтронных методов наиболее важное значение имеют нейтрон-нейтронный (нейтронно-абсорбционный) метод (ННМ) на тепловых нейтронах (ННМ-т), на резонансных нейтронах (ННМ-р), нейтрон-протонный метод (НПМ) и нейтронно-активационный анализ (НА).

ВИМСом, ГеоХИ и др. созданы установки для анализа поглощающих нейтроны элементов (бора, лития, ртути, кадмия и суммы редкоземельных). Однако их выпуск ограничился лишь небольшими сериями. Для определения элементов с высокими резонансными сечениями (серебра, золота и др.), а также высоких концентраций бора в Институте геологии и геофизики СО АН СССР разработан нейтронно-резонансный метод, который можно внедрять в производство.

Заслуживает внедрения и разработанный в ИГД им. А. А. Скочинского нейтрон-протонный метод анализа проб на водород. Наличие в среде поглощающих элементов не влияет на точность анализа. Этот метод дает достаточную точность и чувствительность и при определении в пробах воды (влажности).

Широкого внедрения заслуживают установки нейтронно-активационного анализа. На основе ампульных источников нейтронов разработана методика анализа в пробах кислорода, фтора, кремния, алюминия, натрия, кальция, ванадия, марганца, меди, индия и др.

Внедрение в производство перечисленных методов требует создания автономных источников электропитания. Такие источники разработаны в Объединенном институте ядерных исследований АН СССР (Дубна), но серийный их выпуск еще не налажен. Существующая радиометрическая аппаратура в настоящее время питается от электросети. Колебания напряжения в ней создают значительные помехи, и никакие стабилизаторы напряжения не помогают устранить этот недостаток.

Приведенные выше методы анализа проб, основанные на ампульных источниках, могут применяться в основном для определения высоких концентраций химических элементов в рудах и рудных концентратах. Кроме того, диапазон определяемых элементов недостаточно широк.

Краткая характеристика ядерно-геофизических методов

№ п/п	Ядерная реакция или другое физическое явление, используемое в методе	Регистрируемая ядерная частица	Название метода		Литература	Область применения
			полное	сокращенное		
I. Методы, основанные на применении источников альфа-частиц						
1	(α, n)	Нейтрон	Альфа-нейтронный	АНА	[31, 50, 58, 61]	
2	(α, n, γ) , (α, p, γ) и возникновение гамма-лучей при других взаимодействиях альфа-частиц с веществом	Гамма	Альфа-гамма-анализ	АГА	[32, 33, 64]	
3	Возникновение радиоактивных изотопов под действием альфа-частиц в реакциях (α, n) , (α, p) и др.	Бета, гамма	Альфа-активационный	АА	[33, 57, 61]	
4	Возникновение метастабильных радиоактивных изотопов под действием альфа-излучения	Гамма	Альфа-активационный запаздывающих совпадений	ААзс		
II. Методы, основанные на применении источников бета-частиц						
5	Отражение излучения от облучаемой поверхности вещества	Бета	Бета-бета-анализ	ББА (ББФ ББП)	[36, 45, 53]	Опробование, профилирование
6	Возникновение в облучаемой среде под действием бета-частиц тормозного рентгеновского излучения	Гамма	Бета-гамма-анализ	БГА	[5, 18]	
7	Возникновение в облучаемой среде фото-нейтронов под действием тормозного излучения бета-частиц	Нейтрон	Бета-нейтронный	БНМ (БНА, БНС, БНО, БНП, БНК)	[27, 47]	Анализ, съемка, опробование, профилирование, каротаж
8	Эффект Мессбауэра на характеристическом излучении, возникающем в исследуемой среде при торможении бета-частиц	Гамма	Бета-гамма метод резонансного поглощения	БГМрп (БГАрп)		
III. Методы, основанные на применении источников гамма-лучей						
9	Коherentное релеевское рассеяние мягкого гамма-излучения	Гамма	Гамма-гамма-анализ релеевского рассеяния	ГГАрр	[53]	

Продолжение табл. 2

№ п/п	Ядерная реакция или другое физическое явление, используемое в методе	Регистрируемая ядерная частица	Название метода		Литература	Область применения
			полное	сокращенное		
15	г) зависимость обратно рассеянного гамма-излучения от содержания в среде тяжелых элементов	Гамма	Гамма-гамма-метод обратного рассеяния	ГГМо (ГГОо, ГГПо, ГГКо)		Опробование, профилирование, каротаж
16	Пространственно-временной анализ рассеянного гамма-излучения по методике совпадений	"	» » импульсный стационарным источником	ИГГМ		То же, плюс съемка
17	(γ, n)	Нейтрон	Гамма-нейтронный	ГНМ (ГНА, ГНС, ГНО, ГНП, ГНК)	[24, 89, 45, 61]	Анализ, съемка, опробование, профилирование, каротаж
17	Пространственно-временной анализ нейтронов (γ, n) реакции по методике корреляции	"	» импульсный стационарным источником	ИГНМ		То же, за исключением анализа

IV. Методы, основанные на применении источников нейтронов

18	($n, n' \gamma$)	Гамма	Нейтронный гамма-гамма-метод неупругого рассеяния нейтронов	ИГМир (ИГАир, ИГСир, ИГКир)	[38, 45, 61]	Анализ, съемка, каротаж
19	Эффект комптоновского рассеяния гамма-лучей, возникающих в реакции ($n, n' \gamma$)	"	» импульсный стационарным источником	ИГНМир, с (ИГПАир, с; ИГНСир, с; ИГНПир, с; ИГНКир, с)		То же, плюс профилирование
20	Пространственно-временной анализ гамма-излучения, возникающего в реакции ($n, n' \gamma$) по методике совпадений	"	Нейтронный гамма-гамма-метод неупругого рассеяния нейтронов	ИГМир (ИГПАир, с; ИГНСир, с; ИГНПир, с; ИГНКир, с)		

21	Взаимодействие нейтронов с ядрами вещества при измерении потока	Нейтрон	Нейтрон-нейтронный	» » на тепловых нейтронах » » на надтепловых нейтронах » » на резонансных нейтронах » » на промежуточных нейтронах » » на быстрых нейтронах » » измерения отношения тепловых и надтепловых нейтронов и т. д. » » измерения отношения тепловых нейтронов на двух зонах (ВНГГ)	ННМ (ННА, ННС, ННО, ННП, ННК) ННМ-г ННМ-и ННМ-р [12] ННМ-п [43] ННМ-б ННМ-г, и ННМ-г (1/2)	3, 24, 35, 36, 45, 51, 52] То же » » » » » » »	Анализ, съемка, опробование, профилирование, каротажи То же » » » » » » »
22	Пространственно-временной анализ тепловых нейтронов по методике корреляции	»	»	»	ИННМС (ИННАС, ИННОС, ИННПС, ИННКС) НАА НПА	[6]	Анализ, съемка, опробование, профилирование, каротажи
23	(n, α)	Альфа	Нейтронный альфа-анализ	Нейтронный альфа-анализ	НАА	[3, 53]	
24	Возникновение под действием нейтронов протонов отдачи и реакции (n, p)	Протон	Нейтрон-протоновый	Нейтрон-протоновый	ННМ (ННА, ННС, ННО, ННП, ННК)	[3, 24, 45, 51, 53]	То же
25	Возникновение гамма-излучения радиационного захвата нейтронов (n, γ)	Гамма	Нейтронный гамма-метод	Нейтронный гамма-метод	ННМ (ННА, ННС, ННО, ННП, ННК)	[3, 24, 45, 51, 53]	То же
26	Эффект комптоновского рассеяния гамма-квантов, возникающих в реакции (n, γ)	»	»	гамма-гамма метод	ННМ (ННА, ННС, ННО, ННП, ННК)	[20]	То же, за исключением съемки

Продолжение табл. 2

№ п/п	Ядерная реакция или другое физическое явление, используемое в методе	Регистрируемая ядерная частица	Название метода		Литература	Область применения
			полное	сокращенное		
27	Пространственно-временной анализ гамма-излучения, возникающего в реакции (n, γ) по методике корреляции	Гамма	Нейтронный гамма-гамма-метод импульсный со стационарным источником	ИНГМС, (ИНГСС, ИНГОС, ИНГПС, ИНГКС) НГМп	[6]	Съемка, опробование, профилирование, каротаж
28	Изменение потока гамма-квантов по методике просвечивания (см. п. 12)	"	Нейтронный гамма-метод просвечивания	НГМп	[1]	
29	Суммарное измерение эффектов НГМ и НГМ с помощью гамма-детектора, обертнутого слоем кадмия	Гамма-нейтрон	Нейтрон-нейтронный совместно с нейтронным гамма-методом	НГМ+ННМ или условно НГМ—С α		
30	Измерение отношения потока гамма-лучей радиационного захвата к потоку тепловых или надтепловых нейтронов. Это отношение при определенных параметрах (размер зоны и т. д.) не зависит от изменения содержания в породе водорода	То же	Комплекс нейтрон-нейтронного и нейтронного гамма-методов	НГМ/ННМ		
31	Возникновение радиоактивных изотопов под действием а) тепловых нейтронов б) резонансных нейтронов в) возникновение радиоактивных изотопов под действием быстрых нейтронов	Бета, гамма То же " "	Нейтронный активационный* » » » » » »	НА (НАС, НГМ—С α , НАО, НАК) НА-т НА-р НА-б	{23, 25, 41, 44, 45, 51, 52, 55, 57}	Съемка, опробование, каротаж " "
32	Возникновение нестабильных радиоактивных изотопов под действием нейтронов	Гамма	» »	НАЗс	"	"
33	Эффект комптоновского рассеяния гамма-лучей изотопов, возникающих в породе	"	Гамма-гамма-метод наведенной нейтронной активности	ГГМпа (ГГОпа, ГГКпа)		Опробование, каротаж

* Методы НА наиболее эффективны при использовании в качестве источников излучения размножителей нейтронов и ядерных реакторов [51, 52, 57].

34	Эффект Мессбауэра на гамма-излучении изотопов, возникающих в породах под действием нейтронов	"	Нейтронный активационный резонансного поглощения гамма-лучей	НАпп (НАОрп, НАКрп)	[16]	То же
35	Деление ядер некоторых тяжелых элементов на осколки под действием тепловых и быстрых нейтронов	Осколки	Нейтронно-осколочный	НОМ (НОА)	[29]	Анализ
36	Возникновение западывающих нейтронов при делении ядер некоторых тяжелых элементов под действием тепловых и быстрых нейтронов	Нейтрон	Нейтронный активационный на западывающих нейтронах	НАзн (НАОзн, НАКзн)	[2, 19]	Опробование, каротаж
37	Возникновение мгновенных гамма-квантов при делении ядер некоторых тяжелых элементов под действием тепловых и быстрых нейтронов	Гамма	Нейтронный гамма-метод на мгновенных гамма-квантах деления	ИГМгмг (ИГАмг, ИГКмг)		Анализ, возможно, каротаж

V. Методы, основанные на возбуждении в среде рентгеновского излучения под действием радиации [14, 49, 53]

38	Возбуждение излучения под действием альфа-частиц при регистрации рентгеновского излучения а) без фильтров б) с дифференциальными фильтрами	Гамма "	Альфа-рентгеновский » дифференциальный	АРА АРАд		
39	Возбуждение излучения под действием бета-частиц при регистрации рентгеновского излучения а) без фильтров б) с дифференциальными фильтрами	" "	Бета-рентгеновский » дифференциальный	БРА БРАд		
40	Возбуждение излучения под действием гамма-квантов при регистрации рентгеновского излучения а) без фильтров б) с дифференциальными фильтрами	" "	Гамма-рентгеновский » дифференциальный	ГРА (ГРО, ГРК) ГРАд (ГРОд, ГРКд)		

Продолжение табл. 2

№ п/п	Ядерная реакция или другое физическое явление, используемое в методе	Регистрируемая ядерная частица	Название метода		Литература	Область применения
			полное	сокращенное		
41	Возбуждение излучения под действием радиации от рентгеновской трубки при регистрации рентгеновских лучей	Гамма	Рентгено-рентгеновский	РРА		
42	а) без фильтров б) с дифференциальными фильтрами Ослабление в облучаемой пробе рентгеновского характеристического излучения, возникающего в специальной мишени под действием а) альфа-частиц б) бета-частиц в) гамма-квантов г) излучения рентгеновской трубки	" " " " "	дифференциальный на просвечивание (обычный, дифференциальный) » » »	РРА РРАд РААп, РААд, БРАп, БРАд, ГРАп, ГРАд, РРАп, РРАд		
43	Рассеяние пробой рентгеновского характеристического излучения, возникающего в специальной мишени под действием а) альфа-частиц б) бета-частиц Ослабление в пробе излучения от рентгеновской трубки Рассеяние пробой излучения от рентгеновской трубки	" " " " "	» » » » »	АРАп, АРАд, БРАп, БРАд, РАп РАр		
44	Ослабление в пробе излучения от рентгеновской трубки	"	»	АРАп, АРАд, БРАп, БРАд, РАп РАр		
45	Рассеяние пробой излучения от рентгеновской трубки	"	»	АРАп, АРАд, БРАп, БРАд, РАп РАр		
VI. Методы, основанные на применении электронных ускорителей*						
46	Измерение потока фотоэлектронов во времени между импульсами электронов	Нейтрон	Импульсный бета-нейтронный	ИБНМ (ИБНА, ИБНС, ИБНП)	[27]	Анализ, съемка, профилирование

47	Упругое рассеяние на ядрах атомов вещества жесткого гамма-излучения, возникающего в среде при торможении электронов	Гамма	Бета-гамма-гамма-метод упругого рассеяния	БГГМур (БГГАур, БГГСуp, БГГПуp, БГГКуp) ИБГГМур, (ИБГГСуp, ИБГГПуp, ИБГГОур, ИБГГКуp) БПА	То же, плюс каротаж
48	Измерение во времени упругого рассеянного гамма-излучения по методике совпадения	"	" » » импульсный		Съемка, профилирование, опробование, каротаж
49	(γ, p) под действием тормозного излучения электронов	Протон	Бета-протоновый		
50	Возникновение в породе под действием тормозного излучения электронов радиоактивных изотопов в реакциях (γ, n), (γ, p) и др.	Бета, гамма	Бета-актационный	БА (БАС, БАП)	Съемка, профилирование
51	Возникновение метастабильных радиоактивных изотопов под действием тормозного излучения электронов в породе	Гамма	" » » запаздывающих совпадений	БАзс (БАСзс, БАПзс) ИБА (ИБАС, ИБАП)	Съемка, профилирование
52	Измерение радиоактивности короткоживущих изотопов между интервалами импульсов электронов	Бета, гамма	" » » импульсный		То же
53	Эффект Мессбауэра на гамма-излучении радиоактивных изотопов, возникающих под действием тормозного излучения электронов в породе	Гамма	" » » резонансного поглощения гамма-лучей	БАРп (БАСрп, БАПрп)	"
54	Эффект комптоновского рассеяния гамма-лучей радиоактивных изотопов, возникающих в среде под действием электронов высокой энергии	"	Гамма-гамма-метод бета-актационного анализа	ГГМба (ГГССба, ГГПба)	"
55*	Измерение потока фотоэлектронов во времени между импульсами электронов, падающих на тормозную мишень	Нейтрон	Импульсный гамма-нейтронный	ИГНМ (ИГНА, ИГНС, ИГНК)	Анализ, съемка, каротаж
56	Возникновение радиоактивных изотопов в реакциях (γ, n), (γ, p) и др.	Бета, гамма	Гамма-актационный	ГА (ГАС, ГАК)	Съемка, каротаж

* При использовании этих ускорителей в качестве источников электронов (бета-лучей) могут быть реализованы упомянутые выше бета-методы: ББА (5) и БГА (6), БНМ (7). Однако наиболее целесообразно использовать для реализации указанных ниже методов. При использовании электронных ускорителей в качестве источников гамма-лучей могут быть реализованы ГМп (12), ГГМ (13) и др. Однако наиболее целесообразно такие генераторы гамма-лучей использовать для реализации ГГМ (16) и др.

Продолжение табл. 2

№ п/п	Ядерная реакция или другое физическое явление, используемое в методе	Регистрируемая ядерная частица	Название метода		Литература	Область применения
			полное	сокращенное		
57	Возникновение метастабильных радиоактивных изотопов под действием жесткого гамма излучения	Гамма	Гамма-активационный запыдывающих совпадений	Г Аэс (ГАСэс, ГАПэс, ГАКэс)		Съемка, профилирование
58	Измерение короткоживущих изотопов между интервалами гамма-квантов	Бета, гамма	» импульсный	ИГА (ИГАС, ИГАП, ИГАК)		То же
59	(γ, p)	Протон	Гамма-прогонный	ГПА		
60	Возникновение запаздывающих нейтронов в некоторых реакциях под действием жестких гамма-квантов	Нейтрон	Гамма-активационный на запаздывающих нейтронах	Г Аэп (ГАОэп, ГАКэп)	[17]	Опробование, каротаж
61	Эффект Мессбауэра на излучении изотопов, возникающих в породах под действием жесткого гамма-излучения	Гамма	» резонансного поглощения гамма-лучей	Г Арп (ГАОрп, ГАКрп)		То же
62	Эффект комптоновского рассеяния гамма-лучей изотопов, возникающих в породе под действием жесткого гамма-излучения	»	Гамма-гамма-метод гамма-активационного анализа.	Г ГЛга (ГГОга, ГГКга)		»
63	Упругое рассеяние жесткого гамма-излучения на ядрах вещества	»	Гамма-гамма-метод упругого рассеяния	Г ГМу	[51, 56]	Анализ, съемка, каротаж

VII. Методы, основанные на применении генераторов * нейтронов

64	($n, n'\gamma$)	Гамма	Импульсный нейтронный гамма-метод неупругого рассеяния нейтронов	ИНГМ _{нр} (ИНГА _{нр} , ИНГС _{нр} , ИНГК _{нр})	[37, 43]	То же
65	Измерение во времени между импульсами быстрых нейтронов потоков тепловых и других нейтронов	Нейтрон	Импульсный нейтрон-нейтронный и его разновидности	ИНГМ (ИНГА, ИНГС, ИНГК)	[36, 35, 43, 52, 62]	»
66	Измерение во времени между импульсами быстрых нейтронов потоков гамма-излучения радиационного захвата	Гамма	» нейтронный гамма-метод	ИНГМ (ИНГА, ИНГС, ИНГК)	[43, 45, 62]	»

67	Измерение радиоактивности короткоживущих изотопов между интервалами импульсов быстрых нейтронов	Бета, гамма	»	» активационный и его разновидности	ИНА (ИНАС, ИНАК)	Съемка, каротаж
VIII. Методы, основанные на применении циклотронов [4, 11, 21, 49, 55, 57]						
68	$(p, n), (p, d), (p, t), (p, \alpha)$ и др.	Бета, гамма	Протонный активационный		ПА	[4]
69	То же	То же	»	» запаздывающих совпадений	ПАЗс	
70	»	»	Импульсный протонный активационный		ИПА	
71	(d, n)	Нейтрон	Протон-нейтронный		ПНА	
72	$(p, \alpha\gamma)$ и др.	Гамма	Протонный гамма-анализ		ПГА	
73	(p, α)	Альфа	» альфа-анализ		ПАА	
74	(p, t)	Тритон	Протон-тритонный		ПТА	
75	(p, d)	Дейтрон	Протон-дейтронный		ПДА	
76	Рассеяние протонов	Протон	Протон-протонный		ППА	
77	$(d, n), (d, p), (d, \alpha)$ и др.	Бета, гамма	Дейтронный активационный		ДА	
78	То же	То же	»	» запаздывающих совпадений	ДАЗс	
79	»	»	»	» импульсный	ИДА	
80	(d, n)	Нейтрон	Дейтрон-нейтронный		ДНА	
81	$(d, p\gamma)$ и др.	Гамма	Дейтронный гамма-анализ		ДГА	
82	(d, α)	Альфа	» альфа-анализ		ДАА	
83	(d, t)	Тритон	Дейтрон-тритонный		ДТА	
84	(d, p)	Протон	Дейтрон-протонный		ДПА	
85	Рассеяние дейтронов	Дейтрон	Дейтрон-дейтронный		ДДА	
86	$(t, n), (t, p), (t, d), (t, \alpha)$ и др.	Бета, гамма	Тритонный активационный		ТА	
87	То же	То же	»	» запаздывающих совпадений	ТАЗс	
88	»	»	»	» импульсный	ИТА	

* Эти устройства могут быть использованы для реализации всех упомянутых выше нейтронных методов: НГМир (18), ИНМ (21), НАА (23), НПА (24), НГМ (25), НА (28) и др. Однако наиболее целесообразно генераторы нейтронов использовать для реализации НГМир на НА-6. Всякая эффективно на практике примененная импульсных генераторов нейтронов, на основе которых могут быть реализованы указанные ниже методы.

Окончание табл. 2

№ п/п	Ядерная реакция или другое физическое явление, используемое в методе	Регистрируемая ядерная частица	Название метода		Литература	Область применения
			полное	сокращенное		
89	(t, n) и др. (t, p) (t, α) (t, d) (t, p)	Нейтрон Гамма Альфа Дейтрон Тритон	Тритон-нейтронный Тритонный гамма-анализ » альфа-анализ Тритон-дейтронный Тритон-протонный	ТНА		
90				ТГА		
91				ТАА		
92				ТДА		
93				ТПА		
Полимеры АНА (1), АГА (2), АА (3) и ААзс (4), могут быть реализованы следующие:						
94	(d, n), (α, d), (α, t) и др.	Бета, гамма Протон Дейтрон Тритон Ион	Импульсный альфа-активационный Альфа-протонный Альфа-дейтронный Альфа-тритонный Ион-ионный	ИАА		[21]
95	(α, p)			АПА		
96	(α, d)			АДА		
97	(α, t)			АТА		
98	Рассеяние тяжелых ионов			ИИА		

Поэтому исследователи пошли по пути применения в лабораторных измерениях различных ядерных установок. Уже разработаны такие установки, как размножители нейтронов типа СО-1, генераторы нейтронов типа НГ-160 и ядерные реакторы типа РГ-1 и др.

Размножитель нейтронов может устанавливаться как в специальных помещениях, так и на автомашине. С его помощью можно определять около 20 элементов: кислород, фтор, алюминий, кремний, натрий, магний, калий, кальций, ванадий, марганец, медь, кобальт, серу, фосфор, серебро, индий, вольфрам, золото и др. Генераторы нейтронов требуют специальных помещений, однако уже создана установка, размещаемая на автомашине.

В СССР имеется несколько лабораторий, оснащенных генераторами нейтронов. Однако для большинства установок еще не существует отработанной методики.

Представляется необходимым создание мощного, до 30 Мэв, ускорителя электронов, который можно использовать в качестве источника электронного и гамма-излучения, а также для определения в пробах химических элементов фотонейтронными и активационными методами.

Большой интерес представляют исследования по разработке методики анализа вещества заряженными частицами: протонами, дейтонами, тритонами, гелионами, альфа-частицами и другими более тяжелыми ионами, ускоряемыми с помощью циклотронов.

Названные установки являются дорогим уникальным оборудованием*. Например, размножитель нейтронов типа СО-1 стоит

* Аппаратура ядерной геофизики, полевой и рудничной радиометрии и активационного анализа (каталог). М., Атомиздат, 1965.

70 тыс. руб., генератор нейтронов типа НГ-160 15 тыс. руб., ядерный реактор типа РГ-1 265 тыс. руб. Строительство здания для размещения генератора нейтронов типа НГ-160 обходится в 39 тыс. руб., а проектирование и строительство здания под реактор типа РГ-1 — 92 тыс. руб. Радиометрические установки, особенно такие, как многоканальные анализаторы, также достаточно дороги и сложны. Полный комплект контрольно-измерительной аппаратуры к генератору НГ-160 стоит 48 тыс. руб., кроме того для обслуживания ядерных установок требуются высококвалифицированные специалисты.

Поэтому в настоящее время в СССР создаются базовые хозрасчетные лаборатории, оборудованные современными ядерными установками всех имеющихся классов и радиометрической аппаратурой. По нашему мнению, оборудование таких лабораторий должно быть рассчитано на анализ как горных пород, так и других веществ. Поэтому базовые лаборатории необходимо размещать вблизи крупных промышленных центров. В частности, одна из таких лабораторий должна быть размещена вблизи г. Новосибирска.

Базовые лаборатории должны проектироваться таким образом, чтобы в них можно было разместить ядерные установки всех имеющихся классов: размножитель нейтронов, генераторы нейтронов различной мощности, электронные ускорители, циклотроны и ядерные реакторы.

Для работы геологической службы, особенно геохимиков, необходимы высокочувствительные ядерные методы, позволяющие вести анализ подавляющего числа химических элементов, начиная с кларковых концентраций. Кроме того, на повестку дня встает вопрос определения концентраций не только химических элементов, но и их изотопов. Некоторые из этих задач могут быть решены с помощью указанных выше установок. Однако для определения в пробах ряда элементов и их изотопов нужны мощные ядерные реакторы или генераторы нейтронов, дающие потоки до $10^{13} \div 10^{14}$ нейтр/см²·сек. Пора думать над тем, как организовать такие исследования. По нашему мнению, для этих целей необходимо использовать имеющиеся реакторы или создать специальные. Несмотря на дороговизну этих установок, они со временем, как показывает практика, окупаются.

Ядерные методы полевой геофизики — наименее разработанные по сравнению с остальными ядерно-геофизическими методами. Применяют их для решения следующих задач.

1. Определение плотности и влажности горных пород, грунтов и почв. Для решения этой задачи применяются в основном гамма-гамма-метод (ГГМ) и нейтрон-нейтронный метод (ННМ). В методическом отношении они достаточно хорошо разработаны, однако серийных приборов до сих пор нет. В частности, Институтом геологии и геофизики СО АН СССР давно разработан приставной гамма-гамма-плотномер, позволяющий с достаточной точностью определять плотность горных пород в коренных выходах. Сцинтилляционный радиометр к этому плотномеру обладает высокой температурной стабильностью. В настоящее время техническая документация на этот прибор разработана и передана на завод Сибирским ОКБ геофизического приборостроения Министерства геологии СССР.

2. Определение содержания с поверхности некоторых элементов. В отличие от методов поиска естественных радиоактивных элементов (урана, радия, тория и калия) с ядерно-геофизическими методами поисков перерадиоактивного сырья дело обстоит явно неблагоприятно. Для поисков урана и других радиоактивных элементов разработаны и широко применяются съемки с автомобиля, самолета,

пешеходные, а для поисков и разведки перадиоактивного сырья, имеющего большое народнохозяйственное значение, создано мало методов. До сих пор нет удовлетворяющего технике радиационной безопасности пешеходного бериллометра с ускорителем. Радикально задача поисков этого важного элемента может быть решена с помощью автомобильного и аэрометода, для создания которых имеются все возможности.

Весьма важной задачей является разработка мобильных методов поисков полезных ископаемых с помощью генераторов нейтронов. Эти методы можно использовать в первую очередь для геохимического картирования и поисков ряда полезных ископаемых.

Рудничная ядерная геофизика. Применяющиеся при опробовании классические методы (бороздовое опробование и другие, связанные с отбором проб) трудоемки, неоперативны, к тому же являются неудовлетворительными. Точность, на которую опираются при этом геологи, обусловлена точностью химического анализа и совершенно не присуща данному виду опробования. Результаты повторных опробований, как правило, значительно расходятся и никак не отвечают точности химического анализа, на котором они базируются. Ядерные методы являются значительно более представительными и, в целом, более точными.

Широкие исследования по разработке методов рудничной ядерной геофизики ведет Всесоюзный научно-исследовательский институт разведочной геофизики (ВИРГ) Министерства геологии СССР. Заслуживают внимания созданные в этом институте гамма-гамма-метод обратного рассеяния (ГГМО), селективный гамма-гамма-метод определения некоторых тяжелых элементов (ГГМ-э) и рентгено-радиометрический метод (РРМ).

В Институте геологии и геофизики СО АН СССР разработаны упоминавшийся выше приставной гамма-гамма-плотномер и приставной борметр, которые могут быть использованы для опробования стенок горных выработок.

Для быстрейшего внедрения в производство методов рудничной и полевой ядерной геофизики необходимо разработать портативные приборы, с помощью которых можно было бы прямо на месте выхода горных пород и руд вести их опробование (переносные радиометры интенсиметрического и спектрометрического типов, а также ускорительные установки: генераторы нейтронов и электронные ускорители).

Методы радиоактивного каротажа начали развиваться раньше других, и поэтому в этой области получены наиболее существенные результаты. Намечились три основных направления в развитии методов радиоактивного каротажа: исследование нефтяных и газовых скважин, исследование углеразведочных скважин и исследования скважин, бурящихся на рудное и перудное минеральное сырье [62].

Нефтяные и газовые скважины. При их исследовании необходимо выделять коллекторы и оценивать их пористость и нефте- или газонасыщенность; контролировать разработку скважин, а также их техническое состояние и т. д.

Интенсивные исследования в этом направлении ведут ВНИИ ядерной геофизики и геохимии (ВНИИЯГГ) Министерства геологии СССР, Волгоуральский филиал ВНИИ геофизики Министерства геологии СССР и другие институты. Наиболее полный обзор ядерных методов, применяющихся для решения указанных задач, сделан Ф. А. Алексеевым в упомянутом выше докладе. Поэтому будем говорить об этих исследованиях кратко.

Основными методами, входящими в общий комплекс исследований коллекторов, являются гамма-каротаж (ГК), нейтронный гамма-каротаж (НГК) и нейтрон-нейтронный каротаж (ННК). В последнее время для решения данной задачи стали широко применяться и гибридный метод НГК и ННК — так называемый НГК с кадмевым экраном НГК (Cd). Аппаратура в этом комплексе одновременно чувствительна как к гамма-лучам радиационного захвата, регистрируемым газоразрядным счетчиком, так и к нейтронам, захватываемым кадмием и регистрируемым по гамма-излучению радиационного захвата кадмия.

В США для изучения коллекторных свойств пластов часто применяется плотностной гамма-гамма-каротаж (ГГК-п). Для этих целей создана двухканальная аппаратура ГГК. Малым зондом определяется влияние глинистой корки на результаты измерений плотности вторым зондом. Поправка вносится с помощью электронно-вычислительного устройства. Однако даже в таком варианте ГГК-п обладает низкой глубиной. В Институте геологии и геофизики СО АН СССР создан новый тип глубинного прибора ГГК так называемый двухлучевой ГГП (ДГГП). С его помощью можно осуществлять локацию рассеянного излучения в заданной области, удаленной от стенок прибора на глубину до 4—15 см. Двухлучевой ГГП позволяет совершенно устранить влияние ближней зоны указанной толщины и определять плотность пород даже за обсадной колонной. Эта аппаратура прошла испытание и, по нашему мнению, заслуживает скорейшего внедрения в производство.

Весьма эффективным методом разделения нефтеносных коллекторов от водоносных явились импульсный ННК (ИННК) и НГК (ИНГК). С помощью этих методов удалось значительно повысить глубину исследования и разработать методику контроля за водонефтяным контактом (ВНК) в случае минерализованных вод. Необходимо разработать методику определения ВНК для пресных вод. Решение этой задачи требует создания глубинных приборов с пространственной селекцией излучения и скважинных генераторов жесткого гамма-излучения. Необходим также серийный выпуск малогабаритных генераторов нейтронов, в которых нуждается не только нефтепромысловая, но и рудная и углеразведочная геофизика.

Большое значение приобретает разработка многоканальной, а также температуростойкой аппаратуры.

Углеразведочные скважины. При изучении углеразведочных скважин решаются следующие задачи: выявление угольных пластов, определение их мощности, зольности и марочного состава. Для их решения применяется в основном гамма-гамма-каротаж. Большие исследования по разработке селективного ГГК ведет Институт геофизики УФ АН СССР. Сотрудниками этого института разработана аппаратура, позволяющая определять зольность углей с точностью до 1—2%.

Весьма важной задачей, по нашему мнению, является разработка новых конструкций приборов без прижимных устройств. Как известно, наличие пружины на приборах ГГК приводит к обрыву в процессе исследований применяемых приборов.

В Московском институте нефтехимической и газовой промышленности разработан прибор без прижимных пружин на основе НГК, позволяющий определять зольность углей с точностью 3%.

Упомянутые выше двухлучевые гамма-гамма-плотномеры (ДГГП) необходимы и при изучении углеразведочных скважин.

Скважины, буримые на рудные и негорючие нерудные полезные ископаемые. Для поисков рудных и нерудных по-

лезных ископаемых применяются гамма- и нейтронные методы, особенно гамма-гамма-метод, рентгено-радиометрический и гамма-нейтронный методы.

ГГК-э и РРК используются главным образом для определения по разрезам скважин тяжелых элементов: сурьмы, бария, вольфрама, молибдена, свинца, а также железа и т. д. РРК весьма перспективен. ЛГУ, ВИРГа и ОКБ Министерства геологии СССР совместно разработана пятиканальная аппаратура, опытная серия которой скоро должна быть выпущена.

Для определения бериллия применяется ГНК (разработки КазВИРГа и ВИРГа). Этот метод принят в качестве основного для подсчетов запасов бериллия ГКЗ.

Из нейтронных методов часто используются ННК, НГК и НАК. С помощью ННК определяют в скважинах бор, марганец, ртуть, редкие земли, хлор и т. д. Весьма важно разработать методику определения высоких концентраций бора в породах. Для этой цели целесообразно применить ННМ-р. С помощью НАК определяют фтор, кремний, алюминий и медь. Применение малогабаритных скважинных генераторов нейтронов расширит возможности радиоактивного каротажа. Дальнейшее развитие классификации ядерно-геофизических методов и их описания см. в книге автора [62].

В заключение следует заметить, что разработка ядерных методов и внедрение их в производство требует следующих мероприятий:

- 1) создания КБ* и завода ядерно-геофизического приборостроения;
- 2) подготовки кадров для эксплуатации установок и аппаратуры;
- 3) организации единого координационного центра, в функции которого входило бы определение направления исследований и помощь по внедрению в производство разработанных методов и приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Ф. А. Современное состояние и перспективы развития ядерной геофизики. Сб. «Радиоизотопные приборы в промышленности и геофизике». Вена, Изд-во МАГАТЭ, 1966.
2. Амнел С., Пейсиз М. Использование запаздывающих нейтронов в активационном анализе.— Атомная энергия, 1963, т. 14, вып. 6.
3. Баранов В. И. и др. Нейтронные методы поиска и анализа борного сырья. М., «Наука», 1964.
4. Барбьер М. Радиоактивность, индуцируемая в материалах протонами, нейтронами и фотонами больших энергий.— Индустриес атомикес, 1963, т. 7, № 5—6.
5. Бета-тормозной метод определения свинца и цинка в руде.— Атомная энергия, 1963, т. 14, вып. 5.
6. Бланков Е. Б., Кормильцев Ю. В. Каротаж по времени жизни тепловых нейтронов в породе с использованием стационарного ампульного источника. См. настоящий сб.
7. Блюменцев А. М. Способ радиометрии скважин для оценки содержания железа в горных породах и рудах.— Бюлл. изобретений, 1962, № 12.
8. Бондаренко В. М. Использование космических лучей в геологии. М., «Недра», 1965.
9. Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А., Филиппов Е. М. Исследования по исключению влияния ближней зоны на результаты гамма-гамма-метода.— Геология и геофизика, 1966, № 6.
10. Варварина Е. К., Филиппов Е. М. Определение плотности горных пород по ослаблению гамма-излучения.— Бюлл. науч.-техн. информации Госгеолкома СССР, 1964, № 1 (51).
11. Васильев С. С. и др. Анализ состава материалов с помощью неупругого рассеяния быстрых заряженных частиц.— Атомная энергия, 1966, т. 20, вып. 5.

* В Новосибирске такое КБ (Сиб. ОКБ Министерства геологии СССР) было создано в 1967 г.

12. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Нейтрон-нейтронный метод на резонансных нейтронах и его применение для определения серебра, золота и бора. См. настоящий сб.
13. Возженников Г. С. Активационный анализ в рудной геофизике. М., «Недра», 1965.
14. Вопросы рудной геофизики, вып. 3, 1961; вып. 4, 1964; вып. 5, 1965; вып. 6, 1966.
15. Гольданский В. И. Эффект Мессбауэра и его применение в химии. Изд-во АН СССР, 1963.
16. Гуков Г. П. Способ активационного анализа.— Бюлл. изобретений и товарных знаков, 1963, № 24.
17. Дорош М. М. и др. Способ разграничения нефтеносных пластов от водоносных, основанный на регистрации запаздывающих нейтронов.— Атомная энергия, 1966, т. 21, вып. 1.
18. Запорожец В. М., Кантор С. А., Сулин В. В., Филиппов Е. М. Способ электронного каротажа скважин и устройство для его осуществления.— Бюлл. изобретений, 1958, № 3.
19. Игумнов С. А. Об использовании запаздывающих нейтронов для бескернового определения содержания урана в скважинах. Изв. вузов. Горный журнал, 1966, № 2.
20. Иванкин В. П. Способ радиометрии буровых скважин.— Бюлл. изобретений, 1958, № 6.
21. Карамен С. А., Шукуров Я. Химический анализ методом рассеяния тяжелых ионов на большие углы.— Атомная энергия, 1966, т. 20, вып. 1.
22. Кожевников Д. А. Теоретические исследования в области ядерной геофизики в СССР.— Сб. «Радиоизотопные приборы в промышленности и геофизике». Вена, Изд-во МАГАТЭ, 1966.
23. Колчина А. Г. и др. Опыт применения радиоактивных методов при поисках и разведке нерадиоактивных руд (сб. статей № 1). Госгеолтехиздат, 1962.
24. Ларионов В. В. Ядерная геология и геофизика. Гостоптехиздат, 1963.
25. Лобанов Е. М. и др. Активационный анализ в условиях геологических скважин. Изд-во АН УзССР, 1963.
26. Новиков Г. Ф., Капков Ю. Н. Радиометрические методы разведки. М., «Недра», 1965.
27. Парлаг А. М. и др. Расчеты выходов фотонейтронов из смеси с небольшими количествами бериллия, воды, лития, углерода, урана и тория.— Атомная энергия, 1963, т. 15, вып. 2.
28. Пауесов В. А. Определение объемных весов радиоактивных руд по данным гамма-каротажа.— Бюлл. науч.-техн. информации ВИМСа, 1962, № 4 (38).
29. Петржак К. А. и др. Изотопный состав урана в метеоритах.— Геохимия, 1956, № 2.
30. Плаксин И. Н. и др. Использование наведенной альфа-частицами искусственной радиоактивности для количественного контроля продуктов, содержащих алюминий и бор.— ДАН СССР, 1959, т. 128, № 6.
31. Плаксин И. Н. и др. Использование реакции (αn) для количественного определения содержания бериллия, бора и фтора в продуктах обогащения.— Атомная энергия, 1960, т. 9, вып. 5.
32. Плаксин И. Н. и др. Применение гамма-квантов, возникающих в результате взаимодействия альфа-частиц с ядрами фтора и бора, для определения этих элементов в продуктах обогащения.— ДАН СССР, 1961, т. 141, № 4.
33. Плаксин И. Н. и др. Применение гамма-спектроскопии для определения бериллия, бора и фтора в продуктах обогащения по гамма-излучению, сопровождающему взаимодействие ядер этих элементов с альфа-излучением.— Атомная энергия, 1962, т. 13, вып. 6.
34. Получение и применение радиоактивных изотопов. Госатомиздат, 1962.
35. Проблемы ядерной геофизики. М., «Недра», 1964.
36. Радиоактивные изотопы и ядерные излучения в народном хозяйстве СССР, т. IV. «Поиски, разведка и разработка полезных ископаемых». Гостоптехиздат, 1961.
37. Радиоизотопные приборы в промышленности и геофизике, т. 1 и 2. Вена, Изд-во МАГАТЭ, 1966.
38. Савосин С. И. и др. Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике (сб. статей). Госатомиздат, 1962.
39. Сенько А. К. и др. Временное руководство по фотонейтронному методу определения бериллия в рудных порошковых пробах. Госгеолтехиздат, 1963.
40. Сулин В. В. Применение гамма-активационного метода при исследовании образцов горных пород.— Сб. «Ядерная геофизика», вып. 1963. Гостоптехиздат, 1963.
41. Труды I Всесоюзного координационного совещания по активационному анализу (24—28 октября 1962 г.). Ташкент, 1964.
42. Ученые записки САИГИМСа (Среднеазиатский научно-исследовательский институт геологии и минерального сырья), вып. 3, 1960; вып. 7, 1962; вып. 8, 1962.

43. Флеров Г. Н. и др. Перспективы использования радиоактивных излучений в геологии при поисках и разведке полезных ископаемых.— Сб. «Разведка и разработка полезных ископаемых». Труды Всесоюз. конф. по применению изотопов и ядерных излучений. Гостехиздат, 1958.
44. Филиппов Е. М. К вопросу о ядерно-геофизических методах определения состава горных пород и руд.— Сб. «Полевые ядерные геофизические методы» М., «Наука», 1966.
45. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. Изд-во АН СССР, 1962.
46. Филиппов Е. М. О возможности применения генераторов нейтронов для аэропоисков полезных ископаемых.— Геология и геофизика, 1965, № 2.
47. Филиппов Е. М., Жаворонков В. Я. О возможности применения электронных ускорителей в автомобильной и вертолетной съемке.— Геология и геофизика, 1966, № 9.
48. Халдеев О. Д., Чердынцев В. В. Исследование естественного нейтронного потока методом каротажа буровых скважин.— Сборник научных работ кафедры оптики и кафедры экспериментальной физики Казахского университета, 1960, вып. 2.
49. Чупрунов Д. Л. и др. Одновременное исследование конкурирующих ядерных реакций при помощи сцинтилляционного спектрометра.— Атомная энергия, 1966, т. 21, вып. 1.
50. Шумиловский Н. Н. и др. Радиоизотопные методы автоматического контроля состава сложных сред. М., «Энергия», 1964.
51. Ядерная геофизика при поисках полезных ископаемых. Гостоптехиздат, 1960.
52. Ядерная геофизика. Гостоптехиздат, 1962.
53. Якубович А. Л. Ускоренный анализ минерального сырья с применением сцинтилляционной аппаратуры. Госатомиздат, 1963.
54. Baker P. E. Gamma-ray source with lithium targets. Patent USA № 3019129, 26, 12, 1961.
55. Glos M. B. Activation analysis ready for routine use. Nucleonics, 1965, v. 23, № 6.
56. Jones S. S. Method and apparatus for logging carbon. Patent USA № 3015030, 26, 12, 1961.
57. Koch R. C. Activation analysis. Handbook. New-York — London, 1960.
58. Paterson J. H. et al. Chemical analysis of surfaces using alpha — particles. J. geophys. Res., 1965, v. 70, № 6.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

59. Арцыбашев В. А. Гамма-метод измерения плотности. М., Атомиздат, 1965.
60. Горшков Г. В. и др. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры. М., Атомиздат, 1966.
61. Плаксин И. Н., Старчик Л. П. Ядерно-физические методы контроля вещественного состава (ядерная реакция и активационный анализ). М., «Наука», 1966.
62. Филиппов Е. М. «Ядерная геофизика», т. 1, 2. Новосибирск, «Наука» (в печати).

Е. Б. Бланков

О ГЛУБИННОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН СРЕДСТВАМИ ЯДЕРНОЙ ГЕОФИЗИКИ

Серьезным фактором, ограничивающим возможности современных методов ядерной геофизики, является низкая глубинность исследования. Возможности повышения эффективности геолого-геофизического исследования скважин в значительной мере определяются резервами увеличения глубинности исследований. Очень важно поэтому располагать способами определения глубинности исследований, которые обеспечива-

ли бы сопоставимые результаты для различных методов, используемых при решении одних и тех же геолого-геофизических задач. Существующие определения понятия глубинности и критерии оценки глубинности не удовлетворяют этому требованию.

Рассмотрим наиболее употребительное определение глубинности исследования скважин.

Глубинность исследования определяют с использованием радиальных функций влияния, представляющих собой зависимость показаний метода в двухслойной среде от радиуса цилиндрической границы раздела между двумя фазами.

Пусть показания метода выражаются некоторым параметром κ , определяемым путем измерений или математической обработки результатов измерений.

Для конкретности здесь и далее глубинность исследования рассматривается применительно к задаче выявления нефтеносных пластов и разделения их от водоносных, однако все формулируемое ниже пригодно для любых задач геофизического разделения качественно различных пород.

Пусть исследуемая среда двухслойна. Граница раздела цилиндрическая. Внешняя среда — исследуемая порода — соответствует по своим физическим параметрам нефтеносному пласту, внутренняя среда — ближняя зона — соответствует по параметрам скважине, заполненной водой.

Значение определяемого путем измерений параметра κ зависит от влияния исследуемого пласта и ближней зоны, т. е. $\kappa = \kappa(r)$, где r — радиус цилиндрической границы раздела. При $r = \infty$ $\kappa = \kappa_{в,скв}$ соответствует показаниям, которые наблюдались бы в бесконечной однородной среде, соответствующей по физическим параметрам скважине, заполненной водой. При $r = 0$ $\kappa = \kappa_{п,пл}$ соответствует показаниям, которые наблюдались бы в бесконечной однородной среде, соответствующей по своим физическим параметрам нефтеносному пласту.

Соответствующая радиальная функция влияния приведена на рис. 1. Глубинность обычно определяют из подобных характеристик, получаемых из экспериментов или путем расчета, используя произвольно вводимое требование отличия показаний за счет влияния пласта на 10% по сравнению с показаниями, которые наблюдались бы в скважине с бесконечным радиусом.

Соответствующее соотношение, из которого определяется глубинность, имеет вид

$$\frac{\kappa(r)|_{r=\Gamma} - \kappa_{в,скв}}{\kappa_{п,пл} - \kappa_{в,скв}} = 0,1. \quad (1)$$

В некоторых случаях делается попытка обосновать такое определение глубинности, увязав его с точностью измерений. Если, например, точность измерений параметра κ соответствует 2%, то десятипроцентные отличия $\kappa(r)$ от стационарного уровня $\kappa_{в,скв}$ могут быть вполне надежно измерены. Однако с учетом асимптотического приближения $\kappa(r)$ к $\kappa_{в,скв}$ из определения следует вывод о возможности бесконечного увеличения глубинности при надлежащем увеличении точности измерений параметра.

В действительности основная неустранимая неопределенность связана не с неточностями измерения, которые могут быть в принципе уменьшены техническими средствами, а с отсутствием априорной информации о стационарных уровнях κ для пласта и скважины, позволяющей выб-

рвать пужную радиальную характеристику и внести поправки на влияние ближней среды. Поясним наше утверждение.

На рис. 2 показаны переходные кривые для возможных вариантов заполнения ближней среды и скважины:

- 1) пласт нефтеносен, скважина заполнена нефтью;
- 2) пласт нефтеносен, скважина заполнена водой;
- 3) пласт водоносен, скважина заполнена нефтью;
- 4) пласт водоносен, скважина заполнена водой.

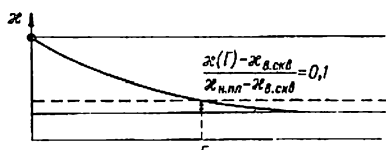


Рис. 1. График радиальной функции влияния при $r=0$ и $r=\infty$.

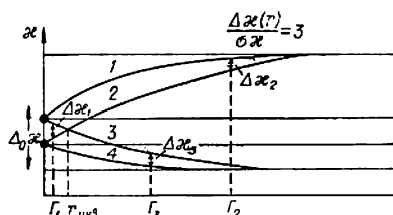


Рис. 2. Переходные кривые для четырех вариантов заполнения пласта и скважины:

- 1 — $x_{н.н.}(r)$; 2 — $x_{в.н.}(r)$;
- 3 — $x_{н.в.}(r)$; 4 — $x_{в.в.}(r)$.

Перед началом исследований неизвестно, с каким вариантом придется иметь дело. Более того, для сред, подлежащих исследованию, неизвестны уровни показаний $x_{н.снв}$, $x_{н.пл}$, $x_{в.пл}$, $x_{в.снв}$, которые наблюдались бы при $r=0$ и $r=\infty$ (для пласта и скважины).

В лучшем случае имеются лишь распределения априорных вероятностей для этих величин. Тогда в качестве значения этих величин могут быть приняты их наивероятнейшие значения, а в качестве функций влияния также их наивероятнейшие реализации. В результате измерений получаем некоторое значение x , на основании которого должны решить вопрос о характере насыщения пласта. Однако в общем случае имеет место некоторая неопределенность: одинаковое значение x может соответствовать как нефтеносному, так и водоносному пласту. Эта неопределенность обуславливает возможность ошибки при интерпретации и возрастает при увеличении радиуса скважины.

Для случая, когда характер заполнения скважин неизвестен, эта неопределенность больше и быстрее возрастает с увеличением радиуса. В случае, когда характер заполнения скважины и обусловленное этим значение $x_{снв}$ известно, неопределенность меньше и с увеличением радиуса нарастает медленнее.

Под глубиной исследования при разделении пластов по водонефтенасыщенности предлагается понимать радиус границы раздела между ближней средой и пластом, при котором разность показаний против нефтеносного и водоносного пласта превосходит неопределенность в оценке этой разницы, обусловленную суммарным действием всех помех, в заданное количество раз, определяемое требованиями к надежности интерпретации.

К помехам относятся наряду с техническими и методическими и обусловленные возможными вариациями стационарных значений параметра x для ближней зоны и пласта (изменение коллекторских свойств и т. д.).

Пусть $\Delta x(r)$ — разность показаний для нефтеносного и водоносного пластов, уменьшающаяся с увеличением r ; $\Delta_0 x = \Delta x(0) = x_{н.пл} - x_{в.пл}$ —

разница в показаниях при отсутствии скважины; $\sigma_{\Delta x}$ — априорная неопределенность значения Δx , обусловленная как погрешностями измерения, так и возможными вариациями стационарных уровней.

Глубинность исследования должна быть найдена из условия

$$\frac{\Delta x(\Gamma)}{\sigma_{\Delta x}} = \alpha, \quad (2)$$

где α определяется требованиями надежности. Например, в случае, когда суммарная помеха распределена по нормальному закону, надежность 0,95 обеспечивается при $\alpha=2$, надежность 0,99 — при $\alpha=2,6$.

Разумеется, постановка вопроса о глубинности исследования лишается смысла, если условие (2) не выполняется уже при $r=0$, т. е. для однослойной среды (что соответствует нулевой глубинности).

Рассмотрим теперь различия глубинности исследований, обусловленные разной полнотой априорной информации.

Характер насыщения ближней зоны неизвестен. При этом необходимо считаться с возможностью наиболее неблагоприятной ситуации: нефтепосному пласту соответствует вода в ближней зоне, водоносному — нефть в ближней зоне:

$$\Delta x_1(r) = x_{н.в}(r) - x_{в.п}(r). \quad (3)$$

При некотором $r = r_{инв}$ $\Delta x(r_{инв}) = 0$, следовательно, $\frac{\Delta x(r_{инв})}{\sigma_{\Delta x}} = 0$, дифференциация* исчезает. Глубинность исследования при любом уровне помех меньше радиуса инверсии:

$$\Gamma_1 = \frac{x_{н.в}(r) - x_{в.п}(r)}{\sigma_{\Delta x}} < r_{инв}. \quad (4)$$

Известен характер насыщения ближней зоны и наименее вероятнейший стационарный уровень x , соответствующий такому насыщению. Имеется методика внесения поправок на влияние ближней зоны.

В зависимости от характера насыщения ближней зоны выбирают надлежащие радиальные функции влияния. $\Delta x(r)$ выразится соответственно либо соотношением $\Delta x_2(r) = x_{н.п}(r) - x_{в.п}(r)$, либо соотношением

$$\Delta x_3(r) = x_{н.в}(r) - x_{в.в}(r). \quad (5)$$

В первом случае из условия (2) получим некоторую глубинность Γ_2 , во втором — Γ_3 , причем они в общем случае могут различаться.

Очевидно, что глубинность при отсутствии информации о ближней зоне может быть значительно ниже, чем при наличии такой информации.

Рассмотрим для примера вопрос глубинности исследований при углеродном каротаже (см. статью Е. Б. Бланкова, Л. А. Лозовского и И. Г. Фельдмана «Способ регистрации гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах углерода» в данном сборнике).

В нашем распоряжении пока нет снятых экспериментально радиальных функций влияния для углеродного каротажа. Поэтому используем косвенные, но достаточно надежные для первоначальных численных оценок данные.

* Величина $\frac{\Delta x(r)}{\sigma_{\Delta x}}$ может быть названа сравнительной дифференциацией.

Для грубой оценки будем считать, что спадающие радиальные функции влияния $\kappa_{н.в}(r)$, $\kappa_{в.в}(r)$ аппроксимируются экспонентами и что $\kappa_{в.пл} = \kappa_{в.скв} = 0$. Тогда $\kappa_{в.в}(r) \equiv 0$

$$\kappa_{н.в}(r) = \kappa_{н.пл} e^{-\frac{r}{r_0}}. \quad (6)$$

Будем считать также, что нарастающие кривые аппроксимируются функциями вида $1 - e^{-\frac{r}{r_0}}$, т. е.

$$\kappa_{н.пл}(r) = (\kappa_{н.скв} - \kappa_{н.пл}) \left(1 - e^{-\frac{r}{r_0}}\right) + \kappa_{н.пл}; \quad (7)$$

$$\kappa_{в.пл}(r) = \kappa_{н.скв} \left(1 - e^{-\frac{r}{r_0}}\right). \quad (8)$$

Тогда согласно (3), (6), (8) при отсутствии информации о ближней зоне

$$\Delta \kappa_1(r) = \kappa_{н.пл} \left[\left(1 + \frac{\kappa_{н.скв}}{\kappa_{н.пл}}\right) e^{-\frac{r}{r_0}} - \frac{\kappa_{н.скв}}{\kappa_{н.пл}} \right]. \quad (9)$$

При наличии информации о ближней зоне согласно (5), (6), (7), (8) аппроксимация радиальных характеристик экспонентами приводит к тому, что при $\Gamma_2 = \Gamma_3$

$$\Delta \kappa_{2,3} = \kappa_{н.пл} e^{-\frac{r}{r_0}}. \quad (10)$$

Считая приближенно, что $\sigma_{\Delta \kappa} = \sqrt{2} \sigma_{\kappa}$, получаем следующие выражения для глубинности исследований:

$$\Gamma_1 = r_0 \ln \frac{\frac{\kappa_{н.пл}}{\kappa_{н.скв}} + 1}{\frac{2\sqrt{2}\sigma_{\kappa}}{\kappa_{н.скв}} + 1}; \quad (11)$$

$$\Gamma_{2,3} = r_0 \ln \frac{\kappa_{н.пл}}{2\sqrt{2}\sigma_{\kappa}}. \quad (12)$$

Эти формулы могут быть использованы для грубой оценки глубинности исследования. Радиус релаксации r_0 определяется из эксперимента. При использовании более точных аппроксимирующих функций можно получить улучшенные формулы для оценки глубинности, однако принципы подхода к ее оценке при этом сохраняются.

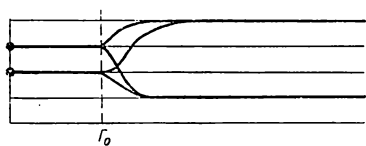


Рис. 3. График расчетной глубинности при осуществлении пространственной селекции.

Все сказанное относилось к случаю, когда применяется обычная аппаратура радиоактивного каротажа, не обладающая направленными угловыми характеристиками эффективности регистрации.

В случае, когда применяется аппаратура, обеспечивающая пространственную селекцию, радиальные влияния имеют качественно иной вид (рис. 3). Для этого случая расчетная глубинность, показанная на рис. 3, согласно обычному определению, может быть бесконечной, так как радиальные характеристики для водоносного и нефтеносного пластов идут параллельно и не отходят от левых асимптот вплоть до любого заданного нами радиуса.

Согласно предлагаемому определению глубинность останется конечной, ибо в отношении $\Delta\kappa/\sigma_{\Delta\kappa}$ величина $\sigma_{\Delta\kappa}(r)$ будет возрастать в результате уменьшения статистики с увеличением расчетной глубинности. Это приводит к тому, что условие $\frac{\Delta\kappa}{\sigma_{\Delta\kappa}} = \alpha$ будет соблюдено при конечном радиусе, несмотря на то, что $\Delta\kappa(r) = \text{const}$ и

$$\left. \frac{\Delta\kappa}{\sigma_{\Delta\kappa}} \right|_{r=0} > \alpha.$$

Использование предложенного определения глубинности по сравнению с общеупотребительным является делом более сложным, но зато такое определение позволяет правильнее ориентироваться в вопросах разработки ядерно-геофизических методов и конструирования аппаратуры.

М. М. Элланский

КОМПЛЕКСНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ДРУГИХ ПРОМЫСЛОВО-ГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ С ПОМОЩЬЮ РЕГРЕССИОННОГО АНАЛИЗА

Насущной проблемой для всех геологических наук является анализ и переработка накопленной информации [1]. В последние годы в Советском Союзе успешно применяются статистические, кибернетические и другие современные методы расшифровки информации для решения геолого-геофизических задач [1].

Одним из эффективных методов обработки информации является статистический метод регрессионного анализа, возможности которого по отношению к различным прикладным задачам особенно возросли в связи с развитием вычислительной техники [2]. Регрессионный анализ весьма эффективно используется при решении задач количественной оценки параметров и классификации геологических объектов по промыслово-геофизическим данным [2].

В статье на двух примерах иллюстрируются возможности регрессионного анализа при обработке данных методов геофизики в комплексе с материалами других промыслово-геофизических методов.

Не останавливаясь на описании аппарата регрессионного анализа, поскольку он рассмотрен в ряде работ, в том числе и статье [2], отметим только следующее. Этот метод позволяет исследовать многомерные статистические зависимости между каким-либо одним параметром y и набором параметров $x_1, x_2, \dots, x_n$. В результате исследований устанавливается, от каких параметров набора $x_1, \dots, x_n$ зависит y , строится приближение зависимости $y = f(x_1, \dots, x_n)$ в виде полинома того или иного порядка от $x_1, \dots, x_n$ и оценивается точность предсказания y по значениям $x_1, \dots, x_n$ с помощью построенного полинома.

Пример. 1. Исследование рациональности использования комплекса ядерно-геофизических методов для исследования отложений верхней юры Таджикистана.

На некоторых месторождениях Таджикистана геофизической партией конторы разведочного бурения при Госгеолкоме Таджикской ССР применяется следующий комплекс ядерных методов:

- 1) метод естественной радиоактивности;
- 2) нейтронный гамма-метод (длина зонда 85 см);
- 3) нейтрон-нейтронный метод по тепловым нейтронам при длине зонда 45 см;
- 4) тот же метод, при длине зонда 70 см.

Задача определения рациональности указанного комплекса методов решалась сектором комплексного анализа промыслово-геофизических данных лаборатории ядерной геофизики МИНХ и ГП совместно с геофизической партией. Главным геологом партии Л. М. Бурыкой был подготовлен экспериментальный материал — показания ядерных и других геофизических методов для 80 карбонатных пластов разреза верхней юры, вскрытых скв. 163 площади Андыген.

Следует указать на сложность этого разреза. В нем местные геологи и геофизики выделяют несколько типов карбонатных коллекторов. Задачи разделения пластов по типам коллекторов, а также оценки их коллекторских свойств на основании промыслово-геофизических данных для отложений разреза большей частью не решаются. Тем интереснее было в условиях столь сложного разреза решить указанную задачу.

Работа велась следующим образом. Исследовались статистические зависимости, в каждой из которых функциями служили показания одного из ядерных методов, а аргументами — показания остальных ядерных и неядерных геофизических методов. В результате анализа зависимостей предполагалось выяснить, можно ли показания какого-либо из ядерных методов косвенно предсказывать по комплексу остальных промыслово-геофизических данных.

Было установлено, что показания каждого из ядерных методов можно довольно хорошо предсказывать с помощью установленных зависимостей. Выяснилось, что в число аргументов в полученных формулах, помимо показаний ядерных методов, необходимо включать лишь показания потенциал-зонда размером 0,55 м. Остальные геофизические характеристики не дали существенного улучшения точности оценки показаний ядерных методов.

Приведем полученные зависимости, выписав для каждой из них пределы изменения функций, абсолютную s и относительную v среднеквадратичные погрешности ее оценки:

$$I_{ГМ} = 1168 + 18,84 \ln \rho_K - 0,144 I_{НГМ} - 0,0163 I_{ННМ}^{45} + 10^{-5} \cdot 0,945 I_{НГМ}^2, \quad (1)$$

$$I_{ГМ} = 380 \div 960 \text{ имп./мин}; s = 70 \text{ имп./мин}; v = 10\%;$$

$$I_{НГМ} = 12241 - 2954,89 \ln \rho_K - 0,244 I_{ГМ} - 1,006 I_{ННМ}^{45} + 1,080 I_{ННМ}^{70} + 0,2646 \ln \rho_K I_{ННМ}^{45}, \quad (2)$$

$$I_{НГМ} = 2800 \div 9000 \text{ имп./мин}; s = 560 \text{ имп./мин}; v = 6\%;$$

$$I_{ННМ}^{45} = -22390 + 17469,97 \ln \rho_K + 0,0578 I_{НГМ} - 2,44 I_{ГМ} + 0,85 I_{ННМ}^{70} - 2253,88 (\ln \rho_K)^2, \quad (3)$$

$$I_{\text{ННМ}}^{45} = 10\,000 - 17\,000 \text{ имп./мин}; s = 730 \text{ имп./мин}; v = 3\%;$$

$$I_{\text{ННМ}}^{70} = -1552 - 80,16 \ln \rho_{\text{к}} + 0,541 I_{\text{НГМ}} - 0,533 I_{\text{ГМ}} + 0,2473 I_{\text{ННМ}}^{45}, \quad (4)$$

$$I_{\text{ННМ}}^{70} = 1500 - 7500 \text{ имп./мин}; s = 390 \text{ имп./мин}; v = 7\%.$$

Здесь $I_{\text{ГМ}}$, $I_{\text{НГМ}}$, $I_{\text{ННМ}}^{45}$, $I_{\text{ННМ}}^{70}$, $\rho_{\text{к}}$ — соответственно показания (в омметрах) методов естественной радиоактивности, вторичной радиоактивности, нейтрон-нейтронного метода при длине зонда 45 и 70 см, потенциал-зонда длиной 55 см.

Судя по приведенным характеристикам связей, рассмотренный комплекс ядерных методов явно избыточен и, по крайней мере, один из методов можно из комплекса изъять. Однако для того чтобы выбрать «лишний» метод, необходимо, помимо полученных результатов, принять во внимание и другие факторы, такие как возможная точность регистрации показаний, стоимость исследований каждым из ядерных методов и т. д.

Как видно из рассмотренного примера, регрессионный анализ может играть важную роль при решении задач рационализации комплекса промыслово-геофизических исследований.

Пример 2. Возможность эталонирования диаграмм нейтронного гамма-метода для терригенного разреза месторождения Газли.

Во многих скважинах месторождения Газли, вскрывающих терригенные отложения IX—XIII горизонтов, показания нейтронного гамма-метода не удастся использовать для площадных сопоставлений и количественной обработки в связи с невозможностью приведения диаграмм к единому масштабу.

Для условий разреза неприменим ни один из разработанных способов эталонирования диаграмм НГМ. Метод опорных горизонтов не может быть использован, так как в разрезе чаще всего таких горизонтов нет. Не годится и метод статистической эталонировки кривых НГМ, поскольку в разрезе отсутствует мощная и выдержанная толща карбонатных пород.

Мы попытались решить задачу эталонирования диаграмм НГМ с помощью регрессионного анализа. Идея постановки задачи заключалась в следующем. Предполагалось, что для песчаных пластов можно установить в некоторых случаях (простая структура пор, отсутствие радиоактивных элементов и т. д.) довольно точную статистическую связь между показаниям НГМ, с одной стороны, и характеристиками остальных геофизических методов, с другой. С помощью этой зависимости для выделенных пластов можно было бы во всех скважинах по комплексу геофизических характеристик предсказывать показания НГМ в каком-то одном стандартном масштабе. Далее, построив для выделенных пластов по каждой скважине график зависимости показаний НГМ в стандартном масштабе от показаний этого метода в фактическом масштабе, можно было бы использовать этот график для пересчета показаний НГМ в единицы стандартного масштаба по всему разрезу, вскрытому скважиной.

Экспериментальный материал для задачи был подготовлен сотрудниками тематической партии Узбекского геофизического треста (начальник партии К. А. Грудкин). Этот материал представлял собой следующие характеристики для 150 газоносных и водоносных пластов скв. 194, 235, 225, 287: удельные электрические сопротивления пластов $\rho_{\text{п}}$,

зоны проникновения $\rho_{з.п}$, бурового раствора ρ_p , пластовой воды ρ_w , показание гамма-метода, нейтронного гамма-метода и метода потенциалов собственной поляризации.

В качестве стандартного масштаба показаний НГМ был выбран масштаб диаграмм в скв. 194.

Связь между показаниями НГМ и остальными характеристиками исследовалась сначала отдельно для газоносных и водоносных пластов этой скважины. Однако выяснилось, что как для всех газоносных, так и для всех водоносных пластов скв. 194 (всего рассматривались характеристики 50 пластов) существует универсальная связь между показаниями НГМ и остальными геофизическими характеристиками. Эта связь аппроксимируется выражением

$$I_{НГМ} = 6941 + 1275,22 \ln \rho_n + 1857,32 \ln \rho_{з.п} - 1926,22 \ln \rho_p - 383,35 \ln \rho_w - 3,931 I_{ГМ} + 35,73 \Delta U_{с.п} + 194,33 (\ln \rho_n)^2 - 578,13 \ln \rho_n \ln \rho_{з.п}. \quad (5)$$

$I_{НГМ}$ и $I_{ГМ}$ выражены в *имп/мин*, электрические удельные сопротивления — омметрах, $\Delta U_{с.п}$ — милливольты.

Среднеквадратичная абсолютная погрешность — 500 *имп/мин*, среднеквадратичная относительная погрешность — 6%.

Полученный результат позволяет сделать следующие выводы.

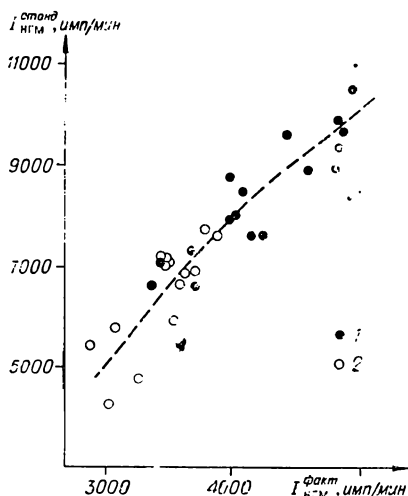
1. Наличие универсальной зависимости (5) говорит о перенасыщенности комплекса геофизических исследований для отложений IX—XIII горизонтов. Этот комплекс может быть сокращен, но для такого сокращения необходимо учесть не только наличие связи (5), но и соображения, аналогичные указанным в примере 1.

2. Формулу (5) можно попытаться использовать для эталонирования диаграмм НГМ указанным выше способом.

Мы воспользовались формулой (5) для эталонирования диаграмм НГМ по скв. 235, 225, 187 в масштабе скв. 194.

С помощью этой формулы для пластов IX—XIII горизонтов всех трех скважин подсчитывались показания НГМ в масштабе скв. 194 — $I_{НГМ}^{станд}$ и сопоставлялись с фактическими значениями показаний — $I_{НГМ}^{факт}$. На основании этих данных строились эталонировочные графики, аналогичные приведенному на рисунке. Через полученные точки проводилась осредняющая кривая. Во всех случаях были получены довольно хорошие зависимости. В частности, средняя относительная квадратическая ошибка графика составляет 7%. Примерно таковы величины погрешностей для аналогичных графиков по скв. 225 и 287 (7 и 8%).

Эти погрешности складываются из ошибок оценки $I_{НГМ}^{станд}$ по формуле (5) — s_1 и ошибок предсказания $I_{НГМ}^{станд}$ по эталонировочной



Сопоставление показаний НГМ, приведенных к масштабу скв. 194 $I_{НГМ}^{станд}$ и фактических $I_{НГМ}^{факт}$ для скв. 235:

1 — точки, соответствующие газоносным пластам; 2 — то же, водоносным пластам.

кривой $I_{\text{НГМ}}^{\text{станд}} = f(I_{\text{НГМ}}^{\text{факт}}) - s_2$. Последние можно оценить как $s_2 = \sqrt{s^2 - s_1^2}$. Для скв. 235 $s_2 \approx 3,5\%$.

Таким образом, построенные по трем скважинам графики $I_{\text{НГМ}}^{\text{станд}} = f(I_{\text{НГМ}}^{\text{факт}})$ позволяют с довольно хорошей точностью предсказывать величину $I_{\text{НГМ}}^{\text{станд}}$.

Оценить надежность эталонирования диаграмм НГМ рассмотренным способом можно было, сопоставив показания НГМ после их приведения к стандартному масштабу для реперных горизонтов. К. А. Грудкиным было выделено два таких горизонта: глинистый пласт, характеризующийся номинальным диаметром скважины, и песчаный пласт с пористостью 30%.

Для обоих пластов совпадение показаний НГМ — $I_{\text{НГМ}}^{\text{станд}}$ во всех скважинах оказалось вполне удовлетворительным. Так, в скв. 235 после приведения к диаметру $7\frac{3}{4}$ " (таков диаметр скв. 194) выделен-

ные пласты имели $I_{\text{НГМ}}^{\text{факт}}$ соответственно 2900 и 3300 *имп/мин*. По графику, приведенному на рисунке, этим величинам соответствуют $I_{\text{НГМ}}^{\text{станд}}$ — 4800 и 6100 *имп/мин*. В скв. 194 аналогичные пласты имели показания НГМ соответственно 4800 и 6400 *имп/мин*. Примерно таковы же показания $I_{\text{НГМ}}^{\text{станд}}$ для выделенных горизонтов и в скв. 287 и 225.

Полученные результаты, как нам кажется, довольно убедительно доказывают возможность использования описанного выше приема для эталонирования диаграмм НГМ.

Интересной особенностью построенных эталонировочных графиков является их нелинейность. Это значит, что в упомянутых скважинах линейные искажения показаний НГМ были неодинаковыми. Различие линейных искажений при регистрации показаний НГМ в разных скважинах, имеющее место, по-видимому, не только в рассмотренных нами случаях, может служить источником больших погрешностей при эталонировании диаграмм методом опорных горизонтов.

Заключение

В статье на двух примерах показано, что многомерный регрессионный анализ может быть использован при решении ряда важных задач комплексной интерпретации данных ядерных и других промыслово-геофизических методов.

Во-первых, регрессионный анализ оказывается весьма полезным при анализе рациональности комплекса ядерных методов.

Во-вторых, с помощью регрессионного анализа в определенных условиях оказывается возможным проводить эталонирование диаграмм НГМ. Особенно важно то, что этот метод эталонирования можно использовать и тогда, когда другие способы стандартизации диаграмм НГМ неприменимы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Комплексная интерпретация геологических и геофизических данных на вычислительных машинах.— Труды МИНХа и ГП, вып. 62. М., «Недра», 1966.
2. Петров А. П., Элландский М. М. Применение метода наименьших квадратов для изучения многомерных связей между характеристиками горных пород и показаниями геофизических методов.— Труды МИНХа и ГП, вып. 62. М., «Недра», 1966.

И. П. Кошелев, Б. К. Собачкин, О. Д. Халдеев,
О. В. Шишакин, В. А. Красноперов, Ф. И. Двореченский,
Г. И. Шепелев, М. Ф. Ильин, О. В. Суярова

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПРОБОВАНИЯ ПРИ РАЗВЕДКЕ И ПЕРЕРАБОТКЕ ФОСФАТНЫХ РУД

На разведуемых месторождениях фосфоритов бассейна Малый Каратау и предприятиях Каратауского горно-химического комбината был опробован комплекс ядерных методов исследования скважин и потока руды или продуктов ее переработки с целью выяснения возможности определения качества руды в месте залегания и осуществления непрерывного контроля за содержанием фосфора в товарной руде и пульпе в процессе обогащения.

Предпосылки применения ядерных методов исследования на фосфоритовых месторождениях

Многомерным корреляционным анализом результатов химического определения состава фосфоритовых руд и вмещающих их пород установлено наличие между содержаниями основных рудных компонентов тесных корреляционных связей, выражаемых соответствующими уравнениями выборочной регрессии. Например, для месторождения Коксу они имеют вид [3, 4]

$$C_{P_2O_5} = 10,2 C_F - 0,1 \quad \text{при } R = 0,99;$$

$$C_{н.о.} = 1,0 C_{SiO_2} + 3,0 C_{K_2O} - 1,0 \quad \text{при } R = 0,999;$$

$$C_{н.о.} = 1,0 C_{SiO_2} + 1,3 C_{Al_2O_3} - 0,8 \quad \text{при } R = 0,998;$$

$$C_{CaO} = 0,6 C_{P_2O_5} - 0,3 C_{н.о.} + 31,2 \quad \text{при } R = 0,993;$$

$$C_{CO_2} = 44,4 - 1,1 C_{P_2O_5} - 0,5 C_{н.о.} \quad \text{при } R = 0,98.$$

Здесь $C_{P_2O_5}$, $C_{н.о.}$, C_F и т. д. — весовые концентрации (в процентах) в руде соответственно P_2O_5 , нерастворимого остатка (н. о.), фтора (F) и т. д.; R — коэффициент корреляции.

Кроме того, существуют тесные корреляционные связи между содержаниями Al_2O_3 и K_2O ($R = +0,87$), MgO и CO_2 ($R = +0,94$).

В рудах с промышленными концентрациями P_2O_5 (15—30 %) на месторождениях Аксай, Джанытас и Чулактау наблюдается линейная связь между содержаниями P_2O_5 и естественной радиоактивностью руд (I_γ), описываемая следующими уравнениями регрессии:

$$C_{P_2O_5} = 0,032 I_\gamma - 3,11 \quad \text{при } R = 0,90 \text{ для Аксая};$$

$$C_{P_2O_5} = 0,032 I_\gamma - 2,77 \quad \text{при } R = 0,86 \text{ для Джанытаса};$$

$$C_{P_2O_5} = 0,044 I_\gamma - 0,50 \quad \text{при } R = 0,90 \text{ для Чулактау}.$$

Здесь I_γ выражена в условных единицах.

Таким образом, если ядерными методами определить содержания в руде U или F, SiO_2 , Al_2O_3 или K_2O , то по ним с помощью корреля-

ционных связей, приведенных выше, можно найти содержания P_2O_5 , н. о., CO_2 , CaO и MgO , определяющих качество фосфатных руд.

Исходя из этих предпосылок в комплекс ядерно-физических методов исследования фосфоритовых руд мы должны включить следующие.

1. Пороговая спектрометрия гамма-излучения естественной радиоактивности руд с измерением в широком энергетическом интервале (более 0,2 Мэв) суммарного эффекта от элементов ряда уран — радий и калий-40 и отдельно «жесткой» (с энергией более 1,5 Мэв) составляющей спектра гамма-лучей элементов ряда уран — радий для определения содержания в рудах P_2O_5 и Al_2O_3 по соответствующим корреляционным связям в естественном залегании (в скважинах-ГК), на ленте транспортера и в пульпе в процессе переработки фосфатных руд.

2. Нейтронный активационный каротаж (НАК) с применением полоний-бериллиевого и полоний-борного источников нейтронов и пороговой спектрометрии гамма-излучения наведенной активности для определения концентраций в рудах фтора, кремния и алюминия [1, 2], а по ним и по корреляционным связям содержаний P_2O_5 и н.о.

3. Нейтрон-нейтронный каротаж по падетловым нейтронам (ННК-н) с целью дифференциации разреза скважины по пористости (влагонасыщенности) и получения данных для уточнения результатов количественной интерпретации диаграмм НАК.

4. Гамма-гамма-каротаж плотностной (ГГК-п) для плотностной характеристики разреза при подсчете запасов и внесения поправок в результаты количественной интерпретации данных ГК и НАК.

Результаты испытаний комплекса ядерно-геофизических методов

Указанный комплекс ядерных методов каротажа был испытан на месторождениях Коксу и Кокджон бассейна Малый Каратау. Установлено, что этим комплексом методов в разрезах скважин (рис. 1) надежно выделяется и расчленяется по содержаниям фосфора и нерастворимого остатка фосфатная серия, дается детальная характеристика разрезов по радиоактивности (ГК), пористости (ННК-н) и плотности (ГГК-п) пересеченных скважинами горных пород и руд.

Метод ГК с пороговой спектрометрией позволяет производить литологическое расчленение разреза буровых скважин, определять концентрации в рудах калия, а в некоторых фосфоритовых пластах (например, верхний пласт месторождения Коксу) и содержания фосфора по корреляционной связи с ураном. Однако, как видно из литограммы (рис. 1), естественная радиоактивность неоднозначно связана с содержанием P_2O_5 в породах и рудах. Это ограничивает использование данных метода ГК для определения концентраций P_2O_5 в рудах. Нейтронный активационный спектрометрический каротаж на фтор по результатам испытаний обладает большой однозначностью по отношению к P_2O_5 , чем ГК. Регистрируемая прибором в скважине интенсивность гамма-излучения наведенной активности линейно связана с содержанием P_2O_5 при неизменных скважинных условиях (рис. 2, а). НАК на фтор позволяет с точностью, удовлетворяющей требованиям ГКЗ к подсчету запасов, определять промышленные (более 15% P_2O_5) концентрации фосфора (см. таблицу).

Нейтронный каротаж на Al^{28} , выполняемый один раз с Ро — Ве, другой раз с Ро — Ве-источниками нейтронов, позволяет с достаточной точностью определять содержания кремния и алюминия в рудах [1, 2], а по ним с помощью уравнений регрессии — нерастворимый остаток. В «сухих» скважинах н. о. с удовлетворительной точностью можно определять из результатов только НАК по Al^{28} с Ро — Ве-источником нейтронов, помещенным в борный фильтр, так как в этом случае в регистрируемом эффекте преобладает гамма-излучение наведенной активности Al^{28} , возникающего из Si^{28} (см. рис. 1 и 2, б).

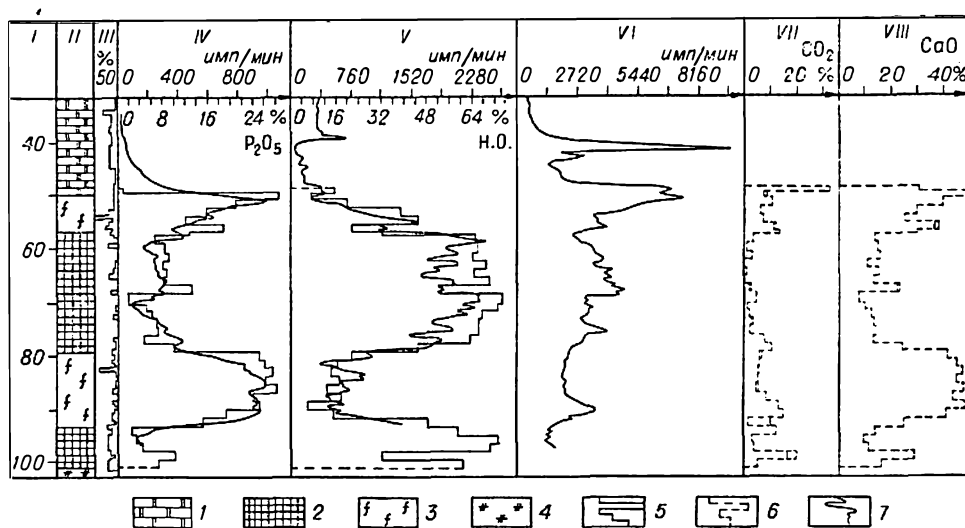


Рис. 1. Литограмма скв. 10 месторождения Кокусу:

I — глубина, м; II — геологическая колонка; III — диаграмма выхода керна, %; IV — диаграмма содержания P_2O_5 (в процентах) по результатам химического анализа проб керна и график НАК на F по изотопу N^{16} с Ро — Ве-источником нейтронов активностью $3 \cdot 10^7$ н/сек, сцинтилляционным детектором из двух кристаллов NaI(Tl) размером 60×50 мм, порогом дискриминации 3 Мэв, длиной зонда 1,60 м и скоростью каротажа 450—540 м/ч; V — диаграмма содержания нерастворимого остатка (в процентах) по данным химического анализа проб керна и график НАК по Al^{28} с Ро-Ве-источником нейтронов активностью $3 \cdot 10^7$ н/сек, заключенным в борный фильтр диаметром 89 мм, с детектором NaI(Tl) размером 50×40 мм, порогом дискриминации 1 Мэв, длиной зонда 2,6 м и скоростью каротажа 50 м/ч; VI — график ГК с кристаллом NaI(Tl) размером 50×40 мм, порогом дискриминации 0,3 Мэв, скоростью каротажа 80 м/ч; VII и VIII — диаграммы содержания соответственно CO_2 и CaO .

1 — доломиты; 2 — фосфориты; 3 — фосфатно-кремнистые сланцы; 4 — кремни; 5 — диаграммы по данным химического анализа проб керна; 6 — диаграммы содержания, рассчитанных по уравнениям регрессии; 7 — графики каротажа.

Среднее расхождение между содержаниями н. о., определенными из результатов НАК по Al^{28} и химического анализа проб керна по 24 интервалам скважин, составляет $\pm 5,1\%$ при средней величине н. о. 32,5%.

Содержания CO_2 и CaO , рассчитанные с помощью уравнений регрессии по содержаниям P_2O_5 и н. о., практически не отличаются от данных химического анализа проб керна (см. рис. 1).

На основании сопоставления диаграмм, полученных с помощью комплекса методов каротажных исследований скважин, с результатами изучения керна (геологическими колонками, данными анализа проб) можно утверждать, что указанный выше комплекс ядерно-геофизических исследований скважин позволяет выделять в разрезе скважин фосфатную серию, качественно дифференцировать ее; более точно, чем по керну, определять глубины залегания и мощности продуктивных толщ; уточнять литологический разрез скважин; определять с доста-

точной точностью содержания фтора, кремния и алюминия, а по ним с помощью уравнений регрессии — концентрации компонентов, определяющих качество фосфатной руды: P_2O_5 , н. о., CaO , CO_2 и MgO .

На руднике Аксай и обогатительной фабрике был испытан метод непрерывного определения содержания P_2O_5 в руде на ленте транспортера и в пульпе путем измерения естественной радиоактивности. При содержаниях P_2O_5 20—25% средняя погрешность определения концентраций фосфора данным методом составила $\pm 1\%$.

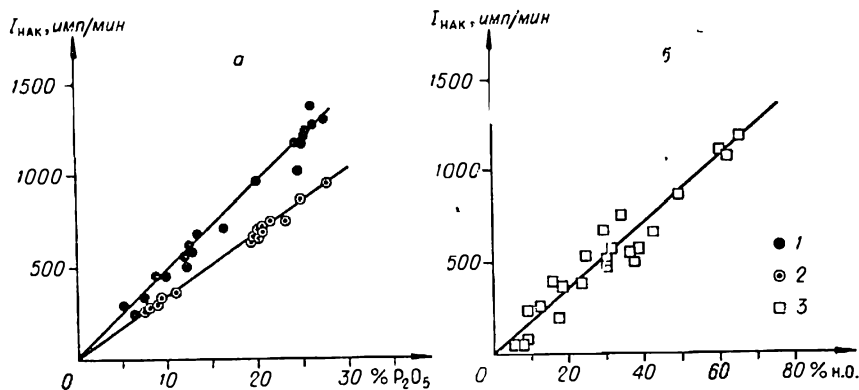


Рис. 2. Зависимости интенсивности излучения наведенной активности $I_{НАК}$ в скважинах диаметром 110 мм при активационном каротаже: а — на фтор по изотопу N^{18} от содержания P_2O_5 ; б — на кремний по изотопу Al^{26} от содержания н. о.
1 — для «сухих» скважин; 2 — для скважин, заполненных водой.

Этот метод может быть применен для контроля за содержанием фосфора в продуктах обогащения на любой стадии процесса флотации, так как корреляционная связь между естественной радиоактивностью и содержанием фосфора в процессе технологической переработки не нарушается.

Эффективность ядерно-геофизических методов опробования фосфатных руд

Ядерно-геофизические методы исследования позволяют:

а) значительно повысить достоверность данных буровой разведки;
б) уменьшить на 25—30% объемы опробования керна, обработки и анализа проб за счет более точного установления границ рудных тел и необходимых размеров интервалов опробования; это даст экономию около 1000 руб. на каждый 1000 пог. м опробования;

в) сократить объемы повторного бурения рудных интервалов скважин с некондиционным выходом керна, что даст экономию на каждые 100 пог. м таких интервалов около 1500—2000 руб., кроме того, уменьшится количество бракуемых скважин;

г) перейти к бескерновому бурению части скважин, что приведет к значительному сокращению сроков разведки и даст экономию около 1000—1500 руб. на каждые 100 пог. м бескернового бурения;

д) заменить проходку части горных выработок эксплуатационной разведки бурением скважин и обследованием их с помощью комплекса каротажных методов; тем самым на каждые 100 пог. м горных выработок, замененных скважинами, будет сэкономлено около 2000—3000 руб;

Классы содержаний P_2O_5		Количество сопоставлений	Среднее содержание P_2O_5	Средние случайные отклонения содержания P_2O_5 , %	
от	до			фактические	допустимые для анализа по ГКЗ

По сопоставлениям данных НАК и химического анализа

0	15	20	9,5	0,70	0,3
15	30	20	22,1	0,39	0,5

По сопоставлениям первичного и вторичного НАК

0	30	40	15,6	0,54	—

е) оперативнее руководить разведочными работами за счет более быстрого получения количественных характеристик пересеченных скважинами руд.

Кроме того, внедрение в производство на обогатительной фабрике горно-химического комбината «Каратау» метода непрерывного измерения естественной радиоактивности руд и продуктов обогащения на любой стадии флотации создаст предпосылки для осуществления непрерывного контроля за технологическим процессом обогащения руд и оперативного руководства им, автоматизации этого процесса, сокращения потерь фосфора в отвальных хвостах и увеличения коэффициента извлечения его из руд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кошелев И. П. и др. Некоторые вопросы методики радиоактивного каротажа на месторождениях твердых полезных ископаемых.— Сб. «Геофизические исследования в Казахстане». Алма-Ата, 1965.
2. Кошелев И. П., Шишакин О. В., Красноперов В. А. О возможности расчленения геологического разреза по кремниевому модулю с помощью активационного каротажа.— Сб. «Вопросы рудной геофизики в Казахстане». Алма-Ата, 1966.
3. Собачкин Б. К. Разработка методики экспресс-анализа фосфатных руд бассейна Малый Каратау в их естественном залегании.— Труды Геохим. конф. 1965 г. Алма-Ата, 1965.
4. Собачкин Б. К. Закономерность химического состава фосфоритов Каратау. Эмпирические формулы.— Труды выездной сессии АН КазССР. Алма-Ата, 1966.

Ю. П. Павлов

ПРОМЫШЛЕННЫЙ ВЫПУСК СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

Нашим предприятием выпускаются следующие сцинтилляторы:
1) щелочно-галоидные монокристаллы NaJ (Tl) по МРТУ-6-09-1830-64 и МРТУ-6-09-1931-64, CsJ (Tl) по МРТУ-6-09-1832-64;

2) органические монокристаллы: антрацен по МРТУ-6-2132-65, стильбен МРТУ-6-09-2133-65;

3) пластмассовые сцинтилляторы на основе полистирола с добавками п-терфенила и РОРОР по МРТУ-6-09-2134-65;

4) детекторы медленных нейтронов типа ЛДНМ-I и ЛДНМ-II, различных модификаций, по ТУ-ИХК 18-66.

Монокристаллы NaJ (Tl) изготавливаются диаметром от 10 до 200 мм, высотой от 3 до 150 мм (имеется в виду приемлемое отношение высоты к диаметру). По энергетическому разрешению эти кристаллы разделяются на два класса: «спектрометрические» и «счетные». Для геофизических приборов по МРТУ-6-09-1931-64 выпускаются монокристаллы NaJ (Tl) размерами 18×30; 30×20; 30×25. Монокристаллы размером 30×70 выпускаются только по заказам. Кристаллы для геофизических приборов названы «счетными» лишь потому, что они контролируются только на световой выход, хотя большинство их обладает хорошим энергетическим разрешением. Хотя наше предприятие выпускает спектрометрические кристаллы NaJ (Tl) не только стандартных [1], но и требуемых заказчиком размеров, при серийном производстве пока не представляется возможным изготовление кристаллов с разрешением 8—9% малых размеров и 10—12% больших размеров. При выполнении заказа на монокристаллы с характеристиками, лучшими, чем это предусмотрено в ТУ, предприятию требуется время, достаточное для их отбора. Чем лучше параметры, нужные заказчику, тем больше времени требуется на их отбор.

Пластмассовые сцинтилляторы выпускаются цилиндрической формы, в виде прямоугольных пластин, брусков и т. п. Испытываются они на световой выход по эталонному образцу. Аналогично испытываются монокристаллы стильбена и CsJ (Tl). Монокристаллы антрацена изготавливаются диаметром от 10 до 40 мм, высотой от 5 до 20 мм. Испытываются они на величину энергетического разрешения по линии конверсионных электронов Cs¹³⁷ (624).

Для регистрации тепловых нейтронов нами в большом количестве выпускаются детекторы медленных нейтронов типа ЛДНМ. Детектор типа ЛДНМ представляет собой цилиндр из оргстекла с радиальными пазами по всей его высоте. В пазы запрессован светосостав ZnS (Ag) и В₂О₃ естественного изотопного состава (ЛДНМ-I) или обогащенного до 80—90% изотопом бор-10 (ЛДНМ-II). Цилиндр окружен окисью магния (отражатель) и вмонтирован в алюминиевый контейнер со стеклом, подобно монокристаллам NaJ (Tl).

Характеристики этих детекторов [2] сейчас все более привлекают внимание физиков из различных областей науки и техники. Абсолютная эффективность к тепловым нейтронам, например, у детектора ЛДНМ-II-7 размером 30×60, за вычетом гамма-фона, находится на уровне 35—40%, т. е. в 4,5 раза выше, чем у плоскостного детектора

Таблица 1

Измерение амплитуды импульсов при облучении ЛДНМ-II-3 медленными нейтронами от Po — Be-источника

N, имп/мин	73	91	155	230	328	410	545	500	428	336	210	137	55	20
U, в	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70

Т а б л и ц а 2
Измерение скорости счета сцинтилляционного
счетчика с люминофором ЛДНМ и ФЭУ-35

<i>N</i> ипп/мин	1455	1820	1910	2360
<i>L</i> , в	700	800	900	1000

обеспечивает четкую регистрацию спектра и возможность дискриминации его от шумов. Результаты термоиспытаний ЛДНМ показали, что после многократного нагревания их до 150° С (с последующим охлаждением) световой выход некоторых образцов не изменяется, остальных — уменьшается не более чем на 20—25%.

Качественные показатели наших сцинтилляторов не только удовлетворяют требованиям ТУ, но и в значительной степени превосходят их. Для испытания сцинтилляторов используются новейшие спектрометрические ФЭУ, а также многоканальные и автоматизированные одноканальные амплитудные анализаторы, камера тепла и влаги, камера тепла и холода, вибростенд.

По заказам и договорам на нашем предприятии изготовлено несколько комплектов для гамма-спектрометров на антивспадениях, включающих в себя большие кристаллы натрия йодистого со сквозными отверстиями, колодцами и боковыми каналами, а также пластмассовые сцинтилляторы различных конфигураций.

Улучшению качества серийных сцинтилляторов мешает излишне большое количество типоразмеров. В связи с этим хочется обратить внимание потребителей на необходимость при заказе сцинтилляторов учитывать требования СЭВ к стандартизации размеров детекторов и унификации ФЭУ и ориентироваться на размерные ряды предпочтительных чисел, т. е. ряд R^5 и ряд R^{10} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Сборник действующих технических условий на кристаллические и пластмассовые сцинтилляторы. Харьков, 1966.
2. Ведехин А. Ф., Кучернюк В. Д. ПТЭ, 1965, № 2, 65.
3. Ведехин А. Ф., Павлов Ю. П., Черных Л. П. ПТЭ, 1966, № 1, 90.

типа НТ, входящего в комплект датчика УСД-1, Амплитудный спектр импульсов (табл. 1) имеет хороший провал в области малых энергий, что позволяет иметь широкое плато на счетной характеристике ФЭУ (табл. 2) [3], а наличие резко выраженного пика

ГАММА-МЕТОДЫ

Е. М. Филиппов, Г. Б. Варварин, Г. А. Кузнецов

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЛОКАЦИИ СРЕДЫ ГАММА-ГАММА-МЕТОДОМ

К недостаткам ядерных методов, применяющихся в геофизике, относится влияние на результаты измерений так называемой ближней зоны. Для поверхностных методов (полевых и рудничных) под ближней зоной понимаются неровности измеряемой поверхности, зона выветривания и аэрации и т. д. При исследовании разрезов скважин в ближнюю зону входят скважина с ее заполнением, неровности ее стенок, глинистая корка, а в обсаженных скважинах — их обсадка и т. д.

Решая задачу уменьшения и устранения влияния ближней зоны на результаты измерений, исследователи пошли различными путями. Вот некоторые из них.

1. Для уменьшения влияния скважины на показания нейтронных методов созданы импульсные генераторы нейтронов и временные анализаторы. Для среды, заполняющей скважину, с малым по сравнению с породой временем жизни тепловых нейтронов облучение породы импульсными потоками нейтронов определенной длительности и регистрация тепловых нейтронов между импульсами быстрых нейтронов позволяют при выборе определенных времен задержки регистрирующего устройства осуществлять преимущественно регистрацию нейтронов или гамма-лучей, несущих информацию о породе.

2. Для устранения влияния изменений плотности пород и диаметра скважин (в небольших пределах) на результаты селективного гамма-гамма-каротажа и рентгено-радиометрического каротажа исследователи пошли по пути измерения отношения скоростей счета излучений различных энергетических диапазонов.

Гамма-кванты обоих энергетических интервалов одновременно в равной степени искажаются, поэтому их отношение не зависит от указанных параметров.

3. А. Ю. Большаковым, А. П. Очкуром и др. (ВИРГ) показано, что измерение рассеянного гамма-излучения двух источников различной активности, расположенных на различных расстояниях от детектора, позволяет также определить влияние изменений диаметра скважины и плотности пород на результаты селективного гамма-гамма-метода.

4. В США для устранения влияния глинистой корки разработаны двухзондовые приборы ГГК. С помощью счетно-решающего

устройства можно по показаниям малого зонда оценивать влияние глинистой корки на результаты измерений плотности пород второго детектора.

5. Сотрудниками ВНИИЯГГ и ВУФВНИИ геофизики для устранения влияния скважины на результаты ГГК предложен способ временного анализа рассеянного гамма-излучения, так называемый импульсный ГГК. Так, при работе с кобальтовым источником, каскадно испускающим два гамма-кванта, установив в глубинном приборе два детектора,

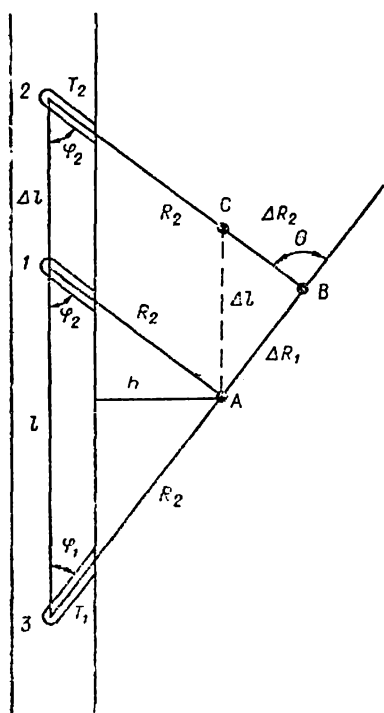


Рис. 1. Иллюстрация к расчету:
1—2 — детекторы гамма-излучения; 3 — источник гамма-излучения.

можно реализовать новый вид ГГК. Один детектор будет отмечать времена вылета гамма-кванта, а другой через некоторый интервал времени будет фиксировать рассеянные гамма-кванты. Применяя наносекундную схему, можно фиксировать лишь те гамма-кванты, которые будут проходить более длинный путь, т. е. приходящие к детектору в основном из породы. Однако реализация этого способа связана со многими техническими трудностями, которые в настоящее время еще непреодолимы.

Авторы данной работы для устранения влияния ближней зоны пошли по совершенно иному пути, а именно по пути создания своеобразного гамма-локатора с пространственной селекцией рассеянного породой излучения.

С целью разработки такого прибора авторами вначале были проведены теоретические исследования.

Например, для прибора ГГК с источником и детектором, расположенными в коллиматорах, согласно рис. 1 скорость счета для ближнего к источнику детектора может быть записана в следующем виде:

$$N_1 = \frac{c\epsilon Q\rho}{R_1^2 R_2^2} \exp \{-\tau(R_1 - r_1) - \tau'(R_2 - r_2)\}, \quad (1)$$

где c — постоянная; ϵ — эффективность приемника гамма-лучей; Q — активность источника; ρ — плотность породы; τ и τ' — соответственно линейные коэффициенты ослабления в породе первичного и однократно рассеянного на угол θ излучения; R_1 и R_2 — соответственно расстояния от источника до центра рассеяния и от центра рассеяния гамма-лучей до точечного приемника излучения; r_1 и r_2 — соответственно путь гамма-квантов в коллиматорах по направлению R_1 и R_2 .

Для второго детектора с коллиматором, установленным параллельно коллиматору первого детектора, скорость счета однократно рассеянного излучения может быть записана в следующем виде:

$$N_2 = c\epsilon Q\rho \frac{\exp [-\tau(R_1 + \Delta R_1 - r_1) - \tau'(R_2 + \Delta R_2 - r_2)]}{(R_1 + \Delta R_1)^2 (R_2 + \Delta R_2)^2}, \quad (2)$$

где ΔR_1 и ΔR_2 ясны из рис. 1; остальные обозначения те же, что и выше.

Взяв отношение скоростей счета, получим

$$M = \frac{N_1}{N_2} = \left(1 + \frac{\Delta R_1}{R_1}\right)^2 \left(1 + \frac{\Delta R_2}{R_2}\right)^2 \exp(\tau \Delta R_1 + \tau' \Delta R_2) = \\ = \left(1 + \frac{\Delta l}{l}\right)^4 \exp[\mu(\mu \Delta R_1 + \mu' \Delta R_2)], \quad (3)$$

где μ и μ' — соответственно массовые коэффициенты ослабления в породе первичного и однократно рассеянного гамма-излучения.

Расстояния $R_1 - r_1$ и $R_2 - r_2$, с которыми связаны углы φ_1 и φ_2 , на практике целесообразно выбирать обратно пропорциональными массовым коэффициентам μ и μ' , соответственно.

Из формулы (3) видно, что отношение N_1/N_2 зависит только от размера зондов и от ослабления излучения на участках ΔR_1 и ΔR_2 .

Следовательно, путем измерения отношения скоростей счета однократно рассеянного излучения можно исключать влияние ближней зоны, удаленной от стенки скважины или от поверхности породы на расстояние h (рис. 1.). Величина h может быть выбрана в зависимости от конкретной задачи путем соответственного изменения размера зонда и углов коллимации источника и приемников излучения.

Отрезки $AB = \Delta R_1$ и $BC = \Delta R_2$ в дальнейшем будем называть «рабочими», соответственно и треугольник ABC также будем называть «рабочим».

При определении плотностей пород рассматриваемым методом однократно рассеянное излучение следует измерять при величине энергии гамма-квантов свыше 0,2—0,3 Мэв, т. е. в той области, в которой изменение химического состава горных пород не будет оказывать влияния на результаты определения их плотности. В этом случае массовые коэффициенты первичного и однократно рассеянного излучения для постоянно выбранных углов φ_1 и φ_2 будут постоянны. Таким образом, при неизменных размерах зондов l_1 и $l_2 = (l_1 + \Delta l)$ отношение M будет зависеть лишь от изменения плотности горных пород. В полулогарифмических координатах это отношение будет линейно возрастать с увеличением плотностей определяемых горных пород.

В качестве источников гамма-излучения в рассматриваемом способе можно применять Co^{60} , Cs^{137} или другие источники с энергией не ниже 0,6 Мэв. Детекторами гамма-лучей могут служить сцинтилляционные счетчики с пороговым дискриминатором.

Для проверки результатов теоретических исследований была проведена серия экспериментальных исследований на различных моделях: в каменном угле, бетонном и гранитном блоках. Плотность этих сред равнялась соответственно 1,3; 2,0 и 2,6 г/см³.

Детекторами излучения служили сцинтилляционные счетчики с фотоумножителем типа ФЭУ-35 и кристаллом йодистого натрия размерами 30×25 мм² в стандартной упаковке, а также газоразрядные счетчики типа СТС-1. При работе со сцинтилляционными счетчиками в качестве регистрирующего устройства использовался одноканальный гамма-спектрометр типа ААДО-1, а при работе с разрядными счетчиками — установки типа Б-2.

Источниками гамма-излучения служили Cs^{137} и Co^{60} с активностями, соответственно равными 2 и 3 мг·экв радия.

В исследованиях в основном осуществлялась регистрация однократно рассеянного излучения. При работе с гамма-спектрометром фиксировались лишь те гамма-кванты, которые рассеивались на строго определенный угол. Для устранения влияния мягкого многократно

рассеянного гамма-излучения при работе с разрядными счетчиками между датчиком и облучаемой средой (пенопласт и уголь) размещался слой железа толщиной 10 мм, соответствующий толщине глубинных приборов, применяемых для исследования нефтяных и газовых скважин. Такой слой железа, как известно, практически срезает все мягкое излучение с энергией 0,1 Мэв и ниже.

Положение локального объема в пространстве, из которого принимается информация, и его размеры зависят от параметров коллиматоров

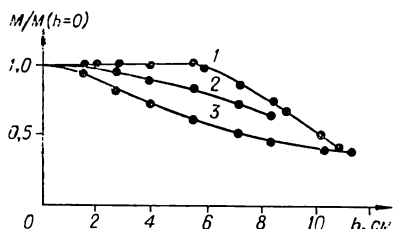


Рис. 2. Зависимость M , измеренной на угольном блоке, от толщины прокладки из пенопласта и коллиматоров с коэффициентами K , равными: 1 — 6,3; 2 — 2,3; 3 — 0,5.

Из рис. 2 видно, что при хорошей коллимации (большие K) величина M практически не меняется вплоть до толщины прокладки $h=6$ см (кривая 1), в то время как кривая 2 и тем более кривая 3 (малые K) начинают падать уже при $h=2 \div 3$ см.

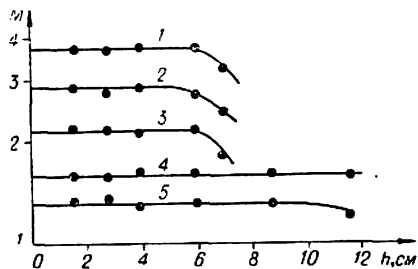
Толщина ближней зоны, исключаемой из измерений, также зависит от таких параметров прибора, как размер зонда l_1 и Δl . С целью выяснения влияния этих параметров были проведены измерения на блоке каменного угла с разрядными счетчиками и источниками Cs^{137} при $K=6,5$. Результаты измерений показаны на рис. 3. Из этого рисунка видно, что чем больше l_1 , тем больше толщина ближней зоны, влияние которой на результаты измерений ГГМ можно исключать. Последнее, в частности, наглядно видно из графиков рис. 4, построенных по данным этих замеров для углов наклона коллиматора источника 45° и коллиматоров приемников 60° . На рис. 4 приведена также расчетная зависимость величины h от размера зонда, полученная на основании геометрических расчетов конструкции макета датчика. Как видно на рис. 4, экспериментальная кривая достаточно хорошо согласуется с расчетной.

Меняя размер зонда для рассматриваемого прибора от 10 до 30 см, можно исключать ближнюю зону толщиной от 2 до 11 см и соответственно менять положение локальной области в пространстве. Как нетрудно убедиться, измеряемую локальную область исследования пород по рассматриваемой методике можно менять в пространстве также за счет изменения углов наклонов коллиматоров. Однако следует отметить, что положение локальной области в пространстве нельзя менять беспредельно, поскольку увеличение l_1 требует резкого увеличения активности используемого источника, что не всегда желательно.

Величины отдельных значений скорости счета N_1 и N_2 при этом будут зависеть от величины прокладки, а M будет оставаться постоянной. Это, в частности, видно из результатов измерений, полученных при работе со сцинтилляционными счетчиками и цезиевым источником

на бетонном блоке с прокладками из дерева плотностью $0,8 \text{ г/см}^3$ (имитация скважины, заполненной водой или нефтью) и железа (имитация стальной обсадной колонны).

Рис. 3. Зависимость величины M от толщины прокладки из пенопласта. Угольный блок: 1) $\Delta l=15 \text{ см}$, $l=20 \text{ см}$; 2) $\Delta l=10 \text{ см}$, $l=20 \text{ см}$; 3) $\Delta l=5 \text{ см}$, $l=20 \text{ см}$; 4) $\Delta l=5 \text{ см}$, $l=30 \text{ см}$; 5) $\Delta l=5 \text{ см}$, $l=25 \text{ см}$.



Расстояние между источником и нижним детектором l_1 было выбрано равным 12 см , а расстояние между нижним и верхним детектором $\Delta l = l_2 - l_1 = 5 \text{ см}$; угол наклона коллиматора источника к породе $\theta_1 = 45^\circ$, коллиматоров детекторов — $\theta_2 = 60^\circ$.

Как видно из рис. 5, скорости счета, измеренные на отдельных зондах, сильно зависят от толщины прокладки. Например, для зонда размером 12 см и дерева толщиной 2 см скорость счета в 1,5 раза выше скорости счета при отсутствии дерева. В то же время отношения скоростей остаются постоянными для дерева вплоть до толщины порядка $2,2 \text{ см}$, а для железа — до 7 мм (дальнейшее увеличение толщины железа не производилось в связи с тем, что активность источника была выбрана недостаточной).

Аналогичные измерения были проведены также на угольном и гранитном блоках. При измерениях на угольном блоке прокладывались слои из пенопласта (имитация сухой скважины) и стальные листы различной толщины (имитация обсадной колонны). Для гранитного блока прокладывались слои оргстекла плотностью $1,3 \text{ г/см}^3$ (имитация бурового раствора), пенопласта (имитация сухой скважины) и стальные листы (имитация обсадной колонны). Эти исследования показали также справедливость утверждения о том, что отношение скоростей счета детекторов определяется лишь параметрами локальной зоны исследуемой среды (зоны, в которой располагается рабочий треугольник ABC — рис. 1). Это подтверждается и результатами измерений на граните с прокладкой из оргстекла для зондов размерами $l_1 = 10 \text{ см}$ и $l_1 = 15 \text{ см}$ при $\Delta l = 5, 10$ и 15 см (рис. 6).

Как видно из рис. 6, для $l_1 = 10 \text{ см}$ величина M практически не меняется до толщины прокладки $h = 1,4 \text{ см}$, а для $l_1 = 15 \text{ см}$ — до $h \approx 4,0 \text{ см}$. Затем по мере дальнейшего увеличения толщины прокладки рабочий треугольник начинает переходить из гранита в оргстекло. При этом величина отношения M начинает падать.

В момент полного перехода «рабочего треугольника» из гранита в оргстекло M приобретает значение, соответствующее плотности оргстекла, и по мере дальнейшего увеличения толщины оргстекла остается постоянной. Ширина переходной зоны Δh зависит от размеров рабочего треугольника, т. е. в данном случае от величины

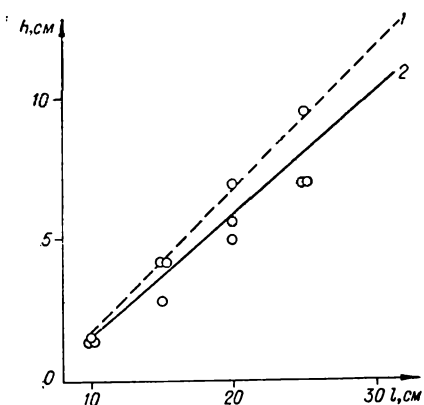


Рис. 4. Зависимость толщины слоя h , исключаемого из измерений гамма-гамма-методом при работе с коллимированными пучками гамма-излучения:

1 — расчетная кривая; 2 — экспериментальная кривая.

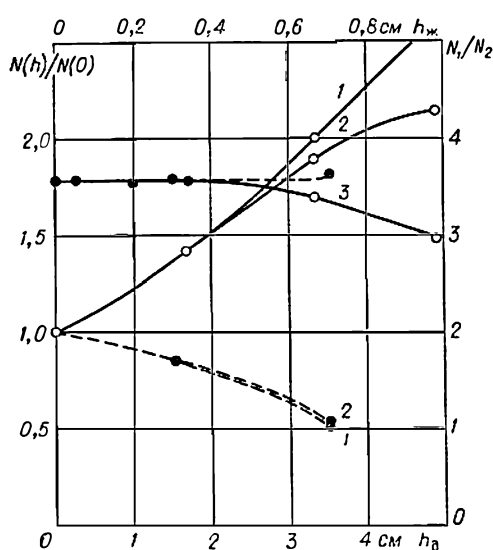


Рис. 5. Зависимость отношения скоростей счета за вычетом прямого фона от толщины ближней зоны h для дерева (сплошные кривые) и железа (пунктирные кривые):

1 — относительная скорость счета ближнего детектора ($l_1=12 \text{ см}$), $N_1(h)/N(0)$; 2 — относительная скорость счета дальнего детектора ($l_2=17 \text{ см}$), $N_2(h)/N(0)$; 3 — отношение скорости счета ближнего детектора к скорости счета дальнего N_1/N_2 .

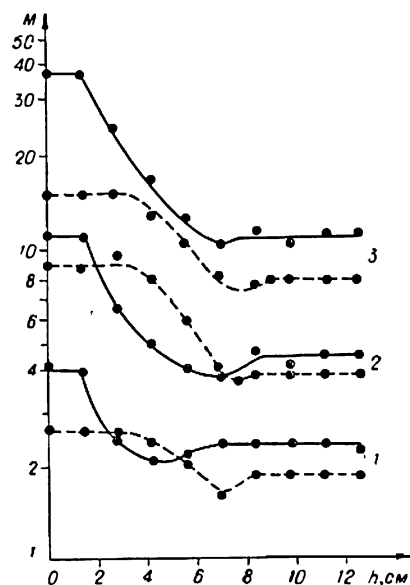


Рис. 6. Зависимость M , полученной при измерении на гранитном блоке, от толщины прокладки из оргстекла:

1 — $\Delta l=5 \text{ см}$; 2 — $\Delta l=10 \text{ см}$; 3 — $\Delta l=15 \text{ см}$;
 $l_1=10 \text{ см}$; — — — $l_2=15 \text{ см}$.

Δl , и равна $3 \div 3,5 \text{ см}$ для $\Delta l=5 \text{ см}$, $4 \div 5 \text{ см}$ для $\Delta l=10 \text{ см}$ и $5,5 \div 6,5 \text{ см}$ для $\Delta l=15 \text{ см}$.

Следует отметить наличие выбросов в конце переходных зон, прослеживающихся на всех кривых, приведенных на рис. 6. Наличие этого выброса объясняется выходом точки А рабочего треугольника на границу раздела оргстекла и гранита. При этом скорость счета первого детектора N_1 после выхода точки А (см. рис. 1) из гранита в оргстекло остается постоянной. Скорость счета второго детектора N_2 нарастает по мере выхода вершины треугольника С из гранита. При попадании вершины треугольника на границу скорость счета второго детектора достигает максимума (величина альbedo гамма-квантов в направлении от гранита к коллиматору этого детектора возрастает до максимума) и затем при входе точки С в оргстекло, достигнув величины, соответствующей оргстеклу, стабилизируется. Поэтому отношение $M = \frac{N_1}{N_2}$ имеет резко выраженный спад в конце переходной зоны, что еще раз подтверждает четкую локальность предложенной методики определения плотностей.

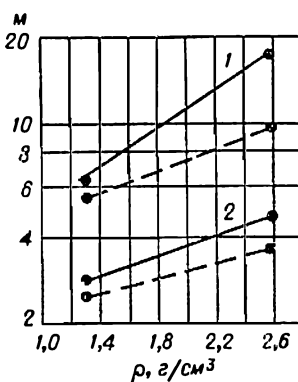
При проведении всех этих исследований было также установлено, что изменение вещественного состава ближней зоны и начальной энергии источника гамма-квантов от 0,66 до 1,25 Мэв практически не влияет на величину h . Это хорошо подтверждается результатами измерений на гранитном блоке с прокладкой из оргстекла (см. рис. 6) и на угольном блоке с прокладкой из пенопласта (см. рис. 2 и 3) при работе с цезиевым источником. Так, на рис. 6

кривые $l_1=15$ см, $\Delta l=5$ см и $l_2=10$ см, $\Delta l=10$ см, соответствующие $l_2=20$ см, выходят из переходной зоны при толщине прокладки стекла, примерно равной $6\div 7$ см, а кривые на рис. 2 (1) и рис. 3 (2—4), соответствующие $l_1=20$ см, начинают спадать при толщине прокладок из оргстекла, также примерно равной $6\div 7$ см.

По замерам на угольном, бетонном и гра-

Рис. 7. Зависимость M от плотности измеряемой среды, $l_1=12$ см. Угол наклона коллиматора источника 60° , коллиматоров приемников — 60° :

1) $\Delta l=10$ см; 2 — $\Delta l=5$ см; — — — Cs^{137} ; — — — Co^{60} .



нитном блоках была построена зависимость величины M от плотности исследуемой среды (рис. 7). Как видно из рис. 7, чувствительность метода при прочих равных условиях сильно зависит от величины Δl . Чем больше Δl , тем круче кривая M . Кроме того, как показали эксперименты, использование цезиевого источника предпочтительнее по сравнению с кобальтовым, так как в последнем случае чувствительность ухудшается.

Эти экспериментальные выводы хорошо подтверждают теоретические предпосылки. В самом деле, с увеличением Δl экспоненциальная функция в выражении (3) увеличивается, что ведет к росту крутизны кривых $M=f(\rho)$. С другой стороны, с увеличением энергии источника гамма-квантов массовые коэффициенты поглощения гамма-квантов μ и μ' уменьшаются, что приводит к уменьшению крутизны градуировочной кривой.

На основании теоретических и экспериментальных исследований авторами разработана новая конструкция глубинного прибора ДГГП (двухлучевого гамма-гамма-плотномера) для определения плотностей горных пород в скважинах. Описание этого прибора и результатов его испытаний приведено в статье Г. Б. Варварина, Г. А. Кузнецова и Е. М. Филиппова «Двухлучевой гамма-гамма-каротаж плотности» (см. настоящий сборник).

Применительно к геометрии сконструированного прибора были проведены специальные теоретические исследования по расчету интенсивности рассеянного гамма-излучения методом Монте-Карло (см. статью Г. Б. Варварина, Е. М. Филиппова, А. И. Хисамутдинова «Оптимальное конструирование глубинных приборов ДГГК с помощью расчетов методом Монте-Карло» в настоящем сборнике).

Рассмотренный метод пространственной локации рассеянного гамма-излучения может найти широкое применение как в автомобильной гамма-гамма-съемке при определении плотностей грунтов и горных пород, выходящих на поверхность, так и при исследовании скважин различного назначения.

Аналогичные способы пространственной локации излучения могут найти применение и при разработке других ядерно-геофизических методов: нейтронного гамма-каротажа неупругого рассеяния быстрых нейтронов (НГКп); гамма-гамма-каротажа упругого рассеяния жестких гамма-лучей (15,09 Мэв и др.); гамма-активационного каротажа, нейтронного активационного каротажа на быстрых нейтронах и некоторых других. Лаборатория ядерной геофизики Института геологии и геофизики СО АН СССР ведет теоретические и экспериментальные исследования в этом направлении.

Г. Б. Варварин,
Е. М. Филиппов, А. И. Хисамутдинов

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ДВУХЛУЧЕВОГО ГАММА-ГАММА-КАРОТАЖА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Основы теории и методики плотностного двухлучевого гамма-гамма-метода (ДГГМ-п), который позволяет исключать влияние ближней зоны и измерять плотность локальных участков горных пород, руд, грунтов и т. п., изложены в работах [2, 3, 10].

Местоположение и размеры этих локальных участков определяются конкретными конструкциями зондовых устройств (размер зондов, углы наклона коллиматоров, коэффициентов коллимации и т. д.).

Принцип работы ДГГМ-п теоретически основан на использовании однократно рассеянного гамма-излучения. Это условие предъявляет довольно жесткие требования к спектрометрии рассеянного гамма-излучения, поскольку только с помощью спектрального анализа можно выделять однократные гамма-кванты из всего потока рассеянного излучения, достигающего детекторов.

Ясно, что теория метода, изложенная в работах [2, 10], не является пока полной, и если, согласно этой теории, мы можем сказать, что использование однократно рассеянного излучения позволяет исключать ближнюю зону, то пока еще не доказано, что многократно рассеянное излучение, попадающее в приемные коллиматоры, является мешающим. Более того, результаты экспериментальных исследований на плоских моделях [2, 10] показывают, что регистрация рассеянного излучения с энергией выше $0,1 \text{ Мэв}$ также позволяет реализовать двухлучевой гамма-гамма-каротаж плотности (ДГГК-п). Проведенные исследования доказывают, что при реализации рассматриваемого метода в приборах достаточно иметь только нижний порог дискриминации мягкого рассеянного излучения. Это обстоятельство позволяет использовать в ДГГК-п интегральные дискриминаторы, которые значительно проще и надежнее дифференциальных. Более того, можно использовать вообще детекторы счетного типа, дискриминируя низкоэнергетические гамма-кванты с помощью различных фильтров из тяжелых металлов. В частности, фильтром может служить стальной корпус глубинного прибора. Сталь толщиной 10 мм практически отсекает все фотоны с энергией ниже $0,1 \text{ Мэв}$.

Как известно, насколько просты и легко организуемы эксперименты на плоскости, настолько же они сложны в цилиндрической геометрии. Кроме того, эксперименты по выбору оптимальных конструкций приборов ДГГК-п, т. е. по выбору углов наклона коллиматоров, размеров зондов и т. д., технически трудно выполнимы. Поэтому, чтобы проверить возможность применения ДГГК для исследования скважин, мы пошли по пути замены физического эксперимента математическим моделированием.

Эта работа выполнялась лабораторией ядерной геофизики Института геологии и геофизики СО АН СССР совместно с лабораторией методов Монте-Карло Вычислительного центра СО АН СССР. Математическое моделирование ДГГК осуществлялось следующим образом. На оси цилиндрической скважины располагался глубинный прибор ДГГК-п

(рис. 1). В кольцевых конусообразных коллиматорах прибора располагаются точечный моноэнергетический источник с энергией 1,25 Мэв (^{60}Co) и приемные детекторы (сцинтилляционные счетчики с кристаллом йодистого натрия, активированного таллием). Коллиматоры заполнены воздухом. В пространстве между глубинным прибором и породой находятся буровой раствор и стальная обсадная труба. Параметры глубинного прибора и скважины приведены ниже. Внутреннее пространство глубинного прибора, за исключением коллиматоров, заполнено свинцом.

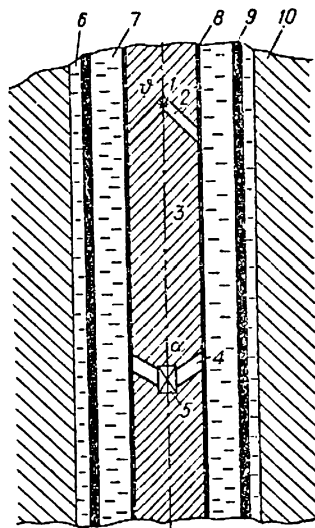


Рис. 1. Схема размещения сред для решения задачи ДГГК-п:

1 — источник гамма-квантов; 2 — коллиматор источника; 3 — свинец; 4 — коллиматор приемника (детектора); 5 — детектор (кристалл йодистого натрия); 6 — буровой раствор или цементное кольцо; 7 — буровой раствор; 8 — корпус глубинного прибора (сталь толщиной 10 мм); 9 — обсадная стальная труба; 10 — исследуемая горная порода.

При этом была поставлена задача — определить вероятность попадания гамма-квантов в детектор (P). Эта вероятность зависит от следующих параметров: угла наклона коллиматора источника θ , размера щели коллиматора источника $h_{\text{ист}}$, размера зонда l , радиуса и плотности сред, окружающих прибор R_i и ρ_i , угла наклона коллиматора детектора α , размера щели коллиматора детектора $h_{\text{дет}}$.

Для упрощения вычислений был сделан ряд допущений, а именно: прямое излучение источника через свинец не достигает детектора, корпус прибора считается абсолютно черным для фотонов, внутренняя поверхность коллиматоров также считается «черной», воздушная среда в коллиматорах — вакуум, нижний энергетический порог задачи равен 0,01 Мэв.

Взаимодействие гамма-кванта с детектором учитывалось лишь один раз, поскольку время реакции детектора (время высвечивания кристалла) много больше среднего времени жизни гамма-кванта. В результате этих предположений гамма-квант может попасть в детектор лишь через коллиматор. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными подтвердило правильность этих допущений, за исключением, по-видимому, допущения о «черноте» поверхности коллиматоров, которое привело к расхождению с экспериментами результатов расчета для больших зондов ($l \geq 60$ см). Очевидно, нельзя пренебрегать отражением от стенок коллиматора низкоэнергетических гамма-квантов, вклад которых, как известно, при больших размерах зондов преобладает.

Перенос излучения, с вероятностной точки зрения, как известно, представляет собой марковскую цепь с плотностью перехода $K(\alpha' \rightarrow \alpha)$, где α' , α — элементы фазового пространства координат $\vec{r}$, направлений $\vec{\Omega}$ и длин волн λ [6, 9]. По физическому смыслу $K(\alpha' \rightarrow \alpha)$ является плотностью вероятности перехода из α' в α . Обычно вычисляемые величины можно представить как некоторые функционалы

$$I = (F, \varphi) \quad (1)$$

решения интегрального уравнения переноса с ядром $K(\alpha' \rightarrow \alpha)$ и начальным состоянием $F_1(\alpha)$

$$F = KF + F_1. \quad (2)$$

Здесь K — интегральный оператор с ядром $K(\alpha' \rightarrow \alpha)$, а функция $\varphi(\alpha)$ характеризует вычисляемую величину. В нашем случае вычисляемым функционалом являлась вероятность попадания в детектор; при этом $\varphi(\alpha) = 1$, если α принадлежит детектору, и $\varphi(\alpha) = 0$ в противоположном случае. Для оценки функционала I был использован метод математических ожиданий (ММО) [9, 14], к рассмотрению которого можно перейти, представив выражение (1) с учетом формулы (2) в виде

$$I = (F, K\varphi) + (F_1, \varphi), \quad (3)$$

где K — интегральный оператор, сопряженный с K . По физическому смыслу для нашего случая $K\varphi(\alpha)$ является вероятностью попадания гамма-кванта из состояния α в детектор. Член (F_1, φ) есть вероятность прямого попадания гамма-кванта в детектор, поэтому, согласно условиям задачи, он равняется нулю. При использовании ММО в каждой точке столкновения вычисляется функция $K\varphi(\alpha)$. Это позволяет вести счет одновременно для нескольких детекторов. Основанием для применения ММО может служить теорема, доказанная в [9, 12], согласно которой использование ММО для оценки малых функционалов дает выигрыш в эффективности. В нашей задаче функционалы не превосходили 10^{-5} . Применение немодифицированного метода Монте-Карло потребовало бы, по-видимому, достаточно большого количества машинного времени. Например, для получения 30-процентной точности с уровнем значимости 0,997 прямой метод Монте-Карло по известной формуле

$$\varepsilon = \frac{3}{\sqrt{PN}}$$

потребовал бы розыгрыша числа историй $N \geq 10^7$ (P — вероятность). При затрате на ЭВМ М-20 4—5 мин на 10^3 историй это потребует 10^3 ч счета — явно нереальная цифра. Применение математических ожиданий дает выигрыш в эффективности, который оценен нами примерно в 10^3 . Это позволяет снизить расчетное время до 3—5 ч, что является вполне реальной цифрой.

При решении тех или иных технических задач методом Монте-Карло нас зачастую, кроме знания абсолютного значения вероятностей, интересуют также функциональные зависимости этих вероятностей от ряда факторов, например от конструктивных параметров, физических свойств исследуемых сред и т. д. Если нас интересует функциональная зависимость вероятности от m значений объемного веса горных пород, то при применении прямых методов нам пришлось бы повторять расчеты m раз. Эти расчеты можно значительно сократить, если воспользоваться одновременным расчетом всех m сред по методу зависимых испытаний [8, 13]. Этот метод дает особенно значительный выигрыш в том случае, когда необходимо, как уже говорилось, иметь функциональную зависимость от различных сред, поскольку он дает согласованные флуктуации. В методе зависимых испытаний (МЗИ) траектории фотонов строятся в одной «главной» среде. Плотность перехода в «главной» среде будет обозначать $K_0(\alpha' \rightarrow \alpha)$, а для остальных «неглавных» сред производится корректировка посредством

весовых множителей (плотность перехода «неглавных» сред обозначим $K(\alpha' \rightarrow \alpha)$). Как известно, если для оценки исходного функционала используется немодифицированная плотность, то

$$I = (F, \varphi) = M\xi. \quad (4)$$

Здесь M — символ математического ожидания, а ξ есть случайная величина:

$$\xi = \sum_{j=1}^l \varphi(\alpha_j), \quad (5)$$

где α_j — точка столкновения в траектории [6]. При этом дисперсия имеет вид

$$D\xi = (F, \varphi^2) + \eta(F, \check{F}\varphi) - (F, \varphi)^2. \quad (6)$$

Поскольку в МЗИ все среды моделируются по одной и той же плотности перехода $K_0(\alpha' \rightarrow \alpha)$, для несмещенности функционалов неглавных сред необходимо вводить весовые множители. С этой целью ξ в выражении (5) заменяется на l :

$$\eta = \sum_{j=1}^l W_j \varphi(\alpha_j), \quad (7)$$

где

$$W_j + 1 = W_j x \frac{K(\alpha_j \rightarrow \alpha_{j+1})}{K_0(\alpha_j \rightarrow \alpha_{j+1})}; \quad W_1 = \frac{F_1(\alpha_1)}{F_{01}(\alpha_1)}.$$

В качестве «главной» может быть взята среда с $K_0(\alpha' \rightarrow \alpha) \neq 0$ для любых состояний α', α , в которых $K(\alpha' \rightarrow \alpha) \neq 0$, иначе это приведет к смещенной оценке. Формально такому факту соответствует обращение веса в бесконечность с некоторого значения j такого, что

$$K(\alpha_{j-1} \rightarrow \alpha) \neq 0, \text{ а } K_0(\alpha_{j-1} \rightarrow \alpha) = 0.$$

Методом, аналогичным изложенному в [6], можно получить выражение для дисперсии моделирования в «неглавной» среде

$$D\eta = (\theta, \varphi^2) + 2(\theta, \check{F}\varphi) - (F, \varphi)^2, \quad (8)$$

где θ удовлетворяет интегральному уравнению

$$\theta = \int \frac{K(\alpha' \rightarrow \alpha)}{K_0(\alpha' \rightarrow \alpha)} K(\alpha' \rightarrow \alpha) \theta(\alpha') d\alpha' + \frac{F_1(x)}{F_{01}(x)} \cdot F_1(\alpha). \quad (9)$$

Из сравнения (6) и (9) нетрудно понять, что, выбирая соответствующим образом «главную» среду или вводя гипотетическую «главную» среду, можно добиться уменьшения дисперсии «неглавных» сред. В отличие от модификации по «ценности» здесь может быть изменена лишь выборка длины пробега, розыгрыша взаимодействия и выборка начального столкновения. Однако идеальным было бы знание матрицы $\|e_{ij}\|$. Здесь

$$e_{ij} = \frac{(D\eta)_{ij}}{I_i} \tau_j,$$

где $(D\eta)_{ij}$ — дисперсия моделирования в i -й среде по плотности перехода j -й среды; I_i — значение функционала в i -й среде, τ_i — время моделирования одной траектории в j -й среде. Однако для этого необ-

ходимо иметь решения уравнений (9) и (6), которые по своей сложности не уступают исходному уравнению (2). Из сравнения (2) и (9) могут быть сделаны некоторые простейшие выводы. Предварительно распишем выражения для отношения

$$\frac{K(\alpha' \rightarrow \alpha)}{K_0(\alpha' \rightarrow \alpha)} = \frac{\Sigma_s(\alpha')}{\Sigma_{0s}(\alpha')} \times \frac{\Sigma_0(\alpha')}{\Sigma(\alpha')} \times \frac{\Sigma(\alpha)}{\Sigma_0(\alpha)} e^{-l(\Sigma(\alpha) - \Sigma_0(\alpha))}, \quad (10)$$

где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния; Σ — полное макроскопическое сечение; l — длина свободного пробега.

Рассмотрим модель 1, в которой $\Sigma = \Sigma_0$, а $\Sigma_{0s} > \Sigma_s$. При этом

$$\frac{K(\alpha' \rightarrow \alpha)}{K_0(\alpha' \rightarrow \alpha)} = \frac{\Sigma_s(\alpha')}{\Sigma_{0s}(\alpha')} < 1, \quad F_1(\alpha) = F_{01}(\alpha). \quad (11)$$

Легко видеть, что тогда $\theta < F$ и $D_\eta < D_z$. Очевидно, что предельным случаем этой модели является метод условных вероятностей [5], в котором $\Sigma_{0s} = \Sigma_0$.

Рассмотрим модель 2. Пусть сечение не зависит от энергии и $\Sigma_0 < \Sigma$, но $\Sigma_{0s} > \Sigma_s$. Тогда

$$\frac{K(\alpha' \rightarrow \alpha)}{K_0(\alpha' \rightarrow \alpha)} = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_{0s}} e^{-l(\Sigma - \Sigma_0)} < 1. \quad (12)$$

Если теперь подобрать источники так, чтобы $\frac{F_1(\alpha)}{F_{01}(\alpha)} < 1$, то вновь $\theta < F$ и $D_\eta < D_z$.

В случае, противоположном модели 2, ряд Неймана для θ будет расходящимся. Это приводит, как известно, к ухудшению сходимости оценки.

По-видимому, для реальных сред подобная ситуация будет иметь место, если «главная» и «неглавная» среда сильно различаются по своим свойствам. Например, расчеты показали (см. ниже), что относительная ошибка для гематита (объемный вес $\rho = 4,9 \text{ г/см}^3$), когда в качестве «главной» среды брался антрацит (объемный вес $\rho = 1,5 \text{ г/см}^3$), оказалась довольно значительной.

Организация программы расчетов была типичной для программ метода Монте-Карло (см., например, работу [1]), поэтому здесь она не приводится.

Для построения траектории использовались псевдослучайные числа, вырабатываемые в машине по методу вычетов [5]. Длина пробега выбиралась по известной методике, приведенной, например, в работе [1]. Рассеяние гамма-квантов оценивалось, по формуле Клейна — Нишины — Тамма, причем вначале производилась выборка энергии по схеме Кана [9], затем выбиралось новое направление.

Сечение Σ_s вычислялось аналитически по формуле

$$\Sigma_s' = \rho \frac{Z}{A} A_0 \sigma, \quad (13)$$

где ρ — плотность вещества; Z — его порядковый номер, A — атомный вес вещества; A_0 — число Авогадро; σ — интегральное сечение комптоновского рассеяния. Сечение фотопоглощения Σ_a вычислялось по формуле Викторини

$$\Sigma_a = C\lambda^3 - D\lambda^4, \quad (14)$$

где C и D — постоянные заданные для каждого вещества.

В процессе построения траектории поглощение не разыгрывалось, а учитывалось по методу условных вероятностей [6]. Обрыв траектории производился по энергии при попадании на поверхность прибора и при

Таблица 1

Физические параметры сред для решения задачи ДГГК-п методом Монте-Карло

№ среды на рис. 1	Среда	$\frac{Z}{A}$	$\rho, \text{г/см}^3$	C	D
3	Экран (свинец) . . .	0,39580	11,40	$0,638927 \cdot 10^{-1}$	$0,47604 \cdot 10^{-2}$
5	Детектор (кристалл NaJ)	0,42680	3,67	$0,1361063 \cdot 10^{-1}$	$0,334866 \cdot 10^{-3}$
6	Корпус прибора (железо)	0,46550	7,80	$0,181665 \cdot 10^{-2}$	$0,96615 \cdot 10^{-5}$
7	Буровой раствор . .	0,53697	1,20	$0,93155 \cdot 10^{-4}$	$0,186387 \cdot 10^{-6}$
8	Обсадная колонна (железо)	0,465500	7,80	$0,181665 \cdot 10^{-2}$	$0,96615 \cdot 10^{-5}$
9	Буровой раствор . .	0,53697	1,20	$0,93155 \cdot 10^{-4}$	$0,186387 \cdot 10^{-6}$
11	Цементное кольцо (тампонажный цемент) .	0,5070	2,30	$0,186279 \cdot 10^{-5}$	$0,5035657 \cdot 10^{-6}$
10	Антрацит	0,5150	1,50	$0,16696 \cdot 10^{-4}$	$0,5553 \cdot 10^{-8}$
10	Песчаник сухой (10% влажности)	0,4972	2,30	$0,183006 \cdot 10^{-3}$	$0,415967 \cdot 10^{-6}$
10	Песчаник влажный (100%)	0,5000	2,40	$0,1814964 \cdot 10^{-3}$	$0,4116969 \cdot 10^{-6}$
10	Уголь бурый	0,5350	1,20	$0,33312 \cdot 10^{-4}$	$0,35514 \cdot 10^{-7}$
10	Гипс	0,5105	2,30	$0,299156 \cdot 10^{-3}$	$0,798598 \cdot 10^{-6}$
10	Ангидрид	0,4997	2,90	$0,367694 \cdot 10^{-3}$	$0,1003215 \cdot 10^{-5}$
10	Доломит	0,4990	2,70	$0,2020127 \cdot 10^{-3}$	$0,535712 \cdot 10^{-6}$
10	Сланец глинистый . .	0,4960	2,40	$0,250244 \cdot 10^{-3}$	$0,717175 \cdot 10^{-6}$
10	Глина влажная (20%)	0,5020	2,10	$0,202077 \cdot 10^{-3}$	$0,551386 \cdot 10^{-6}$
10	Известняк	0,5000	3,00	$0,316995 \cdot 10^{-3}$	$0,942402 \cdot 10^{-6}$
10	Гранит	0,4944	2,70	$0,191016 \cdot 10^{-3}$	$0,405185 \cdot 10^{-6}$
10	Диабаз	0,4940	3,10	$0,329106 \cdot 10^{-3}$	$0,115556 \cdot 10^{-5}$
10	Гематит	0,4765	4,90	$0,128399 \cdot 10^{-2}$	$0,676549 \cdot 10^{-5}$
10	Рутил	0,4755	4,20	$0,677378 \cdot 10^{-3}$	$0,253252 \cdot 10^{-5}$
10	Кварцит	0,4992	2,60	$0,150036 \cdot 10^{-3}$	$0,218669 \cdot 10^{-6}$
10	Глина сухая	0,4964	2,47	$0,219336 \cdot 10^{-3}$	$0,613952 \cdot 10^{-6}$

пересечении поглощающего цилиндра достаточно большого радиуса. Кроме того, для гамма-квантов, ушедших далеко от оси, разыгрывалась «русская рулетка» [14]. Это позволило увеличить скорость расчетов за счет уменьшения времени на расчет «неперспективных» квантов, вероятность которых попасть в детектор мала.

Расчет велся одновременно для 16 различных горных пород (среда 10 на рис. 1), параметры которых приведены в табл. 1. Как видно из табл. 1, нами были проведены расчеты для всех трех комплексов горных пород — осадочных, метаморфических и магматических.

Значение $\frac{Z}{A}$, а также коэффициенты Викторини C и D подсчитывались для каждой породы по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \frac{Z}{A} &= \sum_i \frac{Z_i}{A_i} P_i ; \\ C &= \sum_i C_i P_i ; \\ D &= \sum_i D_i P_i , \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где Z_i , A_i , C_i , D_i — атомный номер, атомный вес и коэффициенты Викторини для i -го химического элемента, входящего в состав этой по-

роды, а P_i , — относительное содержание этого элемента в заданной среде. Коэффициенты C_i , D_i брались из работы [7].

По разработанной программе были подсчитаны вероятности при конкретных параметрах глубинных приборов для двухлучевого гамма-гамма-каротажа плотности. В задаче были выбраны следующие параметры: диаметр корпуса глубинного прибора 9,0 см; диаметр сцинтиллятора 2,2 см; высота сцинтиллятора 2 см; углы наклона коллиматора источника $\theta=135^\circ$, детектора $\alpha=60^\circ$. Расстояние между источником и приемником менялось от 10 до 80 см с шагом 10 см.

Таблица 2
Сравнение экспериментальных и расчетных данных

Порода	Размер зонда, см	$P_{\text{эксп}} \cdot 10^2$	$\tilde{P}_{\text{расч}} \cdot 10^2$	$\tilde{S}^2 \cdot 10^{15}$	$\frac{\sigma^2}{\tilde{S}^2}$	$\delta = \frac{\tilde{S}}{P}$, %
Антрацит $\rho=1,5 \text{ г/см}^3$	20	—	63,40	448,0	710	10,5
	30	13,70	16,70	35,80	2380	11,2
	40	5,00	4,32	40,90	530	47,8
	50	2,05	0,861	0,256	16800	18,5
	60	0,820	0,374	0,340	5500	49,3
Аргиллит $\rho=2,1 \text{ г/см}^3$	20	—	45,10	201,0	1130	22,2
	30	8,20	9,06	73,6	615	30,0
	40	2,02	2,13	19,1	560	65
	50	0,520	0,239	0,03848	34500	24,7
	60	0,293	0,0262	0,00059	222000	28,7

Параметры скважины были переменными. Так, сначала был про- считан вариант для скважины, заполненной буровым раствором и об- садной стальной колонной. Диаметр скважины был выбран равным 13,6 см, внутренний диаметр обсадной колонны — 12,4 см, наружный — 13,2 см, плотность железа — 7,8 г/см³, плотность бурового раствора — 1,2 г/см³. Результаты расчета вероятностей для антрацита и глины (ар- гиллит) приведены в табл. 2.

В этой же таблице приведены вероятности, полученные эксперимен- тально с помощью глубинного прибора расчетной конструкции на этих же породах в методическо-экспериментальной скв. 783 Омской геофизи- ческой экспедиции Новосибирского территориального геологического управления. Совпадение экспериментальных и расчетных данных хоро- шее для зондов 30 и 40 см, для больших же зондов $P_{\text{эксп}} > P_{\text{расч}}$. Это объясняется недостатками принятых допущений модели, о чем говори- лось выше.

В табл. 2 приведены и дисперсии S^2 , полученные на основании мо- дифицированных расчетов, а также дисперсии, рассчитанные по форму- ле для прямого метода (σ^2).

Дисперсии модифицированных расчетов получены по известным формулам обработки опытных данных [4]:

$$\tilde{S}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (P_i - \tilde{P})^2}{n-1}; \quad (16)$$

$$\tilde{P} = \frac{\sum_{i=1}^n P_i}{n}.$$

Для этого расчет велся группами по 10^3 историй. Результаты расчета вероятностей P для каждой 10^3 историй считались результатом одного эксперимента (P_i) и подставлялись в формулу (16), в которой n — число таких групп; $\bar{P}$ — среднеарифметическое значение вероятности, вычисленное на основании данных всех групп.

Зная истинные значения дисперсии S^2 и дисперсии σ^2 , которые дает прямой метод, нетрудно подсчитать эффективность применяемых методов ускорения (ММО), эта величина равна $\frac{\sigma^2}{S^2}$. Значение эффективности ММО также приведено в табл. 2 и, как уже говорилось выше, равно примерно 10^3 . Следует подчеркнуть, что при больших размерах зондов, как это видно из табл. 2, эффективность поднимается еще на один-два порядка, т. е. до $10^4 \div 10^5$.

По описанной программе расчета в каждой выдаче мы получили по 128 величин P_{kj} , где $k=1, 2, \dots, 8$ (положения детектора в приборе с шагом возрастания размера зонда), а $j=1, 2, 3, \dots, 16$ (параметры горных пород, см. табл. 1). Кроме того, выдавалось 128 величин $\bar{S}_{kj}^2$ и 128 величин $\bar{S}_{kj}$. Моделирование 10^3 историй занимало около 25 мин на машине М-20.

На основании этих расчетов нами были получены зависимости P_{kj} и их отношений от различных условий моделирования задачи.

Так, на рис. 2 точками с разбросом нанесена зависимость отношения вероятностей $M = \frac{P_1}{P_2}$ для $l_1=30$ см и $l_2=50$ см от плотности исследуемой горной породы, вычисленная для реальной конструкции прибора и скважины. Сплошная кривая — зависимость отношения скоростей счета от плотности пород, полученная по замерам на двух углеразведочных и двух рудных скважинах [10] для той же конструкции глубинного прибора. Зависимость между отношением вероятностей (скоростей счета) и плотностью горных пород очень близка к экспоненциальной кривой. Это хорошо подтверждают выводы, сделанные в [2, 3, 10].

Для выяснения возможностей ДГГК-п исключить влияние ближней зоны были проведены подобные расчеты для этой же скважины диаметром 136 мм, но без бурового раствора и без обсадной колонны. Результаты вычислений получились довольно обнадеживающими. Часть из них сведена в табл. 3.

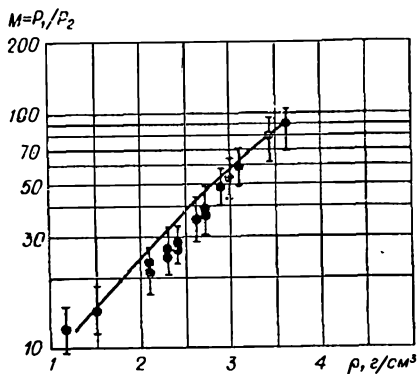


Рис. 2. Градуировочная кривая прибора ДГГК-п. Сплошная линия получена экспериментально, точки с разбросом — расчетным путем.

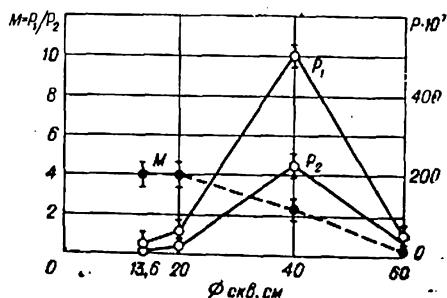


Рис. 3. Зависимость показаний ДГГМ-п от диаметра сухой скважины.

Таблица 3

Исключение влияния скважины с помощью ДГГК-п

Тип породы	$P_0, \text{г/см}^3$	Тип скважины					
		сухая без обсадки			с обсадкой и буровым раствором		
		$P_1(40) \cdot 10^7$	$P_2(50) \cdot 10^7$	$M = P_1/P_2$	$P_1(40) \cdot 10^7$	$P_2(50) \cdot 10^7$	$M = P_1/P_2$
Песчаник сухой	2,3	8,16±2,36	0,91±0,17	9,06±0,17	1,7±,12	0,160±0,043	10,6±7,55
» влажный	2,4	7,60±2,36	0,73±0,14	10,4±3,64	1,46±1,0	0,123±0,033	11,9±8,9
Кварцит	2,6	6,90±2,37	0,50±0,11	14,0±5,7	1,12±0,77	0,078±0,023	16,3±12,4
Доломит	2,7	6,45±2,36	0,41±0,10	15,7±6,9	0,96±0,66	0,059±0,018	23,0±15,4
Ангидрид	2,9	5,68±2,33	0,26±0,08	21,8±11,3	0,63±0,64	0,032±0,011	21,0±20,6
Известняк	3,0	5,57±2,34	0,23±0,08	24,2±13,2	0,60±0,40	0,026±0,010	23,0±15,4
Рутил	4,2	4,50±2,39	0,062±0,044	75,0±66,5	0,125±0,10	0,0019±?	66,0±?
Гематит	4,9	4,22±2,61	0,922±0,019	211,0±218,0	0,047±0,064	0,0025±?	190±?

В табл. 3 показаны как вероятности для разных пород и минералов, так и отношения этих вероятностей, вычисленные для сухой скважины диаметром 136 мм и для той же скважины с обсадной колонной из стали с внутренним диаметром 124 мм и внешним диаметром 132 мм, заполненной буровым раствором с плотностью 1,2 г/см³.

В табл. 3 приведены расчеты для зондов размером 40 и 50 см, $\theta=135^\circ$ и $\alpha=60^\circ$. Как видно из этой таблицы, абсолютные значения вероятностей для сухой и заполненной с обсадкой скважины разнятся в среднем на порядок для всех типов пород. В то же время отношение вероятностей M совпадает с точностью до ошибки в расчете и даже несколько меньше.

Наконец, на рис. 3 построена зависимость отношения вероятностей M для зондов 40 и 50 см от диаметра сухой необсаженной скважины. В качестве исследуемой породы выбран песчаник. На рис. 3 приведены и зависимости абсолютных значений вероятностей P_1 и P_2 от диаметра скважины.

Как видно из рис. 3, вероятности P_1 и P_2 с ростом диаметра скважины с 13,6 до 20 см увеличиваются примерно в два раза и в то же время величина M остается постоянной. При дальнейшем увеличении диаметра скважины вероятности достигают максимума (при $\varnothing=40$ см) и затем спадают, а величина M монотонно убывает.

Таким образом, при размерах зондов $l_1=40$ см и $l_2=50$ см ($\Delta l=10$ см) и $\alpha=60^\circ$, а $\theta=135^\circ$, прибор ДГГК-п практически исключает ближнюю зону вместе с прибором диаметром 20 см. Это позволяет надеяться на то, что измерения прибором ДГГК-п (с указанными параметрами) не будут зависеть от наличия каверн диаметром до 20 см.

В заключение заметим, что с помощью расчетов по методу Монте-Карло, проведенных для условий двухлучевого гамма-гамма-каротаж плотности, показано, что прин-

цип, положенный в основу этого метода, является правильным. Одновременная регистрация однократно и многократно рассеянного гамма-излучения с помощью прибора разработанной конструкции позволяет по отношению скоростей счета, измеренных на двух зондах, исключить мешающее влияние ближней зоны. Размер этой зоны зависит от конструктивных параметров глубинного прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бусленко Н. П. и др. Метод статистических испытаний. М., Физматгиз, 1962.
2. Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А., Филиппов Е. М. Исследование по исключению влияния ближней зоны на результаты гамма-гамма-метода.— Геология и геофизика, 1966, № 6.
3. Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А., Филиппов Е. М. Двухлучевой гамма-гамма-каротаж плотности (настоящий сборник).
4. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. М., Физматгиз, 1962.
5. Голенко Д. И. Моделирование и статистический анализ программ случайных чисел на ЭВМ. М., Физматгиз, 1965.
6. Ермаков С. М., Золотухин В. Г. Применение метода Монте-Карло для расчета защиты от ядерных излучений.— Сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Госатомиздат, 1963.
7. Лейпунский О. И. и др. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. М., Физматгиз, 1960.
8. Михайлов Г. А., Марчук Г. И. Решение задач атмосферной оптики методом Монте-Карло.— Изв. АН СССР, серия физики атмосферы и океана, 1967, вып. 2.
9. Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. М., Госатомиздат, 1963.
10. Филиппов Е. М., Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А. О возможности пространственной локации среды гамма-гамма-методом (настоящий сборник).
11. Хисамутдинов А. И. Об эффективности метода математических ожиданий для задач одного класса.— Журнал вычислительной математики и математической физики, 1967 (в печати).
12. Хисамутдинов А. И. Решение некоторых вопросов теории метода Монте-Карло и двух задач ядерной геофизики. Автореф. канд. дисс. Новосибирск, 1969.
13. Ченцов Н. Н., Фролов А. С. Журнал вычислительной математики и математической физики. 1962, 2, 715.
14. Kahn H. Use of different Monte-Carlo sampling technique.— Symposium on Monte Carlo methods, 1956.

Г. Б. Варварин, Г. А. Кузнецов, Е. М. Филиппов

ДВУХЛУЧЕВОЙ ГАММА-ГАММА-КАРОТАЖ ПЛОТНОСТИ

Физические основы двухлучевого гамма-гамма-метода изложены в работах [1, 4, 5]. Устройство глубинного прибора рассматривается в работах [2, 3]. Принципиальная электронная схема прибора приведена в работе [3]. В настоящей статье описываются результаты полевых испытаний двухлучевого гамма-гамма-плотномера (ДГГП) на углеразведочной и двух рудных скважинах, проведенные в 1966 г.

Прибор ДГГП имел диаметр 90 мм и длину 220 см. В качестве источника гамма-квантов применялся изотоп кобальта-60 активностью 36 мг·экв радия. Рассеянное гамма-излучение измерялось двумя сцинтилляционными детекторами, расположенными на различных расстояниях от источника. В качестве люминофоров использовались кристаллы

NaJ (Tl) размером 18×30 мм. Регистрация вспышек сцинтилляции осуществлялась фотоумножителями типа ФЭУ-31. Источник располагался в конусообразном коллиматоре. Угол между осью прибора и направлением коллиматора составлял 45° . Детекторы также располагались в конусообразных коллиматорах, направленных в сторону источника. Угол между осью прибора и направлением коллиматоров составлял 60° (см. рис. 1 в статье [5] настоящего сборника). Поверхность коллиматоров была сделана из стали толщиной 2,5 мм. Все свободное пространство между коллиматорами было заполнено свинцом.

Отношение длины коллимационной щели к ее ширине (коэффициент коллимации) было выбрано равным 2,2 для коллиматоров и источника и приемников. Такое устройство глубинного прибора позволяет исключать слой среды радиусом 14 см (считая от оси прибора) при работе на зондах размерами 29 и 49 см. При измерениях на таких зондах можно определять плотность горных пород по разрезу скважины диаметром до

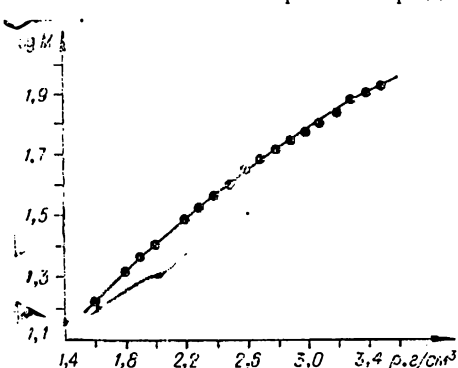


Рис. 1. Градуировочная кривая ДГГП.

280 мм (предполагается, что глубинный прибор скользит по стенке скважины). При работе на зондах размером 36 и 56 см можно исключить слой радиусом 12 см и исследовать скважины диаметром до 240 мм.

В процессе исследования скважины велась запись кривых по каждому каналу в отдельности, а также величины логарифма отношения скоростей счета. Величина этого отношения меняется прямо пропорционально изменению плотности среды (рис. 1). Это позволяет непосредственно по результатам записи логарифма отношения скоростей счета

вести запись кривой плотности. Кстати заметим, что возможность исключения ближней зоны указанных выше толщин при измерениях в скважинах различного диаметра позволило получить одну и ту же градуировочную кривую для всех исследованных скважин. При этом, естественно, подразумевается, что скважины имеют диаметр, не выходящий за пределы рабочей области глубинного прибора.

Углеразведочная скважина, на которой велись исследования прибора ДГГП, имела следующие параметры: диаметр до глубины 20 м — 151 мм; а дальше — 131 мм. Скважина обсажена стальной колонной с внутренним диаметром 116 мм и толщиной стенок 5,5 мм.

До глубины 29 м скважина заполнена водой. Запись диаграмм велась до 30 м при подъеме глубинного прибора. До обсадки скважина была прокарирована каверномером, ПС и КС, а также ГГК с прибором типа РАРК. Результаты этих исследований показаны на рис. 2.

В связи с тем, что градуировка прибора ДГГП производилась только при работе на зондах размером 29 и 49 см, кривые *a*, *b*, *в* и *г* приведены в разных единицах: кривая *a* непосредственно в единицах плотности пород, а остальные — в относительных единицах — отношениях скоростей счета ($M = N_1/N_2$).

Из кривых *b*, *в* (рис. 2) и неприведенного варианта кривой *a* в единицах *M* вытекает, что при работе с упомянутым выше источником наилучшие результаты получаются в случае малых размеров зонда. Кривые *a* и *b* имеют наиболее четкую дифференциацию по сравнению с кривой *в* (при сравнении их в одинаковых единицах). Например, отно-

шение записанных величин (в единицах M) против вмещающих пород к величинам, соответствующим угольным пластам, в среднем равно 2,8 для кривой d , 2,7 — для кривой b . Для кривой e это отношение равно 1,5.

Дифференциация кривых прибора ДГГП, полученных при разных размерах зонда, тоже хуже дифференциации по отношению. Так, отношение измеренных скоростей счета против каменных углей и вмещающих пород при наибольшем размере зонда (49 см [3]) для кривой a (рис. 2) равно 2,5, в то время как аналогичное отношение величины скорости счета против вмещающих пород и угольных пластов равно, как указывалось выше, 2,8.

На этой скважине велись также исследования прибором ДГГП с неколлимированными детекторами (стальное обрамление коллиматоров толщиной 2,5 мм при этом не убиралось). Источник оставался заколлимированным. Из сопоставления кривых a и g , записанных при работе с зондами одних и тех же размеров, видно, что дифференциация кривой g значительно хуже. Отношение скоростей счета против угольных пластов и вмещающих пород для кривой g равно 1,8.

Дифференциация кривой ГГК, полученной при работе с аппаратурой типа РАРК, значительно хуже, чем кривых ДГГК. Например, отношение показаний против угольных пластов к показаниям против вмеща-

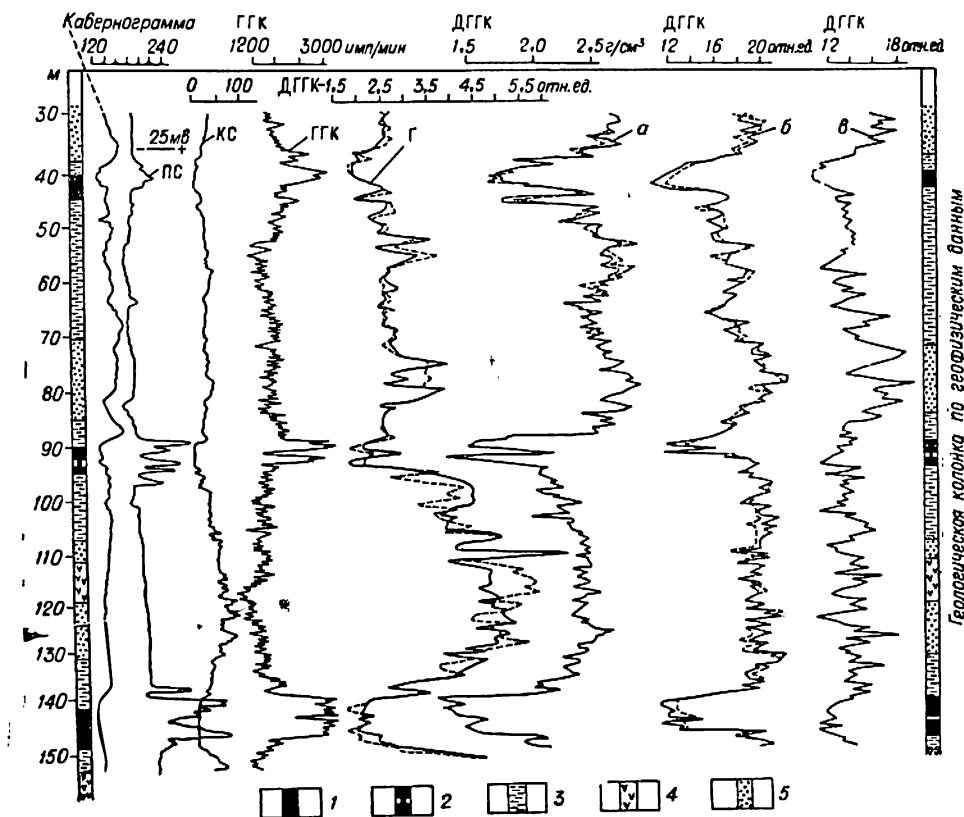


Рис. 2. Результаты испытаний прибора ДГГП на углеразведочной скважине.

Диаграмма ГГК получена со стандартной радиометрической аппаратурой типа РАРК: a — диаграмма, полученная с прибором ДГГП при размерах зонда 29 и 49 см; b — то же, при измерениях на зондах 36 и 56 см; $в$ — то же, при измерениях на зондах 41 и 61 см; 5 — то же, что и « a », при измерениях с неколлимированными приемниками излучения, кривые b , $в$ и $г$ приведены в величинах отношения скорости счета.
1 — уголь, плотность 1,4—1,70 г/см³; 2 — углистый аргиллит, 1,7—2,20 г/см³; 3 — аргиллит, 2,00—2,58 г/см³; 4 — алевролит, 2,24—2,54 г/см³; 5 — песчаник, 2,10—2,66 г/см³.

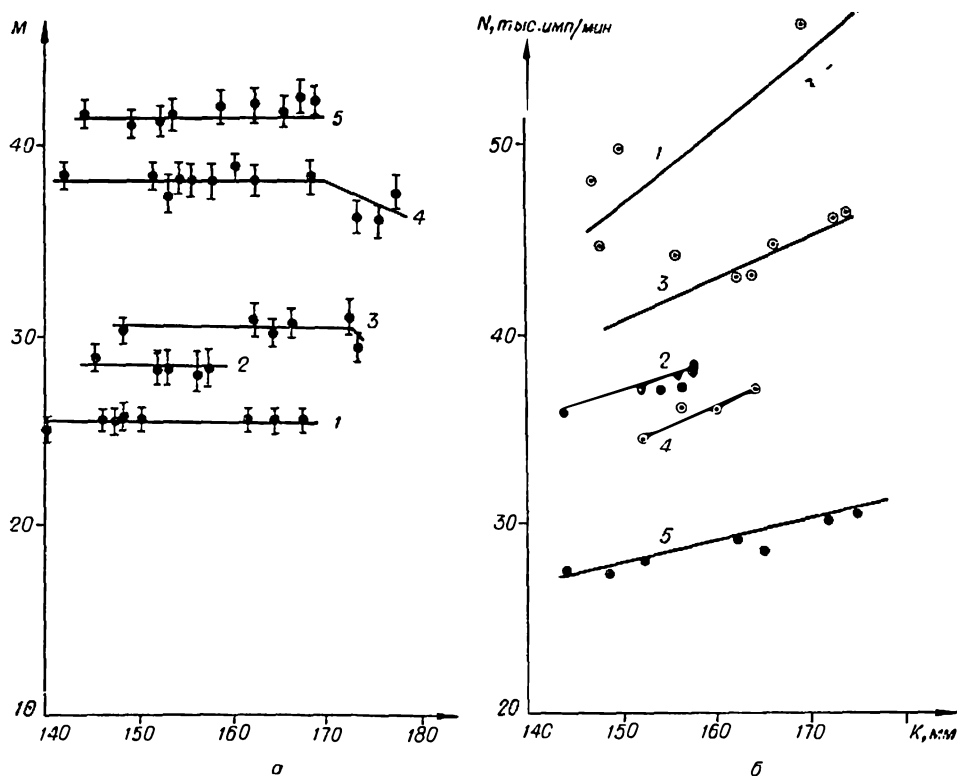


Рис. 3. Зависимость показаний ДГГК и ГГК от величины каверны:
 а — ДГГК; б — ГГК; 1 — уголь; 2 — песок сухой; 3 — аргиллит сухой; 4 — аргиллит влагона-
 сыщенный; 5 — песок влагонасыщенный.

ющих пород равно 1,85. Указанное отношение соответствует замерам на одном зонде размером 40 см, при работе с кобальтовым источником активностью 3 мг·экв Ra с газоразрядным счетчиком типа ВС-11.

Для выяснения влияния ближней зоны на результаты ДГГК и ГГК (по одному из каналов прибора ДГГП) нами сопоставлены полученные кривые с кавернограммой (рис. 3). Каверны диаметром вплоть до 170 мм не влияют на результаты ДГГК на любых породах. При дальнейшем увеличении каверны показания ДГГК начинают изменяться, что обусловлено попаданием рабочей зоны в каверну. При замерах же плотностей по одному каналу прибора ДГГП, что соответствует однолучевому ГГК, исключить влияние каверны невозможно (см. рис. 3, б).

Следовательно, приборы с коллимированными детекторами и источниками позволяют получить более качественные диаграммы и точнее определять плотность пород по разрезу скважины. Это, в частности, подтверждается воспроизводимостью кривых (см. рис. 2).

Результаты испытаний прибора ДГГП на одной из скважин Рудного Алтая приведены на рис. 4.

Эта скважина была пробурена до 40 м буровым инструментом диаметром 151 мм, далее буровым инструментом диаметром 131 мм. Вся скважина до устья заполнена буровым раствором. Запись каротажных диаграмм велась на зондах 29 и 49 см. Как видно из рис. 4, повторяемость кривых ДГГК хорошая. Среднее отклонение кривых не выходит за пределы 0,04 г/см³.

Результаты определения плотностей по керну и кривым ГГК, показанным на рис. 4, приведена в табл. 1. Средняя абсолютная ошибка для

ДГГК не выходит за пределы $0,06 \text{ г/см}^3$, а для кривых ГГК-1 и ГГК-2 — соответственно за пределы $0,07$ и $0,09 \text{ г/см}^3$. Относительная ошибка для кривых ДГГК равна $2,5\%$, а для ГГК-1 и ГГК-2 — соответственно $2,8$ и $3,5\%$. Значит, измерения по ДГГК дают лучшие результаты, чем по ГГК-1 и ГГК-2.

Результаты испытания прибора на другой рудной скважине Алтая приведены на рис. 5. На измеряемом участке скважина имела диаметр 96 мм и была заполнена водой. Результаты определения плотностей по керну и каротажным кривым, показанным на рис. 5, приведены в табл. 2. Средние абсолютные ошибки для кривых ДГГК, ГГК-1 и ГГК-2 равны соответственно $0,04$; $0,07$ и $0,08 \text{ г/см}^3$, а относительные ошибки для них — соответственно $1,5$; $2,6$ и 30% .

Эти результаты подтверждают выводы, сделанные по результатам измерений в предыдущей скважине.

На кривых ГГК и ДГГК, приведенных на рис. 5, на глубине 708 м имеется характерный выброс, соответствующий пониженной плотности. На кривой ДГГК он соответствует плотности $2,48 \text{ г/см}^3$, на кривых ГГК-1 и ГГК-2 — $2,00$ и $2,20 \text{ г/см}^3$. Судя по разрезу, пород с такими плотностями в скважине нет. Следовательно, такое понижение плотности означает наличие на этой глубине каверны. Она частично заходит в рабочую

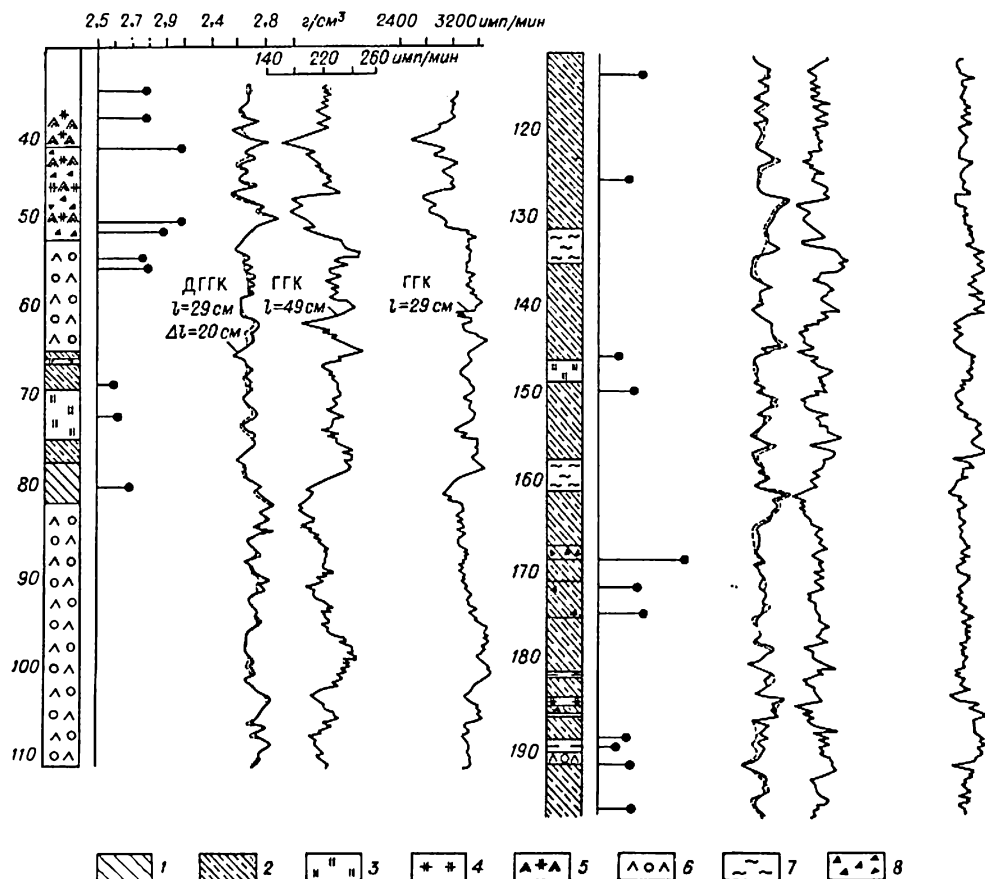


Рис. 4. Результаты сопоставления данных определения плотностей по керну и ДГГП: 1 — аргиллиты; 2 — алевролиты; 3 — кварциты; 4 — туфы кислого состава; 5 — туфы смешанного состава; 6 — миндалекаменные порфиры; 7 — карбонатно-эпидотовая порода; 8 — гнездово-вкрапленная полиметаллическая минерализация.

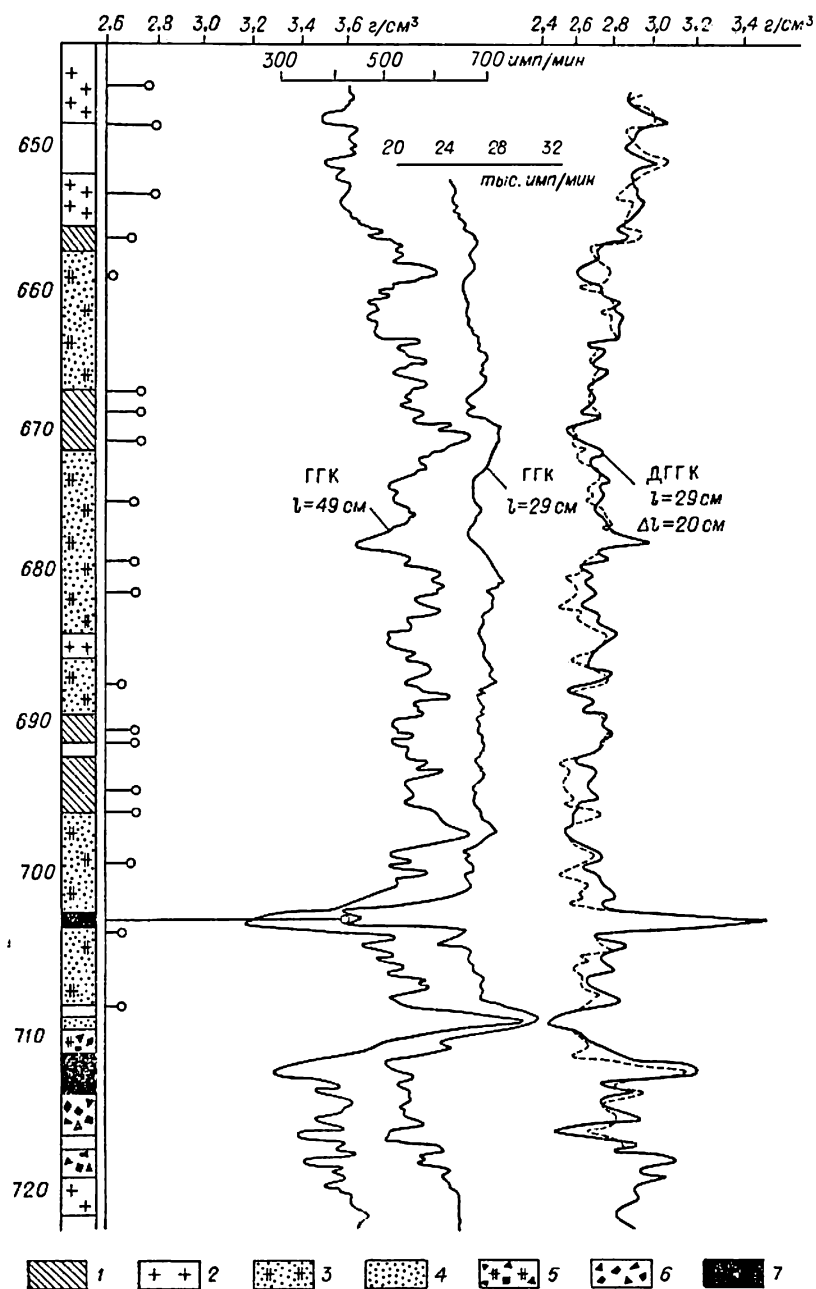


Рис. 5. Результаты сопоставления данных определения плотностей по керну и по ДГГК:

1 — алевриты; 2 — диабазовые порфириды; 3 — туфопесчаники; 4 — туфы; 5 — туфобрекчии; 6 — колчеданно-полиметаллическая минерализация; 7 — колчеданно-полиметаллическая руда.

Таблица 1

Денситометр	ДГГК ($l_1=29$ см, $l_2=49$ см)			ГГК-1, зона 29 см			ГГК-2, зона 49 см		
	ρ	$\Delta\rho$	$\delta\rho=\frac{\Delta\rho \cdot 100}{\rho_{\text{ср}}}\%$	ρ	$\Delta\rho$	$\delta\rho=\frac{\Delta\rho \cdot 100}{\rho_{\text{ср}}}\%$	ρ	$\Delta\rho$	$\delta\rho=\frac{\Delta\rho \cdot 100}{\rho_{\text{ср}}}\%$
2,77	2,69	0,08	3,00	2,77	0,00	0,00	2,72	0,05	1,81
2,77	2,68	0,09	3,40	2,75	0,02	0,73	2,69	0,08	2,92
2,98	2,82	0,16	5,52	3,10	0,12	3,94	3,05	0,07	2,30
2,97	2,88	0,09	3,09	2,78	0,19	6,67	2,98	0,01	0,34
2,87	2,80	0,07	2,47	2,83	0,04	1,40	2,79	0,08	2,85
2,75	2,68	0,07	2,58	2,68	0,07	2,57	2,78	0,03	1,03
2,78	2,70	0,08	2,94	2,68	0,10	3,67	2,69	0,09	3,28
2,59	2,67	0,08	3,04	2,63	0,04	1,53	2,62	0,03	1,15
2,61	2,66	0,05	1,88	2,65	0,04	1,52	2,61	0,00	0,00
2,68	2,73	0,05	1,84	2,80	0,22	7,85	2,78	0,10	3,64
2,74	2,76	0,02	0,73	2,80	0,06	2,17	2,82	0,08	2,90
2,67	2,72	0,05	1,85	2,70	0,03	1,11	2,62	0,05	1,90
2,61	2,70	0,09	3,38	2,67	0,06	2,27	2,83	0,22	8,13
2,70	2,73	0,03	1,10	2,74	0,04	1,47	2,84	0,04	5,08
2,98	2,79	0,19	6,56	2,76	0,22	7,65	2,75	0,20	8,15
2,72	2,73	0,01	0,37	2,75	0,03	1,10	2,78	0,06	2,19
2,75	2,75	0,00	0,00	2,70	0,05	1,83	2,49	0,26	10,01
2,65	2,75	0,10	3,70	2,60	0,05	1,90	2,75	0,10	3,70
2,59	2,70	0,11	4,16	2,74	0,15	5,64	2,72	0,13	4,90
2,67	2,66	0,01	0,37	2,74	0,07	2,59	2,62	0,05	1,85
2,68	2,70	0,02	0,74	2,73	0,05	1,85	2,85	0,17	6,15
Среднее	0,06		2,5	0,07		2,8	0,09		3,5

область прибора и искажает его результаты. Результаты же ГГК-1 и ГГК-2 она искажает сильнее. Сходимость кривых ДГГК показана на рис. 5. Обработка кривых велась по методике, приведенной в работе [6]. Результаты обработки приведены на рис. 6. Из рисунка 6 видно, что разбросу, обусловленному флуктуациями, соответствует величина, равная 70 %, которой отвечает ошибка, равная 0,06 г/см³.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Результаты определения плотностей с помощью прибора ДГГП лучше стандартного ГГК (без коллиматоров).

2. Достигнута точность определения плотностей пород по разрезу скважины, равная 0,05 г/см³.

3. Точность определения плотностей пород по разрезу скважины может быть повышена за счет повышения стабильности работы схемы деления наземного пульта.

4. Для повышения коллимационных параметров прибора ДГГП имеются также следующие пути. Вместо свинца надлежит использовать более плотный металл — вольфрам. Применение при этом фотоумножителей ФЭУ-60 диаметром 10 мм и соответствующих люминофоров позволит создать глубинные приборы малого диаметра — порядка 40 мм.

Рис. 6. График распределения ошибок сходимости кривых ДГГК:

Сплошная кривая — теоретическое, точки — экспериментальное распределение ошибок.

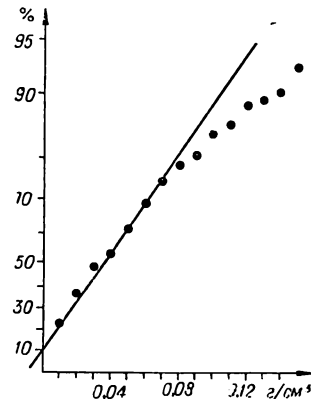


Таблица 2

Денситом стр	ДГГК ($l_1=62$ см, $l_2=49$ см)				ГГК-1, зонд 29 см				ГГК-2, зонд 49 см			
	ρ	$\Delta\rho$	$\delta\rho=\frac{\Delta\rho\cdot 100}{\rho}$ %	ρ_{cp}	ρ	$\Delta\rho$	$\delta\rho=\frac{\Delta\rho\cdot 100}{\rho}$ %	ρ_{cp}	ρ	$\Delta\rho$	$\delta\rho=\frac{\Delta\rho\cdot 100}{\rho}$ %	ρ_{cp}
2,81	2,85	0,04	1,41	1,41	2,85	0,04	1,41	1,41	3,00	0,19	6,55	6,55
2,72	2,73	0,01	0,37	0,37	2,61	0,11	3,98	3,98	2,45	0,27	10,42	10,42
2,62	2,64	0,02	0,76	0,76	2,69	0,07	2,64	2,64	2,64	0,02	0,76	0,76
2,62	2,77	0,15	5,55	5,55	2,75	0,13	4,85	4,85	2,66	0,04	1,55	1,55
2,62	2,69	0,07	2,65	2,65	2,75	0,13	4,85	4,85	2,87	0,25	9,30	9,30
2,75	2,69	0,06	2,21	2,21	2,69	0,06	2,21	2,21	2,64	0,09	3,34	3,34
2,75	2,68	0,07	2,56	2,56	2,72	0,03	1,20	1,20	2,67	0,06	2,94	2,94
2,72	2,67	0,05	1,86	1,86	2,69	0,03	1,21	1,21	2,72	0	0	0
2,71	2,73	0,02	0,74	0,74	2,72	0,01	0,38	0,38	2,71	0	0	0
2,70	2,71	0,01	0,37	0,37	2,61	0,09	3,27	3,27	2,53	0,17	6,50	6,50
2,70	2,67	0,03	1,12	1,12	2,61	0,09	3,27	3,27	2,58	0,12	4,55	4,55
2,67	2,66	0,01	0,36	0,36	2,65	0,02	0,75	0,75	2,61	0,03	2,25	2,25
2,73	2,75	0,02	0,73	0,73	2,69	0,04	1,48	1,48	2,72	0,01	0,37	0,37
2,72	2,74	0,02	0,74	0,74	2,75	0,03	1,20	1,20	2,80	0,08	2,90	2,90
2,70	2,67	0,03	1,12	1,12	2,72	0,02	0,74	0,74	2,66	0,04	1,49	1,49
2,70	2,67	0,03	1,12	1,12	2,69	0,01	0,37	0,37	2,69	0,01	0,37	0,37
2,69	2,71	0,02	0,74	0,74	2,75	0,06	2,29	2,29	2,71	0,02	0,74	0,74
3,58	3,52	0,06	1,69	1,69	3,47	0,11	3,12	3,12	3,50	0,08	2,26	2,26
2,66	2,72	0,06	2,23	2,23	2,52	0,14	5,24	5,24	2,64	0,02	0,75	0,75
2,66	2,71	0,05	1,86	1,86	2,88	0,22	7,95	7,95	2,77	0,11	4,05	4,05
Среднее	0,04	1,5	2,6	0,07	0,08	3,0						

Такие детекторы и вольфрамовые экраны улучшают коллимацию прибора, что, в свою очередь, дает возможность увеличить радиус исключаемой зоны и локализовать измеряемый объем породы.

Весьма важным фактором при проведении этих исследований является выбор оптимальной активности источника. Активность источника может быть снижена за счет увеличения длины люминофоров. Для того чтобы не уменьшалась коллимация, против каждого люминофора необходимо делать коллиматоры жалюзного типа. При этом размеры люминофоров у каждого детектора могут быть различными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А., Филиппов Е. М. Исследования по исключению влияния ближней зоны на результаты гамма-гамма-метода.— Геология и геофизика, 1966, № 6.
2. Филиппов Е. М., Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А. Локатор плотности — Природа, 1967, № 2.
3. Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А., Филиппов Е. М. Двухлучевой скважинный гамма-гамма-плотномер.— Геология и геофизика, 1967, № 6.
4. Филиппов Е. М., Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А. О возможности пространственной локации среды гамма-гамма-методом (см. настоящий сборник).
5. Варварин Г. Б., Филиппов Е. М., Хисамутдинов А. И. Исследование возможностей двухлучевого гамма-гамма-каротажа методом Монте-Карло (см. настоящий сборник).
6. ЩигOLEв Б. М. Математическая обработка наблюдений. М., Изд-во физ.-мат. лит., 1962.

Ю. А. Гулин

ГАММА-ГАММА-КАРОТАЖ НЕФТЯНЫХ СКВАЖИН

Результаты гамма-гамма-каротажа отдельно или в комплексе с данными других методов в принципе могут быть использованы для определения объемной плотности, общей пористости, глинистости и литологического состава пород.

В песчано-глинистых отложениях объемная плотность пород определяет их пористость, так как минералогическая плотность породообразующих минералов почти одинакова. На рис. 1, а сопоставляются показания ГГК с пористостью указанных пород, определенной по керну. Скважина пробурена на нефтеэмульсионном растворе с полным выносом керна. Разброс точек не превышает $\pm 2\%$ пористости, что соответствует погрешности определений объемной плотности $\pm 0,03 \text{ г/см}^3$.

Из сопоставления показаний ГГК и ННК (рис. 1, б) следует, что комплексное применение указанных методов дает возможность разделить породы на глинистые и неглинистые. Первым соответствуют практически постоянные показания ГГК и меняющиеся в широких пределах показания ННК. Для вторых уменьшению показаний ННК отвечает уве-

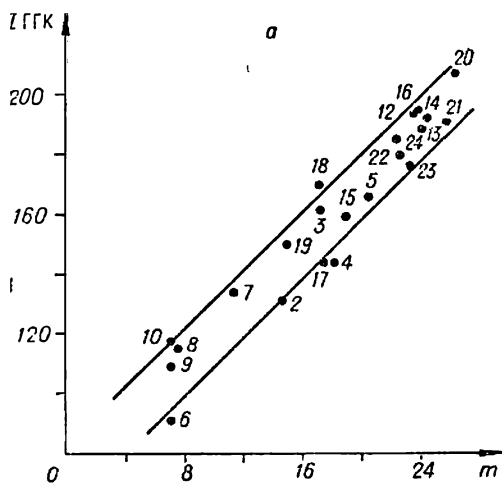
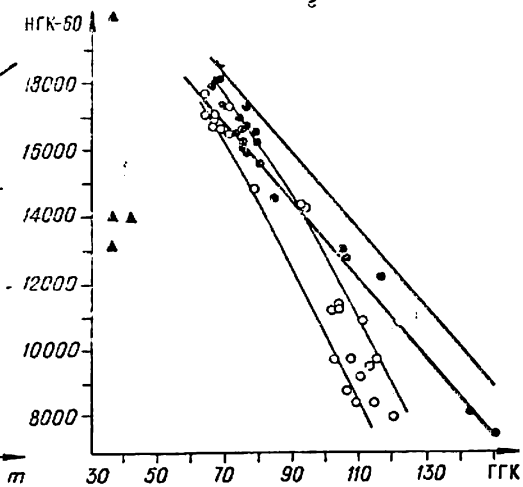
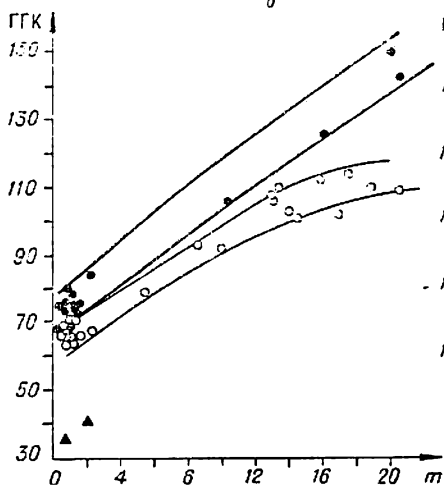
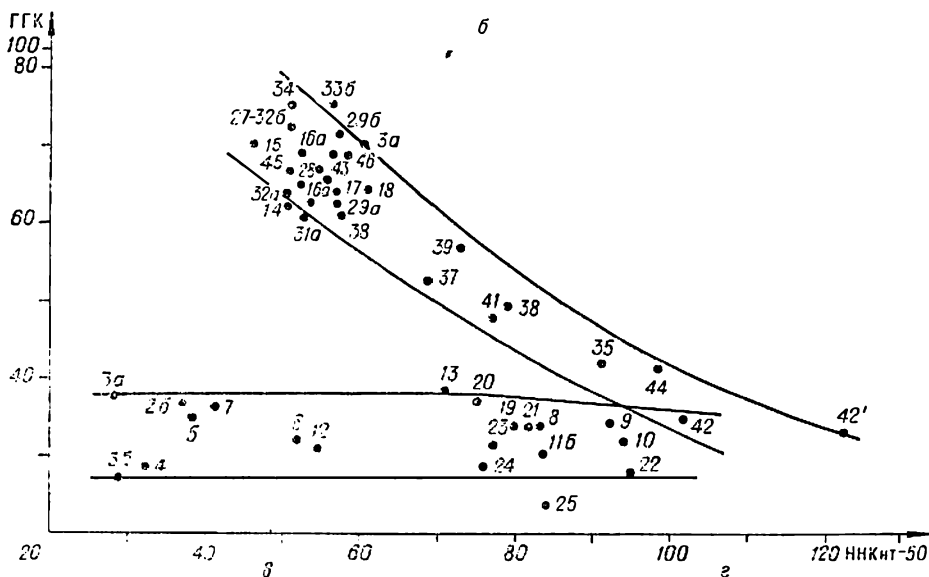


Рис. 1. Сопоставление показаний ГГК с пористостью пород, определенной по керну, и результатами измерений другими методами:

a — скв. 1282, песчано-глинистые отложения, сопоставление с пористостью; *б* — скв. 1397, песчано-глинистые отложения, сопоставление с данными НКК; *в* — скв. 616, карбонатные отложения, сопоставление с пористостью; *г* — скв. 616, карбонатные отложения, сопоставление с данными НКК.



личение ГГК. Разница значений пористости, определенных по двум методам, характеризует глинистость пород.

В карбонатных отложениях связь между объемной плотностью и пористостью нарушается за счет неодинаковой степени доломитизации пород. На рис. 1, в сопоставляются показания ГГК с пористостью карбонатных отложений, определенной по керну. Скважина пробурена на нефтеэмульсионном растворе с полным отбором керна. В данном случае точки разделяются на две группы, относящиеся к менее плотным и более плотным породам. Внутри каждой группы наблюдается хорошая связь показаний ГГК с пористостью пород (разброс в пределах $\pm 2\%$ пористости), но по всем точкам, взятым вместе, указанная связь практически отсутствует. Разница между двумя группами точек в средней части графика, определенная по шкале пористости, составляет 5—7%, что соответствует различию пород рассматриваемых групп по объемной плотности в 0,09—0,12 г/см³. Это позволяет отнести пласты, отвечающие точкам первой группы, к известнякам и второй — к доломитам или сульфатизированным известнякам, что в общем соответствует макроскопическому описанию керна. В левой части графика разница между обеими группами точек уменьшается, в правой — возрастает, что свидетельствует о повышении степени доломитизации пород второй группы с увеличением их пористости.

Таким образом, для определения пористости карбонатных пород по ГГК необходимо привлекать дополнительные данные.

На рис. 1, г сопоставляются показания ГГК и НГК по той же скважине. Обе группы точек отчетливо разделяются, что позволяет использовать этот комплекс для определения минералогического состава и пористости карбонатных отложений. Сказанное справедливо только для пород с малой глинистостью. Глинистые породы за счет большей объемной плотности и большого водородосодержания выделяются по указанному комплексу как доломитизированные.

Нефтяные скважины характеризуются, во-первых, сравнительно большой плотностью исследуемых пластов (2,3—2,9 г/см³), во-вторых, малым диапазоном изменений объемной плотности пород (на 10—15% при изменении их пористости от 2—3 до 20—35%) и, в-третьих, наличием на стенке скважины в проницаемых интервалах, являющихся коллекторами нефти, глинистой корки, искажающей результаты измерений.

Сравнительно высокая объемная плотность пород затрудняет использование обычной аппаратуры РК и требует для уменьшения влияния изменений диаметра скважины и параметров раствора применения приборов, экранированных со стороны скважины, прижимаемых к ее стенке при замере и имеющих вследствие этого худшую проходимость. Кроме того, по указанной причине трудно использовать зонды ГГК большой длины из-за резкого уменьшения скорости счета и ухудшения параметров, поэтому при разработке аппаратуры очень остро встает вопрос об экранировке индикаторов, особенно в двухзондовых системах.

Малый диапазон изменений объемной плотности пород влечет за собой высокие требования к точности определения этого параметра при оценке пористости. Если считать приемлемой точность определения последней 2% от объема пород, то погрешность оценки объемной плотности не должна превышать 1—1,5%.

Отклонение прибора при замере от стенки скважины за счет глинистой корки или неровностей профиля является основной причиной погрешностей определений плотности пород по ГГК. Для одноканальных

приборов фирм «Шлюмберже» и «Мак-Каллоу Тул» [1, 2], а также макетов приборов ГГК, разрабатывавшихся у нас в 1958—1962 гг., наличие глинистой корки толщиной 1 см приводит к ошибке оценки пористости $\Delta m = 10\%$ объема пород, что объясняется малой глубиной ГГК в породах высокой плотности и малым диапазоном изменения последней в нефтяных разрезах. Для учета влияния корки при заданной погрешности в 2% ее толщина должна измеряться с точностью до 1,5—2 мм, что само по себе является сложной технической задачей, не решенной до настоящего времени. Кроме того, при учете влияния глинистой корки должны привлекаться дополнительные данные о ее плотности и химическом составе.

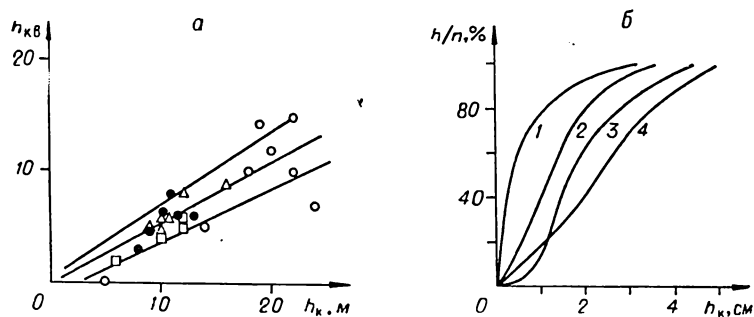


Рис. 2. Толщина глинистых корок:

а — по измерениям каверномером и коркомером; б — для пород различной пористости на одном из месторождений Ишимбая: 1) $m=0-5\%$; 2) $m=5-10\%$; 3) $m=10-20\%$; 4) $m=20-30\%$.

Следовательно, несмотря на определенные достоинства ГГК, его применение в нефтяных скважинах затрудняется главным образом из-за сильного влияния отклонений прибора от стенки скважины за счет глинистой корки и в неровных участках ствола.

Уменьшение или учет влияния этого фактора — основное условие применения ГГК в нефтяной промышленности.

Толщина глинистой корки между зондовым башмаком прибора и стенкой зависит от давления башмака и его площади. Так как удельное давление $P_{уд}$ на стенку скважины неодинаково для различных приборов, эффективная толщина корки также неодинакова.

Легко показать, что $P_{уд}$ различается для каротажных приборов в тысячи раз: несколько грамм на квадратный сантиметр (приборы РК широкого назначения) до нескольких килограммов на квадратный сантиметр (каверномер и коркомер). На рис. 2, а сравниваются результаты измерений каверномером и коркомером, нож которого установлен на башмаке микрзонда. Первому прибору соответствует $P_{уд} \approx 1 \text{ кг/см}^2$, второму — $50-70 \text{ г/см}^2$, т. е. такое же, как для приборов ГГК. Видно, что толщина корки по кавернограмме в среднем вдвое меньше, чем по коркограмме. Поэтому вносить поправки в результаты ГГК по данным каверномера нельзя, но вместе с тем по ним можно оценить среднюю эффективную толщину корки при ГГК по различным районам, пользуясь указанным соотношением.

На рис. 2, б приводится график распределения корок по эффективной толщине для карбонатных пород различной пористости одного из нефтяных месторождений Ишимбая. В слабопористых породах 90% корок имеет толщину 1,5—2,5 см; в породах с пористостью 20—30% эффективная толщина корки может достигать 4 см.

Для изучения вопроса об объемной плотности глинистой корки наряду с литературными данными [3] были привлечены результаты экспериментальных работ, выполненных в ВУФ ВНИИ геофизики. Исследовалась объемная плотность и твердость (сопротивление продавливанию) корок, полученных на фильтровальной установке, корок, извлеченных из скважины опробователем пластов, и имитации корки, полученной путем смешивания в разных соотношениях порошка глины с водой и обычно применяемыми добавками.

Результаты этих работ свидетельствуют о том, что плотность внутренних слоев корки, прилегающих к фильтру, при нормальных растворах без утяжелителей составляет $1,9\text{--}2,0 \text{ г/см}^3$, а внешних слоев, прилегающих к башмаку прибора, — около $1,4 \text{ г/см}^3$. Средняя плотность корки при ГГК для рассмотренного случая равна $1,7 \text{ г/см}^3$, т. е. выше, чем считалось раньше.

С целью поисков путей уменьшения влияния корки в ВУФ ВНИИ геофизики выполнялись работы по физическому и математическому моделированию процессов ГГК. Измерения проводились на моделях скважин, пересекающих пласты, изготовленные из корунда, корунда с песком и песка, являющиеся аналогом песчаных пластов с плотностью, соответственно равной $2,7$; $2,3$ и $2,0 \text{ г/см}^3$, или пористостью $0,20$ и 40% . Для изучения минералогического состава был изготовлен пласт из блока мрамора с плотностью $2,7 \text{ г/см}^3$ и пористостью 1% .

Глинистая корка имитировалась как отклонением прибора в скважине, заполненной буровым раствором, так и слоем глины между двумя тонкостенными алюминиевыми полуцилиндрами. Объемная плотность корки в первом случае составляла $1,2 \text{ г/см}^3$, во втором — $1,7 \text{ г/см}^3$.

Для измерений использовался экспериментальный прибор, допускающий изменение длины зонда от 12 до 39 см , с источниками Co^{60} ($E_\gamma = 1,25 \text{ Мэв}$), Cs^{137} ($E_\gamma = 0,662 \text{ Мэв}$) и Ir^{192} (наиболее жесткая линия $0,41 \text{ Мэв}$, средняя энергия $0,3 \text{ Мэв}$). Гильза прибора была изготовлена из алюминия толщиной 5 мм , детектор NaJ(Tl) $18 \times 30 \text{ мм}$. Индикатор работал в режиме плато, положение которого систематически контролировалось. При проверке использовался источник Th^{170} с энергией излучения $E_\gamma = 84 \text{ Кэв}$. При регистрации жесткой компоненты излучения детектор помещался в свинцовый экран с толщиной стенки $1,5 \text{ мм}$.

При расчетах был использован метод статистических испытаний (Монте-Карло), позволяющий учесть условия измерений практически полностью.

Работы проводились по двум направлениям. Первое заключалось в выборе оптимальной конструкции зондовой части прибора, обеспечивающей уменьшение влияния корки и внесение поправки по результатам измерений коркомером. Второе направление сводилось к разработке и совершенствованию двухзондовой системы, в которой для учета влияния корки используются результаты ГГК дополнительным зондом.

По первому направлению были исследованы вопросы выбора длины зонда, спектра регистрируемого излучения, оптимальной энергии излучения источника, коллимации излучения, механизма влияния толщины корки, ее плотности и т. д. В результате этих работ была предложена конструкция зонда ГГК, обеспечивающая уменьшение влияния корки в $2\text{--}2,5$ раза, т. е. до уровня, имеющего место при НК. Изучены возможности использования двухзондовой системы с индикаторами, имеющими различную спектральную характеристику, для расчленения карбонатных пород по литологии. В настоящее время в ВУФ ВНИИ геофизики изготовлены макеты таких двухканальных приборов ГГК в комплексе с коркомером.

В табл. 1 приведены результаты измерений аналогичным прибором в пластах из корунда Al_2O_3 и мрамора $CaCO_3$, имеющих одинаковую объемную плотность. Первый индикатор прибора регистрировал излучение с энергией выше 50 кэв, второй — с энергией выше 150 кэв. Разница показаний в указанных пластах при регистрации всего спектра излучения составляет 30—60%, при регистрации только жесткой компоненты — менее 10%. Существенной является слабая зависимость дифференциации пород по химическому составу от толщины глинистой корки.

Т а б л и ц а 1

Толщина корки, см	Первый индикатор			Второй индикатор		
	корунд I_1	известняк I_2	I_1/I_2	корунд I_1	известняк I_2	I_1/I_2
0	210	125	1,67	51	45	1,13
1	267	175	1,53	63	57	1,11
2	373	239	1,55	82	76	1,08
3	435	317	1,38	99	95	1,04
4	519	402	1,29	120	124	0,97

Таким образом, по результатам гамма-гамма-каротажа в нефтяных скважинах, выполненного двумя индикаторами с различной спектральной чувствительностью (или одним индикатором с двумя энергетическими «окнами»), разрез может быть расчленен при определенных условиях на основные типы пород (песчаники, известняки, доломиты). Можно также заметить, что при соответствующем выборе спектральной характеристики индикатора разница в минералогической плотности известняков и доломитов может быть скомпенсирована. В этом случае результаты ГГК будут отражать при слабой глинистости пористость карбонатных отложений независимо от их минералогического состава.

Принцип использования второго зонда ГГК для учета влияния глинистой корки сводится к следующему. Если влияние глинистой корки, выраженное через погрешность определения пористости или плотности пород, неодинаково для двух зондов ГГК, то по результатам комплексных измерений этими зондами можно определить как пористость (плотность), так и толщину корки. Нахождение этих величин сводится к решению системы двух уравнений:

$$I_1 = f(m, p); \quad I_2 = \varphi(m, p).$$

Этот способ был предложен в ВУФ ВНИИ геофизики в 1959 г. Аналогичная методика учета влияния корки была использована в том же году при НК в трехканальной аппаратуре РК [4]. Подобные работы с целью отбраковки аномалий на диаграммах ГГК, обусловленных кавернами, описаны в [5]. В июне 1962 г. в США выдан патент на способ компенсации влияния глинистой корки путем комплексной интерпретации результатов исследований двумя зондами ГГК с различной глубиной исследования [6].

Основная трудность практического использования способа двух зондов, не позволившая применить его в свое время у нас, заключается в резком повышении по сравнению с однозондовым вариантом требований к точности измерений при исследовании пород с плотностью более 2,3—2,4 г/см³. Если зависимость интенсивности рассеянного излучения от пористости пород определенного минералогического состава и от толщины корки считать линейной, а результаты измерений в единицах $K = I(m)/Im = 0$, то $K_1 = (1 + b_1 m) \cdot (1 + d_1 p)$ для первого зонда и $K_2 = (1 +$

$+b_2m) \cdot (1+d_2p)$ для второго зонда, где m — пористость пласта; p — толщина глинистой корки; b , d — коэффициенты определяющие дифференциацию диаграммы по пористости и толщине корки.

Исходя из этой системы уравнений, абсолютные погрешности определения пористости Δm и толщины глинистой корки Δp через относительные погрешности измерений σ_1 и σ_2 по обоим зондам запишутся так:

$$\Delta m = \frac{u_1 u_2}{b_1 b_2} \sqrt{\frac{v_1^2 \sigma_1^2 + v_2^2 \sigma_2^2}{(v_1 u_2 - v_2 u_1)^2}};$$

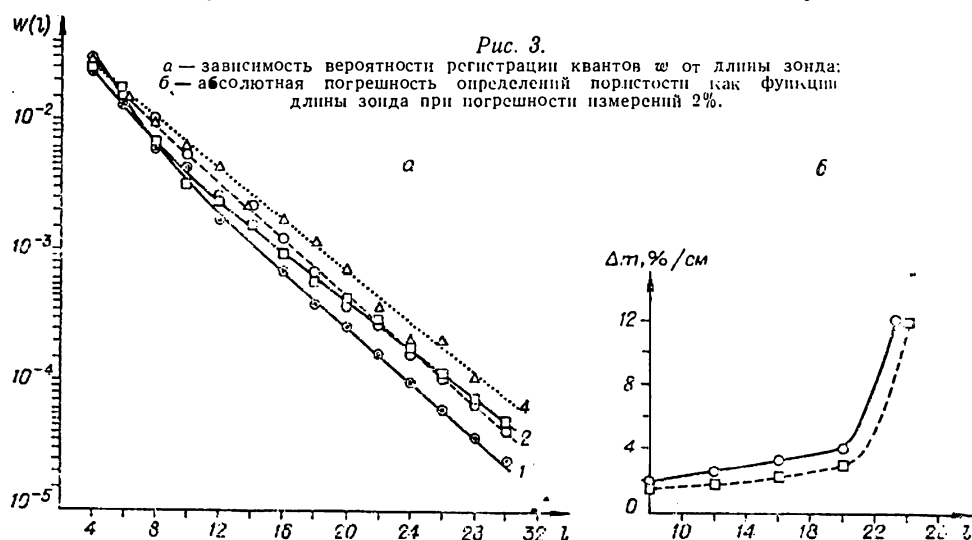
$$\Delta p = \frac{v_1 v_2}{d_1 d_2} \sqrt{\frac{u_1^2 \sigma_1^2 + u_2^2 \sigma_2^2}{(v_1 u_2 - v_2 u_1)^2}};$$

$$v_1 = (1 + d_1 p) d_2; \quad u_1 = (1 + b_1 m) b_2;$$

$$v_2 = (1 + d_2 p) d_1; \quad u_2 = (1 + b_2 m) b_1.$$

Рассмотрим с точки зрения выбора оптимальной пары зондов, обеспечивающих минимальное влияние погрешностей измерений, результаты расчетов, приведенные на рис. 3, а (вероятность регистрации квантов от длины зонда).

В области больших длин зондов ($l > 25-30$ см) относительная дифференциация по пористости увеличивается с ростом длины зонда незначительно, относительное влияние корки уменьшается также слабо. Вместе с тем при увеличении длины зонда резко падает скорость счета.



Поэтому оптимальным размером большого зонда для пород с плотностью $2,3-2,9$ г/см³ можно считать $l=25-35$ см. В области малых зондов при $l=8$ см имеет место инверсия кривых по плотности, т. е. результаты измерений зондом такой длины отражают только влияние корки ($b_2=0$). Однако относительная дифференциация кривых по толщине корки в данном случае невелика, что приводит к сильному влиянию погрешности измерений на этом зонде.

На рис. 3, б подсчитана погрешность оценки пористости в процентах от объема пород при $m=10\%$ и $p=1$ и 2 см в зависимости от длины

Т а б л и ц а 2

Вид измерений	Длина зонда, см			
	12	14	19	24
Прямой фон источника I_1	1124	158	4	1,5
Показания в пластике с $m=40\%$, I_2	1260	488	107	40
I_1/I_2	0,89	0,32	0,04	0,03

дополнительного зонда. Основной зонд выбран равным 28 см. Погрешность измерений по обоим зондам $\sigma=2\%$. При увеличении длины дополнительного зонда l от 8 до 20 см Δm медленно растет от 2 до 4% при $p=1$ см сплошная кривая; и от 1,6 до 3% при $p=2$ см (пунктирная кривая). С дальнейшим увеличением длины зонда Δm резко возрастает.

При очень малых зондах ($l=8$ см) основная погрешность вносится за счет слабой дифференциации показаний по толщине корки Δp . При увеличении l влияние этого фактора уменьшается, но зато возрастает погрешность, обусловленная уменьшением разницы в относительной дифференциации показаний для обоих зондов.

Приведенные расчеты являются в определенной степени идеализированными, так как данные рис. 3, а не содержат прямого фона источника, составляющего на малых зондах заметную долю, что затрудняет их использование в качестве парных ввиду уменьшения дифференциации.

В таблице 2 даны результаты измерений на моделях прибором с экраном из свинца, толщиной на 30 мм меньшей длины зонда — практически максимально возможная толщина экрана в приборах ГГК. При измерении прямого фона источника индикатор экранировался 30 мм свинца и прибор подвешивался в воздухе на высоте 2 м. Из таблицы 2 видно, что при использовании свинцовых экранов и даже слабой коллимации излучения результаты измерений зондами до 15 см сильно искажаются прямым фоном источника.

Это является, в частности, причиной низкой эффективности малых зондов в двухзондовом варианте прибора. В США для экранирования индикаторов широко применяется медно-вольфрамовый сплав. Вольфрам по атомному номеру близок к свинцу и превосходит последний по плотности в 1,7 раза. Поэтому толщина вольфрамового экрана при том же качестве экранирования примерно в полтора раза меньше, чем свинцового.

Применение вольфрамовых экранов может значительно улучшить параметры малых зондов ГГК. Однако проблему обеспечения предприятий, изготавливающих промыслово-геофизическую аппаратуру, вольфрамом нужного профиля в достаточном количестве в ближайшее время решить трудно.

Целесообразно сравнить полученные данные с величиной погрешности оценки пористости пород при той же ошибке измерений по результатам одного большого зонда при условии точного измерения толщины корки другими методами. В этом случае $\Delta m = \frac{K\sigma_1}{b}$ и составляет около 0,5%, т. е. в 3—7 раз меньше, чем для двухзондового варианта.

Как показывает практика, точность производственных измерений РК при использовании разрядных счетчиков составляет 2%, сцинтилляционных — около 3%. Резкое повышение точности измерений вряд ли возможно без коренной переделки аппаратуры. Прибор на сцинтилляционных счетчиках дает погрешность оценки пористости для зондов, рассмотренных выше, и свинцовой экранировки в 5—6% объема пород. Такая ошибка будет иметь место даже при отсутствии глинистой корки только за счет ошибок измерений по второму зонду.

Следовательно, зонды с обычной геометрией для использования в двухзондовой системе практически непригодны. Поэтому работа по созданию двухзондового варианта направлена в первую очередь на поиски оптимальной пары зондов, применение которой могло бы уменьшить требования к точности измерений. На рис. 4 приводятся графики, рассчитанные по формуле $\Delta m = f(\sigma_1, \sigma_2)$, для разных значений b_1, b_2, d_1, d_2 при $\sigma_1 = \sigma_2 = 1\%$. Видно, что основным условием эффективного использования двухзондовой системы при достигнутой на данном этапе точности измерений является разработка малого зонда с $b_2 = 0-1,0$ и $d_2 = 0,2-0,5$.

Такой зонд в паре с зондом около 30 см, имеющим обычные параметры ($\Delta m = 10\%/см$), позволит получить точность оценки пористости 1,5—3% объема пород

при погрешности измерений $\sigma_1 = \sigma_2 = 3\%$. Использование в качестве парного усовершенствованного зонда ГГК с $\Delta m = 5\%/см$ позволит снизить погрешность оценки пористости при той же точности измерений до 1—2%.

В заключение можно отметить следующее.

1. Применять ГГК на нефтяных месторождениях значительно сложнее, чем на угольных. Причинами этого являются малый диапазон изменений плотности пород, сравнительно высокие значения плотности n , как следствие, сильное влияние глинистой корки.

Положение усугубляется использованием на ряде площадей растворов низкого качества, в результате чего толщина корки достигает нескольких сантиметров. По имеющимся литературным данным, на нефтяных месторождениях США толщина корки редко превышает 10—15 мм или совсем отсутствует (в скважинах, бурящихся на нефтеэмульсионном растворе или с продувкой забоя воздухом либо газом), что явилось основной причиной широкого внедрения ГГК за рубежом.

2. Проведение ГГК нефтяных скважин без измерений и учета влияния глинистой корки не дает хороших результатов. Учет влияния корки по данным кавернометрии не может быть рекомендован из-за низкой точности измерений и различия эффективной толщины корки, полученной по определению каверномера и прибора ГГК.

3. Выбор оптимальных параметров зонда ГГК дает возможность резко уменьшить влияние корки, при этом для ее учета при грубой оценке пористости и плотности достаточно комплексировать прибор ГГК с коркомером.

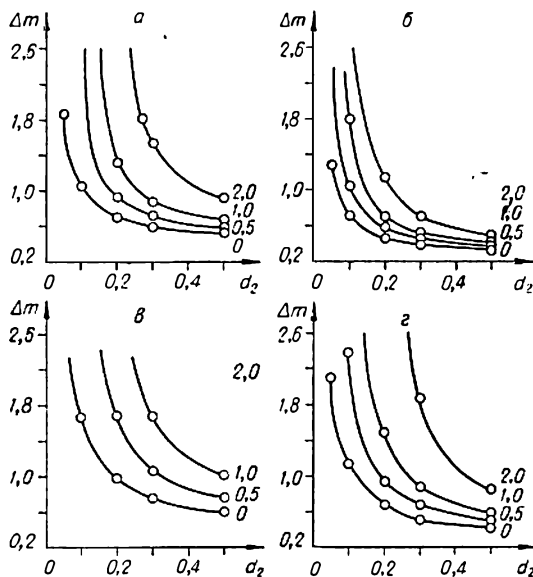


Рис. 4. Зависимость абсолютной погрешности определения пористости от дифференциации кривой дополнительного зонда по толщине корки и по пористости для различных параметров основного зонда:

- а — $b_1=3, d_1=0,26, \Delta m=8\%/см$;
- б — $b_1=3, d_1=0,25, \Delta m=5\%/см$;
- в — $b_1=3, d_1=5,0, \Delta m=10\%/см$;
- г — $b_1=3, d_1=5,0, \Delta m=10\%/см$.

4. Для определения литологического состава пород целесообразно комплексовать два зонда ГГК, обеспечивающих регистрацию излучения в разных участках спектра.

5. Использование двухзондовых систем для учета влияния корки связано с повышением точности измерений, применением новых материалов для экранировки и, возможно, способов обработки результатов в цифровой форме с преобразованием в аналоговую форму только окончательных данных. Значит, разработка промышленного образца двухзондовой системы, в принципе наиболее совершенной, требует решения ряда технических и методических задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alger R. P. et. al. Применение плотностного каротажа для исследования скважин. *Petroleum Technology*, 1963, 15, 3.
2. Edwards. Quantitative evolution of the density log in the Rocky Mountain Area.— *Petroleum Technology*, 1959, 11, 2.
3. Баранов В. С. Глинистые растворы для бурения скважин в осложненных условиях. М., 1955.
4. Гулин Ю. А. и др. Новые приборы радиоактивного каротажа. «Ядерная геофизика», вып. 3, Гостоптехиздат, 1962.
5. Очкур А. П. Соколов М. М., Федоров А. А. К интерпретации диаграмм гамма-гамма-каротажа.— *Разведка и охрана недр*, 1959, № 8.
6. Юманс А. Х. Методы компенсации чуждых эффектов при плотностном каротаже. Патент США № 3038075.

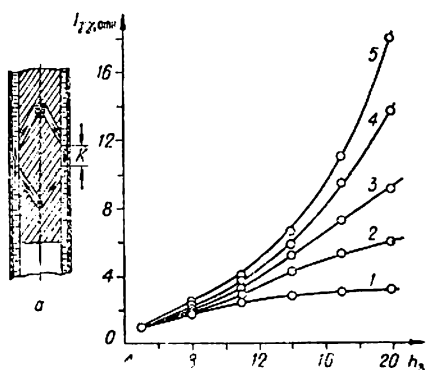
Д. А. Бернштейн, В. В. Труфанов

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА РАССЕЯННОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ОБСАДНЫХ КОЛОНН

Проблема изучения технического состояния обсадных колонн непосредственно в скважине весьма актуальна. Особенно важным является определение толщины стенки колонн, их внутреннего сечения и интервалов порыва в скважинах старого фонда, где колонны в процессе длительной эксплуатации подвергаются деформации, износу, коррозии и поломке. Локализация таких участков в колонне может значительно облегчить ремонтные и профилактические работы. Зная, например, толщину стенки колонны на данный момент времени в скважинах с интенсивным воздействием коррозии, можно рассчитать срок службы колонны.

С увеличением глубины бурения усложняется конструкция скважин за счет использования нескольких промежуточных колонн. Исследование износа последних приобретает первостепенное значение, так как участились случаи ликвидации скважин из-за истирания обсадных колонн. Только в 1963 г. в девяти скважинах объединения «Грознефть» обсадные трубы протерлись насквозь [1]. Большой практический интерес представляет также изучение характера деформаций колонны в результате перфорации, торпедирования и применения других средств, связанных с механическим воздействием на трубы. До сих пор нет надежных методов и аппаратуры для решения этих задач.

Ниже приведены результаты исследований, показывающие возможность применения метода рассеянного гамма-излучения для определения



толщины стенки колонны, ее диаметра и выделения мест притока жидкости при нарушении целостности колонны.

Основной трудностью при решении первого вопроса является тот факт, что для измерения толщины стенки обсадных труб непосредственно в

Рис. 1. Кривые зависимости относительных значений регистрируемого гамма-излучения от величины зазора между прибором и колонной для различных значений K .

1) $K=2$ см, 2) $K=3$ см, 3) $K=4$ см, 4) $K=6$ см, 5) $K=10$ см.

скважинах нельзя применить метод поглощения прямого потока гамма-излучения, так как источник и индикатор могут быть расположены только внутри колонны. В этом случае регистрируется рассеянное гамма-излучение и показания зависят, кроме толщины стенки трубы, от ряда других факторов. Так, показания цементометров ГГК в значительно большей степени определяются плотностной характеристикой вещества в затрубном пространстве и положением колонны в скважине, чем толщиной обсадных труб [2].

Для решения поставленной задачи необходимо было найти конструкцию зонда ГГК, обеспечивающую максимальную чувствительность к изменению толщины стенки стальной колонны и минимальное влияние изменений остальных факторов. С этой целью были проведены исследования на моделях и в скважинах.

Изменение величины зазора h_3 , толщины стенки колонны δ и плотности среды за колонной ρ при различных значениях K

K	0	1	2	4	6	7	10	12
h_3	2,7	2,9	4,95	5,7	6,2	6,5	6,65	6,7
δ	2,8	2,8	2,8	3	3,4	3,6	4,25	4,7
ρ	2,7	2,7	2,8	3	3,2	3,4	3,9	4,3

Первые же результаты этих работ показали целесообразность применения в качестве источника гамма-излучения Ti^{170} с энергией излучения $E_\gamma = 84$ кэв, обеспечивающего высокую чувствительность зонда к изменениям толщины стенки колонны и сравнительно малое влияние изменений плотности вещества за колонной и ее эксцентриситета. Это связано, во-первых, с резким увеличением коэффициента поглощения излучения для железа за счет фотоэффекта при малых E_γ и, во-вторых, с возможностью точной коллимации мягкого излучения.

На моделях также были выбраны оптимальные углы коллимации излучения источника и регистрируемого излучения, оказавшиеся близкими к 90° . При такой системе коллимации регистрируются кванты, дважды пересекающие колонну под прямым углом, претерпевшие в среднем 2—3 акта рассеяния и имеющие энергию $50 \div 60$ кэв.

Ниже приведены данные о зависимости относительного влияния толщины стенки колонны δ (отношение показаний при толщине стенки колонны 6 и 8 мм) и влияния плотности среды за колонной ρ (отношение показаний при плотности 1 и 2 г/см³) от длины зонда:

$l, \text{см}$	3	5	8	10	13	15	17	19
δ	1,06	1,15	1,38	1,52	1,55	1,57	1,58	1,6
ρ		1,08	1,32	1,52	1,89	2,23	2,52	

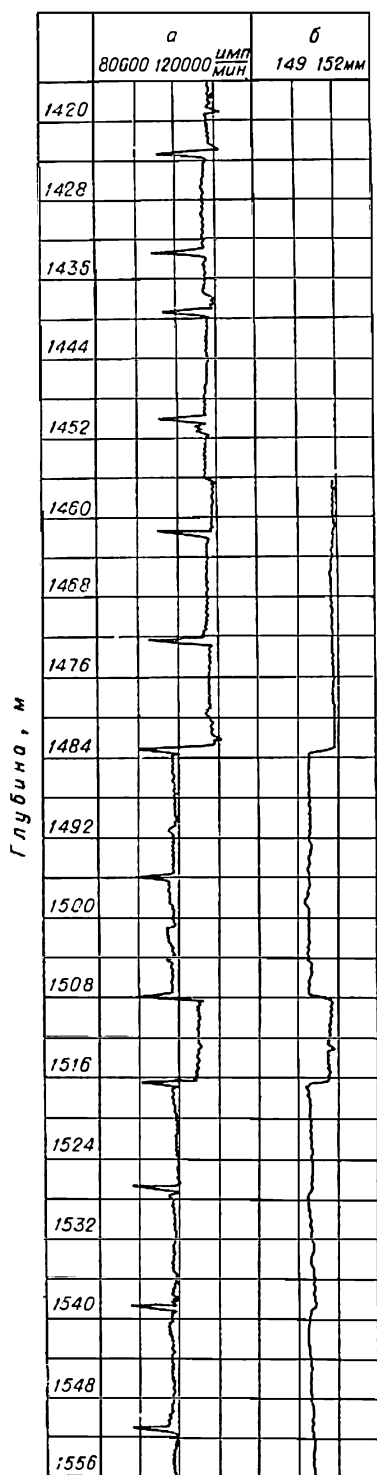


Рис. 2. Результаты измерений толщиномером и калиброммером по скв. 1407:
а — толщинограмма; б — калибrogramма; $\tau=3$ сек; $V=3$ м/ч.

Как видим, относительное влияние изменений характеристики среды за колонной с увеличением длины зонда резко возрастает, в то время как влияние колонны для зондов более 9 см практически остается постоянным. Оптимальным является зонд около 10 см, обеспечивающий максимальную чувствительность к изменению толщины стенки колонны по сравнению с влиянием искажающих факторов.

Приведем данные о зависимости относительных показаний от толщины стенки колонны δ :

$\delta, \text{мм}$	2	4	6	8	10	12	14	16	18
I_1	54	21	11	7	4,9	3,7	2,9	2,4	2
I_2	3,8	19	10	7	5	3,9	3,2	2,6	2,4

Как следует из этих данных, выбранный зонд обеспечивает высокую чувствительность к изменению толщины стенки колонны. Например, при изменении последней от 6 до 8 мм значения регистрируемого гамма-излучения уменьшаются на 55% в первом случае и на 50% во втором. Характер кривых несколько отличается от линейного, чувствительность зонда с увеличением толщины стенки несколько падает. Так, при изменении толщины колонны с 12 до 14 мм значения регистрируемого гамма-излучения изменяются только на 30%.

В основу способа определения внутреннего сечения колонны положен принцип регистрации прошедшего через круговой зазор между внутренней стенкой колонны и наружной стенкой зонда рассеянного гамма-излучения, интенсивность которого определяется величиной зазора. Схема, поясняющая сказанное, приведена на рис. 1. Зонд ГГК центрирован в колонне и обеспечивает величину круглого зазора примерно 8—10 мм. С целью уменьшения влияния толщины стенки колонны и плотностной характеристики среды, заполняющей кольцевое пространство, применена система коллимации излучения источника и регистрируемого излучения, обеспечивающая выход гамма-квантов под углом 30—40° в сторону индикатора и регистрацию рассеянных гамма-квантов, поступающих в индикатор под углом 30—40° со стороны источника. Ширина круговых конусных щелей около 15 мм.

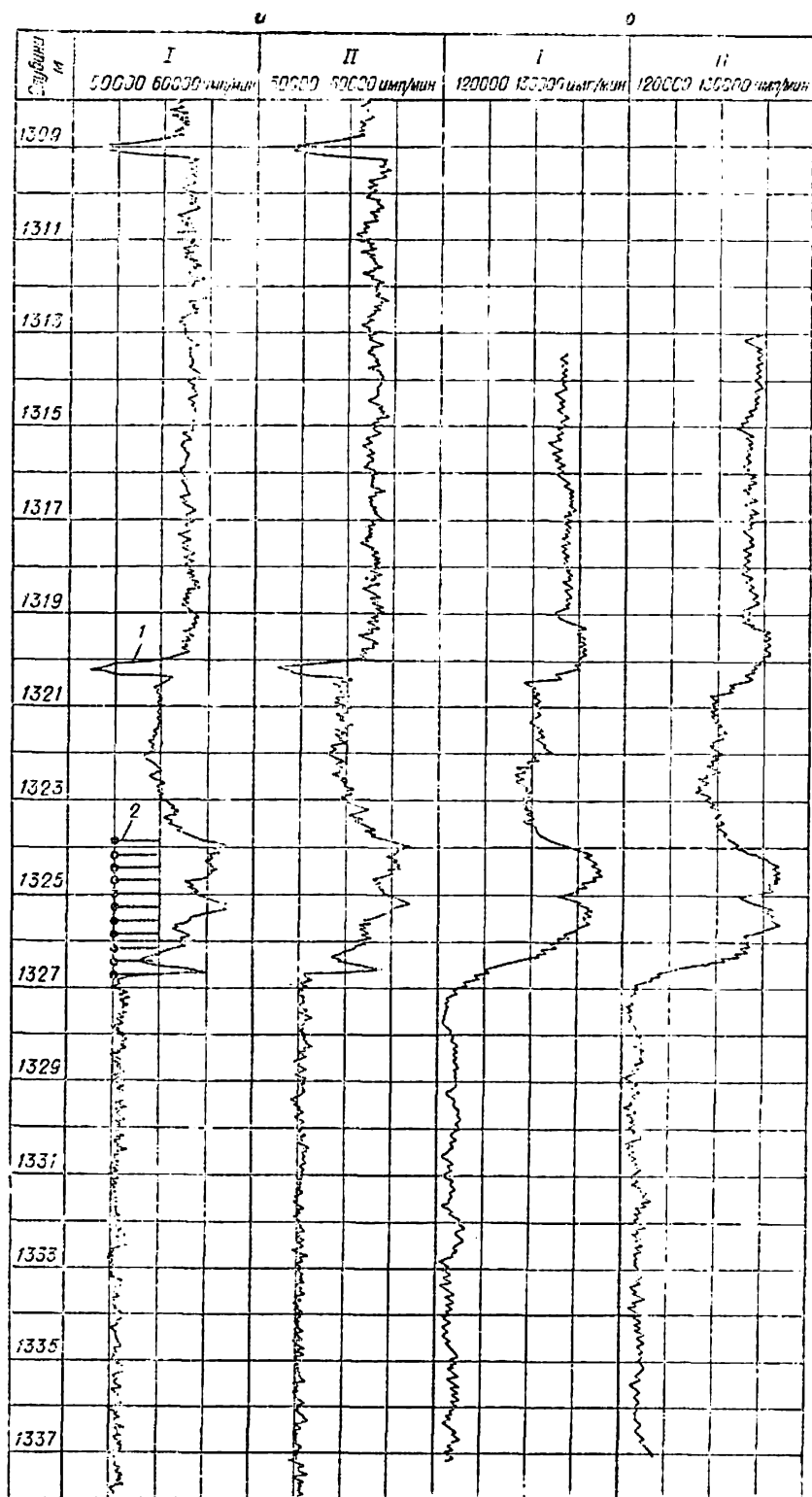


Рис. 3. Результаты исследований скв. 53:

а — толщинограмма; $\tau=3$ сек; $V=80$ м/ч; б — калибrogramма, $\tau=6$ сек; $V=60$ м/ч. I — до воздействия, II — после воздействия на колонну аппаратом АСТ-150. М 1 : 50.

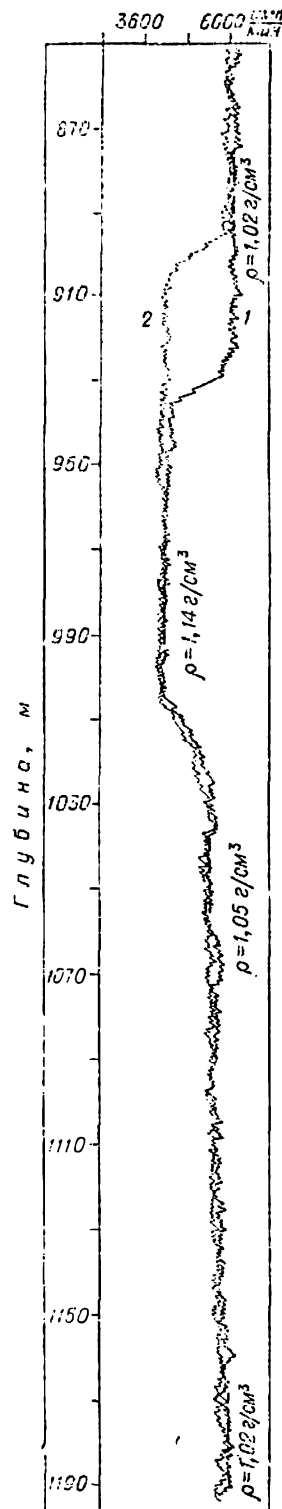


Рис. 4. Определение места притока жидкости в скважину с помощью денситометра.

На рис. 1, б приведены кривые зависимости относительных значений регистрируемого гамма-излучения от величины зазора h_3 , т. е. от внутреннего диаметра колонны. Кривые получены для различных значений величины K — расстояния между коллимационными отверстиями источника и индикатора. Из рисунка видно, что с увеличением K дифференциация кривых возрастает. Оптимальная величина K составляет 3—5 см. При этом обеспечивается близкая к линейной зависимость $I_{\gamma\gamma} = f(h_3)$ и достаточно хорошая дифференциация. Как следует из таблицы, при таких значениях K влияние колонны и среды за колонной отсутствует. Это объясняется тем, что вклад зарегистрированных гамма-квантов, прошедших через стальную колонну при выбранных параметрах зонда, ничтожно мал по сравнению с вкладом гамма-квантов, рассеянных в круговом зазоре. При увеличении K влияние указанных факторов резко возрастает, в то время как дифференциация увеличивается незначительно.

Таким образом, выбранная геометрия зонда позволяет получить достаточно надежное решение поставленной задачи.

На основании результатов модельных работ в ВУФ ВНИИ геофизики изготовлены макеты прибора для определения толщины стенки колонны (толщиномер) и прибора для определения внутреннего сечения колонны (калиброммер), с помощью которых исследовано несколько скважин на Туймазинском месторождении.

На рис. 2 приведены толщинограмма и калибrogramма по скв. 1407 диаметром 11 3/4", обсаженной 6" колонной. Паспортное значение толщины стенки колонны до глубины 1484 м — 7 мм, ниже — 9 мм. Этот переход четко отмечается по толщинограмме. На глубине 1508—1517 м, как следует из толщинограммы, имеется трубка с толщиной стенки 8 мм. На диаграмме отмечаются муфты колонны. Калибrogramма по этой скважине в основном, за исключением муфт колонны, повторяет толщинограмму. Это объясняется тем, что толщина стенки обсадных труб изменяется за счет изменений их внутреннего диаметра; наружный диаметр при этом остается постоянным.

На рисунке 3 показаны результаты по скв. 53. Целью исследований толщиномером и калиброммером было определение состояния колонны после разрыва пласта с помощью аппарата АСГ-105 [1]. Замеры проводились детально в масштабе глубин 1:50 при скорости подъема 60—80 м/ч. Диаграммы, записанные до и после разрыва, хорошо повторяются, что позволяет сделать вывод о том, что состояние колонны не изменилось. Как на толщинограмме, так и на калибrogramме четко виден интервал перфорации (1324—1327 м). На толщинограмме отмечаются муфты колонны (1). Трубка в интервале 1309—1320 м имеет толщину стенки, на 1 мм меньшую по сравнению с соседней нижней трубкой, в которой находятся перфорационные отверстия.

Для решения некоторых задач контроля разработки нефтяных месторождений, в частности определения мест нарушения колонны, в 1965 г. в ВУФ ВНИИ геофизики была разработана методика определения плотности жидкости в стволе скважин и соответствующий прибор, названный гамма-плотномером. В приборе использован принцип поглощения гамма-излучения исследуемой средой. В качестве источника гамма-излучения применен Ti^{170} с энергией 84 кэв. Индикатором служил кристалл йодистого натрия размером 18×30 мм с фотоумножителем ФЭУ-35. Пространство между источником и индикатором (около 40 см) свободно промывается исследуемой жидкостью. Прибор обеспечивает измерение плотности жидкости с точностью до 0,01 г/см³. Если в колонне имеется порыв, через который в скважину поступает жид-

кость, с помощью плотномера можно уверенно определить место притока, так как обычно плотность поступающей жидкости отличается от плотности жидкости, находящейся в колонне.

Пример решения этой задачи с помощью плотномера приведен на рис. 4. Первый замер проведен через 8 ч после подъема насосно-компрессорных труб (кривая 1), повторный замер через 11 ч (кривая 2). По результатам исследований место притока пластовой жидкости с плотностью $\rho = 1,14 \text{ г/см}^3$ определяется на глубине 1000 м. Скорость подъема этой жидкости по стволу скважины, установленная по диаграммам, хорошо согласуется с рассчитанной по объему переливаемой скважиной жидкости. Исследования одноэлектродным резистивиметром в данной скважине положительных результатов не дали.

Из изложенного следует, что метод рассеянного гамма-излучения может с успехом применяться для контроля технического состояния обсадных колонн. Имеется принципиальная возможность создания аппаратуры по методу рассеянного гамма-излучения, позволяющей с достаточной степенью точности измерять толщину стенки и внутреннее сечение (диаметр) обсадных труб. С помощью гамма-плотномера можно определять места притока жидкости в скважину и тем самым выявлять нарушения и порывы в обсадной колонне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кисельман М. Л. Износ обсадных колонн.— Ж. «Бурение» ВНИИОЭНГ, 1965, № 1.
2. Гулин Ю. А. и др. Некоторые вопросы интерпретации цементограм.— Сб. «Геофизические исследования в Башкирии». Уфа, 1965.

В. А. Арцыбашев, Э. П. Попов

ОПТИМАЛЬНАЯ КОНСТРУКЦИЯ УСТРОЙСТВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ И НАСТРОЙКИ АППАРАТУРЫ ГАММА-ГАММА-КАРОТАЖА

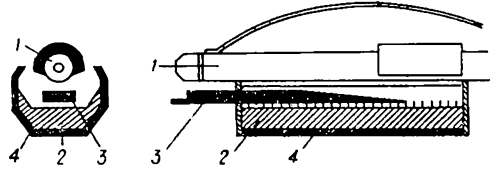
Предложены контрольно-калибровочные устройства (ККУ) [1], с помощью которых можно контролировать ядерно-геофизическую аппаратуру в полевых условиях по нескольким дискретным значениям излучаемой физической величины. Схема ККУ, предназначенного для контроля прижимных 2л-зондов плотностного каротажа ГГК-п показана на рис. 1. Основными элементами устройства являются рассеивающий слой, воздушный промежуток между рассеивателем и зондом и подвижный поглощающий слой, перемещения которого фиксируются шкалой.

Последовательное перемещение поглощающего слоя изменяет интенсивность рассеянного гамма-излучения от максимального значения I_{max}^{γ} , соответствующего открытой поверхности рассеивателя, до минимального — I_{min}^{γ} , когда поглощающий слой полностью введен к ККУ. Диапа-

зон воспроизводимых с помощью ККУ величин интенсивности рассеянного гамма-излучения и соответствующий ему по эталонировочному графику диапазон плотностей определяется значениями $I_{\max}^{\gamma}$ и $I_{\min}^{\gamma}$ и зависит от конструкции ККУ, материала и толщины рассеивающего слоя, величины воздушного промежутка и некоторых других факторов.

Рис. 1. Контрольно-калибровочное устройство:

1 — зонд ГГК-п; 2 — основной рассеивающий слой; 3 — поглощающий слой; 4 — дополнительный защитный слой.



Ниже рассматривается выбор оптимальных параметров ККУ, предназначенных для контроля аппаратуры ГГК-п. Критериями оптимальности служат достаточно широкий диапазон воспроизводимой шкалы плотности и минимальные габариты и вес. Исследованы на оптимальность следующие элементы конструкции: величина воздушного промежутка, материал и толщина рассеивателя, длина ККУ по сравнению с длиной зонда.

Величина воздушного зазора и материал рассеивателя

Если рассеиватель соприкасается с зондом, воспроизводимое значение плотности равно плотности материала рассеивателя. Такие устройства известны в ядерной геофизике [2]. Для смещения шкалы плотности в сторону меньших значений можно уменьшить плотность окружающей зонд среды, создав между зондом и рассеивающей поверхностью воздушный слой [3]. Зависимость рассеянного гамма-излучения от мощности воздушного слоя для зонда длиной $R=22,5$ см показана на рис. 2. Целесообразно выбрать величину воздушного зазора $h_{\max}$, соответствующую максимуму рассеянного гамма-излучения.

Величина $h_{\max}$ зависит от длины зонда, материала и плотности, рассеивателя и слабо зависит от конструкции зонда и типа источника гамма-излучения. Ориентировочные значения $h_{\max}$ приводятся ниже (для конкретных условий их можно уточнить экспериментально):

Рассеиватель	Длина зонда, см		
	17,5	22,5	27,5
Гетинакс . . .	20	35	50
Алюминий . .	35	50	70
Железо . .	45	60	70

Выбор материала рассеивателя определяется нижней границей плотностей горных пород, которые придется изучать конкретной аппаратурой. Поглощающим слоем обычно служит свинец, поэтому диапазон перекрываемых плотностей определяется отношением рассеянного гамма-излучения в максимуме зависимости

$$I^{\gamma} = \varphi(h) \quad (1)$$

для рассеивателя и свинца

$$\eta = \frac{I_{\max}^{\gamma}}{I_{\text{Pb max}}^{\gamma}}. \quad (2)$$

Ниже приведены относительные величины η рассеянного гамма-излучения на оптимальной высоте $h_{\max}$ для зондов с источником Cs^{137}

Рассеиватель	Длина зонда, см		
	17,5	22,5	27,5
Гетинакс . . .	7,3	7,0	6,6
Алюминий . .	6,6	6,4	5,3
Железо . . .	4,9	4,5	4,1

Диапазон плотностей, соответствующий величине η , можно оценить по следующей полуэмпирической формуле [4]:

$$\Delta\rho = \frac{2,3}{\alpha \cdot R} \lg \eta, \quad (3)$$

где R — длина зонда, см; α — коэффициент, равный примерно 0,050 г⁻¹·см² для источника Cs^{137} и 0,037 г⁻¹·см² для источника Co^{60} .

Например, для рассеивателя из гетинакса в случае источника Cs^{137} при $R=25$ см $\Delta\rho=1,4$ г/см³.

Можно значительно расширить диапазон контролируемых плотностей в сторону их больших значений. Для этого поглощающий слой следует поместить ближе к зонду и тем самым уменьшить $I_{\min}^{\gamma}$.

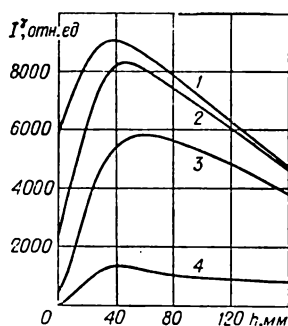


Рис. 2. Зависимость рассеянного γ -излучения I^{γ} от величины h воздушного зазора.
1 — гетинакс ($\rho=1,34$ г/см³); 2 — алюминий ($\rho=2,7$ г/см³); 3 — сталь ($\rho=7,8$ г/см³); 4 — свинец ($\rho=11,3$ г/см³).

Толщина рассеивающего слоя

Для исключения влияния окружающих предметов суммарная толщина рассеивающих и защитных слоев ККУ должна быть насыщенной по отношению к рассеянному гамма-излучению источника. В контактной геометрии мощность слоя насыщения равна примерно 37 г/см² для источника Co^{60} и 21 г/см² для источника Cs^{137} [4]. Примерно такие же значения слоя насыщения получены для случая, когда между зондом и средой имеется воздушный промежуток величиной $h_{\max}$,

Чтобы уменьшить габариты и вес ККУ, толщину основного рассеивателя целесообразно сделать равной радиусу действия V , т. е. такой величине, при которой рассеянное гамма-излучение равно 90% максимального. В контактной геометрии для рабочих длин зондов ГГК-п ($\rho R > 40$ г/см²) радиус действия равен примерно 31 г/см² в случае источника Co^{60} и 16 г/см² в случае источника Cs^{137} . Для выяснения влияния воздушного зазора на радиус действия выполнены расчеты функций (1) и

$$V=f(h) \quad (4)$$

на ЦВМ Минск-1 с учетом только однократно рассеянного гамма-излучения (рис. 3). Как видно, радиус действия зависит от мощности слоя h , достигая минимального значения в точке $h_{\max}$, принятой оптимальной для ККУ. Следовательно, радиус действия в геометрии, характерной для ККУ, меньше, чем в контактной геометрии.

Поскольку расчет однократно рассеянного гамма-излучения пригоден лишь для выяснения качественных закономерностей, численная

оценка радиуса действия при оптимальной мощности $h_{\max}$ для условий ККУ выполнена экспериментально (источник Cs^{137}).

Рассеиватель	$V, \text{г/см}^2$ при $R=19 \text{ см}$ при $R=24 \text{ см}$	
Гетинакс	12,3	12,5
Алюминий	11,8	12,0
Железо	9,2	9,5

Анализ результатов показывает, что радиус действия при наличии воздушного зазора $h_{\max}$ следует принять равным 12 г/см^2 для источника Cs^{137} и 23 г/см^2 для источника Co^{60} , если рассеиватель изготовлен из гетинакса, алюминия и других материалов с небольшим атомным номером. Для железа слой насыщения будет меньше на 20—25%, а для свинца примерно 4—5 г/см^2 .

Для дальнейшего уменьшения размеров ККУ при сохранении диапазона контролируемых плотностей целесообразно основной рассеиватель делать двухслойным, помещая сверху материал с низкой плотностью и небольшим атомным номером (гетинакс — алюминий или алюминий — железо).

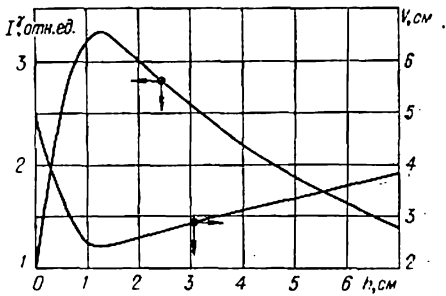


Рис. 3. Результаты расчетов функций $I^{\gamma} = \varphi(h)$ и $V = f(h)$.

Учитывая характер графика (4), рекомендуется мощность первого слоя брать равной 6—7 г/см^2 в случае источника Cs^{137} и 10—12 г/см^2 в случае источника Co^{60} . Такой слой обеспечит 60—70% рассеянного гамма-излучения (по отношению к насыщенному слою). Мощность второго рассеивателя равна разности между V и мощностью первого слоя. Третий слой, защитный, можно изготовить из свинца толщиной 3—5 мм. Примеры выбора оптимальной конструкции ККУ по толщине многослойного рассеивателя даны ниже:

Номер слоя	Материал	Толщина слоя, мм, для Cs^{137} для Co^{60}	
1	Гетинакс	49	82
2	Железо	7	15
3	Свинец	2	4
1	Алюминий	24	41
2	Железо	7	15
3	Свинец	2	4

Подвижный поглощающий слой можно изготовить из свинца толщиной 4—6 мм. Для более дифференцированного воспроизведения шкалы плотности площадь поглощения слоя необходимо сделать меньше площади поверхности рассеивателя или применять несколько пластин свинца, каждая из которых закрывает часть рассеивающей поверхности.

Длина ККУ

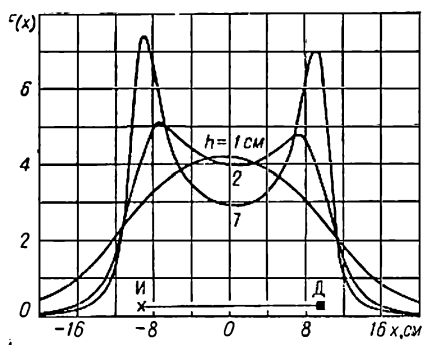
Чтобы установить рациональное соотношение между длиной зонда и рассеивателя, а также определить влияние отдельных частей ККУ на однократно рассеянного гамма-излучения при различной толщине воздушного слоя. Результаты представлены в виде линейного интеграла

интегральный поток рассеянного гамма-излучения, выполнены расчеты

$$I_1^{\gamma} = \int_{-\infty}^{\infty} F(x) dx, \quad (5)$$

где ось x совпадает с осью зонда.

Ядро интеграла (5) выражает влияние элементарных вертикальных слоев, расположенных перпендикулярно оси рассеивателя (рис. 4). Как видно, при контактной геометрии влияние отдельных частей рассеивателя неравномерно, особенно вблизи источника и детектора. Увеличе-



ние воздушного промежутка сглаживает неравномерность, так что и с этих позиций наличие воздушного слоя улучшает свойства ККУ. По мере роста h увеличивается влияние краевых частей рассеивателя, находящихся за пределами зонда.

Рис. 4. График функции $F(x)$ при различной величине h воздушного зазора ($R=19$ см, плотность рассеивателя $\rho=1,34$ г/см³, $Z_{эфф}=14$, источник Cs^{137}).

Количественная оценка влияния краевых частей рассеивателя выполнена экспериментально (рис. 5). Насыщение (по величине рассеянного гамма-излучения) наступает, когда краевая часть рассеивателя со стороны детектора равна $l_d=8$ см и со стороны источника $l_n=6$ см. Эти величины слабо зависят от длины зонда и типа источника гамма-излучения.

Если ограничиться величиной рассеянного гамма-излучения, равной 0,9 максимального, то достаточно ККУ сделать длиннее зонда примерно на 6 см ($l_d=4$ см, $l_n=2$ см). При снижении рассеянного излучения до 0,8 достаточно принять $l_d=2,0$ см, $l_n=1,0$ см.

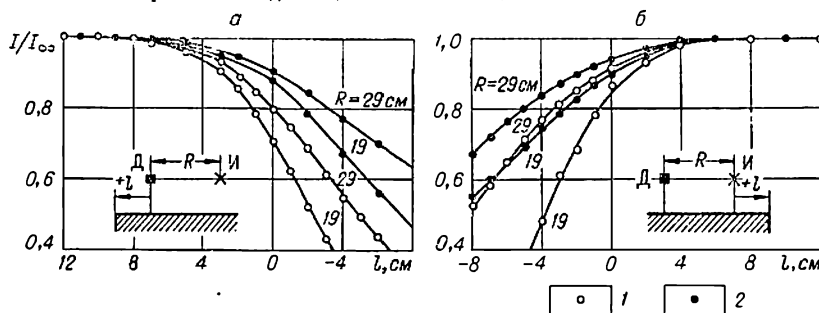


Рис. 5. Изменение рассеянного γ -излучения Cs^{137} в зависимости от величины l краевой части рассеивателя со стороны детектора (а) и источника (б).

Материал рассеивателя: 1 — песок ($\rho=1,64$ г/см³); 2 — железо ($\rho=7,8$ г/см³).

Воспроизводимость спектра рассеянного гамма-излучения

ККУ предназначено для контроля зондов ГГК-п по интегральному потоку гамма-квантов. Чтобы оценить, насколько при этом сохраняется распределение гамма-излучения по энергиям, выполнены измерения

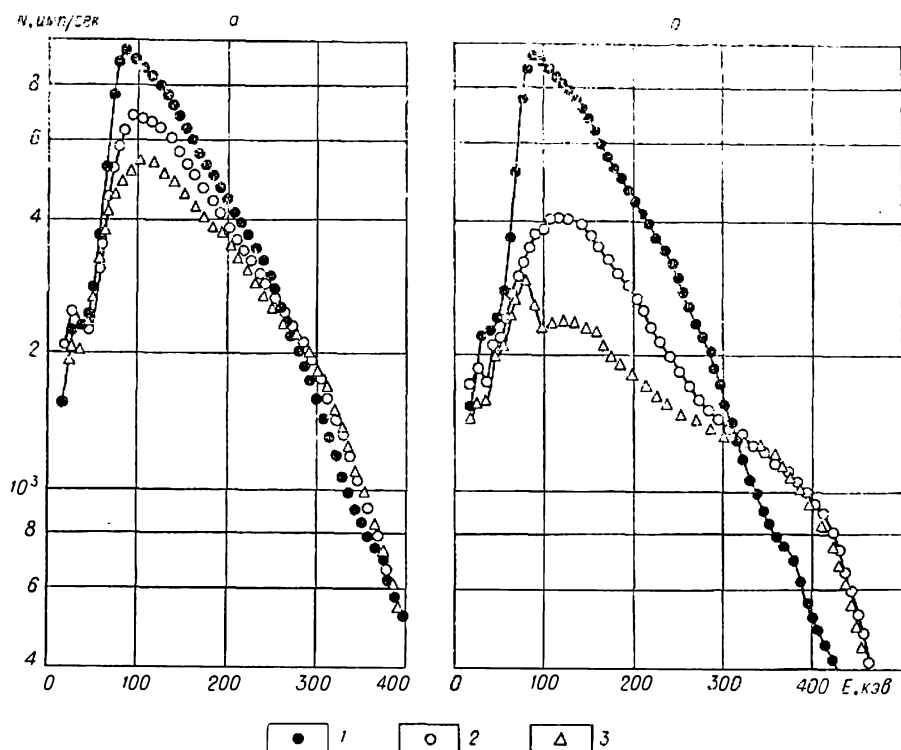


Рис. 6. Сравнение спектров рассеянного γ -излучения Cs^{137} , измеренных в горной породе и в ККУ.

Материал рассеивателя: а — алюминий; б — железо. 1 — спектр в горной породе (контактная геометрия); 2 — спектр в ККУ при удаленном поглощающем слое; 3 — спектр в ККУ при полностью введенном поглощающем слое.

спектров Cs^{137} в горной породе и на ККУ при различных позициях поглощающего слоя (рис. 6).

Анализ спектров, представленных на рис. 6, показывает, что ККУ довольно существенно искажает спектр, характерный для горной породы. Искажения тем больше, чем значительнее атомный номер материала рассеивателя отличается от эффективного атомного номера горной породы. Наилучшее сходство спектров наблюдается в том случае, когда поглощающий слой полностью закрывает поверхность рассеивателя. Искажение спектра в ККУ частично связано с наличием воздушного слоя, создающего условия для отражения излучения от поверхностных слоев рассеивателя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арцыбашев В. А., Попов Э. П. Устройство для оперативного контроля и настройки радиометрической аппаратуры. Сб. «Геофизическая аппаратура», вып. 29. Л., «Недра», 1966.
2. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.
3. Арцыбашев В. А. Исследование некоторых факторов, влияющих на измерения плотности методом рассеянного γ -излучения. Изв. ВУЗов, — Геология и разведка, 1964, № 11.
4. Арцыбашев В. А. Гамма-метод измерения плотности. М., Атомиздат, 1965.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ МЕТОДОВ РАДИОАКТИВНОГО КАРОТАЖА В СКВАЖИНАХ ГОРЛОВСКОГО БАСЕЙНА АНТРАЦИТОВ

В угольных скважинах Горловского бассейна (Черепановский и Искитимский районы Новосибирской области) из методов радиоактивного каротажа применяются гамма-каротаж (замер естественной радиоактивности пород) и, в опытно-порядке, метод рассеянного гамма-излучения (ГГК). Метод ГК используется в основном комплексе с начала геофизических исследований в бассейне (с 1958 г.).

Измерения проводятся в сложных геологических условиях. Угленосные отложения представлены песчано-глинистыми породами верхнепалеозойского возраста, которые собраны в многочисленные складки, разорванные частыми нарушениями. Угольные пласты характеризуются большой невыдержанностью строения, мощности и углов наклона, а сами углы часто сильно перематы.

Характерной особенностью разреза месторождений бассейна является значительная рабочая мощность угольных пластов. В наиболее изученном, Листвянском, месторождении средняя рабочая мощность углей составляет 3,5—7,6 м, минимальная — 1,3 м, в «головах» складок угольные пласты раздуты до 20—30 м.

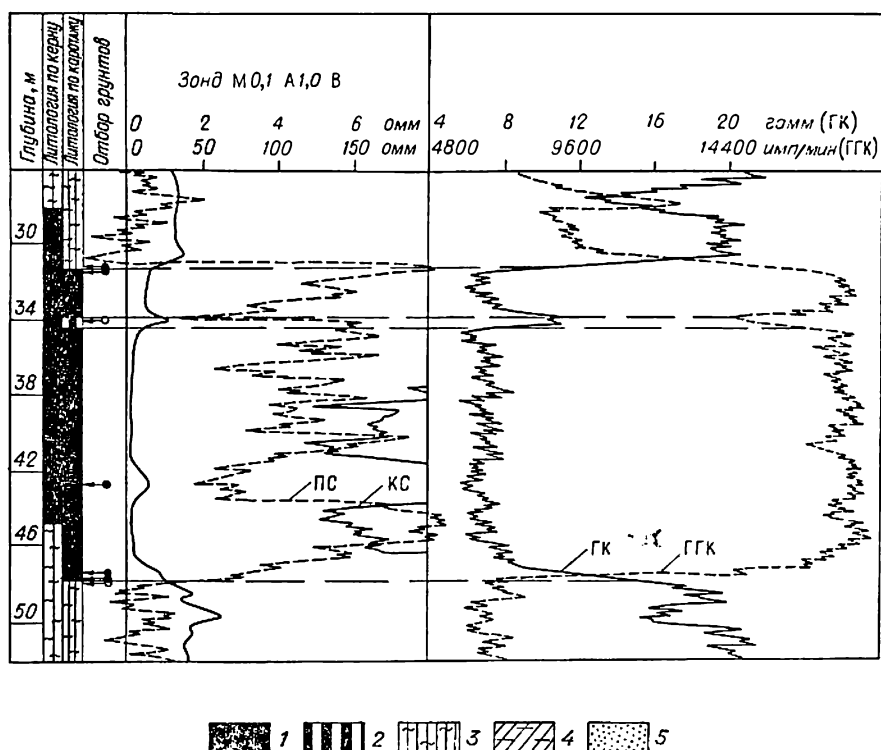


Рис. 1. Выделение угольных пластов по ГК и ГГК на Листвянском месторождении антрацитов. Скв. 754. Счетчик СУ-4Г, $L=45$ см, $A=3,5$ мг-экв
 Ra , $\tau=6$ сек:

1 — уголь; 2 — углистый аргиллит; 3 — аргиллит; 4 — алевролит; 5 — песчаник.

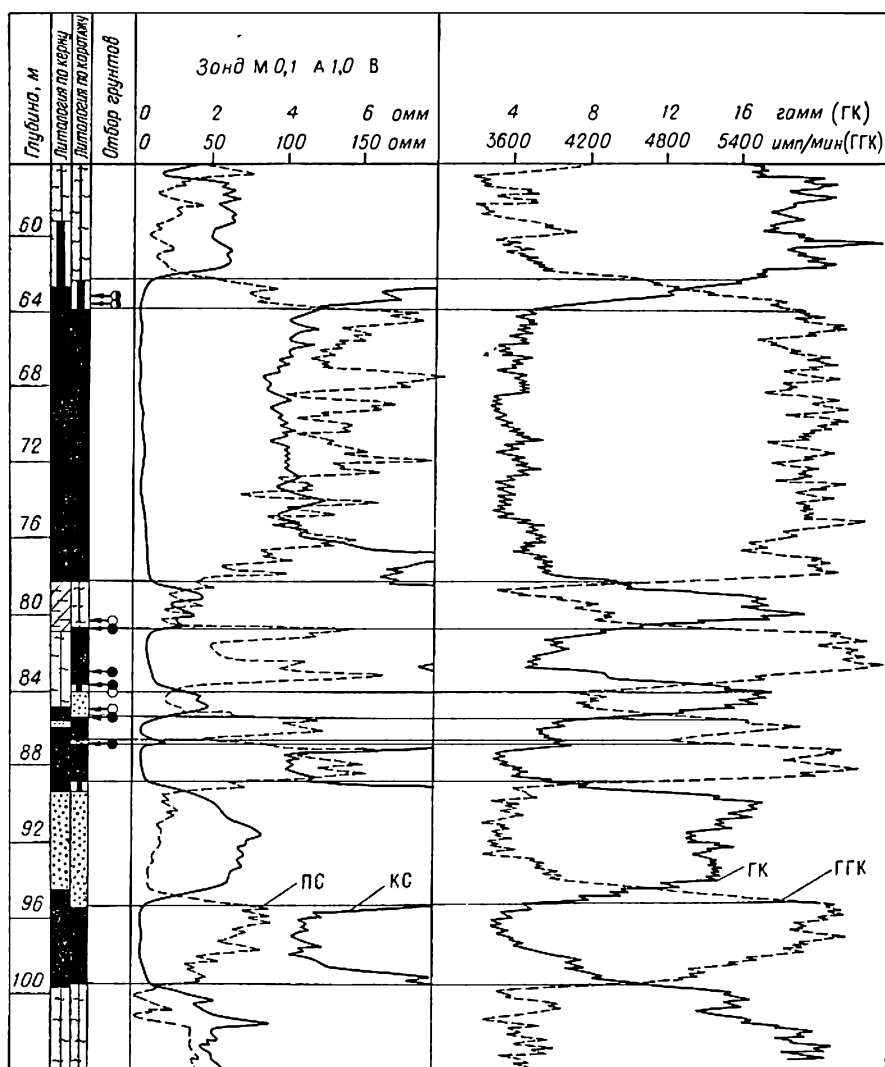


Рис. 2. Выделение угольных пластов по ГК и ГГК на Листвянском месторождении антрацитов. Скв. 760а (усл. обозн. см. рис. 1).

Выделение угольных пластов в разрезе скважин осуществляется, как правило, без затруднений благодаря значительной разнице углей и вмещающих пород по проводимости, радиоактивности и другим физическим свойствам.

Чистые (малозольные) разности антрацитов выделяются по резким (до 1—4 ом) снижениям кажущихся удельных сопротивлений (КС), положительным амплитудам естественных потенциалов 80—300 мв и снижению радиоактивности до 2—6 гамм (рис. 1—3). Вмещающие породы характеризуются КС от 20—70 до 350 ом и радиоактивностью 8—26 гамм.

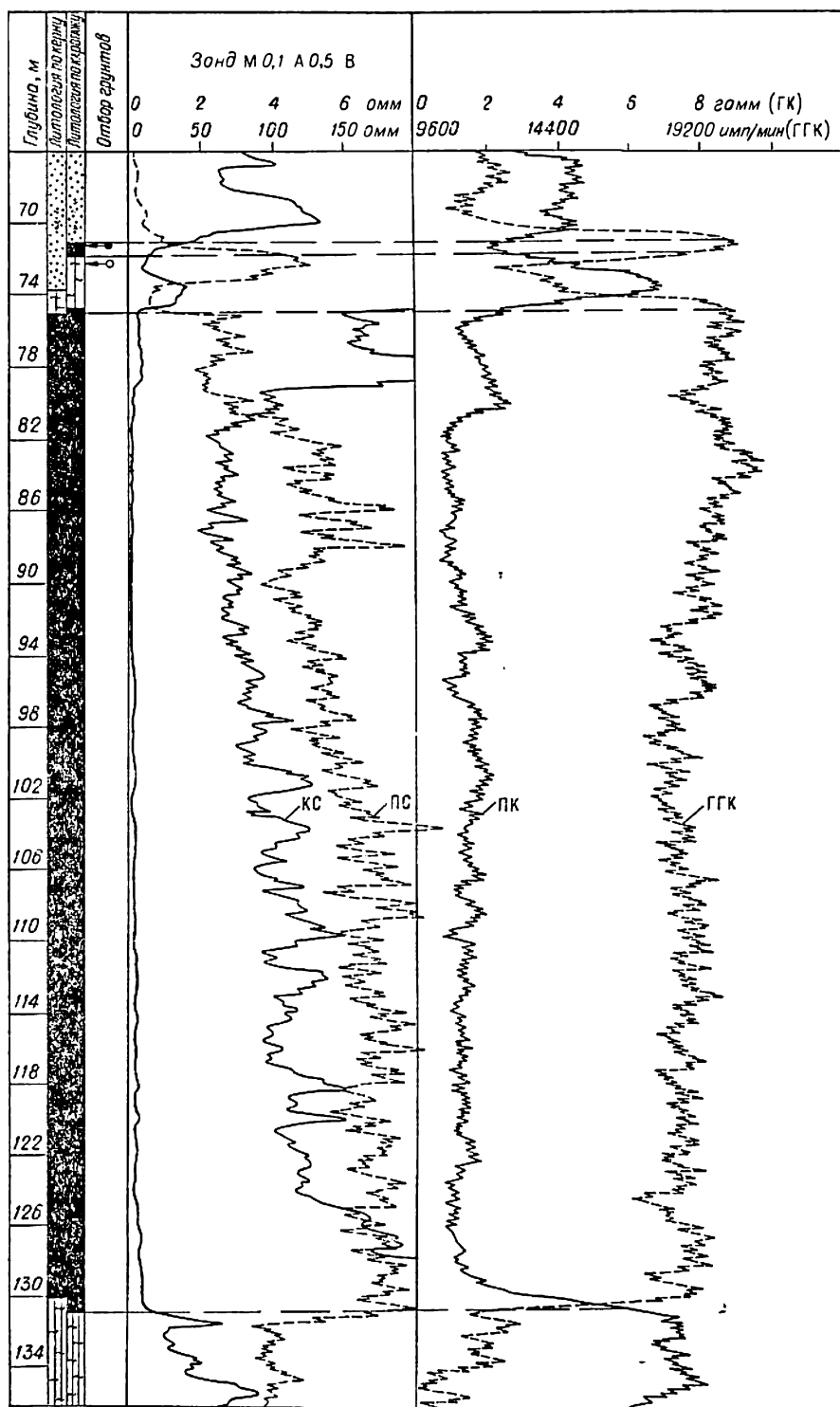


Рис. 3. Выделение угольных пластов по ГК и ГГК на Листвянском месторождении антрацитов. Скв. 746 (усл. обозн. см. рис. 1).

Метод гамма-каротажа

Для регистрации кривых ГК используется аппаратура НГГК со скважинным снарядом РАРК, в котором установлено два счетчика ВС-9. Запись ведется при постоянной интегрирующей ячейки 12 сек. Были опробованы записи на $\tau=6$ сек, однако вследствие низкой скорости счета в углях (150—450 *имп/мин*) и, отсюда, большой величины погрешности от флуктуаций кривые ГК получились излишне изрезанными.

В 1966 г. возобновлены замеры аппаратурой РК-60-Л на сцинтилляционных счетчиках. Силами партии эта аппаратура была модернизирована: использована более прочная панель НГГК с изменениями в схеме, в скважинном снаряде улучшена стабилизация питающего напряжения и установлен наибольший по размерам люминофор (кристалл йодистого натрия размером 30×70 мм). В результате интегральная чувствительность по сравнению с обычной аппаратурой НГГК увеличена в 4—6 раз (до 400—500 *имп/мин* на 1 *гамму*). Это позволило обеспечить необходимую точность измерений и одновременно поднять скорость регистрации в 2—3 раза. Повысилась также и точность отбивки границ пластов.

Гамма-каротаж — один из ведущих методов в промыслово-геофизическом комплексе. Относительно высокая эффективность параметра ГК в бассейне обусловлена значительной разницей радиоактивности углей и вмещающих песчано-глинистых пород (в 4—10 раз) и большой мощностью угольных пластов.

Важным преимуществом гамма-каротажа перед методами КС, ПС и ТК в условиях разреза Горловского бассейна является возможность по ГК более уверенно выделять в угольных интервалах прослойки вмещающих пород и углистых аргиллитов. Последние по кривым КС, ПС и ТК имеют характеристики, близкие к углям, что часто не позволяет уверенно разделять эти породы. Следует, однако, подчеркнуть, что прослойки углистых аргиллитов встречаются сравнительно не часто и в большинстве своем имеют малую мощность.

Типичные аномалии ГК против угольных пластов приведены на рис. 1—3. Характеристика их, а часто и положение границ, обычно определяются без существенных затруднений. Во всех замерах использовался счетчик типа СИ-4Г ($L=45$ см, $A=3,5$ мг·экв, $\tau=6$ сек).

Угольные пласты малой мощности (менее 0,6 м) по ГК выделяются хуже, а нередко вообще определяются неуверенно. Обусловлено это сглаживающим влиянием значительно более радиоактивных вмещающих пород, а также большой длиной индикаторов (два счетчика ВС-9 общей длиной до 68 мм).

Недостаточно эффективен метод ГК в угольных пластах с увеличенной зольностью, так как радиоактивность их становится примерно такой же, как и углистых аргиллитов. Для разделения этих пород отбираются образцы стреляющими грунтоносами.

Кривые ГК использовались и для определения границ, при этом учитывалось, что методы радиоактивного каротажа менее точны по сравнению с кривыми электрокаротажа. Границы устанавливались:

- 1) по началу спада и подъема бортовых частей аномалий (методика Ю. А. Гулина);

- 2) по точкам, расположенным на середине боковых ветвей аномалий с поправкой на влияние интегрирующей ячейки в сторону движения прибора. При использовании аппаратуры на люминесцентных счетчиках благодаря практически точечному индикатору поправка вводится точнее с учетом мощности пласта, скорости регистрации и постоянной интегрирующей ячейки.

Метод рассеянного гамма-излучения

Для истолкования результатов промыслово-геофизических методов, особенно ГГК, необходимы сведения о кавернозности угольных интервалов. Проведенная кавернометрия по 19 скважинам позволила установить, что угольные пласты отбиваются, как правило, почти номинальным диаметром, т. е. каверны в углях практически отсутствуют; небольшая кавернозность установлена и во вмещающих породах. Объясняется этот благоприятный для геофизической документации скважин фактор малым диаметром бурения (часто 110—92 мм) и быстрой проходкой скважин — в среднем 20—30 дней (глубина скважин 250—300 м).

Исследования методом ГГК проводились преимущественно аппаратурой НГГК со счетчиком ВС-9 или ВС-11, установленным в скважинном снаряде РАРК. Кривые регистрировались на $\tau=3$ сек при толщине свинцового экрана 15 см. Для установления наиболее выгодных условий замеров проведены исследования в экспериментальной скважине; в результате определены оптимальные длина зонда — 40 см, активность источника Co^{60} 3—5 мг·экв Ра.

Угольные пласты по кривым ГГК в большинстве случаев выделяют-ся четкими и значительными по амплитуде аномалиями с высокой скоростью счета, в среднем на 30% выше, чем во вмещающих песчано-глинистых породах. Благодаря меньшей длине индикатора и снижению в 3—5 раз величины статистических флуктуаций δ бортовые части аномалий выражены точнее, чем по ГК:

		Скорость счета в углях, имп/мин	τ , сек	δ , %
По	ГК	150—450	12	7,5—13
По	ГГК	18 000—25 000	3	2,0—2,3

Типичные отбивки угольных пластов по ГГК иллюстрируются рис. 1—3.

Точность определения границ пластов по ГГК считается (как и для ГК) ниже, чем по кривым электрокаротажа, из-за влияния скорости записи, постоянной интегрирующей ячейки и размера индикатора. Влияние мощности пласта было меньшим благодаря их большой величине на месторождениях бассейна. В среднем погрешность в определении границ по ГГК составляет 0,3—0,4 м. Границы пластов определялись по тем же методикам, что и для гамма-каротажа.

Исходя из сопоставления и анализа диаграмм радиоактивного каротажа, эффективность метода рассеянного гамма-излучения следует расценивать высокой, но главным образом как поискового метода. Действительно, по ГГК во всех случаях угольные пласты выделяются большими амплитудами, по которым они уверенно определяются в разрезе скважин. Однако при выяснении строения угольных пластов и уточнении положения их границ в условиях разреза бассейна метод ГГК не дал существенного дополнения к результатам, полученным с помощью применяемого основного комплекса. Учитывая это, метод ГГК в основной комплекс не введен, его можно использовать вместе с ВП, микрокаротажем и ТК в качестве дополнительного метода во всех случаях, когда по кривым основного комплекса (КС, ПС, ГК) угольные пласты уверенно не характеризуются, например в скважинах, где ПС искажена промышленными помехами.

Сделанные выводы об эффективности метода ГГК, конечно, считать окончательными нельзя — необходимы сопоставления показаний метода с химическими анализами керна и образцов, отбираемых стреляю-

щими грунтоносами. Химические анализы угля ведутся, но лишь после осреднения проб по пласту, что практически исключает возможность использования результатов химического анализа для сопоставления с геофизическими параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дорота П. П., Макаров А. Н., Фриш В. Ф. Гамма-гамма-каротаж на угольных месторождениях.—Сб. ВИТР, вып. 31, ОНТИ, 1960.
2. Филиппов Е. Б. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.

Г. Б. Варварин, Г. Л. Усатых, Е. М. Филиппов

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ КОНСТРУИРОВАНИЯ ДАТЧИКОВ ПРИСТАВНЫХ ГАММА-ГАММА-ПЛОТНОМЕРОВ

В геолого-геофизической практике все большее применение находят приставные и зондовые гамма-гамма-плотномеры, позволяющие измерять плотность горных пород, руд, почв и грунтов в их естественном залегании. Такие приборы выпускаются серийно для целей инженерной геологии — приставной гамма-гамма-плотномер типа ПГП-1 и зондовый гамма-гамма-плотномер типа ГГП-1. Точность определения плотности с помощью этих приборов равна $\pm 0,1 \text{ г/см}^3$ и достаточна для инженерной геологии. Задачи рудной геофизики и геологии предъявляют более жесткие требования к точности определения плотности.

Для создания гамма-плотномеров повышенной точности и надежности необходим качественно новый подход к проблеме их конструирования. Вопросами оптимального конструирования приставных гамма-гамма-плотномеров занимались авторы работ [1, 10, 11 и др.]. В этой работе предлагаются методы конструирования подобных приборов с использованием количественных критериев, с помощью которых можно находить ряд оптимальных значений элементов конструкции приставных и зондовых гамма-гамма-плотномеров.

Рассмотрим эталонировочные кривые плотномера. Как известно, они имеют вид сложной функции многих аргументов [11]:

$$N = F_1(\rho, x_1, x_2, x_3, \dots, x_n), \quad (1)$$

где N — скорость счета детектором рассеянного гамма-излучения; ρ — плотность горной породы; $x_1, x_2, \dots, x_n$ — размер базы, время измерения, энергия излучения, углы приема, эффективность детектора и другие конструктивные и методические параметры.

При соблюдении некоторых условий между плотностью и скоростью счета устанавливается однозначная зависимость. Тогда имеет место функция вида

$$\rho = F_2[N(x_1, x_2, \dots, x)] = F_2(N, x_1, x_2, \dots, x_n). \quad (2)$$

Согласно последнему выражению, среднеквадратичная ошибка в определении плотности по эталонировочным кривым определяется выражением

$$\sigma_r = \sqrt{\left(\frac{\partial F_2}{\partial N}\right)^2 \sigma_{N_i}^2 + \sum \left(\frac{\partial F_2}{\partial x_i}\right)^2 \sigma_{x_i}^2}. \quad (3)$$

В этом случае требование оптимизации конструкции прибора сводится к выбору такой конструкции, при которой выражение (3) стремится к своему минимуму.

Имея зависимость (1) или (2), т. е., зная пространственно-энергетическое распределение рассеянного излучения, подобный анализ и выбор оптимальной конструкции прибора, очевидно, было бы нетрудно провести. Однако получить полное представление о пространственно-энергетическом распределении рассеянного гамма-излучения с помощью экспериментальных измерений — задача очень объемная и сложная, имеющая в ряде случаев самостоятельное значение.

Процесс переноса гамма-излучения в среде хорошо описывается известным интегро-дифференциальным уравнением Больцмана [7, 8]. Однако это уравнение решается в квадратурах лишь в частных случаях (в однородных средах). В геофизической же практике однородность изучаемой среды (горной породы) нарушается скважиной либо границей породы — воздух (в случае поверхностных измерений).

Существует много различных приближенных методов решения этого уравнения, однако все они дают лишь качественную и далеко не полную картину распределения гамма-излучения. В последнее время все большее признание геофизиков приобретает численный метод решения задачи переноса гамма-излучения методом Монте-Карло. Особую ценность этот метод имеет при решении задач конструирования конкретных приборов и разработки методов ядерной геофизики потому, что он позволяет вести расчет при любой геометрии расположения источника, детектора, экранов и любой геометрии изучаемой среды, причем среда может быть и ограниченной, и неоднородной.

Различными авторами выполнен большой объем расчетов методом Монте-Карло для исследования альбедного гамма-излучения на плоской поверхности рассеивающей среды [7, 8 и др.]. Однако результатов этих расчетов далеко не достаточно для конструирования приставных гамма-гамма-плотномеров, так как они не дают полной картины пространственно-энергетического распределения гамма-излучения и его зависимости от плотности рассеивающей среды. Авторам этой работы пришлось провести расчет распределения рассеянного гамма-излучения на плоской поверхности горной породы.

Были решены два варианта задачи: с монохроматическим мононаправленным точечным источником гамма-квантов (рис. 1, а) и с монохроматическим точечным источником излучения, равномерно распределенного в круговом конусе (рис. 1, б). Оси излучения и конуса в обоих случаях направлены вдоль оси z внутрь породы.

Расчеты велись при энергии источника $0,662 \text{ Мэв Cs }^{137}$. Для выяснения влияния поверхностной зоны микроаверсионности и выветривания на распределение рассеянного гамма-излучения во втором варианте на поверхности модели располагался слой той же породы, но с плотностью, в два раза меньше плотности основной породы. На рис. 1, б этот слой заштрихован, толщина его в различных вариантах решения могла меняться.

Поскольку решаемые задачи имеют осевую симметрию, в качестве детекторов использовалось все верхнее полупространство вместе с энергией рассеянного гамма-кванта, разбитое на ячейки D_{ijkl} , где i — индекс кольца на плоскости XOY ; j — индекс интервала высотного угла θ , в который попадает вылетающий из породы гамма-квант; k — индекс интервала азимутального угла β ; l — индекс интервала энергии.

Принципы моделирования задачи переноса широко известны [7, 8, 13], поэтому здесь не стоит на них останавливаться. Укажем только, что для ускорения процесса счета нами применялись следующие методы — метод весовых функций (аналитического осреднения) с обрывом гамма-кванта по энергии, равной 0,01 Мэв (для первого варианта) и 0,1 Мэв (для второго варианта), обрыв по удаленности и систематическая выборка.

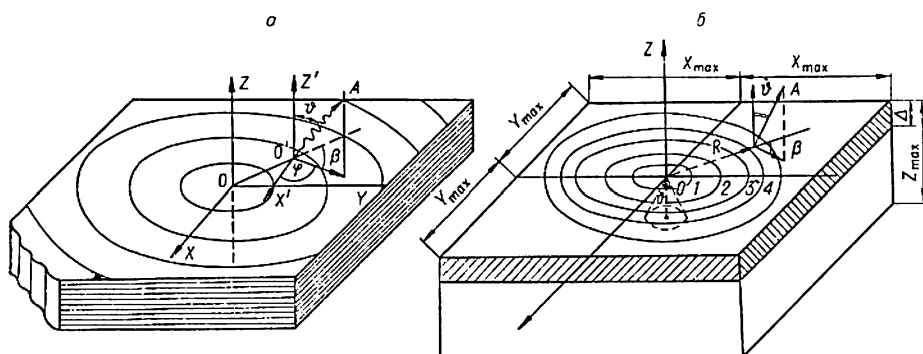


Рис. 1. Геометрические схемы решения задачи распределения рассеянного гамма-излучения на плоской поверхности горной породы при моноэнергетическом источнике:

а — мононаправленный источник (узкий пучок); б — равномерно распределенный в конус источник (широкий пучок).

На последних двух методах следует остановиться подробнее. Дело в том, что в процессе блуждания некоторые гамма-кванты могут уйти в удаленную зону, вероятность попасть из которой в детектор для них окажется очень малой. В таких случаях применяется либо «русская рулетка» [13], либо обрыв по вероятности попасть в детектор [6]. Первый метод более быстрый, но менее точный и либо требует специальных математических экспериментов для выбора параметров «русской рулетки», либо приводит к опасности смещения результатов расчета. Второй метод точен, но требует дополнительных расчетов.

Воспользовавшись результатами экспериментальных исследований глубинности приставных гамма-гамма-плотномеров, а также их краевых эффектов [2, 5], авторы этой работы ввели обрыв траектории гамма-кванта по удаленности по осям X , Y и Z . Опасность смещения результатов нами устраняется выбором $Z_{\max}$, $Y_{\max}$ и $X_{\max}$ (см. рис. 1), априорно известных. В частности, при цезиевом источнике и базе, равной 18—20 см, для плотности 1,55 г/см³ толщина насыщенного слоя равна 16 см, а краевой эффект оказывается на расстоянии, меньшем 10 см для плотности 2,0 г/см³ [1, 2, 5].

Исходя из изложенного, нами выбраны следующие значения координат обрыва траектории: $Z_{\max} = 30$ см, $X_{\max} = Y_{\max} = 50$ см. При этих условиях предлагаемый метод значительно ускоряет расчеты и в то же время не дает смещения результатов. К тому же метод «обрыва» позволяет изучать глубинность и краевые эффекты.

Для получения функциональных зависимостей распределения фотонов от свойств горных пород (от плотности) нами был, как уже говорилось выше, применен метод зависимых испытаний. Этот метод позволяет вести расчет параллельно сразу для m сред, затрачивая практически время, необходимое только на расчет одной среды. При этом расчет собственно ведется только для одной среды, как правило, наиболее «прозрачной». Перенос же в остальных средах моделируется теми же пробегами, что и для первой среды, но вес фотона (функция ценности) умножается на дополнительный вес, который определяется формулой [3]

$$W_1 = 1, \quad W_i = \left(\frac{\tau_i}{\tau_1} \right)^{l_{n-1}} e^{-(\tau_i - \tau_1)l_{n-1}}, \quad (4)$$

где W_1 — вес первой среды, т. е. среды, по которой ведется расчет; W_i — вес i -й среды; τ_{hi} и τ_{h1} — линейный коэффициент комптоновского ослабления i -й и 1-й сред соответственно; τ_i и τ_1 — линейные коэффициенты ослабления i -й и 1-й сред соответственно; l_{n-1} — длина n — 1-го пробега фотона.

При переходе трэка фотона из верхней зоны в нижнюю ведется пересчет весовых функций согласно формуле

$$W_n^i = \frac{\tau_i}{\tau_1} e^{-l_n(\tau_i - \tau_1) - l_n(\tau_i' - \tau_0')} \quad (5)$$

и при переходе из нижней зоны в верхнюю по формуле

$$W_n^i = \frac{\tau_i'}{\tau_1'} e^{-l_n(\tau_i - \tau_0) - l_n(\tau_i' - \tau_0')}, \quad (6)$$

где τ_i , τ_1 и l — параметры и длина траектории в нижней зоне; τ_i' , τ_1' и l' — то же, для верхней.

Нами велся расчет для пяти горных пород (см. таблицу).

Среда	$\frac{2Z}{A}$	C_i	D_i	ρ , г/см ³
Бурый уголь	1,07	$0,44449 \cdot 10^{-5}$	$0,473871 \cdot 10^{-8}$	1,20
Глина влажная (20% влажности)	1,004	$0,269637 \cdot 10^{-4}$	$0,735731 \cdot 10^{-7}$	2,10
Песчаник сухой (10% влажности)	0,9944	$0,244190 \cdot 10^{-4}$	$0,555037 \cdot 10^{-7}$	2,30
Известняк	1,00	$0,422976 \cdot 10^{-4}$	$0,125748 \cdot 10^{-6}$	3,00
Гематит	0,9530	$0,171327 \cdot 10^{-3}$	$0,902740 \cdot 10^{-6}$	4,90

Коэффициенты линейного ослабления вычисляются следующим образом: коэффициент ослабления за счет фотоэффекта τ_ϕ вычисляется по формуле Викторини [7, 9]:

$$\tau_\phi = \rho \left(\frac{C}{K^3} - \frac{D}{K^4} \right). \quad (7)$$

Здесь K — безразмерная энергия фотона.

Коэффициенты C и D , а также плотности пород (ρ), для которых велся расчет, приведены в таблице. Эти коэффициенты вычислялись на основании химического состава пород по формулам

$$C = \sum C_i P_i;$$

$$D = \sum D_i P_i,$$

где C_i и D_i — соответствующие коэффициенты i -ных элементов, пересчитанные с учетом выражения энергии в формуле (7) в безразмерных величинах.

Коэффициент комптоновского ослабления τ_k вычисляется по формуле

$$\tau_k = \alpha_r \rho \mu'_k, \quad (8)$$

где ρ — плотность горной породы.

$$\alpha_r = \frac{2Z_3}{A_3} = 2 \sum \frac{Z_i}{A_i} P_i.$$

Здесь Z_3 — эффективный атомный номер горной породы; Z_i — атомный номер i -го элемента, входящего в состав горной породы; μ'_k — массовый коэффициент ослабления комптоновской среды, который приводится в таблицах работы [9] и вычисляется нами по следующим приближенным формулам, полученным методом наименьших квадратов из табличных данных:

$$\begin{aligned} & - 0,621896 E + 0,198684 \text{ при } 0,01 \leq E \leq 0,04 \text{ Мэв;} \\ & - 0,4800 E + 0,193600 \text{ при } 0,04 < E < 0,08 \text{ Мэв;} \\ & - 0,307012 E + 0,179861 \text{ при } 0,08 \leq E \leq 0,15 \text{ Мэв;} \\ & - 0,162379 E^4 - 0,500504 E^3 + 0,602244 E^2 - \\ & - 0,378423 E + 0,177987 \text{ при } 0,15 < E \leq 1,0 \text{ Мэв.} \end{aligned}$$

Кроме таких радикальных методов ускорения, как метод весовых функций, метод обрыва траектории и метод зависимых испытаний, нами также применялся ряд дополнительных мер по сокращению времени счета. Например, при расчете длин свободного пробега фотона вместо вычисления логарифма случайного числа, распределенного равномерно, мы использовали схему Неймана с распределением случайного числа по экспоненциальному закону. На поиск длины пробега по этой схеме тратится примерно в 4 раза меньше времени, чем по логарифму. Аналогично для вычисления параметров комптоновского рассеяния нами используется известная схема Кана (см., например, [8]) и т. д. Все эти методы дали значительный выигрыш в скорости решения задачи. Так, на расчет 30 тыс. историй фотона по разработанной программе с распределением результатов в 50 ячеек детектора потребовалось от 20 до 45 мин счета со стандартным отклонением результатов в каждой ячейке, не выходящим за пределы 10%.

Вычисление стандартных отклонений модифицированных расчетов было заложено в программу и велось по известным формулам обработки опытных данных (см., например, [3, 4]). Для этого расчет велся группами по 10^3 историй и результаты расчета каждой группы принимались за результаты одного эксперимента (опыта). На основании расчетов получено пространственно-энергетическое распределение рассеянного гамма-излучения на плоской поверхности горной породы, а также зависимости этого распределения от плотности горной породы, толщины ближней зоны Δ и толщины самой среды.

На рис. 2 приведены диаграммы энергетического распределения рассеянного гамма-излучения на плоской поверхности бурого угля ($\rho = 1,2 \text{ г/см}^3$), полученные на разных расстояниях от начала координат (l) для случая монохроматического мононаправленного источника. Как видно из рисунка, в зоне источника ($l = 0 \div 2 \text{ см}$) спектр рассеянного излучения имеет ярко выраженный максимум в диапазоне энергий от 0,15 до

0,25 Мэв. Этот максимум обусловлен значительным вкладом однократно и двукратно рассеянных фотонов. Вклад последних фотонов наблюдается и при удалении детектора от начала координат. При этом весь спектр постепенно перемещается в мягкую область, пока на расстоянии свыше 15 см не приобретает квазиправновесный вид.

Интересно отметить, что в спектре альбедного излучения плоского нормального к поверхности источника с энергией 0,66 Мэв в водной среде [8] наблюдается два максимума — в области 0,15—0,25 Мэв и в мягкой области (с энергией меньше 0,09 Мэв). Как и в нашем случае, первый максимум в этом спектре обусловлен вкладом однократно и двукратно рассеянного излучения, а максимум в области мягкого — многократно

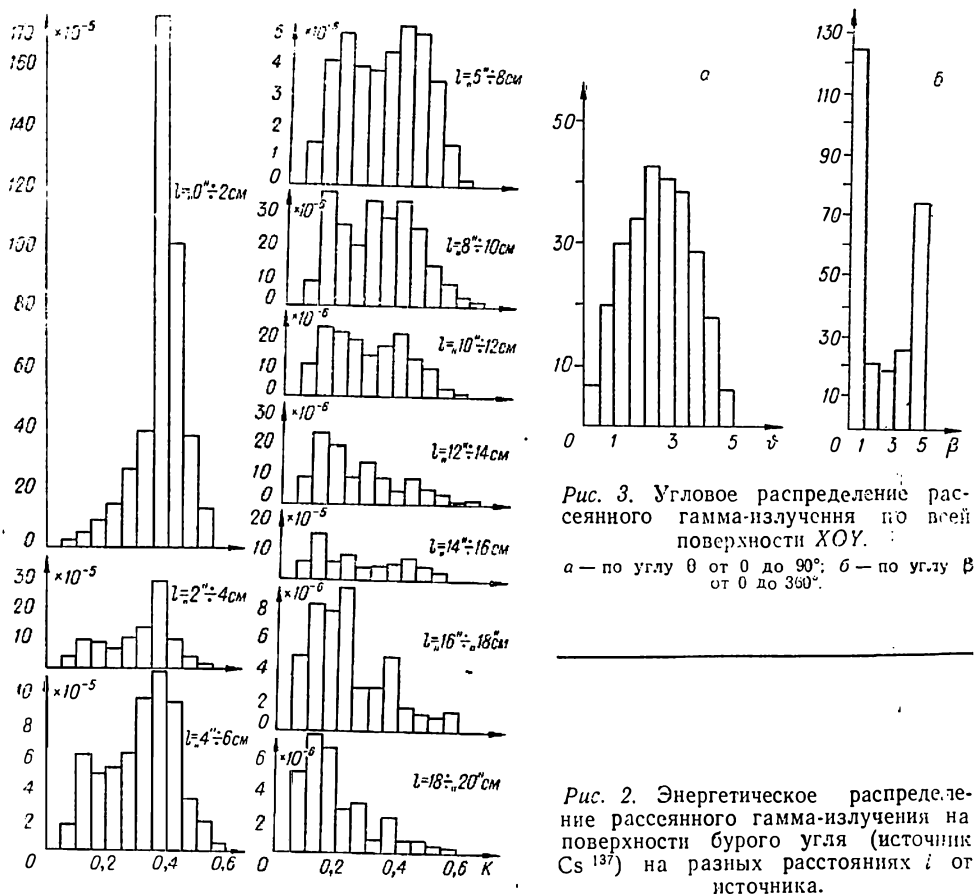


Рис. 3. Угловое распределение рассеянного гамма-излучения по всей поверхности XOY.
а — по углу θ от 0 до 90°; б — по углу β от 0 до 360°.

Рис. 2. Энергетическое распределение рассеянного гамма-излучения на поверхности бурого угля (источник $\text{Cs } ^{137}$) на разных расстояниях l от источника.

рассеянных фотонов. Только в нашем случае, т. е. в случае коллимированного источника, последнее начинает преобладать на больших расстояниях от источника. Тем не менее даже на больших расстояниях гамма-кванты с энергией выше 100—200 кэв составляют не менее 10% общего потока, что подтверждает возможность использования цезиевых источников для измерения плотности горных пород.

На рис. 3 показано распределение рассеянного излучения по высотному и азимутальным углам. Как видно из рис. 3, распределение излучения по углам носит направленный характер и имеет максимум в углах от 36 до 54° по θ и 180° по β . Эти максимумы обусловлены вкладом однократно и двукратно рассеянного излучения в зоне, близкой к источнику.

ку. По мере удаления от источника угловое распределение приобретает все более равномерный вид за счет многократно рассеянного излучения.

На рис. 4 приведены семейства кривых, описывающих плотность вероятности выхода фотона из среды η как функции ее объемного веса ρ при фиксированных базах l и углах θ , полученные в результате решения второго варианта задачи. Для каждой группы углов θ построено свое семейство зависимостей. Последнее семейство построено для детектора не направленного действия, т. е. типа 2π .

Рассматривая приведенные диаграммы как эталонировочные кривые приставного гамма-гамма-плотномера, построенные по формуле (3), мы провели анализ среднеквадратичных ошибок. Поскольку в конкретных случаях углы θ и β , а также база l имели фиксированное значение, то в формуле (3) выражение под знаком суммы равно нулю, и среднеквадратичная ошибка в определении плотности сводится к виду

$$\sigma_{\rho} = \frac{1}{Q t \varepsilon} \frac{\partial F}{\partial \eta} \sqrt{Q \eta t \varepsilon}, \quad (10)$$

где Q — мощность используемого источника гамма-квантов; t — время экспозиции; ε — эффективность детектора.

Соответственно относительная ошибка в определении плотности имеет вид

$$\delta_{\rho}, \% = \frac{\sigma_{\rho}}{\rho} 100 \% = \frac{100}{\rho} \sqrt{\frac{\eta}{Q t \varepsilon}} \frac{\partial F}{\partial \eta} \% \quad (11)$$

или

$$\delta_{\rho}, \% = \alpha \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{\eta}{Q t \varepsilon}} \frac{\partial F}{\partial \eta}, \quad (12)$$

где $\alpha = \frac{100\%}{\sqrt{Q t \varepsilon}}$ — постоянная величина.

Поскольку нас интересует не абсолютное значение δ_{ρ} , а характер его поведения при различных значениях l и θ , то на основании материалов рис. 4 вычислены зависимости

$$\delta'_{\rho} = \frac{\partial F}{\partial \eta} \cdot \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{\eta}{Q t \varepsilon}} = \frac{\delta_{\rho}}{\alpha} \quad (13)$$

при фиксированных значениях l и θ .

Это значение ошибки носит более общий характер, поскольку не зависит ни от мощности применяемого источника, ни от эффективности детектора, ни от времени экспозиции.

Вычисление частной производной $\frac{\partial F}{\partial \eta}$ проводится графоаналитическим способом на основании диаграмм рис. 4. При этом $\frac{\partial F}{\partial \eta}$ приравнивается к $\frac{\Delta F}{\Delta \eta}$, где $\Delta F = \rho_i - \rho_{i+1} = \text{const}$, а $\Delta \eta = \eta(\rho_i) - \eta(\rho_{i+1})$.

Дисперсия в определении последней величины определяется выражением

$$\sigma_{\Delta \eta}^2 = \sigma_{\rho_i}^2 - 2r \sigma_{\rho_i} \sigma_{\rho_{i+1}} + \sigma_{\rho_{i+1}}^2, \quad (14)$$

где $\sigma_{\Delta \rho}$, σ_{ρ_i} и $\sigma_{\rho_{i+1}}$ — соответствующие дисперсии, а r — коэффициент

корреляции $\eta(\rho_i)$ и $\eta(\rho_{i+1})$. Величины $\sigma_{\eta i}$ и $\sigma_{\eta_{i+1}}$ практически равны друг другу, поскольку берется очень маленький интервал $\Delta\rho$. С другой стороны, поскольку нами применялся метод коррелированной выборки (метод зависимых испытаний), коэффициент корреляции r очень близок к единице.

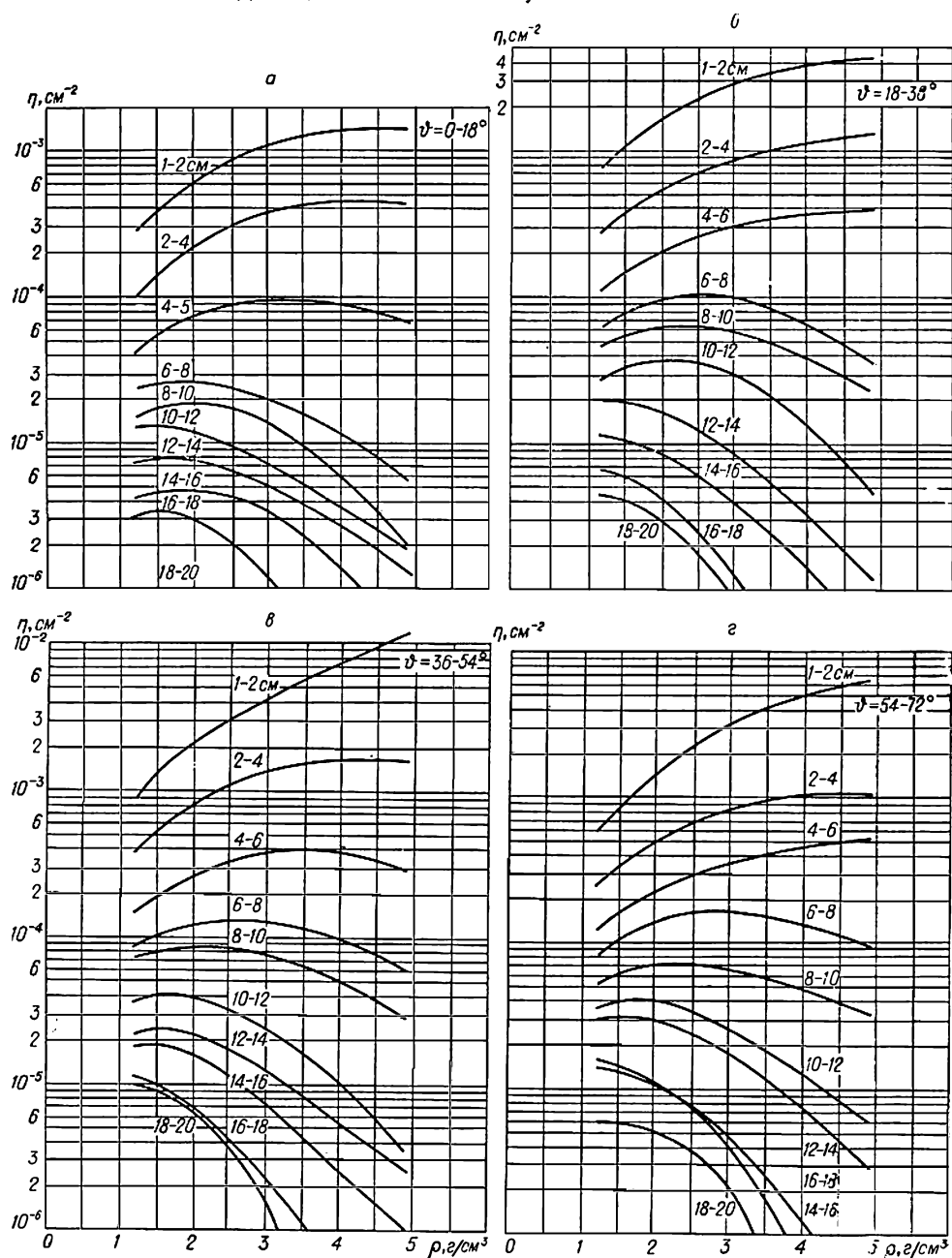


Рис. 4. Зависимость потока рассеянного гамма-излучения от объемного веса породы ρ и базы l :

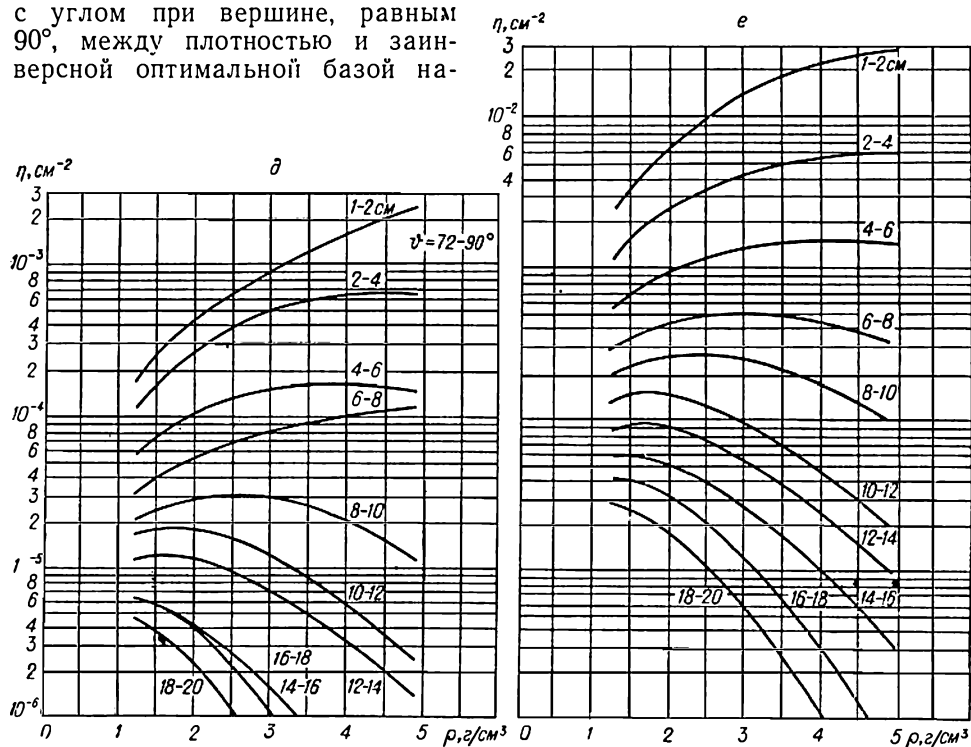
а) для углов $\theta=0+18^\circ$; б) $\theta=18+36^\circ$; в) $\theta=36+51^\circ$
 г) $\theta=54+72^\circ$; д) $\theta=72+90^\circ$; е) $\theta=0+90^\circ$.

В частности, анализ результатов для горных пород с плотностями 2,1 и 2,3 г/см³ показал, что для них коэффициент корреляции равен 0,995. Поэтому статистическая точность оценки разности $\eta_i - \eta_{i+1}$ будет лучше, чем при оценке η_i и η_{i+1} в отдельности.

В силу сказанного выше можно заменить частную производную $\frac{\partial F}{\partial \eta}$ в формуле (13) на отношение первых разностей, полученных на основании расчетных материалов.

Таким образом, мы имеем право дифференцировать функцию $F = \rho(\eta)$, полученную расчетным путем.

На рис. 5 приведены семейства зависимостей $\delta' \rho = f(l) \rho$ для каждой группы высотных углов θ и для θ , равного от 0 до 90°. Как видно из приведенных диаграмм, при малых расстояниях до источника ошибки в определении плотности малы, по мере увеличения базы они нарастают и, претерпев разрыв второго рода в точке инверсии функции F , снова спадают вниз. По мере дальнейшего увеличения базы ошибки достигают минимума, а затем снова нарастают. Следовательно, для каждого значения плотности имеется два определенных (оптимальных) значения базы, при которых ошибка минимальна. Одно из них лежит в диапазоне нуля (доинверсное оптимальное значение), второе — за точкой инверсии. Каждому значению плотности соответствует свое оптимальное значение базы, которое не зависит ни от мощности используемого источника, ни от времени экспозиции замера. Следует оговориться, что последний вывод справедлив лишь для случая, когда не учитываются естественная радиоактивность горных пород, наличие космического фона и собственных шумов детектора. Анализ диаграммы (рис. 5) показал, что при конструкции детектора типа 2 π и гамма-излучении цезиевого источника, равномерно распределенном в круговой конус с углом при вершине, равным 90°, между плотностью и заинверсной оптимальной базой на-



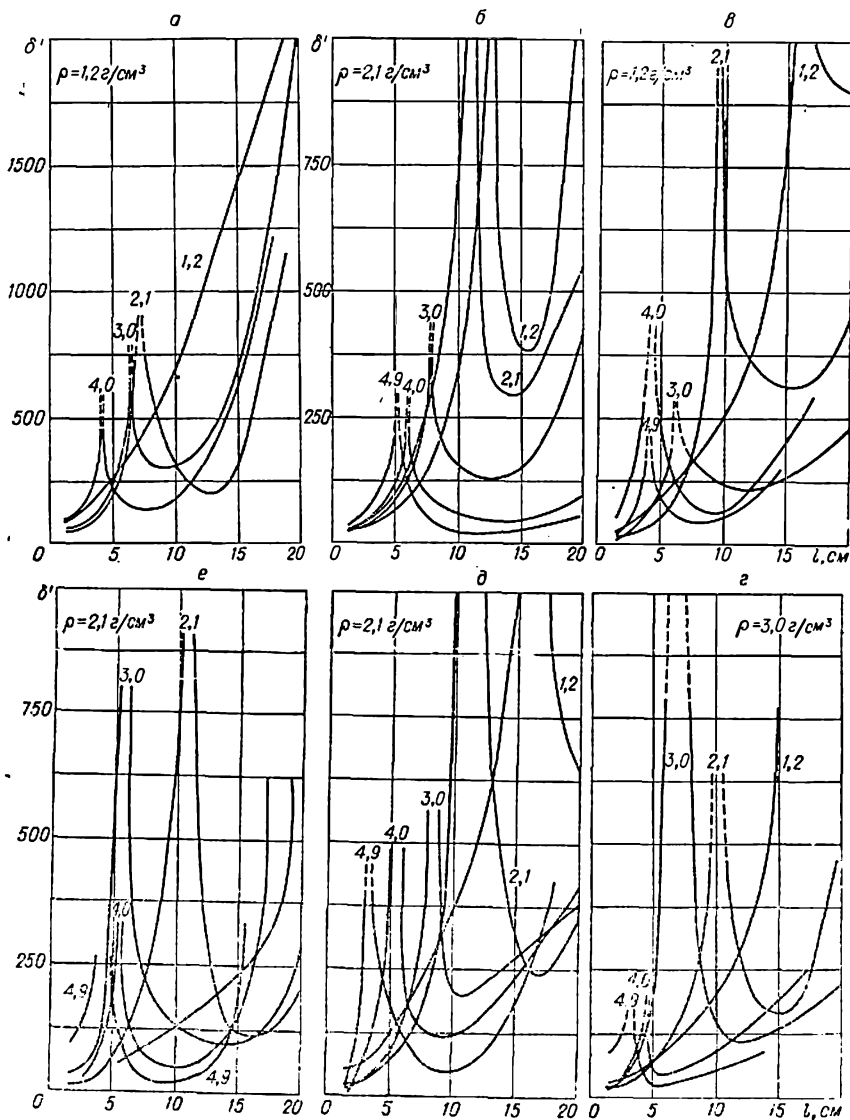


Рис. 5. Зависимость приведенной относительной ошибки в определении объема песка δ'_p от базы, угла θ и объемного веса ρ :
а) $\theta = 0 \div 18^\circ$; б) $\theta = 18 \div 36^\circ$; в) $\theta = 36 \div 54^\circ$; г) $\theta = 54 \div 72^\circ$; д) $\theta = 72 \div 90^\circ$; е) $\theta = 0 \div 90^\circ$.

блюдается обратно пропорциональная зависимость.

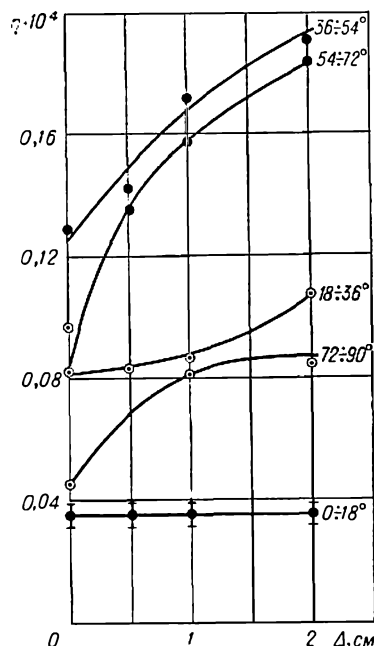
$$L_{\text{опт}} = \frac{40,0 \cdot \rho / \text{г/см}^3}{\rho, \text{г/см}^3}. \quad (15)$$

Кроме того, как видно из диаграмм рис. 5, функция δ'_p имеет ясно выраженный минимум относительно высотного угла, причем при оптимальных базах этот минимум лежит в диапазоне углов $\theta = 36 \div 54^\circ$.

При таких углах приема значительную часть рассеянного излучения составляют гамма-кванты, имеющие низкостелющиеся траектории, про-

ходящие при поверхностном слое породы. Поэтому при этих углах приема рассеянного излучения будет значительно сказываться зона микроаверности и корка выветривания. Как уже говорилось выше, нами определялось распределение рассеянного гамма-излучения при наличии зоны микроаверности на поверхности горной породы. Расчеты проводились при значениях толщины этой зоны Δ , равных 0, 0,5; 1 и 2 см, и толщине основной толщи породы 30 см. Получены дополнительно три группы семейств зависимостей плотности вероятности выхода рассеянного гамма-излучения от плотностей горной породы ρ , высотного угла θ и расстояния до источника l для трех значений толщины Δ .

Рис. 6. Зависимость плотности вероятности выхода гамма-квантов η от толщины зоны микроаверности Δ и выветривания при фиксированных значениях высотного угла θ ($\rho=2,1 \text{ г/см}^3$, $l=14-16 \text{ см}$).



Эти семейства подобны приведенным на рис. 4.

На рис. 6 приведено семейство зависимостей плотности вероятности выхода гамма-квантов η от величины Δ при фиксированных значениях угла θ для плотности породы $\rho=2,1 \text{ г/см}^3$ и $l=14\div16 \text{ см}$. По мере увеличения угла θ растет абсолютное значение η . Следовательно, ошибка в определении плотности за счет статистической ошибки должна падать, но, с другой стороны, при больших значениях угла θ увеличивается зависимость величины η от мощности слоя микроаверности Δ , а значит, должна увеличиваться ошибка в определении плотности за счет влияния этого слоя.

Нетрудно показать, что относительная точность определения плотности выражается через относительную точность интенсивности рассеянного гамма-излучения формулой

$$\delta_\rho \% = \frac{dF_2}{dI} \frac{l}{\rho} \delta_I \% , \quad (16)$$

где $\frac{dF_2}{dI}$ — производная «эталонировочной» функции по интенсивности при зафиксированных значениях l , Δ и θ ;

$\delta_I \%$ — относительная ошибка в определении интенсивности;

I — интенсивность рассеянного излучения.

Величина I определяется из соотношения

$$I = \eta \cdot QSt\varepsilon = \eta \cdot a, \quad (17)$$

где Q — мощность используемого источника; S — площадь детектора; t — время измерения; ε — эффективность детектора.

При $Q=0,2 \text{ мкюри}$, $t=60 \text{ сек}$, $S=3 \text{ см}^2$ (20-миллиметровый кристалл йодистого натрия) и $\varepsilon=0,5$ $a=QSt\varepsilon=66,7 \cdot 10^7$.

С учетом ошибки, вносимой ближней зоной, относительная ошибка в определении интенсивности при заданной толщине Δ определяется выражением

$$\delta_I(\Delta)\% = \frac{|I(0) - I(\Delta)| + \sqrt{I(\Delta)}}{I(\Delta)} \cdot 100\% = \frac{a|\eta(0) - \eta(\Delta)| + \sqrt{a\eta(\Delta)}}{a\eta(\Delta)} \cdot 100\% = \\ = \frac{a\Delta_{1\eta} + \sqrt{a\eta(\Delta)}}{I} \cdot 100\%, \quad (18)$$

где $\eta(0)$ и $\eta(\Delta)$ — плотности вероятности при толщине Δ , равные соответственно нулю и заданному значению.

Подставляя выражение (18) в формулу (16) и заменяя производную $\frac{dF_2}{dI}$ ее приближенным значением $\frac{\Delta F_2}{\Delta I}$, где $\Delta F_2 = \rho_1 - \rho_2$ и $\Delta I = I(\rho_1)\Delta - I(\rho_2)\Delta = a\Delta_{2\eta}$, получаем

$$\delta_p(\Delta)\% = \frac{\Delta F_2 \left((\Delta_{1\eta} + \sqrt{\frac{\eta(\Delta)}{a}}) \right)}{\rho \Delta_{2\eta}} \cdot 100\%. \quad (19)$$

На рис. 7 приведена зависимость относительной ошибки в определении плотности δ_p от θ при фиксированных значениях $\Delta = 0; 0,5; 1,0$ и 2 см, плотности $2,1$ г/см³ и $t = 14 \div 16$ см. При заданных параметрах источника и детектора для $\Delta = 0,5$ см оптимальными являются углы θ от 18 до 36° . При таких углах ошибка в определении плотности горных пород при наличии зоны микрокавернозности и корки выветривания минимальна.

В заключение следует сказать, что, судя по рис. 7, с помощью приставных гамма-

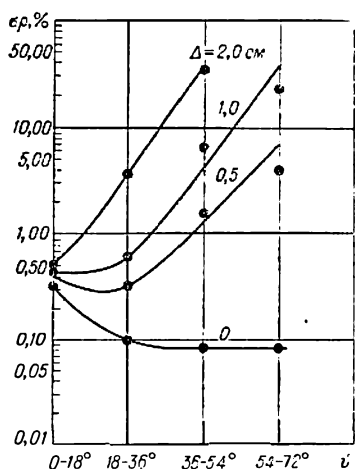


Рис. 7. Зависимость относительной ошибки в определении плотности горной породы с помощью приставного гамма-гамма плотнометра от угла θ при фиксированных значениях Δ ($\rho = 2,1$ г/см³, $t = 14 - 16$ см). Источник Cs^{137} активностью $0,2$ мкюри, детектор — йодистый натрий со средней эффективностью $\varepsilon = 0,5$ и диаметром 20 мм, время измерения 1 мин.

гамма-плотномеров практически можно измерять плотность горных пород, имеющих на своей поверхности зону выветривания или кавернозности толщиной от 0 до 1 см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арцыбашев В. А. Гамма-метод измерения плотности. М., Атомиздат, 1965.
2. Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А., Лозовский Л. А., Филиппов Е. М. Исследование возможностей применения приставного гамма-плотнометра в инженерной и нерудной геологии. — Геология и геофизика, 1966, № 11.
3. Варварин Г. Б., Филиппов Е. М., Хисамутдинов А. И. Исследование возможностей двухлучевого гамма-гамма-каротажа методом Монте-Карло (см. настоящий сборник).
4. Бенцель Е. С. Теория вероятностей. М., Физматгиз, 1962.
5. Дубинчук В. Т. О глубинности исследования плотности пород гамма-гамма-методом (ГГМ). — Сб. «Десятая конференция младших научных сотрудников, аспирантов, инженеров». М., изд. ВСЕГИНГЕО, 1966.

6. Дядькин И. Г. и др. Об ускорении сходимости метода Монте-Карло при решении задач радиоактивного каротажа.— Вычислительная математика, 1965, № 3.
7. Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
8. Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. М., Атомиздат, 1963.
9. Филиппов Е. М. Коэффициенты ослабления гамма-излучения некоторых пород и минералов.— Сб. «Полевые ядерные геофизические методы». М., «Наука». 1966.
10. Филиппов Е. М.— Прикладная ядерная геофизика. М., АН СССР, 1962.
11. Czubek J. A. Physical possibilities of gamma-gamma logging. Radioisotope instruments in industry and geophysics, v. 2, JAEA Vienna, 1966.
12. Czubek I. A., Guittou I. Les possibilites d'application de la methode gamma-gamma ala determination en place de la density des minerals duranium.— Repport CFA-R. 27.20, 1965.
13. Kahn H. Use of different Monte-Carlo sampliment techniquies — Symposicum on Monte-Carlo methods, 1965.

В. А. Арцыбашев, Г. А. Иванюкович

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ РАСSEЯННОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИНВЕРСИОННОЙ ОБЛАСТИ ЗОНДОВ ГАММА-ГАММА-МЕТОДА

Для опробования руд тяжелых элементов (свинца, ртути, вольфрама и др.) применяют гамма-гамма-метод (ГГМ) [1], отличающийся экспрессностью, большой производительностью и экономичностью по сравнению с методами геологического опробования. Серьезными помехами, препятствующими успешному использованию ГГМ, являются неровности исследуемой поверхности (кавернозность стенок скважин и т. д.) и переменная плотность руд. С целью исключения помех предложены инверсионные зонды [2]. Аналогичные зонды используют для опробования руд элементов с умеренными атомными номерами (железо и др.) [3].

Инверсионные зонды можно создать двумя способами. Первый — сохраняя тесный контакт между зондами и поверхностью среды, уменьшить длину зонда и получить рабочую точку в области максимума зависимости

$$I' = \varphi(\rho). \quad (1)$$

рассеянного гамма-излучения от плотности среды. Второй способ — установить заинверсионную (по отношению к зависимости (1)) длину зонда и, приподнимая зонд над поверхностью среды, найти максимум зависимости

$$I' = f(h), \quad (2)$$

где h — мощность промежуточного (между зондом и средой) воздушного слоя. В обоих случаях получим зонд, не чувствительный к изменениям (в некоторых пределах) плотности среды и мощности промежуточного слоя.

Ниже излагаются результаты изучения спектрального распределения рассеянного гамма-излучения применительно к двум указанным типам инверсионных зондов. Анализ спектров необходим для сравнитель-

ной оценки чувствительности различных зондов к содержанию тяжелых элементов и для выяснения возможностей спектрометрии при использовании инверсионных зондов.

Содержание исследований и условия их выполнения

Исследование выполнено применительно к опробованию руд тяжелых элементов. Для этой цели, как известно [1], используют сцинтилляционные счетчики и три типа источников гамма-излучения — Se^{75} , Cs^{137} , Cs^{60} . В экспериментах по изучению спектров использовался источник Cs^{137} . Качественные выводы будут справедливы и для других источников, так как относительные изменения спектров в зависимости от длины зонда и мощности промежуточной зоны слабо зависят от энергии первичного гамма-излучения [2].

Для решения поставленных задач необходимо выяснить форму спектра рассеянного гамма-излучения в различных условиях и оценить изменение соотношения мягкой и жесткой части спектра.

В программу исследований вошли следующие эксперименты.

1. Измерение спектров Cs^{137} на средах различной плотности (песок, $\rho = 1,60 \text{ г/см}^3$ и бетон, $\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$) и различного вещественного состава (модель свинцовой руды, содержащей 8% Pb) как функции длины зонда. Изменения длин зондов охватили инверсионную и близкие к ней доинверсионную и заинверсионную области.

2. Измерение спектров Cs^{137} как функции мощности промежуточного воздушного слоя при различных характеристиках среды, имитирующей вмещающую породу (песок, бетон) и руду (смесь песка с галенитом, содержащая 8% Pb). Спектры измерены с охватом инверсионной и близких к ней областей зависимости (2).

Спектры изучали на плоских моделях, воспроизводящих полупространство, с помощью 2π-зонда [2]. Детектор состоял из кристалла NaJ(Tl) размером $30 \times 20 \text{ мм}$ с ФЭУ-16 в алюминиевой гильзе (толщина стенок 1–2 мм). Амплитудное распределение импульсов измерено с помощью амплитудного анализатора АИ-100-1.

Аппаратурные спектры рассеянного гамма-излучения представлены в виде функций

$$\left. \begin{aligned} W_1(E, R) &= N \cdot R^2 \\ W_2(E, h) &= N, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где E — энергия рассеянного гамма-излучения; h — мощность промежуточного слоя; R — длина зонда; N — скорость счета импульсов, исправленная за просчеты, фон и приведенная к единой энергетической ширине канала анализатора и единичной мощности источника гамма-излучения.

Спектры при отсутствии промежуточного слоя ($h=0$)

Характер спектров рассеянного гамма-излучения в области инверсионных зондов показан на рис. 1 и 2. Для песка инверсионная длина зондов $R_{\text{инв}} = 7 \div 15 \text{ см}$, для бетона $R_{\text{инв}} = 4 \div 10 \text{ см}$, для свинцовой руды $R_{\text{инв}} = 7 \div 10 \text{ см}$. Для удобства обозрения спектры на рисунках раздвинуты по вертикали (величина смещения дается поправочным множителем).

В средах, имеющих различную плотность, но близкий вещественный состав (песок и бетон), измерение спектров при переходе через область

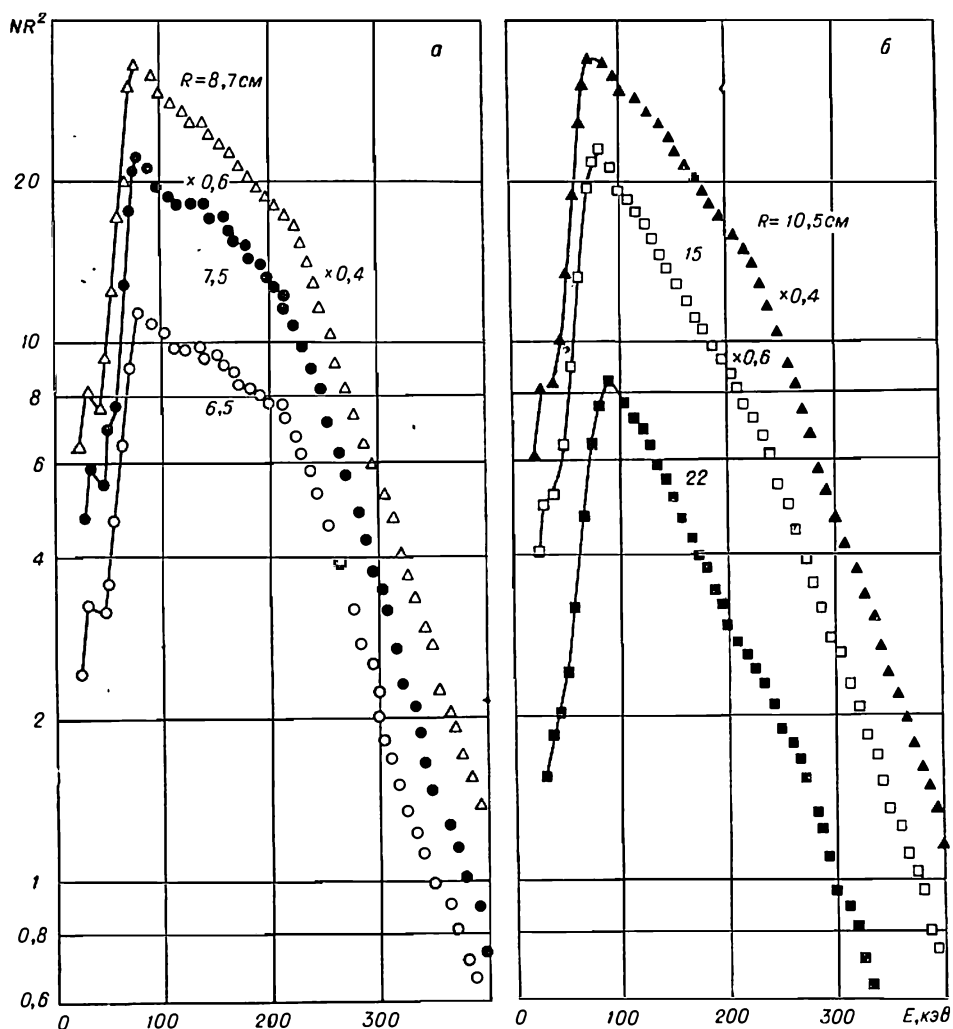


Рис. 1. Спектры рассеянного γ -излучения Cs^{137} в песке при различной длине зонда: а — доинверсионная область; б — заинверсионная область.

инверсии аналогичное. Происходит постепенное накопление гамма-квантов низких ($E \leq 200$ кэв) энергий, заканчивающееся образованием отчетливого максимума многократно рассеянного гамма-излучения (энергия максимума 85—90 кэв).

Непосредственно в области инверсии, где интегральная скорость счета почти не меняется при увеличении длины зонда на 20—40%, изменение спектров происходит в одном направлении без замедления этого процесса. Другими словами, явление инверсии не влияет на изменение формы спектра в интервале энергий 20÷200 кэв и не вызывает какой-либо стабилизации спектра.

В свинцовой руде (см. рис. 2) изменение спектров имеет некоторые особенности. Выделяются два характерных элемента спектра: фотопик характеристического рентгеновского излучения свинца ($E = 75$ кэв) и максимум, энергия которого (200÷300 кэв) соответствует гамма-квантам источника, рассеянными на углы $90 \div 180^\circ$ (максимум однократно рассеянного гамма-излучения). При увеличении длины зонда и переходе через

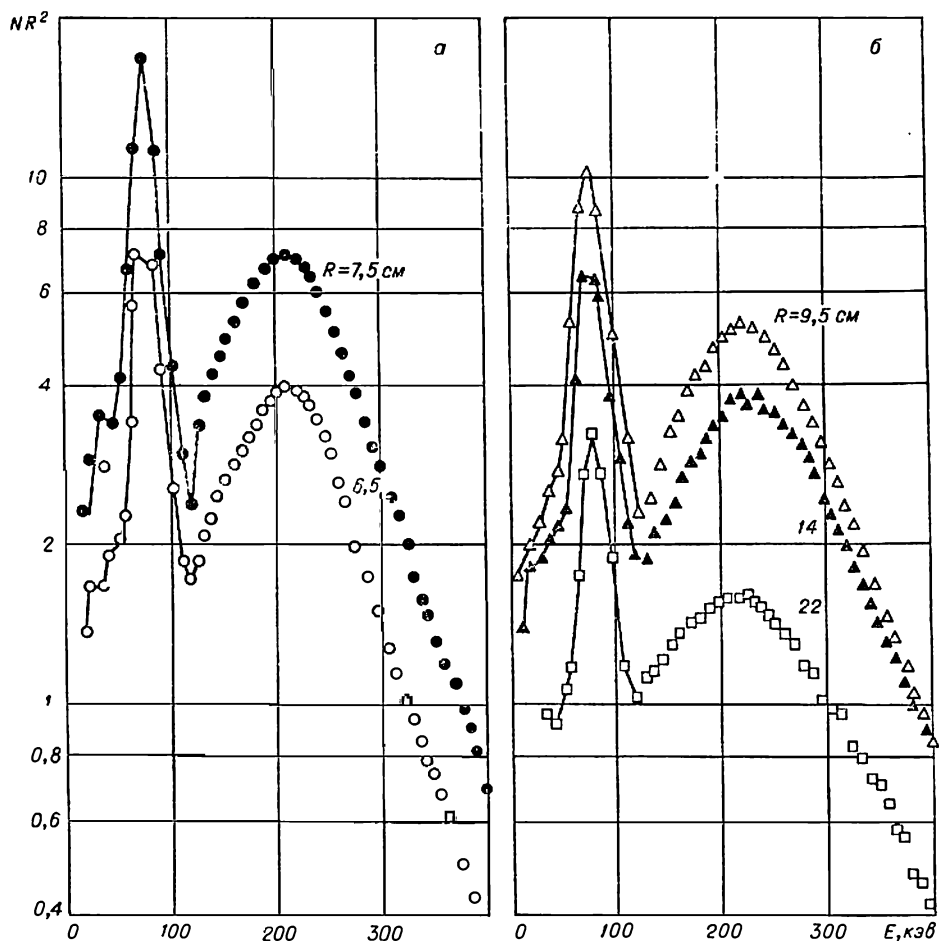


Рис. 2. Спектры рассеянного γ -излучения Cs^{137} в свинцовой руде при различной длине зонда:
а — донинверсионная область; б — заинверсионная область.

Таблица 1
Относительные скорости счета в спектре
рассеянного гамма-излучения Cs^{137}

Среда	Длина зонда $R, \text{см}$	Скорость счета в интервалах, кэв			
		50–100	100–150	150–200	200–400
Песок	6,5	73	81	70	100
	8,7	73	99	72	100
	22,0	116	131	80	100
Бетон	6,5	69	79	66	100
	8,6	68	80	68	100
	18,0	112	112	75	100
Свинцовая руда	6,5	55	24	38	100
	9,5	50	25	32	100
	22,0	50	28	32	100

область инверсии, как и в случае песка и бетона, наблюдается постепенное изменение спектров. Относительное положение максимумов характеристического рентгеновского излучения и однократно рассеянного гамма-излучения не меняется, а в остальной части спектра накапливается число рассеянных гамма-квантов. Постепенно уменьшается амплитуда минимума, соответствующего K -скачку фотоэлектрического по-

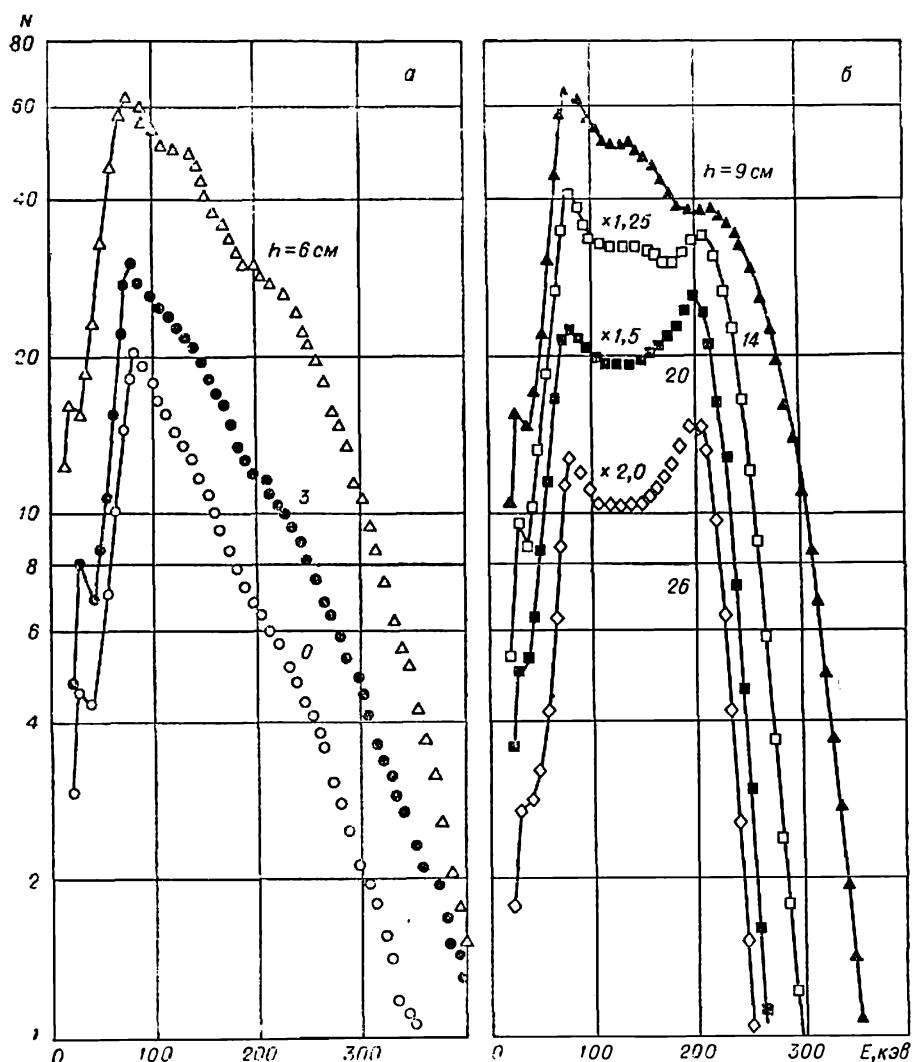


Рис. 3. Спектры рассеянного γ -излучения Cs^{137} , измеренные в песке при различной промежуточной мощности: а — доинверсионная область; б — заинверсионная область; $R=22$ см.

глощения ($E=120 \div 125$ кэв); возрастает число гамма-квантов справа от максимума однократно рассеянного гамма-излучения.

Сравнительная характеристика формы спектров рассеянного гамма-излучения для доинверсионных, инверсионных и заинверсионных зондов дается в табл. 1.

Влияние на спектры промежуточного воздушного слоя

Если измерять спектры заинверсионными по R зондам при $h \neq 0$, будет наблюдаться переход через область инверсии при некотором значении h . Соответствующие спектры представлены на рис. 3 и 4. Даже беглое сравнение их со спектрами, изображенными на рис. 1 и 2, показыва-

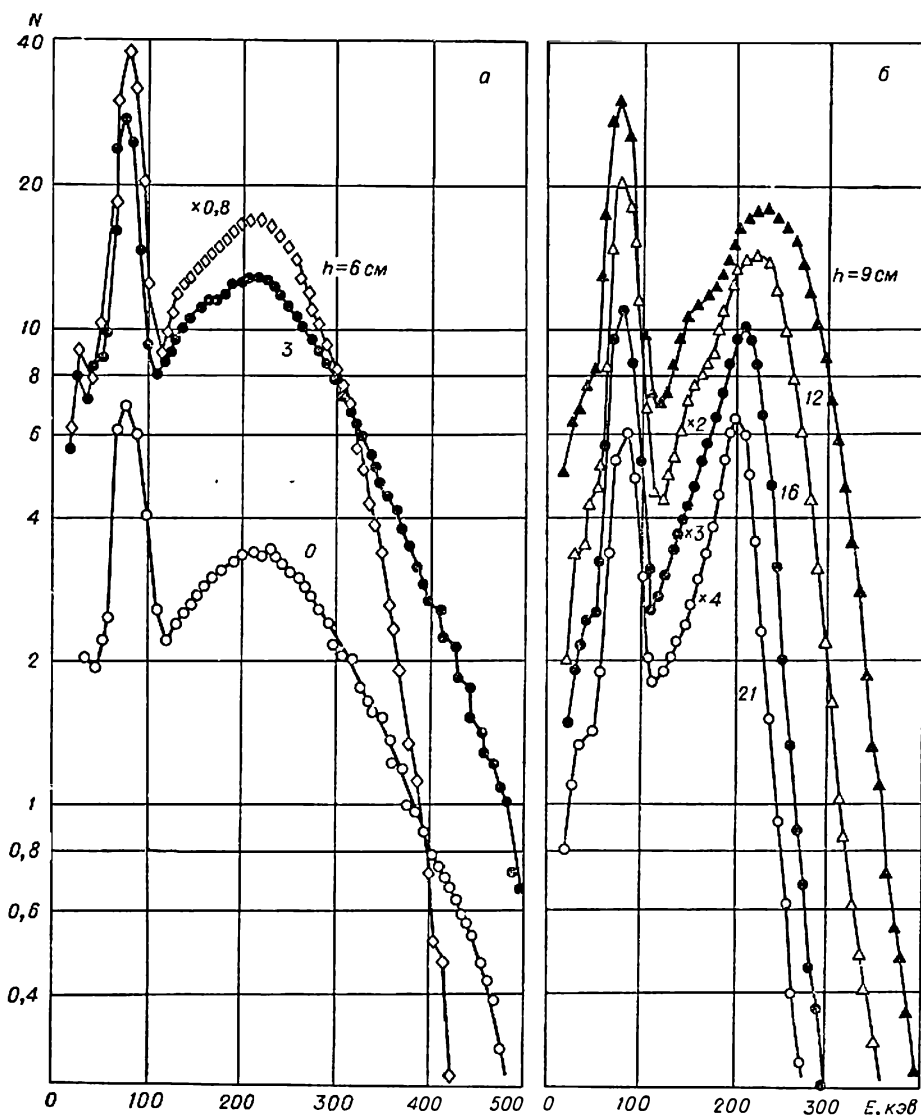


Рис. 4. Спектры рассеянного γ -излучения Cs^{137} , измеренные в свинцовой руде при различной мощности промежуточной зоны:

а — доинверсионная область; б — заинверсионная область; $R=22$ см.

ет, что инверсионные по отношению к зависимостям (1) и (2) спектры имеют различия. Характер спектров в близких к инверсии областях также отличается. Рассмотрим более подробно особенности спектров, изображенных на рис. 3 и 4.

При длине зонда $R=18-22$ см инверсия интегральной скорости счета наблюдается в области $h=6 \div 10$ см для песка и свинцовой руды (для бетона $h=5-9$ см). На форму спектра влияет главным образом мощность h воздушного слоя. Плотность среды влияет незначительно.

Рост мощности h воздушного слоя вызывает следующие изменения спектра. Уменьшается многократно рассеянное гамма-излучение. Пик многократного рассеяния смещается в сторону более высоких энергий (с 90 до $120 \div 130$ кэв), а затем вообще исчезает. Более резко проявляет-

ся характеристическое излучение свинца, возбуждаемое гамма-излучением в свинцовом экране. Наконец, наиболее важной особенностью является возникновение и рост резкого максимума однократно рассеянного гамма-излучения. По мере удаления зонда от среды энергия максимума смещается к $190 \div 200$ кэв, т. е. соответствует гамма-излучению, рассеянному на углы, близкие к 180° . Наблюдается значительное уменьшение гамма-излучения, рассеянного на малые углы ($E > 200-250$ кэв).

Особенности спектров, измеренных при наличии воздушного слоя между зондом и средой, объясняются изменением геометрических условий рассеяния. Рост h создает условия «прямой видимости» [4], при которых детектор регистрирует преимущественно гамма-кванты, отраженные поверхностными слоями среды. Угол отражения от минимального при $h=0$ возрастает до 180° , когда h становится много больше R .

Оценка чувствительности инверсионных зондов к содержанию в руде тяжелых элементов

Для определения содержания тяжелого элемента в руде обычно используют параметр

$$\eta = \frac{N_0}{N}, \quad (4)$$

где N_0 — скорость счета (интегральная или в определенном энергетическом интервале), измеренная во вмещающей породе; N — то же, в руде.

Чувствительность измерений выразим как отношение приращения $\Delta\eta$ к соответствующему приращению ΔQ содержания полезного компонента

$$M = \frac{\Delta\eta}{\Delta Q} 100\%. \quad (5)$$

В табл. 2 приводятся значения M для различных зондов и условий измерения. Как видно, инверсионные зонды обоих типов имеют практически одинаковую чувствительность при интегральных и спектральных

Таблица 2

Изменение относительной скорости счета $\Delta\eta$ (%) на 1% Pb

Зонд	M (%) в энергетических интервалах			
	интегральный счет	50—100 кэв	100—150 кэв	175—225 кэв
Инверсионный по R ($R=7,5$ см, $h=0$)	27	28	54	24
Инверсионный по h ($R=$ $=22$ см, $h=9$ см)	31	31	65	30
Заинверсионный по R ($R=22$ см, $h=0$)	55	80	118	51
Заинверсионный по h ($R=22$ см, $h=21$ см)	23	23	36	24

измерениях. Максимальной чувствительностью обладает заинверсионный по R зонд при нулевой мощности промежуточной зоны. Увеличение мощности h воздушного слоя уменьшает чувствительность.

По сравнению с интегральной модификацией имеет преимущество по чувствительности только спектральное измерение в области K -скачка фотопоглощения (для свинца — интервал $100 \div 150$ кэв). Этот вывод справедлив для любых зондов, в том числе для инверсионных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.
2. Арцыбашев В. А. Оптимальный зонд для опробования руд по гамма-гамма-методу.— Изв. ВУЗов, «Геология и разведка», 1964, № 9.
3. Очкур А. П., Пшеничный Г. А., Комиссаржевская Г. Ф., Орлов В. Н. Опыт использования метода отражения γ -лучей для количественных определений железа в подземных скважинах рудника им. Орджоникидзе Криворожского бассейна.— Сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 5. Л., «Недра», 1965.
4. Кудрявцев Ю. И., Мейер В. А. Возможности изучения вещественного состава пород и руд в естественных условиях с помощью гамма-гамма-метода по эффектам вторичных излучений в геометрии прямой видимости.— Сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 6. Л., Изд. Ленингр. ун-та, 1965.

М. М. Шварцман, Ю. С. Старцев, И. П. Кошелев

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЦЕНТНОГО СОДЕРЖАНИЯ СВИНЦА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО ГАММА-ГАММА-КАРОТАЖА

Предлагаемая модификация спектрометрического селективного каротажа (ГГК-С) разрабатывалась авторами применительно к скважинам и рудам полиметаллических месторождений Рудного Алтая, для которых характерны комплексность оруденения, неравномерное распределение ведущих металлов в рудах, интенсивная пиритизация, а иногда и баритизация вмещающих пород и руд, заполнение скважин буровым раствором, наличие на стенках скважин глинистой корки. В этих условиях рентгено-радиометрический каротаж (РРК) [1] и описанные в литературе [2—5] модификации селективного каротажа непригодны для решения задачи однозначного выделения рудных зон и определения содержания свинца в полиметаллических рудах сложного состава.

Суть рассматриваемой в настоящей статье методики спектрометрического ГГК-С состоит в выборе энергетических интервалов, отношение (η) интенсивностей рассеянного гамма-излучения в которых не зависит от содержания свинца, а является функцией содержания в рудах мешающих определению свинца элементов — железа, меди, цинка, бария. Спектральное отношение η используется для определения фона (I^{Φ}) — интенсивности рассеянного гамма-излучения, которая регистрировалась бы в рудной зоне при отсутствии в ней свинца. Величина I^{Φ} показывает, какой из палеток $I=f(\text{Pb})$ (I — интенсивность рассеянного гамма-излучения; Pb — содержание свинца, %), построенных для различных значений I^{Φ} , необходимо пользоваться при интерпретации той или иной аномалии на диаграммах спектрометрического селективного каротажа.

Такой подход к решению поставленной задачи позволяет получить методику определения содержания свинца в комплексных полиметаллических рудах, обладающую глубиной и порогом чувствительности, близкими к таковым интегральной модификации селективного каротажа.

Результаты исследований на моделях рудных тел

Исследования проводились на одноканальном спектрометре ССД, в качестве детектора гамма-квантов применялся сцинтилляционный счетчик, состоящий из кристалла NaJ(Tl) размером 30×20 мм и ФЭУ-16. Разрешение спектрометра по линии Ba^{133} — 0,081 Мэв составляло 35%.

Измерения выполнялись на моделях насыпных сред и цементных блоках в контактной геометрии, и каналы коллиматоров детектора и источника составляли с поверхностью исследуемых сред угол 90° . Источником гамма-квантов служил изотоп Se^{75} .

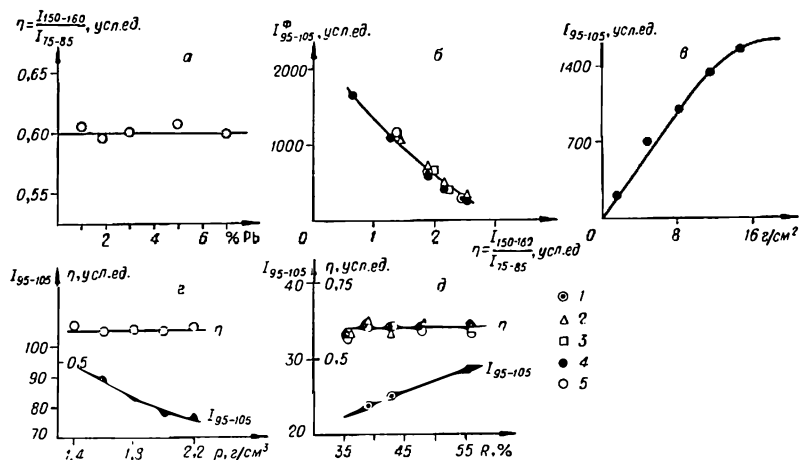


Рис. 1. Результаты исследований на моделях рудных тел:

а) $\eta = f(Pb)$; б) $\eta = f(I \Phi_{95-105})$; в) $I_{95-105} = f(\rho)$; г) $\eta = f(\rho)$ и $I_{95-105} = f(\rho)$; д) $\eta = f(R)$ и $I_{95-105} = f(R)$. Измерения выполнены на моделях сред, содержащих: 1 — железо; 2 — свинец и железо; 3 — барий; 4 — свинец и барий; 5—7 — свинец в концентрациях соответственно 0, 2; 7%.

Оптимальные энергетические интервалы. В качестве оптимальных для измерений были выбраны энергетические интервалы $75 \div 85$ и $150 \div 160$ кэв, отношение интенсивностей рассеянного гамма-излучения в которых не зависит от содержания свинца (рис. 1, а), и интервал $95 \div 105$ кэв, интенсивность рассеянного гамма-излучения в котором наиболее чувствительна к присутствию свинца.

Необходимо иметь в виду, что положение энергетических интервалов по шкале энергий, а также их ширина будут несколько изменяться с изменением размеров кристалла и геометрии измерений, но во всех случаях один энергетический интервал будет расположен в области энергий до K -скачка сечения фотоэлектрического поглощения свинца, а другой — после.

Спектрограммы, полученные на моделях сред, содержащих железо и барий, показывают, что при указанном выше сочетании интервалов энергий регистрируемого гамма-излучения отклонение точек от осредняющей их линии при построении зависимости $\eta = f(I \Phi_{95-105}^\Phi)$ (рис. 1, б) не превышает $\pm 10\%$. Отсюда следует, что зависимость $\eta = f(I \Phi_{95-105}^\Phi)$ при отсутствии влияния на результаты измерений плотности изучаемых сред в пределах точности метода является универсальной для полиметаллических руд различного состава.

Глубинность спектрометрического ГГК-С. Глубинность метода, под которой подразумевается слой породы, создающий 90% измеряемого эф-

фекта, определялась экспериментально на моделях насыпных сред и оказалась равной 15 г/см^2 в кварцевом песке, содержащем 0,3% Pb (рис. 1, а), и 8 г/см^2 в кварцевом песке, содержащем 10% Pb.

При изменении длины зонда от 25 до 42 см глубинность спектрометрического ГГК-С несколько возрастает, достигая в кварцевом песке, содержащем 0,3% Pb, 18 г/см^2 . Дальнейшее увеличение длины зонда практически не изменяет этой величины.

Влияние плотности на результаты спектрометрического ГГК-С. Измерения, выполненные на цементных блоках различной плотности, позволили установить (рис. 1, а), что спектральное отношение η в пределах точности его определения ($\pm 5\%$) не зависит от плотности ρ исследуемых сред, в то время как I_{95-105} с увеличением ρ убывает.

Влияние на результаты спектрометрического ГГК-С изменений плотности, которые вызваны изменением концентрации мешающих определению свинца элементов, учитывается с помощью зависимости $\eta = f(I_{95-105}^\Phi)$. Плотностные эффекты, обусловленные некоторым несоответствием между концентрацией элементов и плотностью сред, а также структурными особенностями руд, исключаются путем выполнения исследований с зондами, близкими к инверсионным по плотности, т. е. при $\rho r = 20 \div 25 \text{ г/см}^2$.

Влияние глинистой корки на результаты спектрометрического ГГК-С. Спектры рассеянного гамма-излучения, снятые при различной толщине слоя песка между измерительным зондом и поверхностью пробы с 7% свинца, позволяют судить о влиянии изменений толщины глинистой корки l на результаты спектрометрического ГГК-С. Приведенные ниже данные показывают, что изменение толщины глинистой корки оказывает основное влияние на величину параметра I_{95-105} .

$l, \text{ мм}$	0	10	30	50	70
η	0,60	0,61	0,62	0,60	0,58
I_{95-105}	24	81	250	392	525

По вызываемому на диаграммах спектрометрического ГГК-С эффекту увеличение l эквивалентно уменьшению содержания свинца в исследуемой среде. Так, изменение толщины глинистой корки от 0 до 5 мм соответствует уменьшению содержания свинца в пласте от 7,0 до 5,4%. При наличии в скважине достаточно выдержанной по толщине (Δl не более $\pm 1-2 \text{ мм}$) глинистой корки ошибки, вносимые ею в результаты спектрометрического ГГК-С, очевидно, не превышают 5—10%.

Влияние материала и толщины h корпуса скважинного прибора на результаты спектрометрического ГГК-С. Ниже приведены результаты изучения влияния действия железного фильтра, роль которого играет стальной корпус скважинного прибора, на спектр гамма-излучения, рассеянного песком с содержанием свинца 7%.

$h, \text{ мм}$	0	1,0	1,5	2,0
η	0,60	0,96	1,15	1,35
I_{95-105}	24	21	19,0	18,5

Как следует из этих данных, изменение толщины стального корпуса скважинного прибора от 0 до 2 мм вызывает увеличение η в 2,25 раза и уменьшение I_{95-105} на 25%, порог чувствительности метода к свинцу при этом возрастает.

Для обеспечения наибольшей чувствительности спектрометрического ГГК-С к свинцу необходимо стальную стенку скважинного прибора напротив канала коллиматора детектора заменить материалом с малым

атомным номером, влиянием которого на спектры рассеянного гамма-излучения можно пренебречь [6].

Влияние энергетического разрешения спектрометра на результаты спектрометрического ГГК-С. Для оценки влияния энергетического разрешения R спектрометра на результаты метода на моделях пластов с содержанием свинца 0; 2; 7% были проведены измерения с кристаллами, обеспечивающими разрешение спектрометра по линии Ba^{133} — 0,081 Мэв в 35; 38; 43; 47 и 56%.

Как видно из рис. 1, δ , изменение R от 35 до 56% вызывает увеличение I_{95-105} , регистрируемой в среде, содержащей 7% Рb, на 15%, спектральное отношение при этом с точностью $\pm 5\%$ остается постоянным.

Опыт показывает, что влияние энергетического разрешения спектрометра на величину параметра I_{95-105} зависит от концентрации свинца в исследуемой среде и с ее увеличением возрастает.

Влияние нестабильности аппаратуры на результаты спектрометрического ГГК-С. В связи с тем, что спектральное отношение и интенсивность рассеянного гамма-излучения находятся для строго определенных участков спектра, нестабильность работы гамма-спектрометра будет вносить дополнительную ошибку в результаты интерпретации показаний спектрометрического ГГК-С.

Представляет интерес определить те разумные требования, которые нужно предъявлять к стабильности полевого гамма-спектрометра при проведении спектрометрического ГГК-С.

Исследования, выполненные на моделях рудных тел, показали, что при изменении ширины канала спектрометра в 5 в на 2—3% и порогов дискриминации на 3—5% ошибки, вызванные нестабильностью аппаратуры, не выходят за пределы точности метода.

Результаты испытания спектрометрического ГГК-С на полиметаллических месторождениях Рудного Алтая

Спектрометрический селективный каротаж был испытан в 19 скважинах четырех полиметаллических месторождений Рудного Алтая.

Исследования выполнялись на скважинном двухканальном гамма-спектрометре. В качестве источника гамма-квантов применялся изотоп Se^{75} активностью 10 мкюри, длина зонда была равной 7 см.

Запись диаграмм интенсивности рассеянного гамма-излучения с энергией $75 \div 85$, $95 \div 105$ и $150 \div 160$ кэв производилась при скорости подъема скважинного снаряда 100 м/ч.

Интерпретация показаний спектрометрического ГГК-С осуществлялась с помощью палеток (рис. 2), построенных путем сопоставления результатов каротажа и данных химического опробования интервалов (кernовый материал достаточно представителен).

На рис. 3 и 4 даны результаты спектрометрического ГГК-С и РРК по скважинам Зыряновского месторождения. Как видим, спектрометрический ГГК-С однозначно выделяет в разрезах скважин полиметаллические руды с кондиционным содержанием свинца, устраняет влияние на результаты количественного определения свинца присутствия в рудах, железа, цинка, бария.

По данным спектрометрического ГГК-С на диаграммах I_{95-105} отбраковываются аномалии (рис. 3, инт. 530—570 м и рис. 4, инт. 206—

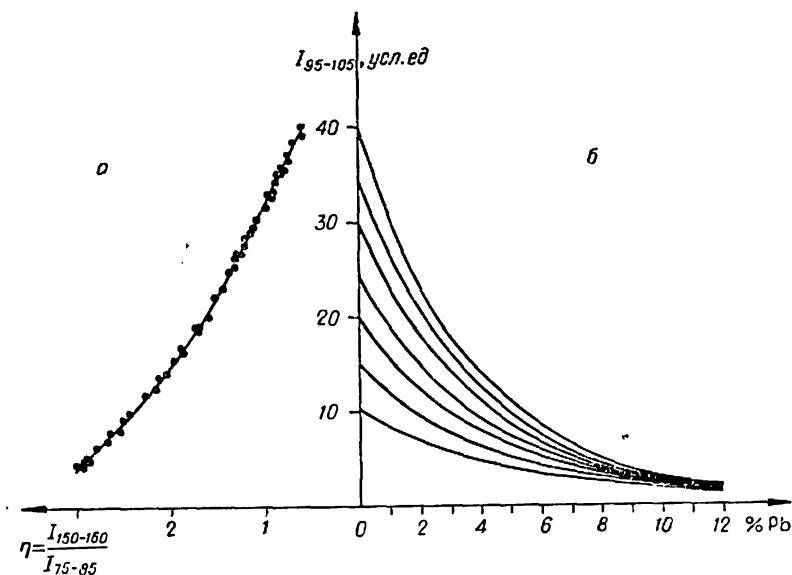


Рис. 2. Палетки для интерпретации показаний спектрометрического ГГК-с:

а) $\eta = f(I_{95-105}^{\Phi})$; б) $I_{95-105} = f(Pb)$.

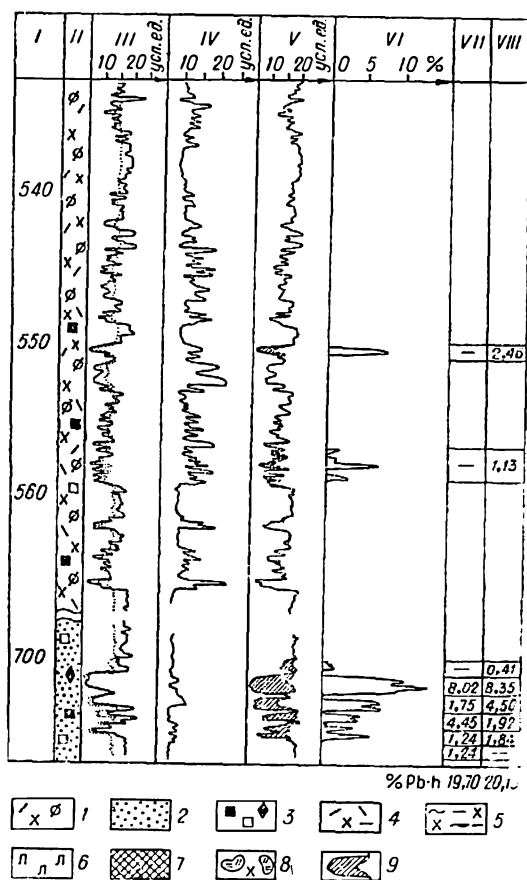


Рис. 3. Результаты метода спектрометрического селективного каротажа:

I — шкала глубин, м; II — геологическая колонка; III — диаграмма ГГК-С (сплошная линия — E от 75 до 85 кэв, пунктирная — E от 150—160 кэв); IV — диаграмма η ; V — диаграмма ГГК-С (сплошная линия — E от 95 до 105 кэв, пунктирная — фон); VI — диаграмма содержания свинца (в %) по результатам каротажа; VII — содержание свинца в интервале опробования по данным химического анализа; VIII — содержание свинца в интервале по результатам каротажа.

1 — фельзитовидные кварцевые порфиры; 2 — микрокварциты; 3 — вкрапленность пирита, галенита, сфалерита; 4 — кварц-полевошпатовый порфир; 5 — хлорито-серицито-кварцевый сланец; 6 — ливенит; 7 — полнметаллическая руда; 8 — обломочная порода; 9 — свинецсодержащие руды по данным спектрометрического ГГК-С.

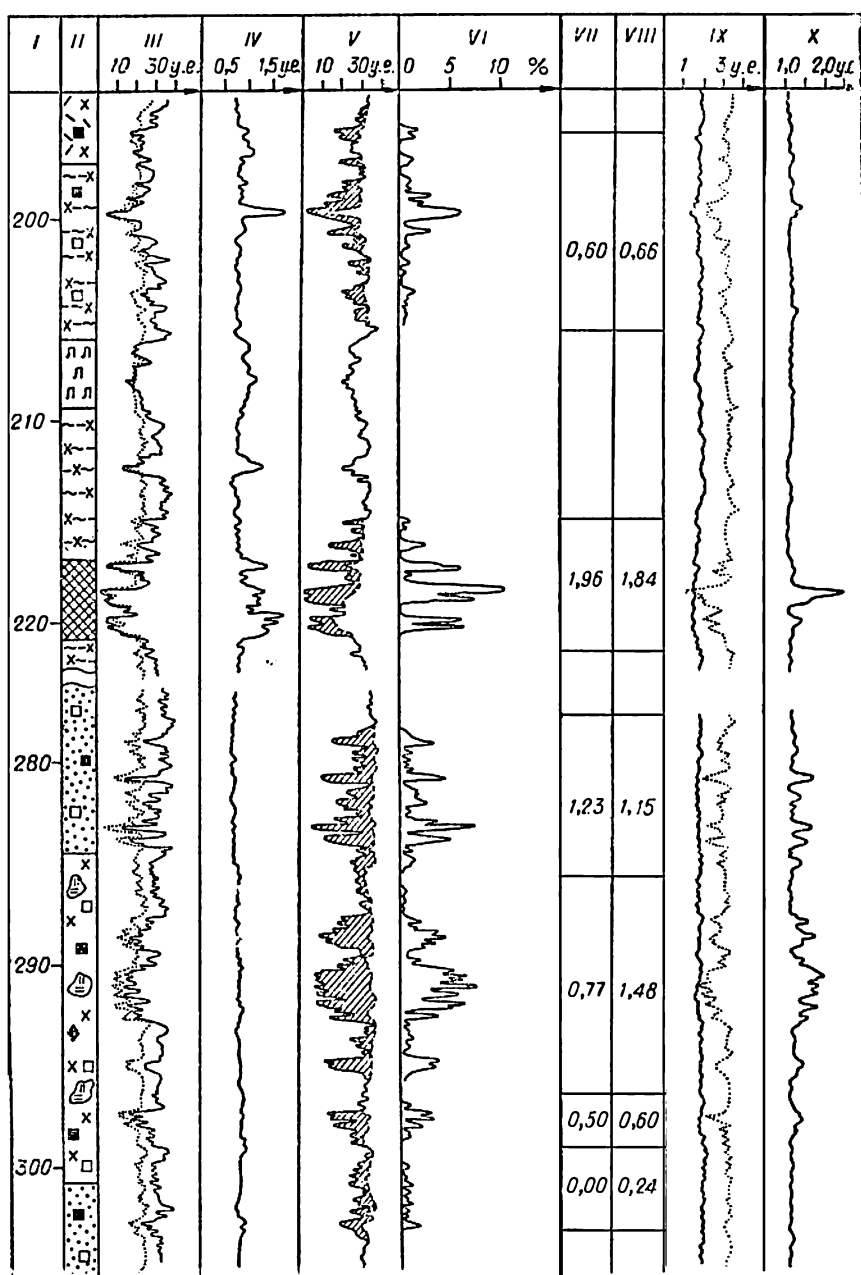


Рис. 4. Результаты спектрометрического ГГК-с и РРК:

1—VIII — усл. обозн. см. на рис. 3; IX — диаграммы РРК (сплошная линия — E от 70 до 80 кэв, пунктирная — E от 100 до 110 кэв); X — диаграмма $d = \frac{\eta_1}{\eta_0}$, где η_1 и η_0 — спектральные отношения соответственно в рудной зоне и вмещающей породе.

212 м), по своей амплитуде сравнимые и даже превышающие аномалии, вызванные полиметаллическими рудами. Метод существенно уточняет мощности рудных интервалов, выявляет руды, пропущенные при геологической документации керна (рис. 3, инт. 550—560 м). Линейные содержания свинца по скважинам, определенные по результатам каротажа и опробования керна, достаточно хорошо совпадают.

Результаты рентгено-радиометрического каротажа, приведенные на рис. 4, показывают, что в условиях скважин, заполненных глинистым буровым раствором, из-за влияния на показания метода глинистой корки и элементного состава руд [7] трудно не только установить какую-либо связь между относительной величиной аномалии на диаграмме

$$\eta = \frac{I_{70-80}}{I_{100-110}}$$

и концентрацией свинца в рудах, но и в ряде случаев выделить свинцовое оруденение в разрезе скважины (рис. 4, инт. 215—217 м и 210—211 м).

Порог чувствительности спектрометрического ГГК-С по результатам исследования скважин оценивается в 0,3—0,5% Рb в зависимости от содержания в рудах мешающих определению свинца элементов.

Результаты сопоставления данных спектрометрического ГГК-С и опробования по скважинам с высоким выходом керна указывают на вполне удовлетворительную точность метода, которая по результатам интерпретации показаний первичного и повторного каротажа в классе содержаний 0,5—6,0% Рb, представляющем наибольший практический интерес, не хуже $\pm 10\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мейер В. А., Нахабцев В. С. Раздельное определение тяжелых элементов в скважинах по характеристическому рентгеновскому излучению.— Сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 6. Изд. Ленингр. ун-та, 1965.
2. Воскобойников Г. М. Теоретические основы селективного гамма-гамма-каротажа.— Изв. АН СССР, серия геофиз, 1957, № 3.
3. Воскобойников Г. М. Некоторые результаты экспериментальной проверки возможности практического применения селективного каротажа.— Атомная энергия, вып. 4, 1958.
4. Воскобойников Г. М., Уткин В. И., Бурдин Ю. Б. Спектральные методы определения природы аномалий селективного каротажа.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1961.
5. Воскобойников Г. М., Балашев В. Н., Главчев П. А. К вопросу о количественных определениях содержания тяжелых металлов в руде по данным селективного каротажа.— Труды ин-та геофизики УФ АН СССР, вып. 2. Свердловск, 1962.
6. Большаков А. Ю., Яншевский Ю. П. Влияние условий измерений и распределения оруденения на результаты рентгено-радиометрического каротажа.— Сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 6. Изд. Ленингр. ун-та, 1965.
7. Большаков А. Ю., Очкур А. П., Орлов В. Н. Рентгено-радиометрический каротаж подземных скважин на месторождениях ртути и свинца.— Сб. «Вопросы рудной геофизики». Изд. Ленингр. ун-та, 1965.

О РАДИОМЕТРИЧЕСКОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ СОДЕРЖАНИЯ ОСНОВНЫХ МЕТАЛЛОВ В ПОЛИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ РУДАХ

Для определения свинца в рудах Г. М. Воскобойниковым был предложен метод селективного гамма-гамма-каротажа ГГК-С буровых скважин [1], развитый затем в различных вариантах и распространенный на опробование свинца в рудах по стенкам горных выработок [2, 3]. Однако в простейшем виде селективный гамма-гамма-метод не всегда приводит к удовлетворительным результатам из-за мешающего влияния переменной плотности руд и переменного содержания в них других металлов (железа, цинка, бария).

Нами был предложен простой вариант гамма-гамма-метода определения свинца в пиритизированных свинцово-цинковых рудах, основанный на использовании так называемого доинверсионного зонда. Между источником гамма-лучей (Co^{60} или Cs^{137}) и детектором рассеянного излучения (кристалл NaJ сцинтилляционного гамма-спектрометра) выбирается такое расстояние, при котором интенсивность регистрируемого рассеянного излучения увеличивается с ростом плотности окружающей среды. Если плотность вмещающих пород изменяется мало, то в зонах пиритизации плотность однозначно изменяется с изменением содержания пирита (или железа). С увеличением концентрации железа плотность растет, а вместе с ней растет интенсивность регистрируемого рассеянного гамма-излучения; с другой стороны, увеличивается и эффективный атомный номер породы, вследствие чего интенсивность рассеянного излучения уменьшается. Можно подобрать такую длину зонда и такой участок спектра рассеянного гамма-излучения, что указанные два эффекта будут друг друга взаимно компенсировать и зонд окажется нечувствительным к изменению содержания железа в породе, сохранив чувствительность к свинцу (интенсивность рассеянного излучения уменьшается на 12% на первый процент свинца).

Предлагаемая методика проверена нами при каротаже разведочных скважин подземного бурения и при опробовании руд по стенкам горных выработок на полиметаллическом руднике. При отсутствии зон пониженной плотности и значительных каверн результаты гамма-гамма-опробования свинца отличались от данных обычных геологических опробований в среднем по скважине в пределах $10 \div 20\%$. Мешающего влияния железа не отмечалось вплоть до содержаний его $25 \div 30\%$. Влияние цинка исключается не полностью, но, поскольку его содержание не столь велико, сколь железа, эффект переменной концентрации цинка практически также несуществен. Однако метод ГГК-С с доинверсионным зондом и одноканальным гамма-спектрометром не может быть применен на тех свинцовых месторождениях, на которых встречается в больших концентрациях барий, не коррелирующий со свинцом.

Метод рассеянного гамма-излучения был нами применен в целях непрерывного контроля свинца в пульпе на сливе классификатора обогащательной фабрики, на которой обогащались полиметаллические руды, не содержащие бария. Датчиком служил прибор, аналогичный скважинному прибору для ГГК-С, с источником излучения Cs^{137} активностью

10^{-4} кюри и сцинтилляционным детектором (кристалл йодистого натрия и ФЭУ-35). Импульсы датчика подавались на одноканальный дискриминатор ААДО-1, с помощью которого выделялась спектральная полоса 120—150 кэв. Скорость счета непрерывно регистрировалась самописцем. Установка включает систему электронной стабилизации усилительного тракта сцинтилляционного гамма-спектрометра и при испытаниях на обогатительной фабрике стабильно работала в непрерывном режиме в течение трех месяцев. Для повышения чувствительности к свинцу длина зонда была увеличена до 15 см, так что с увеличением плотности скорость счета уменьшалась. Для поправки на плотность и учета содержания твердого компонента в пульпе одновременно с интенсивностью рассеянного излучения регистрируется плотность пульпы с помощью непрерывно действующего плотномера, датчик которого помещается в пульпу рядом с гамма-датчиком. Установка принята к внедрению на Текелийской обогатительной фабрике. Среднеквадратичное расхождение данных гамма-гамма-метода с результатами химических экспресс-анализов при содержании свинца в руде 2,2% составило 0,2% свинца. Для пульпы, несущей 45-процентный свинцовый концентрат, среднеквадратичное расхождение оказалось равным 1,5%.

Экспресс-определение цинка в полиметаллической руде, содержащей свинец и большие количества железа, мы производили с помощью флюоресцентного рентгено-радиометрического метода (в модификации, аналогичной описанной в работах [4, 5]). Для возбуждения характеристического излучения использованы стандартные цирконий-трибиевые мишени, поставляемые ленинградским отделением В/О «Изотоп». Мишени дают тормозное излучение с максимальной энергией 18 кэв и с плоским максимумом спектрального распределения в области 7 кэв, которое с хорошим выходом возбуждает К-линии цинка, меди, железа и не возбуждает К-уровни бария и L-уровни свинца. Это значительно улучшает условия регистрации характеристических линий и дает возможность использовать для анализа спектра не только спектральные детекторы (пропорциональные счетчики, сцинтилляционные спектрометры), но и интегральные детекторы в совокупности с соответствующей системой дифференциальных фильтров [6].

Сотрудниками Казахского государственного университета были изготовлены два варианта опытных установок: с торцовым бета-счетчиком типа БФЛ-25 и с интегральным сцинтилляционным счетчиком на базе тонкого (2 мм) кристалла NaI и фотоумножителя ФЭУ-42. Пробы не прессовались в таблетки, а насыпались в неглубокую цилиндрическую чашку диаметром 5 см. Между пробой и детектором помещался дискообразный экран с 4 круглыми отверстиями диаметром 4 см. В отверстия были вставлены дифференциальные фильтры: медный, никелевый, хромовый и марганцевый. Смена фильтров достигалась поворотом диска.

Предварительные исследования показали, что в рудах месторождения основным мешающим элементом при анализе на цинк является железо. Наблюдаемые в рудах изменения содержания других элементов (в том числе кальция) практически не вызывают значительных ошибок в определении цинка. Поэтому была разработана методика, предусматривающая анализ цинка в присутствии различных концентраций железа. С помощью медного и никелевого фильтров измерялась интенсивность К-линии цинка (i_{Zn}), а с помощью марганцевого и хромового фильтров — интенсивность К-линии железа (i_{Fe}). Полученные величины i_{Zn} и i_{Fe} относились к измеряемой в то же время интенсивности вторичного излучения от пластинки из чистого цинка (i_0). Этим самым учитывалось изменение активности источника первичных квантов и возможные изменения свойств ус-

тановки. По величинам $\eta_{Zn} = \frac{i_{Zn}}{i_0}$ и $\eta_{Fe} = \frac{i_{Fe}}{i_0}$ с помощью номограммы, построенной по эталонным пробам, определялось содержание в исследуемой пробе цинка (C_{Zn}) и железа (C_{Fe}). При достаточной активности трития в мишенях анализ одной пробы занимает $6 \div 8$ мин.

Методика испытана более чем на 200 образцах руды, отобранных в разное время на сливе классификатора обогатительной фабрики. Содержание цинка в них от 2,7 до 7,2%, железа — от 8,2 до 15,4%. Сравнение результатов радиометрических анализов с данными химических анализов лаборатории комбината показало, что относительное среднеквадратичное расхождение между ними как по цинку, так и по железу близко 5%. Проведенные на этих же установках пробные анализы цинка в других продуктах обогатительной фабрики (цинковый и свинцовый концентраты, хвосты) указывают на возможность применения метода и для этих объектов.

В баритизированных рудах основным мешающим элементом при рентгено-радиометрическом анализе свинца является барий. Нами испытывался один из вариантов метода, предусматривающий учет влияния бария способом двух спектральных отношений [7]. С помощью сцинтилляционного гамма-спектрометра с кристаллом NaJ и ФЭУ-35 измерялась интенсивность спектра вторичного излучения пробы на участках от 27 до 37 кэв (I_1), от 45 до 55 кэв (I_2), от 70 до 80 кэв (I_3) и от 130 до 140 кэв (I_4). Участок I_1 включает K_α -линию бария, участок I_3 — K_α -линию свинца. Источником первичного излучения служил Se^{75} . По данным, полученным с эталонными пробам, строится номограмма: два семейства параметрических кривых в координатах $\eta_{Ba} = \frac{I_1}{I_2}$ и $\eta_{Pb} = \frac{I_3}{I_4}$

$$\eta_{Pb} = f_1(\eta_{Ba}, C_{Pb});$$

$$\eta_{Pb} = f_2(\eta_{Ba}, C_{Ba}).$$

С помощью такой номограммы по измеренным величинам η_{Pb} и η_{Ba} определяется содержание свинца (C_{Pb}) и бария (C_{Ba}) в пробе. Длительность анализа с одноканальным спектрометром $5 \div 10$ мин. Опыты проводились с насыщенными слоями порошковых проб. Испытания методики на 300 пробах руды, отобранных на сливе классификатора обогатительной фабрики, показали, что при среднем содержании свинца 1,5% и бария около 15% среднеквадратичное расхождение радиометрических и химических определений близко к 0,08% свинца (около 5% относительных).

ЛИТЕРАТУРА

1. Воскобойников Г. М. Теоретические основы селективного гамма-гамма-каротажа. Изв. АН СССР, серия геофиз., 1957, № 3.
2. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.
3. Очкур А. П., Комиссаржевская Г. Ф. О применении ядерных методов в рудной геологии. — Сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 6, 1965.
4. Florkowski T. Radiochemical Methods of Analysis. Proceedings of a Symposium (Sabzburg), vol. 11, 1965.
5. Rhodes J. R., Packer T. W., Boyce I. S. Radioisotope Instruments in Industry and Geophysics. IAEA. Vienna, 1966.
6. Якубович А. Л. Ускоренный анализ минерального сырья с применением сцинтилляционной аппаратуры. М., Госатомиздат, 1963.
7. Очкур А. П., Большаков А. Ю. К теории и методике рентгено-радиометрического анализа руд тяжелых металлов в естественном залегании. — Сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 6, 1965.

О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ГЕОФИЗИКИ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ РУДНИЧНОГО ОПРОБОВАНИЯ ЭКСПЛУАТИРУЕМЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Исследования, результаты которых излагаются в настоящем сообщении, выполнены в Среднеазиатском научно-исследовательском институте геологии и минерального сырья (САИГИМС).

Рудничное опробование, или опробование руд в период эксплуатации месторождений, — один из важнейших и наиболее трудоемких и дорогостоящих видов работ. Существующие способы рудничного опробования (бороздовый, керновый, шламовый, горстьевой и др.) и методы анализа проб (химический, полярографический и др.) в силу их трудоемкости и медлительности не отвечают требованиям горного производства и все более и более отстают от роста производительности. Последнее же, в свою очередь, приводит к тому, что данные опробования по сути дела не контролируют, а лишь регистрируют качество уже отбитых, а нередко выданных и даже переработанных руд [9].

Методы ядерной геофизики благодаря характерной для них экспрессности, а также возможности использования их как в лабораторных условиях, так и в условиях естественного залегания руд [11] открывают принципиальные возможности не только оперативного контроля и управления горно-эксплуатационным процессом, но и совершенствования технологии разведки месторождений, проходки горных выработок и буровых скважин и т. д. В результате становится возможным дальнейшее повышение качества разведки и эксплуатации месторождений и экономичности горного производства.

САИГИМСом исследовалась возможность применения при рудничном опробовании одного из высокопроизводительных и высокооперативных методов ядерной геофизики — метода рассеянного гамма-излучения (МРГИ [11]), известного под названием гамма-гамма-метода (ГГМ [6, 7]) или метода диффузного отражения гамма-лучей от слоя [10]. Метод применялся для решения следующих задач рудного опробования:

- 1) контроль и управление разведочными и очистными работами;
- 2) контроль и управление работами при выдаче отбитых руд из очистных блоков;
- 3) контроль и управление работами при выдаче товарных руд на обогащение;
- 4) определение рациональных контуров отбойки руд и разбраковка проб с целью уменьшения количества химических анализов по безрудным пробам.

Решение указанных задач осуществлялось:

- 1) селективным гамма-гамма-каротажем (ГГК-С [6]) горнопроходческих, очистных и опережающих шпуров и разведочных и отбойных скважин;
- 2) опробованием рудных тел по стенкам (кровле, забоям) горных выработок;
- 3) опробованием отбитых горнорудных масс при выпуске их из очистных блоков — в навалах после взрывов, при выпуске из дучек магазинов и т. п.;

4) опробованием товарных руд при выдаче их на обогащение — в вагонетках, автосамосвалах и т. п.;

5) экспресс-анализом горстьевых проб — в мерных ящиках;

6) экспресс-анализом измельченных и грубодробленых проб и сухого (высушенного перед анализом) шлама — в мерных кассетах;

7) экспресс-анализом жидкого шлама — в мерных бачках.

При опробовании руд в шпурах и скважинах применялись портативные каротажные снаряды диаметром от 35—40 мм (шпуровые) до 60—70 мм (скважинные); при опробовании руд по стенкам горных выработок — приставка-датчик, получившая условное наименование «Гамма-гамма-анализатор стенок горных выработок», или «Пистолет»,* при опробовании отбитых и товарных руд и экспресс-анализе горстьевых проб — приставка-датчик, получившая условное название «Гамма-гамма-анализатор отбитых руд», или «Утюг»; при экспресс-анализе измельченных и грубодробленых проб и сухого шлама — приставка-датчик, получившая условное наименование «Гамма-гамма-анализатор измельченных проб», или «Ванночка»; при экспресс-анализе жидкого шлама — приставка-датчик, получившая условное наименование «Гамма-гамма-анализатор шлама», или «Шлам» [1, 4, 8]. В качестве источников гамма-излучения применялись гамма-излучатели Se^{75} , Ba^{133} , Cs^{137} . Регистрирующей аппаратурой являлись серийно выпускаемые промышленностью портативные радиометры СРП-2, СРП-2К и при экспресс-анализе проб в приставке «Ванночка» — пересчетные установки типа Б-2, ПСТ-100 и др. с газоразрядными счетчиками ВС-4, ВС-14 и др. При опробовании руд в шпурах и скважинах ГГК-С комплексовался с методом гамма-каротажа (ГК), что при наличии дифференциации горных пород по естественной гамма-активности (карбонатные породы, силикатные породы и др.) позволило дополнить документацию бескерновых шпуров и скважин. При переменной плотности горных пород, а также повышенной кавернозности стенок шпуров и скважин (что особенно характерно для открытых горных выработок) и непостоянном диаметре скважин селективная модификация ГГК-С комплексовалась с плотностной с источником Co^{60} [7] либо дополнялась модификацией ГГК-С с двойным зондом [5].

Исследования проводились на рудниках, разрабатывающих месторождения сурьмы, ртути и свинца. Полученные данные были сопоставлены с результатами геологического опробования (табл. 1). Выяснилось, что ГГМ может заменить ряд геологических способов опробования горных выработок и применим практически на всех стадиях горно-эксплуатационного процесса. Широкие возможности полного комплекса ГГМ позволяют применять его в самых сложных горно-эксплуатационных условиях, оставив на долю химических анализов лишь периодический контроль получаемых данных.

Внедрение указанных вариантов ГГМ на исследованных рудниках позволило разработать для каждого типа горно-эксплуатационных условий рациональные методики:

* Приставка «Гамма-гамма-анализатор стенок горных выработок» сконструирована А. П. Зарубиным и В. С. Моргуновым. Остальные приставки разработаны и апробированы в производственных условиях рудников сотрудниками САИГИМСа при участии автора [1, 2, 3, 8]. В связи с имеющимся в указанных публикациях описанием приставок и методик работы с ними эти вопросы в настоящем сообщении не рассматриваются.

Таблица 1

Сопоставление результатов различных способов геологического и гамма-гамма-опробования

№ исследования	Показатели, %	Геологическое опробование							ГГМ				
		вало- вое	бороз- довое	точечное	керновое	шламовое	горстьевое	по стенкам выработок	каротаж	опробование	"уток"	анализ проб	"ван- ночка"
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14

<i>Рудник 1 (сурьма)</i>													
1	Содержание	2,80	3,70 (32)**	3,55 (32)	—	2,30 (32)	3,40 (30)	—	3,10 (32)	—	3,01 (30)	—	—
3	Разница	0,0	+32	+27	—	—18	+21	—	+11	—	+7	—	—
	Содержание	—	—	—	—	2,80 (17)	—	—	2,60 (17)	—	—	—	—
4	Разница	—	—	—	—	0,0	—	—	—7	—	—	—	—
	Содержание	—	—	—	—	—	2,32 (25)	—	—	2,37 (25)	—	—	—
6	Разница	—	—	—	—	—	0,0	—	—	—	—	—	—
	Содержание	—	—	—	—	1,61 (150)	—	—	—	—	—	1,57 (150)	—
	Разница	—	—	—	—	0,0	—	—	—	—	—	—2	—

<i>Рудник 2 (ртуть)</i>													
1	Содержание	—	0,21 (18)	0,34 (18)	—	0,10 (25)	—	—	0,11 (25)	—	—	—	—
	Разница	—	+110	+240	—	0,0	—	—	+10	—	—	—	—

<i>Рудник 3 (свинец)</i>													
1	Содержание	3,02	3,20 (26)	3,30 (26)	—	3,30 (26)	3,04 (30)	—	3,20 (26)	2,98 (30)	—	—	—
2	Разница	0,0	+6	+9	—	+9	+1	—	+6	—1	—	—	—
	Содержание	—	1,75 (30)	—	—	—	—	1,70 (30)	—	—	—	—	—
3	Разница	—	0,0	—	—	—	—	—3	—	—	—	—	—
	Содержание	—	—	—	3,80 (32)	—	—	—	4,00 (32)	—	—	—	—
4	Разница	—	—	—	0,0	—	—	—	+5	—	—	—	—
	Содержание	—	—	—	—	—	1,20 (50)	—	—	1,23 (50)	—	—	—

Окончание табл. 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
6	Разница	—	—	—	—	—	0,0	—	—	—	0,0	—	—
	Содержание	—	1,26 (100)	—	—	—	—	—	—	—	—	1,26 (100)	—
	Разница	—	0,0	—	—	—	—	—	—	—	—	0,0	—
<i>Рудник 6 (свинец)</i>													
4	Содержание	—	—	—	—	—	1,20 (60)	—	—	1,30 (60)	—	—	—
	Разница	—	—	—	—	—	0,0	—	—	+9	—	—	—
5	Содержание	—	—	—	—	—	1,76 (50)	—	—	1,81 (50)	—	—	—
	Разница	—	—	—	—	—	0,0	—	—	+3	—	—	—
7	Содержание	—	—	—	—	—	0,88 (100)	—	—	—	—	—	0,89 (100)
	Разница	—	—	—	—	—	0,0	—	—	—	—	—	+1

* 1 — исследование в опытных забоях (штреках, расчечках, уступах); 2 — опробование по стенкам горных выработок; 3 — каротаж шпуров и скважин; 4 — опробование обитых руд в навалах и товарных руд в транспортных емкостях (приставка «Уголь»); 5 — экспресс-анализ горстных проб приставкой «Уголь»; 6 — экспресс-анализ проб и шлама в приставке «Ванночка»; 7 — экспресс-анализ шлама приставкой «Шлам».

** В скобках указано количество срезанных проб, шпуров, скважин, вагонов и т. п.).

Т а б л и ц а 2

Виды и задачи рудничного опробования и способы их решения геологическими методами и методом рассеянного гамма-излучения (ГГМ)

Виды рудничного опробования	Опробуемые выработки			Задачи опробования	Геологическое опробование	ГГМ	
	при подземной разработке	при открытой разработке	при открытой разработке			способы опробования	датчики, измерительная аппаратура
1	2	3	3	4	5	6	7
Опробование разведочных выработок	Горнопроходческие (штольни, штреки, восстающие и т. п.)	Забой уступов		Доразведка месторождения, уточнение контуров рудных тел, прирост запасов	Бороздовый, точечный, шпуровой, задиروي и др.	Опробование по стенкам (забоям, крепле) горных выработок	«Гамма-гамма-анализатор стенок горных выработок», радиометр СРП-2К и др.
						Каротаж горнопроходческих шпуров	Каротажный снаряд, радиометр СРП-2К и др.
						Экспресс-анализ проб и шлама	«Гамма-гамма-анализатор проб» («Ванночка»), пересчетная установка Б-2, Б-3, ПСТ-100 и др., радиометр СРП-2
						Каротаж шпуров	Каротажный снаряд, радиометр СРП-2 и др.
	Разведочные скважины и шпур	Разведочные скважины		То же	Керновый, шламовый	Экспресс-анализ проб и шлама	То же
						Опробование по дну (коренным породам) капавам	«Ванночка», «Шлам», Б-2, Б-3, ПСТ-100 и др., радиометр СРП-2
		Разведочные капавы		»	Бороздовый	Опробование по дну (коренным породам) капавам	«Гамма-гамма-анализатор стенок горных выработок», СРП-2, СРП-2К
						Экспресс-анализ проб	«Ванночка», Б-2, Б-3, ПСТ-100 и др., СРП-2

Опробование горноподготовительных выработок	Горноподготовительные и нарезные выработки	Вскрышные выработки, въездные трапезы и т. п.	Уточнение контуров рудных тел, запасов в блоках	Бороздковый, точечный, шпуровой и др.	Опробование по стенкам (забоям) выработок	«Гамма-гамма-анализатор горных выработок», СРП-2, СРП-2К
					Каротаж горнопроходческих шуров и вскрышных скважин	Каротажный снаряд, СРП-2К, СРП-2 и др.
					Экспресс-анализ проб и шлама	«Ванночка», «Шлам», Б-2, Б-3, ПСТ-100 и др., СРП-2
	Опробование очистных выработок	Забой и стенки очистных блоков	Забой и управление очистными работами, борьба с потерями и рабозубоживанием	То же	Опробование по стенкам (забоям) выработок	«Гамма-гамма-анализатор стенок выработок», СРП-2
Опробование отбитых и товарных руд	Отбойные шпуров и скважины	Отбойные скважины	То же	Шламовый	Экспресс-анализ проб	«Ванночка», Б-2, Б-3, ПСТ-100, СРП-2 и др.
					Каротаж шуров и скважин	Каротажный снаряд, СРП-2, СРП-2К
					Экспресс-анализ шлама	«Шлам», «Ванночка», СРП-2, Б-2, Б-3 и др.
Опробование отбитых и товарных руд	Отбитая руда при выпуске из блоков	Отбитая руда на ус-тупе	Контроль и управление качеством отбитых руд, отбраковка некондиционных руд и пустых пород, шихтовка рудной массы	Горстьевой, вычерпываем	Опробование в лавках после взрыва и при выпуске руды из блоков	«Гамма-гамма-анализатор отбитых руд» («Утюг»), СРП-2
					Экспресс-анализ гор-стьевых проб	«Утюг», СРП-2

оперативного опробования разведочных, горнопроходческих, горно-подготовительных, нарезных и очистных выработок (каротаж шпуров и скважин, опробование по стенкам выработок, экспресс-анализ проб и шлама);

своевременного (до проведения взрывных работ) определения рациональных контуров отбойки руд;

определения качества отбиваемых руд;

контроля за качеством и определения направления выдачи (обогащение, склад, отвал) попутно добытых руд;

учета качества и количества руды в очистных блоках, охранных це-ликах, рудных корках и т. п.

Здесь же, при опробовании в шпурах и скважинах решаются задачи литологического расчленения пород (комплекс ГГК-С и ГК) и выделения зон тектонических нарушений (комплекс ГГК-С и ПГГК-п). При опробовании отбитых и товарных руд (замеры в вагонетках, автосамосвалах, экспресс-анализ сменных, суточных и частных горстьевых проб) решаются задачи своевременной выработки некондиционных руд и пустых пород, рациональной шихтовки рудной массы, контроля и регулирования качества руд, выдаваемых на обогащение.

Экономический эффект от внедрения ГГМ достигает в зависимости от производительности рудников и объемов применения метода десятков и сотен тысяч рублей в год. В табл. 2 приведены наиболее рациональные из изученных варианты ГГМ на горнорудных предприятиях, а также перечислены наиболее целесообразные для каждого конкретного случая типы датчиков и измерительной аппаратуры.

В разработанном варианте (в основном аппаратном) ГГМ применим главным образом для мономинеральных месторождений (свинцовых, сурьмяных и т. п.). При дальнейшем усовершенствовании как метода, так и портативной гамма-спектрометрической аппаратуры ГГМ можно будет использовать и для анализа сложных по вещественному составу руд (свинцово-баритовых, свинцово-сурьмяных и др.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Акбаров Х. А., Земан Я. Н., Спицын В. Л. Методика гамма-гамма-экспресс-определений содержания металлов в шламе скважин ударного бурения на полиметаллическом руднике.— Уч. зап. САИГИМСа, вып. 8. Ташкент, 1962.
2. Балашев В. Н. Приставка к радиометру СРП-2 для гамма-гамма-определения содержания тяжелых элементов в отбитой руде.— Бюлл. ОНТИ, 1961, № 4 (32).
3. Балашев В. Н. Возможности применения метода рассеянного гамма-излучения на горных предприятиях.— Уч. зап. САИГИМСа, вып. 8. Ташкент, 1962.
4. Большаков А. Ю. Применение метода рассеянного гамма-излучения для исследования рудных скважин.— Сб. «Опыт применения радиоактивных методов при поисках и разведке нерадиоактивных руд», вып. 1. М., Госгеолтехиздат, 1962.
5. Большаков А. Ю., Очкур А. П. Устранение влияния изменений диаметра сухих скважин в методе рассеянного гамма-излучения.— Сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 5. Л., «Недра», 1965.
6. Воскобойников Г. М. Теоретические основы селективного гамма-гамма-каротажа.— Изв. АН СССР, серия, геофиз., 1957, № 3.
7. Дядькин И. Г. К теории гамма-гамма-каротажа буровых скважин.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1955, № 4.
8. Мамохин И. И., Моргунов В. С., Поляков А. К., Руденко Ю. П. Применение метода рассеянного гамма-излучения на полиметаллических рудниках Карамазара.— Уч. зап. САИГИМСа, вып. 8. Ташкент, 1962.
9. Мурсалимов Х. И., Котельников П. К., Поярков В. Э. О потерях и разубоживании.— Разведка и охрана недр, 1963, № 10.
10. Очкур А. П., Комиссаржевская Г. Ф. О применении ядерных методов в рудной геологии.— Сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 6. Изд. ЛГУ, 1965.
11. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ ФОТОНЕЙТРОННЫХ ПОИСКОВ БЕРИЛЛИЯ И ДРУГИХ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ В ДВИЖЕНИИ (при воздушной и наземной съемках)

Поиски месторождений бериллия ведутся геологическими методами с отбором геохимических проб и их последующим анализом. Этот метод экономически малоэффективен (низкая производительность, большая трудоемкость и практическая невозможность получения результатов в процессе поиска).

В последнее время для поисков бериллия стали применяться пешеходные бериллометры [15, 17]. Однако отечественная промышленность только начинает осваивать эти приборы. С помощью подобных бериллометров нельзя определять малые концентрации бериллия ($3 \div 5 \cdot 10^{-4}\%$) — это требует применения гамма-источников весьма высокой активности. Кроме того, поиски с помощью бериллометра, подобно другим пешеходным методам, обладают низкой производительностью.

Не вызывает сомнения, что автомобильный и воздушный варианты фотонейтронного (гамма-нейтронного) метода поисков бериллия и других полезных ископаемых имеют серьезные преимущества по сравнению с существующими методами. В настоящей статье рассматривается принципиальная возможность осуществления на практике упомянутых вариантов поисков в движении с использованием для этих целей гамма-излучения радиоактивных изотопов и электронных ускорителей.

Известно, что наименьшими порогами фотоядерных реакций обладают бериллий ($E_{\gamma,n} = 1,67 \text{ Мэв}$), дейтерий ($E_{\gamma,n} = 2,23 \text{ Мэв}$), далее идет кислород-17 ($E_{\gamma,n} = 4,14 \text{ Мэв}$), углерод-13 ($E_{\gamma,n} = 4,95 \text{ Мэв}$) и литий-6 ($E_{\gamma,n} = 5,35 \text{ Мэв}$). У других изотопов этот порог равен 6 Мэв и выше [16]. Облучая горные породы гамма-излучением с различной энергией и регистрируя фотонейтроны, можно определять содержание в породах различных элементов.

При энергии гамма-квантов не выше $2,1 \pm 0,1 \text{ Мэв}$ на результаты измерений будет оказывать влияние только бериллий. Поэтому при выяснении возможностей аэро- и автофотонейтронных методов основное внимание уделим бериллию, который к тому же находит все более широкие области применения — от ядерной техники до самолетов- и ракетостроения [1].

В лабораторных исследованиях и в полевых бериллометрах в качестве источников гамма-излучения используется изотоп сурьмы Sb^{124} с периодом полураспада 60 дней. На жесткое излучение этого изотопа с энергией 1,69 и 2,09 Мэв (выше порога фотоядерной реакции на бериллии) приходится 30% общего числа гамма-квантов на один распад. Для фотоядерной реакции на бериллии может быть также использовано жесткое излучение мезотория-2 и радия с их продуктами распада. Периоды полураспада этих изотопов соответственно равны 6,7 года и 1620 лет. У мезотория-2 для расщепления бериллия могут быть использованы гамма-кванты с энергией $1,81 \div 2,62 \text{ Мэв}$, на которые приходится 13% излучения общего числа квантов, испускаемых мезоторием-2 с его продуктами распада. Аналогично у радия с его продуктами распада может быть использовано излучение с энергией $1,76 \div 2,43 \text{ Мэв}$, на которые приходится 15,5% от общего числа гамма-квантов этого излучателя.

Из приведенных характеристик изотопов видно, что, если исходить из периодов полураспада, то лучше всегда пользоваться излучением мезотория-2 и радия, а не Sb^{124} . Однако препараты мезотория-2 и радия для определения в породах бериллия на практике не применяются по следующим причинам:

а) число жестких гамма-квантов этих излучателей примерно в 2 раза меньше числа аналогичных квантов Sb^{124} . Поэтому для определения бериллия с одной и той же точностью активность препаратов мезотория-2 и радия должна быть примерно в 2 раза больше по сравнению с активностью Sb^{124} ;

б) препараты мезотория-2 и радия обладают собственным фоном нейтронного излучения, возникающего по реакции (α, n) на ядра легких элементов (кислорода и др.), которые в небольших количествах всегда содержатся в этих препаратах;

в) самое жесткое излучение мезоториевого препарата с энергией 2,62 Мэв (11%) и радиевого препарата с энергией 2,43 Мэв (11%) способно расщеплять дейтерий, всегда присутствующий в воде, содержащейся в горных породах. Нейтроны, возникающие при фотоядерной реакции на дейтерии, также будут мешать определению бериллия.

Перечисленные недостатки мезоториевого и радиевого препаратов заставляют пользоваться в основном препаратом Sb^{124} . Малый период ее полураспада создает дополнительные трудности при проведении фотонейтронных поисков. Поэтому для определения бериллия в лабораторных условиях начали применять жесткое гамма-излучение линейных электронных ускорителей и бетатронов [4, 15].

Рассмотрим принципиальную возможность применения излучения Sb^{124} и электронных ускорителей для фотонейтронных поисков бериллия и других полезных ископаемых в движении.

Возможность применения излучения сурьмы-124

В связи с необходимостью использования при авто- и особенно аэро-поисках бериллия источников высокой активности С. Бови и др. [17] считают невозможной реализацию этих видов поисков бериллия. Однако в этой работе С. Бови и др. такой вывод не подкреплен ни расчетными, ни экспериментальными исследованиями. С целью получения более аргументированных выводов нами предпринята попытка расчетным путем изучить некоторые аспекты этой проблемы.

В работе [15] показано, что при облучении бериллия гамма-квантами Sb^{124} возникают промежуточные нейтроны со средней энергией 24 кэв. Детектирование этих нейтронов в лабораторных и переносных бериллометрах осуществляется замедлением их в парафине или пластмассе с последующей регистрацией тепловых нейтронов при помощи борных или сцинтилляционных счетчиков.

При определении содержания бериллия в коренных выходах пород и ореолах рассеяния необходимо учитывать ряд вторичных мешающих факторов, обусловленных различием нейтронных параметров изучаемых сред. Действительно, в горных породах всегда в том или ином количестве присутствует водород (в виде влаги или кристаллизационной воды), являющийся наиболее эффективным замедлителем нейтронов. Поэтому изменение водородосодержания пород будет приводить к изменению их замедляющих свойств, и, следовательно, породы с одинаковым содержанием бериллия и различным содержанием водорода дадут различные результаты измерений. Кроме того, определению бериллия в гор-

ных породах путем регистрации тепловых нейтронов будет мешать разное содержание в них элементов, сильно поглощающих тепловые нейтроны (бор, литий, хлор и др.) [15]. Действительно, в пегматитовых рудах бериллия всегда есть некоторые количества бора в виде турмалина, лития в виде лепидолита и т. д.

Следовательно, бериллий в коренных выходах пород можно определять путем регистрации тепловых нейтронов, вводя поправки на содержание в породах водорода и сильно поглощающих элементов при помощи нейтрон-нейтронного метода или по фотоядерной реакции на дейтерии [15]. Однако введение таких поправок будет значительно осложнять методику определения бериллия в коренных выходах пород. Методику можно существенно упростить, уменьшив количество вводимых поправок. При регистрации промежуточных нейтронов, образующихся в результате фотоядерной реакции на бериллии, отпадает необходимость введения поправок на содержание в породах сильно поглощающих тепловые нейтроны элементов, так как эти поправки в данном случае несущественны. Поэтому на практике следует отдавать предпочтение методу детектирования промежуточных нейтронов по сравнению с тепловыми.

Оценим активность источника Sb^{124} с учетом детектирования именно промежуточных нейтронов. Такая постановка задачи значительно упрощает методику расчета [15].

Как уже отмечалось, повышение точности определения концентраций бериллия радиоактивными методами в движении требует применения, при обычной системе детектирования нейтронов, мощных источников гамма-излучения (десятки кюри и более Sb^{124} и др.). Ясно, что эксплуатация подобных радиоизотопных приборов сопряжена с большими специфическими трудностями. Весьма серьезным фактором успешного внедрения метода мобильных поисков бериллия (и других полезных ископаемых) в практику будет резкое уменьшение активности применяемого источника при достаточно высокой точности оценки концентраций определяемых элементов. Этого можно достичь, лишь существенно увеличив эффективность регистрации образовавшихся фотонейтронов. Действительно, при фиксированном пороге определения бериллия повышение эффективности регистрации на 1% ведет к такому же уменьшению активности источника.

Для упрощения расчетов примем следующую геометрию, схематически показанную на рис. 1. На высоте H от поверхности Земли в защит-

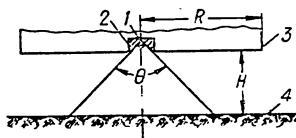


Рис. 1. Иллюстрация к выводу формул для автофотонейтронного метода при работе с источником Sb^{124} :

1 — источник; 2 — контейнер; 3 — детектор нейтронов; 4 — облучаемая поверхность Земли.

ном контейнере, диаметр которого много меньше диаметра детектора, располагается точечный источник гамма-квантов с таким расчетом, чтобы поверхности Земли достигало излучение в конусе с углом при его вершине, равным θ . Вне потока гамма-квантов над облучаемой поверхностью Земли располагается детектор промежуточных нейтронов радиусом R . Характеристические параметры (R , H , θ) установки выбираются оптимальными, удовлетворяющими ряду противоречивых требований (минимальная активность применяемого препарата при приемлемом потоке фотонейтронов, соблюдение техники безопасности, эксплуатационные удобства). Из этих соображений нерационально, например, выбирать угол θ больше 90° . В дальнейших расчетах полагаем угол θ равным именно 90° ($\pi/2$).

Если активность сурьмяного источника принять равной Q , то в конус с углом θ будет направлен поток первичных гамма-квантов, определяемый соотношением

$$n_0 = \omega Q, \quad (1)$$

где $\omega = 0,5(1 - \cos \theta/2)$ — телесный угол, под которым видна облучаемая площадка Земли из точки, где размещен источник.

Поглощением гамма-квантов и фотонейтронов в воздухе пренебрегаем. Ослабление в породе потоков гамма-квантов и возникающих промежуточных нейтронов подчиняется экспоненциальным законам $e^{-\tau_\gamma x}$ и $e^{-\tau_n x}$, где $\tau_\gamma = \mu_\gamma \rho$ — линейный коэффициент ослабления в породе гамма-излучения (μ_γ — массовый коэффициент, ρ — плотность породы); $\tau_n = \mu_n \rho$ — линейный коэффициент ослабления в породе промежуточных нейтронов (μ_n — массовый коэффициент); x — расстояние, проходимое гамма-квантами и нейтронами в породе.

Таким образом, с учетом ослабления в породе интенсивности падающих гамма-квантов и возникающих фотонейтронов число промежуточных нейтронов, выходящих на ее поверхность и достигающих чувствительного объема детектора, может быть оценено из соотношения

$$n = \omega Q \Sigma \rho F \int_0^\infty e^{-(\mu_\gamma + \mu_n)x} dx, \quad (2)$$

где Σ — макроскопическое сечение реакции (γ, n) на ядрах рассматриваемого элемента; F — геометрический коэффициент, определяющий долю от общего числа родившихся фотонейтронов, попадающих на детектор.

Интегрируя это выражение по x , получим

$$n = \frac{\omega Q \Sigma F}{\mu_\gamma + \mu_n}. \quad (3)$$

Численную величину коэффициента F применительно к рассматриваемой геометрии оценим, воспользовавшись данными, приведенными в работе [7], считая интенсивность поверхностного источника фотонейтронов постоянной на всей площади облучаемой поверхности. Учет реального распределения интенсивности фотонейтронов (уменьшение от центра к периферии) отнюдь не приведет к уменьшению приведенных ниже оценок величины F . Результаты расчета величины F для различных значений H в интервале $0 \div 50$ см при фиксированном значении радиуса детектора $R = 50$ см, углах $\theta = 0,5 \pi$ и $\theta = 1,0$ рад приведены в табл. 1 и 2 соответственно. Как видно из табл. 1, F сохраняет достаточно высокое значение при конструктивно приемлемых для автофотонейтронной съемки величинах R и H .

Макроскопическое массовое сечение на ядрах атомов элементов определяется по формуле:

$$\Sigma = \frac{\rho A_0 \sigma}{A}, \quad (4)$$

где ρ — относительное весовое содержание исследуемого элемента в породе; $A_0 = 6,02 \cdot 10^{23}$ — число Авогадро; σ — эффективное сечение фотоядерной реакции на ядрах рассматриваемого элемента; A — массовое число рассматриваемого ядра элемента.

В расчетах будем исходить из кларкового содержания бериллия в породах $P = 5 \cdot 10^{-6}$ ($5 \cdot 10^{-4} \%$). Сечение фотоядерной реакции на бериллии для излучения Sb^{124} равно $\sigma = 1 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ [15]. Следовательно, для кларкового содержания бериллия в породах массовое макроскопическое се-

чение $\Sigma = 3,35 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2/\text{г}$. Массовые коэффициенты ослабления в породах промежуточных нейтронов μ_n ($\text{см}^2/\text{г}$) будут равны 0,0845 для песчаника (SiO_2); 0,0815 для сухой глины ($0,7 \text{ SiO}_2$; $0,3 \text{ Al}_2\text{O}_3$) и 0,207 для влажной глины ($0,63 \text{ SiO}_2$; $0,27 \text{ Al}_2\text{O}_3$; $0,1 \text{ H}_2\text{O}$). Массовый коэффициент ослабления гамма-излучения в этих породах будет практически одинаковым и равным $\mu_\gamma = 0,045 \text{ см}^2/\text{г}$.

Скорость счета промежуточных нейтронов N , как нетрудно установить, определяется формулой

$$N = \frac{\varepsilon \omega Q \Sigma F}{\mu_\gamma + \mu_n}, \quad (5)$$

где ε — эффективность детектора нейтронов. Уже упоминалось о необходимости применения детектора с достаточно высокой эффективностью.

Т а б л и ц а 1

$H, \text{см}$	0	10	20	30	40	50
F	0,500	0,400	0,305	0,217	0,153	0,115

Т а б л и ц а 2

$H, \text{см}$	0	10	20	30	40	50
F	0,500	0,401	0,312	0,238	0,178	0,135

Для детектирования промежуточных нейтронов наиболее целесообразно использовать различные методы, основанные на замедлении нейтронов до тепловых энергий и регистрации потока тепловых нейтронов сцинтилляционным методом, так как таким путем можно создать детекторы с большим чувствительным объемом и высокой эффективностью регистрации нейтронов. Например, в работе [20] в большом объеме жидкого сцинтиллятора, содержащего кадмий, нейтроны регистрировались с эффективностью, близкой к единице, а эффективность жидкостного счетчика Дайвена и др. [18, 19] для нейтронов с энергией $0 \div 100 \text{ кэв}$ составляла $0,87 \pm 0,02$. Жидкостный сцинтилляционный детектор нейтронов объемом 400 л, имеющий малое время жизни нейтронов и работающий для снижения фона в схеме двойных совпадений, описан в работе [11].

Будем считать, что в рассматриваемом случае детектором промежуточных нейтронов является жидкостный сцинтилляционный счетчик (хотя, в принципе, возможны и другие варианты) радиусом $R = 50 \text{ см}$ и эффективностью $\varepsilon = 0,5$.

При высоте расположения детектора над поверхностью Земли $H = 40 \text{ см}$, т. е. равной примерно величине дорожного просвета грузовых автомашин, принимая во внимание определенные выше численные значения величин в формуле (5), получим следующую величину скорости счета на один гамма-квант при облучении песчаника:

$$\frac{N}{Q} = \frac{0,146 \cdot 3,35 \cdot 10^{-10} \cdot 0,153 \cdot 0,5}{0,045 + 0,0845} = 2,9 \cdot 10^{-11}.$$

Учитывая, что из всего излучения сурьмы-124 только 56% гамма-квантов имеют энергию, достаточную для расщепления бериллия, легко определить, что при работе с источником активностью 1 кюри скорость счета фотонейтронов

$$N = 0,56 \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 2,9 \cdot 10^{-11} = 0,6 \text{ имп/сек.}$$

На практике при автопоисках бериллия правила техники безопасности делают нерациональным использование источника Sb^{124} активностью свыше 5 кюри. Для зарядки контейнера лучше иметь несколько источников, которые следует устанавливать отдельно (по очереди) в

специально оборудованном помещении с помощью манипуляторов и при наличии защитных экранов.*

При работе с источником активностью 5 *кюри* скорость счета повышается до $5 \cdot 0,6 = 3$ *имп/сек*. Так как при поисках месторождений бериллия интерес представляют концентрации его, превышающие кларковые в 10 раз и более, на практике будут получаться более высокие скорости счета. Так, при $p = 5 \cdot 10^{-5}$ (10 кларков) $N = 30$ *имп/сек*.

Нейтронный детектор, помимо полезного, будет регистрировать излучение, обусловленное нейтронным космическим фоном и фоном гамма-лучей используемого источника. Нейтронный фон для промежуточных нейтронов с энергией 24 *кэв* на уровне моря составляет $1,2 \cdot 10^{-3}$ *нейтр/см²·сек* [3]. Следовательно, с помощью рассматриваемого детектора нейтронов будет регистрироваться скорость счета, равная 4,7 *имп/сек*, обусловленная космическим фоном. Полезный эффект от фотонейтронной реакции на бериллий, который может быть измерен, должен превосходить этот счет по меньшей мере в 2 раза. Значит, 10-кларковые концентрации бериллия в породах вполне могут быть зарегистрированы.

Фон от гамма-лучей источника может быть сделан малым за счет незначительной эффективности детектора нейтронов к гамма-излучению (на $3 \div 4$ порядка ниже эффективности к нейтронам [12]) и соответствующей дискриминации нейтронных импульсов от импульсов, вызываемых гамма-квантами.

При скоростях автопоисков бериллия $15 \div 30$ *км/ч* ($4 \div 8$ *м/сек*) над залежами с $p = 10$ кларков на каждом отрезке пути в $4 \div 8$ *м* мы будем регистрировать каждую секунду примерно 30 импульсов с относительной ошибкой около 18%, что вполне достаточно для поисков бериллия. При расположении всей системы на полозьях ($H = 0$) при 0,5 *кюри* и прочих равных условиях получится скорость счета 3,5 *имп/сек* или 200 *имп/мин*.

Из изложенного видно, что автофотонейтронный метод можно использовать для поисков бериллия.

Естественно, для аэропоисков бериллия потребуются источники Sb^{124} весьма большой активности. Это обусловлено тем, что детекторов, установленных на самолете, будет достигать лишь небольшая доля нейтронов, выходящих на дневную поверхность. Следовательно, из-за необходимости использования в аэросъемке источников Sb^{124} весьма большой активности аэрофотонейтронный метод на базе этого источника не может быть реализован.

О глубинности фотонейтронных методов, т. е. о величине слоя, в котором будет происходить фотонейтронная реакция и из которого возникающие нейтроны будут выходить на поверхность, можно судить по величине средних пробегов в породе первичных гамма-квантов и промежуточных нейтронов.

$$\lambda_{\gamma} = \frac{1}{\tau_{\gamma}} = \frac{1}{\mu_{\gamma} \rho} \text{ и } \lambda_n = \frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\mu_n \rho} . \quad (6)$$

Если породы сложены кремнеземом и имеют $1,5 \div 2,5$ *г/см³*, пробеги равны $15 \div 9$ и $8 \div 5$ *см* соответственно для гамма-лучей Sb^{124} и фотонейтронов, возникающих при этом.

Более точно глубинность исследования пород фотонейтронным ме-

* В ВИРГе разработано автомобильное устройство с источником активностью 0,5 *кюри* (Sb^{124}) и пропорциональными счетчиками типа СНМО-5, установленными на полозьях. Порог чувствительности прибора $3 \times 10^{-4}\%$.

тодом для плоскопараллельного пучка гамма-лучей и нейтронов может быть оценена из соотношения:

$$G = \frac{n(h)}{n(\infty)} = \frac{\int_0^h e^{-\varepsilon(\mu_\gamma + \mu_n)x} dx}{\int_0^\infty e^{-\varepsilon(\mu_\gamma + \mu_n)x} dx} = 0,9, \quad (7)$$

где $n(h)$ — поток фотонейтронов, выходящих на поверхность Земли с глубины h ; $n(\infty)$ — то же, при $h = \infty$. Коэффициент 0,9 соответствует слою породы, из которого на поверхность выходит 90% всех нейтронов, направленных вверх. Интегрируя, после несложных преобразований получим

$$h = \frac{2,3}{(\mu_\gamma + \mu_n) \rho}. \quad (8)$$

Для пород плотностью 1,5 и 2,5 г/см³, сложенных глиноземом и кремнеземом, глубинность исследования равна соответственно 12 и 7 см, т. е. примерно равна величинам λ_γ и λ_n .

К настоящему времени отечественной промышленностью разработаны счетчики, заполненные гелием (He³) с давлением до 4 атм. Этот изотоп гелия имеет весьма высокое сечение к захвату медленных нейтронов. Так, для тепловых нейтронов его сечение равно 5060 барн (1040 см²/г). Эффективность этих счетчиков может достигать примерно 80%. На основе этих счетчиков в принципе может быть создан автомобильный бериллометр с сурьмяным источником активностью около 100 мкюри.

Возможность применения электронных ускорителей

Для получения значительных скоростей счета фотонейтронов при малых концентрациях бериллия, помимо детектора нейтронов высокой эффективности, необходим мощный источник жесткого гамма-излучения. Подобными источниками могут служить различные электронные ускорители: бетатроны, микротроны, линейные ускорители, в которых жесткое гамма-излучение получается благодаря торможению электронов в мишени (вольфрамовой или другой), устанавливаемой на пути потока электронов.

Наземная съемка. Выше упоминалось о применении линейных ускорителей и бетатронов в лабораторных исследованиях элементного состава горных пород по фотоядерной реакции. Однако для поисков бериллия в движении наиболее эффективен, по-видимому, микротрон, позволяющий при небольших габаритах и весе ускорителя (1 ÷ 1,5 т) получить достаточно мощные управляемые потоки гамма-излучения. По сравнению с другими типами электронных ускорителей на средние энергии (5 ÷ 10 Мэв) микротрон имеет ряд существенных преимуществ. Он намного мощнее бетатрона. Его к. п. д. относительно высок и может достигать примерно 15% [5]. Несомненным преимуществом микротрона по сравнению с линейными ускорителями, весьма ценным с точки зрения рассматриваемой задачи, является большая простота самого ускорителя и его высокочастотной системы, так как в этом случае не требуется источник мощности строго определенной частоты [5].

Как было показано выше, для поисков бериллия в автомобильной съемке могут быть использованы источником Sb¹²⁴ с $Q = 0,1$ — $0,5$ кюри.

Реализация автофотонейтронной съемки на базе использования излучения сурьмы — несомненно, более простая задача по сравнению с использованием дорогостоящей и относительно сложной машины, такой как электронный ускоритель. Однако такая реализация метода имеет существенные недостатки: 1) излучением Sb^{124} невозможно управлять; 2) зарядка контейнера препаратом сурьмы сопряжена с рядом ограничений, связанных с техникой безопасности; 3) излучение сурьмы может быть использовано лишь для расщепления ядер бериллия*; 4) изотоп Sb^{124} имеет малый период полураспада. Электронные ускорители позволяют устранить перечисленные недостатки и значительно расширить возможности фотонейтронного метода.

Оценим скорость счета фотонейтронов для кларковых содержаний бериллия в породах в случае облучения их пучком гамма-квантов от электронного ускорителя. Для расчетов примем геометрию, показанную на рис. 2, полагая размеры канала (2) много меньше R . Аналогично [4] полагаем угол $\theta=1,0 \text{ рад}$. Ось пучка гамма-квантов ускорителя нормальна к поверхности Земли. Пользуясь формулой (5), для вычисления скорости счета нейтронов можно написать соотношение:

$$N = \frac{0,86 Q \Sigma F \varepsilon}{\mu_\gamma + \mu_n}, \quad (9)$$

где 0,86 — коэффициент, учитывающий выход гамма-квантов в направлении поверхности Земли в конус с углом $\theta=1,0 \text{ рад}$ при его вершине [4]; остальные обозначения те же, что и выше. Отметим, что коэффициент 0,86 — это аналог телесного угла ω в формуле (5), но величина его для $\theta=1,0 \text{ рад}$ много выше значения ω для этого же угла ($\omega=0,062$). Это следствие того факта, что гамма-излучение электронного ускорителя резко анизотропно в пространстве и гамма-кванты из мишени вылетают преимущественно под небольшим углом к оси пучка. В связи с этим можно отметить еще два благоприятных момента. Резкая анизотропия пучка гамма-квантов позволяет полнее использовать для поисков бериллия имеющийся в распоряжении поток гамма-квантов и упрощает решение задач техники безопасности. Число гамма-квантов Q с энергией выше порога фотоядерной реакции на бериллии выражается через параметры электронного ускорителя

$$Q = \frac{\alpha i t f}{Z_e}, \quad (10)$$

где $\alpha=2,3 \cdot 10^{-4}$ — коэффициент, учитывающий преобразование в мишени потока электронов с полной энергией 2,5 Мэв в гамма-кванты с энергией в диапазоне 1,700 ÷ 1,925 Мэв [4]; $Z_e=1,6 \cdot 10^{-19}$ — заряд электрона, к; i — ток в импульсе, а; t — длительность импульса, сек; f — частота

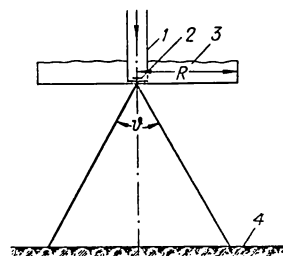


Рис. 2. Иллюстрация к выводу формул для автофотонейтронного метода с электронным ускорителем:

1 — канал вывода электронного пучка ускорителя; 2 — мишень ускорителя; 3 — детектор нейтронов; 4 — облучаемая поверхность Земли.

* Для обнаружения в породах следующего после бериллия элемента с малым фотоядерным порогом — дейтерия также могут быть использованы радиоактивные изотопы: натрий-24 ($E=2,76 \text{ Мэв}$, $T=15 \text{ ч}$), иттрий-88 ($E=2,8 \text{ Мэв}$, $T=87 \text{ дней}$) и др. Однако применение их в автосъемке связано с теми же неудобствами, какие отмечались для сурьмы-124.

импульсов, *гц*. При ускорении электронов до энергий свыше 2,5 Мэв в ускорителях, используемых для осуществления фотоядерной реакции на другие элементы, величина коэффициента α будет иной. Подставляя численные значения α и Z_e , получим

$$Q = 1,44 \cdot 10^{15} i \cdot t \cdot f. \quad (11)$$

Созданные к настоящему времени электронные ускорители (микро-троны, линейные электронные ускорители) на малые и средние (до 10 Мэв) энергии позволяют относительно легко получать импульсные токи порядка 100 *ма*. Длительность импульсов в электронных ускорителях обычно выбирается равной $1 \div 3 \cdot 10^{-6}$ сек, а частота следования варьирует от нескольких герц до $400 \div 100$ гц [2, 5].

Таким образом, если принять параметры ускорителя равными: $i = 0,1$ а, $t = 3 \cdot 10^{-6}$ сек, $f = 5 \cdot 10^2$ гц, получим

$$Q = 1,44 \cdot 10^5 \cdot 0,1 \cdot 3 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 10^2 = 2,16 \cdot 10^{11} \frac{\text{гамма-квант}}{\text{сек}} \quad (12)$$

Чтобы получить подобную величину Q в том же телесном угле с помощью Sb^{124} , необходим источник активностью порядка 10^3 кюри.

При облучении бериллия гамма-квантами с энергией 2 Мэв возникают промежуточные нейтроны с энергией, не превышающей 0,2 Мэв. Эффективность регистрации этих нейтронов полагаем равной 50%, хотя, согласно [18, 19], она может быть и выше.

На основании формул (9), (12) и данных табл. 2 произведены расчеты величин скорости счета фотонейтронов для H 10÷50 см. Приводим результаты расчета для кларковых содержаний бериллия в породах, сложенных из кремнезема и глинозема:

$H, \text{ см}$	10	20	30	40	50
$N, \text{ имп/сек}$	97	76	58	43	33

Космический фон нейтронов с энергией 0,2 Мэв создает скорость счета, равную 15,7 *имп/сек*, т.е. значительно меньше полезной скорости счета.

Если интерес представляют более высокие концентрации бериллия (10 кларков и выше), то фон нейтронов от кларковых содержаний может быть понижен за счет уменьшения тока i на мишень электронного ускорителя. Однако уменьшение тока на мишень приводит к возрастанию доли нейтронов, обусловленных космическим фоном. Поэтому для уменьшения влияния космических нейтронов на результаты определения бериллия измерения следует вести по особой методике, используя импульсный режим работы ускорителя. Подробно это будет рассмотрено ниже.

Из приведенных результатов расчета также видно, что если $H = 40$ см и $p = 5 \cdot 10^{-3}$ %, скорость счета фотонейтронов при работе с электронным ускорителем примерно в 30 раз выше, чем при тех же условиях от источника Sb^{124} активностью 2,7 кюри.

Важно отметить, что высокие скорости счета от кларковых содержаний бериллия в этом случае позволяют использовать электронные ускорители при автосъемке не только для поисков и разведки бериллия, но и для изучения его геохимической распространенности в породах различного состава. Причем определение этих содержаний в породах можно вести с достаточно высокой точностью (лучше 15% при $H = 40$ см).

Увеличивая энергию гамма-излучения, можно определять содержание в породах других элементов, и в первую очередь тех, которые имеют наименьший фотоядерный порог (табл. 3). Так, повышая энергию гамма-квантов до 4,1 Мэв, можно определять содержание в породах дейтерия, а следовательно, и влаги (последнее необходимо для геофизи-

ческих, инженерно-геологических, агротехнических и других работ).

Влажность пород в среднем не превышает 40%. Распространенность дейтерия, как известно, составляет 0,015%. Для фоторасщепления дейтерия породы необходимо облучать гамма-квантами с энергией не выше 4,1 Мэв, чтобы не происходила фотоядерная реакция на следующем после дейтерия элементе — кислороде-17 (см. табл. 3). Величина сечения фотоядерной реакции на дейтерии для гамма-квантов с энергией 4,1 Мэв составляет $2,3 \cdot 10^{-3}$ барн. При облучении дейтерия потоком гамма-квантов с такой энергией возникают нейтроны с энергией не выше 0,935 Мэв. Для регистрации нейтронов с такой энергией можно использовать как рассмотренные выше большие жидкостные сцинтилляционные счетчики, так и счетчики, регистрирующие нейтроны по протонам отдачи, которые для нейтронов указанной энергии могут иметь эффективность, исчисляемую в несколько десятков процентов.

Т а б л и ц а 3

Элемент	Распростра- ненность, %	Порог реак- ции (γ , n), Мэв	Энергия на- летающего гамма-кванта, Мэв	Сечение реак- ции, барн	Энергия вы- летающего нейтрона, Мэв
${}^4\text{Be}^9$	100	1,67	2,0	$1 \cdot 10^{-3}$	0,200
${}^1\text{H}^2$	0,015	2,23	4,1	$2,3 \cdot 10^{-3}$	0,935
${}^8\text{O}^{17}$	0,037	4,14	4,9	—	0,715
${}^6\text{C}^{13}$	1,108	4,95	5,3	—	0,324
${}^7\text{Li}^7$	7,52	5,35	5,9	—	0,459

При содержании в породах, сложенных кремнеземом и глиноземом, 10% влаги (по объему) макроскопическое массовое эффективное сечение фотоядерной реакции на дейтерии равно $4,29 \cdot 10^{-10}$ см²/г. Массовые коэффициенты ослабления гамма-квантов с энергией 4,1 Мэв и нейтронов с энергией 1 Мэв в таких породах равны соответственно 0,031 и 0,132 см²/г.

Если ускоритель испускает $2,16 \cdot 10^{11}$ жестких гамма-квантов в секунду в угол $\theta = 1,0$ рад и установлен на высоте $H = 40$ см, скорость счета нейтронов для пород, содержащих 10, 20 и 30% влаги, составит 53,106 и 159 имп/сек соответственно. Небольшим изменением μ_n в зависимости от содержания влаги в породе пренебрегаем.

Повышая энергию гамма-квантов свыше 4,1 Мэв, можно определять содержание в породах других элементов и решать при этом разнообразные задачи.

Следует также заметить, что при поисках бериллия мощность, потребляемая ускорителем, таким как микротрон, относительно невелика — около 2,5 кВт. Весь комплекс измерительной аппаратуры совместно с ускорителем потребляет примерно 3–4 кВт, так что вопросы питания не составят особой проблемы.

Воздушная съемка. Идея реализации этого вида съемки возникла в 1962 г. при обсуждении вопроса поисков бериллия с чл.-корр. АН СССР Ф. Н. Шаховым и акад. Г. И. Будкером.

Аэросъемка бериллия, как уже отмечалось, может быть осуществлена при наличии мощного электронного ускорителя. Подобные ускорители линейного типа разработаны в Институте ядерной физики (ИЯФ) СО АН СССР. Например, в этом институте создан сильноточный малогабаритный ускоритель весом 1,2 т, имеющий следующие параметры: энергия ускоряемых электронов — 2 Мэв, ток в импульсе — 10 а с частотой 50 гц, длительность импульса — 2 мксек, питание от сети мощностью 10 кВт [13]. В ИЯФ СО АН СССР имеются разработки и более

мощных электронных ускорителей. Исходя из приведенных параметров ускорителя, оценим скорость счета, обусловленную концентрациями бериллия в породах.

Учитывая ослабление в воздухе потока гамма-квантов и фотонейтронов, выражение для скорости счета в случае аэросъемки может быть представлено по порядку величины в виде

$$N = \frac{0,86Q_F S \Sigma}{4\pi H^2 (\mu_\gamma + \mu_n)} e^{-(\tau'_\gamma + \tau'_n)H}, \quad (13)$$

где S — площадь детектора нейтронов; τ'_γ и τ'_n — соответственно линейные коэффициенты ослабления в воздухе гамма-квантов и нейтронов; H — высота транспортировки ускорителя и детектора нейтронов; остальные обозначения те же, что и выше.

Аналогом F в формулах (5) и (9) будет величина $S/4\pi H^2$, т. е. источник фотонейтронов полагаем точечным ввиду относительной малости угла $\theta = 1,0 \text{ рад}$, аналогично [4], и достаточно больших значений H .

Величина потока жестких гамма-квантов, способных расщепить бериллий в фотонейтронной реакции, для рассматриваемого ускорителя

$$Q = 1,44 \cdot 10^{15} \cdot 10 \cdot 2 \cdot 10^{-6} \cdot 50 = 1,11 \cdot 10^{12} \text{ гамма-квантов/сек.} \quad (14)$$

Для гамма-квантов с энергией 2 Мэв и нейтронов с энергией $0,2 \text{ Мэв}$ линейные коэффициенты их ослабления в воздухе равны соответственно $5,7 \cdot 10^{-7}$ и $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$.

Эффективную поверхность детектора примем равной 5 м^2 (подобных размеров детекторы применяются в физических исследованиях [21]), а его эффективность, как и при автосъемке, полагаем равной 0,5.

В результате получим следующие скорости счета: для $H = 25 \text{ м}$ — $0,35 \text{ имп/сек}$; 50 м — $0,05 \text{ имп/сек}$ и 100 м — $0,0037 \text{ имп/сек}$. При десятикратных содержаниях в породах бериллия скорости счета соответственно возрастут в 10 раз. По этим вопросам см. также [10, 16].

Скорость счета космических нейтронов с энергией $0,2 \text{ Мэв}$ указанным детектором равна 78 имп/сек , т. е. намного выше указанных значений, обусловленных концентрациями бериллия в породах. Для уменьшения доли космических нейтронов по сравнению с выходящими из породы измерение потока нейтронов следует вести в короткие промежутки времени между импульсами электронов. При частоте импульсов 50 гц интервал времени между импульсами равен $0,02 \text{ сек}$. Интервал времени, необходимый для замедления и термоизоляции быстрых нейтронов в водородсодержащих веществах (жидкостные сцинтилляторы и т. п.), определяется величиной, равной примерно $2 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$. Следовательно, если нейтроны регистрировались в течение $5 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$, то при частоте 50 гц нейтроны будут регистрироваться в течение $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$. Скорость счета, обусловленная космическими нейтронами, в течение этого интервала времени

$$N_\phi = 78 \cdot 2,5 \cdot 10^{-3} \approx 0,2 \text{ имп/сек.}$$

Как видно, эта величина в 2,5 раза ниже полезной скорости счета, обусловленной детектированием нейтронов на высоте 50 м при концентрации в породах бериллия $5 \cdot 10^{-3}\%$. Значит, рассматриваемый ускоритель вполне может быть использован для поисков бериллия на высотах до 50 м . При поисках промышленных залежей бериллия с помощью аэросъемки практический интерес представляют весьма протяженные рудные поля шириной от нескольких сотен метров до нескольких километров. Так, пересекая вкрест простираения рудные залежи шириной 200 м и 1 км при скорости самолета 200 км/ч , получим соответственно 12 и 6 импульсов при полете на высоте 25 м и 1,8 и 9 при полете на высоте 50 м .

Поиски бериллия при помощи аэросъемки с использованием рассмотренного ускорителя требуют разработки специального устройства, способного работать в условиях транспортировки. Для детектирования слабых потоков нейтронов, возникающих в фотонейтронной реакции на бериллии, на фоне космических потоков нейтронов и мощных потоков гамма-излучения ускорителя, необходима разработка специального детектора нейтронов, а также регистрирующей аппаратуры, позволяющей поступающую информацию с учетом всех поправок переводить в величины концентрации бериллия вдоль профиля съемки.

В целях обеспечения безопасности обслуживающего персонала ускоритель, а также детектор нейтронов целесообразно размещать в отдельной гондоле, как это делается, например, при аэромагнитной съемке. Гондолу можно опускать на тросе на расстояние, безопасное для лиц, находящихся в летательном аппарате. Кроме того, между самолетом и ускорителем должна быть теньевая биологическая защита.

Для транспортировки ускорителя и регистрирующей системы может быть использован вертолет типа МИ-6. Он обладает достаточной грузоподъемностью ($10 \div 12$ т), позволяет на тросе, выпущенном из вертолета, транспортировать груз весом до 8 т на высоте 25—50 м от поверхности Земли. На его борту имеется блок питания, обеспечивающий электроэнергией ускоритель и регистрирующую систему. Однако вертолет дорог в эксплуатации. Более дешев дирижабль, необходимый и для других геофизических и геологоразведочных работ.

При разработке аппаратуры и методики аэропоисков бериллия весьма важной задачей является выполнение требования техники безопасности. Транспортировка ускорителя с теньевой биологической защитой на расстоянии 30÷50 м от летательного аппарата делает его полностью безопасным для обслуживающего персонала и экипажа. Доза излучения на высоте летательного аппарата, создаваемая гамма-квантами, рассеянными поверхностью Земли, весьма невелика и практически безопасна.

При аэропоисках бериллия весьма существенной задачей является обеспечение на поверхности Земли минимально возможной дозы, хотя при съемках этого вида попадание людей и животных под пучок излучения практически исключено. В самом деле, над населенными пунктами, а также вдоль дорог ввиду малой глубинности метода (15—20 см) нет необходимости вести съемку. Разрабатывая методику и аппаратуру для аэропоисков бериллия, необходимо вести съемку в первую очередь в степных и пустынных районах. Здесь трасса маршрута легко просматривается, и в случае необходимости ускоритель может быть выключен. Тем не менее следует рассмотреть возможность облучения людей и животных. Какова же доза излучения, создаваемая на поверхности Земли ускорителем с указанными выше параметрами?

При движении летательного аппарата со скоростью 100 км/ч (27,8 м/сек) человек или животное, случайно попавшие под пучок гамма-излучения, будут облучаться в течение 1 сек при $H=25$ м и ~ 2 сек при $H=50$ м и т. д.

Мощность дозы от электронного ускорителя на расстоянии R (м), исходя из работ [8, 9], может быть оценена из соотношения

$$P = \frac{P_0 I}{60 R^2}, \quad (15)$$

где P_0 — мощность дозы тормозного излучения (р/мин·ма·м); I — средний ток, ма.

Величина P_0 для вольфрамовой мишени оптимальной толщины в случае энергии ускоряемых электронов 2,2 Мэв может быть определена по данным работ [6, 9] и равна ~ 320 р/мин·ма·м.

Следовательно, без учета ослабления гамма-излучения в воздухе мощность дозы при транспортировке ускорителя на высоте 25 м

$$P = \frac{320 \cdot 10^4 \cdot 2,10^{-6} \cdot 50}{60 \cdot 625} = 0,0085 \text{ р.}$$

Чтобы учесть ослабление гамма-излучения в воздухе, эту величину необходимо умножить на коэффициент

$$K_B = \sum_{i=1}^n n_i e^{-\tau'_{\gamma i} R}. \quad (16)$$

Здесь n_i — доза от гамма-лучей i -го интервала энергий; $\tau'_{\gamma i}$ — коэффициент ослабления гамма-лучей i -го интервала энергий в воздухе, см^{-1} ; R — расстояние, см .

Учитывая распределение доз тормозного гамма-излучения для отдельных интервалов энергий [9] всего диапазона, получим, что коэффициент K_B равен 0,75. Следовательно, на поверхности Земли будет создаваться доза, равная 0,0065 р.

Как видно из этих расчетов, дозы, создаваемые ускорителем на поверхности Земли, весьма невелики и совершенно не опасны для людей и животных, случайно попавших под пучок излучения.

Доза, создаваемая на поверхности Земли ускорителем, транспортируемым на высоте 25 м, намного ниже максимальной для медицинской радиологии [14]. Поэтому для аэропоисков кларковых концентраций бериллия в принципе может быть использован электронный ускоритель с мощностью на порядок выше рассмотренного.

При воздушной и наземной съемке с электронными ускорителями можно решать следующие задачи.

1. При облучении пород гамма-излучением с энергией не выше 2,2 Мэв вести поиски месторождений бериллия на обширных площадях как по его коренным выходам, так и по ореолам рассеяния.

2. При наличии генетической связи бериллия с другими полезными ископаемыми по повышенным концентрациям бериллия можно вести поиски месторождений лития, олова, вольфрама, молибдена, тантала и т. д.

3. В комплексе с другими аэрометодами можно вести геохимическое, а возможно, и геологическое картирование.

4. Увеличивая в ускорителе энергию гамма-квантов до 4,1 Мэв, можно осуществить реакцию фоторасщепления дейтерия и по результатам измерения потока нейтронов определить влажность пород в степных районах и на агрополях.

5. Увеличивая энергию гамма-излучения до 5,3 Мэв, можно определить содержание углерода в обнаженных породах. Увеличивая энергию гамма-квантов свыше 6,3 Мэв, можно определять содержание в породах лития, урана, тория и т. д.

6. При регистрации гамма-квантов с энергией 15,09 Мэв и выше, упруго рассеиваемых на ядрах атомов, можно определять содержание в породах углерода и других элементов.

7. При точечных замерах с повисшего в воздухе вертолета или дирижабля можно определить содержание в породах большого числа элементов с помощью гамма-активационного анализа.

Применение электронных ускорителей в аэрофотонейтронной съемке позволит значительно повысить производительность работ — примерно в 100 раз по сравнению с наземными работами. При определении бериллия в породах за счет увеличения потока гамма-лучей, например, в случае точечных замеров можно значительно повысить также чувствительность и точность измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беус А. А. Бериллий.— Требования промышленности к качеству минерального сырья, вып. 36. Госгеолтехиздат, 1959.
2. Вальднер О. В., Глазков А. А., Финогенов А. И. Линейный ускоритель электронов на энергию 5 Мэв (модель У-12).— ПТЭ, 1963, т. 3, № 29.
3. Горшков Г. В. и др. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры. М., Атомиздат, 1966.
4. Егоров Е. В. О возможности применения электронных ускорителей для фотонейтронного определения бериллия.— Сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 3. Госгеолтехиздат, 1961.
5. Капица С. П., Мелехин В. Н. Микрон. М., «Наука», 1969.
6. Киммель Р. Л. и др. Защита от излучений электронных ускорителей с максимальной энергией ускоряемых электронов до 30 Мэв.— Сб. «Проблемы и методы анализа излучений», вып. 3. М., Атомиздат, 1962.
7. Лукьянов В. Б. Измерение и идентификация бета-радиоактивных препаратов. М., 1963.
8. Машкович В. П. Номограммы для расчета защиты от излучений электронных ускорителей с максимальной энергией ускоренных электронов до 30 Мэв.— Сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений», вып. 2. М., Атомиздат, 1963.
9. Мизин Ю. В. Расчет защиты линейных электронных ускорителей до 10 Мэв.— Сб. «Ускорители», вып. 7. М., Атомиздат, 1965.
10. Морозов А. А., Хисамутдинов А. И. Расчет распределения фотонейтронов методом Монте — Карло.— Атомная энергия, 1970, т. 25, вып. 6.
11. Пикельнер Л. Б., Пшитула М. И., Ким Хи Сан. Жидкостный сцинтилляционный (n, γ) детектор.— ПТЭ, 1963, т. 48, № 2.
12. Пикельнер Л. Б. и др. Сцинтилляционный детектор для регистрации рассеянных нейтронов.— ПТЭ, 1963, т. 2, № 51.
13. Сильноточные электронные ускорители для промышленных целей. Проспект международной выставки «Химия в промышленности, строительстве и сельском хозяйстве» (Москва, 11—25 сентября 1965 г.). Новосибирск, 1965.
14. Феоктистов В. И. Основы медицинской радиологии (практический справочник). Л., Медгиз, 1960.
15. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.
16. Филиппов Е. М., Жаворонков В. Я. О возможности применения электронных ускорителей в автомобильной и вертолетной съемке.— Геология и геофизика, 1966, № 9.
17. Фотонейтронный метод определения бериллия (сб. переводов). Л., 1961.
18. Diven, Martin, Taschek and Terrell.— Phys. Rev., 1956, 101 1012.
19. Diven, Terrell and Hemmendinger.— Phys. Rev., 1958, 109, 144.
20. Reines, Cowan, Harrison and Carter.— Rev. Scient. Instrum., 1954, 25, 1061.
21. Suga K. et al., Scintillation detector of 4 m² area and transistorised with logarithmic response.— The review of scientific instruments. 1961, v. 72, № 11.

А. Д. Суворов

ФОТОНЕЙТРОННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ НИЗКОПОРОГОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Предпосылки метода

Общие соображения и предпосылки распространения фотонейтронного метода анализа на другие элементы изложены в работе [7]. Физические предпосылки прямого метода анализа на элемент с низким поро-

гом (γ, n)-реакции базируются на следующих положениях. Изотоп, на котором осуществляется (γ, n)-реакция, должен иметь достаточно низкий порог этой реакции, значительную, близкую к 100%, распространенность по сравнению с другими изотопами этого элемента, достаточно высокий (измеримый современными детекторами) выход фотонейтронов из проб приемлемых параметров, должны отсутствовать помехи со стороны элементов с более низкими и более высокими порогами (γ, n)-реакции, а также нейтронпоглощающих элементов. Другим отправным элементом для осуществления метода является наличие источников, позволяющих получить гамма-кванты необходимой энергии при достаточной интенсивности излучения. Перечисленные требования в отношении рассматриваемых ниже элементов достаточно удачно соблюдаются.

В качестве примера средней сложности, в смысле интерпретации данных выхода фотонейтронов, будет рассмотрен уран, однако предлагаемый метод прямого определения может быть использован и для анализа на другие элементы с низкими порогами (γ, n)-реакции.

Естественный уран (атомный вес 238,06) состоит из трех изотопов U^{234} , U^{235} , и U^{238} , входящих в смесь в количествах соответственно 0,00548, 0,714 и 98,28%. Последние два изотопа испускают нейтроны под действием гамма-лучей вследствие деления (γ, f) и вследствие фотонейтронной (γ, n)-реакции. Пороги обеих реакций для U^{238} сравнительно низки: 5,1 Мэв для реакции деления [12, 15, 18] и 5,97 Мэв для фотонейтронной реакции [12, 15, 18, 19].

При анализе на уран фотонейтронным методом в области припороговых энергий мешающими факторами, влияющими на точность и достоверность анализа, являются следующие:

- 1) вклад фотонейтронов от элементов с порогами (γ, n)-реакции ниже выбранной рабочей энергии;
- 2) поглощение нейтронов в пробе, обусловленное элементами с большими сечениями поглощений;
- 3) изменение влажности — водородосодержания пробы;
- 4) изменение плотности пробы.

Оценивая первый фактор, обратимся к табл. 1, в которой систематизированы некоторые параметры для изотопов, имеющих пороги (γ, n)-реакции в области энергии $0 \div 6,8$ Мэв.

Из табл. 1 видно, что существенно выделяются по порогу (γ, n)-реакции изотопы Be^9 , H^2 , U^{238} , Pt^{195} , Hg^{201} , W^{183} , Th^{232} , Yb^{173} , Hg^{199} , Pb^{207} , Re^{187} и W^{186} . Из них два изотопа U^{238} и Th^{232} находятся в наиболее выгодном положении относительно других потому, что обладают наибольшими сечениями при энергиях $6,2 \div 6,8$ Мэв и что их распространенность по сравнению с другими изотопами данного элемента близка к 100%. Отметим также, что и бериллий (Be^9), обладающий значительно меньшим сечением при 6,8 Мэв, имеет распространенность, равную 100%.

Чтобы не делать лишних расчетов, оценим возможности использования фотонейтронного метода с точки зрения геологической ситуации.

В табл. 2 приведены предельные содержания элементов во вмещающих породах и рудах урановых месторождений, систематизированных по типам месторождений. Можно заметить, что основными компонентами рудоносных вмещающих пород и руд месторождений являются кислород, кремний, алюминий, кальций, калий, железо, натрий, магний. В отдельных случаях эти элементы дополняются углеродом, фосфором и серой. Остальные элементы, как правило, встречаются в незначительных количествах (тысячные и сотые доли процента). Содержание урана,

Таблица 1

Некоторые постоянные (γ , n)-реакции некоторых низкопороговых изотопов

Изотоп	Распространенность, %	Порог реакции, Мэв	Сечение резонанса, барн	Энергия резонанса $E_{рез}$, Мэв
D	0,015	2,226 [14]	2,4 [16]	4,45 [16]
Li ⁶	7,52	5,35 [23] 5,3 [22]	2,85 [22]	12 [22]
Be ⁹	100	1,666 [1]; 1,664 [15]; 1,67 [23]	2,7 [21]	22,2 [21]
C ¹³	1,108	4,95 [23]	3,5 [1]	14 [11]
O ¹⁷	0,037	4,14 *		
Ge ⁷³	7,85	6,4 [24]		
Cd ¹¹³	12,26	6,44 [17]; 6,55 [23]		
Sn ¹¹⁴	8,58	6,51 [17]; 6,60 [23]		
Te ¹²⁵	6,99	6,56 [14]; 6,8 [23]		
Ba ¹³⁵	6,59	6,69 [1]		
Nd ¹⁴³	12,2	6,69 [1]		
Nd ¹⁴⁵	8,30	6,38 [14]; 6,69 [1]		
Sm ¹⁴⁹	13,84	6,45 [14]; 6,91 [1]		
Gd ¹⁵⁷	15,68	6,39 [14]		
Dy ¹⁶³	24,97	6,32 [14]		
Er ¹⁶⁷	24,94	6,64 [14]		
Yb ¹⁷³	16,18	6,50 [14]		
Hf ¹⁷⁷	18,47	6,38 [24]; 6,69 [14]		
Hf ¹⁷⁹	13,84	6,31 [14]; 6,08 [24]		
W ¹⁸³	14,4	6,29 [14]; 6,25 [23]		
Pt ¹⁹⁵	33,7	6,10 [23]; 6,2 [14]		
Hg ¹⁹⁹	16,84	6,59 [14]		
Hg ²⁰¹	13,22	6,25 [17]; 6,21 [14]		
Pb ²⁰⁷	22,6	6,75 [23]; 6,79 [14] 6,85 [71]		
Th ²³⁸	100	6,35 [20]	800 [15] 999 [19]	14,5 [15] 14,2 [19]
U ²³⁸	99,28	5,97 [19]; 5,5 [3]	960 [15] 1180 [3] 1290 [19]	14,0 [15] 14,9 [3] 15,2 [19]

* Филиппов Е. М. Геология и геофизика, 1960, № 6.

обычное для руд урановых месторождений, составляет десятые доли процентов и первые проценты.

Качественная оценка возможностей метода в области припороговых энергий показывает, что, если за эталонную энергию гамма-квантов принять энергию 6,2 Мэв, то при содержании урана 0,1 % можно вести анализ на уран без учета вклада нейтронов от вмещающих элементов, имеющих пороги (γ , n)-реакции при энергиях ниже эталонной. Действительно, воздействуя на пробу гамма-квантами с энергией 6,2 Мэв, мы можем ожидать выхода фотонейтронов только от Be⁹, H², O¹⁷, C¹³, Li⁶, U²⁴⁸ и Pt^{195*} содержание которых ниже, чем урана, для бериллия в 125 раз, дейтерия — в 1000 раз, O¹⁷ — в 2,5 раза, C¹³ — в 100 раз, Li⁶ — в 50 раз и Pt¹⁹⁵ — в 10⁶ раз. Единственный изотоп O¹⁷, содержание которого близко

* Имеются данные, что порог (γ , n)-реакции для платины составляет 6,1 Мэв.

Таблица 2

Предельные содержания элементов в рудах и вмещающих породах урановых месторождений

Элемент	Средний кларк элемента, по Виноградову	Содержание элементов в рудах месторождений, %			
		гидротермальные	осадочные	метасоматические	инфильтрационные
H	0,007	0,003—0,5	0,002—0,3	0,3—0,86	1
Li	0,003	0,01	0,01	0,003	0,003
Be	0,0004	(1—4)10 ⁻⁴	0,0002	0,0004	0,0005
B	0,0015				
C	0,03	0,02—4	0,2—11	0,03	0,01—2
O	48,64	43—49	38—47	40—42	38—51
F	0,08	0,08	0,04—2,7	0,03	0,08
Na	2,77	0,39—3,1	0,2—7,0	2,38—3,96	0,26—5,28
Mg	0,56	0,21—2,62	0,1—3,18	0,13—5,25	0,02—1,35
Al	7,7	6,7—9,7	0,32—5,28	0,26—2,2	2—7,9
Si	32,30	13,8—33,2	0,33—7,3	0,55—24,8	13—35,9
P	0,07	0,03—0,16	2,6—18	0,008—0,056	0,01—2,0
S	0,07	0,05—0,45	0,03—4,5	0,1—0,3	0,05
K	3,34	0,39—5,66	0,03—2,86	0,078—0,26	0,2—4,16
Ca	1,58	0,072—8,3	6,5—36,1	1,08—2,88	0,22—0,36
Sc	0,0007	0,0012—0,012	0,001	0,0007	0,0007
Ti	0,23	0,06—0,36	0,06—0,54	0,18—0,24	0,27—0,5
V	0,004	0,0015—0,075	0,0015—0,196	0,015—0,045	
Cr	0,002	0,0001—0,1	0,1		
Mn	0,006	0,009—0,05	0,012—1,9	0,09—0,35	0,018—0,62
Fe	2,70	1,25—6,12	0,25—3,57	1,74—6,6(25)	1,55—10(23)
Co	0,0005	0,0009—0,009	0,0009—0,276		
Ni	0,0008	0,0008—0,006	0,0008—0,03	Сл.	Сл.
Cu	0,003	0,003—0,15	0,0013—0,01		
Zn	0,005	0,005—0,15	0,01—0,2		
Ge	0,0003	0,0007—0,014		Сл.	
As	0,00015	0,12—0,24			
Re	0,0004	0,15—3,72			
Sr	0,003	0,001—0,08	До 0,1		
Zr	0,02	0,001—0,01	0,001—0,5		
Nb	0,001				
Mo	0,0003	0,009—0,24	0,004—0,014	„	
Ag	0,00001	0,001	0,001	„	
Cd	0,00001	0,00001—0,01			
Sn	0,0045	0,0008—0,06	0,003	„	
Sb	0,00004	0,01—0,24			
Ba	0,083	0,004—1,0	Сл.		
Ta	0,0003	0,0003—0,02			
W	0,0001	0,1		„	
Hg	0,000004	0,01			
Tl	0,0003	0,0003—0,03			
Pb	0,002	0,008—0,64	0,003—0,02	0,012—0,16	
Bi	0,0002	0,001		Сл.	
Th	0,0018	0,0005—0,37	0,006—9,79	„	
U	0,00035	0,07—1,24	0,05—5	0,01—10,9	0,015—0,2
Y	0,002	0,002—0,01			
Ga	0,003	0,001—0,01	Сл.		
Yb	0,0002	0,0003—0,01	0,001		
La	0,0046	0,0006—0,01	0,001		
ΣTr		0,01—0,62			

к содержанию урана, также не может исказить результата анализа, так как его сечение, по крайней мере, на целый порядок ниже*, чем сечение U^{238} при выбранной энергии.

Рассмотрев подобным образом влияние элементов, способных давать вклад фотонейтронов при энергиях 6,4 и 6,8 Мэв, мы можем сделать вывод, что метод проходит и при этих энергиях практически во всех встречающихся в природе сочетаниях анализируемых и мешающих элементов.

Количественная оценка диапазона применения метода

Исключив мешающие элементы и изотопы, не заслуживающие внимания при количественной оценке возможностей метода, мы провели расчет выходов фотонейтронов для двух проб:

1. Проба, представляющая собой пустотелый цилиндр с помещенным в ее полость источником монохроматических гамма-квантов;

2. Проба, представляющая собой расширяющийся усеченный конус, помещена на расстояние r от источника тормозного излучения.

При расчете использовались дифференциальные сечения (γ, n) -реакции при соответствующих энергиях сечения (p, γ) -реакций, взятые из работы [9], и сечения тормозного излучения, взятые из работы [2].

При расчете выходов фотонейтронов для случая использования тормозного излучения учтена поправка на коэффициент использования пучка, связанная с геометрией образца и интенсивностью распределения пучка фотонов в зависимости от угла.

Как известно, выход фотонейтронов из единичного объема образца, в котором лишь один элемент дает фотонейтронную реакцию, определяется выражением:

$$\Phi = j\sigma_{\gamma n}ne^{-\mu x},$$

где j — количество гамма-квантов, падающих на единичную площадку образца; $\sigma_{\gamma n}$ — сечения фотонейтронной реакции; n — число атомов продуктивного изотопа; μ — линейный коэффициент поглощения гамма-квантов данной энергии.

Результаты расчетов приведены в табл. 3 (проба 1) и табл. 4 (проба 2).

Выходы фотонейтронов из U и Be при энергии моноэнергетических гамма-лучей 6,2 Мэв (табл. 3) отличаются в 0,4 раза, при 6,4 Мэв — в 0,64 раза, при 6,8 Мэв — в 1,2 раза и при 7,8 Мэв — в 2,5 раза. Это позволяет определять уран на фоне кларка бериллия даже при $E=6,2$ Мэв вплоть до 0,01%, не учитывая последнего. Погрешность определения не будет превышать 10%. Действительно, выход фотонейтронов из пробы, содержащей 0,0004% бериллия, при энергии 6,2 Мэв составит $28000 \times 0,0064 = 11,2$ нейтр/сек, а выход фотонейтронов урана при его содержании 0,01% составит $11400 \times 0,01 = 114$ нейтр/сек, т. е. в 10 раз больше; следовательно, первым можно пренебречь. Для определения U ~ 0,001% при 6,2 Мэв нужно учитывать бериллий. Точность определения может быть повышена почти вдвое, если поднять рабочую энергию до 6,4 Мэв. Повысив энергию фотонейтронов до 7,8 Мэв, можно определять 0,001% U, не учитывая кларкового содержания бериллия, а с учетом бериллия можно достичь порога чувствительности 0,0001%. Следует иметь

* Оценка сечения O^{17} сделана по аналогии с другими легкими элементами при энергии 6,8 Мэв. Сведений о сечении (γ, n) -реакции на изотопе O^{17} в литературе нет.

в виду, что с увеличением энергии гамма-лучей растет не только выход фотонейтронов из урана, но и число изотопов, участвующих в (γ , n)-реакции.

Выходы фотонейтронов из урана даже при энергии 6,2 Мэв и протонном токе 100 мка вполне достаточны (см. табл. 3) для регистрации современными детекторами содержаний урана 0,01% в пробе весом 100 г при времени измерения порядка 2 мин. Статистическая погрешность измерения будет меньше 10%. Выходы фотонейтронов из урана и берил-

Таблица 3

Выход фотонейтронов из смесей SiO_2 с Be^9 , D, C^{13} , Li^6 , U^{238} и Th^{232}
при содержаниях указанных элементов 1%

Изотоп	Выход фотонейтронов (нейтр/сек) при E_ϕ				
	4,5 Мэв	6,2 Мэв	6,4 Мэв	6,8 Мэв	7,8 Мэв
Be^9	21300	28000	28900	30300	34200
D	160600	147200	145400	141000	131600
C^{13}	—	2486	2908	3578	5605
Li^6	—	10300	12200	15700	24500
U^{238}	—	11400	18600	35900	85900
Th^{232}	—	872	1238	8920	42700

Примечание. Протонный ток ускорителя равен 100 мка. Проба — пустотелый цилиндр с $r_0=0,75$ см, $\Delta r_0=1,5$ см, источник вводится в пробу.

для при максимальных энергиях тормозного излучения 6,2; 6,4; 6,8; 7,8 Мэв (см. табл. 4) дают значительно менее выгодные соотношения. При энергии 6,2 Мэв соотношение выходов из U и Be составляет 0,0133; при 6,4 Мэв — 0,0245; при 6,8 Мэв — 0,042, при 7,8 Мэв — 0,14, т. е. эти соотношения являются в 30 раз менее выгодными при энергии 6,2 Мэв и в 18 раз менее выгодными при энергии 7,8 Мэв, чем для моноэнергетических гамма-квантов. Однако при использовании тормозного излучения определение урана возможно; правда, порог метода соответственно ухудшается. Из таблиц видно, что анализ на уран при рабочих энергиях E_{max} пучка тормозного излучения 6,2÷6,8 Мэв возможен лишь в том случае,

Таблица 4

Расчетный выход фотонейтронов в 1 сек из смесей SiO_2 с Be^9 , D, C^{13} , Li^6 , U^{238} и Th^{232} при их содержаниях в смеси, равных 1%

E_{max} гамма-лучей, Мэв	$\text{Be}^9 \cdot 10^4$	D · 10 ⁴	$\text{C}^{13} \cdot 10^4$	$\text{Li}^6 \cdot 10^4$	$\text{U}^{238} \cdot 10^4$	$\text{Th}^{232} \cdot 10^4$
2	0,480					
3	3,041	3,528				
4	7,929	27,616				
5	15,991	77,361				
6	27,108	144,78	0,071	0,354	0,047	0,008
7	41,153	226,354	0,454	2,069	1,987	0,316
8	58,484	320,104	1,385	6,154	12,090	3,865
9	79,182	424,353	3,021	13,324	34,722	15,105
10	101,34	525,321	5,338	23,810	76,662	37,768

Примечание. Электронный ток бетатрона равен 1 мка. Проба — усеченный конус, $S=5$ см, $l=13$ см, на расстоянии 1 м от источника.

если соотношения содержаний U^{238} и Be^9 , D , C^{13} , Li^6 и Th^{232} соответственно составляют:

$$\frac{U^{238}}{Be^9} \sim 100 \div 10; \quad \frac{U^{238}}{D} \sim 200 \div 70; \quad \frac{U^{238}}{C^{13}} \sim 5 \div 2; \quad \frac{U^{238}}{Li^6} \sim 20 \div 5; \quad \frac{U^{238}}{Th^{232}} \sim 5.$$

Практически в большинстве случаев (как это следует из табл. 3) имеют место более выгодные соотношения.

Влияние элементов с большими сечениями поглощения

Для оценки роли мешающих элементов в заведомо аномальных случаях мы подсчитали ослабление потока фотонейтронов бором* при различных содержаниях последнего в рудах, а затем определили путем сравнения показателей экспоненты количества элементов, эквивалентные по поглощению 0,1% бора, не оказывающие влияния на точность анализа.

Эквивалентные содержания элемента рассчитывались из соображений равных проникаемостей для потока нейтронов

$$e^{-n_1 \sum_i \sigma_i c_i} = e^{-n_2 \sum_k \sigma_k c_k}.$$

Поскольку ослаблением потока промежуточных нейтронов (даже для содержаний бора порядка нескольких процентов) можно пренебречь, мы оценили потери тепловых нейтронов, используя полные сечения σ^t . Экспоненциальный закон ослабления выбран из соображений наглядности и простоты расчетов. Погрешность определения относительных содержаний, полученная таким способом, не составляет заметных величин, так как зависит только от «степени» расхождения полных сечений элемента и сечений поглощения тепловых нейтронов. Разницей в плотностях при оценке эквивалентных содержаний пренебрегали, поскольку цель была посмотреть, насколько может мешать тот или иной элемент или их сумма при анализе на уран фотонейтронным методом. Весьма неприятной в этом отношении является группа редкоземельных элементов, в частности самарий, европий, диспрозий и гадолиний. Наличие сотых долей процента первых трех элементов в пробе вызывает ослабление потока тепловых нейтронов на 2,5%. Содержание гадолиния в пробе примерно две тысячные процента дает ошибку более 3%. Такого же порядка ошибку могут вызвать кадмий и галлий, если их содержания превышают соответственно 0,03 и 0,015%. Бор, родий, индий, эрбий, тулий, лютеций, гафний, ртуть, актиний при содержаниях соответственно 0,1; 0,55; 0,43; 0,5; 0,78; 0,9; 0,9; 0,1 и 0,1% вызывает ослабление потока тепловых нейтронов на 2,5%. Наконец, наличие в пробе 1,95% водорода, 1,05 — лития, 6,77 — азота, 1,71 — хлора, 1,74 — скандия, 2,13 — кобальта, 8,5 — никеля, 9,47 — селена, 5,52 — технеция, 162 — серебра, 9,4 — цезия, 1,8 — неодима, 4,45 — тербия, 1,3 — гольмия, 1,06 — рения, 1,08% золота также может вызвать ослабление потока тепловых нейтронов примерно на 2,5%. Однако практически в большинстве урановых руд содержания перечисленных элементов далеко не достигают предельных, исключая железо и редкоземельные элементы.

* Бор был выбран из соображений возможности экспериментальной проверки как наиболее доступный материал.

Экспериментальная проверка возможностей метода

Экспериментальная проверка полученных выводов проводилась на установке (рис. 1), состоящей из источника тормозного излучения, монитора, всеволнового детектора нейтронов и нескольких электронных схем, служащих для управления пучком, запуска регистрирующей части детектора нейтронов, пропускания пучка, контроля степени облучения образца и регистрации импульсов от нейтронов.

В качестве источника тормозного излучения использовался бетатрон Б-25/30 [6] Ужгородского государственного университета. Пучок тормозного излучения испускался вольфрамовой мишенью, облучаемой ускоренными электронами.

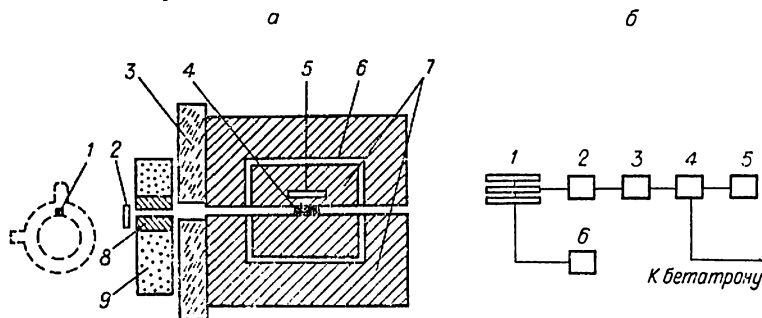


Рис. 1. Экспериментальная схема фотонейтронной установки:

а — схема облучения образца (1 — мишень бетатрона; 2 — монитор; 3 — бетон; 4 — образец; 5 — счетчик СНМО-5; 6 — борная кислота; 7 — парафин; 8 — коллиматор; 9 — чугунная дробь); б — электрическая схема регистрации (1 — счетчики нейтронов; 2 — предварительный усилитель; 3 — усилитель-дискриминатор УШ-10; 4 — схема пропускания; 5 — пересчетная установка ПС-100; 6 — высоковольтный выпрямитель ВСВ-1).

Результаты экспериментальных работ на простых смесях и моделях урановых руд не будут освещены в настоящем докладе. Приведем лишь сводные таблицы осредненных данных выхода фотонейтронов из смесей некоторых элементов с песком и углеродом (табл. 5) и средних значений выхода фотонейтронов из бериллия, урана и тория (табл. 6). Эксперименты, проведенные на смесях и моделях руд, однозначно показали, что фотонейтронный анализ на уран для большинства руд урановых месторождений, когда последние практически не содержат бериллия, лития, бора и редких земель, можно вести, пренебрегая их влиянием. При

Таблица 5

Осредненные данные по выходу фотонейтронов из смесей некоторых элементов с песком и углеродом на 1 кг веса пробы*

E, Мэв	Выход фотонейтронов из смесей (нейтрон/р)							
	уголь	фон	SiO ₂ +1%Be	SiO ₂ +1%Li	SiO ₂ +1%U	SiO ₂ +1%Th	SiO ₂ +1%Pb	C+1%U
4,8		1400	100000	1400	1400	1400	1400	3350
5,5		2060	121760	2060	2060	2060	2060	
5,7		2730	125030	2730	2754	2730	2730	
5,9		3380	130680	3380	3837	3380	3380	
6,1		4000	137200	4000	5410	4000	4000	
6,4	650	4560	142960	4560	9620	6375	4560	3350
6,8	3760	5020	145420	5020	16620	11500	5020	9120
7,4	4030	5180	150080	6780	37298	25260	5840	17350
8,0	9450	7350	152350	8920	54335	38900	18300	31900

* Эффективность детектора 0,17%.

достаточной мощности ускорителя количественное определение урана при его содержаниях 0,05—0,1% можно проводить на фоне 0,001% бериллия без учета последнего, даже при использовании пучка тормозного излучения.

Для интерпретации данных и кривых выхода фотонейтронов, получаемых в результате исследования проб в пучке тормозного излучения, нами (по данным табл. 6) составлены рабочие палетки двух типов. Первый, более простой в построении, представляет собой систему кривых для различных сочетаний урана и бериллия, урана и тория при постоянных содержаниях бериллия и постоянных энергиях излучения 6,4 и 8,8 Мэв. Второй тип палеток представляет собой систему кривых суммарных выходов фотонейтронов от бериллия, урана и тория в зависимости от энергии при различных сочетаниях элементов. Палетки, как и в первом случае, построены для следующих сочетаний содержаний бериллия, урана и тория:

c_{Be} — 0,00025; 0,0005; 0,0025; 0,005; 0,025; 0,05 %;

c_{Th} — 0,0001; 0,0005; 0,001; 0,005; 0,01; 0,05; 0,1; 0,5; 1; 2; 3; 4; 5 и 10 %

c_{U} — 0,005; 0,01; 0,05; 0,1; 0,5; 1; 2; 3; 4; 5 и 10 %.

По оси ординат палеток дается суммарный выход фотонейтронов на 1 р и 1 кг веса пробы, по оси абсцисс — максимальная энергия тормозного излучения. Палетки построены в полулогарифмическом масштабе. Полное количество палеток первого типа 17, второго типа — 84. На рис. 2 приводится пример палетки первого типа, на рис. 3 — второго типа.

С помощью палеток были проинтерпретированы кривые выхода фотонейтронов от 70 проб, из них 10 по палеткам первого типа и 60 по палеткам второго типа. 12 проб представляли собой искусственные смеси U_3O_8 с песком, 3 — эталоны и 55 — рудные пробы. Некоторые из них были разубожены с целью получения содержаний урана 0,1—0,3%. Рудные пробы и некоторые искусственные смеси (общим количеством 60) были проанализированы фотонейтронным и химическим методами параллельно. Результаты анализа представлены в виде корреляционного графика (рис. 4), который свидетельствует о довольно хорошем согласии данных фотонейтронного и химического анализов. Отдельные расхождения в результатах этих методов могут быть объяснены недостаточной представительностью проб, направленных на химический анализ. Так, пробы 13, 14 и 17 представляли собой смесь слабой руды (урана 0,074%) и U_3O_8 в различных сочетаниях, пробы 41, 45 и 51а искусственно разубожены песком. При перемешивании материала проб в первом случае мелкая фракция U_3O_8 могла выпасть на стенки колбы, понизив ожидаемое содержание, или попасть в пробу, представляемую на химический анализ, в незначительных количествах. Нечто подобное могло получиться и в трех других пробах. Это видно из того факта, что дублирующие пробы 51а и 51б, взятые из общей навески, сильно разнятся по содержанию урана, которое для первой пробы составляет 0,7% (показывают оба метода), для второй — 2,3% по данным химического и 1,96% — фотонейтронного анализа.

Пробы для анализа имели полный вес 700 г. Из них 600 г подвергались фотонейтронному и 100 г передавались на химический и другие виды анализа.

Таблица 6

Средние значения выхода фотонейтронов (на 1 р и 1 кг веса пробы) из бериллия, урана и тория			
E, Мэв	1 % Be	1 % U	1 % Th
4,8	98 600		
5,5	119 700		
5,7	123 200	24	
5,9	127 300	457	
6,1	133 200	1410	
6,4	138 400	5060	1815
6,8	140 400	11600	6480
7,4	15 224	32118	20080

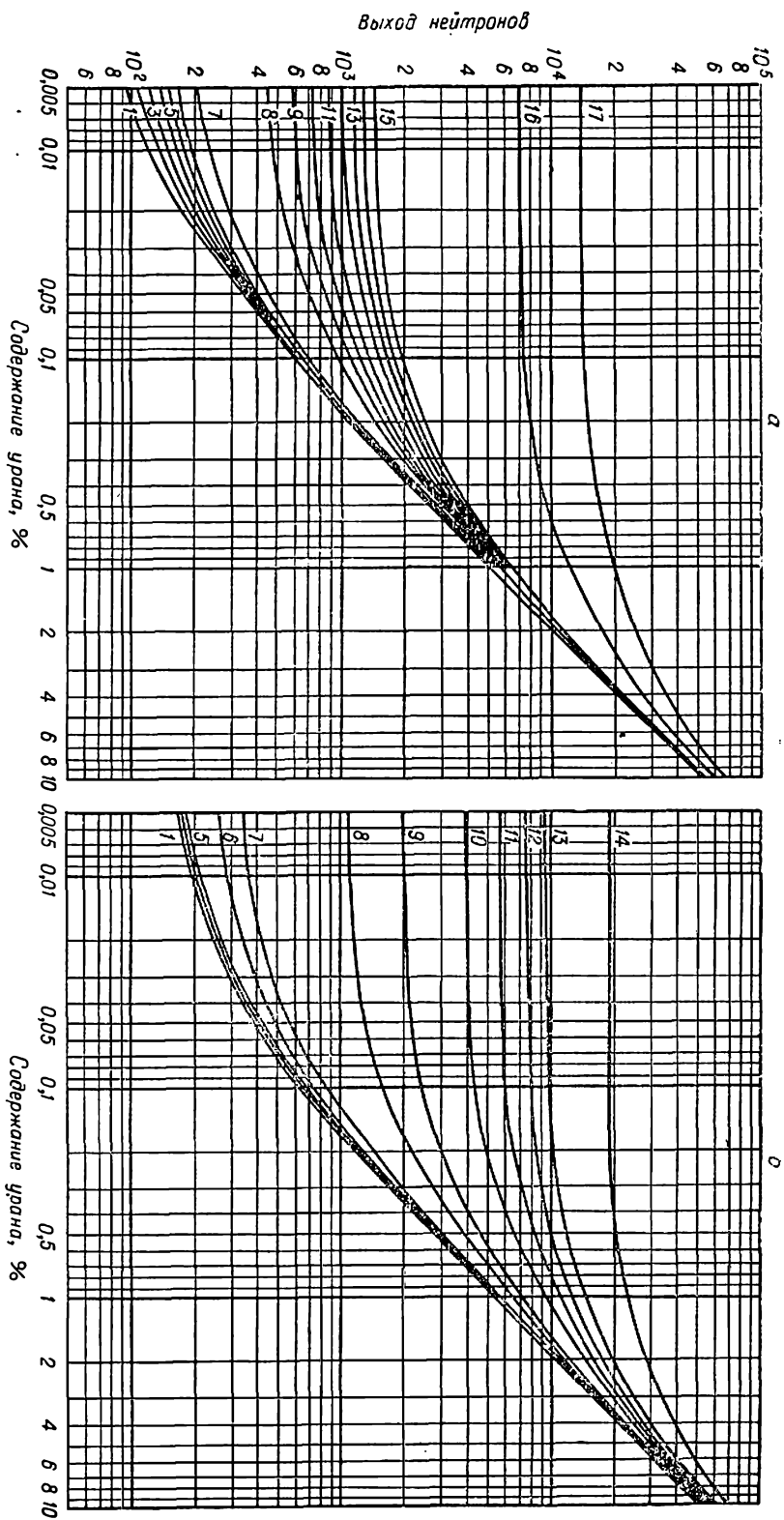


Рис. 2. Пакеты первого типа:
 а — выход фотонейтронов из пробы в зависимости от содержания урана при содержании бериллия, %: 1) 0,0005; 2) 0,0006; 3) 0,0007; 4) 0,0008; 5) 0,0009; 6) 0,001; 7) 0,002; 8) 0,003; 9) 0,004; 10) 0,005; 11) 0,006; 12) 0,007; 13) 0,008; 14) 0,009; 15) 0,01; 16) 0,05; 17) 0,1; при весе пробы 1 кг, максимальной энергии тормо-
 ного излучения 6,4 Мэв и дозе облучения 1 Р; б — выход фотонейтронов из пробы в зависимости от содержания урана при содержании бериллия 0,001%, весе пробы 1 кг,
 энергии тормозного излучения 6,4 Мэв и дозе облучения 1 Р.

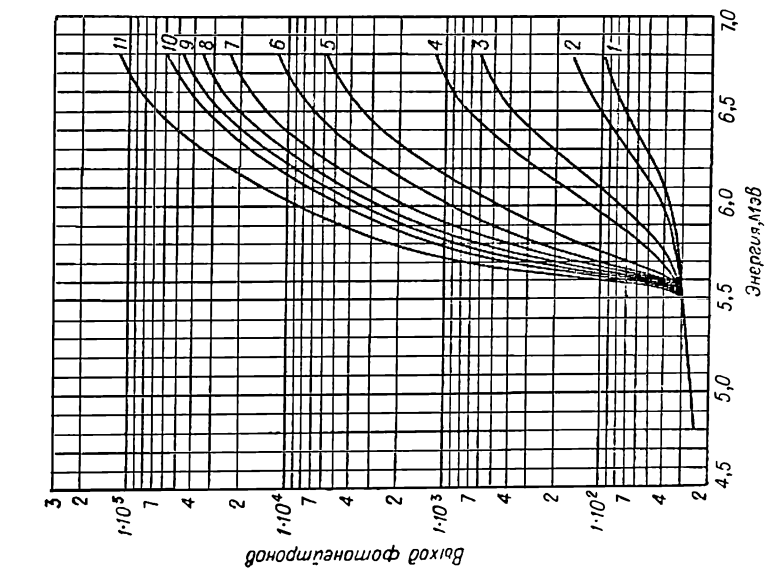


Рис. 3. Выход фотоэлектронов из пробы весом 1 кг в зависимости от энергии при содержании урана, %:
1) 0,005; 2) 0,01; 3) 0,05; 4) 0,1; 5) 0,5; 6) 1; 7) 2; 8) 3; 9) 4; 10) 5; 11) 10; при содержании бериллия 0,00025%, тория 0,001% и дозе облучения 1 р.

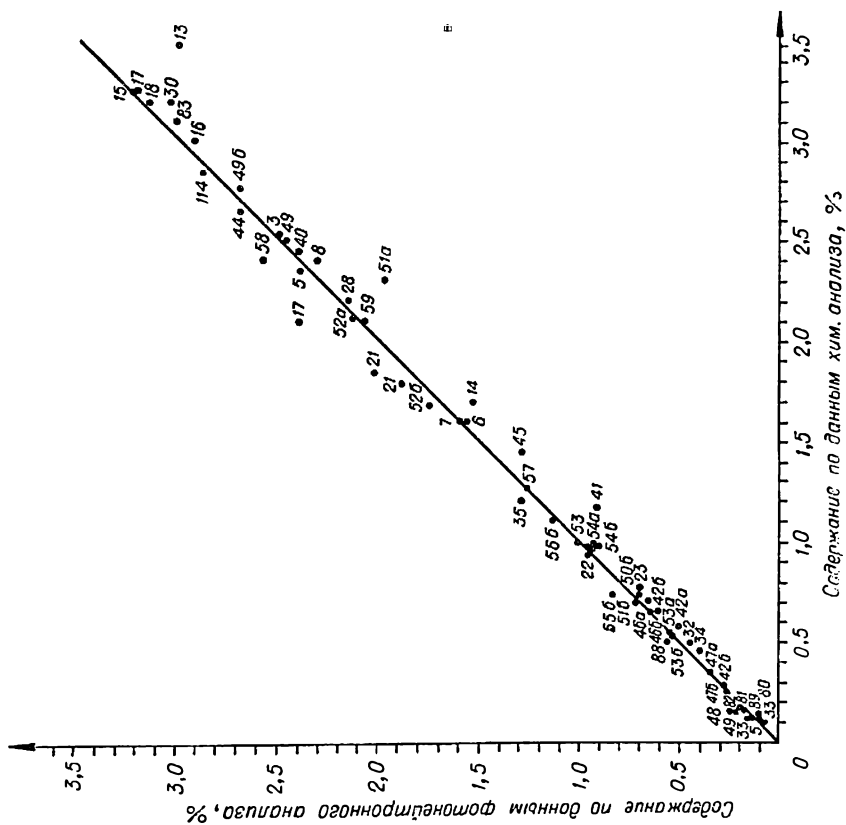


Рис. 4. График сопоставления результатов фотоэлектронного и химического анализов на уран рудных порошковых проб.

Заключение

Экспериментальная проверка метода на порошковых пробах, содержащих уран, проведенная в заведомо неблагоприятных условиях, дала весьма положительные результаты. Уже в таком виде метод пригоден для экспрессного определения бериллия, урана и тория в рудных пробах, растворах, пульпе. Метод имеет преимущества перед всеми существующими в настоящее время, поскольку является прямым методом определения элемента. Помехи других элементов (Be, C, Li, U и Th), дающих фотонейтронную реакцию в выбранном диапазоне энергии, как правило, незначительны и легко исключаются (выбором рабочей энергии) или учитываются в аномальных случаях. Помехи нейтронпоглощающих элементов в большинстве руд составляют величины порядка долей процента, а в аномальных случаях также легко учитываются путем оценки поглощения пробы [8]. Плотность, влажность и водородосодержание пробы могут быть также легко учтены, однако их изменения, как правило, не вносят значительных ошибок.

Измерение выхода фотонейтронов на рудных пробах, построение кривых выхода и интерпретация их с помощью палеток не представляют трудностей и занимают в совокупности от 10 до 20 мин даже при использовании слаботочных бетатронов.

Экспрессность метода может быть значительно повышена путем использования более сильноточных ускорителей электронов [4—6] или ускорителей протонов, повышения чувствительности детектора, автоматизации процессов подачи пробы, процессов измерения и интерпретации.

Порог чувствительности метода определяется содержанием элемента с меньшим порогом (γ , n)-реакции, например, при анализе на уран — содержанием бериллия в пробе. При кларковом содержании бериллия и использовании тормозного излучения он составляет 0,03% U.

Точно такие же рассуждения можно провести относительно изотопов Be^9 , C^{13} , Li^6 , Th^{232} , Pb^{207} и некоторых других и показать пригодность метода для количественного определения любого из них при благоприятной геологической ситуации. В общем виде это уже сделано в работе [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Берзин А. К. Изв. Томск. политехн. ин-та, 1957, т. 87, стр. 433.
2. Богданкевич О. В., Николаев Ф. А. Работа с пучком тормозного излучения. М., Атомиздат, 1964.
3. Гаврилов Б. И., Лазарева Л. Е. — ЖЭТФ, 1956, т. 30, стр. 855.
4. Капица С. П., Быков В. П., Мелехин В. П. Эффективный сильноточный микротрон. — ЖЭТФ, 1961, т. 41, вып. 2.
5. Москалев В. А., Окулов В. В., Скворцов Ю. М., Шестаков В. Г. — Тезисы докл. V межвуз. конф. по электронным устройствам. Томск, 1964.
6. Павловский А. И. и др. Сильноточные безжелезные бетатроны. — ДАН СССР, 1965, т. 160, № 1.
7. Парлаг А. М., Суворов А. Д., Шкода-Ульянов В. А. Расчет выходов фотонейтронов из смесей SiO_2 с небольшими количествами воды, лития, углерода, урана и тория. — Атомная энергия, 1963, т. 15, вып. 2.
8. Сенько А. К., Суворов А. Д. и др. Временное руководство по фотонейтронному методу определения бериллия в рудных порошковых пробах. Госгеолтехиздат, 1963.
9. Bonner T. W., Evans J. E. Resonances in the Disintegration of Fluorine and Lithium by Protons. — Phys. Rev., 1948, v. 73, № 7, p. 666.
10. Connors D. R., Moller V. C. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1956, 1, p. 340.
11. Cook B. C., Telegdi V. Z. — Bull. Amer. Soc., 1966, 1, p. 66.
12. Duffield R. B., Huizenga J. K. Photofission and Photoneutron Emission in Uranium. — Phys. Rev., 1953, v. 89, № 5.

13. Erge R. D.—Nucl. Phys., 1956, 2, p. 485.
14. Geller K. N., Halpern J., Muirhead E. G. Systematics of Neutron Separation Energies.—Phys. Rev., 1960, v. 118, № 5.
15. Gindler J. E., Huizenga J. K., Schmitt R. A. Photofission and Photon-neutron Emission in Thorium and Uranium.—Phys. Rev., 1956, v. 104, № 2, p. 425.
16. Halpern J., Weinstock E. V. Photodisintegration of the Deuteron at 20 Mev.—Phys. Rev., 1953, v. 91, № 4, p. 934.
17. Hanson A. O. and oth. Thresholds for Photo — Neutron Reactions in Mn, Zn, Zr, Mo, Cd, Pr, Nd, Au, Hg, Tl and Pb.—Phys. Rev., 1949, v. 76, № 4, p. 578.
18. Haxby R. O., Shoupp W. E., Stephens W. E., Wells W. H.—Phys. Rev. 1941, v. 59, № 1.
19. Katz L., McNeill R. G., Leblans M., Brown F.—Canad. Journ. Phys., 1957, v. 35, p. 470.
20. Mogunsson L. B. and oth. Phys. Rev., 1951, v. 84, p.66.
21. Montalbetti R., Katz L., Goldemberg J. Photoneutron Gross Sections.—Phys. Rev., 1953, v. 91, № 3, p. 659.
22. Romanowski T. A., Voelker V. H. Photoneutron Gross Sections of Li^6 and Li^7 .—Phys. Rev., 1959, v. 113, № 3, p. 885.
23. Sher R., Halpern J., Mann A. K., Photoneutron Thresholds.—Phys. Rev., 1951, v. 84, № 3, p. 387.
24. Tobin R. A., McElhinney J., Cohen L. Photoneutron Thresholds for Iron, Germanium, Rubidium and Hafnium.—Phys. Rev., 1958, v. 110, № 6, p. 1388.

**В. И. Белов, А. К. Берзин, Г. Ч. Витоженц,
Ю. Т. Мартынов, Г. П. Михайлов, В. В. Сулиг,
В. Г. Суслов, Б. А. Хрынин, С. И. Шорников, Б. М. Яковлев**

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ АНАЛИЗА ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ГОРНЫХ ПОРОД И РУД

В настоящем докладе рассматриваются основные результаты завершенных исследований по разработке одного из наиболее молодых направлений ядерно-геофизических методов элементного анализа образцов горных пород и руд — фотоядерных аналитических методов.

Краткая характеристика современных направлений в разработке фотоядерных аналитических методов

Наиболее широкое развитие к настоящему времени получили четыре следующих направления в разработке фотоядерных аналитических методов.

1. Разработка фотоактивационного метода анализа. В этом методе содержание элементов определяется по результатам измерений радиоактивности изомерных состояний ядер, которые образуются в результате ядерных реакций неупругого рассеяния гамма-квантов. Для возбуждения (γ , γ^1)-реакций могут быть использованы гамма-кванты с относительно невысокой энергией ($2\div 3$ Мэв). Однако низкая вероятность протекания этих реакций требует применения весьма интенсивных потоков возбуждающего гамма-излучения, например от изотопных источников гамма-квантов активностью в десятки и сотни кюри

или от электростатических ускорителей электронов с током порядка 1 *ма*. При использовании электростатического ускорителя Ван-Граафа на 3 *Мэв* с током ускоренных электронов, равным 1 *ма*, минимальное количество элемента, которое можно выявить по величине образующейся активности, составляет (в граммах) для селена $3,3 \times 10^{-3}$; стронция — $3,4 \times 10^{-3}$; иттрия — $9,8 \times 10^{-3}$; родия — 0,5; серебра — $1,4 \times 10^{-3}$; кадмия — 10^{-3} ; индия — $1,1 \times 10^{-4}$; олова — 3,2; бария — 0,1; лютеция — $8,5 \times 10^{-3}$; гафния — $2,5 \times 10^{-4}$; иридия — $1,3 \times 10^{-3}$; платины — $3,2 \times 10^{-3}$; золота — $2,3 \times 10^{-3}$; ртути — $3,4 \times 10^{-2}$. При определении содержания названных элементов в их смесях и веществах более сложного состава чувствительность анализа заметно ухудшается, достигая в отдельных случаях 0,1—1,0 вес. % содержания анализируемых элементов в исследуемых образцах весом в десятки граммов.

Реакция фотовозбуждения не протекает на ядрах легких элементов. Это обстоятельство, а также сложность эксплуатации электростатических ускорителей электронов и мощных изотопных источников до сих пор препятствовало применению в геологии фотоактивационного анализа. По нашему мнению, использование в ядерной геофизике сильноточных бетатронов, ускорителей протонов или электронных циклотронов (микротронов) может изменить такое положение.

2. Разработка ядерного резонансно-флуоресцентного метода. Этот метод основан на использовании ядерных реакций упругого рассеяния гамма-квантов с регистрацией рассеянного гамма-излучения. Метод предлагается для определения содержания в горных породах ряда легких элементов (в частности, углерода, кислорода, алюминия и др.), характеризующихся аномально высокими сечениями реакции упругого рассеяния гамма-квантов при определенных «резонансных» значениях энергии возбуждающего гамма-излучения (например, 30 *барн* при энергии 15,09 *Мэв* для углерода). Для реализации метода предлагается использовать монохроматическое гамма-излучение, получаемое при помощи ускорителей заряженных частиц, с энергией, величина которой зависит от задачи исследования (например, 4,43 или 15,09 *Мэв* при определении содержания в породах углерода). Конкретных сведений о практическом применении ядерного резонансно-флуоресцентного метода пока еще нет.

3. Разработка гамма-активационного анализа. В данном методе содержание различных элементов в анализируемых веществах определяется по результатам регистрации радиоактивности продуктов разнообразных фотоядерных реакций (фотонейтронных, фотопротонных и др.), возбуждаемых при достаточно большой энергии гамма-квантов (~7 *Мэв* и выше). В качестве источников активирующего гамма-излучения используются ускорители заряженных частиц.

Особенно широкое развитие получила разработка гамма-активационных методов, основанных на использовании фотонейтронных и фотопротонных реакций, обладающих значительно более высокими сечениями и охватывающих большее число ядер по сравнению с иными фотоядерными реакциями, что позволяет обеспечить очень высокую чувствительность метода. Например, при использовании линейного ускорителя электронов на 27 *Мэв* с током ускоренных электронов, равным 50 *мкА*, минимальное количество определяемого элемента для углерода, азота, кислорода, фтора, кремния, фосфора, серы, хлора, калия, титана, хрома, кобальта, никеля, меди, цинка, циркония, ниобия, серебра, марганца, стронция, гафния, сурьмы, мышьяка, платины, вольфрама, тантала и свинца лежит в пределах от 10^{-5} до 10^{-10} г.

При определении содержания многих из названных элементов в образцах веществ сравнительно простого состава чувствительность снижается не более чем в 10 раз по сравнению с приведенными цифрами (даже если не применять радиохимические способы разделения продуктов активации).

Положительные результаты применения гамма-активационного анализа для решения ряда аналитических задач явились основой создания методов гамма-активационного анализа горных пород, руд и продуктов их технологической переработки.

4. Разработка фотонейтронных методов анализа. В этих методах содержание элементов в исследуемых веществах определяется путем регистрации нейтронов, используемых ядрами этих элементов при фотонейтронных реакциях. Для подавляющего большинства ядер пороговая энергия фотонейтронной реакции превышает 6 Мэв, что значительно больше энергии гамма-излучения естественных и искусственных радиоизотопных источников. Поэтому для широкого внедрения в практику фотонейтронных методов анализа требуются генераторы гамма-квантов высокой энергии.

Только ядра бериллия и изотопа водорода — дейтерия обладают аномально низкой пороговой энергией фотонейтронной реакции: соответственно 1,66 и 2,23 Мэв. Это позволяет применять при их анализе изотопные источники гамма-квантов (например, Sb^{124} и Na^{24}).

Рассмотрим подробнее возможности гамма-активационного и фотонейтронного методов исследования вещественного состава горных пород и руд при использовании ускорителей заряженных частиц.

Гамма-активационный анализ

С аналитической точки зрения наибольший практический интерес представляет протекание фотоядерных реакций при энергии возбуждающего гамма-излучения до 30 Мэв, что обусловлено следующими основными причинами.

Во-первых, в этой энергетической области наиболее вероятно возбуждение фотонейтронных и фотопротонных реакций. Во-вторых, в области малых энергий вид кривых возбуждения фотоядерных реакций носит ярко выраженный резонансный характер. Значения пороговой энергии реакции ($E_{\text{пор}}$), энергии, соответствующей положению резонанса ($E_{\text{рез}}$), и сечения при резонансной энергии ($\sigma_{\text{рез}}$) заметно отличаются для различных ядер. Эти различия позволяют эффективно использовать для избирательной активации ядер веществ сложного состава, какими являются горные породы и руды, плавную регулировку максимальной энергии тормозного излучения, легко осуществляемую, например, у бетатронов. В сочетании с общеизвестными приемами использования различий в периодах полураспада, характере и энергии излучения радиоактивных продуктов это делает активацию гамма-квантами весьма перспективным методом многокомпонентного анализа горных пород, руд и других веществ сложного состава.

Важным достоинством гамма-активационного анализа является его применимость для анализа пород и руд на те элементы, которые либо не активируются нейтронами, либо дают при этом долгоживущие продукты активации (углерод, кислород, азот и другие легкие элементы, а также магний, железо, бром, молибден, празеодим и т. д.).

Аналитическая техника. Для разработки и реализации гамма-активационного анализа горных пород и руд в качестве источников акти-

вирующего гамма-излучения нами были использованы стандартные лабораторные бетатроны производства Томского политехнического института на 15, 25 и 30 Мэв, а также специальный высокоточный бетатрон ТПИ на 25 Мэв. Максимальная энергия тормозного излучения бетатронов могла плавно изменяться от единиц до значений на 0,5—0,8 Мэв меньше названных выше. Максимальная мощность дозы тормозного излучения этих бетатронов при установленных максимальных значениях энергии верхней границы тормозного спектра гамма-квантов соответственно составляла ~ 5 , ~ 25 , ~ 100 и 5000 *р/мин* на расстоянии 1 м от мишени бетатрона.

Раздробленные пробы анализируемых образцов с крупностью зерен не более 3—5 мм упаковывались в пластмассовые или алюминиевые кассеты цилиндрической формы и облучались в пучке тормозного излучения бетатрона на расстоянии 20—120 см от его мишени.

После облучения образцов регистрировалось бета- или гамма-излучение наведенной активности. В импульсном варианте гамма-активационного анализа, основанном на измерении короткоживущих активностей, гамма-излучение наведенной активности регистрировалось непосредственно в процессе облучения образца между импульсами или пачками импульсов тормозного излучения бетатрона.

Для радиометрических измерений нами была использована стандартная измерительная техника: торцовые бета-счетчики типа МСТ-17 и Си-2Б; сцинтилляционные счетчики NaJ(Tl) диаметром до 100 мм и высотой до 80 мм с фотоумножителями типа ФЭУ-11, ФЭУ-29, ФЭУ-24 и ФЭУ-52А; пересчетные приборы типа ПС-20, ПС-100, ПС-10 000, ПП-8, ПП-9; амплитудные и амплитудно-временные анализаторы импульсов типа ААДО-1, АИ-100-1, АИ-256-1 и др.

Высокая проникающая способность активирующего гамма-излучения позволяет анализировать весьма большие навески образцов (обычно до 500 г, а в отдельных случаях и выше), что весьма ценно с точки зрения представительности результатов анализа. Для автоматической транспортировки таких образцов во ВНИИЯГГ разработан механический манипулятор, применяемый при работе с бетатроном на 15 Мэв.

Для проведения анализа с использованием короткоживущих активностей во ВНИИЯГГ разработана специальная измерительная аппаратура, включающая сцинтилляционный счетчик и пульт управления режимом работы бетатрона. Счетчик приспособлен для регистрации гамма-излучения наведенной активности образцов либо непосредственно после окончания их облучения, либо в его процессе между импульсами или пачками импульсов тормозного излучения. Для этого он снабжен магнитной и радиационной защитой, а его фотоумножитель запирается специальной электронной схемой либо на время каждого цикла инжекции электронов в ускорительную камеру бетатрона, их ускорения и сброса на мишень, либо на время генерирования каждой пачки импульсов тормозного излучения. Пульт управления позволял изменять частоту следования импульсов тормозного излучения (от 50 *гц* и менее) или обеспечивать работу бетатрона в режиме генерирования пачек импульсов с различной длительностью и частотой повторения. Частота повторения импульсов или их пачек, а также длительность пачек устанавливались в зависимости от периода полураспада анализируемых и мешающих активностей.

Методика гамма-активационных аналитических исследований. В зависимости от задач анализа, конкретного элементного состава анализируемых образцов и гамма-активационных характеристик элемен-

тов могут изменяться максимальная энергия активирующего тормозного излучения бетатрона, его интенсивность, время облучения образцов и время между окончанием облучения и началом измерения излучений наведенной активности. Могут также использоваться различные режимы регистрации излучений наведенной активности (регистрация бета-или гамма-излучения, измерение интегральной интенсивности в течение определенного промежутка времени после начала регистрации, измерение кривых распада, спектрометрия излучения, двумерные амплитудно-временные измерения и т. п.).

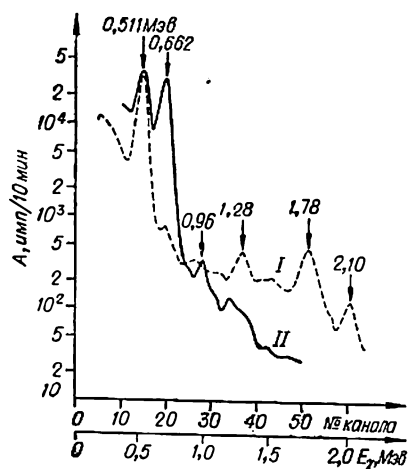
Например, при анализе образцов ископаемых углей на углерод и кислород может быть применена одна из следующих методик.

В первой из них исследуемые образцы облучаются тормозным излучением с максимальной энергией, превышающей пороговую энергию активации углерода, а следовательно, и остальных элементов, входящих в состав образца (обычно более 25 Мэв). Время облучения устанавливается достаточным для получения заметной активности и углерода и кислорода (3—20 мин в зависимости от интенсивности тормозного излучения). После облучения образцы «охлаждаются» в течение 2—3 мин. При этом практически полностью распадаются короткоживущие продукты активации алюминия, кремния, серы и других элементов с секундными периодами полураспада. При измерениях регистрируется кривая спада бета-активности облученной пробы в течение времени (40—70 мин), достаточного для надежного выделения активности углерода (период полураспада ~ 20 мин), алюминия, кремния, железа и азота (7—10 мин) и кислорода (2,02 мин). Эта методика отличается простотой проведения анализа и одновременно позволяет использовать автоматическую дискриминацию части наведенной активности углерода за счет более сильного самопоглощения в измеряемом образце бета-частиц углерода с энергией 0,98 Мэв по сравнению с бета-частицами кислорода (1,73 Мэв). Это является особенно существенным при большом содержании углерода и малом содержании кислорода в исследуемых образцах.

Во второй методике, применяемой при очень большом содержании углерода (десятьки процентов) по сравнению с кислородом (сотые доли процента), облучение образцов осуществляется при максимальной энергии тормозного излучения ниже порога практической активности углерода (порядка 19 Мэв). Остальные условия проведения анализа аналогичны изложенным выше. Суммарное время регистрации кривой распада примерно 30 мин. Содержание углерода определяется по результатам повторного облучения образца при максимальной энергии тормозного излучения около 25—28 Мэв с последующим охлаждением облученного образца в течение времени, достаточного для распада активности кислорода и всех других мешающих короткоживущих активностей (~ 20 мин).

При повышенном содержании в образцах кислорода (10% и более) по сравнению с углеродом (сотые доли процента) для определения углерода применяется аналогичная методика с более длительным временем охлаждения образца (~ 90 мин) после его облучения, которое осуществляется при максимальной энергии тормозного излучения бетатрона 25—28 Мэв.

При сильном влиянии мешающих активностей применяется вариант метода, основанный на гамма-спектрометрических измерениях излучений наведенной активности. При этом сохраняются названные выше режимы облучения и охлаждения образцов, а активность углерода и кислорода определяется по результатам измерения аннигиляцион-



ного гамма-излучения с использованием кривых распада, регистрируемых в этой энергетической области*.

На рис. 1 показаны типичные аппаратные спектры гамма-излучения наведенной активности образцов угля и полиметаллической руды. При определении в угле содержания угле-

Рис. 1. Аппаратурные спектры гамма-излучения активированных образцов угля и полиметаллической руды:

I — уголь; II — руда. Цифрами выделена энергия гамма-квантов радиоактивных продуктов следующих реакций: 0,511 Мэв — $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$, $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$, $Cu^{63}(\gamma, n)Cu^{62}$, $Zn^{64}(\gamma, n)Zn^{63}$, $K^{39}(\gamma, n)K^{38}$; 0,622 Мэв — $Ba^{138}(\gamma, n)Ba^{137}$; 0,96 Мэв — $Zn^{64}(\gamma, n)Zn^{63}$; 1,28 Мэв — $Si^{30}(\gamma, p)Al^{29}$; 1,78 Мэв — $Si^{29}(\gamma, p)Al^{28}$; 2,10 Мэв — $K^{39}(\gamma, n)K^{38}$.

рода, кислорода, кремния и калия облучение образца было осуществлено при максимальной энергии тормозного излучения, равной 22 Мэв. Мешающее влияние короткоживущих позитронных активностей алюминия, кремния и серы исключалось соответствующим выбором времени охлаждения облученного образца. Активности углерода и кислорода отделялись друг от друга и от позитронных активностей азота, железа и калия путем обработки кривых спада, регистрируемых в энергетической области 0,4—0,6 Мэв.

В полиметаллической руде определялись медь, цинк и барий. Чтобы избежать нежелательных в данном случае активностей углерода, кислорода, железа, калия и других элементов, образцы облучались при максимальной энергии тормозного излучения, равной 13,8 Мэв. Раздельное определение активностей меди и цинка проводилось либо так же, как и в предыдущем примере, либо способом «отношений линий спектра». В последнем случае путем использования известного соотношения амплитуд фотопиков с энергией 0,51 и 0,96 Мэв в аппаратном спектре цинка производилось уменьшение суммарного аннигиляционного фотопика меди и цинка на величину, пропорциональную амплитуде фотопика с энергией 0,96 Мэв. Влияние короткоживущей активности алюминия исключалось путем охлаждения облученного образца.

В методике, разработанной для анализа полиметаллических руд на медь, цинк, барий, железо и некоторые другие элементы, осуществляются три последовательных десятиминутных облучения образцов при трех значениях максимальной энергии тормозного излучения: 12,0; 13,8 и 17,0 Мэв. После каждого облучения проводятся пятиминутные спектрометрические измерения гамма-излучения наведенной активности в различных энергетических интервалах.

По результатам первого измерения, проводимого в энергетической области аннигиляционного гамма-излучения (0,4—0,6 Мэв), определяется активность фтора. По результатам второго измерения (после второго облучения), проводимого в двух энергетических интервалах (0,4—0,6 и 0,60—0,75 Мэв), определяется активность меди, цинка и бария. При этом влияние активности бария на активность меди и цинка учитыва-

* Аналогичная методика, основанная на регистрации кривых распада гамма-излучения наведенной активности в различных энергетических интервалах, применяется также в наших исследованиях для гамма-активационного анализа образцов фосфатов и апатитов на фтор, фосфор, кремний и калий.

ется способом отношений линий спектра, а влияние активности фтора — по результатам предшествующего измерения (после облучения образца при энергии 12,0 Мэв) с использованием кривой активации фтора*. По этой кривой определялась величина отношения интенсивности регистрируемого гамма-излучения в энергетическом интервале 0,4—0,6 Мэв при двух значениях максимальной энергии тормозного излучения (13,8 и 12,0 Мэв). Затем на эту величину умножались результаты первого измерения и вычитались из результатов второго измерения в этом же энергетическом интервале (0,4÷0,6 Мэв).

По результатам измерений, проведенных после третьего облучения образца в энергетических интервалах 0,4÷0,6; 1,65÷1,90 и 1,90÷2,30 Мэв, определяется активность железа. При этом влияние активностей калия, бария и кремния учитывается способом отношений линий спектра, а меди, цинка и фтора — по результатам предшествующих измерений с использованием соответствующих кривых активации. Активность кислорода определяется по результатам регистрации кривой распада в энергетическом интервале 0,4÷0,6 Мэв.

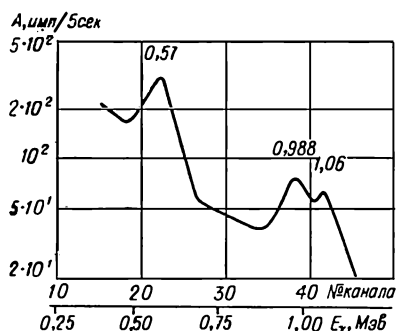
Для определения содержания циркония, титана и некоторых других элементов, превышающего 10^{-3} вес. % в комплексных титано-циркониевых рудах, исследуемые образцы облучаются 15 мин при максимальной энергии тормозного излучения, равной 15,6 Мэв (порог активации кислорода). Затем через 1 и 44 мин после окончания облучения проводятся два десятиминутных измерения спектра гамма-излучения наведенной активности в четырех энергетических интервалах (0,47÷0,55; 0,55÷0,63; 1,65÷1,90 и 1,90÷2,30 Мэв). По результатам этих измерений с использованием различий в периодах полураспада продуктов активации и способа отношений линий спектра производится раздельное определение активностей кремния, железа, титана и циркония.

Содержание в полиметаллических рудах свинца, кремния, серы и некоторых других элементов с секундными и более короткими периодами полураспада определялось нами с помощью импульсного варианта гамма-активационного метода (см. выше).

Образцы облучались 2 мин пачками импульсов тормозного излучения с энергией ~ 15 Мэв. Длительность каждой пачки составляла 4 сек, интервал между пачками — 10 сек. Через 4 мсек после окончания каждой пачки и вплоть до начала следующей снималась кривая спада гамма-активности образца. За такое время охлаждения резко снижался фон фотонейтронов. Измерения осуществлялись временным анализатором импульсов с шириной канала 0,6 сек. Результаты измерений усреднялись по серии повторных циклов облучения.

Рис. 2. Аппаратурный спектр гамма-излучения наведенной активности короткоживущих изотопов свинца, зарегистрированный между импульсами тормозного излучения.

Цифрами выделена энергия гамма-квантов радиоактивных продуктов следующих реакций: 0,57 Мэв — $\text{Pb}^{208}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$; 0,988 Мэв — $\text{Pb}^{208}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$; 1,06 Мэв — $\text{Pb}^{208}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$.



* Кривые активации были экспериментально получены нами для ряда «чистых» элементов, входящих в состав различных пород и руд, и представляли собой зависимость регистрируемой интенсивности гамма-излучения от максимальной энергии активирующего тормозного излучения.

Результаты измерений показали, что надежно выделяется кривая распада продукта активации свинца ($\text{Pb}^{207\text{m}}$) с периодом полураспада 0,82 сек из суммарной кривой спада активности образца и фоновой.

На рис. 2 показан аппаратурный спектр гамма-излучения наведенной активности короткоживущих изотопов свинца. Образец облучался 4 мин тормозным излучением бетатрона при максимальной энергии 14,8 Мэв. Наведенная активность измерялась между импульсами тормозного излучения с частотой следования 50 гц. Длительность каждого измерения, которое начиналось через 2 мсек после окончания очередного импульса тормозного излучения, составляла 12 мсек. При таком выборе времени охлаждения образца почти полностью исключалось влияние на результаты измерений фона запаздывающих фотонейтронов. Регистрация велась с помощью сцинтилляционного спектрометрического счетчика гамма-излучения (кристалл NaJ (Tl) размерами 40×40 мм, ФЭУ-11). Как видно из рис. 2, в аппаратурном спектре гамма-излучения изотопов свинца достаточно надежно выделяется активность (фотопики с энергией 0,57 и 1,06 Мэв) $\text{Pb}^{207\text{m}}$ (период полураспада 0,82 сек), а также активность более короткоживущего (период полураспада 5 мсек) изотопа $\text{Pb}^{205\text{m}}$ (фотопик 0,988 Мэв).

Содержание свинца в исследуемых образцах определяется по величине активности изомера $\text{Pb}^{207\text{m}}$.

Установленный факт возможности регистрации короткоживущих активностей (с периодом полураспада вплоть до единиц миллисекунд) может быть использован для решения других аналитических задач, в частности при исследовании изотопного состава элементов.

Для иллюстрации экспериментальных возможностей гамма-активационного метода анализа изотопного состава элементов нами был выбран углерод. Гамма-активационные свойства продуктов фотоядерных реакций, протекающих на изотопах углерода C^{12} и C^{13} , позволяют получать их отдельные активности. Изотоп C^{11} , образующийся в результате фотонейтронной реакции на C^{12} , дает позитронную активность с периодом полураспада 20,2 мин. Изотоп B^{12} , образующийся по фотонейтронной реакции на C^{13} , испускает электроны с максимальной энергией 13,37 Мэв и периодом полураспада 18,5 мсек.

Первым и основным этапом при разработке изотопного анализа углерода гамма-активационным методом является обработка аппаратурных и методических вопросов, связанных с регистрацией наведенной активности B^{12} на фоне суммарной активности образца. Были опробованы два варианта регистрации активности изотопа B^{12} . В первом варианте исследуемые образцы, содержащие углерод естественного изотопного состава (пластинки каменного угля или полистирола), облучались 10 мин тормозным излучением бетатрона с максимальной энергией, равной 26 Мэв. Наведенная активность образцов измерялась между импульсами тормозного излучения с частотой следования 50 гц. Через 2 мсек после окончания очередного импульса и вплоть до начала следующего снималась кривая распада. Бета-излучение B^{12} регистрировалось сцинтилляционным счетчиком, состоящим из пластмассового сцинтиллятора (полистирол с добавкой *n*-терфинала и РОРОР) размерами 100×100 мм и ФЭУ-49Б, уровень дискриминации импульсов с которого составлял 5 Мэв. Для снижения влияния фона рассеянного гамма-излучения и нейтронного сопровождения тормозного пучка счетчик был снабжен железной и водяной (с бурой) защитой. Временной анализ зарегистрированных импульсов осуществлялся 9-канальным временным анализатором импульсов с шириной канала 1 мсек.

Однако при применении данного варианта регистрации бета-излучения B^{12} не удалось достичь удовлетворительного соотношения между

полезной и фоновой активностью, достаточного для количественных измерений содержания C^{13} в исследуемых образцах (полезный счет составлял всего лишь 20—50% общего числа зарегистрированных импульсов). Поэтому во втором варианте были приняты дополнительные меры к уменьшению фоновой активности исследуемых образцов. Уменьшение фона запаздывающих фотонейтронов, особенно высокого в первых временных каналах анализатора, достигалось увеличением времени охлаждения образцов примерно до 9 мсек. Для этого бетатрон переводился в режим работы с частотой импульсов излучения, равной 25 гц. Излучение регистрировалось счетчиками Гейгера (типа СТС-6 и СИ-2Б), имеющими малую эффективность регистрации нейтронов и гамма-квантов, включенными на двойные совпадения. Счетчики размещались в стальных домиках за свинцовым коллиматором толщиной 20 см. Дискриминация бета-частиц с энергией, меньшей, чем у B^{12} , производилась с помощью фильтров. Ширина канала временного анализатора 3 мсек. В этом случае имеет место достаточно надежное выделение активности с периодом полураспада 18,5 мсек. Фон по последним шести временным каналам составляет 15% суммарной активности образца.

Эти результаты будут использованы в дальнейшем при разработке конкретной методики изотопного анализа углерода.

Рассмотренные выше и аналогичные им методические приемы проведения гамма-активационного анализа позволяют уверенно определять содержание углерода, кислорода, кремния, калия, меди, цинка, свинца, бария, серы, титана, циркония, железа, фосфора, фтора и хлора в разнообразных породах и рудах. Кроме того, результаты последних работ ВНИИЯГГ говорят о перспективности применения этого вида анализа для лабораторного определения содержания в образцах руд сурьмы, молибдена, серебра и кадмия. По предварительным данным, при максимальной энергии активирующего тормозного излучения 15,6 Мэв и мощности дозы 20 р/мин·м чувствительность анализа для названных элементов не хуже 5×10^{-3} , 5×10^{-2} , 5×10^{-3} и $10^{-1}\%$.

С помощью современных отечественных генераторов гамма-квантов большой интенсивности (линейные волноводные ускорители электронов, микротроны и сильноточные бетатроны) можно существенно повысить чувствительность анализа и удовлетворить более высокие требования геолого-геохимических и минералогических исследований, где в ряде случаев необходимо определять кларковые и закларковые концентрации элементов ($n \cdot 10^{-4}$ — $n \cdot 10^{-6}\%$ по весу).

Такие высокочувствительные варианты гамма-активационного метода были, в частности, разработаны и опробованы нами применительно к задачам анализа вмещающих пород россыпных титано-циркониевых месторождений на цирконий и ископаемых углей на германий.

Для определения циркония был применен следующий способ анализа. Исследуемые образцы навеской 100—300 г облучались 15 мин в пучке тормозного излучения сильноточного бетатрона ТПИ при его максимальной энергии, равной 13,1 Мэв. Через 1 мин после окончания облучения в течение 10 мин регистрировался аппаратный спектр гамма-излучения наведенной активности образца и одновременно в течение 40—60 мин — кривая ее спада. Выбранное значение максимальной энергии тормозного излучения позволяло исключить влияние активностей титана, калия и некоторых других мешающих элементов.

При более высоких значениях максимальной энергии аннигиляционный пик 0,51 Мэв от позитронных активностей мешающих элементов может исказить или полностью подавить фотопик от гамма-квантов продукта активации циркония (0,59 Мэв). По этой причине при максималь-

ной энергии тормозного излучения 13,8 Мэв часто уже не представляется возможным определять содержание в образцах циркония, если оно меньше $\sim 1 \times 10^{-3}\%$. Это иллюстрируется рис. 3, на котором приведены аппаратные спектры гамма-излучения наведенной активности двух образцов титано-циркониевой руды навеской 100 г каждый, полученные после облучения их при максимальной энергии тормозного излучения 13,8 Мэв.

Исследуемые образцы готовились путем разбавления чистым кварцевым песком руды с известным по данным химического анализа содержанием двуокиси циркония. Были также приготовлены контрольные образцы путем смешивания того же кварцевого песка с химически чистой двуокисью циркония.

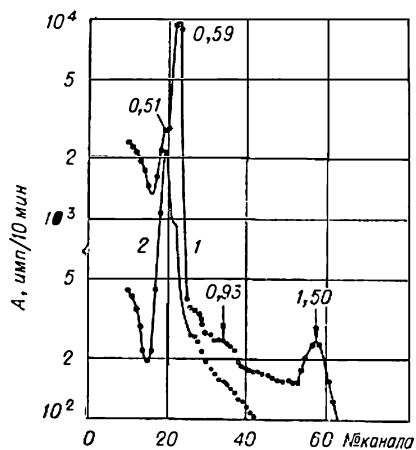


Рис. 3. Аппаратурные спектры двух образцов комплексной титано-циркониевой руды:

1 — образец, содержащий 0,0129% окиси циркония; 2 — образец, содержащий 0,0011% окиси циркония. Цифрами выделена энергия гамма-квантов радиоактивных продуктов следующих реакций: 0,51 Мэв — $Zr^{90}(\gamma, n)Zr^{89}$; $Ti^{46}(\gamma, n)Ti^{45}$; $K^{39}(\gamma, n)K^{38}$ и др. мешающих активностей; 0,59 Мэв — $Zr^{90}(\gamma, n)Zr^{89}$; 0,93 Мэв — $Zr^{90}(\gamma, n)Zr^{89}$; 1,50 Мэв — $Zr^{90}(\gamma, n)Zr^{89}$.

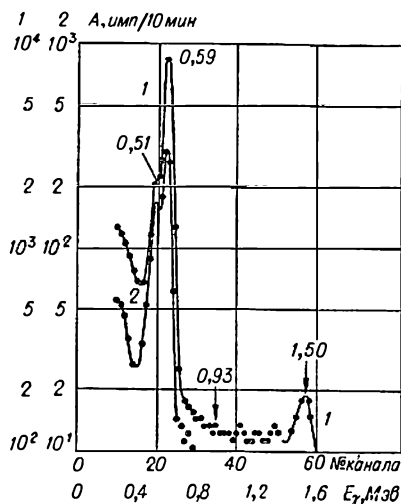


Рис. 4. Аппаратурные спектры гамма-излучения наведенной активности двух образцов смеси титано-циркониевой руды с кварцевым песком:

1 — образец, содержащий 0,001% двуокиси циркония; 2 — образец, содержащий 0,000169% двуокиси циркония. Цифрами выделена энергия гамма-квантов радиоактивных продуктов следующих реакций: 0,51 Мэв — фотонейтронные реакции на празеодиме и других мешающих элементах; 0,59 Мэв — $Zr^{90}(\gamma, n)Zr^{89}$; 0,93 Мэв — $Zr^{90}(\gamma, n)Zr^{89}$; 1,50 Мэв — $Zr^{90}(\gamma, n)Zr^{89}$.

На рис. 4 показаны аппаратные спектры гамма-излучения наведенной активности двух образцов смесей руды с песком навеской по 240 г каждый, содержащих 0,001 и 0,000166% двуокиси циркония и облученных при максимальной энергии тормозного излучения 13,1 Мэв. Как видно из рис. 4, влияние мешающего аннигиляционного излучения на активность циркония удалось существенно снизить.

Разница результатов измерений исследуемых и контрольных образцов не превышала 8%. Расчетное значение порога чувствительности определения содержания циркония рассмотренным способом оказалось равным $4 \times 10^{-5}\%$ при относительной точности $\pm 30\%$.

Для определения содержания германия в образцах углей нами был применен следующий способ. Образцы угля навеской ~ 20 г облучались

120 мин тормозным излучением с максимальной энергией 7,8 Мэв. После трехминутного охлаждения облученных образцов регистрировалась кривая спада бета-активности одновременно двумя торцовыми бета-счетчиками типа СИ-2Б. Время снятия кривой спада 15 мин. Предварительно экспериментальным путем было установлено, что при более высоких значениях максимальной энергии тормозного излучения (8,2 Мэв и выше) влияние мешающих активностей содержащихся в угле редкоземельных элементов не позволяет однозначно выделять активность продукта активации германия (Ge^{75} , период полураспада 82 мин).

Проведенные на основании полученных экспериментальных данных оценочные расчеты показали, что порог чувствительности такого способа определения содержания германия в углях составляет $\sim 3 \cdot 10^{-4} \%$ при относительной точности измерений $\pm 30 \%$.

Описанным способом определялось содержание германия в 12 образцах угля четырех месторождений различных районов страны. В семи образцах было найдено от $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ до $\sim 9 \cdot 10^{-4} \%$ двуокиси германия.

Фотонейтронный метод

Основой для раздельного определения в веществах сложного состава элементов или их групп являются отличия в форме кривой возбуждения для различных фотонейтронных реакций и в основных параметрах этой кривой ($E_{\text{пор}}$, $E_{\text{рез}}$ и $\sigma_{\text{рез}}$). Использование для этих целей различий в энергетическом спектре и угловом распределении фотонейтронов, испускаемых различными ядрами, пока еще практически невозможно, так как они невелики, а техника измерения энергетического и углового распределения фотонейтронов недостаточно совершенна.

Фотонейтронный метод может оказаться наиболее перспективным при определении содержания в горных породах и рудах таких элементов, которые обладают наиболее низкой пороговой энергией фотонейтронных реакций и которые либо не активируются, либо слабо активируются гамма-излучением.

Проведенные теоретические оценки показывают, что для ряда элементов, имеющих низкую пороговую энергию фотонейтронной реакции, возможна разработка фотонейтронных методов анализа с чувствительностью вплоть до $10^{-3} - 10^{-4} \%$. К таким элементам относятся, в частности, бериллий, литий, дейтерий, ртуть, самарий, кадмий, эрбий, неодим, осмий, вольфрам и др.

Для разработки и опробования фотонейтронных методов анализа некоторых из названных элементов в горных породах и рудах нами были применены перечисленные выше источники гамма-излучения. В качестве детекторов фотонейтронов были использованы газоразрядные счетчики нейтронов типа СНМ-20 и обогащенные изотопом бора B^{10} сцинтилляционные счетчики нейтронов.

Исследуемые образцы помещались в цилиндрические пластмассовые или металлические кассеты различного диаметра (от 4 до 6 см) разной длины (от 10 до 25 см), которые при облучении устанавливались соосно с пучком тормозного излучения одного из бетатронов. Фотонейтроны регистрировались между импульсами тормозного излучения бетатрона одним или несколькими параллельно включенными счетчиками (при использовании счетчиков СНМ-20 число их в отдельных опытах доходило до 10).

Система образец — счетчик (или образец — счетчики) помещалась в парафиновом или водяном замедлителе и защищалась со всех сторон

парафиново-борной защитой толщиной 25 см. Коллимация пучка тормозного излучения осуществлялась медным коллиматором толщиной 35 см. Коллимированный пучок фильтровался парафиновым экраном толщиной 3 см.

Определение содержания в образцах бериллия проводилось двумя способами, отличающимися выбранным значением максимальной энергии тормозного излучения (2,2 и 4,1 Мэв). В первом способе регистрировались только фотонейтроны от бериллия, во втором — от бериллия и дейтерия. Второй способ характеризуется значительно более высокой чувствительностью определения бериллия, однако наличие в исследуемых образцах дейтерия (для выше-

указанных образцов это главным образом связанная вода) часто затрудняет проведение анализа и ухудшает точность определений.

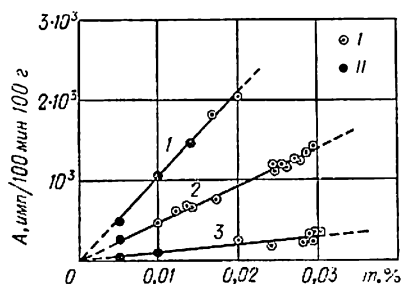


Рис. 5. Зависимость скорости счета фотонейтронов от содержания в образцах руд и эталонных смесей ртути (кривая 1), бериллия (кривая 2) и лития (кривая 3):

I — образцы руды, II — эталонные образцы.

Для анализа образцов на литий была выбрана максимальная энергия тормозного излучения, равная 6,0 Мэв. Анализ образцов на ртуть и вольфрам проводился при максимальной энергии тормозного излучения, соответственно равной 7,0 и 7,2 Мэв.

Зависимость скорости счета фотонейтронов от содержания в образцах горных пород и руд, а также эталонных смесей бериллия, лития и ртути показана на рис. 5. Измерения выполнены при мощности дозы тормозного излучения 3,7; 72,5 и 116 p/мин на расстоянии 1 м от мишени бетатрона соответственно для бериллия, лития и ртути. Разница результатов химического анализа и фотонейтронным методом не превышала 6%.

Аналогичные результаты были получены при анализе образцов на вольфрам, содержащих WO_3 0,15% и более.

Расчеты, проведенные на основании результатов экспериментальных исследований, показывают, что порог чувствительности фотонейтронного определения содержания в горных породах и рудах бериллия, лития, ртути и вольфрама соответственно составляет $8 \cdot 10^{-5}$, $6 \cdot 10^{-4}$, $8 \cdot 10^{-4}$ и $3 \cdot 10^{-4}$ при относительной точности $\pm 30\%$.

Заключение

Полученные результаты весьма положительно характеризуют аналитические возможности фотоядерных методов, основанных на использовании лабораторных бетатронов.

Характеристики некоторых методик гамма-активационного и фотонейтронного методов анализа, разработанных во ВНИИЯГГ в последние годы и опробованных на образцах пород и руд различных месторождений минерального сырья, приведены в таблице, составленной по литературным данным и результатам последних исследований авторов. Как видно из таблицы, рассмотренные фотоядерные методы могут обеспечить удовлетворительные чувствительность, точность и экспрессность для многих геологических определений.

**Эксплуатационные характеристики некоторых разработанных во ВНИИЯГГ методов
гамма-активационного анализа горных пород и руд**

Анализируемый элемент	Природа исследуемых образцов и особые условия анализа	Максимальная энергия тормозн. излуч., Мэв	Интенсивность тормозного излучения, р/мин·м	Чувствительность анализа, вес. %	Точность анализа, отн. %	Время анализа одного образца при массовых определениях, мин
1	2	3	4	5	6	7
Углерод	Ископаемые угли	28	20	1×10^{-3}	5—10	20
	То же (при повышенном содержании в золе хрома, цинка, серебра, сурьмы и некоторых других элементов)	28	20	10^{-2}	30	20
	Осадочные горные породы	28	20	10^{-1}	20	20
”	Ископаемые угли (при экспрессном определении углерода одновременно с кислородом)	23	15	1	5	10
Кислород	Ископаемые угли, осадочные горные породы (при одновременной активации кислорода с углеродом)	23	20	5×10^{-3}	5—10	20
	То же (при избирательной активации кислорода на фоне углерода)	19	10	10^{-1}	5—10	10
	Титано-циркониевые руды и концентраты	15,6	10	3×10^{-3}	5—10	10
Цирконий	Вмещающие горные породы россыпных титано-циркониевых месторождений, эталонные смеси (методика с повышенной чувствительностью)	13,1	400	4×10^{-5}		
	Титано-циркониевые руды и концентраты	15,6	10	2×10^{-1}	5—10	20
Медь	Полиметаллические и медные руды	13,8	5	5×10^{-2}	10	20
Цинк	То же	13,8	5	10^{-1}	10	20
Свинец	»	14,8	10	10^{-1}	10—20	50
Барий	Полиметаллические и медные руды	13,8	5	10^{-1}	10	1
Железо	Полиметаллические и железные руды	17,0	10	1	10	30
Фосфор	Фосфориты, апатиты	15,6	20	10^{-2}	10—15	20
Фтор	»	15,6	20	10^{-2}	10—15	20
Кремний	Ископаемые угли, осадочные горные породы, полиметаллические, титано-циркониевые и железные руды	17,0	10	1		
Калий	То же	15,6	20	10^{-1}	10—15	10
Сурьма	Полиметаллические руды, горные породы	15,6	20	5×10^{-3}	10	10

1	2	3	4	5	6	7
Молибден	То же	15,6	20	5×10^{-2}		
Серебро	»	15,6	20	5×10^{-3}		
Кадмий	»	15,6	20	10^{-1}		
Германий	Ископаемые угли	7,8		3×10^{-4}		
Бериллий	Горные породы и руды, эталонные смеси	4,1	3,7	8×10^{-5}		
Литий	То же	6,0	72,5	6×10^{-4}		
Ртуть	»	7,0	116	8×10^{-4}		
Вольфрам	»	7,2		3×10^{-4}		

Несомненно, в скором будущем чувствительность, точность, многокомпонентность и экспрессность фотоядерных методов анализа значительно возрастут за счет внедрения счетно-решающих и программирующих устройств, совершенствования генераторов гамма-квантов счетно-анализирующей аппаратуры и средств транспортировки образцов, а также в результате применения в отдельных случаях современных радиохимических методов разделения продуктов фотоядерных реакций.

Особенно многообещающей для совершенствования фотоядерных методов анализа вещественного состава горных пород и руд представляется автоматизация измерений, включающая программируемую обработку их результатов на основе использования различий в форме кривых возбуждения различных фотоядерных реакций.

А. К. Берзин, Б. А. Хрынин, Б. М. Яковлев

ОПРЕДЕЛЕНИЕ БЕРИЛЛИЯ В ОБРАЗЦАХ БЕРИЛЛИЕВЫХ РУД С ПОМОЩЬЮ ФОТОНЕЙТРОННОГО МЕТОДА

Развитие фотонейтронного метода определения элементов во многом определялось прогрессом в области создания новых мощных источников гамма-излучения и аппаратуры для регистрации излучений. Фотонейтронный метод, основанный на непосредственной регистрации нейтронов, образующихся в результате (γ, n) -реакций на исследуемых элементах, является весьма перспективным для анализа прежде всего элементов с низким порогом (γ, n) -реакции, не выше ~ 8 Мэв. В работе [10] приведены данные о 34 изотопах различных элементов, пороги (γ, n) -реакций которых лежат в пределах от 1,667 Мэв (изотоп Be⁹) до 7,8 Мэв (изотоп придия Iг¹⁹⁷). Сочетание этих элементов в рудах может быть различным, что может затруднить анализ, если в исследуемой руде имеется одновременно несколько элементов с близкими по величине порогами (γ, n) -реакций.

Различные варианты фотонейтронного метода с использованием в качестве источника гамма-излучения радиоактивных изотопов типа натрия Na²⁴ и сурьмы Sb¹²⁴ (энергия гамма-квантов 2,75 и 2,09 Мэв, перио-

ды полураспада 14,9 ч и 60,1 дня соответственно) описаны в работах [1, 2, 5, 6, 9, 10]. Однако радиоактивные изотопы обладают рядом недостатков, в частности сравнительно малыми периодами полураспада и небольшими выходами гамма-излучения. По этим причинам в разрабатываемом нами методе определения бериллия в рудах в качестве источника излучения использовался сильнооточный бетатрон с энергией тормозного излучения до 25 Мэв и мощностью дозы излучения около 1500 *р/мин* на расстоянии 1 м от мишени. Нами не ставилась задача замены ранее предложенных методов, основанных на использовании радиоактивных изотопов в качестве источников излучения: на примере бериллия мы хотели лишь путем сопоставления характеристик разрабатываемого и существующих, хорошо зарекомендовавших себя методов выяснить возможность исполь-

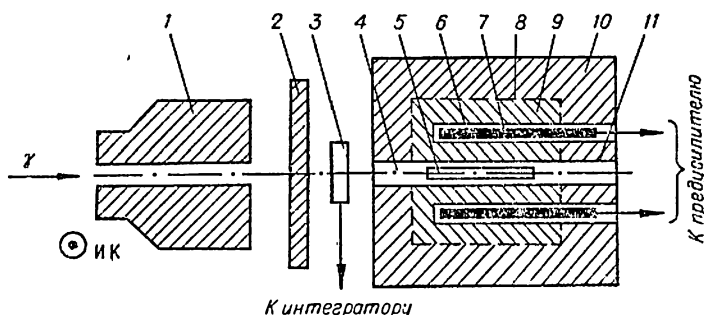


Рис. 1. Схема эксперимента по определению бериллия в рудах с помощью фотонейтронного метода:

1 — коллиматор; 2 — парафиновый экран толщиной 30 мм; 3 — ионизационная камера-монитор; 4 — центральный канал; 5 — исследуемый образец; 6 — цилиндрические каналы (6 шт.); 7 — пропорциональный счетчик типа СММ-20; 8 — экран из кадмия; 9 — экран из сплава парафина B_2O_3 ; 10 — парафиновый блок; 11 — алюминиевая трубка.

зования фотонейтронного метода (на основе ускорителя в качестве источника излучения) для анализа более широкого круга элементов.

Экспериментальная установка (рис. 1) представляет собой парафиновый блок 10 с наружными размерами $320 \times 320 \times 370$ мм, экранированный слоем кадмия 8 толщиной 0,5 мм и плитами 9 из сплава парафина с окисью бора B_2O_3 толщиной 250 мм. Оба эти экрана являются внешней защитой рабочего парафинового блока от рассеянных нейтронов. Через центральную часть установки проходит сквозной канал 4 диаметром 46 мм; внутри канала установлена алюминиевая трубка 11 со стенкой толщиной 0,5 мм, в которую загружаются исследуемые образцы 5. Вокруг центрального канала на расстоянии 48 мм от его оси расположены симметрично 6 цилиндрических каналов 6, в которых находятся пропорциональные счетчики 7 типа СММ-20. Счетчики регистрируют нейтроны, образующиеся в образце в результате (γ, n) -реакций и замедленные затем в парафине блока 10 до тепловых энергий. Пучок тормозного излучения бетатрона коллимировался с помощью коллиматора 1, выполненного из меди в виде блока длиной 500 мм с центральным отверстием диаметром 46 мм. Защита счетчиков СММ-20 от быстрых и тепловых нейтронов, имеющих в пучке тормозного излучения бетатрона, осуществлялась с помощью парафинового экрана 2, установленного между коллиматором и экспериментальной установкой.

Контроль за мощностью дозы тормозного излучения проводился с помощью проходной ионизационной камеры 3, соединенной с интегратором, изготовленным на основе стандартного прибора типа «Кактус».

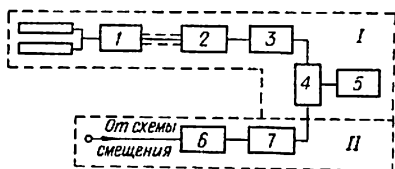


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки:

I — счетный канал; *II* — канал временной селекции.
1 — катодный повторитель; *2* — широкополосный усилитель; *3* — амплитудный дискриминатор импульсов типа ИД-2; *4* — схема совпадений; *5* — пересчетное устройство типа ПП-12 («Волна»); *6* — схема задержки; *7* — схема «стола».

тормозного излучения $E_{\text{ymax}} = 4,1 \text{ Мэв}$, что обусловлено следующими соображениями. Во-первых, при такой энергии излучения практически единственным источником фотонейтронов в исследуемом образце будет бериллий. Во-вторых, спектр тормозного излучения с граничной энергией $4,1 \text{ Мэв}$ перекрывает два максимума в поперечном сечении (γ, n) -реакции на Be^9 , что позволит получить сравнительно большой по абсолютной величине выход фотонейтронов от исследуемого образца.

Временной режим наших исследований определялся двумя факторами: 1) временем полного затухания фотонно-электронной лавины и восстановления радиосхем и 2) временем, при котором величина полезного счета становится сравнимой с величиной фона. При измерениях временного распределения фотонейтронов, образующихся в результате (γ, n) -реакции на Be^9 , находящемся в исследуемом образце, рабочий интервал, т. е. интервал времени между двумя следующими один за другим импульсами излучения, в течение которого происходит регистрация нейтронов (нами применялся метод «непосредственной регистрации» нейтронов), был принят равным 100 мксек . В соответствии с этим время задержки начала регистрации импульсов изменялось через каждые 100 мксек , начиная с 300-й мксек после конца импульса тормозного излучения бетатрона.

Результаты измерений временного распределения фотонейтронов представлены на рис. 3, где также приведена соответствующая величина фона, увеличенная в 10 раз. Верхний предел рабочего интервала лежит примерно на уровне 500 мксек , так как уже при 550 мксек величина полезного счета с учетом статистической ошибки измерений становится сравнимой с величиной фона.

Количество фотонейтронов, образующихся в исследуемом образце в результате (γ, n) -реакции, отнесенное к единице дозы излучения, пропорционально числу ядер атомов бериллия, содержащихся в образце. Число же зарегистрированных счетчиками фотонейтронов при прочих равных условиях существенным образом зависит от поглощающих свойств элементов, входящих в состав данного образца. Эти два фактора являются определяющими при разработке методики анализа.

Для контрольных измерений излучения использовалась ионизационная камера с рабочим объемом 2 см^3 , снабженная насадкой из плексигласа (передняя стенка переменной толщины), и рентгенометр типа РМ-1М.

Электронная часть экспериментальной установки (рис. 2) состоит из двух каналов: счетного *I* и временной селекции *II*, собранных в основном из типовых блоков аппаратуры отечественного производства.

Облучение образцов, содержащих бериллий, проводилось при энергии

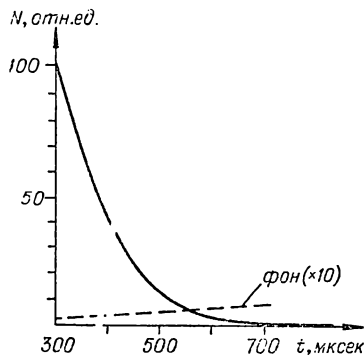


Рис. 3. Временное распределение фотонейтронов.

При данной методике анализа, как и при всякой другой, основанной на ядерных реакциях под действием излучения, необходимо применение эталонов. Ими могут быть образцы, приготовленные на основе окиси бериллия. Эта искусственная смесь в среднем должна быть близкой по своему элементному составу и структуре химических соединений к натуральной бериллиевой руде, но не должна содержать элементов, сильно поглощающих нейтроны. Нами готовилась смесь из кварца (70%) и мусковита (25%) с небольшими добавками (по 1% каждого) окиси олова и окиси вольфрама. Плотность эталонного образца принята равной $1,35 \text{ г/см}^3$, что соответствует средней насыпной плотности эталонируемых проб, которая обычно лежит в пределах $1,2\text{—}1,5 \text{ г/см}^3$.

Исследования показали, что для обеспечения аналитических работ с любыми концентрациями бериллия достаточно иметь 4 эталона: 1) эталон с 1% BeO — для образцов, содержащих менее 0,1% окиси бериллия; 2) эталон с 5% BeO — для образцов, содержащих 0,1÷5% окиси бериллия; 3) эталон с 10% BeO — для образцов, содержащих 5÷50% окиси бериллия; 4) эталон с 50% BeO — для образцов, содержащих окиси бериллия более 50%.

Нами исследовалась также зависимость скорости счета фотонейтронов от толщины образца (эталонных проб). Установлено, что толщину слоя образца более 7 см брать нецелесообразно. В связи с этим нами были приняты толщины слоя эталонных образцов, равные 0,5; 2,0 и 5,0 см.

Анализируемые образцы часто содержат довольно значительное количество элементов, обладающих высоким сечением поглощения нейтронов (главным образом литий, меньше — редкие земли, еще меньше — бор). Нами были изготовлены образцы с добавками (в качестве поглощающих элементов) лития и бора в виде химических соединений LiO (0,1; 0,5; 1,0; 3,0 и 5,0%) и B_4C (0,01; 0,05; 0,1; 0,5 и 1,0% соответственно). Результаты измерений показывают, что уже при концентрации окиси лития 3% скорость счета фотонейтронов для образца толщиной 0,5 см с содержанием окиси бериллия 1% при дозе тормозного излучения 20 р уменьшается на 20%, а это, в свою очередь, приводит к ошибке в определении BeO , также равной 20%. При наличии в образце B_4C влияние бора на результаты анализа начинает заметно сказываться, когда концентрация его превышает 0,4%. Следовательно, необходимо вносить соответствующие поправки.

Для проверки применимости предлагаемого метода анализа было изготовлено и проанализировано 49 образцов из трех месторождений бериллия. Из них 18 образцов с известным процентным содержанием окиси бериллия были подвергнуты химическому анализу. Вес образцов был достаточным для приготовления проб с толщиной слоя 5,0 см. Относительная средняя квадратичная ошибка измерений не превышала 2÷5%. Коэффициент повторяемости результатов анализа равен 1,1.

На рис. 4 сопоставлены данные анализа фотонейтронным методом с результатами химического анализа для 18 проб. Кроме расхождения в одном случае, согласие результатов, полученных тем и другим методом, можно считать вполне удовлетворительным. Повторный химический анализ образца № 17, показавшего отклонение на 80%, позволил сде-

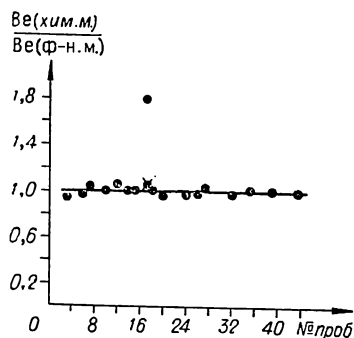


Рис. 4. Сопоставление результатов фотонейтронного и химического методов анализа бериллиевых образцов.

лать вывод о том, что данные, полученные с помощью фотонейтронного метода, являются более точными, а выброс этой точки — случаен. Результаты повторного химического анализа отмечены на рис. 4 крестиком.

Исследования показали, следовательно, что фотонейтронный метод определения бериллия с использованием в качестве источника излучения бетатрона не уступает по основным показателям методу, основанному на применении в качестве источника излучения радиоактивных изотопов.

Эти исследования показали также, что практически возможно проводить количественное определение в образцах горных пород и руд ряда других элементов с низким порогом (γ, n)-реакции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айдаркин Б. С. и др. Труды Радиового ин-та, 1957, 5, 89.
2. Межиборская Х. Б. Ж. анал. хим. 1960, 15, 3, 281; Атомная энергия, 1959, 6, 567.
3. Клевцов П. П. и др. Бюлл. НТИ МГиОН, 1959, 3 (20), 103.
4. Двоереченский Ф. И. и др. Труды КазИМС, вып. 1, 1959.
5. Межиборская Х. Б. Фотонейтронный метод определения бериллия. М., Госатомиздат, 1961.
6. Gaudin A. M. et al. Mining Eng., 1950, 187, 495.
7. Gaudin A. M. et al. Analyt. Chem., 1957, 23, 1261.
8. Brownell G. M. Econ. Geol., 1959, 54, 1103.
9. Bisby H. Nuclear Power, 1960, 5, 47, 100.
10. Берзин А. К., Хрынин Б. А., Яковлев Б. М. Прикладная геофизика (в печати).

А. В. Доленко, Б. Г. Егиазаров, Л. А. Землеруб,
Л. М. Исаков, Э. М. Райхман

ГАММА-РЕЗОНАНСНЫЕ АНАЛИЗАТОРЫ КАССИТЕРИТА

В последнее время широкое распространение получил метод, основанный на использовании эффекта ядерного гамма-резонанса ЯГР (эффекта Мессбауэра).

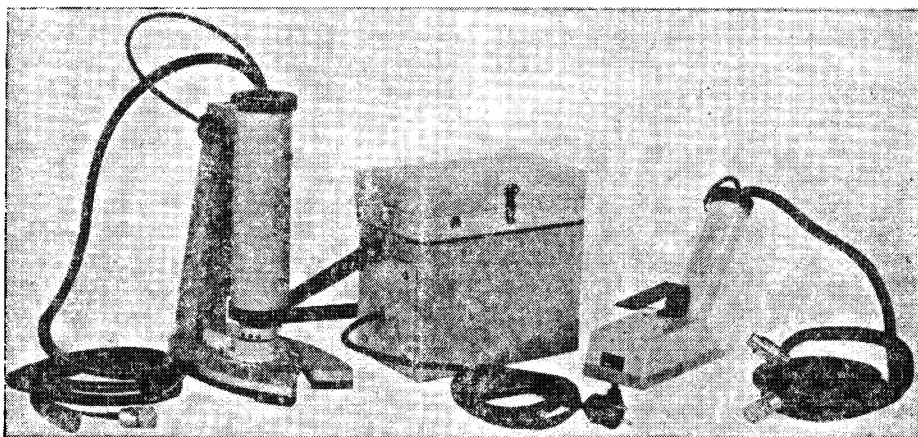
Разработка приборов, основанных на использовании ЯГР, и в частности прибора для определения касситерита, осуществляется в Союзном научно-исследовательском институте приборостроения (СНИИП) с 1963 г. В этих исследованиях на разных этапах принимали участие специалисты ВНИИЯГГ и ИХФ АН СССР.

Принцип действия описываемых приборов основан на зависимости резонансного поглощения или рассеяния гамма-излучения источника $\text{Sn}^{119\text{m}}\text{O}_2$ от количества ядер Sn^{119} , входящих в состав касситерита исследуемых образцов. Эффект ядерного гамма-резонанса благодаря своей исключительной избирательности позволяет определять содержание окисного олова в образцах с высокой чувствительностью и точностью, причем результаты анализа не зависят от состава вмещающей породы образцов, а сами приборы отличаются простотой и надежностью.

1. Мессбауэровский анализатор касситерита типа МАК-1. В 1965 г. в СНИИП при участии специалистов ИХФ АН СССР и ВНИИЯГГ за-

вершена опытно-конструкторская работа по созданию первого в практике отечественного и мирового приборостроения промышленного варианта прибора МАК-1 (см. рисунок), предназначенного для экспрессного определения весового содержания окисного олова в порошковых пробах, а также содержания касситерита в поверхностном слое рудного тела. Опытные образцы прошли успешно государственные испытания, и в ближайшее время будет выпущена первая партия этих приборов.

Прибор включает в себя измерительный пульт, измерительную головку для анализа порошковых проб и измерительную головку для анализа поверхностного слоя рудного тела.



Диапазон измеряемых прибором концентраций олова, входящего в касситерит, составляет при анализе порошковых проб $0,05 \div 4\%$, а при анализе поверхностного слоя рудного тела $0,1 \div 4\%$. Погрешность измерения в первом случае не превышает погрешности массового химического анализа при среднем времени одного измерения $10-12$ мин.

В зависимости от характера измерения к пульту подключается та или иная измерительная головка, при этом никакой дополнительной подстройки прибора не требуется. Прибор прост в эксплуатации, не требует от оператора высокой квалификации, надежен. В полевых условиях его может обслуживать один геолог-оператор, так как МАК-1 имеет малый вес и габариты, питается от батарей, помещаемых в измерительный пульт. Вибропрочность, герметичность, защищенность от брызг и пыли обеспечивают длительный срок работы прибора в сложных метеорологических условиях, а также в условиях подземных выработок. Отработана методика анализа с порошковыми пробами.

Правильность методики и целесообразность использования прибора для анализа порошковых проб на окисное олово подтверждена опытом эксплуатации его в условиях производства. Эта работа проводилась опытно-методической партией ВНИИЯГГ. Установлена целесообразность применения МАК-1 вместо массового химического анализа. Предварительный экономический расчет показал, что использование ста приборов только для анализа порошковых проб дает экономический эффект $700-800$ тыс. руб. в год.

Широкое применение ядерно-геофизического опробования непосредственно на обогащениях рудного тела сулит еще большую экономию. В настоящее время опытно-методическая партия ВНИИЯГГ совместно со специалистами СНИИП разрабатывает методику такого анализа на

предприятиях Приморского края. Важным преимуществом прибора МАК-1 (так же как и других приборов, основанных на использовании эффекта ядерного гамма-резонанса) является возможность определения олова, входящего в касситерит (обогащаемый минерал олова), поскольку с помощью массового химического анализа можно установить лишь общее содержание олова, отдельный же химический анализ представляет значительные трудности даже по сравнению с достаточно трудоемким массовым химическим анализом. Это преимущество МАК-1 приобретает особое значение на месторождениях руд с большим содержанием стannина.

2. Автоматизированный лабораторный анализатор касситерита. В настоящее время проводится опытно-конструкторская работа по созданию автоматизированного прибора, предназначенного для анализа порошковых проб на окисное олово при опробовании горных выработок, естественных обнажений, шлихов и т. д. Процесс измерения величины эффекта резонансного поглощения в данном приборе автоматизирован, что значительно упрощает работу оператора. Информация о величине эффекта резонансного поглощения, пропорционального содержанию окисного олова в исследуемой пробе, выдается непосредственно цифровыми индикаторами в десятичной системе исчисления.

Диапазон измеряемых концентраций олова, входящего в касситерит, по сравнению с прибором МАК-1 расширен и составляет $0,03 \div 10\%$. При этом повышена точность измерения: погрешности во всем диапазоне не меньше погрешностей массового химического анализа. Такой автоматизированный прибор при массовых измерениях в лабораториях геологоразведочных партий, геологических управлений, рудников и обогащательных комбинатов полностью исключит субъективные ошибки оператора и повысит надежность измерений.

3. Разработка каротажного прибора. В феврале 1966 г. Комсомольской экспедицией Дальневосточного геологического управления проводились испытания первого макета каротажного прибора для определения содержания оловянных руд непосредственно в разрезе скважин. Исследования велись в горизонтальной необводненной скважине с весьма широким диапазоном содержания касситерита, в которой ранее был проведен керновый анализ. Каротажная гильза помещалась в скважину, через каждый метр проводились «точечные» замеры величины эффекта гамма-резонанса, пропорционального содержанию окисного олова в руде.

Сравним данные химического анализа кернов ($C, \%$) с изменением величины ($\epsilon, \%$) эффекта гамма-резонанса по глубине скважины ($M, м$):

$C, \%$	0.14	0.14	0.1	0.2	0.08	0.04	1.25	0.31	0.35	0.05	0.05
$\epsilon, \%$	0.6	0.37	0.14	0.46	0.24	0.78	2.48	0.7	0.74	0.16	0.06
$M, м$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

Величины эффектов гамма-резонанса хорошо коррелируются с данными химического анализа кернов. Следует отметить, что в отличие от химического анализа, при котором измеряется усредненное содержание олова в керне, гамма-резонансный анализ дает сведения о содержании олова в определенных «точках» скважины, что при достаточном количестве измерений отражает действительную картину распределения касситерита по разрезу скважины.

Приведенные данные позволяют надеяться, что создание каротажного прибора для определения содержания олова непосредственно в разрезе скважин позволит значительно уменьшить затраты, связанные со

сложностью буровых работ и химического анализа, и повысить оперативность поисковых работ.

4. Разработка технологического прибора. Весьма перспективно использование эффекта гамма-резонанса на ядрах Sn^{119} в методиках и приборах оперативного контроля содержания касситерита в продуктах обогащения оловосодержащих руд.

Создание и внедрение соответствующих приборов, с одной стороны, позволит оперативно управлять технологическим процессом обогащения, что может существенно повысить извлечение олова из руды, с другой стороны, даст реальную основу для полной автоматизации рудообогащительных комплексов.

Нами разработан и испытан в производственных условиях макет прибора для оперативного контроля содержания касситерита в исходной руде, хвостах и концентрате. Прибор рассчитан на работу с продуктом крупностью до 0,2 мм и обеспечивает автоматическую дозировку исследуемой пробы, подачу ее к измерительному блоку, проведение цикла измерений и вывод информации на цифропечатающее устройство.

Проба готовится путем замешивания необходимого количества продукта, поступающего с автоматических весов, в специальном стакане и последующего его осаждения на фильтр из ткани или фильтровальной бумаги. На полную обработку одной пробы затрачивается не более 20 мин. Диапазон измеряемых концентраций касситерита 0,2÷3% для исходной руды, 0,04÷0,7 для хвостов и 10÷30 для концентрата. Точность анализа во всех случаях не уступает точности массового химического анализа.

Таким образом, в результате описанных разработок предполагается решить задачу экспрессного и эффективного анализа касситерита, по существу, на всех стадиях геологоразведочных и обогащительных работ.

В заключение следует отметить, что разработанные и разрабатываемые приборы по своей структуре обеспечивают сравнительно простым способом возможность реализации измерений общего содержания олова в образцах пород с помощью рентгено-радиометрического анализа. В настоящее время разрабатывается головка для осуществления указанных измерений.

В. М. Запорожец, В. М. Ратников, В. Е. Черкасов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ОКИСНОГО ОЛОВА В ПОРОШКОВЫХ ПРОБАХ И В КОРЕННОМ ЗАЛЕГАНИИ ГОРНЫХ ПОРОД МЕТОДОМ ЯДЕРНОГО ГАММА-РЕЗОНАНСА

В результате совместных исследований Институтом химической физики АН СССР, Союзным научно-исследовательским институтом приборостроения и Всесоюзным научно-исследовательским институтом ядерной геофизики и геохимии создана аппаратура и методика для определения содержания окисного олова в порошковых пробах и коренном залегании горных пород методом ядерного гамма-резонанса (ЯГР).

Сущность метода заключается в следующем. Часть гамма-квантов, испускаемых радиоактивным изотопом (в данном случае $\text{Sn}^{119\text{m}}$ резонансно поглощается ядрами соответствующего стабильного изотопа (Sn^{119}). Такое явление возможно в том случае, когда ядра источника и поглотителя входят в кристаллическую решетку вещества и поэтому при испускании и поглощении гамма-квантов не происходит потери их энергии на отдачу. Ядерный гамма-резонанс наблюдается обычно только при очень низких температурах и лишь для соединений олова и железа отмечается при комнатной температуре.

Возможны две схемы наблюдения эффекта ядерного гамма-резонанса — резонансное поглощение гамма-квантов и резонансное рассеяние гамма-квантов.

Эффект ЯГР проявляется в изменении интенсивности излучения, фиксируемого детектором, в зависимости от скорости движения источника. При этом вследствие наличия эффекта Доплера пропорционально скорости движения источника изменяется энергия гамма-излучения, воспринимаемого поглотителем, что приводит к изменению вероятности резонансного поглощения (и рассеяния) гамма-квантов. Ниже показана зависимость резонансного поглощения гамма-излучения источника $\text{Sn}^{119\text{m}}\text{O}_2$ от концентрации SnO_2 в поглотителе (содержание изотопа Sn^{119} в природной смеси изотопов составляет около 8,5%):

$\epsilon, \%$	0	10	15	20	25	28	33	35
$v, \text{мм/сек}$	0	$\pm 0,5$	$\pm 0,7$	$\pm 0,9$	$\pm 1,2$	$\pm 1,4$	$\pm 1,9$	$\pm 2,7$

Линия поглощения имеет вид очень узкой резонансной кривой, что обеспечивает большую избирательность метода; для нарушения резонанса поглощения достаточно двигать источник относительно поглотителя с такой малой скоростью, как 2 мм/сек. Максимальное поглощение здесь наблюдается при неподвижных источнике и поглотителе, что бывает обычно, когда источник и поглотитель имеют одинаковый химический состав (в данном случае SnO_2). Относительная величина эффекта резонансного поглощения определяется количеством ядер Sn^{119} в поглотителе, а тем самым и содержанием олова в нем.

При наблюдениях по схеме резонансного рассеяния гамма-квантов в аналогичном случае (источник и рассеиватель в форме SnO_2), когда источник неподвижен, регистрируется максимальная интенсивность рассеянного излучения, а при движении источника она уменьшается.

На этих принципах основано действие прибора МАК-1 (мессбауэровский анализатор касситерита) [1]. Прибор состоит из измерительного пульта и двух сменных датчиков — один служит для исследований методом резонансного поглощения, другой — для работ методом резонансного рассеяния гамма-квантов.

Для определения эффекта ЯГР (ϵ) производят два измерения интенсивности гамма-излучения за равные промежутки времени: одно при неподвижном источнике (N_0), второе — при источнике, движущемся со скоростью, достаточной для нарушения условий резонанса (N_∞). Отношение приращения скорости счета импульсов к величине N_∞ характеризует содержание окисного олова в пробе. Малая энергия излучения (23,8 кэв) и небольшая мощность источника (1—3 мкюри) обеспечивают полную безопасность для обслуживающего персонала; большой период полураспада (270 дней) позволяет длительное время (1—2 года) работать без смены источника.

В качестве детектора используется сцинтилляционный кристалл NaJ(Tl) в сочетании с фотоэлектронным умножителем. Электронная схема выполнена на полупроводниковых приборах. Регистрация им-

пульсов производится электромеханическим счетчиком, время фиксируется механическим секундомером. Питание прибора осуществляется от сети 220 в или от батарей (8—14 в); прибор портативен, прост в обращении и надежен в работе.

Анализ порошковых проб на окисное олово

Для анализа на окисное олово методом резонансного поглощения гамма-квантов готовятся хорошо высушенные порошковые пробы со степенью измельчения не менее 250 меш. Повышенная влажность и крупность зерна проб приводит к уменьшению эффекта, а следовательно, занижению определяемых содержаний олова. Процесс измерений весьма прост. Навеска пробы 1—3 г высыпается в плексигласовую чашечку, разравнивается и устанавливается в датчик. Затем измеряется скорость счета с неподвижным и движущимся источниками в течение

Резонансное поглощение гамма-лучей в зависимости от толщины (мг/см²)

$\epsilon, \%$	3,3	5,3	7	9,2	10,7	13,3	15,7	16,7	19,5	20,5	21
$\rho_s, \text{мг/см}^2$	0,8	1,6	2,4	3,2	4,0	4,8	5,6	6,4	8	8,8	9,4

6—10 мин. Переход от величины измеряемого эффекта к содержанию олова в пробе осуществляется с помощью градуировочной кривой, получаемой путем измерения эффекта на эталонировочных фильтрах с известной поверхностной плотностью ρ олова (см. таблицу). Зависимость эффекта от ρ нелинейна, причем с увеличением ρ кривая выполаживается и погрешность определения ρ по величине эффекта ϵ возрастает. Работа в области поверхностных плотностей более 5 мг/см² считается нецелесообразной.

После определения по градуировочной кривой величины ρ , соответствующей измеренному на пробе эффекту, содержание олова в ней вычисляется по формуле

$$\text{Sn, \%} = 0,8 \frac{P}{\rho},$$

где ρ — поверхностная плотность олова, мг/см², P — навеска пробы, г. Верхний предел концентрации олова в пробе, измеряемой без разбавления, определяется минимально допустимым весом пробы (допускающим равномерное разравнивание), равным 1 г, и максимальной целесообразной поверхностной плотностью олова в пробе (5 мг/см²) и равен ~4%. Нижний предел концентраций, измеряемых с точностью, не уступающей точности химического анализа, при не слишком большом времени измерения равен 0,05%.

Точность анализа проб зависит от тщательности взвешивания и разравнивания пробы, статистической точности измерений, которая является определяющей, так как влияние остальных факторов мало по сравнению с ней, и т. д.

Исходя из эмпирически установленного статистического распределения скорости счета импульсов во времени по закону Пуассона, можно показать, что статистическая точность измерений определяется общим числом N зарегистрированных импульсов (N_0 или N_∞) и может быть примерно оценена по формуле:

$$\delta\epsilon, \% = \frac{10^4}{\epsilon} \sqrt{\frac{2}{N}}. \quad (1)$$

Отсюда вытекает, что для достижения точности измерений содержания олова не ниже точности химического анализа необходимо набрать для навесок в 1—2 г не менее 3×10^5 , для навесок в 3 г, в зависимости от наблюдаемого эффекта, от 3×10^5 до $1 \cdot 10^6$ импульсов. При обычной скорости счета импульсов электромеханическим счетчиком 10—15 *имп/сек* и коэффициенте пересчета 1 : 256 это требует примерно 10 *мин* на пробу.

Для обеспечения минимального времени измерений без снижения точности результата анализа проводятся на навесках разной величины (1, 2 и 3 г) в зависимости от содержания олова в пробе. Необходимый вес пробы определяется на основании результатов предварительного ориентировочного измерения величины эффекта по пробе весом 3 г.

Результаты оценки точности анализов порошковых проб прибором МАК-1, проведенной путем повторных измерений зашифрованных проб, приведены ниже:

Содерж. олова, %	Кол. проб	Средн. погрешн., %	Допуст. погрешн. для хим. анализа, %
0,05—0,25	175	$11,7 \pm 0,9$	30—15
0,25—1,0	103	$5,4 \pm 0,5$	15—7
> 1	97	$3,2 \pm 0,3$	7

Как видим, погрешности мессбауэровского анализа не превышают допустимых пределов.

Для подтверждения отсутствия систематических расхождений результатов анализа проб прибором МАК-1 с данными химического анализа были проведены измерения ~ 5000 проб из оловорудных месторождений, охватывающих руды различных типов: кварц-касситеритовые, кварц-турмалиновые с касситеритом, кварц-касситерит-сульфидные, сульфидные с касситеритом и станнином и др.

Обработка полученных результатов заканчивается. Намечается вывод, что при выполнении требований к сухости и измельчению проб независимо от вещественного состава руд данные измерений прибором МАК-1 в среднем совпадают с содержанием в пробе окисного олова по данным химического анализа.

Результаты анализа на общее олово проб со станнином прибором МАК-1 часто ниже данных химического анализа. Это объясняется нечувствительностью прибора к олову в любой другой, кроме касситерита, минеральной форме. Так как касситерит в настоящее время является единственным сырьем для получения олова, нечувствительность прибора МАК-1 к прочим минералам олова является еще одним доводом в пользу его применения. Однако для полной информации о количестве и форме нахождения олова в руде желательно сочетать приборы МАК-1 и РАП-8, определяющий общее содержание олова.

Исследование руд в коренном залегании

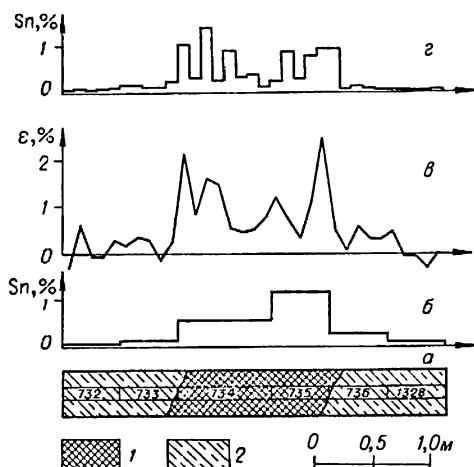
Метод регистрации резонансного рассеяния гамма-квантов в принципе позволяет измерять содержания олова в коренном залегании горных пород. Для выяснения реальной применимости метода были проведены исследования в подземных горных выработках некоторых месторождений. Обследовались рудные тела различного морфологического типа и вещественного состава — кварц-касситеритовые, кварц-турмалиновые метасоматические сульфидные жилы и зоны прожилково-вкрапленного оруденения.

Измерения показали, что рудные тела четко фиксируются высокими значениями эффекта ЯГР, величина которого возрастает с увеличением содержания окисного олова.

Для примера рассмотрим результаты измерений на рудной жиле (рис. 1), сложенной массивными сульфидами (в основном пирротинном, с небольшим количеством сфалерита и галенита), касситерит визуально не наблюдается, наличие его устанавливается лишь по данным опробования; вмещающие породы — песчаники.

Рис. 1. Результаты профилирования прибором МАК-1 по стенке штольни:

а — зарисовка стенки горной выработки (1 — сульфидная жила; 2 — песчаники); б — результаты бороздowego опробования; в — график профилирования прибором МАК-1; г — результаты пленочного опробования.



Как видно на рис. 1, данные профилирования прибором МАК-1 с шагом 10 см позволяют не только четко выделить границы рудного тела, но и выявить детали внутреннего строения рудной зоны, что бывает очень важно для понимания условий образования рудных тел и месторождений. В данном случае, например, четко видно, что повышенные концентрации олова тяготеют к краевым частям рудной зоны.

Ввиду малой проникающей способности мягкого гамма-излучения (23,8 кэв) источником прибором МАК-1 исследуется весьма тонкий слой породы, толщиной 0,2—0,5 мм. Поэтому для контроля данных выполненного профилирования отбирались пленочные пробы площадью 10×10 см, глубиной 3—5 мм. Как видно на рис. 2, наблюдается корреляция между значениями эффекта ЯГР и содержаниями олова по данным пленочных проб. Отклонения от осредняющей линии здесь объясняются ма-

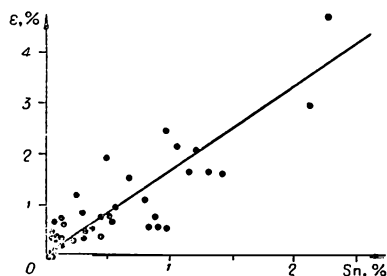


Рис. 2. Зависимость величины эффекта на забое от содержания олова (по пленочным пробам).

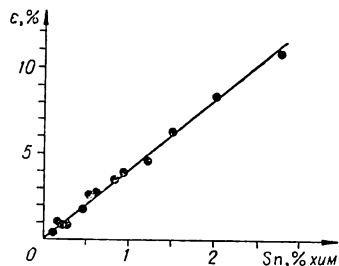


Рис. 3. Зависимость величины эффекта от содержания олова в порошковых пробах.

лой точностью измерений эффекта (плохой статистикой счета), неравномерностью оруденения и состоянием поверхности пробы (неровность, увлажненность и др.). Влияние указанных факторов устраняется при измерении порошков проб того же месторождения (рис. 3). При этом разброс точек вокруг осредняющей линии минимален, и зависимость эффекта от содержания олова линейна в пределах до 3% Sn.

Аналогичные данные получены для других рудных тел и месторождений, следовательно, определение содержания олова в коренном залежании горных пород методом ядерного гамма-резонанса возможно.

Из рис. 2, 3 следует, что коэффициенты перехода от величины эффекта к содержанию олова в порошках и коренном залегании руд различны и составляют соответственно 0,60 и 0,25, несмотря на то, что анализировались руды одинакового вещественного состава. Этот факт есть проявление зависимости величины эффекта от диаметра зерен пробы. Эксперименты подтвердили наличие такой зависимости. Проводящееся изучение зависимости величины эффекта ЯГР от крупности зерна пробы должно решить проблему возможности эталонирования прибора на порошках руд с последующим переходом к количественной оценке содержания олова по эффекту ЯГР, измеренному непосредственно на месте залегания горных пород. Возможны и другие способы эталонирования прибора, например путем сопоставления эффекта, измеренного на коренных породах, с содержанием олова в них по данным пленочного опробования в точках измерений прибором или путем сопоставления результатов измерения эффекта ЯГР на пластинках горных пород с содержанием в них олова по данным химического анализа, выполненного после дробления пластинок.

Для обеспечения достаточной точности и производительности измерений необходимы мощные источники излучения. При наших исследованиях применялись источники малой мощности ($\sim 0,5$ мкюри), поэтому для достижения достаточной статистической точности наблюдений требовалось неприемлемо большое время измерений, примерно 1 ч на 1 м при профилировании с шагом 10 см. При серийном выпуске приборов должна быть обеспечена на порядок большая активность источников.

Проблема густоты сети наблюдений тесно связана с неравномерностью оруденения и облучения источником «пятна» породы. Исследование нескольких типов руд олова в подземных горных выработках и на плоских образцах горных пород показало, что при наличии этих факторов необходима слишком густая сеть наблюдений. Очевидно, придется несколько изменить существующую конструкцию датчика с тем, чтобы сделать облучение «пятна» породы более равномерным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдманский В. И. Исследования в области гамма-резонансной спектроскопии.— Вестн. АН СССР, 1966, № 4.

Э. Г. Селютин

ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ РЕНТГЕНО-РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТАНТАЛА В ПОРОШКОВЫХ ПРОБАХ

Флюоресцентный рентгенорадиометрический метод анализа основан на возбуждении характеристического рентгеновского излучения пробы радиоактивным источником Ti^{170} с дальнейшей регистрацией этого излучения при помощи сцинтилляционного спектрометра.

В Читинском геологическом управлении в июне 1966 г. были начаты испытания разработанной ВИМСом методики определения тантала рентгено-радиометрическим методом с помощью прибора «Минерал-2» (РАП-8).

«Минерал-2» настраивался в Центральной геофизической лаборатории. Здесь же отработывалась методика определения тантала. Следует отметить, что активность источника не превышала $0,267 \text{ г} \cdot \text{экв Ra}$ (рекомендованная $0,5 \div 0,2 \text{ г} \cdot \text{экв Ra}$). Гамма-излучение с энергией $E_\gamma = 53 \text{ кэв}$ экранировалось защитным свинцовым стаканчиком толщиной $1,5 \text{ мм}$. Это приводило к тому, что при анализе на тантал мешающее излучение в основном было обусловлено гамма-квантами с энергией $E = 84 \text{ кэв}$. Рентгено-радиометрические определения тантала проводились по методике сопоставлений замеров одинаковых по весу эталона и пробы.

Питание прибора осуществлялось постоянным током напряжения, сначала 12 , затем 15 в . В качестве источников тока использовались батареи $1,48\text{-ПМЦГ}$. Завышение паспортного напряжения благоприятно сказалось на работе прибора: а) высокое напряжение стало более стабильным, б) величина разбросов замеров уменьшилась.

Эталонирование. В методике, разработанной ВИМСом, для эталонирования рекомендовалась всего одна проба с содержанием Ta_2O_5 1% . Практикой установлено, что расчеты содержания тантала в интервале $0,005 \div 0,047\%$ по эталону с $1\% \text{ Ta}_2\text{O}_5$ не дают желаемых результатов. Поэтому было выбрано 15 проб с содержанием от $0,005$ до $0,047\% \text{ Ta}_2\text{O}_5$, многократно проанализированных химически, и построен эталонировочный график, по которому в дальнейшем велись все расчеты по определению содержания тантала в пробах.

Наряду с характеристическим излучением тантала в пробе возбуждаются и другие элементы, причем энергия их тем ближе к энергии излучения тантала, чем ближе они стоят к друг другу в периодической таблице Д. И. Менделеева.

Чтобы устранить влияние близлежащих элементов на результаты определения тантала, применяют тулиевый и гольмиевый дифференциальные фильтры, однако в нашем случае руды оказались довольно сложными по составу для рентгено-радиометрического анализа на тантал, так как содержали гафний. Это приводило к тому, что K_α — линия гафния попадала в полосу пропускания дифференциальных фильтров. На практике обнаружилось, что влияние гафния в интервале $0,001 \div 0,003\%$ (определения велись методом полуколичественного спектрального анализа) не имеет существенного влияния на ход анализа. Содержания же гафния выше $0,003\%$ систематически завышали результаты анализа на тантал. Повышенное содержание тантала, как правило, сопутствовало повышенному содержанию гафния в рудах. Это, естественно, сказывалось и на результатах анализа. Какой-либо строгой зависимости между танталом и гафнием установить не удалось, возможно, потому, что гафний определялся спектральным полуколичественным методом.

Применение подложки для повышения чувствительности не дало положительных результатов. Было проанализировано 30 проб с подложкой и без подложки, в основном с малым содержанием тантала (табл. 1). Роста чувствительности при этом не наблюдалось, наоборот, увеличилось разброс и ошибки измерений. По мнению автора, это объясняется нарушением геометрии измерения (влияние толщины подложки).

Подготовка проб к анализу. При определении тантала флуоресцентным рентгенометрическим методом необходимо соблюдать посто-

янство геометрии измерений. Для увеличения чувствительности анализ ведется не в тонких, а в промежуточных слоях (поверхностная плотность 550 мг/см^2). Навески весом 4 г тонкоистертой пробы (200 меш) и полистирола, взвешенные на аналитических весах с точностью $\pm 5 \text{ мг}$, засыпаются в стаканчик для перемешивания и интенсивно встряхиваются. Для лучшего перемешивания пробы с полистиролом в стаканчик кладется шайба или несколько шариков. Приготовленная таким образом смесь засыпается в форму, разравнивается поршнем формы и прессуется на прессе под давлением 150 кг/см^2 . Извлечение таблеток из форм осуществляется с помощью поршня.

Таблица 1

№	Химический анализ	РАП-8		№	Химический анализ	РАП-8	
		без подложки	с подложкой			без подложки	с подложкой
1	0,012	0,016	0,018	16	0,036	0,041	0,024
2	0,017	0,015	0,007	17	0,019	0,015	0,027
		0,019	0,09				
		0,013					
3	0,015	0,012	0,012	18	0,026	0,027	0,028
4	0,007	0,005	0,011	19	0,023	0,019	0,031
		0,009					
5	0,01	0,014	0,017	20	0,037	0,03	0,025
6	0,028	0,020	0,03	21	0,029	0,032	0,036
		0,017					
7	0,017	0,015	0,026	22	0,003	0,007	0,009
		0,017					
8	0,021	0,021	0,018	23	0,021	0,024	0,018
9	0,006	0,007	0,01	24	0,008	0,008	0,012
10	0,005	0,008	0,014	25	0,009	0,005	0,007
11	0,013	0,011	0,025	26	0,01	0,012	
			0,027				
12	0,026	0,023	0,03	27	0,012	0,009	0,011
		0,029	0,043			0,008	
13	0,014	0,01	0,017	28	0,007	0,01	0,012
14	0,019	0,012	0,014	29	0,032	0,031	0,025
15	0,017	0,02	0,021	30	0,047	0,032	0,041
		0,019					

Ход анализа. Прибор до начала измерений прогревается в течение 20—25 мин, затем градуируется на трех-четырех пробах. Эталонная таблетка вставляется в кассету, изготовленную из оргстекла. Кассета вместе с таблеткой помещается в датчик прибора, и проводится измерение поочередно с тулиевым и гольмиевым дифференциальными фильтрами. Каждый замер повторяется два раза (с поворотом таблетки на 180°) и берется средний отсчет. По окончании градуировки прибора проводятся измерения проб в том же порядке, что и эталонов. Затем вычисляется разность скоростей счета Δ между значениями, полученными с тулиевым и гольмиевым фильтрами. Все измерения проводятся с точностью до десятков импульсов. Результаты измерений заносятся в журнал.

Расчет содержаний тантала ведется по эталонировочному графику. Разности скоростей счета (Δ_0 и $\Delta_{\text{эт}}$) «пустой» пробы и эталонной (как правило, берется одна эталонировочная проба, располагающаяся в верхней части графика) определяют через 7—8 замеров проб, причем полученный коэффициент пересчета справедлив только для этих 7—8 проб.

Наиболее хорошие результаты получены при следующих параметрах настройки прибора: коэффициент усиления 1:4; дискриминатор 12 в; ширина окна 5 в.

Уменьшив ширину окна с 10 до 5 в, мы, естественно, уменьшаем чувствительность прибора, но вырезаем более узкую полосу пропускания спектра тантала и несколько снижаем влияние гафния на ход анализа. Для поднятия чувствительности анализа коэффициент усиления был увеличен с 1:3 до 1:4.

При анализе проб одного из месторождений нами была выбрана оптимальная экспозиция: на каждые два замера по 2 мин для содержаний в пробах от 0,005 до 0,047% Ta_2O_5 . При более длительных экспозициях

Т а б л и ц а 2

Химический анализ	РАП-8	Хим. анализ	РАП-8	Химический анализ	РАП-8
0,03	0,024	0,047	0,042	0,024	0,024
0,03	0,027	0,007	0,013	0,027	0,032
0,016	0,02	0,006	0,004	0,021	0,026
0,027	0,03	0,011	0,008	0,026	0,026
0,026	0,027	0,006	0,000	0,019	0,016
0,02	0,018	0,012	0,008	0,015	0,016
0,027	0,023	0,01	0,009	0,022	0,017
0,028	0,034	0,006	0,003	0,014	0,015
0,017	0,026	0,009	0,005	0,02	0,02
0,019	0,015	0,005	0,002	0,016	0,02
0,032	0,03	0,013	0,008	0,017	0,02
0,016	0,018	0,011	0,006	0,025	0,026
0,025	0,027	0,013	0,007	0,026	0,021
0,024	0,027	0,017	0,02	0,027	0,023
0,033	0,028	0,024	0,025	0,025	0,014
					0,011
					0,013
0,03	0,028	0,016	0,01	0,019	0,017
0,026	0,03	0,026	0,031	0,03	0,026
0,03	0,027	0,023	0,03	0,04	0,034
		0,02	0,015	0,016	0,02

(4—6 мин) результаты анализа имели почти систематическое завышение, очевидно, за счет облучения пробы возбуждаемым характеристическим излучением какого-либо элемента из суммы редких земель и попадания его в полосу пропускания фильтров. Методика двух замеров по 2 мин (с поворотом на 180°) вполне обеспечивает надежность анализа.

В табл. 2 сравниваются результаты химического и рассматриваемого метода. Расхождения за редким исключением не превышают 0,005% Ta_2O_5 . Относительная ошибка для содержаний Ta_2O_5 0,01÷0,03% равна 15%, а для содержаний 0,005—0,01% — 23%.

В ы в о д ы

Используя методику, разработанную ВИМСом, можно определять содержание тантала в пробах. Для руд с простым вещественным составом этот метод полностью заменит дорогостоящий химический анализ.

Следует отметить довольно низкое качество прибора «Минерал-2», что, естественно, влияет на ход анализа и чувствительность прибора.

Производительность метода, по нашим данным, составляет 12—15 проб за 6-часовой рабочий день на одного оператора. Стоимость одной пробы (одного анализа) приблизительно 1 руб. 80 коп. Сам метод является весьма экспрессным, дешевым, и, самое главное, определения тан-

тала с его помощью можно производить непосредственно в полевых условиях, что приносит большую экономию: отпадает необходимость дорогостоящей транспортировки большого количества проб.

Отдельные практические выводы, сделанные в процессе работы (в частности, время экспозиции, ширина окна и т. п.), не могут быть применены в широкой практике, так как руды имеют разный вещественный состав, а приборы «Минерал-2» — индивидуальные особенности. В целом метод заслуживает широкого внедрения в производство.

В. Н. Никитин, Л. А. Оболенцев, В. А. Сидоров

КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦИРКОНИЯ В ПРОБАХ РУД И ПРОДУКТАХ ОБОГАЩЕНИЯ РЕНТГЕНО-РАДИОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Статья посвящена разработке экспрессной методики рентгено-радиометрического определения циркония в пробах руд и продуктах их технологической переработки.

По таблицам рентгеновских спектров и краев поглощения различных элементов [1, 2] определено, что мешающими элементами при абсорбционном анализе на цирконий являются ниобий и торий, а при флуоресцентном — стронций и торий. Анализ состава циркониевых руд и минералов (ZrO_2 до 49,5%) дал следующие результаты:

Минерал	Мешающие стронций,	элементы в минерале ниобий,	торий
$ZrSiO_4$	—	+	+
$A_2B (SiO_4)_2$	—	+	—
$A=Na, Ca, \dots$			
$B=Zr, Nb, Ti, \dots$			

(плюс — мешающий элемент присутствует в составе минерала, минус — отсутствует).

Как видим, для определения циркония целесообразнее применить флуоресцентный метод, который к тому же чувствительнее и точнее абсорбционного и позволяет учитывать влияние вещественного состава проб на результаты анализа. Последнее возможно при использовании способа гипотетических эталонов (метод подложки).

Измерения велись в промежуточных слоях с поверхностной плотностью пробы $0,110 \text{ г/см}^2$, определенной экспериментально для циркония. При этом существенное влияние на результаты анализа оказывает различие вещественного состава эталонной и исследуемой проб. Для учета этого влияния авторами и был применен метод подложки.

Изменение интенсивности излучения от подложки при прохождении через эталоны с одинаковым содержанием двуокиси циркония, но с различным химическим составом характеризует поглощающие свойства вещества проб. По экспериментальным значениям интенсивностей характеристического излучения K_{α} -линии циркония от пробы $\Delta I_{\text{пр}}$ и от пробы с подложкой ($\Delta I_{\text{пол. пр}}$) был построен поправочный график на вещественный состав проб $\gamma = f(A)$ (данные для построения которого приводятся в таблице), где

$$\gamma = \frac{\Delta I_{\text{пр}} - \Delta I_{\text{ф. пр}} - \Delta_{\text{о пр}}}{\Delta I_{\text{эт}} - \Delta I_{\text{ф. эт}} - \Delta_{\text{о эт}}},$$

$$A = \frac{\Delta I_{\text{полл. пр}} - \Delta I_{\text{пр}} - \Delta_0 \text{ полл. гр} - \Delta_0 \text{ пр.}}{\Delta I_{\text{полл. эт}} - \Delta I_{\text{эт}} - \Delta_0 \text{ полл. эт} - \Delta_0 \text{ эт}}$$

Здесь $\Delta I_{\text{ф}}$ — интенсивность фонового излучения, попадающего в полосу пропускания дифференциальных фильтров; Δ_0 — поправка на разбаланс фильтров.

Пробы для построения зависимости $\gamma = f(A)$ имели в своем составе 7% двуокиси циркония. Путем варьирования химического состава разбавителя были охвачены все практически возможные значения массовых коэффициентов поглощения излучения ZrK_{α} веществом проб.

γ	0,6	0,625	0,85	0,06	1	1,05	1,08	1,1	1,15	1,17	1,8	1,2	1,23	1,24	1,25	1,28
A	0,03	0,06	0,5	0,52	1	1,25	1,4	1,6	1,8	2,1	2,2	2,5	2,6	2,7	2,8	2,85

Подложка приготавливалась из чистой двуокиси циркония ($m = 0,110 \text{ г/см}^2$); в качестве связующего вещества был взят парафин ($m = 0,050 \text{ г/см}^2$). Пробы и подложки имели форму плоскопараллельных дисков диаметром 34 мм, спрессованных из хорошо измельченных (200 меш) и перемешанных порошковых материалов под давлением 250 кг/см^2 .

Таблетки для измерения фонового излучения имели тот же состав, что и пробы для построения зависимости $\gamma = f(A)$, но без циркония.

Определение содержания циркония в пробах производилось по следующей схеме:

1. Измерение скоростей счета от пробы с подложкой и без нее со стронциевым и рубидиевым дифференциальными фильтрами — N' и N'' соответственно.

2. Вычисление величин

$$\Delta I_{\text{пр}} = N'_{\text{пр}} - N''_{\text{пр}},$$

$$\Delta I_{\text{пр. с полл.}} = N'_{\text{пр. с полл.}} - N''_{\text{пр. с полл.}},$$

$$\Delta I_{\text{полл. через пр}} = \Delta I_{\text{пр. с полл.}} - \Delta I_{\text{пр}},$$

$$A = \frac{\Delta I_{\text{полл. через пр}}}{\Delta I_{\text{полл. через эт}}}.$$

3. Нахождение значения γ из графика $\gamma = f(A)$.

4. Вычисление содержания двуокиси циркония в пробе, %:

$$C_{\text{пр}} = \frac{C_{\text{эт}}(\Delta I_{\text{пр}} - \Delta I_{\text{ф пр}} - \Delta_0 \text{ пр})}{\gamma(\Delta I_{\text{эт}} - \Delta I_{\text{ф эт}} - \Delta_0 \text{ эт})}.$$

При наличии мешающих элементов должна быть введена соответствующая поправка. Экспериментально был определен стронциевый эквивалент одного процента двуокиси циркония, который составил 4% Sr. Ториевый эквивалент 1% ZrO_2 равен 7% Th.

В процессе опробования методики на природном и промышленном материале было проанализировано несколько сотен проб. Содержание двуокиси циркония в них колебалось в широком диапазоне — от следов до 60%. Внешний контроль результатов рентгено-радиометрического определения был проведен химико-аналитическими методами. Средняя

относительная ошибка описываемого метода равна $\pm 5\%$. Систематических ошибок не обнаружено.

Порог чувствительности при определении циркония излагаемым способом составляет $0,05\%$ ZrO_2 . Время одного анализа не превышает 15 мин, что дает возможность двоим лаборантам анализировать до 25 проб в смену. Порог чувствительности может быть повышен до $0,01\%$ ZrO_2 при тщательном подборе сцинтилляционного кристалла и фотоэлектронного умножителя, а также за счет повышения интенсивности возбуждающего излучения от источника гамма-излучения тулия-170 до появления просчетов регистрирующей схемы. Производительность определений может быть увеличена вдвое при сокращении времени одного анализа до $7 \div 8$ мин, что несколько снизит точность определений, так как измерения N' и N'' не будут дублированы. Однако тогда становится возможным анализировать до 50 проб в смену, что весьма важно при контроле непрерывных процессов обогащения руд.

Флуоресцентная рентгено-радиометрическая методика измерений в промежуточных слоях с подложкой может найти широкое применение при экспрессном определении циркония в минеральном сырье и продуктах технологической переработки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б л о х и н М. А. Физика рентгеновских лучей. М., Гостехиздат, 1957.
 2. Я к у б о в и ч А. Л. Ускоренный анализ минерального сырья с применением сцинтилляционной аппаратуры. М., Госатомиздат, 1963.
-

НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ

Т. Н. Бланкова, В. Г. Русяев, Б. Н. Бочкарев

АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ НЕФТЕЙ НА ВАНАДИЙ

При решении ряда вопросов, связанных с происхождением нефти, формированием нефтяных месторождений и др., широко используются данные о содержании в нефтях составляющих их элементов, в частности микроэлементов, в первую очередь ванадия и никеля.

Применяемые в настоящее время методы спектрального и химического анализ нефтей на микроэлементы связаны с процессом озоления нефтей (см., например, [1]) и поэтому очень трудоемки. Кроме того, в процессе озоления происходит потеря анализируемого вещества, что обуславливает появление практически неучитываемых систематических ошибок. Недостатком является также невозможность повторного анализа одной и той же пробы нефти.

В связи с этим была начата [2, 3] разработка метода активационного анализа нефтей на микроэлементы. Особый интерес вызвал ванадий, ядерные характеристики которого наиболее благоприятны для осуществления активационного анализа: стабильный изотоп V^{51} (99,76%) дает при облучении тепловыми нейтронами изотоп V^{52} , обладающий периодом полураспада $T=3,75$ мин, $E_{\gamma}=1,44$ Мэв, $E_{\beta}=2,73$ Мэв ($\sigma_{\text{акт}}=4,5$ барн).

Трудности определения ванадия связаны с его очень низкими концентрациями в нефтях ($10^{-5} \div 10^{-7}$ вес. ч). Поэтому все описанные в литературе методики активационного анализа нефтей на ванадий основаны на использовании реакторов или генераторов нейтронов, дающих поток нейтронов не ниже 10^{12} нейтр/сек. Во многих случаях дополнительно используется радиохимическое выделение ванадия.

Нами разработана методика активационного анализа нефтей на ванадий, базирующаяся на использовании генератора нейтронов со значительно меньшим выходом нейтронов (10^8 нейтр/сек).

Основной трудностью при использовании для определения содержания ванадия источников с относительно низким выходом нейтронов является необходимость регистрации малых активностей и уверенное выделение последних над фоном. Эта трудность должна быть преодолена, с одной стороны, путем возможно большего снижения фона, с другой стороны, путем повышения эффективности регистрации излучения V^{52} . Первое было достигнуто посредством помещения детекторов в свинцовый домик с толщиной стенок 100 мм (это обеспечило снижение фона в

три раза) и использования защиты измерительных счетчиков охранными счетчиками, включенными на антисовпадения (дополнительное снижение фона в 1,5 раза). Для исключения регистрации охранными счетчиками излучения от исследуемых проб между ними и измерительными счетчиками помещен свинцовый экран толщиной 15 мм. Измерительный датчик, собранный на газоразрядных счетчиках СТС-6, подключен к установке совпадений типа «Яблоня». В качестве защитных счетчиков используются газоразрядные гамма-счетчики типа ВС-9, включенные в канал антисовпадений «Яблони». Сигналы с внутренних (рабочих) счетчиков суммируются и поступают на схему совпадений, запрещающие сигналы с наружных (охранных) счетчиков тоже суммируются. Для обеспечения независимой работы счетчиков для каждого из них применена развязка.

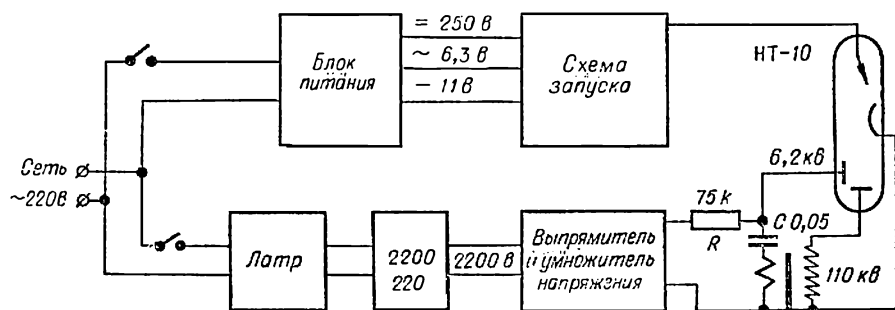


Рис. 1. Блок-схема экспериментального генератора нейтронов.

В связи с тем, что при распаде V^{52} испускается как бета-, так и гамма-излучение, были проведены сравнительные измерения бета- и гамма-активности препарата, содержащего ванадий. Выяснилось, что погрешность при измерении бета-активности меньше, что говорит о большей эффективности регистрации бета-излучения. Для замеров бета-излучения были взяты газоразрядные счетчики в связи с их большей стабильностью по сравнению со сцинтилляционными. При этом была выбрана такая геометрия измерений, при которой исследуемая проба помещалась в узкий промежуток между двумя рядами измерительных счетчиков.

С учетом формы спектра бета-излучения, в котором значителен вклад мягкого излучения, принимались меры для снижения поглощения этого излучения материалом кассеты. Анализируемая проба весом 50 г помещалась в мешочек из тонкого полиэтилена. Мешочек закладывался между двумя редкими сетками из капроновой жилки, натянутой на каркасе из оргстекла для обеспечения устойчивости формы пробы и исключения дополнительного поглощения излучения. При горизонтальном расположении кассеты таким образом достигалась постоянная толщина пробы, равная 4 мм, и тем самым исключалась необходимость введения поправки на самопоглощение бета-излучения в пробе. В то же время при такой толщине пробы размеры кассеты, вмещающей 50 г нефти, позволяли достаточно эффективно использовать рабочую поверхность применяемых счетчиков.

В качестве источника нейтронов использовался генератор нейтронов на отпаянной нейтронной трубке НТ-10, в которой нейтроны получают по реакции (Д, Т). Блок-схема генератора приведена на рис. 1. Для получения тепловых нейтронов генератор был помещен в парафиновый блок размерами 60×60×80 см. Выход быстрых нейтронов генератора 10^8 нейтр/сек.

Полный цикл измерений включал в себя замер естественного фона, облучения пробы и эталона потоком нейтронов, замер наведенной активности пробы, замер активности эталона. В качестве эталона использовался помещенный в полиэтиленовый мешочек 1 г порошка V_2O_5 . Использование такого эталона, облучаемого одновременно с пробой, позволяло исключить влияние непостоянства потока нейтронов, осуществляющих активацию пробы. Был выбран следующий временной режим измерений: облучение пробы, замер фона перед облучением и замер наведенной активности пробы — по 10 мин. Замер активности эталона осуществлялся в течение 1 мин через 45 сек после конца регистрации активности пробы. Используемое в качестве параметра отношение счета от наведенной активности ванадия в исследуемой пробе к счету от эталона не зависит ни от величины нейтронного потока, ни от характеристик измерительной установки.

Градуировка показаний в связи с отсутствием в нашем распоряжении соединений ванадия, растворимых в нефти, осуществлялась не по замерам на искусственных образцах с заданным содержанием ванадия, а на нефтях, в которых содержание ванадия определено методом спектрального анализа. Использовались нефти месторождений Западной Сибири, проанализированные на содержание ванадия лабораторией геохимии нефтей СНИИГГиМСа. Ниже приводится характеристика нефтей:

Скважина	Интервал, м	Содержание: мг/100г ванадия алюминия	
Соснинская 2Р	2166—2167	0,527	32,8
Ср. Васюганская 2Р	2045—2047,5	1,1	
Ср. Васюганская 4(136)	2088—2049	1,37	
Соснинская 18Р	2159—2164	1,578	36,5
Локосовская 37Р	2172—2181	3,86	35,1
Советская 17Р	1686—1696	2,13	
Моисеевская 3Р	2522—2519	2,23	25,6
Усть-Балыкская 63	2062—2072	4,2	29,6

Результаты замеров приведены на рис. 2. Как видим, получена линейная связь показаний наведенной активности ванадия с содержанием этого элемента в нефти. Характеризующая эту связь прямая не проходит через начало координат, так как не учтено влияние на показания наведенной активности алюминия. Вариации содержания алюминия в анализируемых нефтях малы по сравнению с вариациями концентраций ванадия, поэтому вклад наведенной активности во всех случаях практически можно считать одинаковым, допуская при этом некоторую систематическую ошибку, которая в наших экспериментах заведомо меньше ошибок, связанных с влиянием других факторов.

Каждая точка на градуировочной прямой характеризует значение $I/I_{\text{эт}}$, усредненное по двум или трем замерам. На прямой отмечены значения среднеарифметических отклонений отдельных показаний от среднего. Как видно из графика, ошибка в определении содержания ванадия при максимальных его значениях, рассчитанная по повторяемости результатов, составляет 6—8%. При концентрации ванадия $2 \cdot 10^{-5}$ ошибка увеличивается до 10%, при концентрациях $0,5 \cdot 10^{-5}$, лежащих

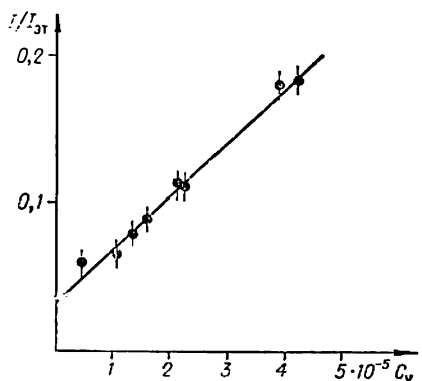


Рис. 2. Результаты определения содержания ванадия в нефтях методом активационного анализа.

на пороге чувствительности,— до 50% (порог чувствительности устанавливается из условия, что минимальная концентрация, определяемая экспериментально с помощью данной методики, равна удвоенной погрешности в ее определении).

Среднеквадратичная относительная статистическая ошибка в определении содержания ванадия составляет 4% при максимальных и 4,5% при средних концентрациях.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что при использовании генератора нейтронов с выходом 10^8 н/сек, достигнутом уровне регистрируемого фона и соблюдении условий замедления нейтронов можно оценивать с точностью 10% в пробах нефти весом 50 г концентрации ванадия не ниже $0,5 \cdot 10^{-5}$ вес. ч при затратах времени на один анализ 40—50 мин. Такая чувствительность анализа вполне достаточна для определения содержания ванадия в нефтях ряда месторождений, в частности Волго-Уральской нефтеносной провинции. Увеличение на порядок выхода нейтронов источника позволит поднять на столько же чувствительность метода и практически перекрыть весь диапазон изменения концентраций ванадия в нефтяных месторождениях Западной Сибири.

ЛИТЕРАТУРА

1. Конторович А. Э. Геохимия юрских и нижнемеловых отложений Западно-Сибирской низменности в связи с оценкой их нефтеносности.— Дисс. Новосибирск, 1964.
2. V. P. Guinn, R. A. Johnson, G. C. Mull. A rapid and comprehensive activation analysis method using fast and slow neutrons — applications in the petroleum and petrochemical industries. Sixth World petroleum congress. Preprints, Sec. V, Paper 20. Frankfurt — Main, 1963.
3. J. T. Gilmore, D. E. Hull, B. A. Fries. Automatic procedures in analysis of petroleum stocks by neutron activation. Item, Paper 19.
4. Лукьянов В. Б. Измерение и идентификация бета-радиоактивных препаратов. М., 1963.

Т. Н. Бланкова, В. Г. Русяев

ВОЗМОЖНОСТИ АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА НА ВАНАДИЙ В ПРИСУТСТВИИ АЛЮМИНИЯ

Методы, используемые в настоящее время для выявления нефтеносных пластов в скважинах, опираются на наличие солей в пластовых водах. Но эти воды могут быть и пресными. В таких случаях применение указанных методов становится невозможным.

Имеется принципиальная возможность использовать различие содержания ванадия в нефтях и пластовых водах для выявления нефтеносных пластов.

Благоприятные ядерные характеристики ванадия обусловили широкое применение активационного анализа для определения его концен-

траций в самых различных объектах. Однако в случае горных пород возможности активационного анализа резко снижены, и вот по каким причинам.

Содержание ванадия в горных породах очень мало — от следов до 10^{-4} вес. ч. [1]. Мало ванадия и в нефтях [2]. С учетом 20% (в среднем) пористости коллекторов нефти и неполного заполнения пор нефтеносных песчаников нефтью подлежащие выделению концентрации ванадия должны быть порядка 10^{-6} вес. ч. Анализ показывает, что задача может быть решена лишь с использованием нейтронных источников с большим выходом (не ниже 10^{10} нейтр/сек).

Второй весьма серьезной трудностью при определении содержания ванадия в горных породах является необходимость выделения слабого излучения ванадия на фоне весьма интенсивного мешающего излучения, возникающего за счет элементов, слагающих горные породы, в первую очередь алюминия и кремния. Суммарное содержание этих элементов в осадочных горных породах составляет в среднем 40%, что значительно превышает содержание ванадия.

Трудности выделения излучения ванадия на фоне излучения мешающих элементов усугубляются близостью ядерных характеристик V^{52} и Al^{28} , образующегося при облучении нейтронами алюминия и кремния:

Элемент	Содерж. в ест. смеси, %	Реакция	Продукт реакции	T , мин	σ реакции, барн	$E_{\beta \max}$, Мэв	E_{γ} , Мэв
V^{51}	99,76	(n, γ)	V^{52}	3,75	4,5	2,73	1,44
Al^{27}	100	(n, γ)	Al^{28}	2,31	0,21	2,86	1,79
Al^{27}	100	(n, p)	Mg^{27}	9,51	0,079	1,75	1,015
Si^{28}	92,26	(n, p)	Al^{28}	2,31	0,045	1,59	0,834
						2,86	1,79

V^{52} и Al^{28} мало различаются по периодам полураспада и практически не могут быть разделены по бета-излучению. Что касается спектрометрии гамма-излучения, то, хотя энергии гамма-квантов, испускаемых при распаде V^{52} и Al^{28} , в достаточной степени различаются, энергия излучения Al^{28} такова, что край комптоновского распределения его практически перекрывает фотопик излучения V^{52} . Это хорошо видно по аппаратным спектрам гамма-излучения (рис. 1), полученным при облучении V_2O_5 и Al_2O_3 . В спектре Al присутствуют линии Mg^{27} , образующегося по реакции $Al^{27}(n, p)Mg^{27}$. Указанное обстоятельство приводит к тому, что при значительном по сравнению с ванадием превышении содержания алюминия фотопик ванадия совершенно не выделяется на фоне комптоновского распределения от Al^{28} (см. рис. 1, аппаратный спектр

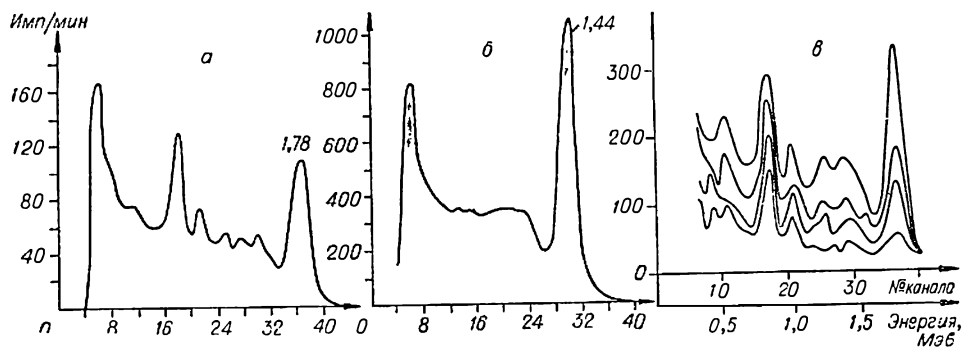


Рис. 1. Аппаратурные спектры:

а — алюминия; б — ванадия; в — их смеси (100 : 1). Спектры смеси получены за вторую, четвертую, шестую и девятую минуты после облучения нейтронами.

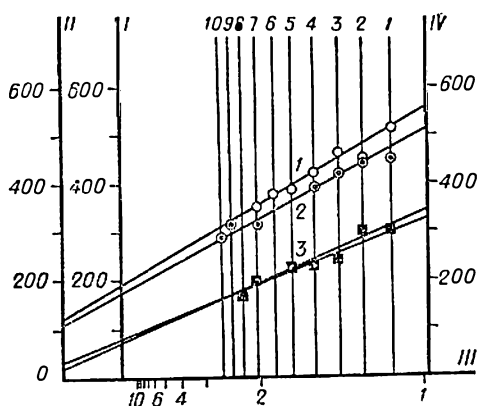


Рис. 2. Номограмма для выделения излучения ванадия на фоне излучения алюминия.

для решения этой задачи необходимо использовать оба эти фактора. В общем случае методика должна заключаться в снятии и интерпретации энергетически-временных распределений гамма-излучения. Интерпретация таких распределений может, в частности, осуществляться с использованием ЭВМ. Мы пробовали решить эту задачу без применения ЭВМ путем снятия кривых спада наведенной активности в наиболее благоприятном для выделения излучения ванадия энергетическом интервале и использования для обработки и интерпретации этих кривых специальных систем координат, в которых двухкомпонентная кривая спада наведенной активности преобразуется в прямую линию.

Для построения кривых спада в такой системе координат и определения по ним начальных интенсивностей излучения V^{52} и Al^{28} используются номограммы, описанные в [3]. Номограмма включает в себя систему координат вида $X = e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}$, $Y = I(t)e^{\lambda_1 t}$, в которой характеризующее спад суммарной наведенной активности выражение $I(t) = I_1 e^{\lambda_1 t} + I_2 e^{-\lambda_2 t}$ преобразуется в уравнение прямой линии $Y = I_1 + I_2 X$. Номограмма приведена на рис. 2. Осью Y является ось II. Нелинейная шкала X дана в верхней части номограммы. Шкала маркируется для удобства соответствующими значениями t . С использованием номограммы на «спрямленных» точках (шкалы I, II, III на рис. 2) для всех экспериментальных значений $I(t)$ определяются соответствующие значения Y , которые отмечаются в системе координат X, Y . Через полученные точки проводится прямая, характеризующая спад суммарной активности. Начальная активность одной из компонент определяется величиной отрезка, отсекаемого прямой, характеризующей спад суммарной активности, на оси Y . Интенсивность второй компоненты определяется угловым коэффициентом прямой. Фактически для определения этой компоненты на номограмме служит ось IV, на которой начальная интенсивность соответствующей компоненты излучения определяется по разности ординат, соответствующих точкам пересечения прямой, характеризующей спад суммарной активности, с осями I и IV.

Методика отработывалась на искусственных смесях Al_2O_3 и V_2O_5 , взятых при соотношении 100:1, и SiO_2 , Al_2O_3 и V_2O_5 в соотношении 400:100:1. Облучение пробы весом 50 г осуществлялось генератором нейтронов на отпаянной трубке типа НТ-10 с выходом 10^8 нейтр/сек, помещенным в парафиновый замедлитель размерами $60 \times 60 \times 80$ см. Для

наведенной активности смеси Al_2O_3 и V_2O_5 , взятых в соотношении 100:1). Поэтому выделение линии ванадия возможно лишь при условии применения спектрометров со значительно более высоким разрешением, чем используемые в настоящее время (например, с полупроводниковыми детекторами), или обеспечивающих значительное снижение вклада комптоновского распределения.

Поскольку ни различие в периодах полураспада, ни спектрометрия гамма-излучения не обеспечивают в отдельности выделения излучения ванадия на фоне мешающего излучения алюминия,

регистрации излучения наведенной активности использовались кристалл NaJ (Tl) размером 80×50 мм, сочлененный с ФЭУ-49, и анализатор скважинного гамма-спектрометра СГС-1, у которого предусмотрена возможность фотографирования набираемых на определенное время с экрана осциллографа спектров. Временной режим измерений был следующим: замер фона (снимался спектр фона) и облучение пробы нейтронами — по 10 мин, набор каждого спектра — 55 сек, экспозиция при фотографировании — 5 сек. В течение 10 мин снималось, таким образом, 10 спектров, дающих соответственно 10 точек на кривой спада наведенной активности. Для построения кривой использовалась часть спектра в интервале энергий от 1,1 до 1,6 Мэв. Фотопики алюминия ($E_{\gamma} = 1,78$ Мэв) и магния ($E_{\gamma} = 0,83$ Мэв и $E_{\gamma} = 1,01$ Мэв) служили репером для контроля за стабильностью каналов спектрометра. Кроме того, интенсивность излучения в фотопике алюминия использовалась для мониторингирования потока нейтронов генератора.

Характерной особенностью спектрометра СГС-1 является выдача информации в двоичной системе исчисления. В целях экономии времени считывание показаний с фотографий спектра, суммирование показаний по восьми каналам спектрометра, соответствующим выбранному энергетическому интервалу, вычитание фона и построение точек на номограмме осуществлялось в восьмеричной системе исчисления. Окончательные результаты даны в десятичной системе.

На рис. 2 приведены номограммы с кривыми спада наведенной активности (Al+V) для проб, содержащих Al_2O_3 и V_2O_5 в соотношении Al:V=100:1 (кривые 1, 2) и SiO_2 , Al_2O_3 и V_2O_5 в соотношении Si:Al:V=400:100:1 (кривая 3). Кривые 1 и 2 характеризуют результаты двух повторных замеров, приведенные по интенсивности фотопиков алюминия к одинаковым условиям облучения и замера. Повторяемость результатов по этим замерам характеризуется величиной относительной ошибки в определении начальных интенсивностей излучения ванадия и алюминия. Эта ошибка для ванадия равна 5,6%, для алюминия — 4,1%. При этом усредненное по двум замерам значение интенсивностей наведенной активности ванадия, равное 574 имп/мин, в 5 раз превышает фон. Отношение активностей алюминия и ванадия равно 3,7, что в 2,7 раза меньше, чем дает расчет для случая регистрации полного излучения наведенной активности (для последнего случая с учетом ядерных характеристик Al^{27} и V^{51} при заданном соотношении концентраций Al и V и времени облучения $\frac{Al}{V} = 9,9$). Таким образом, спектральная селекция позволила в 2,7 раза поднять относительный вклад излучения ванадия.

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что при использовании генератора нейтронов с выходом 10^8 нейтр/сек рассматриваемая методика позволяет с точностью не хуже 6% определять концентрацию ванадия начиная с 0,5% при превышении содержания алюминия по сравнению с ванадием не более чем в 100 раз.

Такие результаты могут быть получены, если проба не содержит наряду с алюминием кремния. Наличие кремния вносит дополнительную добавку в регистрируемую активность алюминия. Поэтому в реальных горных породах, содержащих кремний, фактически приходится иметь дело с менее выгодным соотношением активностей алюминия и ванадия. Об этом свидетельствует кривая 3 рис. 2, по которой соотношение активностей алюминия и ванадия за счет влияния кремния значительно отличается от полученного по кривым 1 и 2. Содержание ванадия в данном образце составляет 0,1%, т. е. в 5 раз меньше, чем в случае, соответствующем кривым 1 и 2. Получающаяся по кривой спада начальная

интенсивность излучения ванадия в 4,8 раза меньше, чем в предыдущем случае. При этом максимально допускаемая ошибка определения содержания, найденная по величине относительного расхождения активности ванадия при максимально и минимально возможном угле наклона прямой спада суммарной активности на номограмме, составляет 28%. Определяемая таким же образом ошибка измерения активности алюминия в этом случае, как и в предыдущем, составляет 4%. За счет вклада излучения Al^{28} , обусловленного реакцией на кремнии, отношение начальных интенсивностей алюминия и ванадия возрастает до 17.

Полученные результаты позволяют оценить чувствительность метода и возможности его использования для определения содержания ванадия в горных породах и выделения этого элемента в нефтеносных пластах. Чувствительность метода к концентрации ванадия может быть определена из условия: $I_V = 3\sigma_V \cdot \sigma_V$ можно с достаточной для данной задачи точностью найти по формуле:

$$\sigma_V = \sqrt{\frac{\bar{I}}{t} + \frac{I_\Phi}{t}}, \text{ где } \bar{I} = \frac{I_V}{\lambda t} (1 - e^{-\lambda V t}) + \frac{I_{Al}}{\lambda_{Al} t} (1 - e^{-\lambda_{Al} t}) + I_\Phi.$$

С учетом полученных при замерах данных о значениях I_V , I_{Al} , I_Φ чувствительность метода при использовании генератора нейтронов, дающего выход 10^8 нейтр/сек, оказывается равной $6 \cdot 10^{-4}$ вес. ч. Увеличение выхода генератора до 10^{10} нейтр/сек позволит поднять чувствительность до $6 \cdot 10^{-6}$ вес. ч. При этих условиях метод может быть применен для анализа на ванадий горных пород, хотя и не позволит перекрыть весь диапазон изменения содержания этого элемента в породах.

Что же касается использования наведенной активности ванадия для выделения нефтеносных пластов в скважинах, то эта задача значительно сложнее. Если исходить из среднего содержания ванадия в нефтях, равного 10^{-5} вес. ч., 20% пористости коллекторов и нефтенасыщенности, равной 80% (наиболее оптимальный случай), то содержание ванадия в пласте можно считать равным $1,6 \cdot 10^{-6}$ вес. ч., что ниже порога чувствительности метода для потока нейтронов 10^{10} нейтр/сек.

При замерах в скважинах трудности определения ванадия в нефтеносных коллекторах еще больше усугубляются. Правда, решение задачи разделения нефтеносных и водоносных пластов не требует количественной оценки концентрации в них ванадия, параметром может служить качественно оцениваемая разница содержаний его в нефтеносном и водоносном пластах. К тому же эффективные размеры зоны, из которой регистрируется излучение ванадия, больше, чем размеры образцов, анализируемых в лабораторных условиях. Однако влияние этих факторов компенсируется снижением эффективности регистрации излучения из-за невыгодной геометрии регистрации, поглощением гамма-излучения ванадия в среде, расположенной между излучателем и индикатором, а в обсаженных скважинах — мешающим влиянием излучения Mn , образующегося при активации обсадной колонны. В результате выход нейтронов, обеспечиваемый выпускаемыми в настоящее время нейтронными трубками, оказывается недостаточным для решения рассматриваемой задачи. В этой связи стоит упомянуть о том, что опубликованные в [4] данные по регистрации наведенной активности ванадия в скважинах с использованием полониево-бериллиевого нейтронного источника являются ошибочными. Наблюдавшаяся в суммарном излучении наведенной активности долгоживущая компонента обусловлена излучением Mg^{27} , образованного по реакции $Al^{27}(n, p)Mg^{27}$.

Рассмотренная методика выделения излучения ванадия на фоне комптоновского распределения алюминия может быть использована при решении других задач методом активационного анализа, когда оказывается необходимым выделять слабые активности с энергиями излучения меньшими, чем энергия мешающего излучения. Такая ситуация имеет, в частности, место при анализе суммы редкоземельных элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Катченков С. М. Малые химические элементы в осадочных породах и нефтях.— Труды ВНИГРИ, вып. 143. Л., 1959.
2. Бланкова Т. Н., Русяев В. Г., Бочкарев Б. Н. Активационный анализ нефтей на ванадий. См. настоящий сборник.
3. Бланков Е. Б., Бланкова Т. Н., Русяев В. Г. Разработка и применение специальных систем координат для определения активностей изотопов при активационном анализе.— Заводская лаборатория, № 9, 1969.
4. Фельдман Б. Е., Цлав Л. З. Определение местоположения контактной зоны нефтеносных и водоносных карбонатных пластов методом наведенной активности.— Сб. «Радиоактивные изотопы и ядерные излучения в народном хозяйстве СССР», т. 4, 1961.

Е. Б. Бланков, В. А. Смертин

РАЗЛОЖЕНИЕ КРИВЫХ СПАДА НАВЕДЕННОЙ АКТИВНОСТИ В СПЕКТР ПО КОНСТАНТАМ РАСПАДА С ЦЕЛЬЮ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОМПЛЕКСА АКТИВИРУЮЩИХСЯ ИЗОТОПОВ

Обработка результатов измерений при активационном анализе сводится к решению одного из двух вариантов задач:

1. Известны элементный состав исследуемого объекта, какие радиоактивные изотопы и в каком количестве в нем образуются. Определению подлежит содержание каждого элемента.

2. Неизвестно, какие элементы и в каком количестве содержатся в исследуемом объекте.

В первом случае математическая задача сводится к определению начальных активностей для известных изотопов по кривой спада наведенной активности со временем, представляющей собою сумму экспонент

$$I(t) = \sum_{i=1}^n I_i e^{-\lambda_i t}. \quad (1)$$

Здесь n — количество радиоактивных изотопов, образующихся в объекте при его облучении; I_i — начальная активность i -го изотопа, подлежащая определению; $I(t)$ — кривая спада наведенной активности, полученная в результате измерений.

Определение начальных интенсивностей I_i осуществляется путем решения системы линейных уравнений (1) для совокупности моментов времени t с использованием специальных спрямляющих систем координат [2].

В литературе [1, 3] приводятся также алгоритмы, пригодные для определения начальных интенсивностей I_i и констант распада λ_i в случае, когда известно количество изотопов n , играющих существенную роль. Однако постановка этой задачи является искусственной, поскольку не может быть известно количество изотопов, если нет информации о том, какие изотопы образуются при облучении исследуемого объекта.

Значительно более общей является задача, сводящаяся к определению количества изотопов n , всех констант распада λ_i и начальных активностей I_i . Для аналогичной задачи анализа частотного спектра периодических или почти периодических процессов имеется хорошо разработанный аппарат фурье-анализа, широко используемый в многочисленных приложениях.

Задача экспонентного анализа оказывается значительно более сложной из-за неортогонального характера экспоненциальных функций. Это обстоятельство служит серьезным препятствием, осложняющим разработку алгоритмов экспонентного анализа.

Естественной является, однако, мысль о возможности применения аппарата гармонического анализа для исследования процессов, описываемых суммой экспонент вида (1) с использованием известного тождества Эйлера

$$e^{ix} = \cos x + i \sin x,$$

устанавливающего соответствие между экспоненциальными и гармоническими функциями в комплексной области.

Необходимо заранее считаться с тем, что из-за флуктуаций радиоактивного распада, аппаратных помех, а также дополнительных ошибок, вносимых обработкой, распределение $I_i(\lambda_i)$ не может быть найдено как дискретное распределение, соответствующее действительному дискретному характеру спектра амплитуд по константам распада. В результате разрешение оказывается конечным, спектр размывается, приобретает непрерывный характер. Поэтому можно заменить дискретную сумму экспонент (1) интегралом вида

$$I(t) = \int_0^{\infty} I(\lambda) e^{-\lambda t} d\lambda \quad (2)$$

и искать вместо дискретных значений λ_i и соответствующих им значений $I_i(\lambda)$ непрерывную зависимость плотности начальной интенсивности от констант распада $I(\lambda)$.

Значения λ , соответствующие максимумам этой функции, должны определять искомые константы распада; амплитуды в максимумах — соответствующие начальные интенсивности, а количество максимумов — количество изотопов.

Таким образом, решение задачи сводится к решению интегрального уравнения (2) относительно $I(\lambda)$.

В [4] с целью разложения в спектр по константам распада кривых спада наведенной активности предложена следующая замена переменных t, λ для приведения (2) к виду, удобному для дальнейших преобразований:

$$x = \ln t; y = -\ln \lambda, \quad (3)$$

т. е. $t = e^x$; $\lambda = e^{-y}$. С учетом (3) уравнение (2) преобразуется к виду

$$I(e^x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(e^{-y}) e^{-e^{x-y}} e^{-y} dy.$$

Умножив обе стороны полученного выражения на e^x и обозначив

$$\begin{aligned} e^{(x-y)} e^{(x-y)} &= K(x-y); \\ j(e^{-y}) &= g(y); \\ e^x I(e^x) &= f(x), \end{aligned} \quad (4)$$

получим интегральное уравнение относительно $g(y)$:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x-y) g(y) dy. \quad (5)$$

Известно, однако [5], что интегральные уравнения типа (5) решаются относительно $g(y)$ с помощью преобразования Фурье

$$g(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(\mu)}{K(\mu)} e^{-i\mu y} d\mu, \quad (6)$$

где

$$F(\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i\mu x} dx; \quad (7)$$

$$K(\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} K(v) e^{i\mu v} dv; \quad (8)$$

причем $v = x - y$. Обозначив $v = \ln S$, получим

$$K(\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} S^{i\mu} e^{-S} dS = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \Gamma(i\mu + 1), \quad (9)$$

т. е. $K(\mu)$ представляет собой величину, пропорциональную гамма-функции Эйлера от комплексного аргумента — табулированную [6] функцию.

При вычислении $K(\mu)$ полезно иметь в виду [6], что

$$\Gamma(Z+1) = Z\Gamma(Z) \quad (10)$$

и, следовательно, $K(\mu) = \frac{1+i\mu}{\sqrt{2\pi}} \Gamma(i\mu)$, т. е. могут использоваться гамма-функции не комплексного, а мнимого аргумента.

В таблицах [6] содержатся лишь гамма-функции для $0 \leq \mu \leq 4$. Если $\mu > 4$, интересующее нас значение $\Gamma(i\mu)$ может быть взято по этим таблицам с использованием формулы умножения

$$\Gamma(mZ) = \frac{\sqrt{m(2\pi)^{m-1}}}{m-mZ} \prod_{r=0}^{m-1} \Gamma\left(Z + \frac{r}{m}\right).$$

Удобно также пользоваться для этой цели формулой Лежандра удвоения аргумента $\Gamma(Z)$.

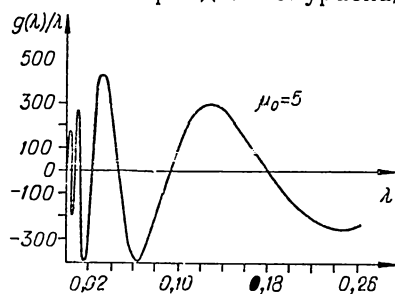
$$\Gamma(2Z) = \frac{2^{2Z}}{\sqrt{4\pi}} \Gamma(Z) \Gamma\left(Z + \frac{1}{2}\right).$$

Возвращаясь к решению [6], с учетом соотношений (4), (5), (7), (9) получим

$$j(\lambda) = \frac{\lambda}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\mu g}}{i\mu \Gamma(i\mu)} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-i\mu x} dx d\mu \quad (11)$$

Авторами [4] была составлена программа для ЭВМ-650, однако описание программы не дается. В работе [4] приводятся также результаты проверки программы, осуществлявшейся путем «определения» констант распада по вычисленным кривым спада с одной, двумя, тремя и четырьмя компонентами. Результаты обработки экспериментальных кривых в работе [4] не приведены.

Авторы [4] подвергли анализу различные факторы, ограничивающие точность и надежность определения λ . В частности, источником систематической погрешности является несоответствие между конечным интервалом времени, в котором задана кривая спада наведенной активности, и бесконечным пределом интегрирования в интервалах, фигурирующих в программе. Чем больше интервал наблюдения по сравнению с наибольшим периодом полураспада, тем меньшую роль играет эта ошибка.



Разложение в спектр по константам распада кривой спада наведенной активности ртути.

От выбора величины λ зависит разрешение пиков спектра и соотношение между амплитудой сигнала и осцилляцией, представляющей помеху. При увеличении λ разрешение улучшается, но отношение сигнал/помеха падает.

Нами была отработана схема численных расчетов, необходимых для определения $I(\lambda)$ с помощью формулы (11), включающих в себя интерполяцию численных данных, заданных из эксперимента, преобразование экспериментальных данных в соответствии с (3), (4), (11), численное интегрирование. Интерполяция осуществлялась по формуле Ньютона [7] с целью перехода от экспериментальных данных $I(t)$, получаемых для равноотстоящих времен t , к функции $f(x)$ для равноотстоящих узлов по аргументу x . При численном интегрировании использовалась формула Симпсона [7].

Была составлена программа разложения кривых спада наведенной активности в спектр по константам распада для машины М-20. Она была испытана на имитированных и экспериментально снятых кривых спада наведенной активности. Исследуемым объектом являлась ртуть, дающая при облучении нейтронами радиоактивные изотопы с константами распада 0,126; 0,027; 0,015 мин⁻¹.

На рисунке показано разложение в спектр кривой спада наведенной активности ртути, полученное с помощью М-20. Спектр представлен четырьмя максимумами — при $\lambda = 0,130$; 0,032; 0,008; 0,002 мин.

Первые три максимума смещены относительно истинных значений константы распада соответственно на +0,004; +0,005; -0,007. Таким образом, относительная погрешность определения констант распада составляет соответственно 3; 19; 47%, т. е. систематически возрастает с уменьшением константы распада. По-видимому, это связано с наибольшим влиянием эффекта конечности времени наблюдения на долгоживущие изотопы.

Пик, соответствующий $\lambda = 0,002$, не может быть идентифицирован с каким-либо изотопом ртути, и, вероятно, является результатом воздействия помех.

Следует отметить, что приведенный спектр рассчитан с использованием определенного значения константы усреднения, а именно при $\mu_0 = 5$. При уменьшении этого значения была отмечена деформация спектров: пик при 0,03 оставался почти стабильным, пик, соответствующий короткоживущему изотопу, смещался в сторону больших констант

распада (меньших периодов полураспада), соответствующий долгоживущей компоненте — отклонялся в сторону уменьшения констант распада. Очевидно, для практического использования подобных спектров с целью расчленения излучения изотопов при активационном анализе необходимо исследовать вопрос о влиянии систематических и случайных погрешностей на результаты измерений, а также разработать методику внесения поправок на конечность интервала интегрирования. Кроме того, необходимо усовершенствование программы в направлении автоматической оптимизации выбора шага, пределов интегрирования, постоянной интегрирования μ_0 в процессе работы самой программы. Программа должна быть опробована на решение различных задач экспонентного анализа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ланцош Р. Практические методы прикладного анализа. М., Физматгиз, 1961.
2. Бланков Е. Б. Выделение излучения отдельных элементов при исследовании нефтяных скважин методом наведенной активности натрия и хлора.— Сб. «Ядерная геофизика», 1959.
3. D. J. Behrens. Some notes on the nature of experiments on the fitting of exponential decay curves to the results of counting experiments.— AERE Report, I/R 629, Harwell, 1951.
4. D. G. Gardner, J. C. Gardner, G. Saush, W. W. Meinke. Method for the analysis of multicomponent exponential decay curves.— Journ. of Chemical Physics, 1959, vol. 31, № 4.
5. Диткин В. А., Прудников А. П. Интегральные образования и операционное исчисление. Справочная математическая библиотека. М., Физматгиз, 1961.
6. Абрамов А. А. Таблицы $\ln \Gamma(Z)$ в комплексной области. М., Академиздат, 1953.
7. Березин И. С., Жидков Н. П. Методы вычислений. М., Физматгиз, 1959.

О. К. Николаенко, А. С. Штань

ЭКСПРЕССНЫЙ АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОГО НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА С ОТПАЯННОЙ ТРУБКОЙ ТИПА НГИ-1

Разработанные в последние годы портативные нейтронные генераторы на отпаянных трубках со сравнительно высоким выходом нейтронов ($>3 \cdot 10^8$ нейтр/сек) открывают новые возможности в экспрессном активационном анализе сырья, продуктов обогащения, продуктов металлургической промышленности. Нейтронный активационный анализ с помощью таких генераторов уже сейчас может успешно конкурировать с методами химического анализа на некоторые элементы (кислород, фтор, кремний и др.). При этом активационный анализ имеет преимущества не только в экспрессности, но и в чувствительности и точности.

Анализ с помощью генераторов нейтронов имеет характерные особенности, связанные прежде всего с нестабильностью выхода нейтронов.

Решение задачи мониторинга нейтронного потока является непременным условием использования генераторов в элементном анализе. Существуют различные способы контроля выхода нейтронов для введения соответствующих поправок в результаты измерений:

1. Непосредственное измерение интенсивности быстрых нейтронов.
2. Измерение потока тепловых нейтронов, пропорционального выходу. Детектор тепловых нейтронов помещается в замедлителе.

3. Измерение наведенной активности в индикаторе, расположенном вблизи от мишени генератора. Для уменьшения инерционности такого монитора необходимо, чтобы при активации образовывался короткоживущий изотоп.

4. Одновременное облучение образца и стандарта, являющегося «монитором». Отношение наведенных активностей образца и стандарта не зависит от изменения выхода нейтронов и является мерой определяемого элемента.

Если для нейтронных генераторов с непрерывной откачкой, у которых выход изменяется во времени сравнительно плавно, применение первых трех методов мониторинга дает удовлетворительные результаты, то в случае импульсных генераторов с отпаянной трубкой точный анализ возможен только при последнем способе мониторинга.

Известно, что выход генераторов с импульсными нейтронными трубками от импульса к импульсу может отличаться в несколько раз. Нами было замечено, что средний поток нейтронов генератора типа НГИ-1 при времени облучения образцов 30 сек может отличаться для двух последовательных измерений в 1,5 раза. Значительные колебания выхода нейтронов как в процессе одного измерения, так и между различными измерениями не позволяют ввести точную поправку по показаниям монитора, следящего за уровнем интенсивности нейтронов (1, 2 и 3-й способы мониторинга). Метод одновременного облучения образца и стандарта дает возможность полностью исключить влияние нестабильности выхода.

При анализе с помощью нейтронного генератора следует иметь в виду и другую особенность — возможность перераспределения выхода нейтронов с отдельных участков мишени, которую в общем случае нельзя считать точечной. Перераспределение выхода нейтронов может происходить как вследствие выгорания мишени, т. е. обеднения тритием рабочей области, так и вследствие изменений во времени плотности пучка дейтонов по сечению пучка.

Естественно считать, что влияние этого фактора на результаты анализа тем меньше, чем ближе мишень к точечной. При работе с импульсными нейтронными трубками, которые имеют мишени больших размеров, эта особенность должна сказываться в значительно большей степени, чем при работе с генераторами с непрерывной откачкой, у которых размеры мишени обычно достаточно малы (диаметр 1—2 см).

В настоящее время имеются приборы, в которых влияние перераспределения плотности потока нейтронов с мишени нейтронного генератора исключается с помощью вращения образца и стандарта вокруг оси, перпендикулярной плоскости мишени (например, анализатор кислорода фирмы «Каман Нуклеар», США). Кроме того, вращение образцов, изготовленных в форме цилиндра, вокруг собственной оси исключает ошибки анализа, связанные с неоднородностью образца.

С учетом изложенного выше нами была создана установка для экспрессного автоматического анализа по короткоживущим продуктам активации быстрыми нейтронами на базе импульсного нейтронного генератора типа НГИ-1.

Основными элементами установки являются генератор нейтронов, располагаемый в бетонной защите, пневмотранспортное устройство для быстрой доставки образца и стандарта-монитора с позиции облучения на позицию измерения и обратно и система детектирования излучения получающихся при активации радиоизотопов.

Пневмотранспортное устройство позволяет с помощью сжатого воздуха доставлять образцы после активации на позицию измерения менее чем за 1 сек, что дает возможность измерять активность изотопов с периодом полураспада порядка нескольких секунд.

Установка в автоматическом режиме позволяет проводить несколько циклов одновременного облучения и измерения образца и стандарта в течение установленного заранее времени, после чего анализируемый образец сбрасывается в контейнер, а в канал препаратопровода автоматически загружается новый образец. Таким образом, могут быть проанализированы 5 образцов при десятикратном облучении и измерении каждого из них.

Блок управления установки обеспечивает одновременность облучения и регистрации для образца и стандарта, поэтому влияние нестабильности потока нейтронов и различия во времени транспортировки образца и стандарта полностью исключается.

Отношение количеств определяемого элемента в образце и стандарте пропорционально отношению чисел зарегистрированных импульсов:

$$\frac{m_{\text{обр}}}{m_{\text{ст}}} = k \frac{N_{\text{обр}}}{N_{\text{ст}}}, \quad (1)$$

где m — масса, а N — число импульсов. Калибровочный коэффициент k учитывает различие в потоке нейтронов через образец и стандарт и в эффективности регистрации наведенной активности.

Следует заметить, что в общем случае коэффициент k зависит от степени ослабления потока нейтронов образцом. Однако проникающая способность быстрых нейтронов с энергией 14 Мэв велика, а состав матрицы образца, как правило, изменяется незначительно, поэтому практически для каждой конкретной анализируемой матрицы коэффициент k можно считать постоянным.

Измерение калибровочного коэффициента осуществляется с помощью двух образцов с известным содержанием определяемого элемента. Калибровочный коэффициент равен отношению чисел зарегистрированных импульсов, приходящихся на единицу массы определяемого элемента.

Необходимое условие проведения анализа — постоянство коэффициента k , на величину которого в принципе могут влиять следующие факторы:

- 1) дрейф электронной аппаратуры;
- 2) перераспределение плотности потока нейтронов с мишени, приводящее к изменению соотношения потоков нейтронов через образец и стандарт;
- 3) невоспроизводимость положения образцов на позициях облучения и измерения.

Если действие третьей причины практически полностью исключается многократностью измерений, то, как показывает опыт работы с установкой, первая и вторая причины могут вызывать изменения коэффициента k в течение одного дня на 3—5%.

Многократные измерения позволяют существенно повысить точность за счет улучшения статистики счета при использовании для анализа

короткоживущих продуктов активации. Нами получена зависимость числа зарегистрированных импульсов N от времени транспортировки $t_{\text{тр}}$ и времени одного цикла измерения t [1]:

$$N = \frac{q\epsilon A_{\infty} e^{-\lambda t_{\text{тр}}(1 - e^{\lambda t_{\text{овл}}})^2}}{\lambda(1 - e^{-\lambda t})} \left[\frac{T}{t} - \frac{e^{-\lambda t}(1 - e^{-\lambda t})}{1 - e^{-\lambda t}} \right], \quad (2)$$

где q — число гамма-квантов на распад;

ϵ — эффективность регистрации гамма-квантов с данной энергией;

A_{∞} — активность насыщения;

λ — постоянная распада;

T — полное время анализа образца;

t — время облучения.

При выводе формулы предполагалось равенство времен облучения и измерения, а также времен транспортировки образцов с позиции облучения на позицию измерения и обратно.

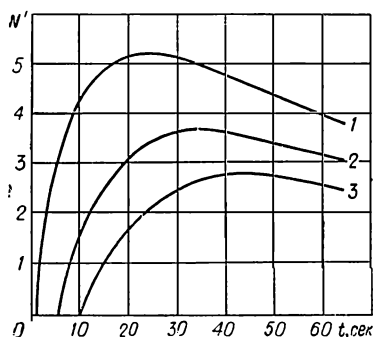


Рис. 1. Зависимость приведенного числа импульсов $N' = N\lambda/q\epsilon A_{\infty}$ от времени одного измерения:

1) $t_{\text{тр}} = 1$ сек; 2) $t_{\text{тр}} = 3$ сек; 3) $t_{\text{тр}} = 5$ сек.

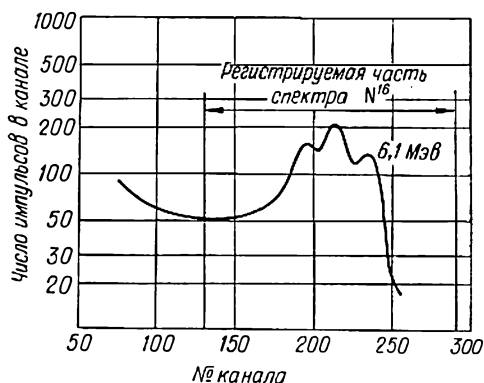


Рис. 2. Гамма-спектр изотопа N^{16} .

На рис. 1 показана зависимость приведенного числа импульсов $N' = N\lambda/q\epsilon A_{\infty}$ от времени одного измерения при временах транспортировки $t_{\text{тр}}$, равных 1, 3 и 5 сек для изотопа с периодом полураспада 7,35 сек (N^{16}). Время анализа $T = 5$ мин. Из рисунка видно, что оптимальное время одного измерения при $t_{\text{тр}} = 1$ сек равно 25 сек. Проведение анализа в оптимальном режиме позволяет набрать за одно и то же время в 1,3 раза больше импульсов, чем при активации до насыщения ($t = 60$ сек).

Нами была разработана методика определения кислорода в металлах и порошкообразных веществах. Гамма-излучение изотопа N^{16} , образующегося при облучении кислорода нейтронами с энергией 14 Мэв, регистрировалось сцинтилляционными детекторами с кристаллами $\text{NaI}(\text{Tl})$ размерами 80×80 мм и ФЭУ-52. Детекторы помещались в свинцовые экраны со стенками толщиной 8 см. С целью увеличения эффективности регистрации излучение анализируемого образца измерялось двумя детекторами, включенными параллельно.

Спектр изотопа N^{16} , полученный с помощью 512-канального амплитудного анализатора типа LP4050, показан на рис. 2. В качестве кислородсодержащего вещества использовалась двуокись кремния в виде порошка. Масса кислорода — 1,7 г, число циклов — 10, время одного цик-

ла — 1 мин. При выходе нейтронов $3 \cdot 10^8$ нейтр/сек образец облучался потоком $5 \cdot 10^5$ нейтр/см²·сек.

Для устранения интерференции со стороны других радиоизотопов из спектра N^{16} с помощью дифференциального дискриминатора вырезалась область фотопика от гамма-квантов с энергией 6,1 Мэв. Нижний и верхний уровни дискриминации, как показано на рис. 2, составляли 3,5 и 7,5 Мэв.

В случае анализа металлических образцов без капсул фон измерений равнялся естественному фону — 0,2 имп/сек. Созданная нами установка при работе в оптимальном режиме позволяет получить чувствительность, равную 7000 имп на 1 г кислорода при $T=5$ мин. Легко видеть, что анализ металлических образцов весом 100 г имеет в данных условиях границу обнаружения кислорода $2 \cdot 10^{-3}\%$.

С помощью данной установки были проведены анализы на кислород черновой меди с содержанием кислорода 0,1—0,3%, титана с содержанием кислорода 0,1%, свинцовых шлаков с содержанием кислорода около 30%. Точность определения кислорода в образцах меди для содержания $\sim 0,1\%$ равна 10%, в титане — 20%, в шлаках — 3% при $T=5$ мин.

Для анализа шлаков мы использовали капсулы из титана, преимущество которых перед капсулами из других материалов прежде всего в небольшом весе при высокой механической прочности. Так как анализируемые образцы шлаков содержали большое количество кислорода (>3 г), практически не было необходимости вводить поправку на кислород титановой капсулы. Эти же капсулы использовались для стандартных образцов. При анализе веществ с низким содержанием кислорода капсулы изготавливались из алюминия или бескислородной меди.

Стандартные образцы приготавливались из двуокиси кремния, которая имеет ряд положительных свойств:

- 1) высокое процентное содержание кислорода;
- 2) негигроскопична;
- 3) не образует при облучении нейтронами радиоизотопов, мешающих определению кислорода с указанными выше уровнями дискриминации.

В результаты анализа вводились поправки, учитывающие ослабление потока нейтронов образцом и эффекты самоэкранирования и самопоглощения. Для металлических образцов эти поправки составляли несколько процентов.

Методика определения фтора по реакции $F^{19}(n, \alpha) N^{16}$ в отсутствие кислорода не отличается от методики определения кислорода. Однако в тех случаях, когда фтор встречается совместно с кислородом, его определение целесообразно проводить с помощью реакции $F^{19}(n, p) O^{19}(T_{1/2}=29,4 \text{ сек})$. Для исключения помех со стороны N^{16} можно использовать выдержку в течение 30—60 сек.

Реакция $F^{19}(n, \alpha) N^{16}$ может найти применение для определения фтора и в присутствии кислорода, если энергия нейтронов ниже порога реакции $O^{16}(n, p) N^{16}$, равного 9,6 Мэв. Генераторы нейтронов с дейтериевой мишенью, бомбардируемой дейтерием (энергия нейтронов 2,5 Мэв), позволили бы проводить такой анализ.

По мере развития нейтронной техники в направлении создания генераторов нейтронов с более высоким выходом возможности применения установок для активационного анализа, аналогичных описанной выше, значительно расширяются. Напомним, что за рубежом уже разработаны нейтронные трубки, позволяющие получать выход 10^{10} нейтр/сек (фирма «Эллиот», Англия).

Увеличение выхода генераторов нейтронов с отпаянной трубкой до 10^{10} нейтр/сек, которое, по-видимому, станет возможным в ближайшем будущем, даст возможность облучать образцы потоком быстрых нейтронов $\sim 10^9$ нейтр/сек. При такой плотности потока граница обнаружения кислорода с помощью нашей установки может быть понижена до $10^{-4} \div 10^{-5}\%$, а доступная современным анализаторам кислорода на базе генераторов с откачкой чувствительность (~ 1000 имп на 1 мг кислорода [2—4]) может быть превзойдена. Таким образом, появится возможность проведения экспрессного промышленного анализа различных продуктов не только на кислород, но и на фтор, натрий, хлор и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николаенко О. К., Штапъ А. С. Труды ВНИИРТа (в печати).
2. Coleman R. E. Analyst, 1962, 87, 590.
3. Wing J. Anal. Chem., 1964, 36, 559.
4. Fujii J., Miyoshi K., Muto H., Shimura K. Anal. Chim. Acta, 1966, 34, 146.

Е. П. Вязников, В. В. Глассон*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФТОРА В ОБРАЗЦАХ ГОРНЫХ ПОРОД МЕТОДОМ НЕЙТРОННОЙ АКТИВАЦИИ

При поисках и разведке месторождений флюорита для оценки качества минерального сырья иногда целесообразно применять метод нейтронной активации, позволяющий проводить экспрессный массовый анализ кернавого материала, а также штучных и бороздовых проб.

В табл. 1 приведены ядерные реакции и основные характеристики радиоактивных изотопов, по которым, в принципе, возможно экспрессное определение флюорита (фтора).

Выбор ядерной реакции определяется рядом факторов, к числу которых в первую очередь следует отнести тип минерального сырья и его

Т а б л и ц а 1

Тип ядерной реакции	Порог реакции на быстрых нейтронах, Мэв [1]	Сечение активации, мб [3]	Период полураспада, сек [2]	Энергия, Мэв	
				гамма-квантов [2]	бета-частиц
$F^{19}(n, \gamma)F^{20}$	—	9	11,4	1,627(100%)	5,419(100%)
$F^{19}(n, p)O^{19}$	3,9	135 для 14 Мэв	29,4	0,198(96,7%)	4,5(30%)
				1,36(55,2%)	2,9(70%)
$F^{19}(n, \alpha)N^{16}$	1,5	17 для 14 Мэв	7,35	6,14(68,8%)	10,4(28%)
				7,11(4,99%)	4,39(54%)
					3,38(18%)

* В выполнении работ принимала участие инженер Т. В. Калгашова.

вещественный состав (некоторые элементы при нейтронном облучении могут образовать радиоактивные изотопы, затрудняющие выделение исследуемых продуктов ядерных реакций на фторе по периоду полураспада или энергии гамма-квантов).

Наиболее распространены месторождения флюорита, имеющие примеси кварца, кальцита, барита, олова, сурьмы, ртути, железа, сульфидов свинца, цинка и меди [4]. В большинстве случаев для флюорита вмещающими являются различные изверженные, обломочно-осадочные и осадочные породы. Основные породообразующие элементы — алюминий и кремний.

Таблица 2

Тип ядерной реакции	Порог реакции на быстрых нейтронах, Мэв [1]	Сечение активации, мбарн [3]	$T_{1/2}$, мин [2]	E_{γ} , Мэв	E_{β} , Мэв
$Al^{27}(n, \gamma) Al^{28}$	—	0,21	2,3	1,73(100 %)	2,86 (100 %)
$Al^{27}(n, p) Mg^{27}$	1,96	0,025	9,5	0,84 0,172; 1,015	1,75 (58 %) 1,59 (42 %)
$Si^{28}(n, p) Al^{28}$	4,0	0,045	2,3	1,78	2,86

В случае использования для активации фторсодержащих пород Ро — Ве-источников с выходом порядка 2×10^7 нейтр/сек, обладающих, как известно, широким энергетическим спектром нейтронов, наряду с вкладом от указанных реакций на фторе наиболее существенный вклад могут дать реакции типа (n, γ) и (n, p) на алюминий и кремний (табл. 2). Уменьшить или учесть вклад от радиоактивного изотопа Al^{28} можно путем:

- 1) подбора условий активации пробы;
- 2) выбора оптимального времени активации, остывания и измерения наведенной активности;
- 3) применения гамма-спектрометрии.

Экспериментальным путем было установлено, что при облучении флюорита широким спектром нейтронов Ро — Ве-источника величина наведенной активности обусловлена в основном вкладом от реакций на быстрых нейтронах ($\sim 93\%$). Следовательно, облучение пробы в кадмиевом экране позволяет исключить вклад от реакций на тепловых нейтронах ($Al^{27}(n, \gamma) Al^{28}$ и т. п.) без существенного уменьшения наведенной активности от фтора. Радиоактивные изотопы O^{19} и N^{16} можно идентифицировать как по периоду их полураспада, так и по энергии гамма-квантов. При этом количественное определение фтора проводится или путем регистрации бета-излучения от указанных изотопов, или путем измерения интенсивности в фотопике (200 кэв) или в интегральном режиме при пороге дискриминации ≥ 4 Мэв [6].

Метод идентификации по периоду полураспада с оценкой содержания фтора по наведенной бета-активности проб наиболее доступен, прост и надежен. Преимущества метода наиболее очевидны при исследовании проб с минимальным содержанием кремния. В этом случае вследствие слишком короткого периода полураспада изотопа N^{16} , что делает необходимым автоматизацию анализа, определение фтора рациональнее вести по изотопу O^{19} . Оптимальный режим анализа включает 1,5-минутное облучение, 10—15-секундное остывание пробы и 1,5-минутное измерение наведенной активности. Определение содержания фтора

в пробах, имеющих толстый слой для бета-частиц, проводится по калибровочному графику или расчетной формуле

$$Q_{\text{п}} = q_{\text{эт}} \frac{I_{\text{п}}}{I_{\text{эт}}}, \quad (1)$$

где $Q_{\text{п}}$, $q_{\text{эт}}$ — содержание фтора в пробе и эталоне, %; $I_{\text{п}}$, $I_{\text{эт}}$ — наведенная активность в пробе и эталоне в импульсах за 1,5 мин.

Одна проба может быть исследована примерно за 5 мин, а производительность рассмотренной методики может достигать 70—80 определений за 6-часовую смену на одну измерительную установку.

Для анализа пород, в которых помимо флюорита, содержится значительное количество кремния, рассмотренная методика неприемлема, так как вклад от реакции на кремнии может существенно исказить результаты. В этом случае фтор можно определять по иной методике, позволяющей учесть влияние кремния. Для этого проба подвергается анализу дважды. В первом случае определяется содержание кремния, для чего эталонная проба, содержащая 100% кремнезема, и исследуемая проба активируются 3 мин. Время остывания, необходимое для распада короткоживущих изотопов фтора, составляет 2 мин, время измерения наведенной активности — 3—4 мин. По полученным значениям определяется содержание кремния в используемой пробе. После этого проба и эталон вновь активируются 1,5 мин. Интенсивность наведенной активности измеряется в течение 1,5 мин после 10—15-секундного остывания пробы. Зная содержание кремния в пробе, можно вычислить вклад, обусловленный только наличием фтора. Количественное определение фтора проводится по тому же калибровочному графику или расчетной формуле (1).

В рассмотренных случаях не учитывается вклад от реакции $\text{Al}^{27}(n, p)\text{Mg}^{27}$ ввиду его незначительности при принятом времени облучения проб. Затраты времени на оценку содержания фтора с попутным определением кремния по изложенной методике составляют 16—18 мин. Таким образом, производительность методики 22—20 анализов за 6-часовую смену на одну измерительную установку.

Определение фтора по рассмотренным методикам может проводиться как в полевых, так и стационарных условиях на нейтронно-активационных установках «Нейтрон-2», серийный выпуск которых освоен нашей промышленностью. Применяя при облучении и измерении натурального фона и наведенной активности специальную двойную кассету для проб, можно повысить производительность анализа в два раза. В этом случае регистрация радиоактивного излучения проводится в защитном домике, где располагаются два детектора, каждый из которых подключен к отдельной измерительной установке. Включение и выключение детекторов может осуществляться синхронно.

Как уже указывалось, идентификацию фтора можно проводить также по энергиям гамма-квантов изотопов O^{19} и N^{16} . В первом случае рационально применять метод дифференциальной гамма-спектрометрии с регистрацией наведенной активности в области 200 кэв и 1,8 Мэв, что позволяет учитывать вклад от кремния, который можно измерить методом спектральных соотношений [5].

Для экспериментальной проверки метода был использован фотомножитель ФЭУ-49 с кристаллом NaJ(Tl) размерами 150×150 , с колодцем 30×40 . Такой детектор обеспечивает высокую эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 200 кэв в телесном угле, близком к 4π . Спектры регистрировались на 50-канальном спектрометре СГС-1.

Исследовались пробы с содержанием фтора от 0,7 до 38% и примесями кремнезема до 80%. Навеска пробы составляла 25 г. Для активации проб использовался Ро-Ве-источник с выходом порядка $2 \cdot 10^7$ нейтр/сек. Облучение и измерение наведенной активности проб проводилось в течение 1,5 мин. Время остывания составляло 10—15 сек.

К преимуществам рассмотренной методики следует отнести высокую производительность и возможность повышения чувствительности и точности анализа за счет выбора оптимальных размеров детектора излучений и навески пробы.

Таблица 3

Результаты активационного и химического анализов на фтор, %

Показания „Нейтрон-2”			Показания СГС-1		
№ пробы	химический анализ	активационный анализ	№ пробы	химический анализ	активационный анализ
9612	1,65	1,1	9686	1,55	1,50
9618	0,88	0,98	9692	1,44	1,1
9616	1,38	1,38	10427	1,52	1,22
9669	1,69	2,00	10406	0,95	0,85
9710	4,9	3,9	10386	0,67	0,45
9667	2,7	2,34	10407	1,52	1,35
9632	3,2	3,2	9662	2,40	2,12
9619	12,3	11,9	9675	2,50	2,08
9627	20,6	19,8	10431	4,42	4,25
9625	12,6	13,1	10464	3,26	3,43
9613	16,6	16,0	10397	4,90	4,66
9628	21,2	21,0	10394	1,86	2,12

В табл. 3 приведены результаты активационного и химического анализов на фтор проб, исследованных рассмотренными методиками.

Рядом авторов предложена методика определения фтора по изотопу N^{16} [6]. Суть методики сводится к регистрации гамма-квантов с энергией 6—7 Мэв от изотопа N^{16} . Для приведения измерений используется интегральный дискриминатор ИД-2. Порог дискриминации выбирается ≥ 4 Мэв. Детектирующая система состоит из ФЭУ-13 и кристалла NaJ(Tl) размерами 40×50. Исследование одной пробы занимает не более 10 мин при использовании Ро-Ве-источника с выходом $2 \cdot 10^7$ нейтр/сек. Навеска пробы составляет 1 кг.

Для проведения анализа авторами предложена автоматическая активационная установка. Оптимальное время активации — 19 сек, время остывания — 1,8 сек и время измерения — 19 сек. Для набора хорошей статистики цикл облучения и замера автоматически повторяется 10 раз. Результаты химического и активационного анализов расходятся не более чем на 6—7%. К преимуществам этой методики следует отнести независимость регистрируемых значений наведенной активности от содержания в пробе кремния и большинства других элементов. Методика может использоваться горнорудными и обогащательными предприятиями.

В табл. 4 приводятся основные показатели рассмотренных методик определения фтора.

Таблица 4

Методика анализа	Тип ядерной реакции	Время, сек			Населенная активность (в или) от источника 2·10 ⁷ н/сек		Экспрессность определения	Навеска исследуемой пробы, г	Аппаратура и оборудование	Примечание
		Облучения	Остывания	Измерения	1 % F	1 % SiO ₂				

Идентификация по периоду полураспада										
Без учета влияния кремния	(n, p) и (n, α)	90	10	90	80	—	5	100	«Иейтрон-2»	Навеска пробы обеспечивает оптимальный толстый слой для бета-частиц 1 цикл для определения кремния 2. цикла для определения фтора
		100	120	180	—	49	11	100		
		90	10	90	80	—	5	100		
Идентификация по энергии гамма-квантов										
Без учета влияния кремния	(n, p) и (n, α)	90	10	90	50	—	5	25	Активатор, одноканальный анализатор ФЭУ-49, кристалл NaJ (Ti) 150××150, с колодцем 30×40	Навеска пробы неоптимальна. Регистрация в области фотопика 200 кэв
		90	10	90	50	2,5	5	25		
		90	10	90	50	—	10	1000		
С учетом влияния кремния	(n, p) и (n, α)	30	2	30	27	—	10	1000	Автоматизированное активационное устройство, интегр. анализатор ФЭУ-13, кристалл NaJ 40×50	Регистрация в области ≥4 Мэв, 10 циклов облучения и т. д.
		90	10	90	50	2,5	5	25		
		90	10	90	50	—	10	1000		

ЛИТЕРАТУРА

1. Справочник по ядерной физике. Изд-во физ.-мат. лит., 1963.
2. Гусев Н. Г. и др. Радиоактивные изотопы как гамма-излучатели. М., Атомиздат, 1964.
3. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. Изд-во АН СССР, 1962.
4. Требования промышленности к качеству минерального сырья, вып. 8. Госгеолтехиздат, 1960.
5. Дубинский Г. А., Витоженц Г. Ч., Кулигин В. И. Количественное определение индия и марганца в пробах с помощью нейтронного активационного анализа.— Матер. 2-й Ленингр. конф. по применению радиоактивных изотопов в угольной и горнорудной промышленности, вып. 1. Изд. ИГД АН СССР, 1961.
6. Чанышев А. И. Автореф. Ташкент, АН УзССР, 1966.

А. И. Котова, И. И. Широкий,
Р. П. Мещеряков, Г. Г. Глухов

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СОДЕРЖАНИЯ ФЛЮОРИТА МЕТОДОМ НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА ПРИ ОПРОБОВАНИИ ФЛЮОРИТОВЫХ ЖИЛ В НАЗЕМНЫХ ГОРНЫХ ВЫРАБОТКАХ

Возможность применения метода нейтронно-активационного анализа при опробовании флюоритовых жил изучалась в 1964—1966 гг. Читинским геологическим управлением по предложению главного геофизика Г. Д. Агафонова. Опробованию были подвергнуты жилы, различные по минеральному составу: кварцево-флюоритовые (Усуглинское месторождение), флюорито-кварцевые (Ново-Бугутурское, Горинское месторождения), карбонатно-кварцево-флюоритовые (Гарсонуйское месторождение) и сульфидно-флюоритовые (Калангуйское месторождение). Измерения велись в наземных горных выработках — канавах, расчистках, траншеях и карьерах.

Определение содержания фтористого кальция нейтронно-активационным методом основано на регистрации величины наведенной активности фтора, возникающей при облучении флюоритовых руд потоком нейтронов.

При измерениях наведенной активности фтора в качестве облучителя был использован полоний — бериллиевый источник нейтронов активностью 3—5 *кюри* по полонию [1]. Источник закреплялся на подвижном конце четырехметровой штанги из дюраля. Регистрирующей аппаратурой служил полевой радиометр, созданный под руководством Р. П. Мещерякова сотрудниками Томского научно-исследовательского института ядерной физики, электроники, автоматики и телемеханики.

Определение величины наведенной активности фтора возможно в силу того, что при взаимодействии нейтронов различных энергий с ядром стабильного изотопа F^{19} , входящего в состав флюорита, происходят реакции [2] $F^{19}(n, \gamma)F^{20}$, $F^{19}(n, p)O^{19}$, $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$, $F^{19}(n, 2n)F^{18}$. При этом максимум наведенной активности F^{19} обусловлен реакцией (n, α) с образованием радиоактивного изотопа N^{16} [1, 3].

Кроме фтора, при облучении флюоритовых руд активируются присутствующие в них «мешающие» элементы: Al, Si, Na, Mg, Mn, Cr, V и др., количество которых варьирует от долей до нескольких десятков

процентов. Излучение этих элементов затрудняет выделение наведенной активности определяемого изотопа. Чтобы сократить до минимума влияние их излучения, был применен дискриминатор с порогом 1,3 Мэв, а также выбрана наиболее оптимальная временная схема анализа: облучение — 30 сек; выдержка для распада короткоживущих изотопов и перемещения детектора в точку измерения — 10 сек; снятие первого отсчета — суммарной величины активности — 20 сек; выдержка для снятия показаний с индикаторов прибора и приведения его в исходное положение — 10 сек; снятие второго отсчета — суммарной активности долгоживущих изотопов, естественного фона пород и фона источника — 20 сек. Из первого отсчета вычитается второй.

Нейтронно-активационный анализ включал следующие операции: 1) подготовка аппаратуры к работе; 2) эталонирование; 3) активационное опробование; 4) интерпретация результатов.

При подготовке аппаратуры к работе штанга-облучатель заряжалась источником, датчик соединялся с прибором, проверялась стабильность и точность работы регистрирующей аппаратуры и т. д.

Эталонирование заключалось в измерении величин наведенной активности фтора эталонов с известными по химическим анализам содержаниями CaF_2 . По полученным величинам строился график эталонирования, позволяющий переводить показания прибора (в импульсах) в процентные содержания фтористого кальция (рис. 1). В качестве эталонов использовались штуфы руд, типичных для данного месторождения. Обычный размер штуфов $20 \times 20 \times 10$ см. Нами установлено, что эталонирование целесообразно проводить ежедневно перед началом работы в горных выработках.

Активационное опробование, т. е. измерение наведенной активности фтора в жилах и зонах флюоритовых пород, производилось двумя способами (линейным и сплошным), сопоставимыми с обычным отбором проб бороздой и задишкой. Линейный способ применялся при мощностях рудных тел более 2 м, в остальных случаях измерения велись сплошным способом.

Линии точек измерения располагались в полотно горной выработки вкрест простиранья жилы. При линейном способе активность измерялась по одной или двум-трем линиям, в зависимости от ширины горной выработки, при сплошном — точки измерения равномерно покрывали всю поверхность рудного тела, вскрытую горной выработкой. Исходя из глубинности метода (7—8 см)*, расстояния между точками измерений были приняты равными 15 см. Для получения воспроизводимых результатов каждое измерение повторялось 3—4 раза. Естественно, перед началом измерений поверхность рудного тела должна быть по возможности выровнена. Чтобы можно было повторить измерения в одних и тех же точках, последние необходимо маркировать. Для маркировки точек нами использовалась

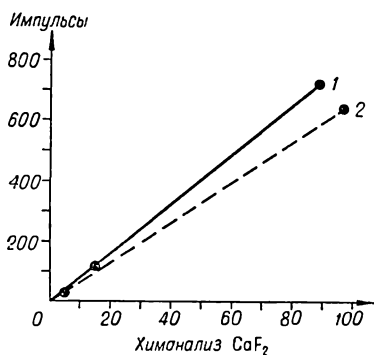


Рис. 1. График эталонирования месторождений:
1 — Ново-Бугутурское; 2 — Усуглинское.

* Экспериментально установлено, что 90% всей активности регистрируется от полусферического слоя флюоритовой руды с радиусом 8 см.

лента с резиновыми кружками толщиной 3 мм с обозначенным центром круга.

Производительность нейтронно-активационного опробования составляла 7—8 *пог. м* за смену, включая время на подготовку к работе и эталонирование. Бригада состояла из 3 человек (оператор, помощник и рабочий).

Интерпретация результатов измерений заключалась в переводе с помощью графиков эталонирования полученных величин наведенной активности фтора (в импульсах) в процентные содержания фтористого кальция. Содержание CaF_2 для каждой конкретной точки измерения вычислялось как среднее арифметическое из частных содержаний по отдельным замерам.

Представление о возможностях нейтронно-активационного метода при определении содержаний флюорита в полевых условиях дают приведенные ниже относительные ошибки определения содержаний CaF_2 по классам:

Класс содержаний CaF_2 , %	Относительные ошибки, %
0—10	21,6—13,9
10—20	7,8—7,6
20—30	5,3—5,0
30—50	3,6—3,5
50—70	2,4—2,3
70—90	2,3—1,6
90—100	1,6—1,5

Данные нейтронно-активационного и химического анализов сопоставлялись (без учета ошибок отбора и обработки проб) по величинам относительных ошибок сходимости для отдельных секционных проб (рис. 2), разведочных пересечений (т. е. отрезков жил, вскрытых горными выработками) и жил в целом:

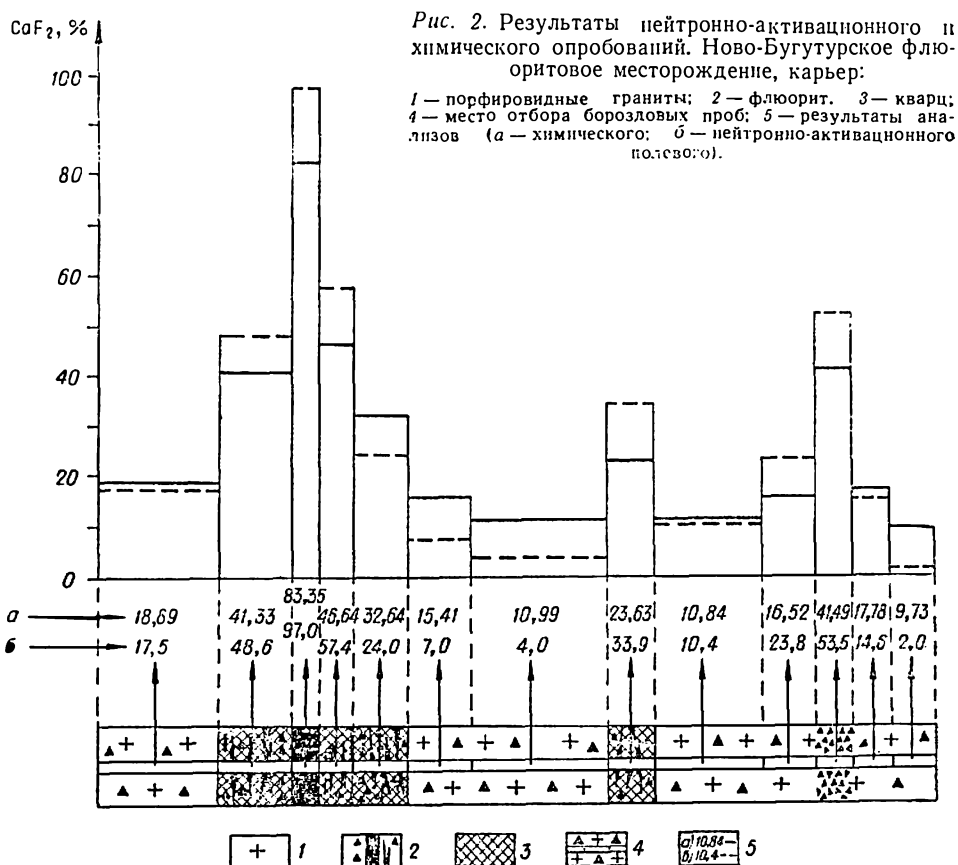
Месторождение	Относительные ошибки, %		
	По секционным пробам	По разведочным пересечениям	По жилам в целом
Усуглинское . .	9,6	6,4	2,0
Ново-Бугутурское . .	24,6	7,5	2,4

Обращает на себя внимание улучшение сходимости результатов при переходе от единичных проб к разведочным пересечениям и жилам в целом. Весьма показательны также данные относительно балансов*, средних содержаний флюорита в жилах и коэффициентов корреляции между содержаниями CaF_2 по данным нейтронно-активационного и химического анализов:

Месторождение	Балансы		Средние содержания CaF_2		Коэффициенты корреляции
	хим. анализ	нейтронно-актив. анализ	хим. анализ	нейтронно-актив. анализ	
Ново-Бугутурское (по 105 пробам) . .	3803	3739	36,2	35,6	+0,935
Усуглинское (по 23 пробам) . .	1587	1594	69,0	69,3	+0,985

Приведенные данные позволяют сделать следующие выводы.

* Баланс в данном случае — сумма содержаний по частным пробам, каждая из которых включает множественные точечные измерения наведенной активности фтора.



1. Метод нейтронно-активационного анализа на флюорит при опробовании жил на дневной поверхности лишен систематических ошибок, а погрешности его случайны и нивелируются при усреднении результатов.

2. Ошибки метода обратно пропорциональны количеству флюорита в рудах. Практически надежные данные могут быть получены при опробовании жил с содержанием CaF_2 от 20—25% до максимально высоких.

3. Нейтронно-активационный метод анализа вполне применим для экспрессного определения содержаний флюорита в жилах в процессе поисково-разведочных работ, а также для оконтуривания промышленных участков, что может существенно сократить количество проб, отбираемых на флюоритовых месторождениях при предварительной и детальной разведках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фрадкин Г. М. Изотопные нейтронные источники. М., Атомиздат, 1963.
2. Желепов Б. С. Схемы распада радиоактивных ядер. Изд-во АН СССР, 1958
3. Атлас эффективных нейтронных сечений. Изд-во АН СССР, 1955.

И. П. Кошелев, В. А. Красноперов, Б. С. Камышев,
О. В. Шишакин, Г. И. Шепелев,
Ф. И. Двореченский, А. А. Бойко

АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД ОПРОБОВАНИЯ РУД НА МЕСТОРОЖДЕНИИ ПЛАВИКОВОГО ШПАТА

Авторами испытан метод опробования фторсодержащих руд, основанный на измерении гамма-излучения изотопов N^{16} , возникающего в результате ядерной реакции $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ при облучении горных пород быстрыми нейтронами полоний-бериллиевого (Ро-Ве) источника.

Выбор изотопа N^{16} для индикации фтора обусловлен следующими факторами:

1. Среднее эффективное сечение реакции $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ достаточно велико и составляет для нейтронов с энергиями от 3 до 6 Мэв (нейтроны таких энергий преобладают в спектре Ро-Ве-источника) около 0,15 барн, порог реакции — 1,5 Мэв [1, 5].

2. Изотоп N^{16} при облучении горной породы нейтронами полоний-бериллиевого источника образуется практически только из фтора, так как вероятность реакций $O^{16}(n, p)N^{16}$ и $N^{15}(n, \gamma)N^{16}$ в этих условиях активации во много раз меньше вероятности реакции $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ [1, 5].

3. Изотоп N^{16} имеет обеспечивающий экспрессность метода период полураспада (7,5 сек) и испускает достаточно интенсивное (74,8 кванта на 100 распадов) и весьма жесткое (98,8% испускаемых квантов с энергией более 6 Мэв) гамма-излучение [4]. Последнее обстоятельство позволяет использовать пороговую спектрометрию для надежного выделения гамма-излучения N^{16} на фоне естественного гамма-излучения горных пород.

Предложенная методика определения фтора опробована в скважинах, шпурах и горных выработках (канавах, штольне) на одном из месторождений плавленого шпата.

Опробование скважин

Для регистрации гамма-излучения в скважинах использовался скважинный гамма-спектрометр, датчик которого состоял из двух параллельно включенных сцинтилляционных счетчиков (кристалл NaJ (Tl) 60×40 мм и ФЭУ-13). Источник крепился на кабеле выше снаряда, что позволяло измерять наведенную активность при подъеме скважинного снаряда.

Для исследования скважин с целью опробования руд плавленого шпата были выбраны следующие режимы измерений, обеспечивающие наименьшую ошибку в определении фтора: длина зонда — 1,5—1,6 м, порог дискриминации — 2,5—3,0 Мэв, скорость каротажа — 460—540 м/ч, постоянная времени интегратора — 4—6 сек. Скважины при каротаже заполнялись водой. При заполнении скважины водой (буровым раствором) интенсивность гамма-излучения наведенной активности уменьшается в меньшей степени, чем интенсивность фонового излучения, в результате чего отношение полезного эффекта к фону возрастает и точность определения фтора в таких условиях повышается.

При выбранных условиях измерений скорость счета на 1% фтора составляет 100—140 *имп/мин* при мощности источника примерно 10^7 *нейтр/сек*. Порог чувствительности оценивается в 0,2—0,3% фтора.

Для учета фона, состоящего в основном из гамма-лучей радиационного захвата нейтронов породой, при спуске снаряда производилась запись интенсивности гамма-излучения фона ($I_{\text{нгк}}$) с энергией выше пороговой. При подъеме снаряда кроме фона регистрировалось гамма-излучение N^{16} ($I_{\text{ак+нгк}}$).

Диаграмма АК для безводных скважин строилась с учетом инерционности аппаратуры как разность каротажных диаграмм, полученных при подъеме и спуске каротажного снаряда. В случае заполнения скважин водой или буровым раствором $I_{\text{ак+нгк}} \gg I_{\text{нгк}}$ и фон, обусловленный гамма-излучением радиационного захвата, в расчетах можно не учитывать.

В основу интерпретации каротажных диаграмм было положено известное выражение, связывающее площадь аномалии с линейным запасом элемента

$$S_{\text{ак}} = kghc,$$

где $S_{\text{ак}}$ — площадь аномалии на диаграмме активационного каротажа;

gh — линейный запас фтора;

c — мощность источника нейтронов.

Коэффициент k определялся путем сопоставления результатов каротажа с данными химического опробования по скважинам с хорошим выходом керна. Как и при других ядерных методах каротажа, коэффициент k зависит от диаметра и характера заполнения скважины, плотности пород, слагающих рудную зону, пористости и т. д. Следовательно, при количественной интерпретации каротажных диаграмм необходимы поправки с целью приведения результатов измерений к единым скважинным условиям.

Мощность h рудных тел определялась по принятой в гамма-каротаже методике [3].

Метод был испытан в 70 скважинах 3 месторождений.

При интерпретации результатов каротажа вводились поправки только на диаметр скважины и характер ее заполнения. Сопоставление

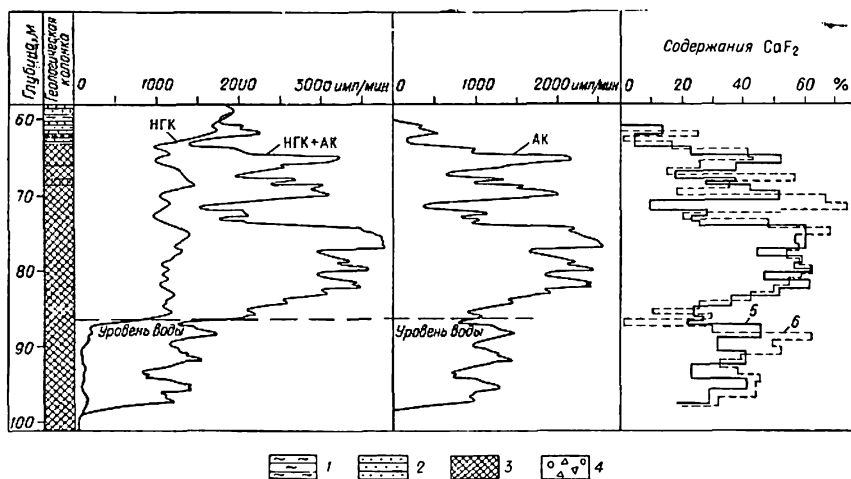


Рис. 1. Сопоставление результатов каротажа и химического опробования керна:
1 — аргиллиты; 2 — песчанник; 3 — кварц-флюоритовая жила; 4 — брекчия с флюоритовым цементом;
5 — содержание по данным химического опробования; 6 — то же, по каротажу.

результатов каротажа и химического опробования керна позволяет сделать вывод, что на обследованных месторождениях влиянием изменения вещественного состава, плотности и пористости руд можно пренебречь.

На рис. 1 сопоставлены результаты каротажа и химического опробования керна по одной из скважин. Среднее содержание флюорита, определенное для всего рудного пласта, составляет 38,7% по данным химического опробования керна и 37,8% по данным активационного каротажа.

Достоверность определения фтора по ядерной реакции $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ оценена путем сопоставления результатов количественной интерпретации диаграмм АК с данными химического опробования скважин с вполне удовлетворительным выходом керна:

Пределы содержаний CaF ₂ , %	Содерж. CaF ₂ в рудах, %	Запасы CaF ₂ на месторожде- нии, %
min	10	10
max	40	40
Количество сопоставлений . . .	25	25
Средние величины по сопо- ставленным интервалам		
по опробованию . . .	24,44	243,9
по АК	24,36	235,5
Средние случайные расхожде- ния между данными АК и опробования		
абсолютные	1,97	23,14
относительные . . .	8,0	9,7

Для оценки точности метода АК на фтор был проведен повторный каротаж части скважин. Среднее относительное отклонение, вычисленное по 40 сопоставлениям первичного и повторного каротажа, меньше 5%.

Опробование шпуров и горных выработок

Для опробования на фтор шпуров и горных выработок использовался радиометр ПРКС, в схему которого был включен блок дискриминатора и электромеханический счетчик. В качестве детекторов излучения в датчиках применялись сцинтилляционные кристаллы NaJ (Tl) размерами 18×30 мм (в сочетании с ФЭУ-31) при опробовании шпуров (диаметр датчика 34 мм) и 70×50 мм (с ФЭУ-13) при исследованиях в горных выработках.

В шпурах был выбран следующий режим опробования: шаг опробования — 20 см, время активации — 20 сек, измерение наведенной активности начиналось через 5 сек после окончания облучения, длительность отсчета — 20 сек. Фон измерялся через 90 сек после удаления источника с исследуемой точки. Порог дискриминации — 3,0 Мэв. На каждой точке весь цикл исследований повторялся три раза.

По результатам измерений на модели рудного тела в шпурах диаметром 35 мм при активности Po — Be-источника около $3 \cdot 10^6$ нейтр/сек превышение над фоном за время трех отсчетов, приходящееся на 1% CaF₂, составляло 15—18 и.и.

Методика измерений в горных выработках отличалась от принятой при опробовании шпуров только более высоким порогом дискриминации (4,0 Мэв) и большим шагом опробования.

На рис. 2 сопоставлены результаты геофизического и бороздового опробования одной из канав. Гистограмма содержаний фтора и кривая,

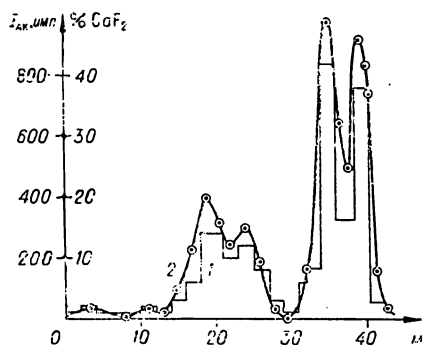


Рис. 2. Сопоставление результатов активационного и химического опробований по канаве:

1 — диаграмма содержания CaF_2 по данным химического опробования; 2 — график наведенной активности N^{16} , имп./мин.

построенная по результатам геофизического опробования, имеют практически одинаковую конфигурацию. Из рис. 2 следует, что превышение над фоном за время трех отсчетов, приходящееся на 1% CaF_2 , составляет примерно 20 имп при мощности источника около $3,0 \cdot 10^6$ нейтр/сек.

Результаты выполненных исследований свидетельствуют о том, что активационный гамма-спектрометрический метод с большой эффективностью может применяться для опробования рудных тел на фтор в естественном залегании. Внедрение метода в практику геологоразведочных работ на фторсодержащее сырье не только повысит достоверность результатов раз-

ведки, но и даст бесспорный экономический эффект.

Анализ результатов геологоразведочных и геофизических работ, выполненных на одном месторождении плавикового шпата, позволил оценить ожидаемую экономию от внедрения этого метода. За счет сокращения перебурки скважин из-за плохого выхода керна, перехода на бескernовое бурение части скважин, оперативного управления геологоразведочными работами и уменьшения объема опробования керна годовая экономия на месторождении может составить около 200 тыс. руб.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас нейтронных сечений элементов. М., Атомиздат, 1959.
2. Бардовский В. Я. Активационный каротаж при разведке месторождений плавикового шпата. — Сб. «Опыт применения радиоактивных методов при поисках и разведке нерадиоактивных руд». М., Госгеолтехиздат, 1962.
3. Барсуков О. А. и др. Радиоактивные исследования нефтяных и газовых скважин. М., Гостоптехиздат, 1958.
4. Гусев Н. Г., Машкевич В. П., Вербицкий Б. В. Радиоактивные изотопы как гамма-излучатели. М., Атомиздат, 1964.
5. Справочник по ядерной физике. Ред. Л. А. Арцимович. М., Физматгиз, 1963.

Е. П. Вязников, В. В. Глассон, С. И. Недялков

ПРИМЕНЕНИЕ РАЗНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО АКТИВАЦИОННОГО КАРОТАЖА ПРИ ПОИСКАХ И РАЗВЕДКЕ ВЫСОКОГЛИНОЗЕМНОГО СЫРЬЯ С КРЕМНИЕВЫМ МОДУЛЕМ МЕНЬШЕ ЕДИНИЦЫ

Качество минерального сырья для алюминиевой промышленности и производства стройматериалов иногда определяется содержанием глинозема и кремнезема. Обычно при поисково-разведочных работах эти

компоненты определяются путем химического анализа керна, поднятого при колонковом бурении. Рассматриваемая методика разноэнергетического активационного каротажа (АК) дает возможность количественного определения глинозема (алюминия) и кремнезема (кремния) непосредственно в исследуемых скважинах без отбора керна с достаточной для многих практических целей точностью и чувствительностью. Кроме того, результаты разноэнергетического АК могут использоваться для геохимической корреляции и изучения литологии.

Общие принципы активационного каротажа подробно изложены в ряде работ [1]. Известно применение АК для определения содержания глинозема в бокситах [2]. Однако использование АК для определения кремниевого модуля в осадочных породах с примерно равным и относительно небольшим содержанием глинозема и кремнезема (т. е. имеющих кремниевый модуль $\frac{Al_2O_3}{SiO_2} < 1$) связано с решением ряда специальных вопросов.

Как известно, при АК исследуется радиоактивный изотоп, полученный в результате той или иной ядерной реакции на интересующем нас стабильном изотопе. В данном случае исследуется радиоактивный изотоп Al^{28} , образующийся при взаимодействии медленных нейтронов с ядрами элемента Al^{27} по реакции $Al^{27}(n, \gamma)Al^{28}$ и взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами элемента Si^{28} по реакции $Si^{28}(n, p)Al^{28}$. Последняя реакция имеет порог в области 4,5 Мэв.

В случае активации $Po - Be$ -источником, у которого средняя энергия по спектру составляет $4 \div 4,5$ Мэв, наведенная активность пород, содержащих в своем составе алюминий и кремний, определяется гамма-активностью изотопа Al^{28} , образующегося по двум указанным выше ядерным реакциям. Доля вклада каждой из этих реакций зависит от количественного содержания в исследуемой породе алюминия и кремния и от конструкции и состояния скважины, в которой проводится АК.

При АК с $Po - Be$ -источником в породах с кремниевым модулем $0,8 \div 0,9$ и пористостью $10 \div 15\%$ вклад реакции $Si^{28}(n, p)Al^{28}$ в общую активность изотопа Al^{28} достигает $20 - 30\%$, что исключает возможность применения обычной методики АК, принятой при исследовании бокситов.

Используя для активации пород с низким кремниевым модулем два различных источника, один из которых имеет среднюю энергию нейтронов выше порога реакции $Si^{28}(n, p)Al^{28}$, а другой — ниже, можно учесть вклад от кремния, содержащегося в исследуемой породе [3]. В качестве источника «с мягким спектром» нейтронов может быть использован изотопный $Po - Be$ -источник, у которого средняя энергия нейтронов составляет $2 - 2,5$ Мэв. При активации с таким источником величина зарегистрированной наведенной активности изотопа Al^{28} пропорциональна содержанию в породе глинозема (алюминия), т. е.

$$N_{Po-B} = b \cdot C_{Al}, \quad (1)$$

где N_{Po-B} — величина зарегистрированной гамма-активности изотопа Al^{28} при использовании $Po - Be$ -источника;

b — число гамма-квантов на 1% глинозема в активируемом пласте;

C_{Al} — содержание глинозема в активируемом пласте, $\%$.
Используя приведенное выражение и имея ряд пластов с известным содержанием глинозема, можно построить эталонировочный график, по которому, в общем случае, возможно количественное определение глинозема в других пластах.

В случае активации Po — Be-нейтронным источником значение зарегистрированной гамма-активности Al^{28} можно выразить так:

$$N_{Po-Be} = a \cdot C_{Al} + d \cdot C_{Si}, \quad (2)$$

где a — число гамма-квантов, приходящихся на 1% глинозема;

C_{Al} — содержание глинозема, %;

d — число гамма-квантов, приходящихся на 1% кремнезема;

C_{Si} — содержание кремнезема, %.

При облучении одного пласта двумя указанными источниками

$$\frac{N_{Po-Be}}{N_{Po-B}} = \frac{a}{b} \left(1 + \frac{d}{a} \cdot m \right), \quad (3)$$

где $m = \frac{C_{Si}}{C_{Al}}$ — величина, обратная значению кремниевого модуля. Отсюда

$$m = \frac{a}{d} \left(\frac{b}{a} \cdot \frac{N_{Po-Be}}{N_{Po-B}} - 1 \right). \quad (4)$$

Таким образом, по приведенной формуле, зная параметры. a , b и d и измеряя наведенную активность от обоих источников, можно определить значение кремниевого модуля в точке активации. Значения коэффициентов a , b и d для принятых мощностей источников зависят, при прочих постоянных параметрах, от условий, определяющих пространственное распределение плотности потока нейтронов, ослабления интенсивности гамма-квантов в среде и геометрического фактора. Однако, в общем случае при исследовании скважин с идентичной конструкцией и флюидом для сред, где плотность и пористость изменяются мало, значения этих коэффициентов можно принять постоянными. Отношение d/a есть доля участия кремния в зарегистрированной величине Al^{28} , а отношение b/a отражает различие в энергетических спектрах и интенсивностях принятой пары источников при активации только одного алюминия. В этом случае выражение (4) можно рассматривать как уравнение прямой, не проходящей через начало координат. Прямая может служить эталоном для определения значения кремниевого модуля и отношений d/a и a/b .

Для исследований по данной методике необходимо иметь несколько скважин с известным содержанием глинозема и кремнезема в интересующих нас пластах, плотность и общая влажность которых также известны. Указанные данные можно получить при соответствующих исследованиях керна. В этих же эталонных скважинах проводится комплекс исследований, позволяющих связать данные, полученные при анализе керна, с показаниями на диаграммах ГК, АК, ГГК, НК в исследуемых пластах.

По полученным таким образом данным строят эталонировочные зависимости, по которым определяют коэффициенты a , b и d , необходимые для количественной оценки глинозема и кремнезема в других скважинах только по результатам АК. Приемлемость эталонировочных графиков определяется величиной расхождения значений плотности и общей влажности эталонного и исследуемого пластов (при условии идентичности режима измерений, конструкций, флюида и мощности источников), что проверяется по диаграммам НК и ГГК, которые проводятся в отдельных скважинах месторождения.

Достоверность количественных оценок глинозема и кремнезема в разрезах исследуемых скважин обусловлена точностью определения ко-

эффицентов a , b и d , чему может способствовать максимальный выход керна и точная привязка результатов измерений в эталонной скважине к анализу проб керна.

Качество АК во многом зависит от стабильности работы аппаратуры и выбора оптимального уровня дискриминации, длины зонда, скорости каротажа, а также времени активации, отдыха и измерения при точечном АК.

Для каждого месторождения определяется только уровень дискриминации. Остальные условия являются постоянными. Для определения уровня дискриминации необходимо в пласте, наиболее характерном для данного месторождения, провести в одной точке ГК и АК с $Р_0$ — В-источником при разных значениях дискриминации. Оптимальный уровень дискриминации соответствует максимальному $q = \frac{N - N_{ГК}}{N_{ГК}}$ при минимальной среднеквадратической относительной ошибке скорости счета.

Если в данной зависимости не наблюдается заметного максимума для q , что можно объяснить слабовыраженными спектрометрическими свойствами аппаратуры, то уровень дискриминации выбирается достаточным для исключения мягкой компоненты.

С целью исключения влияния гамма-излучения радиационного захвата и собственного гамма-излучения источника детектор необходимо размещать на расстоянии 1,2—1,5 м от источника.

Оптимальная скорость движения скважинного прибора при непрерывном АК зависит как от длины зонда l , так и от периода полураспада T образующегося при активации изотопа и определяется, согласно [4], по формуле $v = \frac{0,693}{T} l$.

В случае изотопа Al^{28} ($T=2,3$ мин) оптимальная скорость при длине зонда $l=1,2—1,5$ м составляет 22—32 м/ч.

Как следует из результатов работы [5], увеличение скорости АК выше оптимальной ведет к плавному убыванию плотности активации, поэтому скорость можно устанавливать в пределах 30 ÷ 40 м/ч. При такой скорости каротажа относительный эффект активации не превышает 10%, что не обеспечивает необходимой точности определения содержания глинозема и кремнезема в разрезе скважины. Поэтому непрерывный АК может быть использован лишь для полуколичественных исследований.

Для более точных количественных оценок определяемых компонентов в породах с кремниевым модулем <1 необходимо применять точечный АК. Среднеквадратическая относительная ошибка результатов измерений с источниками в 7 кюри по $Р_0$ в скважинах с содержанием Al_2O_3 от 10 до 35% и SiO_2 от 40 до 80% не превышает 2% при $t_{акт}=5$ мин, $t_{отдыха}=0,5$ мин, $t_{изм}=4,5$ мин.

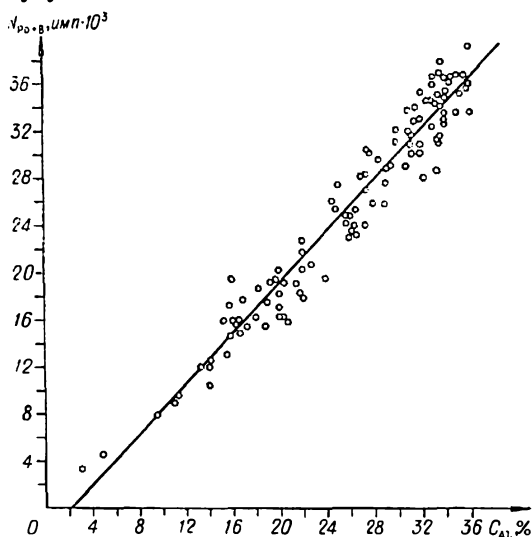


Рис. 1. Эталонировочный график зависимости зарегистрированной наведенной активности при использовании $Р_0$ — В-источника ($N_{Р_0-В}$) от содержания глинозема (Al_2O_3) по данным лабораторного активационного анализа.

В эталонных скважинах не всегда возможно соблюдение строго одинаковых условий активации (небольшие каверны, изменение плотности и пористости в небольших пределах, а также неувязка по глубине). Естественно, будет иметь место разброс данных точечного АК по отношению к лабораторному анализу керна. Поэтому при построении эталонировочных графиков необходима статистическая обработка результатов измерения методом наименьших квадратов с целью усреднения всех отклонений и определения систематических ошибок.

На рис. 1 и 2 представлены зависимости $N_{Po-B} = f(C_{Al})$ и $m = f\left(\frac{N_{Po-Be}}{N_{Po-B}}\right)$,

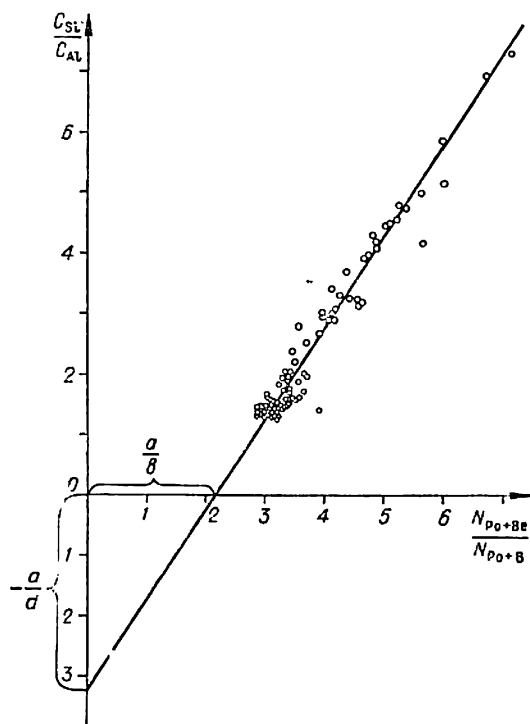


Рис. 2. Эталонировочный график зависимости отношения зарегистрированных наведенных активностей при использовании Po — В- и Po — Be-источников $\left(\frac{N_{Po-Be}}{N_{Po-B}}\right)$ от обратной величины кремниевого модуля.

построенные по результатам точечного АК и лабораторного активационного анализа керна четырех эталонных скважин одного из месторождений сухарных глин. Из рисунка видно, что рассматриваемая методика позволяет получать хорошую корреляционную связь между данными АК и результатами анализа керна. Абсолютная ошибка в определении Al_2O_3 и SiO_2 методом АК по отношению к химическому анализу керна составляет не более $\pm 23\%$ по глинозему и $\pm 6-8\%$ по кремнезему.

На рис. 3 приведены результаты комплекса исследований, проведенных в двух скважинах того же месторождения. Буровой раствор — пресная вода, $v=30$ м/ч, длина зонда — 1,25 м, уровень дискриминации — 9,5 в, $\tau=12$ сек. Кристалл NaJ (Ti) 30×40 мм, $m_{Po+Be} = 12,603 \cdot 10^6$ нейтр/сек, $m_{Po+B} = 3,455 \cdot 10^6$ нейтр/сек, $t_{акт} = 5$ мин, $t_{отд} = 30$ сек, $t_{изм} = 4$ мин 30 сек.

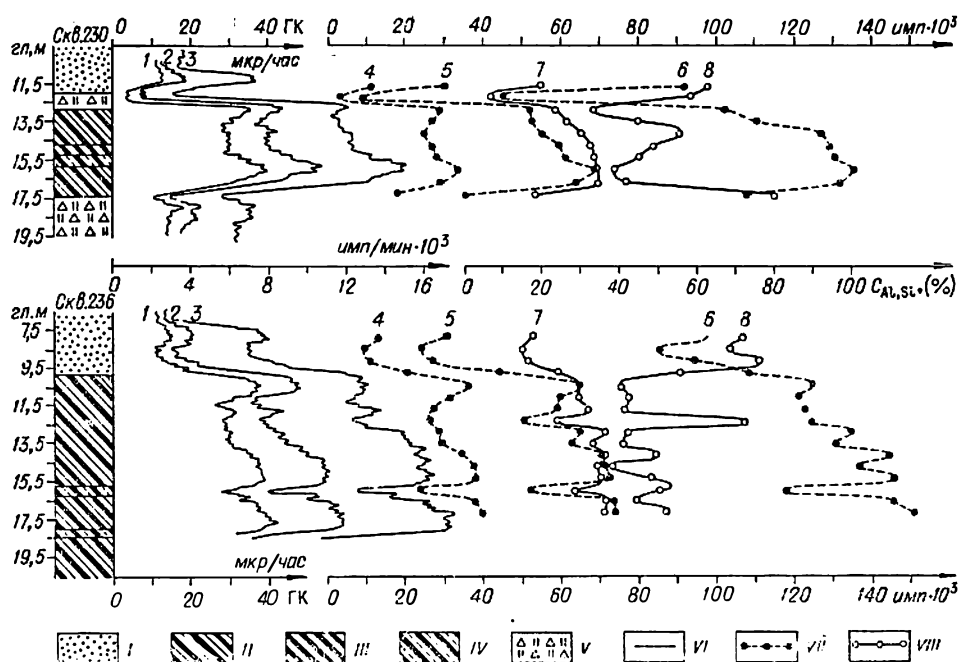


Рис. 3. Результаты комплекса АК в двух скважинах месторождения сухарных глин: I — песчаник; II — глина сухарного типа черного цвета; III — та же глина охристо-желтой окраски; IV — та же глина, сильно засоренная кремневым щебнем; V — брекчия; VI — непрерывный каротаж (1 — ГК; 2 — АК с Po — В-источником; 3 — АК с Po — Ве-источником); VII — импульсный каротаж (4 — ГК, 5 — АК с Po — В-источником; 6 — АК с Po — Ве-источником); VIII: 7 — σ_{Al} (%); 8 — C_{Si} (%).

ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. Изд-во АН СССР, 1962.
2. Сенько-Булатный И. Н. Нейтрометрия скважин на месторождениях марганца и бокситов. — Изв. АН СССР, серия геофиз., 1959, № 3.
3. Белых В. А. и др. О влиянии активации кремния быстрыми нейтронами при активационном анализе бокситов. Геофиз. сб. № 3. Уф АН СССР, 1962.
4. Булашевич Ю. П., Шулятьев С. А. Оптимальные условия активационного каротажа. — Изв. АН СССР, серия геофиз., 1960, № 2.
5. Булашевич Ю. П., Сенько-Булатный И. Н. Экспериментальная проверка условий оптимальности непрерывного активационного каротажа. — Изв. АН СССР, серия геофиз., 1961, № 4.
6. Глассон В. В., Тимохин Е. В., Вязников Е. П. Опыт применения экспрессного активационного анализа для определения алюминия, кремния и марганца в образцах горных пород. — Сб. «Геофизические работы при решении геологических задач в Восточной Сибири». Гостоптехиздат, 1961.

Е. М. Филиппов, Б. С. Вахтин

К ВОПРОСУ РАЗДЕЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩАЮЩИХ И РАССЕИВАЮЩИХ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРОБАХ ГОРНЫХ ПОРОД НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫМ МЕТОДОМ

В ядерно-геофизических исследованиях для определения в пробах пород и руд химических элементов с высокими сечениями захвата тепловых нейтронов широкое применение находит нейтрон-нейтронный

(нейтронно-абсорбционный) метод (ННМ) [2, 5, 6]. Однако, помимо поглощающих нейтроны элементов (бор, литий, хлор, кадмий, ртуть, редкоземельные элементы), на результаты измерений оказывают влияние рассеивающие элементы (водород). Переменное содержание в породах водорода приводит к искажению результатов определения в них поглощающих элементов [2, 5, 6]. Поэтому, несмотря на то, что ННМ применяется на практике более десяти лет, до сих пор нет методики раздельного определения поглощающих и рассеивающих элементов. Авторами проведены соответствующие исследования, которые и рассматриваются ниже.

Скорость счета потока нейтронов, вышедшего из коллиматора и прошедшего через пробу толщиной x , может быть определена из соотношения:

$$N = n \int_{E_0}^{E_k} \Phi(E) \varepsilon(E) e^{-x[\mu_{H_2O}(E) + \mu_p(E) + \mu_r(E)]} dE, \quad (1)$$

где n — поток медленных нейтронов, падающий на пробу; $\Phi(E)$ — спектр нейтронов; $\varepsilon(E)$ — эффективность детектора медленных нейтронов; ρ — плотность пробы; $\mu_{H_2O}(E)$ — массовый коэффициент рассеяния медленных нейтронов на водороде воды, содержащейся в пробе; $\mu_p(E)$ — то же, на ядрах всех остальных элементов; $\mu_r(E)$ — массовый коэффициент поглощения медленных нейтронов рассматриваемым элементом; E_0 — нижняя граница энергетического интервала (обычно энергия тепловых нейтронов); E_k — верхняя граница энергетического интервала (обычно определяется величиной энергии нейтронов, с которой начинается интенсивное поглощение медленных нейтронов рассматриваемым химическим элементом). Так, для бора $E_k \approx 380$ эв, а для лития $E_k \approx 100$ эв и т. д.

Спектр нейтронов в однородной замедляющей среде в различных областях энергий аппроксимируется различными аналитическими выражениями. Для диапазона энергий от тепловых нейтронов ($E_0 = 0,025$ эв) до нейтронов с энергией $E_k = 0,17$ эв (фермиевская граница спектра) он выражается максвелловским распределением:

$$\Phi_1(E) = \frac{4E^{3/2}}{\sqrt{\pi} E_0^{3/2}} e^{-E/E_0} = 571 E^{3/2} e^{-E/E_0}. \quad (2)$$

Для энергий от 0,17 эв и выше спектр нейтронов подчиняется фермиевскому распределению:

$$\Phi_2(E) = \frac{A}{E}. \quad (3)$$

С целью определения постоянной A выражения (2) и (3) приравняем при энергии $E = 0,17$ эв. В результате получим

$$A = \frac{4(0,17)^{5/2}}{\sqrt{\pi} E_0^{3/2}} e^{-0,17/E_0} = 7,5 \cdot 10^{-3}. \quad (4)$$

Формулы (2) и (3), как уже указывалось, справедливы для однородной поглощающей среды. В экспериментах же используются замедлители ограниченных размеров, нейтроны из которых попадают на пробу с плоской границы раздела или же сама проба помещается внутрь замедлителя. Авторы в своих исследованиях ограничились более простым случаем, а именно плоским замедляющим слоем. Для подобного случая в [3] приводится спектр нейтронов, выходящих с поверхности плоского слоя чистой воды толщиной 10 см. Сравнение этого спектра

с формулами (2) и (3) показало, что выражения (2) и (3) хорошо описывают экспериментальные результаты [3]. Поэтому оказалось возможным применять соотношения (2) и (3) для аппроксимации спектра нейтронов, выходящего из плоского замедлителя, который использовался нами для решения поставленной задачи.

Приемниками медленных нейтронов в ННМ служат борные или литиевые детекторы. Эффективность регистрации этими детекторами медленных нейтронов обусловлена сечением захвата медленных нейтронов бором и литием. Из нейтронной физики известно, что величина этих сечений подчиняется закону $1/\sqrt{E}$. Пользуясь атласом [1], выражение для массовых макроскопических сечений бора и лития можно представить соотношениями соответственно следующего вида:

$$\Sigma_B(E) = \frac{a_B}{\sqrt{E}} = \frac{6,65}{\sqrt{E}}, \quad (5)$$

$$\Sigma_{Li}(E) = \frac{a_{Li}}{\sqrt{E}} \approx \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (6)$$

Поскольку от выражения (1) мы требуем, чтобы оно определяло скорость счета с точностью до постоянной, то, следовательно, вместо функции $\epsilon(E)$ можно взять выражение (5) или (6), в зависимости от типа применяемого детектора. При этом следует иметь в виду, что выражение (5) справедливо в диапазоне энергий от 0,025 до ~ 380 эв, а выражение (6) — от 0,025 до ~ 100 эв [1]. Соответственно в таких же пределах следует вести и вычисление интеграла (1).

Величину массового коэффициента $\mu_{H_2O}(E)$ для рассматриваемых диапазонов энергий можно взять постоянной, т. е. независимой от энергии, а зависящей лишь от содержания в пробе воды (P_{H_2O}):

$$\mu_{H_2O}(E) = \Sigma_{H_2O} P_{H_2O} = 1,52 P_{H_2O}. \quad (7)$$

Выражение для массового коэффициента $\mu_p(E)$ имеет разный вид для каждого поглощающего элемента, в частности для бора и лития:

$$\mu_B(E) = \Sigma_B(E) P_B = \frac{a_B P_B}{\sqrt{E}} = \frac{6,65 P_B}{\sqrt{E}}; \quad (8)$$

$$\mu_{Li}(E) = \Sigma_{Li}(E) P_{Li} = \frac{a_{Li} P_{Li}}{\sqrt{E}} \approx \frac{P_{Li}}{\sqrt{E}}. \quad (9)$$

Величина коэффициентов $\mu_p(E)$ и $\mu_{H_2O}(E)$ не зависит от энергии и может быть представлена в виде

$$\mu_p(E) = \Sigma_p P_p. \quad (10)$$

Значения массовых макроскопических сечений в $см^2/г$ для основных породообразующих элементов в рассматриваемом диапазоне энергий приведены ниже:

C	O	F	Na	Mg	Al	Si	P	S	K*	Ca*	Fe
0,2356	0,145	0,108	0,0785	0,0841	0,0301	0,0483	0,066	0,0207	0,0534	0,0517	0,124

В связи с тем, что для практических целей весьма важное значение имеет разработка методики раздельного определения содержания в пробах бора и водорода, все расчеты проведем для проб, содержащих

* Указаны макроскопические сечения для тепловых нейтронов, ибо в [1] отсутствуют значения для других интересующих нас энергий.

именно эти элементы. Выражение (1) для этого случая запишется в виде

$$N = a_B n e^{-x \rho (\Sigma_{H_2O} P_{H_2O} + \Sigma_p P_p)} (I_1 + I_2), \quad (11)$$

где

$$I_1 = 571 \int_{0,025}^{0,17} E e^{-\left(\frac{E}{E_0} - \frac{x \rho a_B P_B}{\sqrt{E}}\right)} dE, \quad (12)$$

$$I_2 = 7,5 \cdot 10^{-3} \int_{0,17}^{380} e^{-x \rho a_B P_B / \sqrt{E}} \frac{dE}{E^{3/2}}. \quad (13)$$

Первый из этих интегралов через элементарные функции не выражается, поэтому его необходимо рассчитывать численно. Второй интеграл может быть сведен к выражению

$$I_2 = \frac{0,015}{B} (e^{-0,0513B} - e^{-2,425B}), \quad (14)$$

где $B = x \rho a_B P_B$. При $P_B = 0$ выражения (12) и (14) приобретают вид:

$$I_1 = 571 \{2E_0^2 e^{-1} - (E_0 E_K + E_0^2) e^{-E_K/E_0}\} = 0,358; \quad (15)$$

$$I_2 = 0,015(2,425 - 0,0513) = 0,0356. \quad (16)$$

Если на пути потока нейтронов поставить кадмиевый фильтр, выражение для скорости счета надкадмиевых нейтронов, аналогичное формуле (11), будет иметь вид

$$N_{Cd} = 7,5 \cdot 10^{-3} a_B n_{Cd} e^{-x \rho (\Sigma_{H_2O} P_{H_2O} + \Sigma_p P_p)} \times \\ \times \int_{0,4}^{380} e^{-x \rho a_B \frac{P_B}{\sqrt{E}}} \frac{dE}{E \sqrt{E}} = a_B n_{Cd} I_3 e^{-x \rho (\Sigma_{H_2O} P_{H_2O} + \Sigma_p P_p)}; \quad (17)$$

$$I_3 = \frac{0,015}{B} (e^{-0,0513B} - e^{-1,58B}).$$

Если взять отношение выражений (11) и (17), получим

$$M = \frac{N n_{Cd}}{n N_{Cd}} = \frac{I_1 + I_2}{I_3} = \frac{I_1 + I_2 + I_3}{I_3} = 1 + \frac{I_1 + I_2}{I_3} = 1 + \\ + \frac{\frac{0,015}{B} (e^{-1,58B} - e^{-2,425B}) + I_1}{\frac{0,015}{B} (e^{-0,0513B} - e^{-1,58B})}. \quad (18)$$

Как видно, это выражение зависит только от содержания в пробе бора и не зависит от содержания в ней воды и других породообразующих элементов.

Аналогичного рода соотношения можно вывести и для других поглощающих элементов.

Результаты расчета условных скоростей счета медленных и надкадмиевых нейтронов и их отношения показаны на рис. 1. Наличие в пробах влаги ведет к уменьшению скоростей счета медленных и надкадмиевых нейтронов. Поэтому при раздельном определении бора и влаги в пробах по обычной методике необходимо строить специальные палетки типа, показанных на рис. 1, а.

Если перед исследователями стоит задача определения в пробах пород только концентраций бора, их измерения следует проводить по отношению скоростей счета медленных и надкадмиевых нейтронов, величина которого не зависит от содержания в пробах влаги.

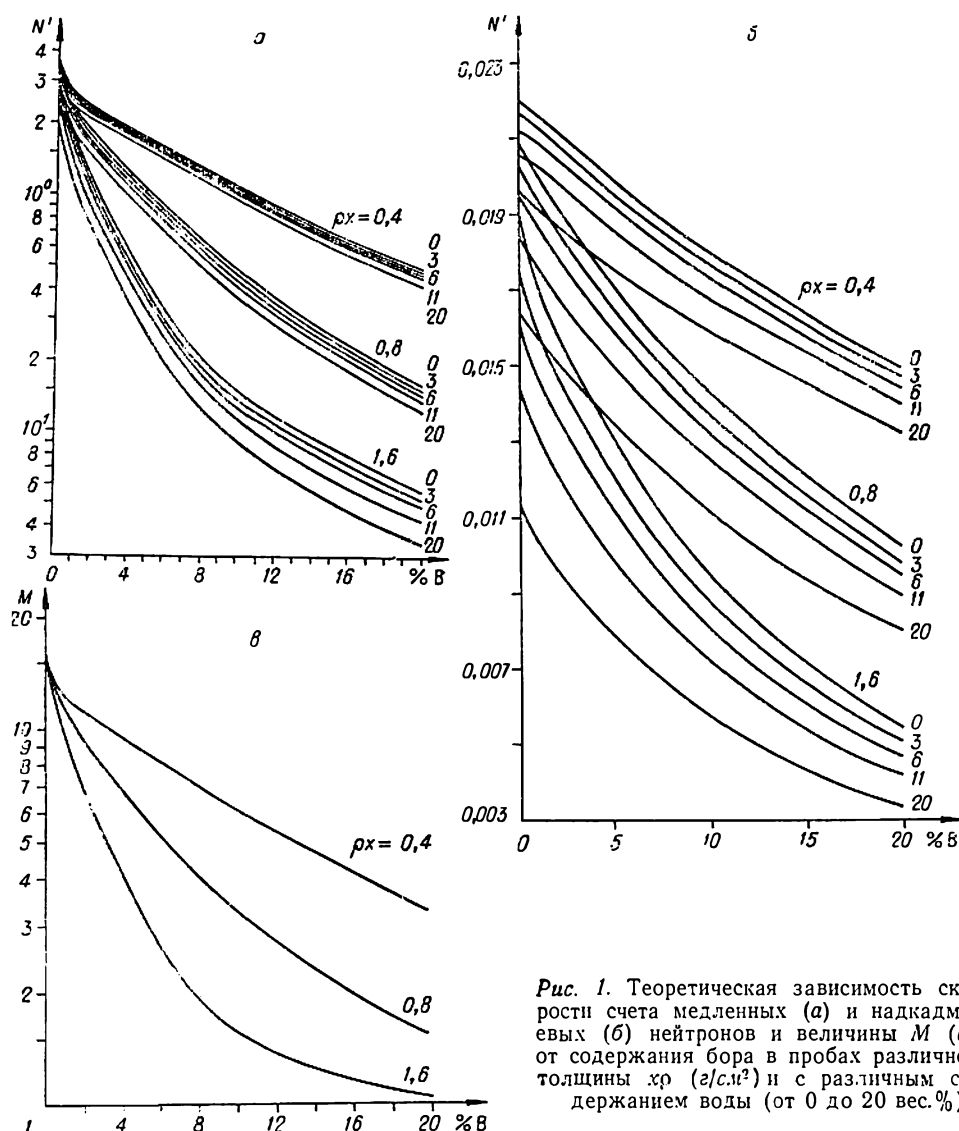


Рис. 1. Теоретическая зависимость скорости счета медленных (а) и надкадмиевых (б) нейтронов и величины M (в) от содержания бора в пробах различной толщины ρx (г/см²) и с различным содержанием воды (от 0 до 20 вес.%) .

Результаты экспериментальных исследований зависимости скоростей счета медленных и надкадмиевых нейтронов и их отношения от содержания в пробах бора и влаги показаны на рис. 2.

Расчет статистических флуктуаций для величины отношения скоростей счета производился по формуле [4]:

$$\sigma = \frac{N}{N_{Cd}} \sqrt{\frac{N + N_{Cd}}{N \cdot N_{Cd}}}, \quad (19)$$

где N и N_{Cd} — соответственно скорости счета медленных и надкадмиевых нейтронов. В связи с тем, что при измерении потоков медленных и надкадмиевых нейтронов, прошедших через пробу, на показания детектора в нейтронных установках действуют нейтроны, минующие пробу, результаты отсчетов всегда завышены на некоторую фоновую величину.

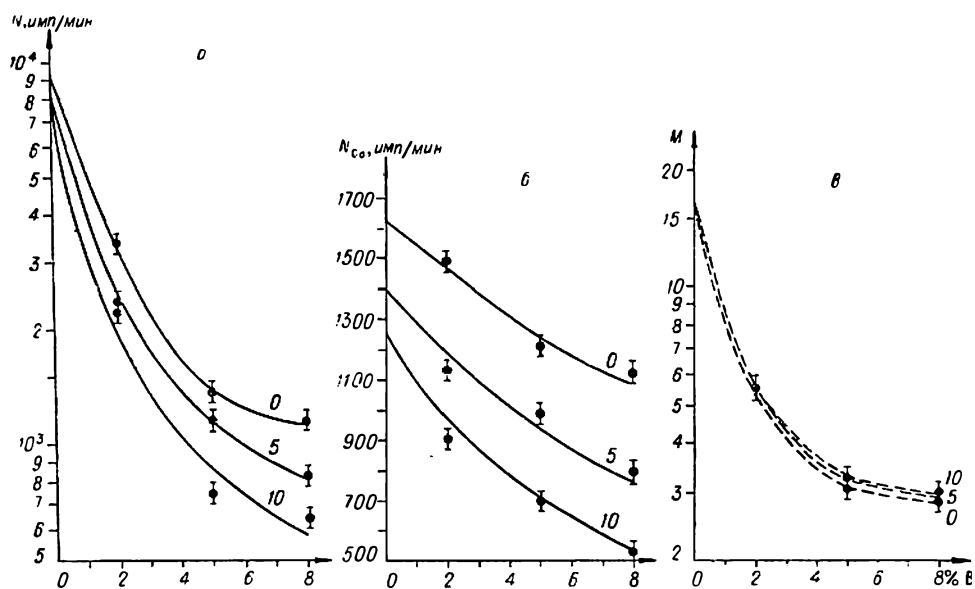


Рис. 2. Экспериментальная зависимость скорости счета медленных (а) и надкадмиевых (б) нейтронов и величины M (в) от количества бора в пробах с содержанием воды 0; 5 и 10%.

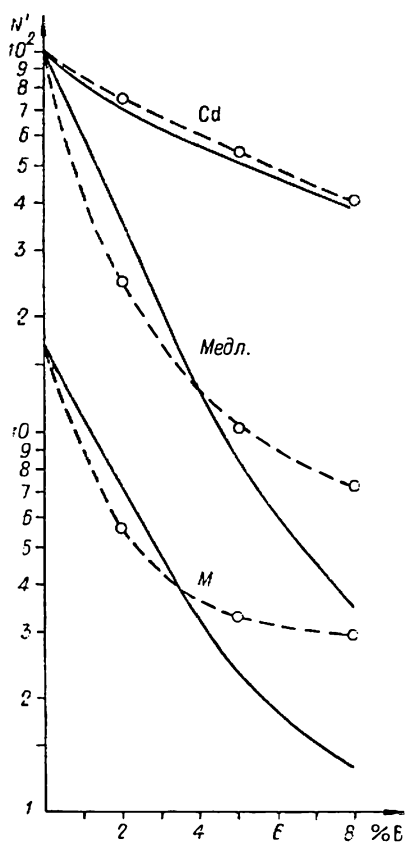


Рис. 3. Сопоставление расчетных (сплошные кривые) и экспериментальных (пунктирные кривые) данных для медленных (медл.) и надкадмиевых (Cd) нейтронов и величин отношения их скоростей счета (M).

чину. Поэтому при построении экспериментальных кривых рис. 2 из всех результатов измерений был вычтен отсчет, соответствующий замеру для кассеты с карбидом бора. При учете фона по этой методике допускается, что нейтроны к детектору через пробу с карбидом бора не проникают.

Из кривых, приведенных на рис. 2, видно, что они, в общем, согласуются с расчетными кривыми. Величины отношения скоростей счета (рис. 2, *в*) для сред с различным содержанием водорода несколько отличаются друг от друга, что обусловлено главным образом увеличением объемной плотности среды за счет заполнения пор пород влагой. Однако имеющее место расхождение кривых невелико и не выходит за пределы статистических флюктуаций, поэтому им можно пренебречь.

Результаты сопоставления расчетных данных с экспериментальными показаны на рис. 3. Все кривые соответствуют содержанию в пробах 10% воды. Расчетная и экспериментальная кривые для надкадмиевых нейтронов хорошо согласуются друг с другом. Аналогичные кривые для медленных нейтронов и величин M при высоких концентрациях бора (свыше 4%) значительно расходятся. Последнее обусловлено тем, что наличие в пробах высоких концентраций бора приводит к нарушению экспоненциального закона ослабления тепловых нейтронов пробой, который принят нами при расчетах. Кроме того, это различие может быть обусловлено и другими факторами (изменением спектра нейтронов при наличии пробы с высокими концентрациями бора и т. д.).

Тем не менее из сопоставления расчетных и экспериментальных данных видно, что приведенные формулы могут быть использованы для выяснения качественных закономерностей лабораторного нейтрон-нейтронного метода.

Результаты исследований свидетельствуют также о том, что при определении поглощающих элементов в пробах пород с переменной влажностью измерения необходимо вести по отношению скоростей счета медленных нейтронов к надкадмиевым.

При необходимости определения в рассматриваемых пробах также содержания влаги (что часто требуется по технологии обогащения борного сырья и т. д.) необходимо строить семейство градуировочных кривых для различных концентраций воды в пробах. Следует помнить, что увеличение толщины пробы ведет к повышению точности определения влажности, однако точность анализа высоких концентраций бора падает. Поэтому толщину проб следует выбирать не свыше оптимальной, которая может быть оценена экспериментально и теоретически.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас эффективных нейтронных сечений элементов. М., Изд-во АН СССР, 1955.
 2. Баранов В. И., Барсуков В. Л., Иванова В. Ф., Христанов В. К. Нейтронные методы поиска и анализа борного сырья. М., «Наука», 1964.
 3. Термализация нейтронов. М., Атомиздат, 1964.
 4. Уоррсинг А., Гейфнер Дж. Методы обработки экспериментальных данных. М., Изд-во иностр. лит., 1953.
 5. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.
 6. Якубович А. Л. Ускоренный анализ минерального сырья с применением сцинтилляционной аппаратуры. М., Госатомиздат, 1963.
-

НЕЙТРОННО-АБСОРБЦИОННЫЙ МЕТОД ТОЧНОГО АНАЛИЗА НА БОР

Нейтронно-абсорбционный (нейтрон-нейтронный) метод широко применяется для определения бора в растворах, порошках и штучных пробах. На основе этого метода разработан ряд установок типа НИХ-2м, РАП-2м и им подобных, отличающихся друг от друга аппаратным оформлением и методическими возможностями.

Наиболее простой является лабораторная установка типа НИХ-2м конструкции В. К. Христианова [1, 2]. Прибор представляет собой чрезвычайно простую схему лампового вольтметра с катодной нагрузкой. В качестве детектора нейтронного излучения используется миниатюрная ионизационная камера, наполненная трехфтористым бором и отличающаяся большой стабильностью и долговечностью в работе. Большим достоинством прибора является автономное питание, надежность в эксплуатации, простота в обслуживании и ремонте. Недостаток установки — относительно малое использование нейтронного потока, что требует источников значительной мощности (0,5—1,5 кюри). Однако условия стационарной лаборатории не лимитируют габариты водной защиты. 170-литровый бак обеспечивает биологическую защиту персонала с пятикратным в сравнении с санитарными нормами запасом по быстрому и двадцатикратным — по тепловым нейтронам. Применение плутониево-бериллиевого источника освободит от необходимости перезарядки и систематической эталонировки прибора (срок службы электрометрической лампы и ионизационной камеры не менее 2,5—3 лет).

Установка РАП-2м имеет более сложную электронную схему, но отличается большими методическими возможностями. Она предназначена для анализов при поисковых работах в полевых условиях [4].

В своих исследованиях авторы остановились на приборе НИХ-2м. Сведения о точности нейтронных анализов по прежней методике приведены в работе В. И. Баранова и др. [1]. Из 84 сопоставлений нейтронных анализов с химическими в диапазоне $1 \div 13\%$ B_2O_3 27 имеют значительные отклонения и не укладываются в границы ± 15 отн. %. Низкая точность установки тормозит массовое внедрение ее в производство.

В лаборатории одного из комбинатов СССР проделана работа по усовершенствованию отдельных узлов аппаратуры и созданию соответствующей методики измерений.

1. Основной трудностью при работе с прибором в его первоначальном варианте являлись большие флуктуации стрелки микроамперметра, что обуславливало малую точность отсчета. Вопрос о влиянии флуктуации ионизирующих частиц на показания ионизационных приборов рассматривался многими авторами [6]. Относительная флуктуация на выходе прибора

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{2nRC}}, \quad (1)$$

где n — среднее число ионизирующих частиц, испускаемых в результате захвата нейтронов ядром B^{10} ; RC — сопротивление и емкость интегрирующей ячейки соответственно.

При измерении медленно изменяющихся величин постоянная времени может быть значительной и для уменьшения флуктуации выгодно увеличивать емкость C . Учитывая вышеизложенное, авторы увеличили емкость в цепи RC с 500 до 1500 мкф. Точность отсчета возрастала с 0,5 дел. шкалы до 0,1—0,2 дел., т. е. в 2,5 раза.

2. Кассета с зазором 5 мм позволила определять содержания B_2O_3 до 10—12%. При больших содержаниях эталонировочная кривая «выполаживалась» и анализировать пробы на B_2O_3 при содержании его свыше 12% было невозможно. Сечение вывода нейтрона из первоначального пучка измеряется по пропусканию излучения через изучаемый образец. Величиной, измеряемой в опытах по пропусканию, является ослабление

$$\frac{I_p}{I_\phi} = e^{-\Sigma t} . \quad (2)$$

Здесь I_p — интенсивность потока нейтронов в месте расположения детектора при наличии поглотителя (изучаемой пробы); I_ϕ — то же, при отсутствии поглотителя; Σ — макроскопическое сечение вывода нейтронов; t — толщина поглотителя. Подобный способ измерения применяется на установке НИХ-2м.

В работе [3] для оценки оптимальной толщины поглотителя при условии наименьшей затраты времени и получения наибольшей точности рекомендуется пользоваться следующей оценочной формулой:

$$\Sigma t = 1 \div 2. \quad (3)$$

Известно, что

$$\Sigma t = \ln \frac{I_\phi}{I_p} . \quad (4)$$

Для увеличения пределов измерения по B_2O_3 , как это следует из формулы (4), необходимо уменьшить рабочий зазор (t — толщину поглотителя) кассеты.

Однако во избежание значительного снижения чувствительности метода при малых содержаниях поверхностная плотность пробы должна быть значительной.

Исходя из изложенного, нами рассчитана и введена в эксплуатацию новая геометрия измерительной ячейки с рабочим зазором 2,0 мм. С введением новой кассеты верхний предел определения содержания B_2O_3 был поднят до 26%, вместе с тем незначительно снижена чувствительность метода на низких содержаниях (2—3% B_2O_3).

3. Авторами изучен минералогический и вещественный составы руд месторождения с целью проверки возможности применения нейтронного метода и оценки влияния мешающих факторов на результаты измерений.

На исследованном нами месторождении известно более 30 минералов. Главными минералами, слагающими основную массу скарнов и гидротермально измененных пород, являются датолит, геденбергит, гранат, кварц, кальцит, волластонит. Второстепенное значение имеют аксинит, данбурит, эпидот, гизингерит. Акцессорные минералы представлены сфеном, апатитом, цирконом, рутилом. Основной носитель борного ангидрида — датолит — является главным рудным минералом. Подавляющая масса датолита находится в виде свободных различной крупности зерен диаметром до 1—2 см, реже более.

Авторы обратили внимание на некоторые особенности минералогического состава руд месторождения. Так, борсодержащим минералом,

кроме датолита и данбурита, является аксинит. Содержание B_2O_3 в нем доходит до 6,3%. Вследствие этого сопоставление результатов нейтронно-абсорбционного и химического методов требует определения валового содержания борного ангидрида с помощью химического анализа. Одновременно обращает на себя внимание наличие элементов, обладающих повышенным сечением захвата тепловых нейтронов. Содержание марганца в таких минералах, как мангангеденбергит, мангансалит, манганволластонит, аксинит, доходит до 6—9%, а в гизингерите — до 2%. Содержание железа в граните достигает 19%.

Влияние вещественного состава породообразующих элементов оценено из соотношения [5]:

$$C_i = \frac{C\sigma A_i}{A\sigma_i}, \quad (5)$$

где C , σ , A — содержание, сечение поглощения и атомный вес искомого элемента; C_i , σ_i , A_i — то же, для бора.

Расчеты по формуле (5) показали, что для марганца $C=20\%$; $\sigma=12,6$ барн, $A=50$; для железа $C=19\%$, $\sigma=2,43$ барн, $A=56$. Следовательно, эти элементы не внесут существенных погрешностей в измерение, так как максимальное эпизодическое содержание марганца достигает 20%, что по поглощающим свойствам соответствует около 0,1% В, а влияние железа при максимальных его содержаниях в минерале соответствует 0,01% В. Следует отметить, что благоприятным фактором для применения нейтронно-абсорбционного анализа на комбинах является отсутствие в рудах месторождения таких элементов, как кадмий, индий, самарий, европий и т. д., обладающих аномально высокими поглощающими свойствами.

Естественная влажность руд и вмещающих пород в среднем по месторождению равна 1,01% (для руды 1,02%, для породы 1,0%). Влажность анализируемых продуктов обогащения не превышает 2%.

4. С целью исключения систематических ошибок, обусловленных различными поглощающими и рассеивающими свойствами эталонов и рядовых проб, в качестве эталонных проб использовались не искусственные смеси [1], а рядовые пробы, подвергнутые многократному химическому анализу (не менее 20 раз каждая), в результате чего определялось среднее содержание бора в каждой пробе. Таким образом, сравнение рядовых проб с аналогичными эталонными по химическому и минеральному составу позволило избавиться от перечисленных выше погрешностей.

5. В ходе исследований выявлено влияние плотности на результаты определения B_2O_3 . Эффект влияния плотности можно предсказать, рассмотрев приведенную ранее классическую формулу

$$\frac{I_p}{I_\Phi} = e^{-\Sigma t}, \quad (6)$$

где $\Sigma = \sigma N$; σ — сечение поглощения нейтронов ядрами бора; N — количество ядер в единице объема. Последнее и является фактором, обуславливающим влияние плотности на величину взаимодействия излучения с веществом. Данное влияние в некоторой степени удалось компенсировать с помощью следующих приемов. Эталонирование установки производится исходя из весового количества B_2O_3 в граммах, а не процентного содержания его в пробе. Затем весовые количества, полученные в процессе замеров, пересчитываются в процентные, исходя из общего веса пробы. Чтобы не усложнять методику измерений, замеры следует осуществлять по возможности со стандартными навесками.

Данные для эталонировочной кривой приведены ниже:

Деление шкалы	50	37	29,5	24	20,5	18	16	14	13	11	10	9,5	9,3
B ₂ O ₃	0	60	120	180	240	300	360	420	480	540	600	660	720

По оси абсцисс откладывается весовое содержание борного ангидрида в граммах, по оси ординат — показания прибора в делениях шкалы (фактически пропускаемость нейтронного потока образцом).

6. В лаборатории введен принцип «стандартизации» условий замера рядовых проб с тем, чтобы константа подобия условий эталонирования и рабочего замера была равна единице [4]. Методический прием позволил освободиться от «субъективизма» лаборантов и снивелировать разницу в условиях измерений эталонных и рядовых проб.

7. В процессе экспериментальных работ было замечено систематическое занижение результатов анализа неохлажденных продуктов обогащения. Это связано с уменьшением сечения захвата нейтронов ядрами бора в пробе и детекторе (ионизационная камера наполнена фтористым бором) при понижении температуры. Известно, что сечение захвата бором нейтронов меняется с температурой по закону

$$\sigma \approx 1/\sqrt{t} \quad (7)$$

Эталонирование установки производится эталонами с нормальной температурой, поэтому рекомендуется перед анализом горячих продуктов предварительно их охлаждать до нормальной температуры.

8. Для устранения систематических ошибок массовых анализов введен контроль на точность и воспроизводимость анализов в объеме 5—7% путем повторных замеров зашифрованных проб тем же оператором.

Техника и методика измерений проб на установке НИХ-2м: навеска пробы 20—25 г, крупность зерна 0,1—1 мм, точность взвешивания пробы 0,1 г, точность отсчетов по шкале микроамперметра 0,1÷0,2 дел., время на установление стрелки прибора после помещения измерительной гильзы с пробой в канал 1 мин, время наблюдения за стрелкой с целью выяснения среднего отсчета по истечении первой минуты 1 мин, весь цикл замера пробы, включая засыпку в кассету, взвешивание и т. д., 4 мин.

С целью апробирования рассматриваемой методики в производственных условиях в течение 1965 г. проанализировано около 40 000 проб руд, концентратов и продуктов обогащения. Передано на контроль в зашифрованном виде 1305 проб, из них 875 — на точность и 430 — на воспроизводимость. Ввиду большого объема статистического материала данные контроля обработаны по методу А. П. Прокофьева, рекомендованному ГКЗ для обработки анализов внутреннего контроля, и представлены в табл. 1 и 2.

Средняя относительная погрешность нейтронного метода оказалась равной 2%, воспроизводимость — 1÷1,5% измеряемой величины. Ниже приведены погрешности методики точного анализа на бор на установке НИХ-2м и нормы допусков на химические анализы:

Диапазон содержаний B ₂ O ₃	Допуск, абс. %		Допуск, отн %	
	хим. анализ	нейтр. анализ	хим. анализ	нейтр. анализ
1,0	0,22	—	22,0	—
2,0	0,26	0,6	13,0	3,1
3,0	0,31	0,06	10,0	2,0
4,0	0,36	0,11	9,0	2,7
5,0	0,40	0,10	8,0	1,8
5,0—16,0	0,40	0,1—0,30	8—9,5	1,8—1,5
16,0	0,40	0,24	2,6	1,5

Таблица 1

Контроль точности метода										Воспроизводимость результатов		
Содержание B_2O_3 в эталонах	Количество из-мерений эталона	Относительная погрешность, %	Содержание B_2O_3 в эталонах	Количество из-мерений эталона	Относительная погрешность, %	Содержание B_2O_3 в эталонах	Количество из-мерений эталона	Относительная погрешность, %	Содержание B_2O_3 в эталонах	Количество из-мерений эталона	Содержание B_2O_3 в эталонах	Относительная погрешность, %
1,5	22	5,3	7,0	21	1,3	12,5	21	1,28	18,0	24	2,00—4,00	2,07
2,0	20	3,1	8,0	34	2,2	13,0	38	1,25	18,5	26	4,01—6,00	2,7
3,0	14	2	8,5	27	1,6	13,5	17	1,5	19,0	25	6,01—8,00	1,7
3,5	30	2	9,0	26	2,5	14,5	30	1,20	20,0	25	8,01—10,0	1,5
4,0	22	2,7	9,5	33	1,24	15,0	21	1,27	22,0	25	10,01—12,0	1,15
4,5	23	2,7	10,0	38	1,6	15,5	26	1,1	24,5	25	12,01—14,0	1,03
5,0	37	1,8	10,5	30	1,1	16,0	14	1,56	26,0	25	14,01—16,0	1,1
5,5	22	3,4	11,0	23	1,45	16,5	22	1,50			16,01—18,0	1,05
6,0	27	2,6	11,5	27	1,65	17,0	31	1,30			18,1—20,0	1,5
6,5	24	2,1	12,0	11	1,32	17,5	27	1,20			20,0—22,0	1,2

Таблица 2

Данные для построения средней относительной погрешности нейтронного метода на установке НИХ-2м обычной конструкции (δ) и модернизированной δ_m

δ	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10
δ_m	5	2,8	2,2	1,9	1,5	1,5	1,4	1,4	1,35	1,4	1,6	1,7	1,9	2
B_2O_3	1,5	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21	23	25	26

Погрешности нейтронного анализа для содержаний B_2O_3 до 5%, в четыре раза, а для содержаний B_2O_3 свыше 5% — в два раза меньше допусков на химические анализы. Отметим, что погрешности анализа на установке РАП-2м в 5—6 раз выше полученных в наших исследованиях:

Содержание B_2O_3 в эталонах, %	Средние относительные погрешности % РАП-2м	НИХ-2м
1—3	15	3
5—7	13	2
9—16	20	1,5
>16	—	1,5

Выводы

1. Разработана методика нейтронно-абсорбционного точного анализа на бор.
2. Верхний диапазон измеряемых концентраций окиси бора увеличен до 26%.
3. Производственные испытания аппаратуры и методики показали высокую точность и экспрессность анализов, а также надежность установки в условиях промышленной эксплуатации. Погрешность результатов анализа на установке НИХ-2м ниже допустимых по ГКЗ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов В. И. и др. Нейтронные методы поиска и анализа борного сырья. М., «Наука», 1964.
2. Описание установки НИХ-2м, инструкция по эксплуатации и технике безопасности при работе с установкой. М., Министерство геологии и охраны недр СССР, 1960.
3. Власов Н. А. Нейтроны М., ГИТТЛ, 1955.
4. Рабочая инструкция при работе на установке НИХ-2 м. Фонды комбината.
5. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.
6. Штейнбок Н. И. Применение радиоактивных излучений в измерительной технике. Машгиз, 1960.
7. Якубович А. Л. Ускоренный анализ минерального сырья с применением скintillationной аппаратуры. М., Госатомиздат, 1963.

НЕЙТРОННО-АБСОРБЦИОННЫЙ МЕТОД ПРИ ОПРОБОВАНИИ, ОБОГАЩЕНИИ И ПЕРЕРАБОТКЕ БОРНОГО СЫРЬЯ

Работы, результаты которых излагаются, проводились на одном из комбинатов Союза, который представляет собой комплекс предприятий, осуществляющих разведку, добычу, обогащение и переработку борных руд одного из боросиликатных месторождений.

Нейтронный метод на стадии опробования

Нейтрон-нейтронный каротаж (ННК-Т) впервые был применен сотрудниками ГеоХИ АН СССР [1]. Затем в САИГИМСе в 1962 г. была разработана палетка, показывающая зависимость регистрируемого параметра каротажа от содержания бора в минерализованных зонах. Существенными недостатками этой методики являются: а) точечные замеры, что, естественно, снижает точность отсчетов; б) отсутствие на снаряде прижимного устройства; в) пригодность палетки только в условиях сухих скважин*; г) низкий верхний диапазон определяемых содержаний (10—12% B_2O_3).

Известно, что разрешающую способность метода можно несколько увеличить, регистрируя нейтроны более высоких энергий, чем тепловые, для которых сечение захвата бором меньше и, следовательно, эффект «насыщения» наступает при больших содержаниях бора. Автором была использована парафиново-кадмиевая экранировка детектора тепловых нейтронов. Слой кадмия толщиной 1 мм практически срезает всю тепловую область, пропуская к детектору нейтроны с энергией, большей 0,4—0,6 эв. Для повышения эффективности детектора в этой области служит парафин. В целом детектор будет регистрировать нейтроны, вышедшие из породы, с надтепловыми энергиями, и верхний диапазон определяемых концентраций соответственно возрастет до 15—17% B_2O_3 .

С 1964 г. нейтронный каротаж применяется в производственных условиях. Средняя относительная ошибка определения бора по данным каротажа и химического метода не превышает 10—15%.

Определение содержания бора в коренных выходах пород

Впервые определением бора в коренном залегании начали заниматься одновременно в ГеоХИ АН СССР В. И. Баранов, В. К. Христианов и др. и в ИГиГ СО АН СССР Б. С. Вахтин и Е. М. Филиппов. В ГеоХИ АН СССР была предложена аппаратура и методика определения бора в породах в диапазоне концентраций 0,01—0,7% B_2O_3 [1]. В ИГиГ СО АН СССР предложена аппаратура и методика определения

* Палетка в последующем нами была откорректирована для скважин, заполненных водой.

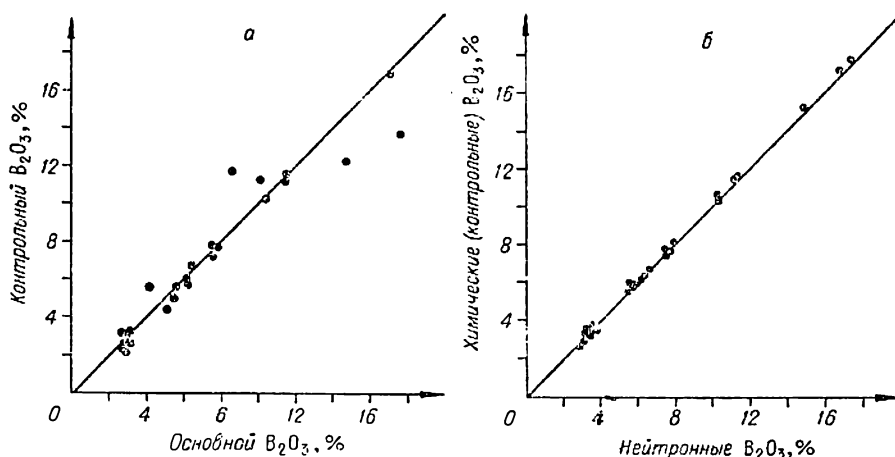
бора в коренном залегании при содержании от 0,5 до 15—20% B_2O_3 [3, 2].

Испытания показали хорошую сходимость результатов профилирования по стенкам горных выработок и данных лабораторных нейтронных анализов на НИХ-2м. Ввиду неравномерности оруденения результаты нейтронного профилирования более представительны, нежели данные лабораторных анализов, за счет обследования значительно большего объема породы с радиусом полусферы 30÷50 см.

Нейтронный метод при анализе геологических проб

Разработанная методика точного анализа на бор внедрена в практику геологоразведочной службы.

Точность нейтронных анализов систематически контролируется: зашифрованные эталонные пробы передаются на анализ одновременно в ядерно-физическую и химическую лабораторию.



Результаты контроля химического (а) и нейтронного (б) методов.

На рисунке приводятся результаты контроля.

Средняя относительная погрешность нейтронного метода для класса проб от 2,00 до 3,49% B_2O_3 равна 3,87%; для класса 3,50—5,99% B_2O_3 — 2%; для класса 6,00—11,99% B_2O_3 — 1,77% и класса с содержанием B_2O_3 свыше 12% — 1,65%.

Средняя относительная ошибка химического анализа группы 2,00—3,49% B_2O_3 равна 7%. Абсолютная ошибка порядка 4,07 абс. % для группы 12% B_2O_3 и выше.

Нейтронный метод помогает геологам эффективно решать задачу количественного разделения B_2O_3 за счет минералов датолита и данбурита, присутствующих в датолит-данбурит-гранатовых рудах совместно. Как известно, нейтронным методом определяется валовое содержание окиси бора в руде. Химический метод дает содержание B_2O_3 в руде за счет растворимого в кислоте датолита (данбурит не растворяется). Следовательно, по разнице общего содержания окиси бора, определенного нейтронным методом, и содержания борного ангидрида за счет датолита, определенного путем химического анализа, подсчитывается содержание B_2O_3 за счет минерала данбурита.

Пробы преимущественно датолитовых руд подвергаются только нейтронному анализу, причем условно считается, что содержащийся в пробе B_2O_3 заключен в датолите.

Таким образом, назначение анализа зависит от типа борных руд, однако определение валового содержания окиси бора обязательно для каждой пробы.

Дешевизна, экспрессность и высокая точность анализов нейтронным методом позволяют предпочитать его химическому. Эксперты ГКЗ, рецензирующие геологический отчет, в котором были затронуты вопросы надежности нейтронных анализов, отмечают хорошую сходимость их результатов с результатами химического анализа и считают, что данные нейтронного метода можно использовать при подсчете запасов борного сырья [4].

Нейтронный метод при флотационном обогащении

Обогащение руды ведется флотационным методом с частичным применением магнитной сепарации. Регламентом, рекомендованным ГИГХСом, предусматривался только химический метод контроля B_2O_3 по переделам технологической схемы. В 1963 г. сотрудниками САИГИМСа под руководством В. И. Балашева в некоторых точках схемы внедрена установка типа НИХ-2м. Установка обеспечивала точность анализов только 10 отн. %, что не удовлетворяло требованиям производства и, в конечном счете, препятствовало массовому применению метода.

С разработкой методики точного анализа на бор осуществлено массовое внедрение метода в производство для контроля за содержанием B_2O_3 по всем переделам флотации. Экспресс-анализ руды, технологического и товарного концентрата, хвостов (основных, карбонатных и общих), немагнитной фракции данбуритовых руд, оперативные и точные экспресс-анализы содержания B_2O_3 в основных хвостах дают возможность судить об эффективности схемы, а также своевременно регулировать процесс обогащения основной флотации с целью повышения извлечения окиси бора (частота отбора проб 3 раза в смену). Систематический анализ B_2O_3 в общих хвостах дает представление о всех потерях полезного компонента (периодичность отбора проб — три раза в смену). Ежечасные экспресс-анализы на B_2O_3 технологического и товарного концентрата дают возможность судить о качестве товарной продукции и направлять ход обогащения с целью получения кондиционного продукта.

В случае отклонения схемы от нормального технологического режима частота анализов по необходимым переделам увеличивается. Для химических анализов B_2O_3 берутся малые по объему пробы. Нейтронный метод можно использовать для анализа отправных партий концентрата:

Содержание B_2O_3		Расхождение, абс. %	Отн. погрешн., %
по нейтр. методу	по хим. методу		
15,15	15,08	0,07	0,05
15,15	15,08	0,07	0,5
15,2	15,10	0,10	0,7
15,1	15,00	0,10	0,7
15,1	15,14	0,04	0,3
15,15	15,04	0,11	0,7
15,25	15,08	0,17	1,0

Анализы на установке НИХ-2м произведены через 45 мин после поступления проб в лабораторию, химические анализы — через 2 дня. Как видим, при нормальной работе прибора и соблюдении методики измерений средняя относительная ошибка не превышает 0,5—1%.

Необходимо отметить, что немаловажную роль при контроле технологической схемы фабрики имеет методика определения влажности датолито-данбуритового концентрата.

Нейтронный метод при переработке датолитового концентрата

Предприятие № 1. Технологическая схема получения продукта сводится к следующему. Датолитовая руда предварительно прокаливается для перевода минерала датолита в новое, разложимое углекислотой соединение бора. Путем карбонизации нового соединения получают слабый раствор борной кислоты, из которой осаждается товарный продукт.

Исходя из методики определения B_2O_3 в растворах, предложенной автором, нейтронный метод внедрен в следующих точках технологической схемы предприятия № 1:

- 1) экспресс-анализ руды, поступающей на вход заводского цикла;
- 2) экспресс-анализ спека (слива);
- 3) определение B_2O_3 в осветленных растворах после первой и второй стадий карбонизации;
- 4) определение B_2O_3 в шламах после первой и второй стадий карбонизации;
- 5) контроль за содержанием B_2O_3 в осветленной части реактора осаждения;
- 6) определение B_2O_3 в осажденной части суспензии сгустителя, в мернике борной кислоты перед реактором осаждения и в маточнике.

Перед реактором осаждения с целью автоматизации контроля за содержанием B_2O_3 непосредственно в поток помещают нейтронный концентратомер бора конструкции УНИХИМ. Испытания показали хорошую сходимость показаний прибора и результатов химических анализов. Одновременно выявлен ряд недостатков. Основным вопросом, подлежащим разрешению, является надежность электронной схемы в производственных условиях.

Ввиду высокой точности и воспроизводимости нейтронного метода он принят за основу при подсчете технологического баланса схемы предприятия.

Предприятие № 2. Сущность технологической схемы получения борной кислоты сводится к следующему. Датолитовый концентрат разлагается серной кислотой, в результате чего получается борная кислота. Из полученной пульпы борная кислота выщелачивается оборотными растворами, затем выкристаллизовывается в вакуум-кристаллизаторах, высушивается в барабанной сушилке горячим воздухом и отгружается потребителю.

Исходя из методики точного анализа на бор и определения B_2O_3 в осветленных растворах, осуществлено массовое внедрение нейтронного анализа в следующих точках технологической схемы: экспресс-анализ борного ангидрида на выщелачивателях, в водных растворах после упарки, в сборнике основного фильтрата, в водных растворах после первой и второй контрольной фильтраций, в водном растворе шламов, выбрасываемых в отвал.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов В. И., Барсуков В. Л., Иванов В. Ф., Христианов В. К. Нейтронные методы поисков и анализа борного сырья. М., «Наука», 1964.
2. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Нейтрон-нейтронное профилирование при определении бора в коренных выходах пород.—Геология и геофизика, 1965, № 10.
3. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. К вопросу прямых поисков оруденений бора при помощи полевого нейтронного радиометра. «Методика, техника и результаты геофизической разведки». Матер. V Всесоюз. науч.-техн. геофиз. конф. (Новосибирск, 1963 г.). М., «Недра», 1967.
4. ГКЗ. Протокол № 4614 заседания государственной комиссии по запасам полезных ископаемых СССР от 28 мая 1965 г. Фонды комбината.

Е. М. Филиппов, Б. С. Вахтин, А. В. Новоселов

К РАСЧЕТУ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ, ПРОШЕДШИХ ЧЕРЕЗ ПРОБУ

При разработке методики анализа проб горных пород и руд нейтронными методами исследователь всегда подвергается опасности облучения нейтронами. Поэтому, если возможно, он должен прежде всего произвести расчеты по выбору оптимальных условий измерений в целях сокращения последних, а затем уже перейти к экспериментальным исследованиям. Так делается, в частности, при работе с пучками гамма-излучения. Однако для нейтронных пучков отсутствует соответствующий математический аппарат и такие расчеты не производятся. Авторами предпринята попытка вывести формулу для расчета потоков нейтронов, прошедших через пробу.

Расчеты произведем на примере разработки методики определения высоких концентраций бора в породах. Из экспериментальных исследований известно [2, 5, 6], что обычный нейтрон-нейтронный (нейтронно-абсорбционный) метод на тепловых нейтронах (ННМ-т) может применяться для определения бора в породах с концентрациями не свыше 5% (15% борного ангидрита). Дальнейшее увеличение содержания бора в породах приводит к выполаживанию кривых и к большим ошибкам определения высоких концентраций бора. Исследование с малыми навесками проб и с разубоженными пробами не дали положительных результатов. Кроме того, для определения высоких концентраций бора в пробах применяется методика регистрации нейтронов с энергией выше 1 эв, т. е. в той области, где сечение бора становится намного ниже его значения при тепловых нейтронах.

Весьма удобным детектором для регистрации нейтронов в области этих энергий является серебро, имеющее высокое сечение захвата нейтронов в области 5,23 эв, равное 12 500 барн. К тому же период полураспада изотопа, образующегося при этом, относительно невелик (24,2 сек).

Поэтому, если облучать пробу толщиной x и плотностью ρ потоком медленных нейтронов и регистрировать нейтроны с помощью фольги серебра, величина наведенной активности серебра с точностью до постоянной величины будет определяться из соотношения

$$N = e^{-\kappa\rho} \sum_{i=1}^{m-1} \sum_i P_i \int_{E_T}^E \Phi(E) \sum_{Ag} (E) e^{-\kappa \Sigma_B P_B} dE. \quad (1)$$

Здесь Σ_i — макроскопическое массовое сечение i -го элемента (кроме бора); Σ_B — то же, для бора; P_i — концентрация i -го элемента в пробе (кроме бора); P_B — то же, бора. В силу того, что для всех породообразующих элементов величины макроскопических сечений в области интенсивного захвата нейтронов от тепловых (E_T) до медленных с энергией $E \approx 380$ эв являются постоянными [1], экспонента для породообразующих элементов вынесена за знак интеграла. Величина же макроскопического сечения захвата нейтронов бором в рассматриваемом диапазоне энергий подчиняется закону

$$\Sigma_B = \frac{6.65}{\sqrt{E}},$$

$\Sigma_{Ag}(E)$ — макроскопическое сечение захвата нейтронов фольгой серебра. Эта величина, по существу, является эффективностью регистрации нейтронов рассматриваемым детектором. $\Phi(E)$ — величина спектра нейтронов.

Для разных диапазонов нейтронов эта величина описывается различными соотношениями. Для тепловых нейтронов до фермиевской границы ($E=0,17$ эв) спектр нейтронов в однородной среде описывается максвелловским распределением [3, 4]

$$\Phi(E) = 571 E^{3/2} e^{-E/E_T} \quad (2)$$

при $E_T \leq E \leq 0,17$ эв. Для энергий нейтронов свыше 0,17 эв спектр нейтронов подчиняется фермиевскому распределению

$$\Phi(E) = \frac{7.5 \cdot 10^{-3}}{E} \quad (3)$$

при $E \geq 0,17$ эв.

Приведенные функции спектра справедливы для однородных сред. На практике же облучение проб приходится вести из плоского замедлителя. Спектр потока нейтронов на краю такого замедлителя может быть иным. С целью выяснения этого вопроса авторы воспользовались результатами работы [3], где приводится спектр нейтронов, выходящих с поверхности плоского слоя чистой воды толщиной 10 см. Этот случай близок к рассматриваемому. Результаты сопоставления указанного спектра с функцией $\Phi(E)$ приведены на рис. 1. Расчетные данные хорошо согласуются с экспериментами. Таким образом, при облучении пробы потоком нейтронов, выходящих из замедлителя через кадмиевое окно, соотношение (1) может быть использовано для расчета потоков нейтронов, прошедших через пробу.

При пропускании нейтронов через различные фильтры, устанавливаемые на пути потока нейтронов перед пробой, под интеграл (1) дополнительно необходимо вводить

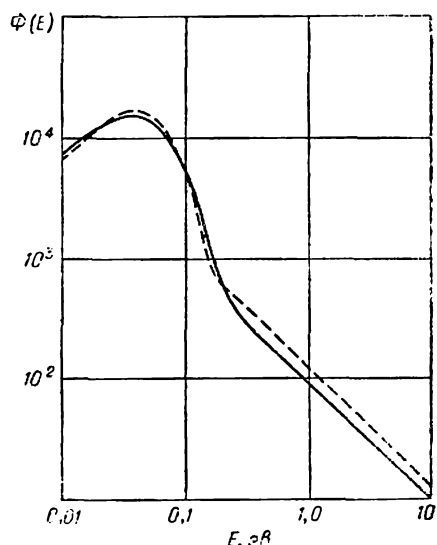


Рис. 1. Сопоставление спектров, полученных экспериментально (сплошная кривая) и расчетным путем по формулам (2) и (3) (пунктирная кривая).

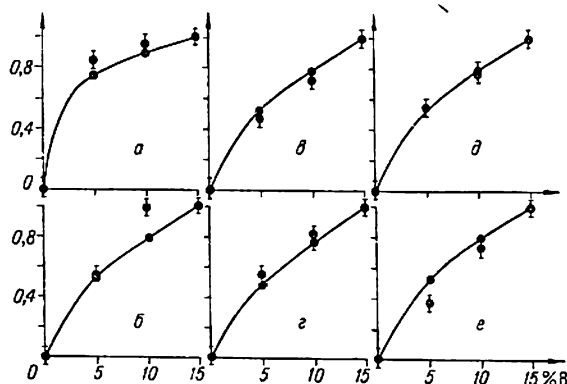


Рис. 2. Сопоставление расчетных кривых с экспериментальными замерами (точки с разбросом): а — облучение пробы потоком медленных нейтронов; б — то же, потоком нейтронов, пропущенных через кадмий; в — через кадмий и серебро; г — через кадмий, индий и серебро; д — разность отсчетов, замеренных с кадмием и с кадмием и серебром; е — разность отсчетов, замеренных с кадмием и с кадмием, индием и серебром.

Результаты сопоставления расчетных данных с экспериментальными показаны на рис. 2. При облучении проб потоками нейтронов детектора достигают не только нейтроны, прошедшие через пробу, но и минующие ее. Следовательно, наведенная активность серебряной фольги обусловлена не только содержанием бора в пробе, но и фоновым. Поэтому на рис. 2 нами по оси ординат наносились следующие значения:

$$\frac{N_0 - N_i}{N_0 - N_{15}},$$

где N_0 — замер пробы с нулевой концентрацией бора; N_i — то же, с i -й концентрацией бора; N_{15} — то же, с концентрацией бора, равной 15%. Фоновые значения, входящие одновременно в N_0 и N_i , при вычитании уничтожаются.

Такая методика обработки экспериментальных результатов позволила сравнить их с расчетными значениями, лишенными фона. Сопоставление показало, что совпадение их вполне удовлетворительное.

Как видим, при разработке той или иной методики анализа проб можно предварительно с помощью расчетов выбирать параметры установки проб и фольги, используемых для пропускания и детектирования нейтронов, и тем самым сократить объем экспериментальных исследований, сопряженных с облучением экспериментатора нейтронами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
2. Баранов В. И. и др. Нейтронные методы поисков и анализа борного сырья. М., «Наука», 1964.
3. Термализация нейтронов. М., Атомиздат, 1964.
4. Турчин В. Ф. Медленные нейтроны. М., Атомиздат, 1963.
5. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.
6. Якубович А. Л. Ускоренный анализ минерального сырья с применением сцинтилляционной аппаратуры. М., Атомиздат, 1963.

НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕРЕБРА, ЗОЛОТА И БОРА В ПРОБАХ

Нейтрон-нейтронный метод (ННМ) широко применяется для определения элементов, обладающих высокими сечениями захвата тепловых и надтепловых нейтронов (бор, литий, кадмий, ртуть, марганец, редкие земли и др.) [2, 7].

Ряд элементов — серебро, золото, индий, родий и др. — в области медленных нейтронов имеет аномально высокие сечения поглощения нейтронов [1]. Пользуясь этим, можно проводить количественные определения элементов с высокими резонансными сечениями. Для того чтобы метод давал однозначные результаты и позволял определять в пробе только искомый элемент, необходимо облучать пробу только резонансными нейтронами и регистрировать тоже резонансные нейтроны. Облучения пробы резонансными нейтронами можно достигнуть путем замеров с фильтром из определяемого материала и без фильтра. Разность потоков нейтронов при облучении пробы

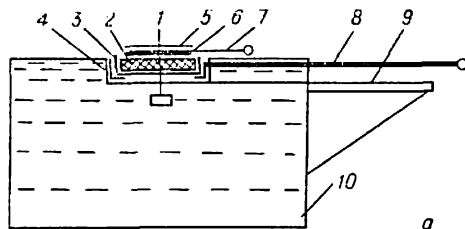
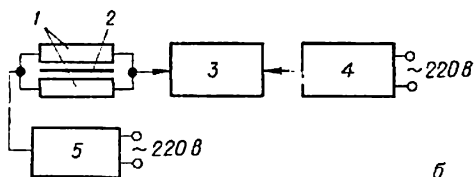


Рис. 1.

а — схематическое изображение НРУ-3 [5, 8] (1 — нейтронный источник; 2 — кассета с пробой; 3 — фильтр; 4 — рамка для размещения кассеты и фильтра; 5 — защитный экран; 6 — фольга-детектор; 7 — рукоятка детектора; 8 — установочный стержень; 9 — направляющие; 10 — парафин); б — блок-схема регистрирующего устройства НРУ-3 (1 — кассеты со счетчиками; 2 — фольга-детектор; 3 — пересчетная установка; 4 — стабилизатор напряжения; 5 — высоковольтный стабилизатор).



в отсутствие и при наличии резонансного фильтра дает величину потока резонансных нейтронов, падающего на пробу. Регистрацию же резонансных нейтронов проще всего проводить посредством фольги, также изготовленной из определяемого материала.

Этот метод является модификацией ННМ, и поэтому мы назвали его нейтрон-нейтронным методом на резонансных нейтронах (ННМ-р) [4]. Для измерения серебра авторами разработаны две нейтронно-резонансные установки типа НРУ-1 [4] и НРУ-2 [5]. Чувствительность к серебру и точность составляют соответственно 0,3—1,0 и 0,15—0,4% на НРУ-1 и 0,1 и 0,04% на НРУ-2.

С целью дальнейшего увеличения точности и чувствительности определения серебра нами был изготовлен третий вариант нейтронно-резонансной установки — НРУ-3 [5, 8] (рис. 1). В этой установке применяются кассеты большего, чем в НРУ-2, размера и соответственно большие по площади фольга-детекторы. Если, например, детектор в НРУ-2 имел площадь 30 см², то в НРУ-3 его площадь равна 140 см². Так же была увеличена толщина слоя пробы (до 20 мм).

НРУ-3 состоит из парафинового замедлителя диаметром 45 см и высотой 30 см. Внутри замедлителя помещаются два плутоний-бериллиевых источника общей активностью $8,6 \cdot 10^6$ нейтр/сек. На верхней плоскости замедлителя имеется прямоугольный желоб, оканчивающийся гнездом, в которое на время активации помещается установочная рамка. В рамке помещаются кассета с пробой, фольга-детектор, фильтр и защитный экран. Желоб снаружи оканчивается направляющими, которые позволяют быстро и удобно устанавливать рамку в гнезде замедлителя. Кассеты имеют вид прямоугольных коробок размером $150 \times 120 \times 20$ и $150 \times 120 \times 10$ мм. Фольга-детектор изготовлен из серебра и имеет размеры $140 \times 100 \times 0,1$ мм. Для удобства фольга-детектор укрепляется в металлической обойме, имеющей рукоятку, и на время активации укладывается в фиксированном положении на кассету с пробой. Сверху на нее помещается защитный экран, изготовленный из нескольких слоев кадмиевой фольги и одного слоя серебряной фольги толщиной 0,1 мм. Общая толщина экрана около 1 мм. В качестве порогового фильтра используется кадмиевая фольга толщиной 0,75 мм, в качестве резонансного — серебряная толщиной 0,1 мм. Толщина слоя замедлителя 3 см.

Для измерения наведенной активности фольги-детектора используется кассета с двумя рядами газонаполненных бета-счетчиков типа СТС-6 (всего 14 счетчиков). Между рядами (расстояние между ними 10 мм) имеется паз, в который на время измерения устанавливается обойма с фольгой-детектором. Для уменьшения естественного фона кассета со счетчиками помещается в домик, выложенный из свинцовых кирпичей типа БС-50. Питание счетчиков осуществляется от высоковольтного стабилизированного выпрямителя типа ВСВ-1 напряжением 400 в. Регистрация импульсов производится посредством пересчетной установки типа ПС-10 000 («Флокс»), питающейся от сети через стабилизатор напряжения типа СНЭ-0,75—220.

Методика анализа и временные параметры НРУ-3 оставались такими же, как и при работе на НРУ-2, т. е. $t_{\text{акт}} = t_{\text{изм}} = 2$ мин, $t_{\text{эксп}} = 10$ сек. Пробами служили искусственные смеси из мелкозернистого гипса и колларгола, содержащие 0,00; 0,05; 0,10; 0,15 и 0,20% Ag.

На рис. 2, а приводятся результаты измерений этих проб с использованием только порогового кадмиевого фильтра, а на рис. 2, б — с использованием как порогового, так и резонансного фильтров. Соответственно на рис. 2, а по оси ординат отложены величины $\Delta N = N^0 - N^i$ (разность отсчетов пустой и серебрясодержащей пробы), а на рис. 2, б — $\Delta N = \Delta N^0 - \Delta N^i$ — разность скоростей счета резонансных нейтронов пустой ($\Delta N^0 = N_{\text{Cd}}^0 - N_{\text{CdAg}}^0$) и серебрясодержащей ($\Delta N^i = N_{\text{Cd}}^i - N_{\text{CdAg}}^i$) пробы. При одних и тех же условиях измерения (одинаковая геометрия, временные параметры, одно и то же количество повторных измерений) наибольшей чувствительностью обладает методика измерений с пороговым фильтром для кассет высотой 20 мм. Чувствительность определения серебра по этой методике составляет 0,01%, точность 0,01—0,02%.

Для кассет высотой 10 мм эти величины равны соответственно 0,03 и 0,015%. При использовании дополнительного резонансного фильтра чувствительность и точность уменьшаются до 0,03 и 0,02% для кассет высотой 20 мм и до 0,04 и 0,02% для кассет высотой 10 мм.

В связи с тем, что главными мешающими элементами при определении серебра могут быть кадмий и индий, которые нередко встречаются в природе вместе с серебром, были проведены эксперименты с пробами, содержащими, кроме серебра, кадмий и индий.

В пробы, содержащие 0,00; 0,20; 0,50 и 1,00% серебра, добавлялось столько окиси кадмия, чтобы количество последнего стало равным 0,04% (нормальная концентрация его в необогащенных пробах с высоким — 0,2 и 0,5% содержанием серебра или следы кадмия в обогащенных пробах).

Результаты измерений показали, что присутствие кадмия не влияет на ход градуировочных кривых. Это объясняется тем, что добавление такого небольшого количества кадмия эквивалентно увеличению фильтра толщиной 0,75 мм, почти полностью поглощающего тепловые нейтроны, на 10^{-3} мм. Сечение кадмия к нейтронам с энергией 5,23 эв мало — около 5 барн.

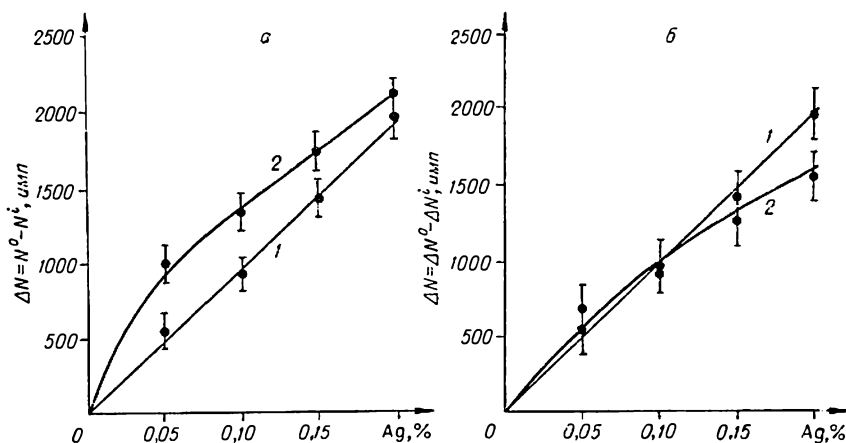


Рис. 2. Зависимость скорости счета кадмиевых (а) и резонансных (б) нейтронов на НРУ-3 от содержания бора.

Высота кассет: 1 — 10 мм; 2 — 20 мм.

Присутствие в этих пробах индия в количестве 0,04% (это количество соответствует богатому его содержанию в необогащенных и нормальному — в обогащенных пробах) приводит к снижению скорости счета при использовании как порогового, так и резонансного фильтров. Это объясняется тем, что резонансы серебра и индия перекрываются и индий поглощает часть «серебряных» нейтронов с сечением 200 барн. Однако разность скоростей счета, обусловленная резонансными нейтронами, остается постоянной в пределах статистического разброса (табл. 1).

Таким образом, при определении серебра методом ННМ-р в присутствии кадмия можно использовать только пороговый кадмиевый фильтр. Если же в пробе есть индий, для анализа на серебро необходимы как пороговый, так и резонансный фильтры.

С помощью ННМ-р можно также определять в пробах золото.

В настоящее время золото определяется главным образом методом пробирного анализа. Чувствительность этого метода несколько десятых грамма на тонну, но он довольно трудоемок [3]. Некоторые исследователи занимаются вопросом определения золота методом нейтронного активационного анализа (НА). Чувствительность его 10^{-8} при химической обработке проб. Главными недостатками НА являются длительность анализа (до 10 суток) и влияние на его результаты мешающих элементов.

Т а б л и ц а 1

Результаты определения серебра НМ-р в присутствии кадмия и индия

Наличие примеси	Метод измерения, фильтры	Средняя скорость счета при содержании серебра, %			
		0,00	0,20	0,50	1,00
Примесей нет	Пороговый	45 022	43 760	42 725	40 601
	Пороговый, резонансный	28 492	28 408	28 141	27 742
	По резонансным нейтронам	—	1178 ± 191	1946 ± 187	3670 ± 183
0,04% кадмия	Пороговый	45 075	43 775	42 788	40 615
	Пороговый, резонансный	28 506	28 386	28 192	27 711
	По резонансным нейтронам	—	1180 ± 192	1974 ± 189	3366 ± 188
0,04 % индия	Пороговый	44 688	43 425	42 369	40 229
	Пороговый, резонансный	28 185	28 135	27 787	27 385
	По резонансным нейтронам	—	1113 ± 189	1920 ± 188	3632 ± 187

Авторами для выяснения возможностей НМ-р проведены специальные исследования. Известно, что резонансы золота (4,94 эв) и серебра (5,23 эв) перекрываются (рис. 3 [1]). Сечения золота и серебра в области резонансов соответственно равны 30600 и 12500 *барн*. Максимальная величина перекрытия этих элементов 6000 *барн*. Следовательно, если в пробе содержится только одно золото, его можно определять НМ-р с использованием фольги из серебра. Применение для этой цели фольги из золота нецелесообразно, так как период полураспада Au^{198} велик — 2,7 дня.

Судя по соотношению сечений для серебра и золота в области перекрытия, чувствительность определения золота по НМ-р на установке НРУ-3 при использовании детектора из серебра может достигать примерно 0,02%.

Перекрытие резонансов серебра и золота дает возможность проводить также раздельное определение серебра и золота в пробах. Если в пробе, кроме серебра, присутствует золото, то при определении серебра по НМ-р золото «выест» часть нейтронов, соответствующих первому резонансу серебра, и активация фольги-детектора по короткоживущему изотопу Ag^{110} уменьшится. В области второго резонанса серебра (16,6 эв) у золота резонансов нет, поэтому активация долгоживущего изотопа Ag^{108} практически не будет зависеть от присутствия золота. Следовательно, при наличии в пробе серебра и золота соотношение наведенных активностей короткоживущего изотопа I_k и долгоживущего изотопа I_d должно уменьшаться по сравнению с тем случаем, когда

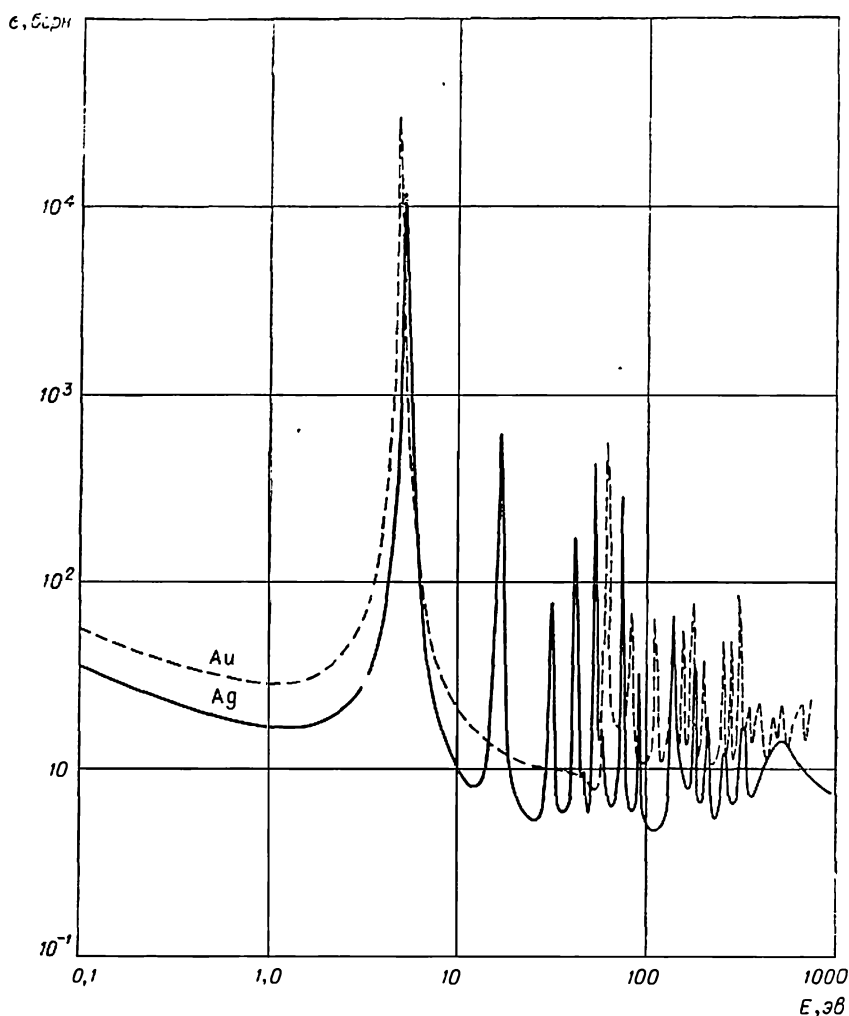


Рис. 3. Эффективные нейтронные сечения золота и серебра.

золото в пробе отсутствует. О методе выделения активностей I_k и I_d говорилось в работе [4].

Для подтверждения этих выводов авторами проведена серия экспериментов. В качестве образцов, содержащих различные количества серебра и золота, использовались фольги из серебра и золота толщиной соответственно 0,035 и 0,04 мм. Диаметр фольги 62 мм. Измерения проводились на установке НРУ-2 [5]. Детектором резонансных нейтронов служила серебряная фольга толщиной 0,5 мм и диаметром 62 мм.

Для устранения активации тепловыми нейтронами фольга помещалась в кадмиевый экран толщиной 0,75 мм. Активность применяемого источника $8,6 \cdot 10^6$ нейтр/сек; наведенная активность фольги-детектора измерялась торцовым бета-счетчиком типа СИ-2Б. Измерения проводились по пяти образцам: 1 — два листа серебряной фольги (100% Ag), 2 — один лист серебряной фольги (100% Ag), 3 — два листа серебряной и один лист золотой фольги (59,5% Au), 4 — один лист серебряной и два листа золотой фольги (71,2% Au) и 5 — один лист золотой фольги (100% Au). Время активации было выбрано равным 5 мин. За это

время серебро активируется по Ag^{110} до насыщения, а по Ag^{108} — до 77%. Время t_1 и t_2 было выбрано соответственно 20 сек и 3 мин. Значения I_k и I_d рассчитывались по формулам:

$$I_k = 6,7N_1 - 0,987N_2; \quad (1)$$

$$I_d = 0,78N_2 - 1,92N_1. \quad (2)$$

Здесь N_1 и N_2 — скорости счета (с вычетом фона) для времени t_1 и t_2 .

Результаты экспериментов приводятся в табл. 2. При увеличении содержания золота в образце отношение I_k/I_d уменьшается с 9,5 до 7,0. Если же в образце содержится только серебро, (образцы 1 и 2), отношение I_k/I_d остается постоянным и равно для данных условий измерения 9,3—9,5.

Постоянство отношения I_k/I_d для проб, содержащих только серебро, демонстрирует также табл. 3. В ней приводятся результаты измерений на НРУ-3 с пробами, содержащими от 0,15 до 1,15 серебра; временные параметры такие же, как на НРУ-2. Отношение I_k/I_d для всех проб равно примерно 18.

Таблица 2

Результаты экспериментов по выявлению возможностей определения золота и серебра в пробах ННМ-р

Содержание серебра и золота	I_k/I_d	I_k/I_d
Ag—100 %	9,32 9,20 9,58	9,3
Ag—100 %	9,59 9,54 9,56 9,96 9,27	9,58
Ag—40,5 % Au—59,5 %	7,44 7,26 7,63 7,23 7,11 7,82	7,42
Ag—28,8 % Au—71,2 %	7,63 7,16 7,36 7,68 7,45 7,34	7,44
Au—100 %	7,09 7,04 6,72 7,06 7,04 7,08 7,01	7,0

Таблица 3

Значения I_k/I_d для проб, содержащих различное количество серебра

Содержание серебра, %	I_k/I_d	I_k/I_d (ср)
0,00	18,0 17,6 17,6 17,6	17,7
0,15	18,0 18,1 18,2 18,1	18,1
0,30	17,8 17,8 17,8	17,8
0,56	18,4 18,2 18,3 18,2	18,2
1,15	18,3 18,2 18,3 18,2	18,3

Повысить чувствительность и точность определения серебра и золота можно главным образом за счет увеличения потока нейтронов. Для того чтобы сопоставить чувствительность, полученную нами, с чувствительностью НА, а также ориентировочно оценить возможности ее увеличения при работе с более мощными потоками нейтронов, нами было проведено определение абсолютного потока тепловых нейтронов в НРУ-3 по методу, описанному в работе [6]. Измерялась наведенная активность фольг, имеющих большое сечение активации тепловыми нейтронами — из индия или серебра.

Индиевая фольга имела площадь $30,2 \text{ см}^2$ и толщину $0,013 \text{ см}$. Сечение активации In^{115} 115 барн . Время активации равнялось 100 мин ($\sim$ два периода полураспада образующегося изотопа In^{116m}). Измерения наведенной активности фольги начались через 5 мин (t_1) после окончания активации. За это время In^{114} (период полураспада 72 сек) распадается. Длительность измерения составляла 40 мин .

Серебряная фольга имела площадь 140 см^2 и толщину $0,01 \text{ см}$. Сечение активации серебра тепловыми нейтронами равно 113 барн . Для того чтобы уменьшить влияние долгоживущего изотопа Ag^{108} , время активации было выбрано равным 1 мин . Измерения начинались спустя 12 сек после окончания активации и продолжались 1 мин .

Величина потоков нейтронов, определенная по активации индиевой фольги, составляет $2,9 \cdot 10^2$, по активации серебряной — $6,0 \cdot 10^2 \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$.

Таким образом, определения потоков нейтронов по двум фольгам из различных активирующихся материалов показали удовлетворительную сходимость результатов. Можно считать, что поток нейтронов в блоке замедлителя НРУ-3 (а также, видимо, в НРУ-2) равен приблизительно $5 \cdot 10^2 \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$.

В работе [3] говорится, что при использовании потоков нейтронов $5 \cdot 10^6 \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$ от нейтронных размножителей типа НР-1 чувствительность определения серебра НА составляет $8 \cdot 10^{-4}\%$, а при использовании каналов ядерных реакторов (поток $10^{12} \text{ нейтр/сек} \cdot \text{см}^2$) с химической обработкой проб — до $10^{-7}\%$. Чувствительность определения золота НА при использовании каналов ядерных реакторов $10^{-8}\%$. Величина чувствительности во всех изложенных экспериментах принималась соответствующей удвоенному статистическому разбросу. В этом случае увеличение потока нейтронов на два порядка приводит к повышению точности и чувствительности на один порядок.

Следовательно, чувствительность определения серебра при использовании нейтронного размножителя ($5 \cdot 10^6 \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$) может достичь $10^{-4}\%$, а при использовании потоков, получаемых от ядерных реакторов ($10^{12} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$) — $10^{-7}\%$. Чувствительность определения золота по ННМ-р может быть увеличена до $10^{-6}\%$.

Значит, ННМ-р при больших потоках нейтронов может иметь чувствительность на единицу потока нейтронов не хуже, чем метод НА, при значительном увеличении экспрессности. Затраты времени на один анализ ННМ-р не более $5\text{—}8 \text{ мин}$.

Нами отмечалось ранее, что с помощью ННМ-р можно определять в пробах высокие концентрации бора [5]. Применение пороговых фильтров из кадмия и индия, поглощающих мешающие нейтроны низких энергий (вплоть до $1,5\text{—}2,0 \text{ эв}$), и в качестве детектора нейтронов серебряной фольги, имеющей высокую эффективность регистрации нейтронов в области резонанса серебра, приводит к увеличению точности определения бора до $0,1\text{—}0,2\%$ В в диапазоне $5\text{—}15\%$ В. Определение бора по надкадмиевым нейтронам с использованием борного детектора

типа Т-1, эффективность которого уменьшается в зависимости от энергии нейтронов по закону $1/\sqrt{E}$, показывает, что для той же геометрии точность в 4,0—4,5 раза ниже.

Итак, нейтронно-нейтронный метод на резонансных нейтронах может быть использован для определения в пробах руд и рудных концентратов серебра в присутствии индия и кадмия, золота в присутствии серебра и высоких концентраций бора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
2. Баранов В. И. и др. Нейтронные методы поисков и анализа борного сырья. М., «Наука», 1964.
3. Берзин А. К., Блюменцев А. М. Ядерные методики поисков и разведки месторождений полезных ископаемых и исследований минерального сырья.— Сб. «Изотопы в СССР», вып. 1. М., Атомиздат, 1965.
4. Вахтин Б. С., Новоселов А. В., Филиппов Е. М. Нейтрон-нейтронный метод на резонансных нейтронах.— Геология и геофизика, 1967, № 2.
5. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. О возможности определения серебра и бора по резонансным нейтронам.— Сб. «Ядерно-физические методы контроля руд и продуктов обогащения». М., «Наука» (в печати).
6. Кертис Л. Введение в нейтронную физику. М., Атомиздат, 1965.
7. Якубович А. Л. Ускоренный анализ минерального сырья с применением сцинтилляционной аппаратуры. М., Атомиздат, 1963.
8. Филиппов Е. М., Жаворонков В. Я., Вахтин Б. С. Исследование по разработке аппаратуры и методики определения некоторых элементов по резонансным и тепловым нейтронам. В сб. «Радионуклидные приборы в промышленности и геофизике». Т. 2. Вена, 1966.

Е. М. Филиппов, Б. С. Вахтин, А. В. Новоселов

К ВОПРОСУ О СПЕКТРОМЕТРИИ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

В однородной среде распределение спектра нейтронов подчиняется законам Максвелла и Ферми. Первый из этих законов справедлив для области тепловых нейтронов и имеет вид

$$\Phi(E) = C_1 E^{3/2} e^{-E/E_T} \quad (E \leq 0,17 \text{ эв}), \quad (1)$$

где $C_1 = 571$ — константа; E — энергия нейтронов, E_T — энергия тепловых нейтронов. При энергии нейтронов свыше 0,17 эв (фермиевская граница). выражение, аналогичное (1), имеет вид

$$\Phi(E) = \frac{C_2}{E} \quad (E \geq 0,17 \text{ эв}), \quad (2)$$

где $C_2 = 7,5 \cdot 10^{-3}$ — константа.

При экранировании детекторов медленных нейтронов слоем кадмия в основном регистрируются кадмиевые нейтроны с энергией от 0,4 эв и выше. Спектр этих нейтронов подчиняется закону $1/E$.

Эффективность борных и литиевых детекторов нейтронов с изменением скорости v и соответственно энергии E нейтронов подчиняется закону $\frac{1}{v} = \frac{1}{\sqrt{E}}$.

Таким образом, выражение для скорости счета медленных нейтронов в дифференциальной форме будет иметь вид

$$dN = e^{-\Sigma_{\text{Cd}} 2x_{\text{Cd}}} \Phi(E) \frac{a}{\sqrt{E}} dE, \quad (3)$$

где a — константа. Выражение $E^{-\Sigma_{\text{Cd}} \cdot 2x_{\text{Cd}}}$ описывает ослабление потока нейтронов, прошедших через кадмиевый фильтр толщиной x_{Cd} (Σ_{Cd} — макроскопическое сечение кадмия). Величина «2» вводится для учета изотропии потока нейтронов [1]. В случае узкопараллельного пучка нейтронов вместо $2x_{\text{Cd}}$ берется x_{Cd} [1]. Характер зависимости $N=f(E)$ для борного детектора показан на рис. 1 [1]. На этом же рисунке приведены кривые спектра нейтронов, пропущенных дополнительно через слои индия различной толщины.

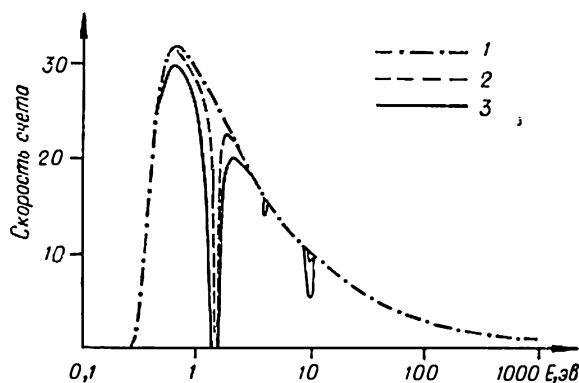


Рис. 1. Зависимость скорости счета нейтронов борным детектором от энергии нейтронов:

1 — спектр нейтронов, пропущенных через слой кадмия толщиной 0,76 мм; 2 — спектр нейтронов, пропущенных через слой кадмия толщиной 0,02 мг/см²; 3 — спектр нейтронов, пропущенных через слой индия толщиной 0,1 мг/см².

В аналитическом виде выражение, описывающее спектр нейтронов, пропущенных через кадмий и индий, выглядит следующим образом:

$$dN = e^{-\Sigma_{\text{Cd}} 2x_{\text{Cd}} - \Sigma_{\text{In}} x_{\text{In}}} \Phi(E) \frac{a}{\sqrt{E}} dE. \quad (4)$$

Из рис. 1 видно, что окружение борного детектора кадмием и резонансным фильтром позволяет получить в области резонансных нейтронов используемого фильтра резкий провал в потоке нейтронов. Следовательно, если в качестве детектора нейтронов использовать, например, совокупность двух сцинтилляционных счетчиков с борными люминофорами, то, окружив один из детекторов слоем кадмия, а второй — слоем резонансного фильтра и кадмия, получим устройство, способное измерять потоки нейтронов в области резонансных энергий используемого фильтра. С этой целью при окружении детекторов слоями кадмия необходимо добиваться того, чтобы при работе обоих детекторов по компенсационной схеме на ее выходе получался нулевой замер. Тогда, размещая вокруг одного из детекторов дополнительно резонансный фильтр, получим систему, чувствительную только к резонансным нейтронам используемого фильтра.

В работе Д. Юза [1] показано, что разностный отсчет при измерении спектра по описанной методике является небольшим по сравнению с общей скоростью счета. В частности, в рассматриваемом случае

(рис. 1 и 2) ошибка определения разности для индиевого фильтра толщиной $0,1 \text{ мг/см}^2$ равна 4%. Поэтому для измерения потока резонансных нейтронов с высокой точностью по рассматриваемой методике необходимо применять источники высокой активности.

Однако доля полезного эффекта может быть увеличена и другими путями, а в частности — за счет выбора оптимальной толщины фильтров и применения дополнительных резонансных фильтров, способных интенсивно поглощать нейтроны слева и справа от резонансной области измеряемой энергии нейтронов.

С целью выяснения возможностей увеличения доли резонансных нейтронов в разностном отсчете были проведены специальные исследования.

На рис. 3 приведены результаты расчета резонансных спектров для различной толщины фольги из эрбия, самария и индия. В зависимости от толщины фильтра меняется форма выделяемого спектра резонансных нейтронов и соответственно площадь (инте-

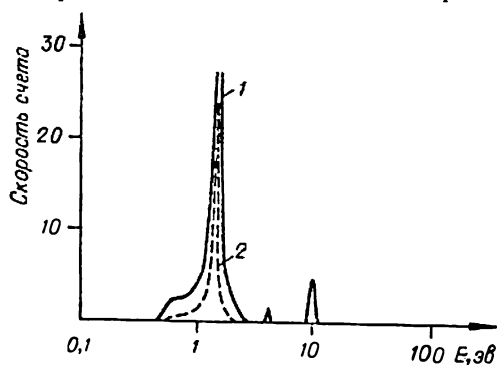


Рис. 2. Спектр резонансных нейтронов индия, полученный по данным рис. 1:
1) — $\ln 0,1 \text{ г/см}^2$; 2) — $\ln 0,02 \text{ г/см}^2$.

гральная скорость счета) под кривой. Так, из кривых для эрбия видно, что с его помощью можно выделять спектр резонансных нейтронов в диапазоне энергий примерно от 0,3 до 0,7 эв. Оптимальной толщиной фольги из эрбия следует считать 0,4 мм, так как при толщине 0,46 мм начинают регистрироваться нейтроны в области энергий от 0,7 до 1,8 эв. Для фольги из самария оптимальной является толщина 0,12 мм. С помощью этой фольги можно определять поток нейтронов в области энергий примерно от 0,85 до 0,95 эв. При большей толщине фольги из самария размывается спектр нейтронов в сторону низких энергий — примерно до 0,2 эв (см. рис. 3, б). Оптимальной толщиной фольги из индия следует считать 0,035 мм, с ее помощью можно выделять нейтроны с энергией в области от 1,35 до 1,55 эв. Увеличение толщины фильтра из индия ведет к размыванию спектра, особенно в области малых энергий нейтронов, уменьшение — к росту разрешающей способности спектрометра, с одной стороны, и уменьшению площади под кривой, т. е. снижению скорости счета и увеличению погрешности ее определения, с другой стороны. На кривых рис. 3, полученных при оптимальных толщинах

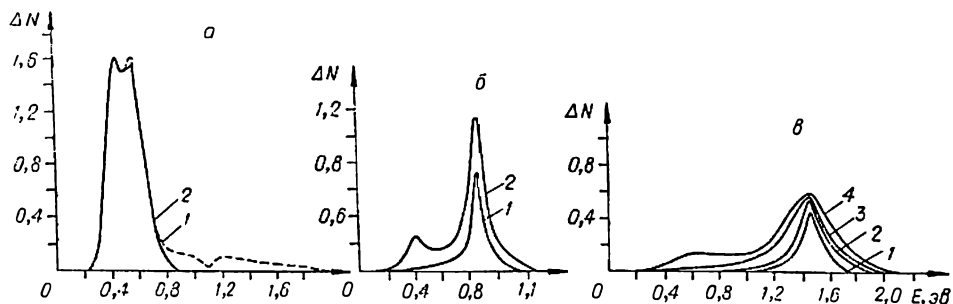


Рис. 3. Вычисленные спектры резонансных нейтронов для фольги из эрбия (а) толщиной 0,4 (2) и 0,46 мм (1), самария (б) толщиной 0,12 (1) и 0,36 мм (2) и индия (в) толщиной 0,014 (1); 0,035 (2); 0,07 (3) и 14 мм (4).

фильтров, наибольшая площадь приходится на замер с эрбиевой фольгой. Площадь под кривой эрбия (рис. 3, а, кривая 2) составляет 17,9%. Площади же под кривыми самария (рис. 3, б, кривая 1) и индия (рис. 3, в, кривая 2) невелики — соответственно 4,5 и 5,8%. Для повышения относительной величины этих площадей оба детектора, как уже отмечалось, необходимо экранировать дополнительно фильтрами, поглощающими нейтроны слева и справа от резонанса нейтронов в диапазоне измеряемых энергий. Это предположение подтверждается расчетами, проведенными для резонансных нейтронов индия (рис. 4). Из рис. 4



Рис. 4. Спектр зарегистрированных борным детектором нейтронов, пропущенных через различные фильтры:

1 — фильтр из кадмия толщиной 0,76 мм; 2 — фильтр из кадмия (0,76 мм), эрбия (1,37 мм), самария (1,44 мм); 3 — фильтр из кадмия (0,76 мм), эрбия (1,37 мм), самария (1,44 мм) и индия (0,035 мм); 4 — разность кривых 2 и 3.

Спектр, приведенный на рис. 3, является, по существу, аппаратурным. Он искажен за счет детектора, эффективность которого с энергией меняется по закону $1/\sqrt{E}$. Следовательно, если полученные кривые спектра умножить на $\sqrt{E}$, получим истинный спектр нейтронов для данной среды. Для резонансных нейтронов эрбия, самария и индия истинный и аппаратурный спектры при оптимальных толщинах фильтров показаны на рис. 5. Соединяя вершины истинных кривых спектра, получим его приближенный вид для всего рассмотренного диапазона энергий, в нашем случае от 0,5 до 1,5 эв. При измерении спектра нейтронов с помощью реальной аппаратуры получим не кривые, показанные на рис. 3 и 5, а величины скоростей счета, отвечающие резонансным энергиям используемого фильтра. Тем не менее данные замеров с различными фильтрами будут характеризовать спектр нейтронов в исследуемой области энергий.

С целью экспериментальной проверки выполненных расчетов были поставлены опыты по определению высоких концентраций бора в пробах. Проба облучалась вначале потоками нейтронов, прошедших через кадмий, а затем через кадмий и резонансный фильтр. В качестве резонансных фильтров использовались фольги из индия и серебра толщиной каждая 0,1 мм. Измерение потока нейтронов велось с помощью борного сцинтилляционного счетчика, в котором в качестве люминофора использовался сцинтиллятор типа Т-1 (сернистый цинк с примесью бора). Результаты сопоставления расчетных и экспериментальных данных показаны на рис. 6.

Расчеты велись по формуле

$$\Delta N = \int_{0,17}^{380} e^{-\Sigma_{Cd} \cdot 2x_{Cd}} (1 - e^{-\Sigma_{In} x_{In}}) e^{-\Sigma_{п} x_{п}} \frac{dE}{E\sqrt{E}} \quad (5)$$

Резонансные параметры некоторых химических элементов по данным работы [2]

Элементы (плотность, $г/см^3$)	Массовое число изотопа	Энергия резонанса, эв	Сечение в области резонанса, барн	Макроскопическое сечение в области резонанса, $см^{-1}$	Ширина резонанса на полувысоте, ме	Резонансный интеграл, барн	Макроскопическое сечение резонансного интеграла поглощения, $см^{-1}$	Сечение для тепловых нейтронов, барн	Макроскопическое сечение для тепловых нейтронов, $см^{-1}$
Самарий (7,53)	149 152	0,0976 0,873 8,02	15 500 2 200 38 700	465,0 66,0 1161,0	63 ± 1 60 ± 1 126 ± 15	4400 3100	132,0 93,0	40 800 216	1224,0 6,48
Европий (15,24)	151 151 153	0,461 3,361 2,456	1 100 3 500 3 000	231,0 73,5 63,0	90 ± 3 92 ± 3 91 ± 2	901* 1420	18,921* 29,820	7800 440	163,8 9,24
Эрбий (9,16)	167	0,460 0,584	2 500 1 800	82,5 59,4	$88 \pm 1,0$ $86 \pm 1,0$	—	—	166	5,478
Иридий (22,5)	191 193	0,654 5,36 1,303	4 800 5 300 5 600	336,0 371,0 392,0	$73,5 \pm 1,0$ 84 ± 18 $86,5 \pm 1,0$	3500* 1370*	245,0* 95,9*	960 130	67,2 9,1
Гафний (13,31)	177 173	1,095 2,38 7,8	5 000 6 000 10 000	225,0 270,0 450,0	$66 \pm 1,0$ $60 \pm 1,0$ —	— —	— —	380 75	17,1 3,375
Родий (12,4)	103	1,257	4 850	354,05	155 ± 4	575	41,975	151	11,023
Индий (7,31)	115	1,457 9,12	28 500 1 000	1083,0 38,0	72 ± 2 80 ± 40	2340*	88,92*	190	7,22
Гадолиний (7,95)	155	2,57	1300	72,8	111 ± 4	—	—	56 200	3147,2

Рений (21,0)	185	2,156	3500	234,5	52±1	1160*	77,72*	104,0	6,968
Тулий (9,35)	169	3,92	16 500	561,0	—	—	—	127,0	4,318
Гольмий (8,76)	165	12,8 3,92	2600 5000	83,2 160,0	— —	—	—	65,0	2,08
Тантал (16,6)	181	4,2* 10,34	13 000 3000	715,0 165,0	56±6 61±6	1 100	61,05	210,0	11,55
Золото (19,32)	197	4,906	30 600	1836,0	124±3	1 558*	93,48*	98,8	5,928
Серебро (10,5)	107 109	16,5 5,20	640 12 500	37,76 737,5	140±8 140±3	74* 1910	4,366* 112,69	31,0 87,0	1,829 5,133
Цезий (1,903)	133	5,90	2600	21,84	115±20	503	4,225	28,0	0,235
Уран (19,05)	238	6,8 21,0 36,8	3700 2250 2850	177,6 108,0 136,8	25±2 25±4 26±4	286	13,728	2,75	0,132
Кобальт (8,84)	59	132,0	7000,0	616,0	670±150	48,0	4,224	38,0	3,344
Марганец (7,3)	55	337	2000	160	—	14,0	1,12	13,2	1,056

Примечание. Звездочкой обозначены данные для резонансного интеграла активации. Со⁵⁹ и Mg²⁵ в отличие от остальных элементов имеют резонансные сечения рассеяния, а не поглощения.

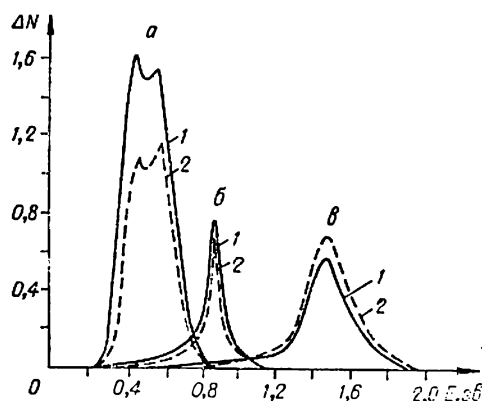


Рис. 5. Аппаратурные (1) и истинные (2) кривые спектров резонансных нейтронов эрбия (а) при толщине фильтра 0,4 мм, самария (б) при толщине фильтра 0,12 мм и индия (в) при толщине фильтра 0,035 мм.

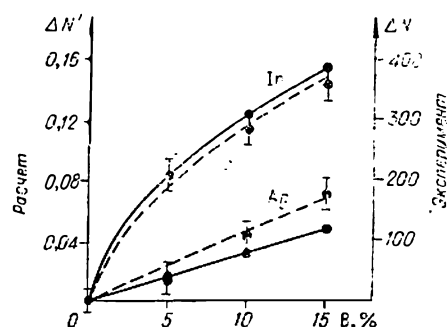


Рис. 6. Сопоставление экспериментальных (пунктирная линия) и расчетных (сплошная линия) данных по измерению высоких концентраций бора в пробах пород с использованием резонансных фильтров из индия и серебра.

(обозначения смотри выше). При использовании серебряного фильтра вместо произведения $\Sigma_{\text{In}} x_{\text{In}}$ берется $\Sigma_{\text{Ag}} x_{\text{Ag}}$, где Σ_{Ag} — макроскопическое сечение для фольги серебра; x_{Ag} — толщина фольги. Из рис. 6 видно, что расчетные данные хорошо совпадают с экспериментальными. Следовательно, рассматриваемая методика может быть использована для резонансной спектрометрии медленных нейтронов. Выбирая различные материалы для фильтров, можно измерять потоки медленных нейтронов в различных областях энергий (см. таблицу).

Рассматриваемый метод может найти применение при решении следующих задач.

1. Определение в разрезах скважин высоких концентраций бора (свыше 3—5 %).

2. Определение концентраций в породах ряда элементов с высокими резонансными сечениями захвата медленных нейтронов (см. таблицу).

ЛИТЕРАТУРА

1. Юз Д. ж. Нейтронные исследования на ядерных котлах. Изд-во иностр. лит., 1954.
2. Гордеев И. В. и др. Ядерно-физические константы. М., Атомиздат, 1963.

ВОЗМОЖНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ФУНКЦИИ КОРРЕЛЯЦИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СРЕДНЕГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ СО СТАЦИОНАРНЫМ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ

Применение метода нестационарной диффузии нейтронов, позволяющего определять нейтронные параметры горных пород, возможно лишь при наличии импульсных генераторов нейтронов. Однако использование последних в условиях скважины осложняется трудностью стабилизации выхода нейтронов и относительно низкой надежностью скважинных высоковольтных источников питания ускорительных трубок, особенно при высоких температурах и малых габаритах прибора.

Представляется целесообразной разработка метода, который базировался бы на стационарном ампульном источнике нейтронов и вместе с тем обладал бы всеми преимуществами метода нестационарной диффузии. Возможность такого метода, использующего стационарный процесс испускания нейтронов источником, основывается на существовании статистической связи между моментами вылета нейтронов из источника (моментами их рождения) и моментами поглощения тепловых нейтронов ядрами атомов окружающей среды (моментами их смерти). Флуктуации количества нейтронов, испущенных стационарным источником, подчиняющиеся распределению Пуассона, в известной степени определяют последующие флуктуации количества актов поглощения тепловых нейтронов в среде. Теснота статистической связи между флуктуациями выхода нейтронов из источника и флуктуациями количества поглощаемых средой нейтронов, определяемая функцией корреляции, ослабляется с увеличением времени, разделяющего коррелируемые временные интервалы, по закону, представляющему собой зависимость вероятности поглощения теплового нейтрона от времени его жизни, т. е. идентична зависимости плотности тепловых нейтронов от временной задержки, которая имеет место при работе с импульсным генератором нейтронов.

Идентичность кривых спада плотности тепловых нейтронов, получаемых с генератором нейтронов, и кривых спада функции корреляции, получаемых со стационарным источником нейтронов, свидетельствует о возможности применения стационарных источников нейтронов для определения среднего времени жизни тепловых нейтронов в горных породах.

Для определения функции корреляции при разных временных сдвигах коррелируемых интервалов необходимо провести следующий комплекс измерений. Одним из счетчиков регистрируются моменты вылета нейтронов из источника, другим — моменты поглощения их ядрами атомов среды. Время измерения разбивается на большое число равных интервалов длительностью того же порядка, что среднее время жизни тепловых нейтронов в исследуемой среде. Тогда функция корреляции вычисляется следующим образом:

$$R = \overline{n_1 n_2}(T) - \overline{n_1} \overline{n_2}(T), \quad (1)$$

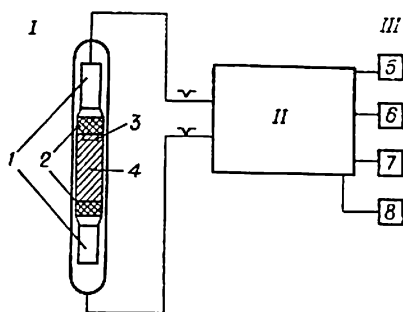
где усреднение производится по числу интервалов;

n_1 — количество импульсов в одном интервале канала регистрации моментов вылета нейтронов из источника;
 $n_2(T)$ — количество импульсов канала регистрации моментов поглощения тепловых нейтронов в одном интервале, сдвинутом на время T по отношению к соответствующему интервалу первого канала.
 Относительная среднеквадратичная погрешность определения функции корреляции определяется, согласно [3]:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{s-1} + \frac{1}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \bar{m} f(T)} + \frac{(1+\alpha_1)(1+\alpha_2)}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (s-1)}}, \quad (2)$$

где α_1 и α_2 — отношение фоновых и рабочих загрузок счетчиков;
 s — количество временных интервалов;
 $\bar{m}$ — среднее число нейтронов, испускаемых источником за время одного интервала;
 $f(T)$ — функция, определяющая спад плотности тепловых нейтронов во времени;
 ε_1 и ε_2 — эффективности соответственно первого и второго счетчиков.

Возможность применения функции корреляции для определения среднего времени жизни тепловых нейтронов в горных породах с использованием стационарных источников нейтронов экспериментально оценивалась путем измерений на однородных моделях, заполненных парафином, соленой водой и цементом. При измерениях использовались глубинный и



глубинный и

Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки:

I — глубинный прибор; II — электронно-счетное устройство; III — пересчетные устройства; 1 — ФЭУ-13; 2 — NaJ(Tl); 3 — Po — Be-источник мощностью 10^6 нейтр/сек; 4 — свинцовый экран; 5 — ПС-100; 6, 7, 8 — ПС-5 м.

пересчетные приборы, электронно-вычислительная установка (рис. 1).

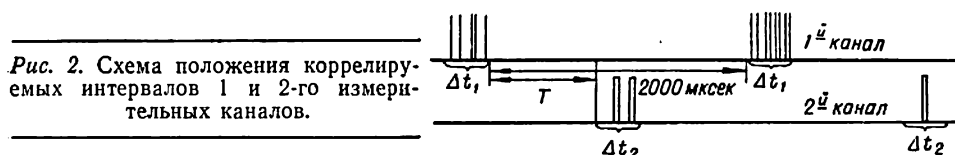
Глубинный прибор состоит из двух сцинтилляционных счетчиков с фотоэлектронным умножителем 1, кристаллами NaJ (Tl) 2, Po — Be-источником нейтронов 3 и свинцовым экраном 4. Один счетчик регистрирует гамма-кванты с энергией 4,4 Мэв, испускаемые возбужденными ядрами C^{12} , возникающими в результате реакции $Be^9(\alpha, n)C^{12}$, происходящей в Po — Be-источнике нейтронов, т. е. этим счетчиком фиксируются моменты рождения нейтронов. С целью повышения эффективности регистрации целесообразно помещать источник нейтронов внутри сцинтиллятора. В описываемом макете источник нейтронов помещался рядом с кристаллом.

Второй сцинтилляционный счетчик, экранированный от прямого излучения Po — Be-источника свинцовым экраном толщиной 25 см, регистрирует моменты поглощения тепловых нейтронов по гамма-квантам радиационного захвата.

Импульсы от обоих счетчиков поступают на вход электронно-счетной машины, принцип устройства которой описан в работе [1]. В каждом из счетных каналов выделялись интервалы времени $\Delta t_1 \approx 200$ мксек для первого и $\Delta t_2 \approx 200$ мксек для второго, смещенные по отношению друг к другу на время T (рис. 2). Промежутки между выделенными интервалами в каждом канале, в течение которых счет импульсов не использовался при корреляции, составляли ~ 2000 мксек.

Машиной производилось вычисление суммы $\sum_{i=1}^s n_{1i} n_{2i}(T)$, где s — количество интервалов, прошедших за время замера, которое подсчитывалось пересчетным прибором 6 (см. рис. 1). Счет импульсов в первом канале $\sum_{i=1}^s n_{1i}$ поступал на пересчетный прибор 7, а во втором канале $\sum_{i=1}^s n_{2i}(T)$ — на пересчетный прибор 8. По этим данным подсчитывалась функция корреляции

$$R = \frac{\sum_{i=1}^s n_{1i} x_{2i}(T)}{s} - \frac{\sum_{i=1}^s n_{1i} \sum_{i=1}^s n_{2i}(T)}{s^2}. \quad (3)$$



Целесообразно определять относительный параметр

$$r = \frac{R}{\overline{n_1 n_2}(T)} = \frac{\overline{\varepsilon_1 \varepsilon_2 m_1 m_2}}{\varepsilon_1 m_1 \varepsilon_2 m_2} - 1, \quad (4)$$

где m_1 и m_2 — количество тепловых нейтронов, поглощенное ядрами среды за время соответственно Δt_1 и Δt_2 .

Если эффективности счетчиков ε_1 и ε_2 не изменяются в процессе измерения, то

$$r = \frac{\overline{m_1 m_2}}{\overline{m_1} \overline{m_2}} - 1. \quad (5)$$

Таким образом, параметр r не зависит от эффективности счета и, следовательно, от используемой аппаратуры, а определяется лишь отношением числа нейтронов, родившихся в интервале времени Δt_1 и захваченных в интервале времени Δt_2 , к числу всех нейтронов, испущенных источником в интервале Δt_1 .

Установка была испытана при измерениях в трех различных средах. Снималась зависимость относительного параметра r от времени T , на которое смещались интервалы Δt_1 и Δt_2 , в цементе, парафине и соленой воде. Модели представляли собой цилиндры высотой 70 см, диаметром 45 см, заполненные исследуемой средой, с цилиндрическим каналом диаметра 10 см в центре, куда помещался макет глубинного прибора.

Наряду с измерениями корреляционным методом в тех же моделях проведены измерения спадов плотности тепловых нейтронов и интенсивности гамма-излучения радиационного захвата с применением генератора нейтронов. Результаты измерений представлены на рис. 3, 4, 5. Из рис. 3 видно, что среднее время жизни тепловых нейтронов, определенное корреляционным методом, в сильнопоглощающей среде оказывается, как это и должно быть, малым, а в слабопоглощающих средах — большим. Максимальные расхождения между корреляционным и импульсными методами достигают для соленой воды 38%, для пара-

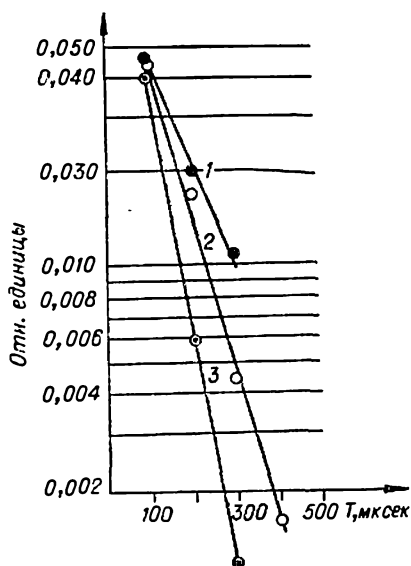


Рис. 3. Кривые спада функции корреляции, плотности тепловых нейтронов, интенсивности гамма-излучения со временем в соленой воде:

1 — $\tau_k = 130$ мксек — среднее время жизни тепловых нейтронов, определенное корреляционным методом; 2 — $\tau_{ИННК} = 100$ мксек — то же, методом ИННК; 3 — $\tau_{ИНГК} = 60$ мксек — то же, методом ИНГК.

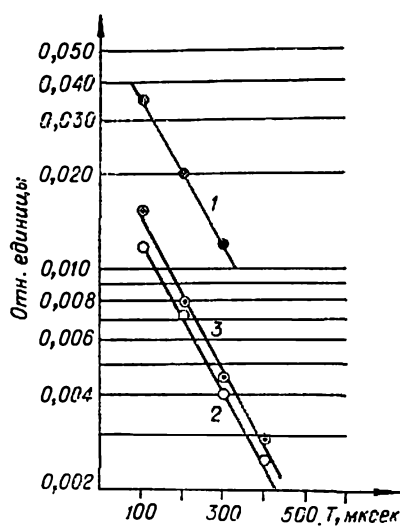


Рис. 4. Кривые спада функции корреляции (τ_k), плотности тепловых нейтронов ($\tau_{ИННК}$) и интенсивности гамма-излучения ($\tau_{ИНГК}$) со временем в парафине.

1) $\tau_k = 200$ мксек; 2) $\tau_{ИННК} = 195$ мксек; 3) $\tau_{ИНГК} = 175$ мксек.

фина 13%, а для цемента 26%, причем расхождения носят систематический характер — всюду время жизни, определенное корреляционным методом, выше по сравнению с определенным с генератором нейтронов.

По-видимому, эти расхождения обусловлены различием энергетических спектров источников нейтронов, малыми размерами моделей и имевшим место неидеальным расположением прибора в модели. При корреляционном методе индикаторы располагались близко к центру модели, в то время как при измерениях с генератором нейтронов —

вблизи от поверхности модели. Различие среднего времени жизни тепловых нейтронов, определенного методами ИНГК и ИННК, обусловлено большей глубиной ИНГК по сравнению с ИННК и, соответственно, большим влиянием на ИНГК краевых эффектов.

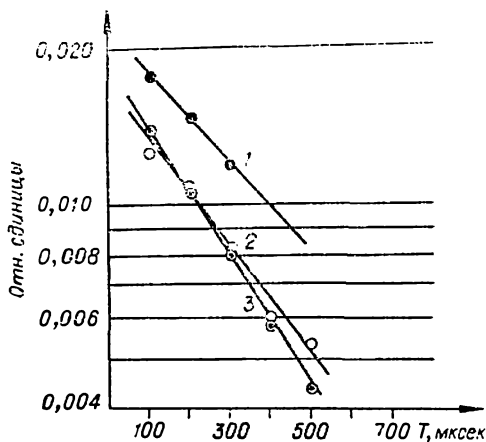


Рис. 5. Кривые спада функции корреляции (τ_k), плотности тепловых нейтронов ($\tau_{ИННК}$) и интенсивности гамма-излучения ($\tau_{ИНГК}$) со временем в цементе:

1) $\tau_k = 500$ мксек; 2) $\tau_{ИННК} = 400$ мксек; 3) $\tau_{ИНГК} = 370$ мксек.

Судя по результатам измерений, различия в показаниях методов существенно меньше различий между временами жизни для сред с неодинаковыми нейтронными параметрами.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

а) метод статистических корреляций позволяет определять среднее время жизни тепловых нейтронов при использовании ампульного источника;

б) метод может представлять интерес в тех случаях, когда использование генератора нейтронов затруднительно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бетин Ю. П. ПТЭ, 1958, № 6, 68.
2. Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М., Физматгиз, 1959.
3. Гольданский В. И., Подгорецкий М. И. ДАН, 1955, 100, 237; ЖЭТФ, 1955, 29, 559.
4. Зотов И. В., Куценко В. А. ПТЭ, 1956, № 1, 38.
5. Поляченко А. Л. Сб. «Ядерная геофизика», Гостоптехиздат, 1963, стр. 44.
6. Petroff M., Dogget Y. Rev. Sci. Instr. 1956, 27, 838.
7. Mitchell A. Rev. Mod. Phys., 1948, 20, 296.

Т. Е. Гаврина, С. А. Кантор, А. Л. Поляченко,
В. Г. Цейтлин, В. А. Юдин

ТЕОРИЯ ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ В ПРЕДЕЛЬНЫХ СЛУЧАЯХ

Введение

При теоретическом рассмотрении импульсного нейтронного каротажа (ИНК) скважина, пересекающая пласт, идеализированно представляется двухслойной бесконечной средой с цилиндрической границей раздела радиуса R . При этом гомогенная внутренняя среда моделирует скважину, а внешняя — пласт большой мощности. Среднее время жизни τ и коэффициент диффузии D тепловых нейтронов, а также длину замедления L во внутренней и внешней средах будем обозначать индексами 1 и 2 соответственно.

Обычно имеет место общий случай $\tau_1 = \tau_2$; $D_1 \neq D_2$; $L_1 \neq L_2$, причем $0 < \tau_j < \infty$; $0 < D_j < \infty$; $0 < L_j < \infty$ ($j = 1, 2$). Решения задач импульсного нейтрон-нейтронного каротажа (ИННК) и импульсного нейтронного гамма-каротажа (ИНГК) в этом общем случае оказываются довольно громоздкими и потому сложными как для численных расчетов, так и для физического анализа. Поэтому представляет интерес исследование более простых случаев: однородной среды ($\tau_1 = \tau_2$; $D_1 = D_2$; $L_1 = L_2$), среды с «черной» скважиной ($\tau_1 = 0$) и среды с цилиндрической полостью ($\tau_1 = \infty$; $D_1 = \infty$; $L_1 = \infty$). Решения этих задач отражают ряд существенных свойств решения общей задачи теории ИНК, а также представляют самостоятельный интерес (см. ниже). В настоящей рабо-

те приводятся аналитические решения перечисленных задач и результаты численных расчетов некоторых характерных величин. Задачи решаются при следующих предположениях:

а) имеется точечный, моноэнергетический, импульсный источник единичной мощности, изотропно излучающий быстрые нейтроны с энергией E_0^* , расположенный в начале координат [1];

б) все нейтроны замедляются до надтепловых энергий к одному моменту времени, который принимается за начало отсчета времени задержки t ;

в) замедление рассматривается в рамках одной из простейших моделей (возрастное приближение, одnogрупповая теория и их модификации);

г) диффузия тепловых нейтронов описывается односкоростным нестационарным уравнением диффузии;

д) захватное гамма-излучение для простоты считаем моноэнергетическим и изотропным, число фотонов на один захват постоянно и равно ν ;

е) функция Грина уравнения переноса гамма-квантов берется в виде

$$G_\gamma(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \nu \frac{\mu^2 e^{-\mu|\vec{r} - \vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (1)$$

где $\mu \equiv \frac{1}{L_\gamma} = \frac{1}{\frac{6_\gamma}{b_\gamma}}$ — коэффициент ослабления «узкого пучка» [2].

Предположение б) вполне законно, так как дисперсия временного распределения надтепловых нейтронов сравнима со средним временем замедления только в воде [4, 10], где оно само пренебрежимо мало по сравнению с τ_j и t . Предположение в) сделано из-за сложности точного описания процесса замедления в неоднородных средах, а также потому, что влияние начального распределения нейтронов уменьшается со временем в процессе нестационарной диффузии [9]. Предположение г) хорошо выполняется для обычно встречающихся значений R , τ_2 , D_2 и t [5, 6]. Сравнение с точным численным решением уравнения переноса фотонов [3] показывает, что условие е) также является достаточно хорошим приближением.

Однородная среда

Изучение плотностей надтепловых и тепловых нейтронов и гамма-квантов и их временных и пространственных характеристик в однородной бесконечной среде позволяет прежде всего провести предварительный анализ возможностей и сравнение методов ИННК и ИНГК. При этом неучет возмущающего влияния скважины частично компенсируется точностью, простотой и ясностью интерпретации полученных зависимостей. Кроме того, однородная среда может вполне удовлетворительно аппроксимировать реальную систему скважина—пласт при высоком влагосодержании пласта (см., например, [8]) или в случае сухих скважин достаточно малого диаметра (см. ниже).

Экспериментальные и теоретические исследования распределения нейтронов различных частей спектра в однородных средах от импуль-

* При численных расчетах принималось $E_0 = 14 \text{ Мэв}$, что соответствует энергии нейтронов из Д-Т-источника.

сного моноэнергетического источника быстрых нейтронов довольно многочисленны и хорошо известны (ссылки см. в [4, 10, 13]). Мы приведем ряд простых результатов, представляющих определенный интерес для ядерно-геофизических приложений и до сих пор недостаточно освещенных в литературе.

Из простейших моделей замедления нейтронов наиболее распространены возрастное приближение и многогрупповая теория с малым числом групп (одна или две). Их области применимости не перекрываются и в значительной степени «противоположны» [4]; теория возраста справедлива в средах с малым водородосодержанием ($m_n \lesssim 5\%$)* и на малых расстояниях от источника $r < L_n$, в то время как одnogрупповая теория приближенно может описывать распределение нейтронов при больших m_n и r . Достаточно простого аналитического выражения для оценок плотности замедления (и тем более распределения нестационарных полей тепловых нейтронов и гамма-квантов радиационного захвата), охватывающих произвольные значения m_n и r , по-видимому, не существует. Наиболее удовлетворительные с этой точки зрения подходы [12, 10] либо все же недостаточно просты, либо приводят к таким выражениям, на основе которых затруднительно аналитически рассчитать нестационарные поля медленных нейтронов и гамма-квантов.

Предлагаемые ниже формулы (3)—(7) для описания распределений нейтронов и гамма-квантов в однородной бесконечной среде являются попыткой решить указанную задачу на основе некоторой «синтетической» модели замедления, объединяющей возрастную и групповую подходы. В этой модели «возрастные» распределения в случае, когда либо m_n , либо r малы, плавно переходят в «одnogрупповые» зависимости при больших r или высоких значениях m_n , охватывая, таким образом, весь диапазон изменения m_n и r .

Используя синтетическую модель замедления и предположения а) — е), можно в явном виде получить простые выражения для плотностей замедлившихся нейтронов $N_z(r)$, тепловых нейтронов $N_n(r, t)$ и гамма-квантов радиационного захвата $N_\gamma(r, t)$, которые имеют вид:

$$H_z(r) = H(r, 0, \theta, \theta_0); \quad (2)$$

$$H_n(r, t) = H(r, t, \theta_n, \theta_0); \quad (3)$$

$$N_\gamma(r, t) = \frac{\theta_\gamma H(r, t, \theta_\gamma, \theta_0) - \theta_n H(r, t, \theta_n, \theta_0)}{\theta_\gamma - \theta_n}; \quad (4)$$

где

$$H(r, t, \theta_\alpha, \theta_0) = \frac{\exp\left[-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4(\theta_\alpha + Dt)}\right]}{8\pi r \theta_\alpha} [e^{x^2 -} \operatorname{erfc}(x -) - e^{x^2 +} \operatorname{erfc}(x +)];$$

$$x \pm = \frac{\sqrt{\theta_\alpha + Dt}}{\sqrt{\theta_\alpha}} \pm \frac{r}{2\sqrt{\theta_\alpha + Dt}}; \quad \alpha = H, \quad \gamma. \quad (5)$$

Здесь

$$\theta_n + \theta_0 = \theta(E_0) \equiv L^2(E_0) - \quad (6)$$

— возраст нейтронов, замедлившихся от энергии источника E_0 до надтепловых энергий, θ_n — часть возраста, обусловленная замедлением на

* Численные значения m_n соответствуют объемному влагосодержанию.

водороде, а θ_0 — на остальных ядрах замедлителя. Приближенно можно принять, что

$$\frac{\theta_n}{\theta_0} = \frac{m_n \bar{\Sigma}_n}{(1 - m_n) \bar{\Sigma}_0}, \quad (7)$$

где $\bar{\Sigma}_n$ и $\bar{\Sigma}_0$ — средние сечения рассеяния на водороде и на остальных ядрах соответственно. Равенства (6) и (7) определяют θ_n и θ_0 .

Возрастное приближение соответствует $\theta_0 = 0$; при этом $\theta_0 = \theta$ и

$$H(r, t, 0, \theta_0) = \frac{\exp\left[-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4(Dt + \theta)}\right]}{[4\pi(Dt + \theta)]^{3/2}}. \quad (8)$$

Одногрупповое приближение получается при $\theta_0 = 0$; в этом случае $\theta_n = \theta$ и функция $H(r, t, \theta, 0)$ дается при $t > 0$ выражением (5), а при $t = 0$ — обычной одногрупповой формулой

$$H(r, 0, \theta, 0) = N_z(r) \frac{e^{-r/V_0}}{4\pi r V_0^2}. \quad (9)$$

Из равенства (4) следует:

$$N_\gamma(r, t) \rightarrow \begin{cases} H(r, t, \theta_\gamma, \theta) & \text{при } \theta_n > 0; \\ H(r, t, \theta_n) = N_n & \text{при } \theta_\gamma \rightarrow 0. \end{cases} \quad (10)$$

Как отмечалось выше, распределение тепловых нейтронов с увеличением времени становится менее чувствительным к выбору модели за-

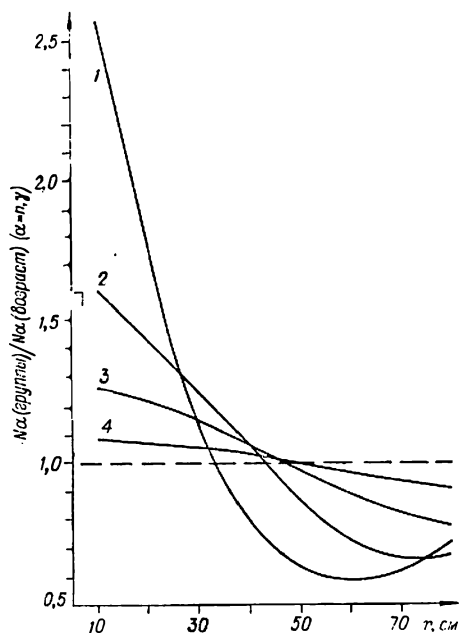


Рис. 1. Влияние замедления на пространственное распределение тепловых нейтронов и гамма-квантов в однородной среде (песчанник, $m_H = 0.2$):

- 1) $t = 0.5$ мсек; 2) $t = 1.5$ мсек; 3) $t = 3$ мсек; 4) $t = 6$ мсек.

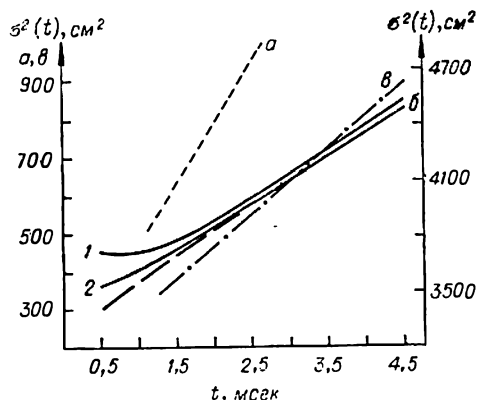


Рис. 2. Функция $\sigma^2(t)$ пространственного распределения гамма-квантов для различных сред и моделей замедления:

- a — песчанник с $m_H = 0.2$; b — сухой песок и теория возраста; b — песчанник с $m_H = 20\%$ и одногрупповая теория: 1) $z_1 = 20$ см, $z_2 = 80$ см; 2) $z_1 = 40$ см, $z_2 = 80$ см; пунктир — асимптотический наклон функции $\sigma^2(t)$.

медления. Степень чувствительности к особенностям модели замедления можно охарактеризовать отношением плотностей тепловых нейтронов, рассчитанных в одной и той же среде при двух «противоположных» предельных моделях замедления (возрастная и одногрупповая теории). Аналогичным отношением характеризуется влияние замедления на показания ИНГК. Расчеты были проведены для двух сред: 1) песчаник 20% пористости, $D=13 \cdot 10^4$ см²/сек; $L=20$ см; $L_\gamma=10$ см; 2) песок с $D=41 \cdot 10^4$ см²/сек; $L=55$ см; $L_\gamma=10$ см. Зависимость этих отношений от расстояния r при различных временах t (рис. 1) показывает, что, хотя с увеличением времени влияние замедления действительно уменьшается, в используемом диапазоне времен ($t \sim 0,5 \div 3,0$ мсек) оно значительно и исчезает лишь при гораздо больших временах.

При ИНГК происходит усреднение пространственного распределения тепловых нейтронов в некотором эффективном объеме, линейные размеры которого порядка нескольких L_γ . Поэтому в достаточно плотных средах, где L_γ мало, пространственно-временные распределения гамма-квантов и нейтронов подобны, что подтверждается также формулой (10).

Как известно, в случае применимости возрастного приближения по кривым $N_n(r, t)$ можно определить коэффициент диффузии D , применяя двухзондовую методику ИННК. При этом параметр D равен производной по времени от линейной функции $\sigma^2(t)$, определяемой экспериментально:

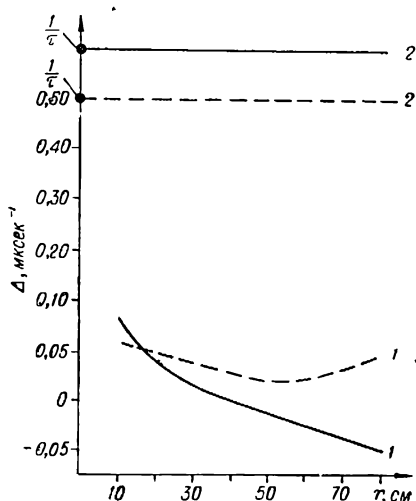
$$\sigma^2(t) = \frac{r_2^2 - r_1^2}{4 \ln \frac{N_n(r_1, t)}{N_n(r_2, t)}} = Dt + \text{const.} \quad (11)$$

Численные расчеты показывают, что алгоритм (11) применим и к распределению гамма-квантов $N_\gamma(t, r)$ (см. рис. 2, б). В случае неприменимости возрастной теории, несмотря на то, что пространственное распределение нейтронов отличается от гауссовского вплоть до времени $t \sim 6$ мсек (как показано на рис. 1), наклон соответствующей функции $\sigma^2(t)$ достигает асимптотического значения, равного D , при существенно меньших временах $t \sim 2-2,5$ мсек (см. рис. 2, в). Следовательно, скорость роста функции $\sigma^2(t)$ является характеристикой, гораздо менее чувствительной к модели замедления, чем плотность распределения.

Временные распределения тепловых нейтронов и гамма-квантов, как следует из расчета, приближенно являются экспонентами с декрементом затухания $\lambda = \frac{1}{\tau} + \Delta$, где поправка $\Delta \ll \frac{1}{\tau}$ не зависит от τ и слабо зависит от r (см. рис. 3). Поэтому относительное отличие λ от τ должно уменьшаться с увеличением сечения поглощения тепловых нейтронов. Например, для воды

Рис. 3. Зависимость $\Delta_n(r)$ (кривые 1) в сравнении с соответствующими типичными значениями $1/\tau$ (прямые 2).

Сплошные линии — пресная вода; пунктирные — сухой песок.



$\frac{\Delta}{\tau-1} \sim 1\%$, а для сухого песка $\frac{\Delta}{\tau-1} \sim 10\%$. Следовательно, в сильнопоглощающих средах экспериментально измеряемое время релаксации λ^{-1} практически совпадает с τ при любых водородосодержаниях. Случай слабого поглощения всегда соответствует малому водородосодержанию, и поправку Δ легко оценить по простым формулам возрастного приближения.

При рассмотрении вопроса о глубинности ИНГК в однородной среде за радиус зоны исследования R_n , следуя известному определению [6], была принята величина R_n , являющаяся решением уравнения

$$\frac{N_\gamma(R, t, r)}{N_\gamma(\infty, t, r)} = 0,9, \quad (12)$$

где $N_\gamma(R, t, r)$ — распределение гамма-квантов в бесконечной цилиндрической среде радиуса R , окруженной вакуумом, а $N_\gamma(\infty, t, r)$ — распределение в безграничной среде (см. выражение (4)*). Сравнение зависимостей $R_n(t)$ для ИННК [6] и ИНГК (рис. 4, а) показывает, что глубинности обоих методов весьма близки и $R_n^{(\gamma)}$ превосходит $R_n^{(n)}$

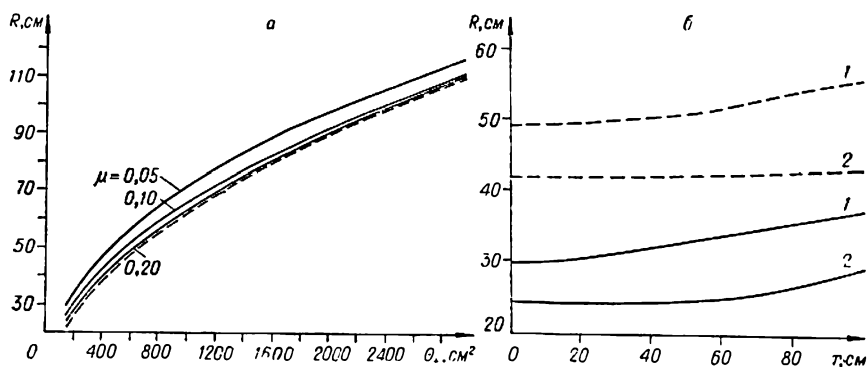


Рис. 4. Зависимость глубинности ИНГК $R_n^{(\gamma)}$ в однородной среде от времени, величины зонда и физических параметров пласта:
а — $R_n^{(\gamma)}$, где $\theta_t = \theta_0 + Dt$ при различных значениях μ (см^{-1}), $r=0$, $a=3$ см, пунктирная линия — $R_n^{(n)}(\theta_t)$ [7]; б — $R_n^{(\gamma)}(r)$ при различных θ_t и μ (1 — $\mu=0,05$ см^{-1} ; 2 — $\mu=0,2$ см^{-1} , сплошные линии — $\theta_t = 150$ см^2 ; пунктирные — $\theta_t = 450$ см^2).

не более чем на 10%. Величина $R_n^{(\gamma)}$ слабо зависит от θ_γ и от r , причем при больших значениях квадрата длины миграции тепловых нейтронов ($\theta + Dt > 450$ см^2) эта зависимость практически исчезает (см. рис. 4, б).

Решение уравнения (12) дает следующее приближенное выражение для $R_n^{(\gamma)}$

$$R_n^{(\gamma)}(t) = 2,06 \sqrt{\theta + Dt + \theta_\gamma} - a, \quad (13)$$

где a — экстраполированная длина.

Среда с «черной» скважиной

Здесь приводятся формулы, описывающие нестационарные поля тепловых нейтронов и гамма-квантов радиационного захвата и двухслойной цилиндрической среды, внутренняя область которой ($\rho \leq R$)

* При расчетах использовалась возрастная модель замедления.

очень сильно поглощает тепловые нейтроны. Источник расположен в начале системы координат (ρ, Z) на оси Z , совпадающей с осью симметрии скважины. Такая геометрия в первом приближении может моделировать как реальную систему скважина — пласт, так и экспериментальную модель пласта, если последняя достаточно велика, чтобы можно было не учитывать краевых эффектов. Рассматриваемый предельный случай «черной» скважины*, соответствующий нулевому среднему времени жизни тепловых нейтронов во внутренней области**

$$\tau_1 = 0, \quad (14)$$

представляет интерес в следующих отношениях.

1. Пространственно-временное распределение гамма-квантов в данной системе при ИНГК, начиная с некоторого времени***, должно сохранять все качественные особенности распределения гамма-квантов в реальной системе с $\tau_2 > \tau > 0$, являясь в то же время по сравнению с последним несравненно более простым для аналитического изучения.

2. С физической точки зрения среда с «черной» скважиной ($\tau_1 = 0$) представляет собой один из предельных случаев реальной системы при ИНК ($\tau_2 > \tau_1 > 0$), «противоположный» случаю с однородной средой ($\tau_1 = \tau_2$).

3. Изучение распределения нейтронов или гамма-квантов в модели пласта, пересеченной «черной» скважиной, позволяет разработать методику количественного определения поглощающих свойств больших блоков вещества, знание которых необходимо при экспериментальных исследованиях ИНК.

При решении задачи, помимо упомянутых во введении условий, для простоты считалось, что параметры переноса гамма-квантов в обеих средах одинаковы ($L_\gamma^{(1)} = L_\gamma^{(2)} = L_\gamma$), и замедление рассматривалось согласно упрощенной групповой теории (см. [9]). Распределение плотности тепловых нейтронов $N_n(\rho, Z, t)$ во внешней среде $\rho \geq R$ было найдено методом интегральных преобразований Лапласа (по t), Фурье (по Z) и Ханкеля (по ρ), следуя стандартной схеме. Плотность распределения гамма-квантов $N_\gamma(0, Z, t)$ на оси Z ($\rho = 0$) была получена методом функций Грина, в котором роль распределенных источников играло $N_n(\rho, Z, t)$. Выражения для N_n и N_γ имеют вид довольно простых двукратных интегралов:

$$N_n(\rho, Z, t) = A_n e^{-\frac{t}{\tau_1}} \int_0^\infty dk \cos kZe^{-D_1 tk^2} \int_0^\infty SdSe^{-\frac{D_1 t S^2}{R^2}} W_n(k^2, S^2) \times \\ \times \frac{I_0(S) Y_0\left(\frac{\rho}{R} S\right) - Y_0(S) I_0\left(\frac{\rho}{R} S\right)}{I_0^2(S) + Y_0^2(S)}; \quad (15)$$

$$N_\gamma(0, Z, t) = A_\gamma e^{-\frac{t}{\tau_1}} \int_0^\infty dk \cos kZe^{-D_1 tk^2} \int_0^\infty SdSe^{-\frac{D_1 t S^2}{R^2}} \times \\ \times \frac{W_n(K_1^2 S^2) \cdot W_\gamma(K_1^2 S^2)}{I_0^2(S) + Y_0^2(S)}; \quad (16)$$

$$W_\alpha(K_1^2 S^2) = \frac{K_0(y_\alpha)}{S^2 + y_\alpha^2}; \quad y_\alpha = R \sqrt{k^2 + \theta_\alpha^{-1}}; \quad \alpha = n \text{ или } \gamma; \quad (17)$$

* Впервые подробное математическое исследование задач ИНГК с «черной» скважиной выполнено Б. М. Рудыком.

** Практически этот случай охватывает все случаи с достаточно малым значением $\tau_1 \gg \tau_2$.

*** Порядка нескольких сотен мксек.

$$A_n = \frac{1}{2\pi^2\theta_n}; \quad A_\gamma = \frac{R^2}{\pi^2\theta_n\theta_\gamma}. \quad (18)$$

$\theta_n \approx \theta_2$ и зависит от θ_2 , θ_1 и R [9]; I_m, Y_m, K — функции Бесселя m -го порядка в обычных обозначениях. С помощью теории аппроксимации функций выражения для N_n и N_γ можно представить в виде однократных интегралов или даже в безынтегральной форме, что физически более наглядно и резко сокращает машинное время при численных расчетах. Например, радиальное распределение нейтронов в пласте при больших временах t имеет вид

$$N_n(\rho) \sim \begin{cases} \ln\left(\frac{\rho}{R}\right) (M^2(t) + 0,021\rho^2/R^2)^{-3/2}; & \frac{\rho}{R} \leq 4 \\ \frac{(\rho-R)}{M^3(t)} \exp\left[-\frac{(\rho-R)^2}{4M^2(t)}\right]; & \frac{M(t)}{R} \gtrsim \frac{\rho}{R} > 4, \end{cases} \quad (19)$$

где $M^2(t) = \sqrt{D_2 t + L_n^2}$. Следовательно, при увеличении ρ от R до ∞ сначала $N_n(\rho)$ логарифмически возрастает от нуля, затем достигает максимума и падает по гауссовому закону (см. рис. 6, б). Плотность гамма-квантов приближенно может быть записана в следующей более простой форме однократного интеграла:

$$N_\gamma(0, Z, t) \approx \frac{0,9A_\gamma e^{\frac{t}{\tau_2}}}{R^2/L_\gamma^2 - R^2/L_n^2} \int_0^\infty dk \cos kZ e^{-D_2 t k^2} [k_0(y_n) V_\gamma(k^2) - K_0(y_\gamma) \times \\ \times V_n(k^2)]. \quad (20)$$

Здесь

$$V_\alpha(k^2) = k_0(y_\alpha) E_i\left(-\frac{D_2 t y_\alpha^2}{R^2}\right) \exp\left(\frac{D_2 t y_\alpha^2}{R^2}\right); \quad (\alpha = n \text{ или } \gamma), \quad (21)$$

где $E_i(x)$ — интегральная показательная функция.

Согласно (15) и (16) зависимости $N_n(\rho, Z, t)$ и $N_\gamma(0, Z, t)$ могут быть представлены в виде

$$N_\alpha(\rho, Z, t) = e^{-t/\tau_2} \Pi_\alpha(\rho, Z, t); \quad (\alpha = n \text{ или } \gamma), \quad (22a)$$

где функции Π_α , определяемые формулами (15), (16) или (20), не зависят от τ_2 и могут быть легко рассчитаны (см. рис. 5). Из (22a) следует алгоритм определения τ_2 в экспериментальных моделях пласта, пересеченного «черным» цилиндром:

а) в точке $(\rho_1^1 Z_1^1)$ системы измеряется временная зависимость $N_\alpha(t)$;

б) для тех же значений ρ' и Z' при известных R , D_2 и θ_2 рассчитывается функция $\Pi_\alpha(t)$;

в) строится зависимость

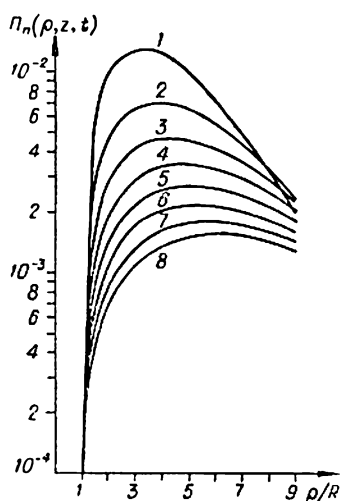
$$\ln \frac{\Pi_\alpha(\rho_1^1 Z_1^1 t)}{N_\alpha(\rho_1^1 Z_1^1 t)} = \frac{t}{\tau_2}, \quad (22б)$$

угловой наклон которой, начиная с некоторого t , должен быть равен $\frac{1}{\tau_2}$. Основное преимущество данной методики состоит в том, что, хотя вносимое «зачерненной» скважиной возмущение максимально, оно точно известно и просто учитывается. Это важно в силу того, что даже в модельных измерениях эффект скважины, с одной стороны, не может

быть полностью исключен, а с другой, принципиально не поддается строгому учету.

В настоящее время нет экспериментальных данных для случая $\tau_1=0$, которые можно было бы сравнить с выполненными расчетами. Сравнение теоретических кривых радиального распределения нейтронов $N_n(\rho, t)$ с экспериментальными данными, полученными для нулевого, но достаточно малого значения $\tau_1 \approx 50 \div 70$ мсек, позволяет говорить о подтверждении лишь обеих закономерностей распределения $N_n(\rho, t)$, следующих из выражений (19) (см. рис. 6, б).

Рис. 5. Функция $\Pi_n(\rho, Z, t)$.
Значения t (мсек): 1) 0,5, 2) 1,0, 3) 1,5, 4) 2,0, 5) 2,5, 6) 3,0, 7) 3,5, 8) 4,0.



В случае ИНГК была рассчитана зависимость декремента временного затухания λ_γ плотности гамма-квантов на оси «черной» скважины

$$\lambda_\gamma = - \frac{d \ln N_\gamma(0, Z, t)}{dt} \equiv \frac{1}{\tau_2} + \Delta_\Phi \quad (23)$$

от Z , R и свойств системы (рис. 6). В отличие от однородной среды и сухой скважины поправка Δ_γ в этом случае довольно значительна и в общем случае зависит от рассеивающих свойств среды.

Значение Δ характеризует величину абсолютного отклонения экспериментально измеряемого декремента затухания $\lambda_{\text{эксп}}$ от искомого значения $\frac{1}{\tau}$ для пласта. Относительное отклонение от $\frac{1}{\tau}$ определяется величиной

$$\frac{\lambda - \tau^{-1}}{\tau^{-1}} = \tau \cdot \Delta. \quad (24)$$

Так как отклонение Δ не зависит от неизвестного значения τ и может быть рассчитано теоретически, выражение (23) реализует решение обратной задачи ИНГК в рассматриваемом приближении; соответствующий теоретико-экспериментальный алгоритм для определения $1/\tau$ имеет вид

$$\frac{1}{\tau} = \lambda_{\text{эксп}} - \Delta_{\text{теор}}(Dt, Z, R, \theta_n, \theta_\gamma). \quad (25)$$

На рис. 6, а представлена зависимость декремента временного затухания λ от Z для различных сред и радиусов скважины. Для сравнения здесь же нанесены соответствующие значения $1/\tau$ и кривые для однородной среды. Во всех случаях декременты затухания в однородной среде и в «черной» скважине слабо отличаются друг от друга (по крайней мере до $Z \approx 60 \div 70$ см). Поскольку однородная среда ($\tau_1 = \tau$) и модель «черной» скважины ($\tau_1 = 0$) представляют собой предельные случаи реальной двухслойной среды ($0 < \tau_1 < \tau$), естественно предположить что и в последнем случае при $t > t_{\text{ас}}$ декремент затухания будет слабо отличаться от соответствующего λ в «черной» скважине.

Наиболее существенно отклонение Δ зависит от величины зонда Z (рис. 6, а). Характерно, что с увеличением Z , $\Delta(Z)$ при всех m_n , t и R

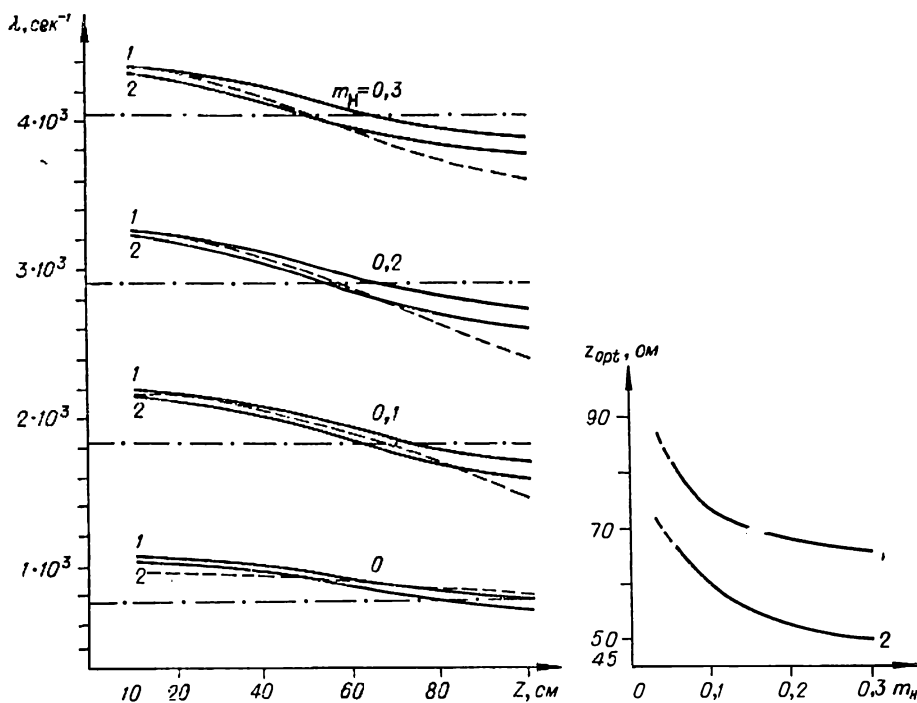


Рис. 6.

а — зависимость декремента затухания интенсивности гамма-квантов от длины зонда в пласте песчаника с «черной» скважиной (сплошные кривые) и в однородном пласте (пунктир) при различных значениях пористости m_H . Шифр семейств кривых — значение m_H ; $t=2$ мсек. Штрих-пунктирные прямые — значения $1/\tau_2$ для данного m_H ($1-R=10$ см; $2-R=2$ см); б — зависимость оптимального зонда z_{opt} при ИНГК от пористости в случае пласта песчаника; $t=2$ мсек ($1-R=10$ см; $2-R=2$ см). Значение z_{opt} определялось из $\lambda(z_{opt})=1/\tau_2$; $\Delta(z_{opt})=0$.

меняет знак с положительного на отрицательный. Зонд $Z = Z_{opt}$, при котором

$$\Delta(Z_{opt}) = 0; \quad \lambda(Z_{opt}) = \frac{1}{\tau}, \quad (26)$$

будем называть оптимальным зондом.

Положение оптимального зонда меняется незначительно при изменениях t , R и m_H в широких пределах, начиная с $m_H \approx 5\%$ (рис. 6, б). Так, для всех пластов с пористостью 5% и выше при задержках от 0,5 до 2 мсек и при $R=10$ см Z_{opt} колеблется от 65 до 82 см медленно убывая с уменьшением t . При этом зависимость Z_{opt} от m_H более существенна, чем от t . Например, при изменении t от 0,5 до 2 мсек оптимальный зонд сдвигается не более чем на 4 см, независимо от водородосодержания среды. Учитывая также, что при отклонении на ± 10 см изменение $\tau\Delta$ не превышает нескольких процентов, можно сделать важный для практики ИНГК вывод о существовании универсального оптимального зонда

$$Z_{opt} = 70 \text{ см} \quad (27)$$

для всех сред с $m_H \geq 5\%$, при котором относительное отклонение $\tau\Delta < 0,05\%$.

Приведенные выше результаты позволяют утверждать, что отклонение Δ мало меняется в широком диапазоне времен t , пористостей m_H и

радиусов скважины R . Благодаря этому зависимость $\Delta(t, Z, R, m_n)$ оказалось возможным описать простой и достаточно точной формулой

$$\Delta = \frac{1}{a + bZ^2} - c, \quad (28)$$

где

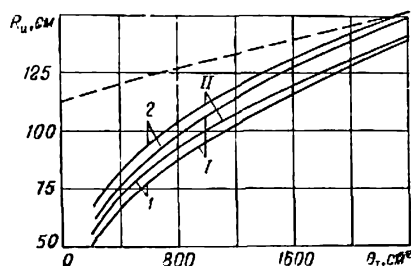
$$\begin{aligned} a &= 0,56 + 0,215 t; \\ b &= (1,47 + 2,27 m_n - 0,073 R) \cdot 10^{-4}; \\ c &= 0,887 - 0,111 t. \end{aligned}$$

Здесь m_n — дана в процентах; t — в миллисекундах; Z, R — в сантиметрах; Δ — в обратных миллисекундах. Из формулы (28) можно получить приближенное выражение для Z_{opt} , используя определение (26).

$$Z_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{1}{b} \left(\frac{1}{c} - a \right)}. \quad (29)$$

Радиус зоны исследования ИНГК в среде с «черной» скважиной рассчитывался исходя из уравнения, аналогичного (12). Зависимости $R_u^Y(t)$ изображены на рис. 7. R_u^Y слабо зависит от радиуса скважины R и зонда Z . Уменьшение глубинности в этом случае по сравнению с однородной средой легко объяснимо. В области вокруг скважины с линейными размерами $\rho \sim (2-3) L_Y$, откуда приходит основная часть регистрируемого излучения, распределение тепловых нейтронов в основном определяется сильным стоком в скважину и практически не зависит от свойств среды на расстояниях, которые уже существенны в однородной среде.

Рис. 7. Радиус исследования ИНГК $R_u^Y(t)$ в системе с «черной» скважиной:
1) $R=5$ см; 2) $R=15$ см; I) $z=0$; II) $z=100$ см. Пунктирная кривая — $R_u^Y(t)$ для той же однородной среды (сухой песок, $\mu=0,05$ см $^{-1}$). По оси абсцисс отложена величина $\Theta_T = Dt$.



Случай пустой скважины

Рассмотрим пространственно-временное распределение тепловых нейтронов в бесконечной гомогенной среде с цилиндрической полостью радиуса R , на оси которой расположен точечный импульсный источник быстрых нейтронов. Исследование этой задачи представляет интерес, в частности, для выяснения следующих вопросов.

1. Прибор ИННК в значительной степени пустой и в первом приближении его можно рассматривать как цилиндрическую полость. Решение данной задачи позволит оценить влияние этой полости на показания ИННК.

2. При ИННК влияние ближней зоны хотя и ослаблено в значительной мере по сравнению со стандартными методами радиоактивного каротажа, но все же имеет место. Возмущающее влияние скважины зависит в первую очередь от ее размеров и заполнения. С этой точки зрения представляет интерес исследование одного из предельных случаев возмущения, который реализуется цилиндрической полостью.

3. Исследование данной задачи должно пролить свет на вопрос о возможностях количественного определения нейтронных параметров

пласта в сухих скважинах, что может оказаться важным для задач рудной геофизики.

Перенос нейтронов в пустоте ($\rho \leq R$) описывается кинетическим уравнением

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\vec{v}\vec{\omega}\nabla n_1 - \frac{v}{\lambda} n_1 + S. \quad (30)$$

Здесь λ — длина свободного пробега, которая в пустоте стремится к бесконечности; $n_1(\vec{r}, t, \vec{\omega})$ — плотность нейтронов, движущихся в направлении вектора $\vec{\omega}$, $\vec{\omega} = \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|}$; v — скорость нейтрона; S — плотность источников. Замедление нейтронов во внешней среде рассматривается по теории возраста, а перенос тепловых нейтронов — в одгрупповом диффузионном приближении. Оба эти процесса можно описать единым уравнением

$$\frac{\partial N_2}{\partial \theta} = \Delta N_2 - \frac{N_2}{L_2(\theta)}. \quad (31)$$

Здесь $N_2(\vec{r}, t)$ — полное число нейтронов в единице объема; $\theta(t)$ — символический возраст нейтронов; $L(\theta)$ — длина диффузии, причем

$$\theta(t) = \int_0^t D(S) dS; \quad L^{-2}(\theta) = \begin{cases} 0 & \text{при } \theta < \theta_{\text{зам}}, \\ (D\tau)^{-1} & \text{при } \theta > \theta_{\text{зам}}, \end{cases}$$

$\theta_{\text{зам}}$ — возраст замедлившихся нейтронов; τ — среднее время жизни тепловых нейтронов в пласте. Систему уравнений (30)–(31) решаем в «квазистационарном» приближении, полагая

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} = 0, \quad (32)$$

что соответствует пренебрежению изменением распределения нейтронов в системе за время пролета их через полость. Дополнительный анализ показывает, что это справедливо для сред с низким водородосодержанием при не слишком больших размерах полости и зонда ($m_{\text{H}} \leq 10\%$; $R \leq 10$ см; $Z \leq 60 \div 80$ см). Условия непрерывности плотности и нормальной компоненты потока нейтронов на границе среда — вакуум имеют вид

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} n_1(\vec{r}, t, \vec{\omega}) d\vec{\omega} \Big|_{\rho=R} &= n_2(\vec{r}, \theta) \Big|_{\rho=R}; \\ v \int_{\Omega} (\vec{\omega} \cdot \vec{\rho}) n_1(\vec{r}, \theta, \vec{\omega}) d\vec{\omega} \Big|_{\rho=R} &= -D \frac{\partial u_2}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R}. \end{aligned} \quad (33)$$

Краевую задачу (30)–(31) с обычными условиями в нуле и на бесконечности решаем методом интегральных преобразований. Окончательные выражения для $N_1 = \int n_1 d\omega$ и N_2 имеют вид

$$\begin{aligned} N_1(\rho, Z, t) &= \frac{\Lambda}{\pi^3 R^3} e^{-t/\tau} \int_0^\infty \cos \frac{\alpha Z}{R} \Gamma_1(\rho, \alpha) B(\alpha) e^{-\frac{\theta \alpha^2}{R^2}} d\alpha \int \frac{e^{-\theta \xi^2} \xi d\xi}{Z_1^2 + Z_2^2}, \\ N_2(\rho, Z, t) &= \frac{\Lambda}{2\pi^3 R^2} e^{-t/\tau} \int_0^\infty \cos \frac{\alpha Z}{R} B(\alpha) e^{-\frac{\theta \alpha^2}{R^2}} d\alpha \times \\ &\times \int_0^\infty \frac{e^{-\theta \xi^2} [J_0(\rho, \xi) Z_1 - Y_0(\rho, \xi) Z_2] \xi d\xi}{Z_1^2 + Z_2^2}. \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь

$$\Gamma_1(\rho, \alpha) = 2 \int_0^{2\pi} d\varphi (\alpha |\rho/R \cos \varphi + \sqrt{1 - (\rho/R \sin \varphi)^2}| K_1(\alpha |\rho/R \cos \varphi + \sqrt{1 - (\rho/R \sin \varphi)^2}|).$$

при $\rho=0$

$$\Gamma_1(0, \alpha) = 4\pi\alpha K_1(\alpha).$$

$$B(\alpha) = 8\alpha^2 I_0(\alpha) K_1^2(\alpha) + \pi e^{-\alpha} w(\alpha);$$

$$w(\alpha) = 1 - \int_0^{\pi/2} \cos \varphi (1 + 2\alpha \cos \varphi) e^{-2\alpha \cos \varphi} d\varphi;$$

$$Z_1 = [w(\alpha) V_0(R\xi) + \xi F(\alpha) V_1(R\xi)];$$

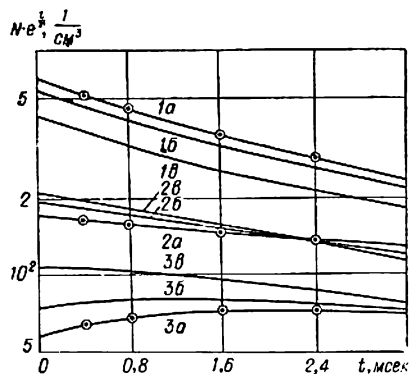
$$Z_2 = [w(\alpha) J_0(R\xi) + \xi F(\alpha) J_1(R\xi)];$$

$$F(\alpha) = 4\Lambda\alpha K_1(\alpha) I_0(\alpha); \quad \Lambda = \frac{D(0)}{v_0}.$$

Численные расчеты N_1 и N_2 были выполнены для внешней среды с параметрами: $\theta_{\text{зам}} = 650$ см, $D = 19,3 \cdot 10^4$ см²/сек (песок с $m_{\text{н}} \cong 10\%$) при трех значениях R (0,5, 4 и 8 см). На рис. 8 изображены зависимости $N_1(t) e^{t/\tau}$ на оси полости при различных Z и R и соответствующие кривые $N_{\text{одн}} e^{t/\tau}$. При $t = 0,8$ мксек влияние полости сводится к появлению множителя $Ae^{-\gamma t}$, где постоянные γ и A зависят от R и Z . При этом $\gamma \ll \tau^{-1}$

Рис. 8. Зависимость величины $N(t) e^{t/\tau}$ от t на оси цилиндрической полости для различных z и h :

1 — $z=20$ см; 2 — $z=60$ см; 3 — $z=80$ см. а — $R=0,5$ см; б — $R=4$ см; в — $R=8$ см. Крестики соответствуют однородной среде.



и, если $R \rightarrow 0$, $\gamma(R) \rightarrow 0$. Расчеты показывают также, что пустота не искажает гауссового характера зависимости N_1 от Z . Зависимость

$$\sigma^2(t) = \frac{Z_2^2 - Z_1^2}{4[\ln N_1(0, Z_1, t) - \ln N_1(0, Z_2, t)]}$$

в этом случае также линейна.

$$\sigma_{\text{одн}}^2(t) = Dt + \theta_{\text{зам}}$$

и имеет угловой наклон $D(R)$, слабо возрастающий от $D(R) = D_{\text{одн}} = 19,3 \cdot 10^4$ см²/сек при $R \leq 4$ см до $D(R) = 21,1 \cdot 10^4$ см²/сек для $R = 8$ см. Таким образом, наличие полости сводится к небольшому увеличению измеренного коэффициента диффузии D в направлении Z . Из сравнения распределений $N(\rho)$ для однородной среды и среды с полостью при различных значениях Z и $t = 2$ мксек следует, что эффект полости исчезает при $\rho > 40$ см.

ЛИТЕРАТУРА

- Портативные генераторы в ядерной геофизике. М., Атомиздат, 1962.
- Фано У, Спенсер Л, Бергер М. Перенос гамма-излучения. М., Госатомиздат, 1963.

3. Казарновский М. В. Труды ФИ АН СССР, т. XI, 1959.
4. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. ИЛ, 1961.
5. Франк И. М. Импульсный метод исследования свойств медленных нейтронов.— Труды ФИ АН СССР, т. XIV, 1962.
6. Кантор С. А. Глубинность исследования горных пород импульсным нейтронным каротажем с источником быстрых нейтронов. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1963.
7. Соколов Ю. А. Экспериментальное исследование нестационарной диффузии тепловых нейтронов в пласте, пересеченном крепленной скважиной.— Изв. АН СССР, серия «Физика земли», 1966, № 1.
8. Поляченко А. Л. Теория нестационарной диффузии тепловых нейтронов в двухслойной бесконечной среде с цилиндрической границей раздела.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1964, № 4.
9. Исаков А. И. Экспериментальные исследования нестационарного замедления нейтронов в тяжелых средах.— Труды ФИ АН СССР, т. XIV, 1964.
10. Кожевников Д. А. К расчету нейтронных характеристик горных пород.— Труды МИНХ и ГП, вып. 41. М., 1963.
11. Goldstein H., Wilkins J.— J. USAEC report, № 40—3075, Oak — Ridge, 1954.
12. Flugge S. Über die raumliche Verteilung abgeb Neutronen.— Phys. Zeit, 1943, 44, 21/22.
13. Goldstein H, Zweifel P., Föster D. The slowing down of neutron in hydrogeneons mediastatus of the theory and experiment. Proc 11. Jnt. Conf. Geneva, 1958.

Д. Ф. Беспалов, Ю. В. Коноплев, Ю. А. Киценко

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИМПУЛЬСНОГО НЕЙТРОННОГО КАРОТАЖА ДЛЯ УСЛОВИЙ НИЗКОЙ МИНЕРАЛИЗАЦИИ ПЛАСТОВЫХ ВОД

Введение

Обычные радиоактивные методы (нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-метод, метод наведенной активности и др.), основанные на использовании стационарного источника нейтронов ($Po - Be$, $Po - V$ и др.), не позволяют разделять нефтеносные пласты от водоносных, если содержание элементов с высоким сечением захвата тепловых нейтронов невелико (5—30 г/л по содержанию $NaCl$). В этих условиях сказывается сильное влияние «ближней» зоны — скважины, через которую проводят исследования пластов. Наличие этой зоны обуславливает некоторый фон x плотности тепловых нейтронов, существенно уменьшающий полезную информацию о насыщении пластов.

Влияние скважины значительно снижается при использовании импульсного нейтрон-нейтронного метода, основанного на изучении распределения плотности тепловых нейтронов во времени против пластов разного насыщения (нефть, вода, газ). Разрешающая способность метода существенно увеличивается, если проводить регистрацию потока тепловых нейтронов на больших временах, когда плотность тепловых нейтронов в скважине значительно ниже, чем в пласте, и осущес-

свляется их «переток» из пласта в скважину. При этом импульсный нейтрон-нейтронный метод позволяет определять параметры, пропорциональные среднему времени жизни тепловых нейтронов в пласте (τ), что выгодно отличает его от всех существующих радиоактивных методов исследования скважин. Значения параметров τ различны в нефтеносных, газоносных и водоносных пластах.

Однако на показания импульсных методов оказывает существенное влияние неоднородность изучаемого разреза по объемному водородосодержанию, что может привести в условиях небольшой минерализации пластовых вод к «перекрытию» по значениям τ против пластов одинакового насыщения (нефти или воды). Следовательно, такие пласты будет трудно отличить от пластов разного насыщения (нефть, вода). Кроме того, влияние «ближней» зоны (скважины) хотя и уменьшается, но все же остается достаточно большим.

Указанные трудности, а также конкретные условия измерений в скважинах (повышенные температуры) требуют определенного подхода к решению ряда задач промысловой геологии методом импульсного нейтрон-нейтронного каротажа (ИННК) в сложных условиях низкой минерализации пластовых вод. Такими задачами являются:

1) определение первоначального и текущего положения водонефтяного контакта при минерализации пластовых вод 20—25 г/л NaCl;

2) определение водонефтяного контакта в условиях пресных пластовых вод;

3) выделение газоносных пластов среди обводненных в процессе эксплуатации месторождений.

Решение перечисленных задач невозможно без создания высокоэффективной и стабильной аппаратуры — управляемых скважинных генераторов нейтронов, способных работать в условиях повышенных температур (60—100°C) и отвечающих требованиям методики для сложных геологических разрезов.

Настоящая статья посвящается опыту применения аппаратуры и методики ИННК в условиях некоторых месторождений нефти и газа Краснодарского края.

Работа выполнялась совместно ВНИИЯГГ и Краснодарским филиалом ВНИИ геофизики.

Аппаратура импульсного нейтрон-нейтронного каротажа

На вооружении промысловой геофизики имеются два типа серийной аппаратуры ИННК: ИГН-1 и ИГН-1М.

При определении характера насыщения горных пород в условиях низкой минерализации пластовых вод ($3 \div 30$ г/л NaCl) и повышенных температур в скважинах ($60 \div 100^\circ\text{C}$) к аппаратуре ИННК (скважинному прибору) предъявляются высокие требования: 1) прибор должен быть надежным к работе при указанных температурах окружающей среды; 2) скорость счета на зонде 0,4 м по интегральному счету в скважине 9³/₄", обсаженной 5" колонной, заполненной пресной водой, против пласта глин должна быть не меньше 20000 имп/мин; 3) стабильность при непрерывной работе в скважине в течение 8—12 ч должна обеспечивать повторяемость кривых с точностью для интегрального канала не хуже 3—5%, для дифференциальных — не хуже 10—15%.

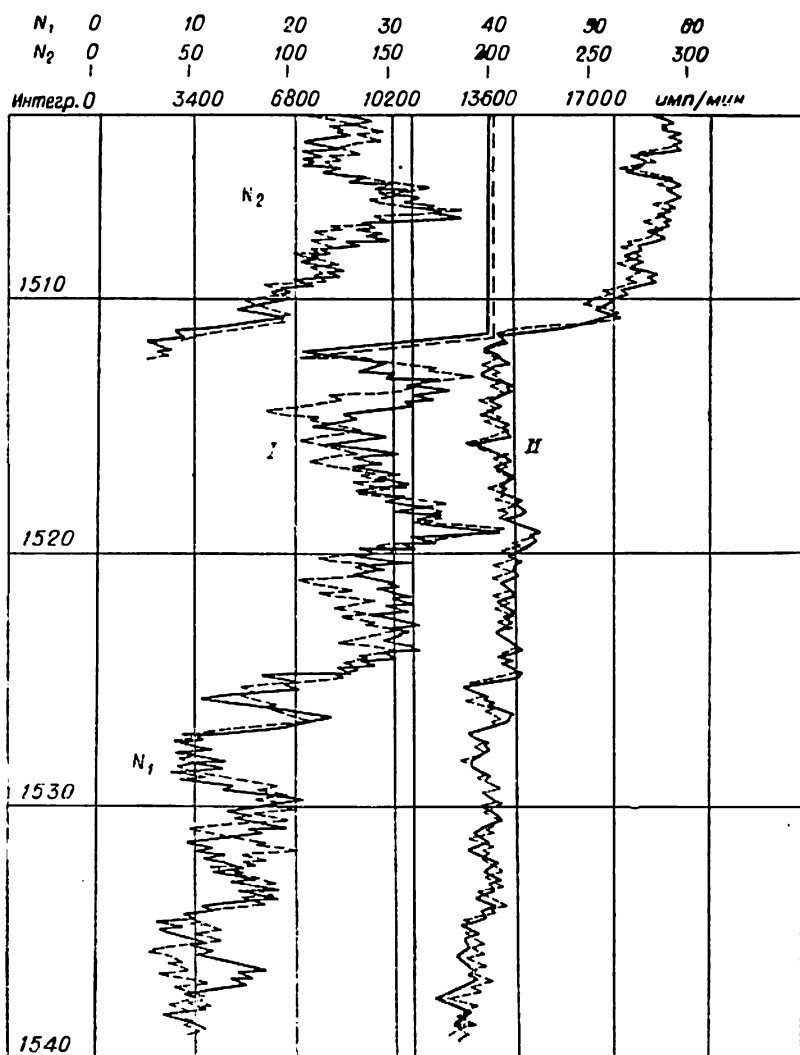


Рис. 1. Повторяемость кривых ИННК:

I — дифференциальные кривые ($t_3=1680$ мсек, $\Delta t=200$ мсек, $\tau=30$ сек); II — интегральные кривые.

Серийно выпускаемая аппаратура не удовлетворяет указанным требованиям и нуждается в некоторых улучшениях.

Были изучены возможности улучшения серийной аппаратуры и найдены способы устранения ряда ее недостатков. Эксплуатация усовершенствованной аппаратуры в скважинных условиях показала весьма удовлетворительную надежность ее работы и высокую (для данного типа аппаратуры) стабильность измерений. В [1, 2] описываются пути повышения термостойкости, эффективности и стабильности серийного генератора нейтронов ИГН-1.

На рис. 1 показаны кривые ИННК с повторным измерением по скв. 98. Измерения проводились при относительно низком значении скорости счета, т. е. условия были неблагоприятными для хорошего воспроизведения результатов повторных измерений. Из рисунка видно, что повторяемость кривых удовлетворительная.

Усовершенствованный генератор нейтронов ИГН-1 [1] работоспособен в скважинах с температурами до $+85^{\circ}\text{C}$ при интенсивности интегрального счета против пластов глин 60 000 *имп/мин*.

Кроме того, был разработан и испытан высоковольтный термостойкий генератор нейтронов [2]. Прибор отличается высокой эксплуатационной надежностью. При температурах $+(85-100)^{\circ}\text{C}$ и скорости счета 60 000—80 000 *имп/мин* в интегральном канале стабильность показаний не хуже, чем у аппаратуры ДРСТ. Этот прибор явился прототипом серийной аппаратуры ИГН-1М.

Определение первоначального и текущего положения ВНК

Определение первоначального положения ВНК в новых скважинах осложняется как неоднородностью разреза по водородосодержанию, так и влиянием фильтрата пресного бурового раствора, нейтронные свойства которого (среднее время жизни) одинаковы с нефтью, но различны с пластовой водой.

Проникая в водоносные пласты, пресный фильтрат бурового раствора выравнивает нейтронные параметры нефти и воды и, следовательно, сильно затрудняет или вовсе исключает возможность определения первоначального положения водонефтяного контакта. Если проводить измерения сразу после окончания бурения скважины, показания ИННК будут отражать изменения водородосодержания разреза, т. е. пористость. При повторных измерениях через некоторый промежуток времени фильтрат бурового раствора будет «рассасываться» в результате диффузии против водоносных пластов и будет изменяться их нейтронная характеристика, что, естественно, отразится на показаниях метода. Сравнивая первоначальные и повторные измерения против одного и того же пласта, можно одновременно определять его нейтронную характеристику (изменение τ), тогда как все другие нейтронные параметры (коэффициент диффузии, длина замедления) и диаметр скважины остаются неизменными. В этом случае остается неясным влияние различного заполнения скважины при повторных измерениях (глинистый раствор, пресная и минерализованная вода).

Однако исследования на нескольких временных задержках позволяют исключить влияние изменений нейтронных параметров «ближней» зоны при определении насыщения пластов.

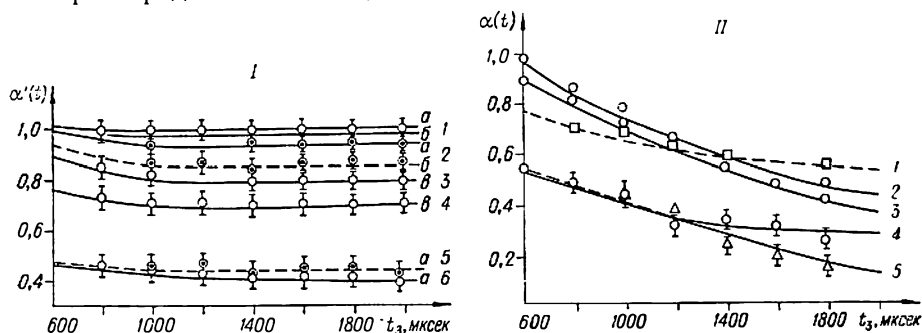
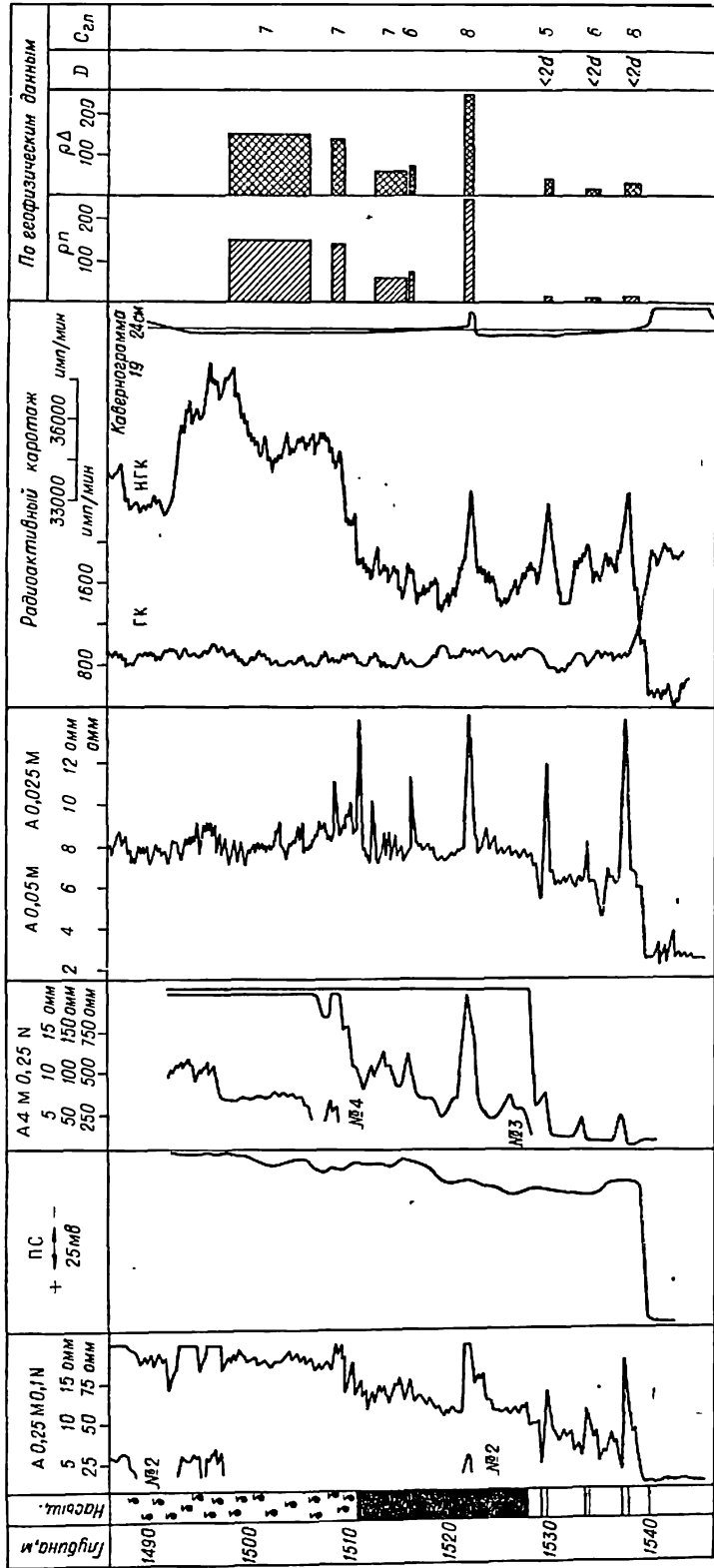


Рис. 2. Исследования влияния «ближней» зоны на показания ИННК:

I — относительные значения плотности тепловых нейтронов в моделях пластов при различном заполнении скважины. Минерализация воды в колонне: а — 20 г/л NaCl, б — 70 г/л NaCl, в — 120 г/л NaCl. 1, 2, 3 — «пресный» пласт, цемент «пресный», 2, 4, 6 — «соленый» пласт, 5, 6 — цемент затвора. II — повторные измерения ИННК против пластов разного насыщения. Минерализация воды в пласте: 1, 4 — 10 г/л NaCl, 2, 3, 5 — 20 г/л NaCl. Цемент: 1, 2, 3 — «пресный», 4, 5 — «соленый».



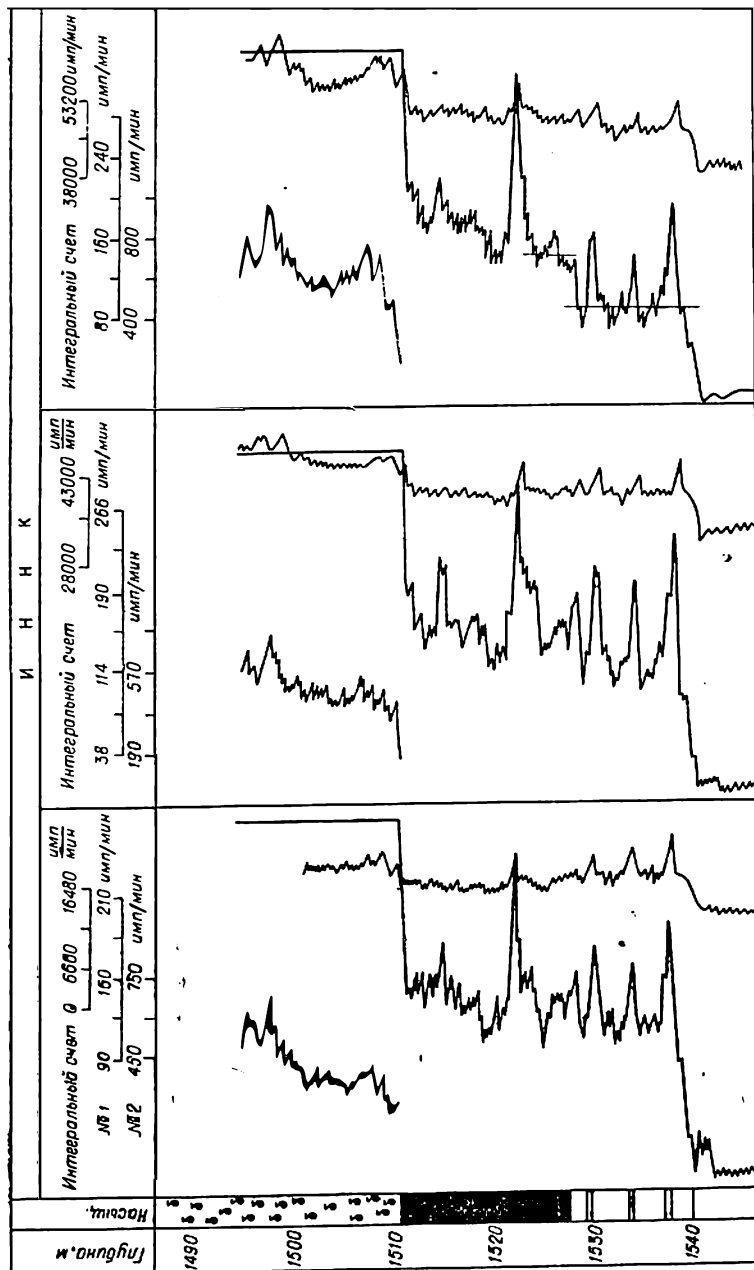


Рис. 3. Повторные измерения ИНК в скважине. $t_3 = 1600$ мксек, $\Delta t = 200$ мксек.

На рис. 2, 1 представлены кривые относительных значений плотности тепловых нейтронов в модели пластов одинакового насыщения при различном заполнении скважины. Измерения проводились лабораторным генератором нейтронов с частотой следования импульсов нейтронов 400 гц, ширина временного окна составляла 200 мксек. Экспериментальное среднее время жизни тепловых нейтронов при «пресном» насыщении пласта составляло 290 мксек, при «соленом» (20 г/л NaCl) — 240 мксек. Минерализация воды в скважине изменялась от 20 до 120 г/л NaCl.

Как следует из графиков рис. 2, 1, изменение относительного параметра $\alpha'(t) = \frac{n_1}{n_2}$ (n_1, n_2 — значение плотности тепловых нейтронов против одного и того же пласта) при различном заполнении скважин равно нулю при увеличении времени задержки, начиная с $t_3 = 1000$ мксек. С ростом минерализации жидкости в скважине $\alpha'(t)$ не изменяется при увеличении времени задержки t_3 , хотя абсолютное значение $\alpha'(t)$ уменьшается с увеличением минерализации жидкости.

Изменение насыщения пластов (пресная, минерализованная вода) уменьшает величину $\alpha(t)$ с увеличением времени задержки, если последнее превышает 1000 мксек. При этом в качестве критерия для определения изменения $\alpha(t)$ принимается величина $\Delta\alpha = \alpha_{\min} - \alpha_{\max} > \delta\alpha_{\max}$, где $\alpha_{\min}, \alpha_{\max}$ — минимальная и максимальная временные задержки; $\delta\alpha_{\max}$ — ошибка измерений на максимальной временной задержке. Интерпретацию результатов измерений можно считать надежной, если $\Delta\alpha \geq 2\delta\alpha_{\max}$.

Значение параметра $\Delta\alpha(t)$ не изменяется против нефтеносных пластов, что позволяет уверенно определять положение водонефтяного контакта в новых скважинах путем сравнения измерений ИННК во времени. На рис. 3 показана диаграмма ИННК по скв. 827 Анастасиевско-Троицкого месторождения. Положение ВНК определяется повторными измерениями через 30 сут после окончания бурения скважины. Неоднородность разреза, представленного плотными пластами ($K_n = 7-10\%$), не играет существенной роли, так как исключается этими измерениями.

Изменение минерализации цементного кольца, помещаемого между породой и колонной для крепления последней, оказывает значительное влияние на распределение плотности тепловых нейтронов, не изменяя нейтронной характеристики пластов (τ). Против пластов разного насыщения (пресного, соленого), с разной минерализацией цемента ($0 \div 40$ г/л NaCl) относительные показания ИННК возрастают с увеличением задержки. Минерализация цемента резко увеличивает различия в плотности тепловых нейтронов против «пресного» и «соленого» пластов, однако это увеличение в условиях скважины может оказаться ложным, так как граница участков цемента с различной концентрацией соли не всегда соответствует истинному положению водонефтяного контакта. Следовательно, при определении ВНК необходимо использовать не менее двух временных задержек, начиная с $t_3 = 1200$ мксек, причем показания плотности тепловых нейтронов должны увеличиваться с ростом задержки против пластов с разным средним временем жизни тепловых нейтронов τ_2 и оставаться постоянными против пластов с одинаковым τ_2 , но различным τ_1 в «ближней» зоне (скважина, цемент).

Повторные измерения ИННК могут быть использованы для выбора основных критериев интерпретации диаграмм при исследовании старых скважин, находящихся в эксплуатации 5—10 лет, когда первоначальная характеристика пластов известна по данным других методов каротажа. Действительно, имея ряд измерений ИННК в новых скважинах во вре-

мени, можно определить различия в показаниях метода, связанные с изменением водородосодержания (пористости пластов) и хлоросодержания (нефть, вода).

Проведя исследование в скважинах, вскрытых бурением, получаем изменения плотности тепловых нейтронов на различных временных задержках, связанные с различной пористостью пластов, а спустя определенное время, когда восстанавливаются нейтронные параметры водоносных пластов, — с их насыщением.

Учитывая, что при импульсном нейтрон-нейтронном каротаже одновременно с «дифференциальной кривой» записывается «интегральная» (диаграмма ННК), которая отражает изменение водородосодержания пластов по разрезу, можно получить критерии различия показаний метода.

Неоднородность разреза по водородосодержанию в условиях низкой минерализации пластовых вод можно учитывать по интегральной кривой ИННК — ННК. На рис. 4 представлена зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов $\tau_{\text{эксп}}$ от относительной вели-

чины $q_{\Sigma} = \frac{n}{n_{\text{г.л}}}$ для IV горизонта Анастасиевско-Троицкого месторождения ($C=20-25 \text{ г/л NaCl}$), где n — скорость счета против пласта неизвестного па-

сыщения, $n_{\text{г.л}}$ — то же, против пластов однородных глини ($\tau_{\text{эксп}} = 170-180 \text{ мксек}$). Значение параметров $\tau_{\text{эксп}}$ и $q_{\Sigma \text{ г.л}}$ против нефтеносных и водоносных пластов «пересекаются» в двух случаях:

а) когда $\tau = 230-250 \text{ мксек}$, что соответствует глинистым пластам ($e_{\text{г.л}} = 15-18\%$) и нефтенасыщенности $K_n \cong 66\%$;

б) когда $\tau = 460-480 \text{ мксек}$, что соответствует пластам мощностью $0,6-0,4 \text{ м}$, пористостью $\sim 10-15\%$.

В этих двух случаях $\Delta\tau = 20-30 \text{ мксек}$, что находится в пределах чувствительности метода ИННК.

В интервале $\tau_{\text{эксп}} = 250-420 \text{ мксек}$ разница в $\Delta\tau \geq 50 \text{ мксек}$ (при $q_{\Sigma} = \text{const}$), что позволяет разделять нефтеносные и водоносные пласты по величинам τ и $q_{\Sigma \text{ г.л}}$.

Зависимость, показанная на рис. 4, составлена по результатам измерений на точках против пластов разного насыщения с ошибкой, не превышающей $3-5\%$, и указывает на принципиальную возможность (в некоторых пределах) определения положения водонефтяного контакта в трех случаях:

1) одинакового водородосодержания нефтеносных и водоносных пластов ($m_n = m_w$);

2) водородосодержание нефтеносных пластов меньше, чем водоносных ($m_n < m_w$);

3) водородосодержание нефтеносных пластов выше, чем водоносных ($m_n > m_w$).

Во всех трех случаях показания интегральной кривой различны.

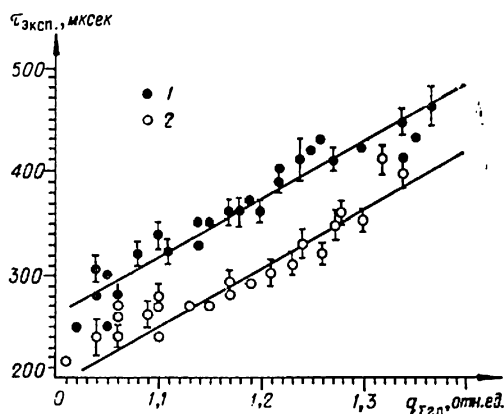


Рис. 4. Зависимость $\tau_{\text{эксп}}$ от относительной плотности тепловых нейтронов, измеренной по интегральной кривой:
1 — нефтеносные пласты; 2 — водоносные.

На рис. 5 показана зависимость параметра q_{Σ}^* от разницы в нейтронных параметрах нефтеносных и водоносных пластов ($\Delta\tau$) с учетом того, что интегральная кривая не реагирует на хлоросодержание пластов, а водородосодержание нефтеносных пластов равно и близко к 1. При этом $\Delta\tau = 50-60$ мксек.

Изменение q_{Σ} связано с различным водородосодержанием пластов, и, следовательно, при $q_{\Sigma} = \text{const}$ разница в средних временах жизни тепловых нейтронов будет больше против пластов, отличающихся по хлоросодержанию. Величина $\Delta\tau$ отражает изменение плотности тепловых нейтронов на дифференциальных временных задержках. Учитывая это, можно показать, что изменение плотности зависит от хлоро- и водородо-

содержания пластов в зоне БНК. На рис. 5 приведены соответствующие зависимости параметров дифференциации $q(t)$ против нефтеносных и водоносных пластов IV горизонта и пластов одинакового насыщения (нефть и вода). В качестве шифра кривых даны значения параметра q_{Σ} определяемые по интегральной кривой.

Из графиков рис. 5 следует:

1) значения параметров $q(t)$ существенно различны против пластов одинакового и разного насыщения разной пористости;

2) в старых скважинах значения параметров $q(t)$ выше, чем в новых, из-за различий в ближней зоне (цементное кольцо) при прочих равных условиях;

3) при увеличении диаметра скважины до $11\frac{3}{4}$ ", $d_{\text{кол}} = 8$ " становится невозможным использование интегральной кривой для учета изменений водородосодержания пластов.

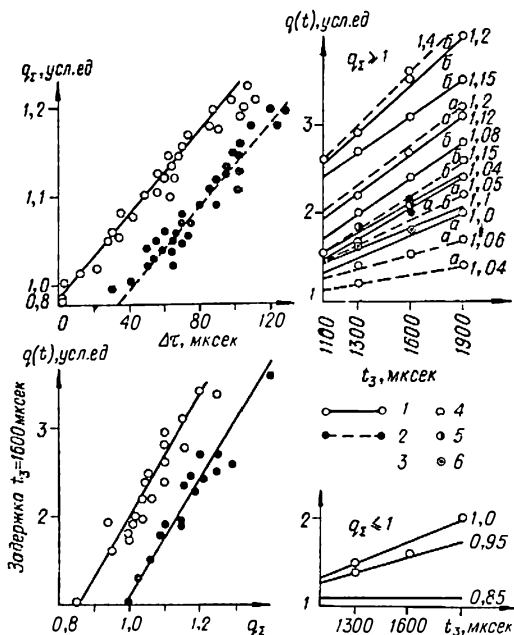


Рис. 5. Графики изменения коэффициентов дифференциации против пластов IV горизонта Анастасиевско-Троицкого месторождения:

а — новые скважины; б — старые. 1) нефте- и водоносные пласты в зоне БНК; 2) водо- или нефтеносные пласты с разным $\tau_{\text{эксп}}$. Диаметр скважины: 3) $9\frac{1}{4}$ ", 4) 5", 5) 6", 6) $11\frac{3}{4}$ ".

Приведенные графики позволяют предложить следующую схему измерений и интерпретации диаграмм ИННК.

1. Проводится непрерывная запись кривых ИННК по дифференциальному (не менее двух) и интегральному каналам.

2. По известным данным (БКЗ) выясняются первоначальное положение ВНК и уровень водоносных пластов, расположенный ниже его.

3. Определяется значение параметра q_{Σ} для водоносных пластов в зоне предполагаемого ВНК. По величине q_{Σ} (больше или меньше единицы) устанавливается тип контакта пластов конкретной скважины, зависящий от водородосодержания. Определяется параметр $q(t)$, и по графикам рис. 5 исследуется каждый пласт, в результате чего устанавливается граница ВНК.

* p_{Σ} — изменение плотности тепловых нейтронов в зоне ВНК или против пластов разного водородосодержания.

Определение водонефтяного контакта в условиях пресных пластовых вод

В условиях отсутствия солей в пластовых водах среднее время жизни тепловых нейтронов в нефти и воде одинаково, и, следовательно, разделение таких пластов методом ИННК на данном этапе не представляется возможным. Однако на ряде месторождений в нефтях содержится попутный газ, который увеличивает среднее время жизни тепловых нейтронов в нефти. С увеличением содержания газа разница в средних временах жизни тепловых нейтронов в нефти и воде растет и достигает $\Delta\tau = 40\text{—}50$ мксек при содержании газа $\sim 160\text{—}200$ м³ на 1 т нефти. Это позволяет предполагать, что такие нефтеносные пласты отличаются по плотности тепловых нейтронов от водоносных.

Первые исследования в таких условиях проводились на месторождении Асфальтовая Гора, воды которого содержат соли ~ 3 г/л NaCl¹, а концентрация газа в нефти достигает ~ 170 м³/т. Показания интегральной кривой в интервале исследования различаются не более чем на 5—6%, что исключает возможность больших колебаний водородосодержания пластов. Например, $q(t)$ достигает 2, что указывает на изменение насыщения пластов, которое было подтверждено данными опробования скважины.

Выделение газоносных пластов среди обводненных

Решение этой задачи методом ИННК значительно легче, чем в условиях нефтяных скважин, так как различия нейтронных параметров газоносных и водоносных пластов значительны ($\Delta\tau \geq 200\text{—}400$ мксек) и в большей степени зависят от содержания водорода в единице объема пласта, чем от минерализации пластовых вод. В условиях «хороших» коллекторов (неглинистых, с высоким значением $\tau_{\text{св}}$, 800—1000 мксек) средние времена жизни тепловых нейтронов в газоносных пластах составляют $\sim 500\text{—}600$ мксек, а в водоносных пресных пластах — 400—450 мксек. При наличии глинистых частиц, богатых железом и другими элементами с повышенным сечением захвата тепловых нейтронов, среднее время жизни тепловых нейтронов в скелете породы невелико (400—500 мксек). В таких случаях $\tau_{\text{эксп}} = 300\text{—}400$ мксек.

Если же пласты характеризуются различными нейтронными параметрами τ , разделение их требует определенного подхода. Так, на Ленинградском газоконденсатном месторождении при разделении газоносных и водоносных пластов в старых скважинах* аппаратура ИННК эталонировалась в пластах с известными нейтронными параметрами. Такими являлись водоносные пласты над продуктивным горизонтом, выбор которых осуществляется по законтурным скважинам, где все пласты были водоносными. Против эталонных водоносных пластов $\tau = 290\text{—}280$ мксек, а против газоносных 320—350 мксек. Таким образом, сравнение показаний ИННК против водоносных (эталонных) и газоносных пластов позволяло выделять последние по значениям плотности тепловых нейтронов. При этом использовались временные задержки 800, 1100 и 1600 мксек. Измерения на первых двух из них совпадали в водоносных пластах и расходились в газоносных. Третья задержка отражала изменение τ среды, так как значение этого параметра определяется, как известно, по трем

* Выделять пласты в процессе бурения можно путем повторных измерений.

последним временным задержкам (при частоте следования импульсов нейтронов 400 гц). Следовательно, можно составить график, связывающий «расхождение» в плотности тепловых нейтронов против газоносных пластов и значение $\alpha(t)$ на задержке 1600 мксек (рис. 6). Величины

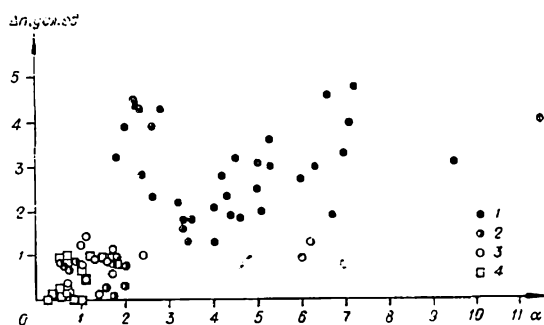


Рис. 6. Разделение газоносных и водоносных пластов методом ИННК.

Пласты: 1 — газоносные; 2 — слабогазоносные; 3 — пресные водоносные; 4 — насыщенные минерализованной водой.

$\alpha(t)$ против газоносных пластов будут значительно выше, чем в случае водоносных.

Из графика рис. 6 следует, что пласты различного насыщения могут быть однозначно разделены методом ИННК, за исключением слабогазоносных, в которых значение параметра τ , а следовательно, относительные значения результатов ИННК ($\Delta\rho$, $\alpha(t)$), «персекаются», что исключает однозначную интерпретацию таких пластов.

Выводы

Методом ИННК можно решить ряд актуальных задач разработки нефтеносных месторождений в условиях низкой минерализации пластовых вод. При этом основные трудности в определении, например, положения водоносного пласта возникают из-за колебаний водородосодержания нефтеносных или водоносных пластов, что затрудняет их разделение по среднему времени жизни тепловых нейтронов.

Решить задачу возможно путем повторных измерений ИННК против одного и того же пласта на различных временных задержках, начиная с 1000 мксек. При этом нефтеносные пласты не меняют своей нейтронной характеристики и, следовательно, относительные значения плотности тепловых нейтронов при изменении времени задержки остаются постоянными. Значение плотности тепловых нейтронов против водоносных пластов уменьшается с увеличением задержки. При исследовании старых нефтяных скважин необходимо проводить измерения не менее чем на двух временных задержках, начиная с $t_3 = 1200$ мксек, учитывая показания интегральной кривой ИННК в зоне водонефтяного контакта (кривая ННК).

Для исследований в условиях низкой минерализации пластовых вод необходимо иметь аппаратуру скважинного генератора нейтронов со стабильностью не хуже 2—3% по интегральной кривой и 10—15% на максимальной временной задержке. Дальнейшее усовершенствование аппаратуры наряду с повышением термостойкости должно идти по пути увеличения «выхода» быстрых нейтронов до 10^8 — 10^9 нейтр/сек, что позволит проводить исследования при более низкой минерализации пластовых вод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киценко Ю. А., Коноплев Ю. В. Висдрение аппаратуры ИГП-1 в производство. — Сб. «Геофизическая аппаратура», вып. 27. М., «Недра», 1965.
2. Беспалов Д. Ф. и др. Термостойкий скважинный генератор нейтронов. — Сб. «Геофизическая аппаратура», вып. 31. М., «Недра», 1966.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДИАГРАММ ИННК В УСЛОВИЯХ НИЗКОЙ МИНЕРАЛИЗАЦИИ ПЛАСТОВЫХ ВОД ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВОДОНЕФТЯНОГО КОНТАКТА

Известно, что определение положения водонефтяного контакта в обсаженных скважинах основано на различном содержании хлора в нефтеносных и водоносных пластах. Однако если концентрация солей достигает 20—25 г/л NaCl, однозначное разделение пластов по насыщению (нефть, вода) невозможно из-за влияния изменений их водородосодержания, а также низкой чувствительности радиоактивных методов со стационарным источником излучения (ИНК, ИГК).

Метод импульсного нейтрон-нейтронного каротажа по времени жизни тепловых нейтронов более чувствителен к минерализации пластовых вод. Однако обычная схема интерпретации диаграмм ИННК, основанная на различии параметров τ против нефтеносных и водоносных пластов, имеет существенные ограничения в условиях низкой минерализации пластовых вод из-за возможных «перекрытий» этих параметров, например, против пластов с разной пористостью.

На рис. 1 представлены результаты расчета параметров среднего времени жизни тепловых нейтронов в зависимости от пористости пластов K_n для минерализации пластовых вод 20 г/л NaCl ($\tau_{ск} = 1000$ мксек, $K_n = 0,8$). Пределы изменения значений параметров τ определяются тремя условиями (показаны пунктиром на чертеже).

1. Когда $m_n = m_v$, величина изменения $\Delta\tau = \tau_{н.п} - \tau_{в.п}$ максимальна и определение ВНК сводится к установлению минимальной разницы в нейтронных параметрах, при которой возможно однозначное разделение нефтеносных и водоносных пластов (исключение влияния ближней зоны соответствующим выбором диапазона временных задержек).

2. Если $m_n > m_v$, значение $\tau_{н.п}$ изменяется от величины, когда $\tau_{н.п} > \tau_{в.п}$ до величины, когда $\tau_{н.п} = \tau_{в.п}$. В последнем случае пористость пластов изменяется от 28% (водоносный пласт) до 40% (нефтеносный пласт). Следовательно, изменение пористости пластов компенсируется изменением их хлоросодержания.

3. $m_n < m_v$. Среднее время жизни нейтронов для нефтеносных пластов всегда выше, чем для водоносных. Поэтому выделение пластов по пористости и хлоросодержанию необходимо разделять.

Расчет изменений τ (рис. 1) проведен для наиболее благоприятных условий: высокий коэффициент нефтенасыщенности наряду с большим средним временем жизни тепловых нейтронов в скелете песчаника. Уменьшение $\tau_{ск}$ наряду с величиной коэффициента нефтенасыщенности сокращает разницу между параметрами средних времен жизни тепловых нейтронов ($\Delta\tau$), однако условия, представленные на рис. 1, со-

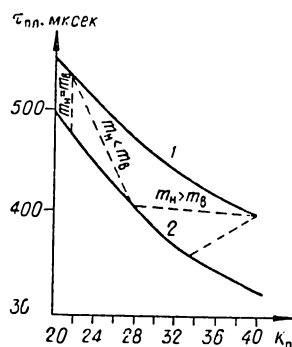


Рис. 1. Зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов от пористости пластов: 1 — нефтяной пласт; 2 — водоносный.

храняются для всех параметров пластов при низкой минерализации пластовых вод.

Следовательно, необходим учет изменений пористости пластов для однозначного определения положения водонефтяного контакта. Методы определения пористости (точнее водородосодержания) общеизвестны (ИНК—Т, ИНК—НТ, НГК). Но точный учет изменений пористости пластов не является определяющим в условиях слабоминерализованных вод. Основное внимание при определении ВНК должно быть уделено параметрам, зависящим от хлоросодержания пластов — τ или величине, ему пропорциональной, например коэффициенту дифференциации $q(t) = \frac{n_{\text{неф}}}{n_{\text{вод}}} (t)$, где $n_{\text{неф}}$, $n_{\text{вод}}$ — скорость счета тепловых нейтронов в зоне водонефтяного контакта. Применение последнего параметра наиболее удобно, так как исключает необходимость измерений на точках против пластов в зоне ВНК, что избавляет от возможных ошибок измерений из-за неточности в установлении прибора, набора определенной статистики счета и т. д.

Значение параметров $q(t)$ будем связывать с изменением плотности тепловых нейтронов, отмечаемой по интегральной кривой ИННК, показания которой не связаны с содержанием солей. Для доказательства этого положения рассмотрим наиболее простой случай при определении ВНК, когда пористость нефтеносных и водоносных пластов одинакова. Расчет (рис. 1) и экспериментальные работы проводятся на примере IV горизонта Анастасиевско-Троицкого месторождения с минерализацией пластовых вод 20—25 г/л NaCl, пористостью 25—35%.

В таблице приведены соответствующие параметры $\tau_{\text{эксп}}$, $q(t)^*$, q_{Σ}^{**} , измеренные на моделях пластов и в скважинах. Применение трех временных задержек, начиная с $t=1300$ мксек, позволяет исключить

Т а б л и ц а

№ скв.	$\tau_{\text{эксп}}$		$\Delta\tau$	q_{Σ}	$q(t)$		
	нефть	вода			$t=1300 \text{ мксек}$	$t=1600 \text{ мксек}$	$t=1900 \text{ мксек}$
Модель, пористость 37%							
818	290—300	240—250	50	1,06	$1,7 \div 0,12$	$1 \div 0,3$	$2,6 \div 0,5$
827	320—330	270—280	50	1,05	$1,7 \div 0,12$	$1,8 \div 0,15$	$2,4 \div 0,3$
	400—410	350—360	50	$1-1,02$	$1,4 \div 0,08$	$1,6 \div 0,1$	$1,8 \div 0,2$

влияние «ближней» зоны (скважина и ее заполнение, минерализация цементного кольца). Из таблицы следует, что для конкретных условий с низкой минерализацией пластовых вод минимальное различие в $\Delta\tau \approx 50$ мксек соответствует изменению $\tau_{\text{н.н}} = 290—410$ мксек, $\tau_{\text{в.н}} = 240—360$ мксек. Значение q_{Σ} не превышает 6% для наиболее благоприятных условий ($K_{\text{н}} \approx 37\%$). Разница коэффициентов дифференциации изменяется от $1,4 \div 1,8$, что позволяет уверенно определять положение контакта.

Измерения ИННК в скважинах проводились сразу после бурения и через 30 сут, когда нейтронные параметры водоносных пластов ($\tau_{\text{в.н}}$) были свободны от влияния зоны проникновения. По результатам повторных измерений определялись также крайние значения параметров $\tau_{\text{эксп}}$ (и, следовательно, $q(t)$), при которых возможно определение ВНК методом импульсного нейтронного каротажа. Соответствующие

* Время задержки.

** Показания интегральной кривой в зоне ВНК.

изменения параметров τ определены выше. На модели пластов установлено, что минимальная величина $\Delta\tau$, при которой возможно однозначное определение ВНК, равна 50 мксек. Уменьшение $\Delta\tau$ до 20—30 мксек затрудняет разделение пластов по хлоросодержанию, так как измерения находятся в пределах ошибок (для существующей аппаратуры ИННК).

Таким образом, величина $\Delta\tau \cong 20-30$ мксек является «граничной» для метода ИННК, и пласты, против которых изменения $\tau_{\text{эксп}}$ не превышают этой цифры, не подлежат интерпретации. К таким пластам относятся:

1) заглиннизированные нефтеносные ($\tau = 240-260$ мксек), с коэффициентом нефтенасыщенности $K_n = 0,6-0,4$;

2) плотные ($\tau_{\text{эксп}} = 460-500$ мксек), мощность которых не превышает 0,6—0,8 м (и, следовательно, значения $\tau_{\text{эксп}}$ занижены).

В диапазоне $\tau = 280-420$ мксек интерпретация результатов измерений будет однозначной, если использовать показания интегральной кривой. Действительно, при $m_n < m_v$ величина $\Delta\tau = f(\Delta m, \Delta c)$ будет определяться различиями в пористости пластов и их минерализации. Минимальная разница за счет минерализации, согласно таблице, составляет 50 мксек, что соответствует параметру $q(t)$. Как видим, изменение пористости пластов (Δm) вызовет равное изменение коэффициентов дифференциации $q(t)$ против водоносных пластов разной пористости и нефтеводоносных, однако в последнем случае значение соответствующих параметров будет выше (согласно рис. 1) на величину $q/\Delta\tau = 50$ мксек. Дополнительной характеристикой изменения Δm является параметр q_{Σ} .

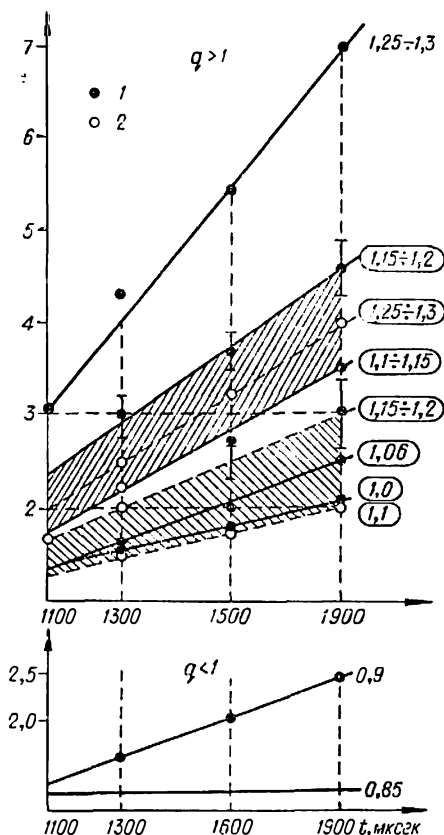
На рис. 2 представлены соответствующие значения параметров $q(t)$, q_{Σ} против пластов разного и одинакового насыщения. Исходными данными для составления графиков служили повторные измерения ИННК в указанном диапазоне изменений средних времен жизни тепловых нейтронов. Величина параметра $q^c(t)$ отличается от $q^m(t)$, по крайней мере, на величину коэффициента дифференциации, взятой при равной пористости пластов.

При $m_n > m_v$ $q_{\Sigma} \leq 1$ и определение ВНК в предельном случае ($\tau_{n,n} = \tau_{v,n}$) возможно по интегральной кривой ($q_{\Sigma} = 0,85$).

Приведенные графики исключают необходимость точечных измерений и могут быть использованы в следующих условиях:

1) повторение интегральной кривой не хуже 5%;

Рис. 2. Изменение коэффициента дифференциации пластов по водо-хлоросодержанию. 1 — нефтеводоносные пласты в зоне ВНК; 2 — водоносные пласты разной пористости. Шифр кривых — показания интегральной кривой q_{Σ} .



2) повторение дифференциальных кривых ИННК не хуже $10 \div 15\%$.

Выполнение указанных условий возможно при достижении суммарного «выхода» $\sim 10^7$ нейтр/сек на трубке УНГ-1. Размер зонда — 40 см. Увеличение размера зонда хотя и приводит к улучшению дифференциации по пористости, но не дает выигрыша в определении хлоро-содержания пластов. Поэтому, учитывая потерю в скорости счета на дифференциальных временных задержках, зонд 40 см предпочтительнее, чем зонд 50 см.

На основании составленных графиков предлагается следующая схема измерений и интерпретации диаграмм ИННК. Измерения проводятся на трех временных задержках с одновременной записью интегральной кривой. Диапазон временных задержек 1300—1900 мксек, если интегральная скорость счета (по уровню глин) составляет 50 000—60 000 имп/мин. При уменьшении скорости счета до 30 000—40 000 имп/мин (по глинам) измерения проводятся на задержках $t=1100$ —1600 мксек. Запись диаграмм до уровня глин позволяет установить наличие (или отсутствие) собственного фона счетчиков, что особенно необходимо при регистрации диаграмм на задержках $t \geq 1100$ —1900 мксек. Для получения качественных измерений фон счетчиков не должен превышать 2—5 имп/мин на 1900—2200 мксек (от кассеты 7 счетчиков, СНМ-20А).

На рис. 3 показан пример интерпретации диаграмм ИННК. Порядок интерпретации следующий.

1. По интегральной кривой ИННК выделяются пласты мощностью $0,4 \div 0,6$ м (глинистые или плотные).

2. Определяется значение параметра q_{Σ} в зоне водонефтяного контакта, первоначальное положение которого установлено по данным электрокаротажа. По знаку параметра q_{Σ} устанавливается, к какому типу контакта следует отнести разрез ($q \geq 1$, $q < 1$). В данном случае (рис. 3) $q_{\Sigma} = 1$ (1525—1527 м).

3. Определяется значение коэффициента дифференциации $q(t)$ в зоне ВНК по отношению к водоносным пластам. Для $q_{\Sigma} = 1$ $1,5 \leq q(t) \leq 2$ при изменении задержки от 1300 до 1900 мксек, что указывает на изменение плотности тепловых нейтронов, связанное разным насыщением пластов согласно рис. 2.

На рис. 3 в интервале 1515—1522 м выделяется пласт, против которого $q_{\Sigma} = 1,2$ (по отношению к водоносным пластам). Согласно графику рис. 2 ($q_{\Sigma} > 1$) такой пласт является нефтеносным, $2,5 \leq q(t) \leq 4,5$.

Определение положения водонефтяного контакта в условиях низкой минерализации пластовых вод затруднено в интервале перфорации, так как в процессе подготовки скважины под геофизические исследования пресный фильтрат бурового раствора проникает в пласт. Кроме того, в условиях IV горизонта, сложенного слабосцементированными песками, происходит интенсивный вынос песка в процессе эксплуатации скважины (10 — 100 м³), в результате чего образуются «каверны», заполненные раствором.

Дальнейшие работы по исследованию скважины в условиях низкой минерализации пластовых вод должны быть направлены:

1) на усовершенствование скважинных генераторов нейтронов (уменьшение диаметра до 42 мм, существенное, на порядок, повышение выхода быстрых нейтронов) и проведение массовых исследований на больших временах задержки ($t \geq 5$ —6 мксек);

2) на определение водонефтяного контакта в условиях пресных пластовых вод (использование природных условий — содержание газа в нефти, эффект плотности).

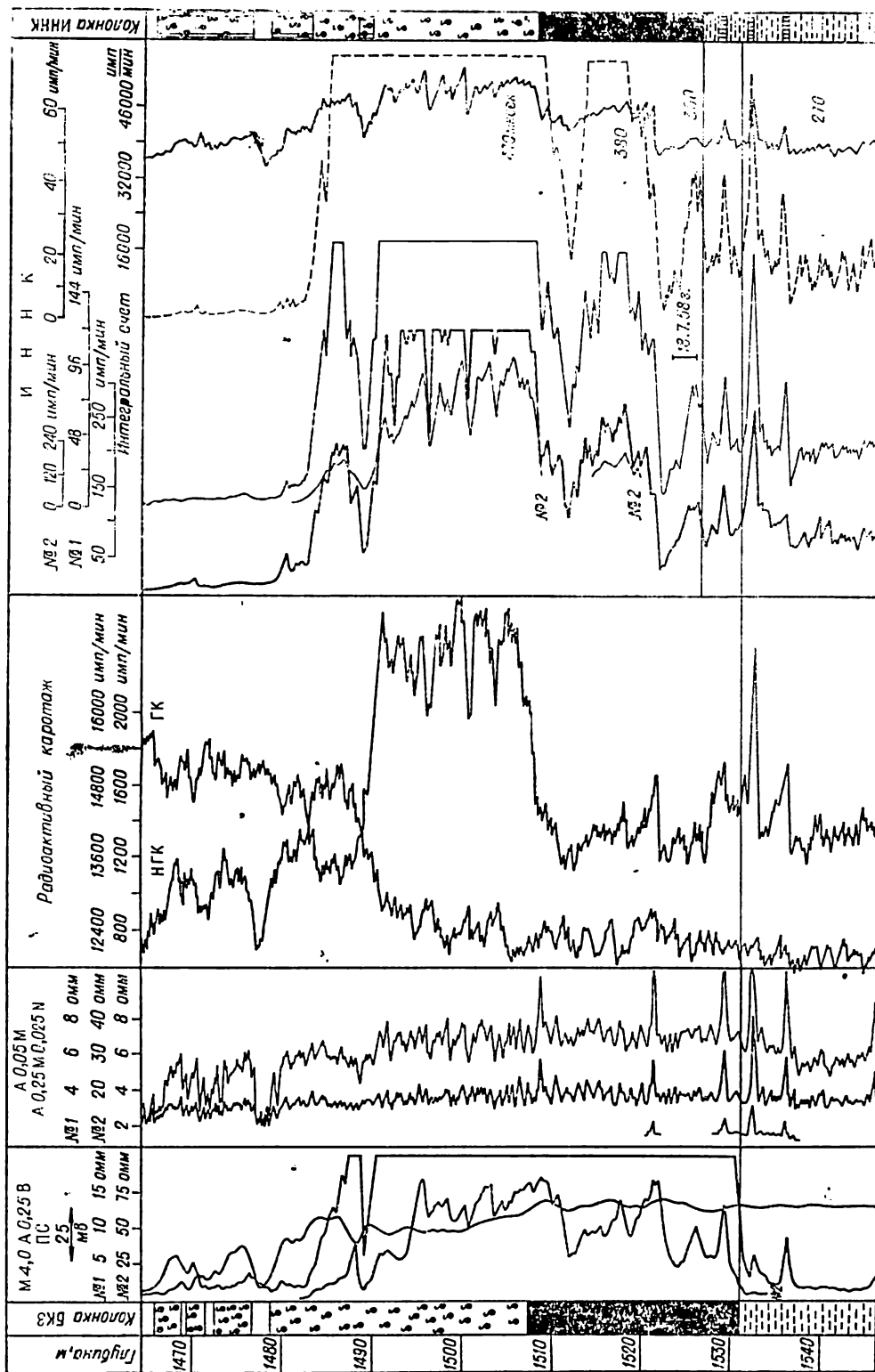


Рис. 3. Пример интерпретации диаграммы ИННК. Скв. 283 Анастасовско-Троицкой площади.

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕФТЯНЫХ СКВАЖИН В ПРОЦЕССЕ ФОНТАНИРОВАНИЯ

На нефтяных месторождениях Татарии широко используется импульсный нейтрон-нейтронный каротаж (ИННК) с целью определения положения водонефтяного контакта и характера насыщения пластов. При исследовании песчано-глинистых девонских отложений в контрольных неперфорированных скважинах в условиях высокоминерализованных пластовых вод (200 г/л NaCl и более) метод ИННК практически безотказен [1].

Однако основной объем исследований приходится на эксплуатационные скважины с поднятыми насосно-компрессорными трубами. При остановке этих скважин жидкость из их ствола проникает в перфорированные пласты, искажая истинный характер насыщения последних в прискважинной зоне. Глубина проникновения жидкости во многих случаях может превышать глубинность метода ИННК. Поэтому, как показал опыт, эффективность ИННК в остановленных эксплуатационных скважинах составляет 30% [2].

Большой интерес представляет применение импульсных нейтронных методов для изучения скважин в процессе фонтанирования через насосно-компрессорные трубы. В этих условиях значительно уменьшается влияние проникновения скважинной жидкости в пласты и, следовательно, эффективность исследований должна быть выше. Кроме того, исследования в процессе фонтанирования скважин оперативны и экономически выгодны.

Для изучения скважин через насосно-компрессорные трубы необходим малогабаритный генератор нейтронов с диаметром 42 мм. При этом можно ожидать, что влияние ближней зоны (характер скважинной жидкости, степень осолонения цементного кольца, наличие насосно-компрессорных труб) на результаты измерений будет намного больше, чем при измерениях стандартным генератором типа ИГН-1.

С целью оценки возможностей нейтронных методов и выяснения влияния ближней зоны при исследовании скважин в процессе фонтанирования были проведены измерения временных зависимостей плотности тепловых нейтронов $n(t)$ на модели песчаного пласта при различном насыщении порового пространства. Модель представляла собой бетонную цилиндрическую емкость, засыпанную смесью кварцевого песка с гравием. Пористость смеси 20%. Диаметр модели 3 м, высота 2 м. В центре емкости располагалась стальная колонна диаметром 6", окруженная цементным кольцом диаметром 11 3/4". Если нужен был нефтеносный песчаник, емкость заполнялась пресной водой, если водоносный — соленой с минерализацией 250 г/л NaCl.

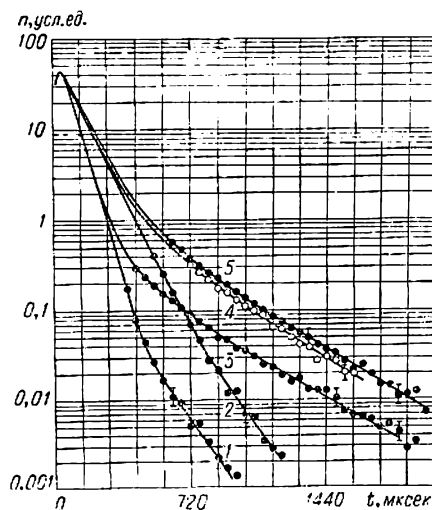
Измерения проводились макетом малогабаритного генератора нейтронов, изготовленного на базе ускорительной трубки УНГ-1. Генератор нейтронов и детектор излучения помещались в насосно-компрессорную трубу диаметром 2 1/2". Частота послышки импульсов нейтронов составляла 50 гц, длительность импульса — 50 мксек. Расстояние между мишенью ускорительной трубки и счетчиком нейтронов было выбрано

25 см. Для измерения зависимости плотности тепловых нейтронов от времени использовался 100-канальный временной анализатор.

На рис. 1 показаны кривые $n(t)$ ИННК, полученные при измерениях в модели пласта. По оси ординат отложен счет во временных каналах, а по оси абсцисс — время задержки t . Измерения проведены в водоносном и нефтеносном пластах с заполнением колонны соленой и пресной водой. До времен задержки 300 мксек метод ИННК почти не различает нефтеносный и водоносный пласты, но чувствителен к изменению поглощающих свойств внутренней среды. При замене в колонне пресной воды соленой показания ИННК уменьшаются в 5—10 раз. В интервале времен задержки 500—800 мксек величина эффекта на ВНК

Рис. 1. Кривые спада плотности тепловых нейтронов (ИННК), полученные в моделях нефтеносного и водоносного пластов.

Пласты: 1 — водоносный, в колонне соленая вода; 2 — водоносный, в колонне пресная вода; 3 — нефтеносный, в колонне соленая вода; 4 — нефтеносный (скважинный генератор нейтронов с диаметром 125 мм); 5 — нефтеносный, в колонне пресная вода.



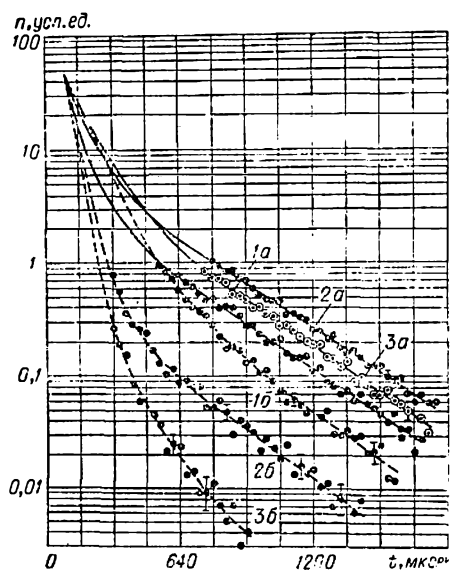
в пласте соизмерима с величиной эффекта на границе раздела жидкостей в стволе скважины. Начиная с времен задержки 900—1000 мксек, надежно различаются нефтеносный и водоносный пласты независимо от характера жидкости, заполняющей ствол скважины.

Параметр спада кривой $n(t)$ τ_2 не зависит от жидкости в колонне и составляет для нефтеносного пласта 340 мксек, для водоносного — 110 мксек. Величина τ_2 не зависит также от изменения положения насосно-компрессорной трубы в колонне скважины.

Кривая 4 на рис. 1 построена по результатам измерений в нефтеносном пласте скважинным генератором нейтронов с диаметром 125 мм. Кривые $n(t)$, полученные различными приборами, практически совпадают.

Таким образом, метод ИННК может быть использован для расчленения коллекторов по водонефтенасыщенности при исследовании фонтанирующих скважин через насосно-компрессорные трубы. Следует отметить, что по кривым $n(t)$ или диаграммам ИННК, записанным на нескольких временных задержках, можно определять не только характер насыщения пластов, но и границу раздела нефти и воды в стволе скважины.

Для определения влияния ближней зоны на показания методов ИННК и ИНГК были измерены зависимости $n(t)$ в модели нефтеносного песчаника при пресном и соленом цементе и пресной и соленой воде в колонне. Длина зондов ИННК и ИНГК была 24 и 27 см соответственно. Измерение ИНГК проводилось спинтилляционным счетчиком с порогом дискриминации импульсов, соответствующих энергии гамма-квантов $\sim 0,5$ Мэв. Результаты измерений показаны на рис. 2. При построении кривых $n(t)$ ИНГК счет в каждом временном канале был



уменьшен на величину фонового счета, измеряемого после $t = 10$ мксек. Для наглядности совмещены начальные участки кривых $n(t)$ ИНГК и ИННК. На рисунке видно, как изменяются показания методов с изменением нейтронных свойств ближней зоны.

На основании проведенных экспериментов можно сделать вывод о том, что ближняя зона (характер жидкости в колонне, осолонение цементного кольца) влияет на показания метода ИННК значительно

Рис. 2. Кривые $n(t)$ ИНГК (а) и ИННК (б) в модели нефтеносного пласта:

1 — в колонне пресная вода, пресный цемент; 2 — в колонне соленая вода, пресный цемент; 3 —

больше, чем на показания метода ИНГК. Изменение солености воды в колонне и цемента ведет к изменению показаний ИНГК (начиная с $t = 500$ мксек) в 1,5—2 раза, а ИННК — в 25—35 раз.

Таким образом, при исследовании фонтанирующих скважин малогабаритным генератором нейтронов более эффективным является метод ИНГК.

ЛИТЕРАТУРА

1. Основы импульсного нейтрон-нейтронного каротажа (временное инструктивное пособие). М., Отдел научно-технической информации ВНИИЯГГ МГ СССР, 1965.
2. Анисимов В. С. и др. Применение ИННК и ГК при геофизическом контроле за разработкой нефтяных месторождений Татарии. (См. настоящий сборник).

В. С. Анисимов, Е. Б. Бланков, Л. Н. Воронков,
Ф. А. Куриленко, М. Х. Хуснуллин

ПРИМЕНЕНИЕ ИННК И ГК ПРИ ГЕОФИЗИЧЕСКОМ КОНТРОЛЕ ЗА РАЗРАБОТКОЙ НЕФТЯНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ТАТАРИИ

В работе рассматриваются вопросы применения импульсного нейтрон-нейтронного метода (ИННК) исследования нефтяных скважин с целью контроля за разработкой месторождений Татарии (песчано-глинистый разрез девона). Для получения критериев оценки категории пластов (водоносные или нефтеносные) использованы результаты исследований по 200 скважинам. В качестве параметров интерпретации ИННК ис-

пользовались τ_2 и α , причем с гарантируемой надежностью $W=0,9$ водоносные пласты имеют $\tau_2 \leq 150$ мксек, нефтеносные — $\tau_2 \geq 270$ мксек. Эффективность ИННК при решении задачи определения насыщенности пластов и интерпретации по τ_2 составляет для неперфорированных пластов 0,85, для перфорированных — 0,3. Эффективность повышается при комплексировании с методом измерения естественного гамма-излучения (ГК) и достигает для перфорированных пластов 0,63.

При контроле за разработкой нефтяных месторождений Татарии геофизические предприятия широко используют импульсные нейтронные методы (~400 исследований в год). Основной задачей, которая решается с применением импульсного нейтронного генератора, является определение характера насыщения пласта и положения текущего водонефтяного контакта. Естественные геологические условия сравнительно благоприятны для решения данной задачи импульсными методами:

1) объектами геофизических исследований являются пласты песчаников и алевролитов в терригенном разрезе девона, относительно однородные по пористости;

2) пластовые воды характеризуются высокими концентрациями природных солей (до 250 г/л).

Неблагоприятным фактором, снижающим эффективность импульсных нейтронных методов, является опреснение пластовых вод в результате закачки поверхностных вод в нефтяной пласт.

На нефтяных месторождениях Татарии с помощью импульсных нейтронных методов изучаются как остановленные, так и контрольные скважины. В данной работе обобщаются результаты исследований остановленных и контрольных скважин методами ИННК и ГК.

Для получения критериев интерпретации и оценки эффективности метода при решении определенной геологической задачи был реализован подход, примененный ранее к методу наведенной активности [1].

В совокупности пластов, подлежащих рассмотрению, выделим две категории: нефтеносные и водоносные (обводненные). Так как степень вскрытия пласта и связанное с ней проникновение в него жидкости искажают параметры пласта и снижают эффективность методов, в каждой категории будем различать перфорированные и неперфорированные пласты.

Категория пласта определялась на основе учета данных других геофизических методов и геологической обстановки (соотношение закачки и отбора по пластам, обводнение пластов в соседних скважинах) в районе исследуемой скважины. Окончательное решение принималось после изучения результатов изоляционных работ в скважине. Если достоверно определить категорию пласта не удавалось, такой пласт к рассмотрению не принимался.

Представим результаты исследования методом ИННК в виде двух измеряемых параметров пластов:

τ_2 — параметр наклона долгоживущей компоненты кривой $\ln n(t)$, определяемый в интервалах задержек 800—1500 мксек;

α — отношение показаний ИННК во временном интервале 900—1100 мксек против исследуемых пластов к показаниям против глин. Относительный параметр α вводится для нормировки показаний ИННК, полученных при различных режимах и условиях измерений.

По параметрам τ_2 и α были построены эмпирические распределения числа случаев для различных категорий пластов: нефтеносных и водоносных — $n\left(\frac{\tau_2}{n}\right)$; $n\left(\frac{\tau_2}{B}\right)$; $n\left(\frac{\alpha}{n}\right)$; $n\left(\frac{\alpha}{B}\right)$ (рис. 1).

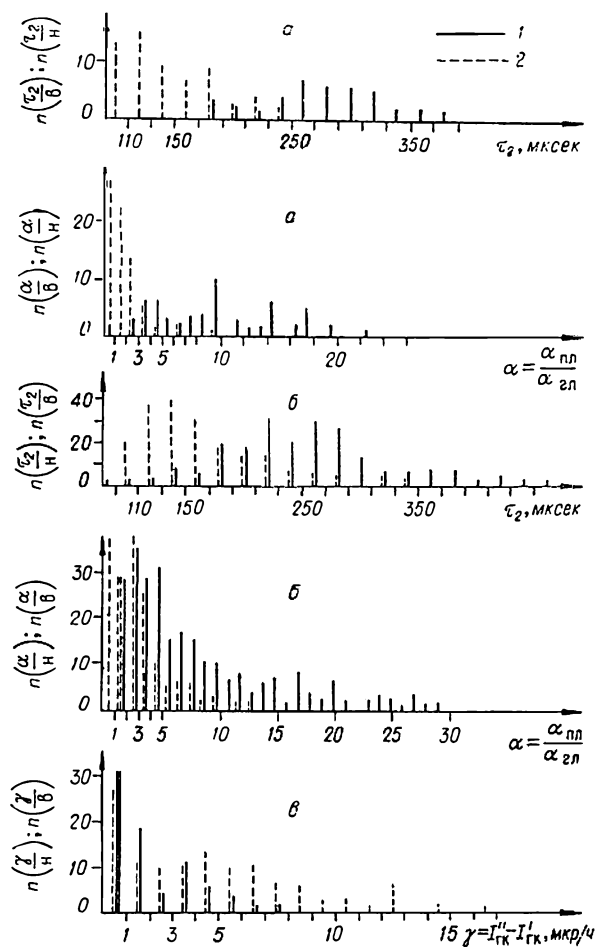


Рис. 1.

Пласты: 1 — нефтеносные, 2 — водоносные (обводненные) (а — неперфорированные; б, в — перфорированные).

результате измерений, может быть отнесен к той или иной категории.

На рис. 2 приведены сглаженные распределения условных вероятностей по параметрам τ_2 и α для нефте- и водонасыщенных пластов.

При отнесении исследуемого пласта к той или иной категории по результатам измерений импульсными нейтронными методами можно использовать критерии интерпретации с гарантируемой надежностью.

Из анализа распределений, приведенных на рис. 2, следует, что при интерпретации по параметру τ_2 с надежностью $W=0,9$ имеем:

1) неперфорированные водоносные пласты характеризуются $\tau_2 \leq 190$ мксек, неперфорированные нефтеносные пласты — $\tau_2 \geq 250$ мксек;

2) для перфорированных водоносных пластов $\tau_2 \leq 150$ мксек, для перфорированных нефтеносных — $\tau_2 \geq 270$ мксек. Аналогичные критерии легко получить и для интерпретации по параметру α .

Сравнение распределений для неперфорированных и перфорированных пластов показывает следующее.

1. В случае неперфорированных пластов область не интерпретируемых с данной надежностью значений параметров достаточно узка ($190 \leq \tau_2 \leq 250$ мксек).

При достаточно представительной статистике и надлежащей нормировке эмпирические распределения приближаются к соответствующим распределениям плотностей услов-

ных вероятностей $p\left(\frac{\tau_2}{H}\right)$;

$p\left(\frac{\tau_2}{B}\right)$; $p\left(\frac{\alpha}{H}\right)$; $p\left(\frac{\alpha}{B}\right)$,

где $p\left(\frac{i}{j}\right)$ — вероятность

того, что против пласта, принадлежащего к категории j (H — нефтеносные пласты, B — водоносные пласты), будет получено данное значение параметра i .

При интерпретации данных ИННК нас интересует обратная задача предсказания вероятности характера насыщения пластов с известными τ_2 и α . Обращая распределения, представленные на рис. 1, получим интересные нас распределения условных вероятностей $P\left(\frac{H}{\tau_2}\right)$; $P\left(\frac{B}{\tau_2}\right)$; $P\left(\frac{H}{\alpha}\right)$;

$P\left(\frac{B}{\alpha}\right)$ того, что пласт, характеризующийся определенным значением параметра, полученным в

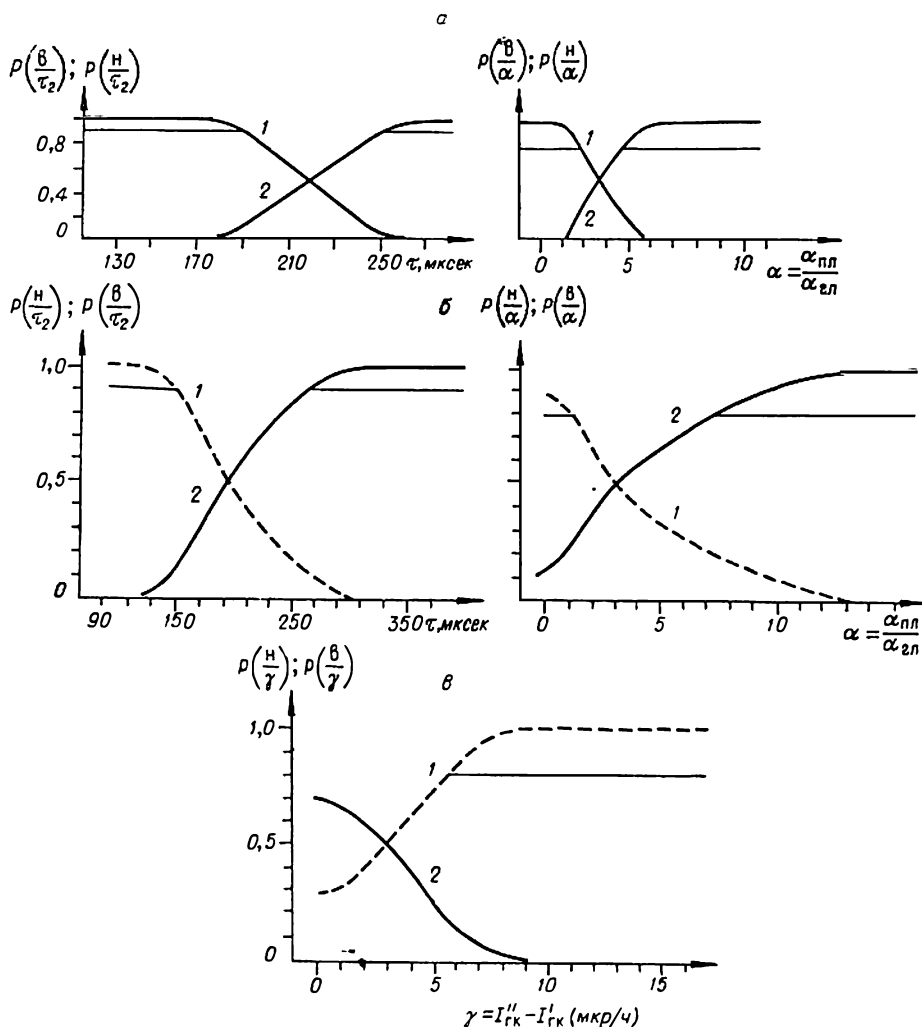


Рис. 2.

Пласты: а — неперфорированные; б, в — перфорированные. 1 — водоносные; 2 — нефтеносные.

2. В случае перфорированных пластов, когда имеет место проникновение в них скважинной жидкости, области перекрытия распределений для пластов различных категорий по параметрам ИННК становятся значительными.

Опреснение пластовых вод, связанное с закачкой в пласт поверхностных вод, также приводит к увеличению области перекрытий распределений для пластов различных категорий. Повышение надежности интерпретации и эффективности исследований в данном случае может быть достигнуто путем комплексирования ИННК с другими методами, например методом естественной радиоактивности.

Известно [2], что в процессе вытеснения нефти нагнетаемые и краевые воды интенсивно обогащаются радиевыми солями. При поступлении таких вод в скважину радиевые соли выпадают на поверхность цементного кольца, в результате чего обводненные пласты имеют повышенные значения естественного гамма-излучения. В качестве параметра, харак-

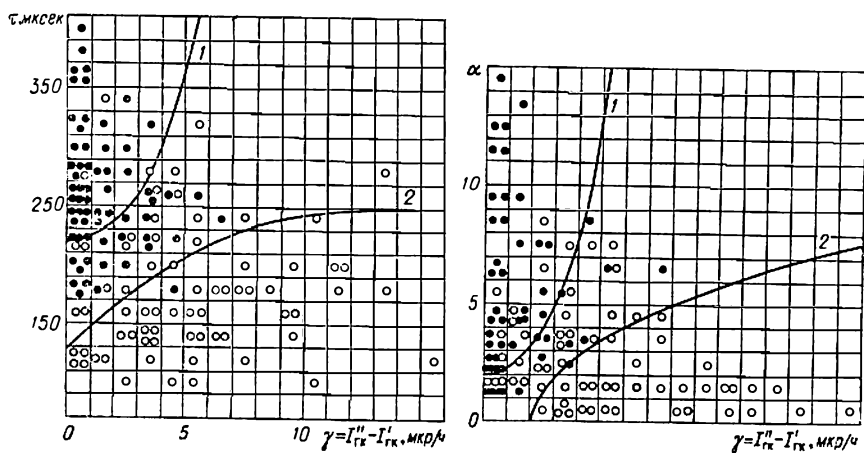


Рис. 3. Совместная интерпретация кривых ИННК и ГК.

теризующего насыщенность пластов, может быть принято приращение показаний ГК:

$$|\gamma| = I''_{пл} - I'_{пл},$$

где $I''_{пл}$ — показание ГК против исследуемого пласта (мкр/ч) при измерениях с целью контроля за обводненностью пластов;

$I'_{пл}$ — первоначальное показание ГК против того же пласта, мкр/ч.

На рис. 1—2 приведены распределения условных вероятностей по параметру γ для категории нефтеносных и обводненных пластов. Анализ эмпирических распределений значений параметра γ показывает, что положительными приращениями показаний ГК отмечаются не только обводненные, но и часть нефтеносных пластов. Это связано с тем, что во время эксплуатации скважины радиоактивные соли адсорбируются также против нефтеносных пластов, не участвующих в процессе разработки. Возникновение гамма-аномалий против нефтеносных пластов, не связанных с обводнением пласта, является главной помехой, снижающей эффективность гамма-метода.

При разработке критериев совместной интерпретации ИННК и ГК с гарантируемой надежностью каждый пласт обозначается точкой с координатами τ_i , γ_i или α_i , γ_i в системе координат соответственно τ_2 , γ или α , γ .

На рис. 3 представлены результаты применения описанной выше методики для совместной интерпретации ИННК и ГК. В область, расположенную выше кривой 1, попадают нефтеносные пласты при интерпретации с гарантируемой надежностью 0,9. В область, расположенную ниже кривой 2, попадают водоносные пласты с той же надежностью.

Сравнение рис. 3 и 2 показывает, что область интерпретации с гарантируемой надежностью по одному параметру расширяется в случае совместной интерпретации. Так, при интерпретации по одному параметру τ_2 область интерпретации с гарантируемой надежностью начинается со значений $\tau_2 \geq 270$ мксек, а при интерпретации по параметрам τ_2 , γ область интерпретации с гарантируемой надежностью начинается со значений $\tau_2 \geq 235$ мксек.

Эмпирические одномерные и двумерные вариационные графики могут быть использованы для оценки эффективности каждого параметра (метода) в отдельности и комплекса методов [1]. Мерой неопределен-

ности наших сведений о характере насыщения какого-либо из пластов до проведения измерений служит априорная энтропия:

$$H = P(n) \log_2 P(n) + P(v) \log_2 P(v), \quad (1)$$

где $P(n)$ и $P(v)$ — априорные вероятности того, что пласт, подлежащий исследованию, соответственно нефтенасыщен или водонасыщен.

В результате измерений энтропия уменьшается. Остаточная (апостериорная) энтропия после измерения параметра i может быть определена из соотношения

$$H(i) = P\left(\frac{n}{i}\right) \log_2 P\left(\frac{n}{i}\right) + P\left(\frac{v}{i}\right) \log_2 P\left(\frac{v}{i}\right). \quad (2)$$

Величина

$$I(i) = H - H(i) \quad (3)$$

представляет собой количество информации о характере насыщения пласта, получаемое в результате отдельного измерения параметра i .

Из соотношений (1)–(3) видно, что количество получаемой информации зависит от измеряемого параметра i ; оно будет наибольшим в областях, где какая-либо из вероятностей $P\left(\frac{n}{i}\right)$, $P\left(\frac{v}{i}\right)$ близка к единице, и наименьшим в областях, где вероятности различных состояний близки.

Количество информации, приходящееся в среднем на одно измерение

$$I = \int_0^{\infty} p(i) I(i) di,$$

где $p(i)$ — плотность вероятности для параметра i , или

$$I = H - \left[P(n) \int_0^{\infty} p\left(\frac{i}{n}\right) \log_2 P\left(\frac{n}{i}\right) di + P(v) \int_0^{\infty} p\left(\frac{i}{v}\right) \log_2 P\left(\frac{v}{i}\right) di \right]. \quad (4)$$

Это выражение и использовалось нами для оценки количества информации, получаемого за счет измерения одного параметра.

В случае измерения двух параметров пластов i и j формула для подсчета количества информации примет вид

$$I = H - \left[P(n) \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} p\left(\frac{i}{n}, \frac{j}{n}\right) \log_2 P\left(\frac{n}{i}, \frac{n}{j}\right) didj + \right. \\ \left. + P(v) \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} p\left(\frac{i}{v}, \frac{j}{v}\right) \log_2 P\left(\frac{v}{i}, \frac{v}{j}\right) didj \right]. \quad (5)$$

Эффективность исследований предлагается охарактеризовать полной информацией

$$\eta = \frac{I}{H}.$$

В соответствии с методикой, изложенной выше, была проведена оценка эффективности методов ИННК, ГК и комплекса методов ИННК+ГК при исследовании пластов различных категорий:

Методы, категории пластов	Полнота информации
Неперфорированные пласты	
параметр τ_2 ИННК	0,85
» α ИННК	0,76
Перфорированные пласты	
параметр τ_2 ИННК	0,3
» α ИННК	0,2
» γ ГК	0,3
» $\tau_2 + \gamma$	0,63
» $\alpha + \gamma$	0,55

Как видим, при исследовании неперфорированных пластов эффективность метода ИННК очень высокая. Потеря 15% информации вызвана помехами, возникающими за счет вариации литологии коллекторов, и ошибками при измерении параметров. При комплексировании ИННК с методами ПС, НГК, ГК и микрозондами, позволяющими качественно учитывать изменение литологии, эффективность исследований составляет ~100%. Таким образом, метод ИННК в условиях неперфорированных пластов и высокой минерализации пластовых вод удовлетворяет требованиям качественного распознавания насыщенности пластов в обсаженных скважинах..

При исследовании перфорированных пластов 2/3 информации метода ИННК теряется за счет помех, обусловленных проникновением соленой воды в нефтеносные пласты и частичным опреснением пластовых вод.

Таков же уровень помех и для метода ГК. Однако природа их несколько иная: адсорбция радиоактивных солей против неработающих нефтеносных пластов (динамическое проникновение) и отсутствие повышения гамма-излучения против заведомо обводненных пластов, возможно, за счет последующей десорбции этих солей или разрушения цементного кольца. Преимущество метода ГК в том, что эффективность его мало зависит от статистического проникновения и изменения солености вод.

Комплексирование методов ИННК и ГК, базирующихся на различных физических основах и имеющих различную природу помех, повышает эффективность исследований, т. е. информация, получаемая от независимых методов, обладает свойством аддитивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бланков Е. Б. Оптимальные режимы измерений и методика интерпретации при активационном анализе на хлор и натрий в нефтяных скважинах.— Дисс. на соискание уч. степени канд. техн. наук. Фонды «Татнефтегеофизики», 1962.

ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ ИННК В УГОЛЬНОЙ СКВАЖИНЕ

Впервые в Новосибирском геологическом управлении скважинный генератор нейтронов ИГН-1 был опробован в неглубокой скважине Листвянского угольного месторождения. Одной из задач испытания было определение возможности выделения инородных пропластков в угольных пластах месторождения.

Геологический разрез опытной скважины представлен песками, песчаниками, аргиллитами, углями и углистыми аргиллитами. Последние и являются в основном инородными пропластками, часто встречающимися в ливинских углях и уменьшающими рабочую мощность продуктивных пластов. Выделение их — важная задача разведки месторождений.

Измерения проводились на станции АЭКС-400 с блоком питания, пультом управления и временным анализатором, придаваемыми скважинному генератору нейтронов. Замеры были точечные с целью лучшего контроля стабильности выхода генератора. Измерения проводились 5 мин на 12 задержках от 50 до 1900 мксек. На каждой задержке замерялась интегральная скорость счета. «Окно» выбиралось разным 200 мксек.

По данным измерений строились кривые временного распределения тепловых нейтронов $n(t)$ в различных горных породах. На рис. 1 приведено несколько таких кривых, построенных в системе координат, где по оси абсцисс отложены времена задержки, а по ординате — относительная скорость счета (отношение скорости счета во временном «окне» к интегральному счету, замеренному в тот же период времени в том же окне).

По кривым временного распределения тепловых нейтронов $n(t)$ определялись с помощью общеизвестной методики [1] средние времена жизни тепловых нейтронов в различных горных породах. Получены следующие величины средних времен жизни тепловых нейтронов: в угле — 430 мксек, углистом аргиллите — 300 мксек, песчанике — 280 мксек, аргиллите — 200 мксек.

Как видно из рис. 1 и приведенных данных, угли и углистые аргиллиты можно почти безошибочно

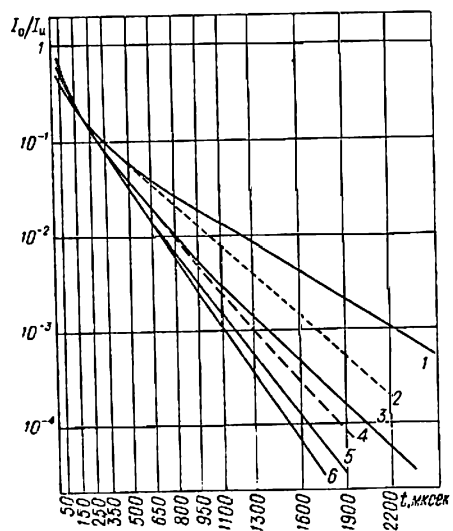


Рис. 1. Кривые временного распределения тепловых нейтронов $n(t)$ в различных горных породах (Листвянская угольная скважина):

1 — уголь, $\tau=430$; 2 — углистый аргиллит, $\tau=300$; 3 — песчаник, $\tau=280$; 4 — контакт песчаника с аргиллитом, $\tau=250$; 5 — аргиллит, $\tau=200$; 6 — аргиллит, $\tau=180$.

разделять по средним временам жизни тепловых нейтронов: времена жизни тепловых нейтронов в угле и обычном аргиллите различаются более чем в два раза, в угле и песчанике в 1,5 раза. Таким образом, по данным ИННК можно определить включения в угольные пласты не только углистых аргиллитов, но и обычного аргиллита и песчаника. Особенно эффективен этот метод в старых скважинах, по которым нет документации.

Построенные по точкам для каждой задержки кривые ИННК (рис. 2) хорошо дифференцируют породы по литологии только на больших задержках, начиная с 1106 мксек. На меньших задержках, от 950 мксек и ниже, дифференциация постепенно ухудшается, а начиная с задержки 250 мксек мы имеем картину, обратную той, которую наблюдаем на более высоких задержках. Это объясняется изменением поля тепловых нейтронов во времени.

На рис. 3 приведены диаграммы различных методов электро- и радиометрии по той же скважине. Хорошо видно, что ИННК наиболее четко отделяет угольные пласты и углистые аргиллиты, в то время как, например, по методу ГГК углистый аргиллит выделяется нечетко. Необходимо отметить, что на задержке 50 мксек, как уже говорилось выше, картина выделения пластов получается обратной той, которую мы наблюдаем на задержке 1100 мксек.

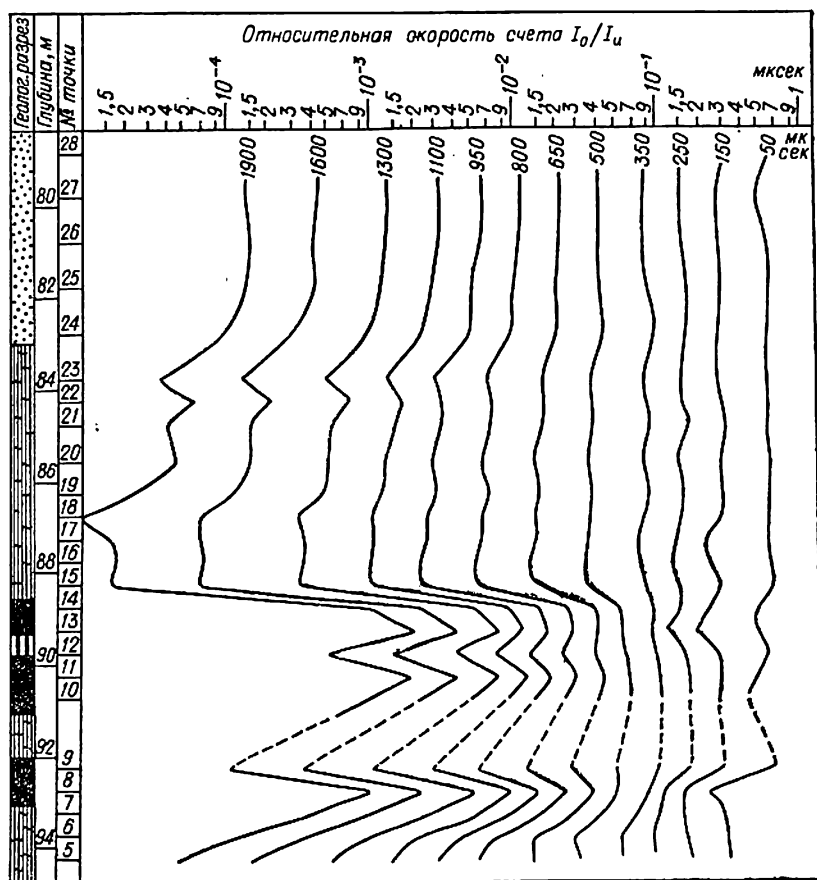


Рис. 2. Кривые ИННК, построенные по точечным замерам в Листвянской угольной скважине.

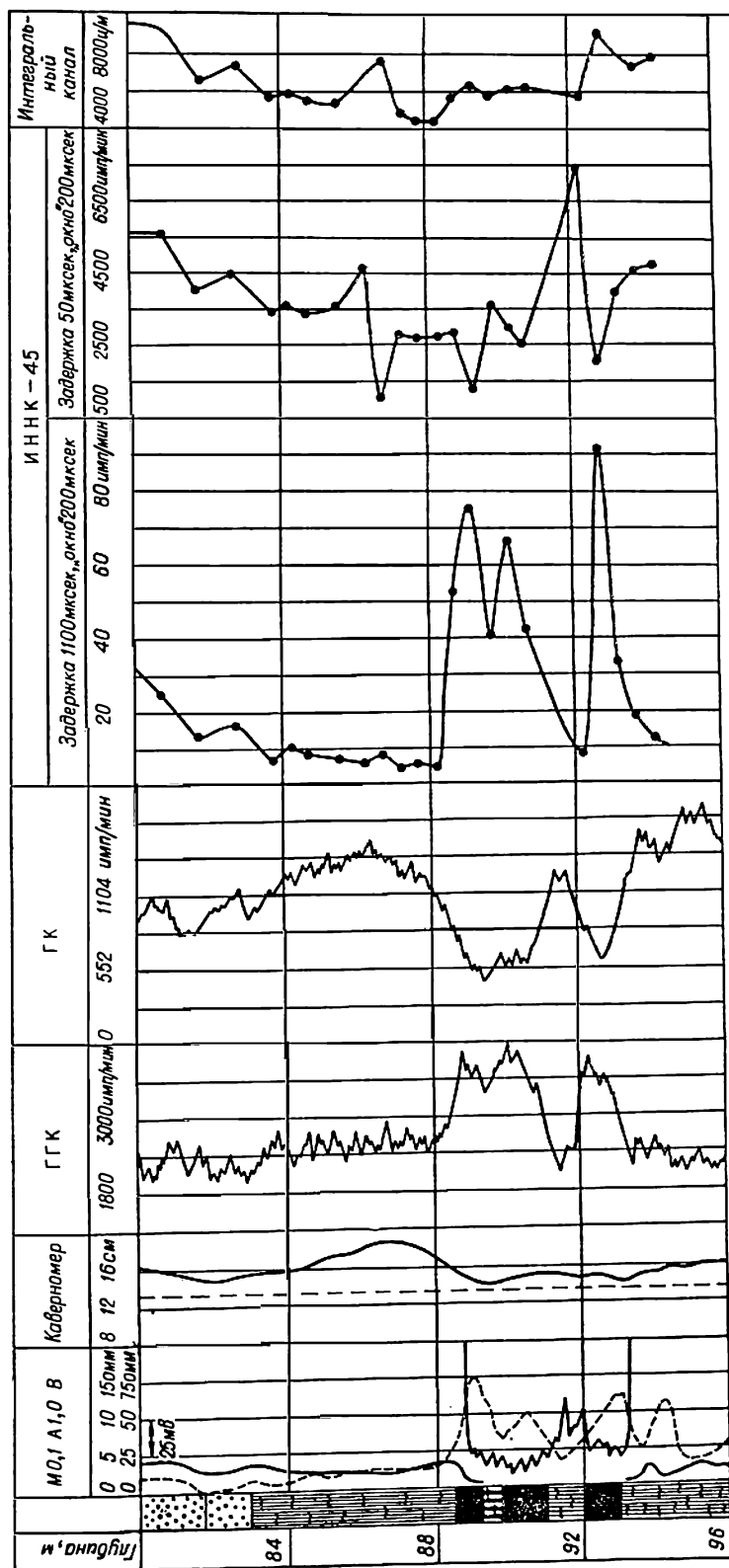


Рис. 3. Диаграммы КС, ПС, каверномера, ГГК, ГГК, ИННК (на двух задержках, интегральный канал) по Листвянской скважине.

Следовательно, метод ИННК можно успешно использовать на угольных месторождениях для выделения угольных пластов и углистых аргиллитов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Основы ИННК (Временное инструктивное пособие). М., 1965.

Е. Б. Бланков, Л. А. Лозовский, И. Г. Фельдман

СПОСОБ РЕГИСТРАЦИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА

Одним из наиболее перспективных геофизических методов выявления нефтеносных пластов, определения положения водонефтяного контакта и контроля за обводнением нефтяных месторождений в условиях пресных и опресненных пластовых вод является метод неупругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах углерода. Наиболее эффективен метод при использовании импульсного генератора нейтронов с коротко-временным (до 5 мксек) импульсом нейтронов [1, 2].

Однако при реализации этого метода имеется ряд трудностей как технического, так и методического характера, в частности, сложность регистрации нескольких актов неупругого рассеяния нейтронов в коротком, не более 5 мксек, интервале времени инъекции нейтронов. Такой временной режим регистрации гамма-излучения диктуется необходимостью сведения до минимума влияния радиационного захвата и наведенной активности короткоживущих изотопов [1].

Сложным является и процесс выделения гамма-излучения возбужденных ядер углерода на фоне более интенсивного и высокоэнергетического гамма-излучения неупругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах кислорода.

В статье описан способ регистрации гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах углерода и аппаратура, позволяющие в значительной степени преодолеть эти трудности.

Регистрация гамма-излучения возбужденного углерода

Предлагаемый способ регистрации гамма-излучения возбужденного углерода имеет следующие особенности.

1. Для регистрации гамма-квантов используется в качестве сцинтиллятора р-терфенил в полистироле с надлежащими оптическими добавками и активаторами, так как при этом обеспечивается малое время послесвечения, аппаратурные спектры являются чисто комптоновскими и легко поддаются математической обработке.

2. С целью определения интенсивности излучения углерода и исключения влияния излучения кислорода применяется интегральная дискриминация гамма-квантов с двумя различными порогами, причем один из них выбран так, чтобы регистрировалось только излучение кислорода ($>4,43 \text{ Мэв}$), а другой обеспечивает регистрацию излучений обоих ядер.

Путем обработки результатов измерений в обоих каналах может быть найдена интенсивность излучения углерода, а также отношение интенсивности излучения углерода и кислорода.

3. С целью исключения влияния излучения радиационного захвата источник быстрых нейтронов работает в режиме коротких импульсов с большой скважностью. В реализованном нами варианте методики измерений длительность импульса составляла 1 мксек , пауза — 50 мксек . При этом практически исключается влияние радиационного захвата. Однако этот режим взят с большим запасом надежности в отношении подавления излучения радиационного захвата и излучения наведенной активности. Это чрезмерно увеличило трудности, связанные с перегрузками.

4. Применяются следующие меры, чтобы обеспечить возможность регистрации нескольких гамма-квантов за цикл работы генератора:

а) используются быстродействующие интегральные дискриминаторы и формирователи, собранные в двух каналах по идентичным схемам, но настроенные на разные пороги (мягкий — $3,5 \text{ Мэв}$, жесткий — 5 Мэв);

б) импульсы с выхода формирователя поступают на накопитель с постоянной времени, меньшей длительности паузы между импульсами инъекции нейтронов. Накопитель формирует за каждый цикл работы генератора лишь один импульс с амплитудой, пропорциональной числу импульсов, поступающих на вход накопителя с формирователя. Этот кодовый импульс может передаваться через обычные для спектрометрической аппаратуры РК выходные каскады глубинного прибора по каротажным кабелям к наземным регистрирующим устройствам;

в) два кодовых импульса от двух каналов (кислородного и кислородно-углеродного) могут передаваться на поверхность, где осуществляется деление амплитуды одного импульса на амплитуду другого с целью определения отношения показаний в двух каналах, не зависящего от нестабильности выхода генератора. Делящее устройство вырабатывает за цикл работы генератора один импульс, амплитуда которого пропорциональна отношению количества счетных импульсов в двух каналах;

г) импульсы с выхода делящего устройства, а также от жесткого канала подаются на амплитудный многоканальный анализатор для регистрации распределения амплитуд кодовых импульсов.

Быстродействующая электронная схема

В основу схемы интегрального дискриминатора (рис. 1) положена схема совпадений [3]. В качестве дискриминатора использован арсенид-галиевый туннельный диод типа ЗИ 301. Надпороговые импульсы тока с анода ФЭУ, пропущенные туннельным диодом, кроме того, формируются по амплитуде на туннельном диоде и транзисторах T_2 и T_4 дифференциального усилителя. В нормальном состоянии триоды T_1 и T_3 закрыты, а T_2 и T_4 открыты и находятся в режиме отсечки. По длительности импульс формируется на короткозамкнутом метровом отрезке кабеля РК-150.

так, что за рабочий цикл (5 мксек) может накапливаться 15 импульсов. Практически при стендовых испытаниях накапливалось максимум 5 импульсов на рабочий цикл. Отсутствие смещения рабочей точки туннельного диода в прямом направлении улучшает рабочие характеристики первого каскада усилителя. Однако в связи с этим порог дискриминатора определяется пиковым значением тока туннельного диода и перестает быть управляемым. Поэтому напряжение питания ФЭУ выбиралось таким, чтобы импульсы тока с анода ФЭУ, соответствующие интересующей нас энергии гамма-излучения, превышали конкретное пиковое значение тока туннельного диода одного из дискриминаторов. Порог другого дискриминатора устанавливается подбором туннельного диода с учетом напряжения питания ФЭУ. Напряжение питания ФЭУ в 1780 в определялось пиковым значением тока туннельного диода мягкого порога дискриминации по линии 4,43 Мэв гамма-излучения Рo-Ве-источника. Жесткий порог был установлен по гамма-излучению наведенной активности кислорода с энергией 6,1 Мэв.

Порог дискриминации энергии гамма-излучения устанавливался следующим образом. Предпоследний диод и анод ФЭУ нагружались соответственно на эмиттерный повторитель и описываемый интегральный дискриминатор, включенные по схеме совпадений на вход многоканального анализатора. Такое подключение позволило наблюдать на осциллограмме часть спектра, соответствующую энергиям выше пороговой, и с большой точностью устанавливать порог дискриминации.

Обработка результатов измерений

Учитывая, что при каротаже на быстрых нейтронах с применением импульсного генератора быстрых нейтронов необходимо осуществлять счет в течение малых интервалов времени (импульсы ивъекции нейтронов), разделенных значительными паузами, нелинейность, связанная с мертвым временем регистрирующего тракта, проявляется при значительно меньшем среднем выходе нейтронов, чем при других видах каротажа на тепловых и надтепловых нейтронах. Вследствие нелинейности регистрирующего тракта измерения интенсивности излучения могут осуществляться со значительной систематической погрешностью. В связи с этим необходимо:

- 1) иметь способы контроля мертвого времени схемы;
- 2) располагать поправочными формулами для внесения поправок на мертвое время.

Так как туннельный диод, осуществляющий амплитудную дискриминацию импульсов, является элементом с мертвым временем продлевающегося типа, мертвое время всего блока регистрации тоже является продлевающимся. Для внесения поправок на мертвое время прежде всего необходимо знание параметра аппаратуры $q = \frac{\tau}{t}$ (τ — мертвое время регистрирующего блока; t — длительность импульса ивъекции нейтронов), а также функциональной связи между скоростью счета и q .

Вследствие неидеальной работы формирующих и накопительных каскадов кодовые импульсы, соответствующие регистрации одного, двух и трех импульсов, не имеют постоянной, всегда одинаковой амплитуды, а несколько размыты по амплитуде, из-за чего попадают в несколько каналов анализатора (рис. 2). Однако максимумы, соответствующие различному счету в цикле, совершенно однозначно разграничиваются. Подсчитывая количество кодовых импульсов в каждом максимуме,

можно определить числа N_1, N_2, N_3 и т. д., соответствующие количеству кодовых импульсов в циклах, где было зарегистрировано соответственно один, два, три и т. д. счетных импульса. Здесь регистрируемый счет

$$N_{\text{рег}} = N_1 + 2N_2 + 3N_3 + \dots \quad (1)$$

и средний счет на цикл

$$\overline{N}_{\text{рег}} = \frac{N_{\text{рег}}}{N_{\text{ц}}}. \quad (2)$$

Значение $\overline{N}_{\text{рег}}$ является аналогом скорости счета при обычных радиометрических измерениях и может использоваться в качестве параметра, характеризующего интенсивность излучения. Для определения истинного количества импульсов за цикл необходимы поправки на мертвое время.

В работе [4] подробно рассмотрен вопрос о поправках на нелинейность для случая импульсных нагрузок с продлевающимся мертвым временем. Определяя поправки в соответствии с [4], легко учесть влияние мертвого времени при перегрузках, а также контролировать наличие перегрузок. При выводе формулы распределений и формулы зависимости $N_{\text{рег}}$ от q не делались никакие упрощения, поэтому полученные формулы являются не приближенными, а точными. В применении к рассматриваемой аппаратуре идеализацией является исходное предположение о том, что вероятность регистрации гамма-квантов постоянна в пределах временного интервала t . В действительности имеется максимум выхода нейтронов, смещенный к началу интервала.

Кроме того, при рассмотрении учитывались лишь надпороговые импульсы, т. е. импульсы, амплитуда которых достаточна для прохождения через дискриминатор. Фактически на входе быстрого дискриминатора общее количество импульсов много больше, чем количество надпороговых импульсов. Влияние этих импульсов на вероятность регистрации надпороговых импульсов не исследована. В этой теории не учтены также вариации выхода генератора нейтронов от импульса к импульсу, которые весьма значительны.

Отсутствие учета указанных факторов приводит к тому, что схема с меньшим истинным временем ведет себя как схема с большим мертвым временем в идеальных условиях. Определяемое с использованием предложенных формул эффективное мертвое время завышено по сравнению с истинным, однако вполне может быть использовано

1) для контроля нелинейности регистрирующего тракта при наладке и совершенствовании схемы;

2) для внесения поправок в счет.

В последнем случае обязательна проверка линейности зависимости исправленных показаний от выхода нейтронов.

Рабочий параметр и статистическая погрешность его определения

В результате измерений по предложенной методике с учетом в случае необходимости влияния мертвого времени получаем значение $\overline{N}$ для двух интегральных порогов дискриминации. В одном из каналов регистрируется только кислород (жесткий канал), в другом — суммарное излучение углерода и кислорода. Интегральные отсчеты для жесткого (кислородного) и мягкого каналов, для кислородсодержащей опор-

ной среды и исследуемой среды, которая может содержать углерод, выражаются через скорости счета в дифференциальных окнах:

$$Y_{o.ж} = \bar{N}_{o.ж}, Y_{x.ж} = \bar{N}_{x.o.ж}, \quad (3)$$

$$Y_{o.м} = \bar{N}_{o.м} + \bar{N}_{o.ж}, Y_{x.м} = \bar{N}_{x.o.м} + \bar{N}_{x.o.ж} + \bar{N}_c,$$

где $Y_{o.ж}$ — интегральный счет от опорной кислородсодержащей, среды в жестком канале;

$Y_{o.м}$ — то же, в мягком канале;

$Y_{x.ж}$ — интегральный счет от исследуемой среды в жестком канале;

$Y_{x.м}$ — то же, в мягком канале;

$\bar{N}$ — счет в дифференциальных окнах (значения индексов для всех величин очевидны);

$\bar{N}_c$ — счет от углерода.

Предлагается в качестве рабочего параметра использовать следующую величину, определяемую через экспериментально измеренные параметры:

$$x = \frac{Y_{x.м}}{Y_{x.ж}} - \frac{Y_{o.м}}{Y_{o.ж}}. \quad (4)$$

С учетом (1)

$$x = \left(\frac{\bar{N}_{x.o.м}}{\bar{N}_{x.o.ж}} - \frac{\bar{N}_{o.м}}{\bar{N}_{o.ж}} \right) + \frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_{x.o.ж}}. \quad (5)$$

Если распределение по энергии гамма-квантов кислорода, дошедших до прибора, одинаково для опорной и исследуемой сред, разность в скобке равна нулю, независимо от соотношения концентраций кислорода в обеих средах. Тогда

$$x = \frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_{x.o.ж}}, \quad (6)$$

т. е. значение выбранного нами параметра пропорционально отношению интенсивности излучений углерода и кислорода, а следовательно, пропорционально отношению концентраций этих элементов. При наличии соответствующей разницы в спектральном составе излучения, дошедшего до исследуемого и опорного пластов, соотношение (6) нарушается и применение параметра x лишается преимуществ.

Изменение спектрального распределения гамма-излучения O^{16} может быть вызвано различием рассеивающих или поглощающих свойств сред, конструкции скважины против опорного и исследуемого пласта, оно зависит также от характера жидкостного заполнения скважины и т. п. Можно ожидать, однако, что характер спектра близок к равновесному, различия незначительны и показания метода целесообразно использовать именно в форме (2).

Относительная статистическая погрешность в определении параметра (2) выражается формулой

$$\delta_x = \frac{\sqrt{\left(\frac{Y_{x.м}}{Y_{x.ж}}\right)^2 (\delta_{Y_{x.м}}^2 + \delta_{Y_{x.ж}}^2) + \left(\frac{Y_{o.м}}{Y_{o.ж}}\right)^2 (\delta_{Y_{o.м}}^2 + \delta_{Y_{o.ж}}^2)}}{x} \quad (7)$$

где $\delta_{Y_{x.м}}$, $\delta_{Y_{x.ж}}$, $\delta_{Y_{o.м}}$, $\delta_{Y_{o.ж}}$ — относительные погрешности для соответствующих интегральных отсчетов. Формулу (7) можно использовать

для оценки погрешностей экспериментально определяемых значений κ , для чего ее удобнее представить в виде

$$\delta_{\kappa} = \frac{\sqrt{\left(\frac{Y_{\kappa.м}}{Y_{\kappa.ж}}\right)^2 \left(\frac{1}{Y_{\kappa.м}} + \frac{1}{Y_{\kappa.ж}}\right) + \left(\frac{Y_{0.м}}{Y_{0.ж}}\right)^2 \left(\frac{1}{Y_{0.м}} + \frac{1}{Y_{0.ж}}\right)}}{\kappa}. \quad (8)$$

Для теоретических оценок статистическую погрешность целесообразно выражать через абсолютную величину счета от углерода и относительные безразмерные параметры, зависящие от формы спектрального распределения излучения кислорода и соотношения макроскопических сечений для кислорода в опорном и исследуемых пластах. Подставив в формулу (8) значения входящих в нее величин, взятые из (3) и (4), получим

$$\delta_{\kappa} = \frac{\sqrt{\bar{N}_{\kappa.о.ж} [\kappa^2 + \kappa(2S+3) + (G+1)(S+1)(\kappa+2)]}}{N_0}. \quad (9)$$

Здесь $S = \frac{Y_{0.м} - Y_{0.ж}}{Y_{0.ж}} = \frac{\bar{N}_{0.м}}{\bar{N}_{0.ж}}$ зависит только от формы спектра излучения кислорода, $G = \frac{Y_{\kappa.о.ж}}{Y_{0.ж}} = \frac{\bar{N}_{\kappa.о.ж}}{\bar{N}_{0.ж}} \sim \frac{\Sigma_{\kappa.о.ж}}{\Sigma_0}$ — от соотношения макроскопических сечений кислорода в исследуемом и опорном пластах.

Результаты измерений на кислородсодержащей среде и среде, содержащей кислород и углерод

Описываемая аппаратура была подвергнута стендовым испытаниям. Кислородсодержащей средой служил песок, насыщенный водой, средой, содержащей углерод и кислород, — песок, насыщенный парафином. При низких нагрузках, исключающих влияние мертвого времени, были сняты с пластмассовым сцинтиллятором спектры гамма-излучения возбужденных ядер C^{12} , образующегося в результате реакции $Be^9(\alpha, n)C^{12}$, и спектры гамма-излучения возбужденных ядер O^{16} , образующегося при распаде N^{15} . Судя по спектрам, возможно, несмотря на низкое разрешение, характерное для органических сцинтилляторов, выделить жесткий энергетический интервал, в котором излучение O^{16} регистрируется, а излучение C^{12} не регистрируется. В дальнейшем указанные ядерные реакции постоянно использовались для калибровки аппаратуры.

Были проведены многочисленные измерения при разных выходах нейтронов с целью определения мертвого времени быстрой схемы. По результатам 17 измерений $q = \frac{1}{3}$, т. е. $\tau = \frac{t}{3}$. Из этих данных следует, что схема может зарегистрировать не свыше 4 импульсов за цикл, однако такая возможность весьма маловероятна. Существенно отлична от нуля вероятность регистрации 0, 1, 2, 3 импульсов. Это также согласуется с наблюдаемыми результатами (см. рис. 2).

На диаграммах распределений кодовых импульсов по каналам анализатора (рис. 3) было отмечено расщепление пиков кодовых импульсов, соответствующих счету одного или двух импульсов в цикле. Предполагается, что один из локальных максимумов связан с однократными «единицами» или «двойками», т. е. со случаями, когда каждый из импульсов, подпитывающих накопитель, обусловлен лишь одним надпо-

роговым импульсом и продлевание мертвого времени не имеет места. Второй локальный максимум связан со случаем, когда продлевание имеет место, т. е. когда импульсы, подпитывающие накопитель, кратные. Это предположение базируется на том, что при увеличении загрузки ФЭУ- второй локальный максимум резко возрастает и при малых загрузках исчезает.

Измерения со средами проводились на двух идентичных по размерам цилиндрических блоках с коаксиально расположенным каналом для прибора. Один цилиндр был заполнен песком с водой, другой — песком, насыщенным парафином. Высота блока 80 см, диаметр 55 см, диаметр канала 10 см. Пористость песка 32%. Расстояние от мишени генератора нейтронов до счетчика 30 см. Счетчик — пластмассовый, р-терфинил в полистироле. Использовался фотоумножитель ФЭУ-13.

Для измерений использовались жесткий спектрометрический интегральный канал с порогом 5 Мэв и мягкий интегральный

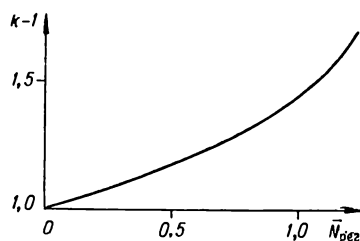
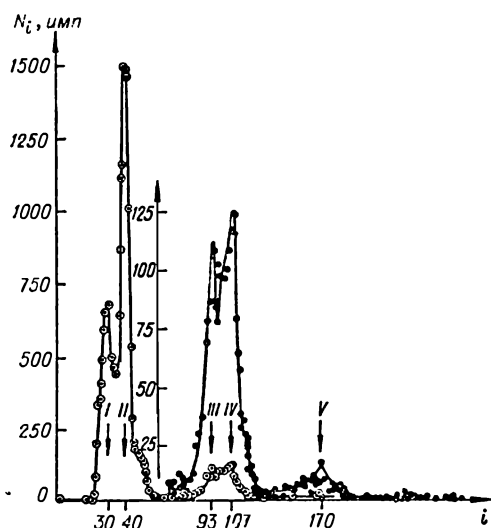


Рис. 4. Зависимость поправок на мертвое время от регистрируемого счета.

Рис. 3. Распределение кодовых импульсов с расщеплением максимумов на однократные и многократные. Усл. обозн. см. рис. 2

с порогом 3,5 Мэв. С помощью многоканального анализатора фиксировались распределения амплитуд кодовых импульсов, интерпретировавшиеся в соответствии с принципами, описанными выше. По распределениям кодовых импульсов определялся регистрируемый счет $N_{\text{рег}}$, который затем корректировался на мертвое время и в соответствии с поправочным графиком рис. 4 приводился к одинаковому выходу нейтронов. Определялось отношение счета в мягком и жестком каналах для каждой среды, а также параметр κ в соответствии с (6). По результатам всех измерений $\kappa = 1,5$.

Таким образом, при выбранных интегральных порогах и спектральных характеристиках люминофора излучение углерода, регистрируемое в мягком канале, в 1,5 раза интенсивнее излучения кислорода в жестком. Эти данные являются предварительными и подлежат уточнению.

Проведенные измерения показали правильность исходных предположений, положенных в основу способа измерений. Предлагаемая измерительная аппаратура обеспечивает возможность регистрации гамма-квантов от ядер, возбуждаемых быстрыми нейтронами, а также выделения эффекта от излучения углерода, что позволяет оценивать

содержание углерода в породе при использовании нейтронных ускорительных трубок, работающих в режиме кратковременных импульсов инъекции нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов Н. В. О применении методов неупругого рассеяния нейтронов и наведенной радиоактивности для выделения углеродсодержащих пластов и оценки их качества.—Сб. «Портативные генераторы нейтронов». М., Госатомиздат, 1962.
2. Hoyer W. A., Rumble. Field Experience in Measuring Oil Content, Litology and Porosity with a High — Energy Neutron — Induced Spectral Sistem.—Journ. of Petroleum Technology, July, 1965.
3. Базиладзе Г. С. ПТЭ, 1966, № 5.
4. Бланков Е. Б. Об учете мертвого времени продлевающего типа при импульсных нагрузках регистрирующей аппаратуры (см. настоящий сборник).

Ю. А. Гулин

КОМПЛЕКС РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЕСЧАНО-ГЛИНИСТЫХ ОТЛОЖЕНИЙ В НЕФТЯНЫХ СКВАЖИНАХ

Определение пористости песчано-глинистых отложений по данным нейтронного каротажа затруднено из-за влияния глинистости пород. На рис. 1 сопоставлены показания ННК по надтепловым нейтронам и НГК с пористостью пород, определенной по керну из скважины, пробуренной на нефтеэмульсионном растворе. Точки на графиках разделяются на две группы, одна из которых отвечает неглинистым разностям, вторая — глинистым. Использование при определении пористости усредненной палеточной кривой без учета глинистости пород приводит к ошиб-

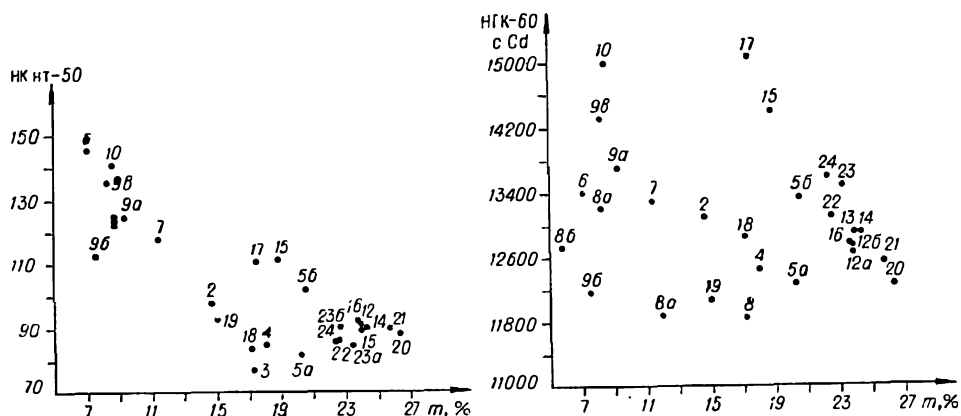


Рис. 1. Сопоставление показаний ННК и НГК с пористостью, определенной по керну.

кам в определении m для рассматриваемого случая примерно на 4% от объема пород при ННК и на 8% при НГК.

Как показано в работе [1], данные гамма-каротажа часто невозможно использовать для поправок на глинистость пород, так как естественная радиоактивность последних определяется не только глинистостью, но и фракционным составом.

Исследования ВУФ ВНИИ геофизики (1962—1963 гг.) показали, что при комплексной интерпретации диаграмм нейтронного гамма-каротажа и нейтрон-нейтронного каротажа по надтепловым нейтронам терригенные отложения могут быть, в принципе, расчленены на глинистые и неглинистые, что допускает оценку пористости и глинистости этих пород по результатам комплексных измерений. Метод разделения основан на различной объемной плотности глинистых и неглинистых пород при их одинаковом водородосодержании.

Известно, что интенсивность вторичного гамма-излучения, отнесенная к активности источника, определяется распределением медленных нейтронов, энергией и количеством гамма-квантов, излучаемых при захвате нейтронов ядрами, и коэффициентом поглощения гамма-излучения в исследуемой среде. Так как последний фактор зависит в основном от объемной плотности среды, результаты НГК отражают в определенной степени плотностную характеристику пород. Глины, если учитывать содержание в них только химически связанного водорода, имея объемную плотность 2,6—2,8 г/см³, по водородосодержанию в среднем эквивалентны неглинистым песчаникам или алевролитам с пористостью 30%, имеющим объемную плотность 2,2 г/см³. За счет такой большой разницы глины и глинистые породы выделяются на диаграммах НГК меньшими показаниями по сравнению с неглинистыми пластами того же водородосодержания.

На рис. 2 сопоставлены кривые НГК и ННК по песчано-глинистым отложениям девона (скв. 184, Туймаза). Менее глинистому пласту, выделяемому низкими показаниями ГК в интервале 1697—1705 м, соответствуют пониженные показания ННК и повышенные НГК по сравнению с глинистым пластом 1685—1697 м.

На рис. 1 видно, что погрешность определений пористости за счет глинистости по НГК в песчано-глинистых отложениях в два раза выше, чем по ННК. Так как глины эквивалентны по водородосодержанию породам с пористостью, примерно равной 30—35%, при 20% глинистости пласта кажущаяся пористость его, определенная по НГК, на 6—7% больше, чем по ННК, что, в принципе, позволяет оценивать глинистость пород с точностью до 5—10%.

С другой стороны, наличие глинистой корки толщиной 2 см приводит к завышению кажущейся пористости по НГК на 4% и по ННК на 8—9%, что полностью компенсирует различие, вызванное влиянием глинистости. В рассматриваемом случае значения пористости по данным обоих методов будут практически одинаковыми и завышенными на 9—11%. Таким образом, чтобы достаточно точно оценить пористость и глинистость пород, необходимо знать толщину глинистой корки с точностью до 5 мм. Но такая точность не обеспечивается измерениями каверномером.

Значительно лучшие результаты дает комплекс 2ННК-НГК. Регистрация ННК двумя зондами разной длины, обеспечиваемая трехканальной аппаратурой, как это показано в работе [2], позволяет в значительной степени скомпенсировать влияние глинистой корки. На рис. 3, а сопоставлены показания ННК и НГК по скважине, пробуренной на нефтеемульсионном растворе и не имеющей корки. В данном случае пласты четко разделяются на глинистые и неглинистые (последним соответству-

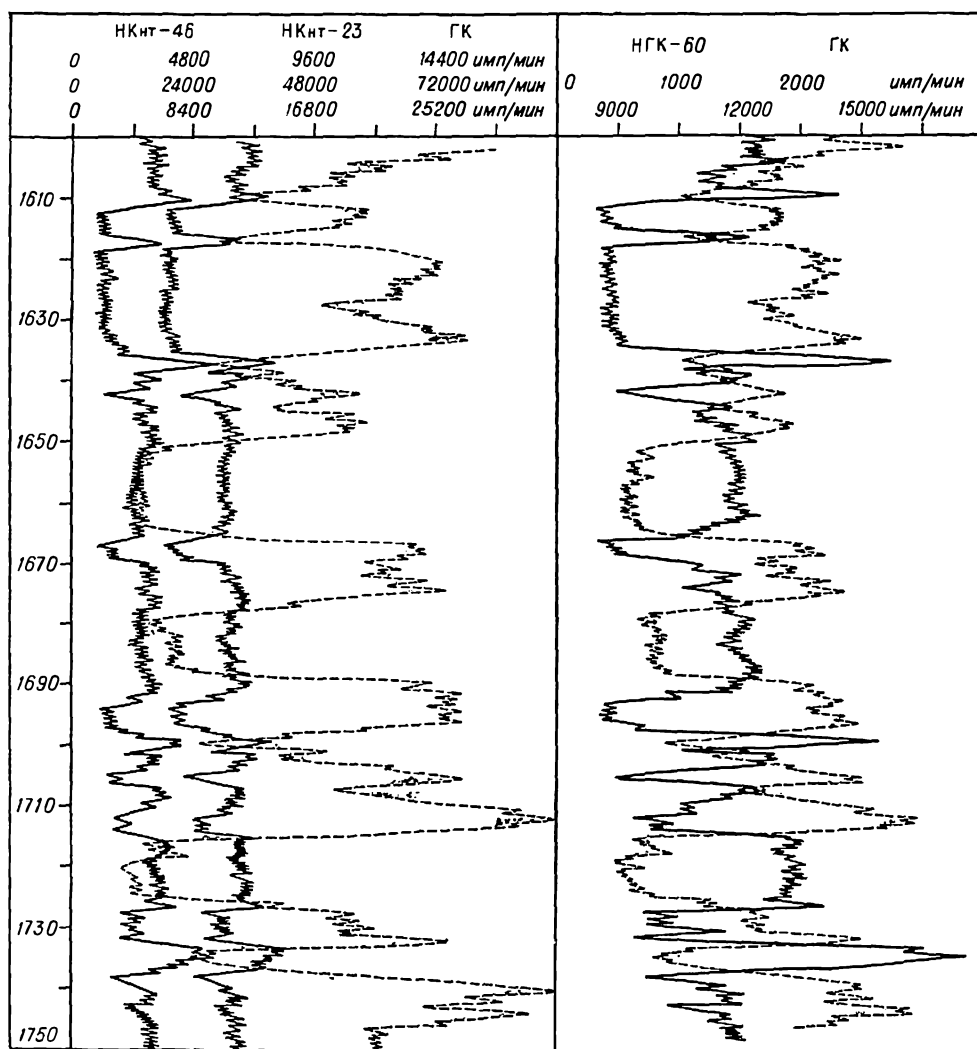


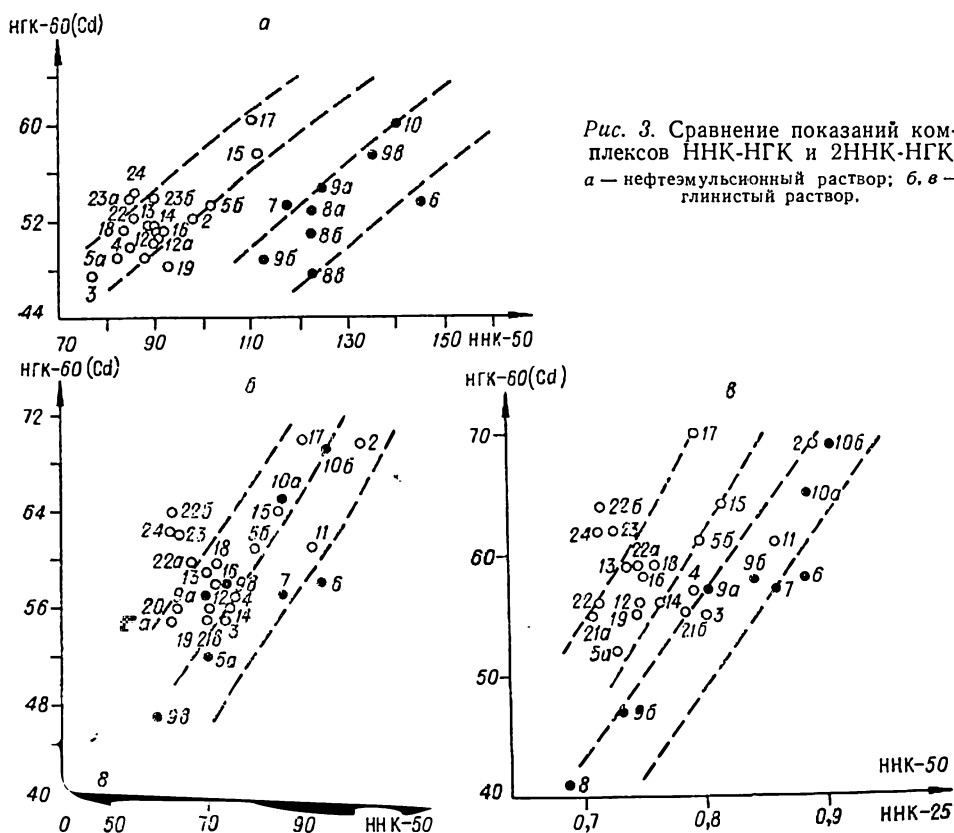
Рис. 2. Диаграммы ННК и НГК по скв. 184.

ют более высокие показания НГК). На рис. 3, б, в даны результаты НГК и ННК, полученные после замены нефтеэмульсионного раствора глинистым и проработки скважины, в результате чего образовались корка и размывы. На рис. 3, б пласты по этому комплексу практически не разделяются. На рис. 3, в, где сопоставлены НГК и отношение показаний двух зондов ННК, разделение пластов почти такое же четкое, как на рис. 3, а.

Однако применение комплекса 2ННК-НГК требует дополнительных замеров, либо разработки новой четырехканальной аппаратуры, т. е. практически нереально в ближайшее время.

Поэтому в ВУФ рассматривался вопрос о возможности модернизации трехканальной аппаратуры РК, имеющейся на некоторых предприятиях, без изменения числа ее каналов с целью получения удовлетворительных результатов измерений с точки зрения рассматриваемой задачи.

Трудности комплексирования ННК и НГК при расположении индикаторов обоих каналов по одну сторону от источника, как это сделано



в трехканальной аппаратуре из соображений техники безопасности, заключаются в следующем.

1. Так как оптимальная по дифференциации и скорости счета длина зонда НГК составляет 45—55 см, зонда ННК — 37—45 см, детекторы обоих каналов можно расположить только рядом, а фотоумножители — по обе стороны от них. При этом значительная часть экрана, защищающего индикаторы от прямого фона источника, заменяется ФЭУ ННК, что резко ухудшает экранировку.

2. Наилучшие для экранировки индикатора НГК материалы (свинец и железо) не обеспечивают надежной экранировки индикаторов ННК. При использовании парафина или полиэтилена, являющихся оптимальными материалами для экранировки канала ННК, имеет место обратная картина.

В результате модельных работ было выяснено, что наилучшие результаты дает сложный экран, состоящий из кусочков железа размером 2—3 мм, залитых парафином. Такой экран, имея пористость около 40%, хорошо рассеивает, замедляет и поглощает нейтроны и вместе с тем является достаточно надежной защитой от прямого гамма-фона. Замена железа свинцом в этом экране заметно ухудшает параметры зонда ННК, не изменяя практически экранировку индикатора НГК. Для улучшения последней целесообразно поместить непосредственно под индикатором НГК дополнительный свинцовый экран толщиной 20—40 мм и окружить детектор слоем кадмия толщиной 0,5 мм и свинца толщиной 1,5 мм.

Кадмиевый экран уменьшает влияние минерализации бурового раствора в 2—2,5 раза, свинцовый — резко уменьшает долю естественного гамма-излучения.

Судя по результатам модельных измерений, показания канала НГК увеличиваются в течение 1—1,5 ч за счет активации кристалла йодистого натрия в пласте мрамора на 16% и в песчаном пласте с пористостью 35% — на 7%. При окружении индикатора дополнительно слоем борной кислоты толщиной 10 мм показания при тех же условиях возрастают соответственно на 5,5 и 3%, т. е. влияние активации снижается почти в 3 раза и достигает приемлемого уровня.

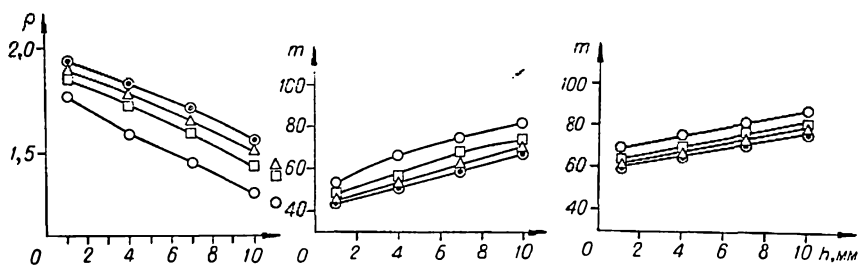


Рис. 4. Плотность, пористость и водородосодержание глинистой корки.

На основании результатов модельных работ была выбрана конструкция зондовой части трехканальной аппаратуры, включающей каналы ННК и НГК, практически без ухудшения параметров по сравнению с однозондовыми приборами даже при наличии глинистой корки.

В связи с последним к модернизированной аппаратуре полностью относятся требования к учету глинистой корки, приведенные выше для однозондовых приборов. Так как эти требования очень высоки, выяснилась возможность внесения поправок в результаты измерений по кавернограммам и коркограммам.

Удельное давление корпуса трехканальной аппаратуры РК на стенку скважины при угле наклона последней 1—2° на три порядка меньше, чем давление ножек каверномера, и почти на два порядка меньше по сравнению с башмаком коркомера. Можно предположить, что эффективная толщина глинистой корки для трехканального прибора отличается от измеренной. Для изучения этого вопроса были обобщены литературные данные и выполнены лабораторные исследования параметров корки, в частности ее твердости (сопротивления продавливанию). Образцы корок получали путем прокачивания глинистого раствора с удельным весом $1,3 \text{ г/см}^3$ через фильтр при давлении около 20 атм, а также смешиванием порошка глины с водой в разных соотношениях, чтобы придать смеси различную объемную плотность. Кроме того, было исследовано несколько образцов корок, извлеченных из скважин опробователем пластов.

Наиболее полные сведения о параметрах корки приведены в работе [3]. В ней на основании результатов лабораторных измерений показано, что весовая влажность и твердость корки меняются по толщине. Наибольшую твердость и минимальную влажность имеет очень тонкий (до 10% от толщины) слой, непосредственно прилегающий к фильтру и не разрушающийся даже при давлении 10—15 кг/см². На рис. 4 приведены графики распределения плотности корки по ее толщине, пересчитанные из графиков распределения весовой влажности, приведенных в работе [3]. Минералогическая плотность сухой части образца принята равной $2,7 \text{ г/см}^3$. Видно, что объемная плотность корки меняется от максималь-

ных значений, отвечающих внутренним слоям, практически до плотности бурового раствора почти линейно по ее толщине. На том же рисунке приведены графики изменения пористости m корки и ее водородосодержания m_H по толщине. Значения m определены по известным формулам; при вычислении m_H считалось, что сухие глины с плотностью $2,7 \text{ г/см}^3$ эквивалентны породам с пористостью $m=30\%$. Из графиков следует, что водородосодержание глинистых корок меняется от 60—70 до 80—90%.

В литературе отсутствуют сведения о деформации корки при малых удельных давлениях — до $100\text{—}200 \text{ г/см}^2$, характерных для геофизических приборов, в том числе и прижимных, а также о прямых измерениях объемной плотности корки. Для уточнения взаимодействия корпуса прибора с коркой при малом удельном давлении на стенку скважины исследовалась твердость смеси порошка глины с водой и обычно применяющимися реагентами путем вдавливания в нее пластины, на которую помещался груз определенного веса.

На рис. 5, а изображены две кривые. Первая характеризует удельное давление, необходимое для практически полного прорезания корки, вторая — для половины толщины корки. Видно, что при давлении около 10 г/см^2 смесь плотностью $1,45 \text{ г/см}^3$ продавливается наполовину и только смесь плотностью $1,38 \text{ г/см}^3$ продавливается полностью. При давлении 1 г/см^2 то же происходит с корками плотностью $1,4$ и $1,35 \text{ г/см}^3$. На рис. 5, б приведен аналогичный график для больших плотностей корки. При его построении использованы, кроме указанных, результаты определений твердости и плотности корок, полученных на установке УНИ и извлеченных из скважин. При удельном давлении свыше 2 кг/см^2 корка любой плотности прорезается практически до конца. Это дает, в частности, основание считать, что при замерах коркомером нож последнего прорезает корку полностью. Можно отметить, что аналогичные испытания образцов пород (песчаника, доломита и известняка) показали не-

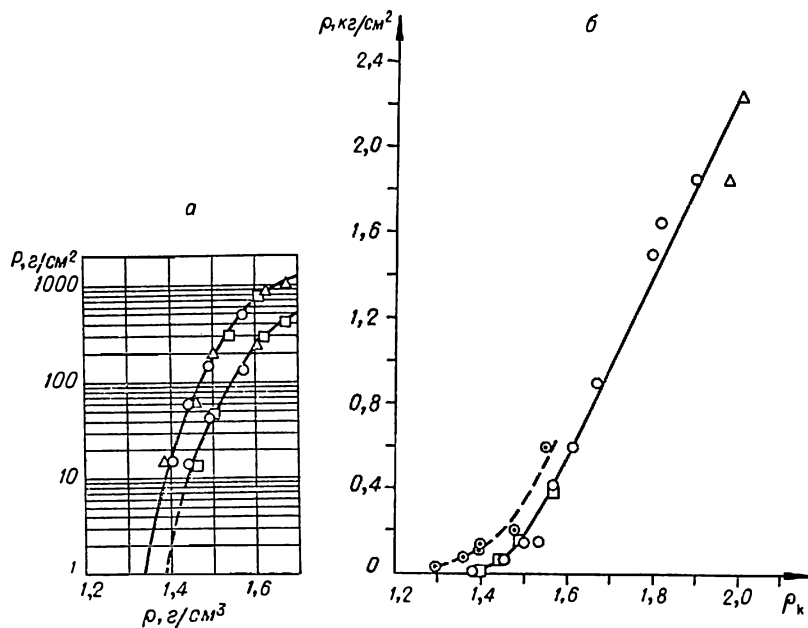


Рис. 5. Зависимость удельного давления, необходимого для полного и половинного прорезания корки, от ее объемной плотности:
а — при малых давлениях; б — при больших давлениях.

возможность сколько-нибудь заметного вдавливания ножа в образец при давлениях до 30—50 кг.

На рис. 6 сопоставляются графики распределения объемной плотности корки ρ_k и ее твердости, характеризуемой удельным давлением, необходимым для полного продавливания корки при данном значении ρ_k (пунктир) и половинного продавливания (сплошная линия). Медленному изменению плотности глинистой корки соответствует резкое изменение давления, необходимого для ее продавливания. Так, интервалу изменений толщины корки (примерно на 20% от полной) соответствует 50-кратное изменение давления. Исходя из этого, можно считать, что переход от сравнительно твердой части корки к жидкому раствору происходит в интервале 2—5 мм, т. е. в реальных условиях существует граница корка — раствор, хотя и не совсем четко выраженная.

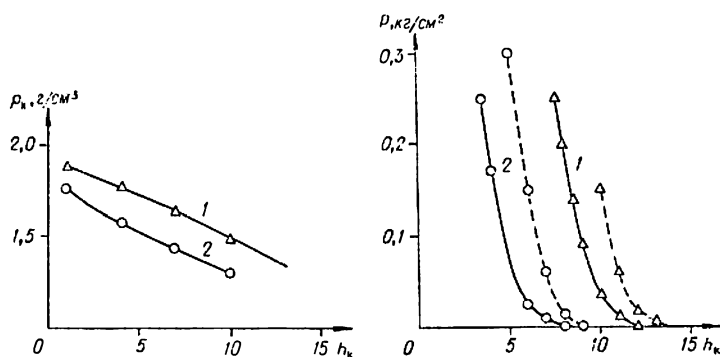


Рис. 6. Распределение объемной плотности и твердости по толщине глинистых корок.

На рис. 7 приводится схема строения глинистой корки, составленная на основе всех полученных результатов. Максимальная объемная плотность корки принята равной 2 г/см^3 , исходя из наибольших значений по всем определениям, минимальная — равна плотности бурового раствора (на схеме $1,2 \text{ г/см}^3$). На рис. 7 нанесены определенные по графику рис. 6 относительные пределы вдавливания корпусов различных приборов в корку. Видно, что эффективная толщина последней для обычных приборов РК примерно на 20%, т. е. на 3—5 мм, больше, а для каверномера в среднем вдвое меньше, чем для коркомера микрозонда или прибора ГГК, что соответствует скважинным материалам.

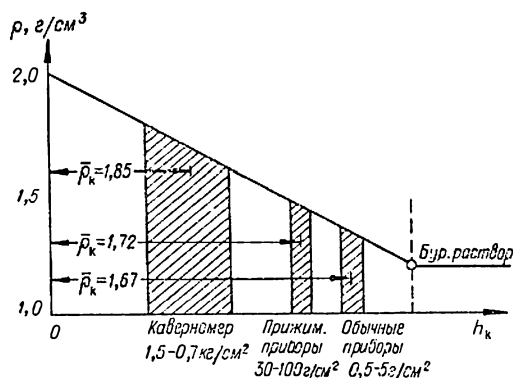


Рис. 7. Схема строения глинистой корки.

На схеме рис. 7 приведены средние значения объемной плотности корок — от $1,67 \text{ г/см}^3$ для стандартных приборов РК до $1,72 \text{ г/см}^3$ для прижимных приборов. Таким образом, среднюю объемную плотность глинистой корки при измерениях аппаратурой РК в скважинах с обычным глинистым раствором можно принять равной $1,7 \text{ г/см}^3$, что соответствует ее водородосодержанию в пересчете на пористость, равному 75%.

На основании результатов исследования можно сделать следующие выводы.

1. Эффективная толщина глинистой корки зависит от удельного давления прибора на стенку скважины, которое различается для геофизических приборов в тысячи раз.

2. Эффективная толщина корки при измерениях трехканальной аппаратурой примерно на 20% больше измеренной коркомером и в 90% скважин Башкирии и Татарии не превышает в песчано-глинистых отложениях 25 мм.

3. Между сравнительно твердой частью глинистой корки и буровым раствором имеется нечетко выраженная граница, «размазанная» на 20% от толщины корки.

4. В связи с малыми углами наклона скважин в районах Башкирии и, как следствие, недостаточным давлением корпуса трехканального прибора на корку крайне желательно уменьшить соприкасающуюся с ней поверхность корпуса. Можно надевать на корпус прибора в районе зондовой части (на 50 мм выше источника) отклонитель, что увеличит удельное давление на корку в 50—100 раз. В результате заметно (на 25—30%) уменьшится ее эффективная толщина и повысится надежность прижима в скважинах с растворами, имеющими повышенную плотность.

5. Для грубого учета влияния глинистой корки на результаты нейтронного каротажа можно использовать данные измерений коркомером или каверномером, корректируя их в соответствии с рис. 7.

6. Средняя объемная плотность глинистой корки при измерениях трехканальной аппаратурой в скважинах с нормальным глинистым раствором равна $1,7 \text{ г/см}^3$, водородосодержание $m=75\%$.

При построении палеток для комплексной интерпретации использованы результаты измерений модернизированным трехканальным прибором на моделях Нижневолжского института, геологии и геофизики и сделаны следующие допущения:

а) глины по своему водородосодержанию эквивалентны породам 30%-ной пористости;

б) глинистость песчаников влияет на показания НГК, выраженные через погрешность определений пористости, вдвое сильнее, чем при ННК, как это было показано выше.

На рис. 8 сопоставлены показания ННК и НГК в пластах различной пористости при разной толщине глинистой корки, с учетом сказанного, для пород с нулевой (сплошные кривые) и 20%-ной (пунктир) глинистостью. Кривые для глинистых пород с коркой 1—2 см пересекают кривые для неглинистых пород без корки, что обуславливает высокие требования к измерениям толщины последней, вряд ли осуществимые в производственных условиях.

На рис. 9 приведены аналогичные кривые для прибора с отклонителем. Здесь глинистая корка не препятствует расчленению пород по глинистости, особенно в случае их средней и высокой пористости. Это подтверждает вывод о необходимости применения отклонителей при работе с модер-

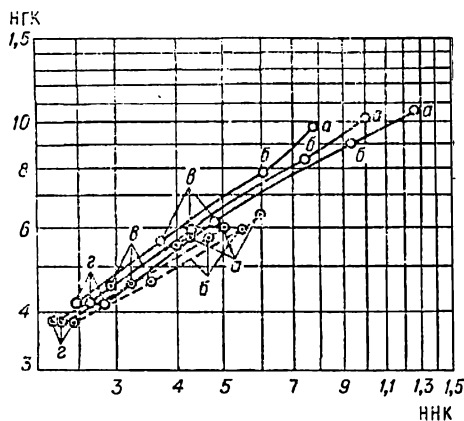


Рис. 8. Палетки для комплекса ННК-НГК (прибор без отклонителя).

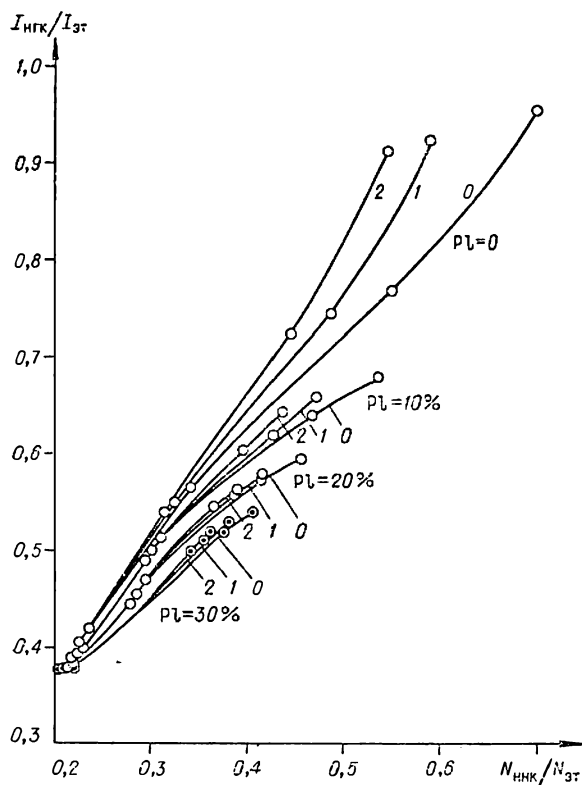


Рис. 9. Палетки для комплекса ННК-ИГК (прибор с отклонителем).

низированной аппаратурой РК. Оценим чувствительность комплекса при его использовании для определения глинистости. Из графика рис. 9 видно, что разница показаний в неглинистых породах и породах с 30%-ной глинистостью составляет по ИГК 12—14% и по ННК — 20—25%. Следовательно, при точности измерений ИГК и ННК в 3% погрешность определения глинистости составит 5—7%. По тому же графику можно оценить влияние неточности учета глинистой корки. Изменение показаний за счет глинистой корки толщиной 2 см составляет около 3% при ИГК и 4% при ННК. Этому соответствует изменение глинистости пород на 5—7%. Значит, при самом грубом учете глинистой корки погрешность оценки глинистости пород по результатам комплекса определяется только погрешностями измерений.

Приведенные материалы позволяют сделать следующее заключение.

Предложенные комплекс и аппаратура могут использоваться для определения пористости и глинистости пород терригенного комплекса. Это значительно расширяет область применения нейтронных промыслово-географических методов. Однако для количественной интерпретации необходимы материалы только очень высокого качества, получение которых требует резкого повышения технического уровня исследований, повседневного контроля аппаратуры, ее систематической эталонировки, контроля качества диаграмм по полным перекрытиям, снижения скоростей записи и, наконец, привлечения при интерпретации дополнительных данных о толщине корки, угле наклона скважин и минерализации бурового раствора.

ЛИТЕРАТУРА 1

1. Нестеренко Н. Г. Труды ВНИИ геофизики, вып. 5. М., «Недра», 1964.
2. Гулин Ю. А. и др. Новые приборы радиоактивного каротажа.— Сб. «Ядерная геофизика», вып. 3, 1962.
3. Баранов В. С. Глинистые растворы для бурения скважин в осложненных условиях. М., Гос. изд-во нефтяной и горно-топливной лит., 1955.

АППАРАТУРА

Е. Б. Бланков

ОБ УЧЕТЕ МЕРТВОГО ВРЕМЕНИ ПРОДЛЕВАЮЩЕГОСЯ ТИПА ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ ЗАГРУЗКАХ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЫ

Для правильной оценки точности радиометрических измерений необходимо знать распределение вероятностей количества счетных импульсов N_1 , регистрируемых во временном интервале t , если средний счет $\bar{N}$. Известно, что для случая постоянной скорости счета при отсутствии у регистрирующей аппаратуры мертвого времени эта вероятность определяется законом Пуассона

$$P_N = \frac{\bar{N}^N e^{-\bar{N}}}{N!}. \quad (1)$$

Для случая, когда скорость счета непостоянна, счет сосредоточен в интервалах времени, разделенных паузами, а в пределах рабочих интервалов интенсивность постоянна (импульсная загрузка), причем регистрирующая аппаратура обладает мертвым временем, закон Пуассона оказывается неверным.

Распределение вероятностей [1] для рассматриваемого случая при мертвом времени непродлевающегося типа определено в работах [1, 2]. Его можно записать в виде

$$P_N = e^{-\bar{N}(1-Nq)} \sum_{i=1}^N \frac{[\bar{N}(1-Nq)]^i}{i!} - \\ - e^{-\bar{N}[1-(N-1)q]} \sum_{j=1}^{N-1} \frac{\{\bar{N}[1-(N-1)q]\}^j}{j!}, \quad (2)$$

где N — количество счетных импульсов за один цикл; $\bar{N}$ — среднее количество импульсов за цикл; $q = \frac{\tau}{t}$; τ — мертвое время; t — длительность импульса, в пределах которого возможен счет излучения.

Выведем аналогичное распределение вероятностей для случая импульсной загрузки, но для мертвого времени продлевающегося типа. Продлевающимся называют мертвое время у таких регистрирующих схем, которые регистрируют поступающий на их вход импульс лишь в

том случае, когда перед его поступлением в течение времени τ на входе не было другого импульса.

Вероятность зарегистрировать N импульсов на выходе схемы равна нулю, если фактическое число импульсов, поступивших на ее вход, $i < N$, и отлична от нуля в случае $i > N$.

Возможны различные комбинации, приводящие к регистрации N импульсов: приход N импульсов и регистрация каждого из них, приход $N+1$ импульса и регистрация N из них при одном просчете, приход $N+2$ импульсов при 2 просчетах и регистрации N импульсов и т. д.

Согласно формуле полной вероятности

$$P_N = \sum_{i=N}^{\infty} P_i P\left(\frac{N-1}{i-1}\right) P_0. \quad (3)$$

Здесь P_i — пуассоновская вероятность прихода на вход схемы i импульсов; P_0 — вероятность регистрации первого из них, при этом $P_0=1$ (так как первый импульс всегда будет зарегистрирован); $P\left(\frac{N-1}{i-1}\right)$ — условная вероятность того, что из $i-1$ импульсов, пришедших вслед за первым, будет зарегистрирован $N-1$ импульс. Так как регистрация импульса и просчет — несовместимые события, $P\left(\frac{N-1}{i-1}\right)$ определяется формулой Бернулли.

$$P\left(\frac{N-1}{i-1}\right) = C_{i-1}^{N-1} P^{N-1} \left(\frac{1}{i-1}\right) \left[1 - P\left(\frac{1}{i-1}\right)\right]^{i-N}, \quad (4)$$

где $P\left(\frac{1}{i-1}\right)$ — вероятность регистрации одного из $i-1$ импульсов.

Регистрация импульса в случае мертвого времени продлевающегося типа возможна лишь при условии, что интервал θ между подлежащим регистрацией и предыдущим импульсами больше τ независимо от того, был ли он зарегистрирован или просчитан. Поэтому $P\left(\frac{1}{i-1}\right)$ является вероятностью того, что $\theta > \tau$. Найдем эту вероятность.

Будем считать, что приходящие на вход схемы импульсы размещены в интервале импульса инъекции по закону равной вероятности $P(t_i) = \frac{1}{t}$. Можно показать, что при этом плотность условной вероятности $P\left(\frac{\theta}{i-1}\right)$ связана с величиной интервала θ соотношением

$$P\left(\frac{\theta}{i-1}\right) = \frac{i(t-\theta)^{i-1}}{t^i}.$$

Вероятность того, что $\theta > \tau$

$$P\left(\frac{1}{i-1}\right) = \int_{\tau}^{\infty} P\left(\frac{\theta}{i-1}\right) d\theta = \left(1 - \frac{\tau}{t}\right)^i = (1-q)^i, \quad (5)$$

соответствует вероятности регистрации любого из следующих за первым импульсов при наличии i надпороговых импульсов на входе схемы.

С учетом соотношений (1), (3), (4), (5) получим

$$P_N = \frac{e^{-\bar{N}}}{(N-1)!} \sum_{i=N}^{\infty} \frac{\bar{N}^i (1-q)^{i(N-1)} [1 - (1-q)^i]^{i-N}}{i(i-N)!}. \quad (6)$$

Это и есть искомое распределение вероятностей. В частности,

$$P_1 = e^{-\bar{N}} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\bar{N}^i [1 - (1-q)^i]^{i-1}}{i!}; \quad (7)$$

$$P_2 = e^{-\bar{N}} \sum_{i=2}^{\infty} \frac{\bar{N}^i (1-q)^i [1 - (1-q)^i]^{i-2}}{i(i-2)!}. \quad (8)$$

Вероятность того, что за цикл не будет зарегистрировано ни одного импульса,

$$P_0 = e^{-\bar{N}}. \quad (9)$$

Соотношение (9) справедливо как при $q=0$, так и в случае $q \neq 0$ для продлевающегося и непродлевающегося мертвого времени.

Выведем теперь поправочную формулу, позволяющую определить $\bar{N}$, т. е. истинный средний счет на импульс по фактически зафиксированному регистрирующей схемой значению $\bar{N}_{\text{рег}}$.

Зарегистрированный счет определяется как средневзвешенный счет из соотношения

$$\bar{N}_{\text{рег}} = \sum_{N=1}^{\infty} N P_N. \quad (10)$$

Подставив в (10) значения P_N из (6), после элементарных преобразований получим

$$\bar{N}_{\text{рег}} = 1 + e^{-\bar{N}q} [\bar{N}(1-q) - 1]. \quad (11)$$

Легко убедиться, что из соотношения (11) в предельных случаях получаются правильные следствия. Так, при $q=0$ $\bar{N}_{\text{рег}} = \bar{N}$. При больших нагрузках, т. е. при $\bar{N} = \infty$, $\bar{N}_{\text{рег}} = 1$, т. е. регистрируется лишь один импульс за цикл. Если значение q известно, с помощью формулы (11) по измеренному значению $\bar{N}_{\text{рег}}$ может быть получен истинный средний счет $\bar{N}$.

На рис. 1 представлено семейство кривых $\bar{N}_{\text{рег}} = \bar{N}_{\text{рег}}(\bar{N}, q)$, с помощью которого можно вносить поправки в найденные значения $\bar{N}_{\text{рег}}$ при известных q . Для определения величины q можно использовать следующие способы.

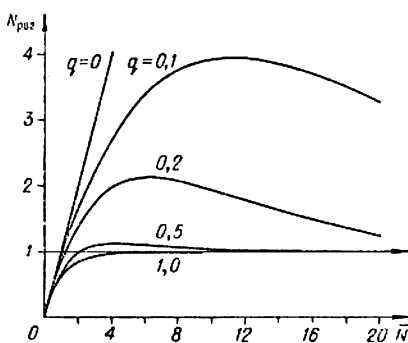


Рис. 1. Семейство поправочных кривых.

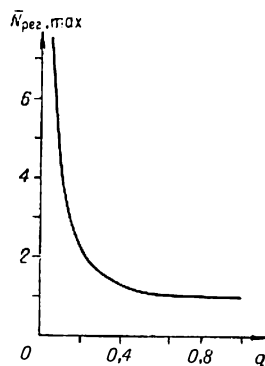


Рис. 2. Зависимость между максимальной регистрируемой скоростью счета и относительным мертвым временем.

1. Меняя каким-либо образом $\bar{N}$, найти максимальный регистрируемый счет $N_{\text{рег. max}}$ и по нему определить q . Выведем для этого функциональную связь между $N_{\text{рег. max}}$ и q . Из выражения (11), используя условие экстремума по N , найдем $\bar{N}_m$, соответствующие максимуму $\bar{N}_{\text{рег}}$:

$$N_m = \frac{1}{q(1-q)}. \quad (12)$$

Подставив (12) в (11), получим искомую связь между $N_{\text{рег. max}}$ и q :

$$\bar{N}_{\text{рег. max}} = 1 + \frac{(1-q)e^{-\frac{1}{1-q}}}{q}.$$

График этой функциональной зависимости (рис. 2) может быть использован для определения q .

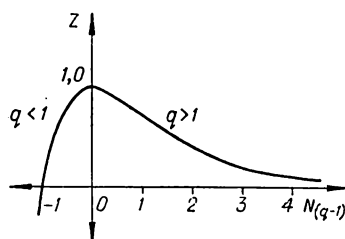


Рис. 3. Зависимость между истинной и регистрируемой скоростями счета.

2. Определение q путем составления $\bar{N}_{\text{рег}}$ и доли циклов, в которых не зарегистрировано ни одного импульса $P_0 = e^{-\bar{N}}$. Для использования этого пути необходимо наряду с суммарным счетом $\bar{N}$ иметь счет пустых циклов. Такой счет велся, например, в работе [3].

Выведем функциональную связь между экспериментально определяемыми величинами $\bar{N}_{\text{рег}}$, $\bar{N}_0$ и q . Введем переменную

$$Z = \frac{1 - \bar{N}_{\text{рег}}}{\bar{N}_0}. \quad (13)$$

Легко показать, что

$$Z = e^{-x}(1 - X), \quad (14)$$

где

$$X = \bar{N}(1 - q) \quad (15)$$

$$- \ln \bar{N}_0 = \bar{N}. \quad (16)$$

На рис. 3 представлен график функции (14), с использованием которого по экспериментальным величинам $\bar{N}_{\text{рег}}$ и $\bar{N}_0$ определяется X . Затем из (15) и (16), желательно по большому числу измерений, находим q .

Располагая значением q для используемой в определенном режиме аппаратуры, можно вносить поправки на мертвое время в любые результаты измерений с помощью графиков, подобных изображенным на рис. 1.

Результаты настоящей работы можно применять, например, при регистрации излучений, вызванных быстрыми нейтронами, если используются генератор нейтронов, работающий в режиме коротких импульсов, и регистрирующая схема с продлевающимся мертвым временем [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М., Физматгиз, 1959.
2. Калашников В. И., Козодоев М. С. Детекторы элементарных частиц. М., «Наука», 1966.
3. Блашков Е. Б., Лозовской Л. А., Фельдман И. Г. Способ регистрации гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах углерода (см. настоящий сборник).

В. А. Бобров, Г. Б. Варварин, Н. А. Топешко

ПОЛЕВОЙ ГАММА-СПЕКТРОМЕТР

Малогабаритные мало- и многоканальные спектрометры — наиболее универсальная аппаратура прикладной ядерной геофизики [4], но и они обладают известным недостатком: большим «мертвым временем» и определенной сложностью схем. К тому же эксплуатация даже современных промышленных образцов анализаторов типа СГС-1, АИ-128 в условиях работы поисковых отрядов представляет определенные трудности.

Спектрометр СП-3 [5] в настоящее время применяется не только при определении содержаний Ra, Th, K, но и при рентгено-радиометрическом анализе (сообщение Г. А. Пшеничного на настоящем семинаре). Авторы работы [5] на примере малогабаритного анализатора с параметрами СП-3 показали довольно широкие возможности его применения в практике поисково-разведочных работ. Но использование этого спектрометра тесно связано с определенным типом детектора, выбор которого определяется задачами анализа. Это еще раз показывает, что разработка малогабаритного анализатора по типу ААДО-1 более целесообразна.

В Институте геологии и геофизики СО АН СССР разработан малогабаритный одноканальный амплитудный анализатор*, предназначенный для неавтоматического изучения спектра радиоактивного излучения в полевых условиях.

Прибор регистрирует отрицательные выходные импульсы длительностью от 0,3 мксек в диапазоне от 5 мв до 10 в. Разрешающее время прибора не более 20 мксек. Входное сопротивление 1,5 ком. Нелинейность характеристики дискриминации не превышает 2%. Порог дискриминации может принимать 50 значений (каналов), изменяясь от 0 до 30 в, грубо через 6 в (10 каналов) и точно через 0,6 в (1 канал). Ширина канала может принимать значения 0,6; 1,2; 3; 6 в, это соответствует 1, 2, 5, 10 каналам. Кроме того, прибор позволяет осуществлять интегральный счет. Стабильность работы прибора сохраняется в диапазоне температур от +5 до +50°С. К данному анализатору может подключаться любой датчик, потребляющий от прибора мощность не более 200 мвт, с напряжением до —15 в. Вес прибора 4 кг. Питание его рассчитано от комплекта батарей 11,5-ПМЦГ-У-1,3 (6 шт.) и 1,6-ФМЦ-3,2 (2 шт.), обеспечивающих работу анализатора в течение 40 ч.

* В изготовлении рабочей модели принимал участие И. П. Молочаев.

Принцип работы прибора поясняется блок-схемой (рис. 1). Сигнал с датчика 1 поступает на усилитель 2. Усиленный сигнал подается с выхода усилителя на дифференциальный дискриминатор 3, затем схемой антисовпадения, состоящей из блоков 4, 5, 6, 7, отбираются сигналы, попадающие в «щель». Эти сигналы затем регистрируются дискретным счетчиком СБ-1М (9) или подаются на линейный интенсиметр 8, который имеет три шкалы измерения: 10, 100 гц, 1 кгц. Для более детального ознакомления на рис. 2 приведена принципиальная схема анализатора.

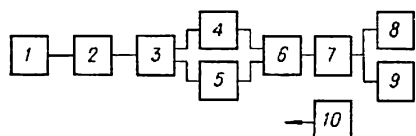


Рис. 1. Блок-схема анализатора:

1 — гильза; 2 — усилитель; 3 — дискриминатор; 4 — формирователь нижнего уровня; 5 — формирователь верхнего уровня; 6 — смеситель схемы антисовпадения; 7 — формирователь схемы антисовпадения; 8 — интенсиметр; 9 — счетчик СБ-1М; 10 — блок питания.

В данном приборе взят с незначительным изменением усилитель, описанный в работе [2]. Усилитель состоит из двух секций. Предусилитель T_1 — T_4 — первая секция, T_5 — T_7 и L_1 — вторая. Каждая секция представляет собой усилитель с гальваническими связями, что позволяет исключить влияние изменений частоты следования импульсов. Кроме того, в каждой секции на входной каскад подается глубокая отрицательная обратная связь по постоянному току, стабилизирующая рабочие точки активных элементов. В целом для усилителя линейность и стабильность амплитуды выходного импульса сохраняется с точностью до 1% в диапазоне температур от 0 до 50°С при изменении напряжений питания на $\pm 5\%$. Коэффициент усиления обеих секций усилителя составляет 300. Максимальная амплитуда выходного импульса — 36 в.

Для расширения диапазона регистрируемых амплитуд выходного импульса на входе усилителя ставится аттенюатор, представляющий собой последовательно подключенные ступенчатый и плавный потенциометры. В качестве дифференциального дискриминатора служит схема Парка. Импульс, поступающий с усилителя, дискриминируется по нижнему уровню на диоде D_2 напряжением, подаваемым на базу диода D_1 . Напряжение дискриминации нижнего уровня может меняться переключением — грубо через 6 в от 0 до 30 в и плавно переключателем по 0,6 в, в результате чего можно получить 50 значений. Для дискриминации верхнего уровня напряжение подается на базу диода D_3 . Это напряжение, определяющее ширину канала, может принимать значения 0,6, 1,2, 3; 6 в при помощи переключателя $П_4$.

Для выделения сигналов, попадающих в канал, служит схема антисовпадений (рис. 3), которая работает следующим образом. В случае несовпадения импульсов запускается только одновибратор нижнего уровня и на выходе смесителя имеются положительный и отрицательный выбросы (диаграмма δ , рис. 3). Одновибратор смесителя срабатывает на положительный выброс, и на его выходе появляется импульс, поступающий на регистрирующее устройство.

В случае совпадения сигналов запускаются оба одновибратора верхнего и нижнего уровней и положительный выброс суммируется с отрицательным импульсом, поступающим с одновибратора верхнего уровня. В этом случае одновибратор смесителя не срабатывает и импульс не регистрируется.

При интегральном отсчете цепь верхнего уровня разрывается. Регистрация излучения в данном приборе может производиться как в аналоговом, так и в дискретном виде. Непрерывное считывание скорости счета осуществляется интенсиметром, интенсивность определяется путем

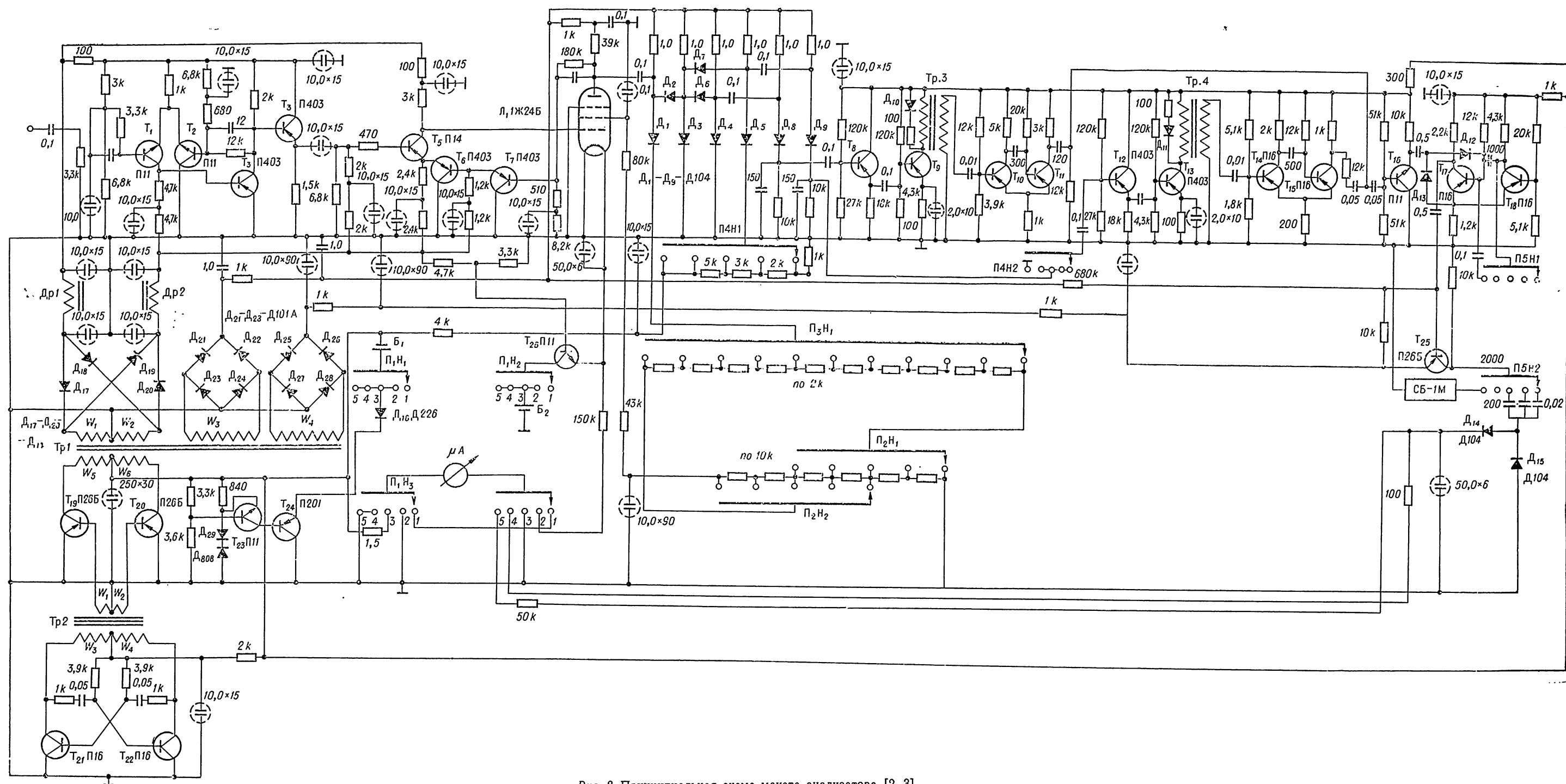


Рис. 2. Принципиальная схема макета анализатора [2, 3].

усреднения заряда, приносимого на интегрирующую емкость C_{54} . Работа подобных схем подробно описана в [3]. Интенсиметр имеет три шкалы измерения: 10, 100 $гц$, 1 $кгц$. Для дискретной регистрации излучения сигнал подается на счетчик СБ-1М, позволяющий регистрировать без просчета малые загрузки в канале, до 6—7 $имп/сек$.

Питание схемы осуществляется от преобразователя, выполненного на транзисторах T_{19} — T_{22} (см. рис. 2). Преобразователь собран по двухтактной схеме с задающим генератором.

Такой генератор обеспечивает надежность работы преобразователя и стабильность частоты преобразования. Последнее важно, так как в данной схеме стабилизируется только преобразуемое напряжение. Стабилизатор преобразуемого напряжения представляет собой эмиттерный повторитель на транзисторе T_{24} с усилителем обратной связи на транзисторе T_{23} . Встречное включение опорных диодов D_{29} , D_{30} в стабилизаторе обеспечивает высокую термостабильность последнего.

Ток питания схемы составляет 65—70 $мА$. Для питания стабилизатора используется комплект батарей ПМЦГ—11,5 $в$ (6 шт.), которого хватает на 40 ч непрерывной работы.

Напряжение накала лампы 1Ж24Б стабилизируется эмиттерным повторителем T_{26} . Для накала лампы используются два включенных последовательно элемента 1,6-ФМЦ-4—3,2.

Разработанный анализатор был опробован в лабораторных условиях с гильзой от серийного радиометра типа СРП-2. Для улучшения линейной характеристики гильзы и повышения ее термостабильности нами был видоизменен эмиттерный повторитель: низкочастотный триод типа П-14 был заменен высокочастотным триодом П-403, коллекторное питание эмиттерного повторителя поднято с —6 до —10 $в$, в цепь смещения базы эмиттерного повторителя встроено термосопротивление, которое позволило компенсировать температурную нестабильность сцинтиблока. Напряжение питания преобразователя высокого напряжения оставлено прежним.

Сравнение температурных характеристик обычной и термостабилизированной гильз показало, что в последнем случае температурный эффект удалось снизить с 20—25 до 5% в диапазоне $-5 \div +50^{\circ}C$. Как видим, предложенный вариант термостабилизации сцинтиблока оказался вполне удовлетворительным.

Программа испытаний анализатора включала проверку стабильности положения сигнала в выбранном канале, температурной стабильности нижнего энергетического порога и ширины дифференциального окна, линейности энергетической шкалы, воспроизводимости формы и количественного распределения подаваемого на вход анализатора спектра.

При испытаниях в качестве источника входного сигнала использовались генератор импульсов МГИ-2 и описанная выше гильза на фотоэлектронном умножителе ФЭУ-35 и монокристалле $NaI(Tl)$ 30×25 $м.м.$. Спектрометрическое разрешение гильзы составляло 10,5% по Cs^{137} . Стабильность положения сигнала, подаваемого с МГИ-2, в канале анализатора при постоянной температуре (20—23° C) проверялась по 5 циклам (длительность каждого цикла 5—7 $ч$). Ширина щели выбиралась

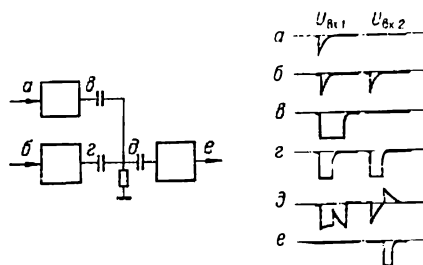


Рис. 3. Схема антисовпадений:

a — вход одновибратора верхнего уровня; $б$ — то же, нижнего уровня; $в$ — выход одновибратора верхнего уровня; $г$ — то же, нижнего уровня; $д$ — смеситель; $е$ — выход одновибратора схемы антисовпадений.

равной 0,6 в, уровень сигнала соответствовал 15 и 21 в. Уход сигнала не превышал 0,6—1,2 в, т. е. 4—7 отн. % за один цикл, что соответствует стабильности работы генератора МГИ-2.

Температурная стабильность анализатора проверялась по трем циклам, продолжительность одного цикла не менее 3 ч. В первом (нагревание) и во втором (охлаждение) циклах (кривая 1, рис. 4) определялась стабильность нижнего порога, в третьем (нагревание) стабильность окна (кривая 2, рис. 4). Замеры брались как при нагревании, так и остывании анализатора; эти моменты отмечены на температурной шкале рис. 4. Испытания показали, что стабильность анализатора сохраняется в заданном диапазоне изменения температуры (от 2 до 50°C).

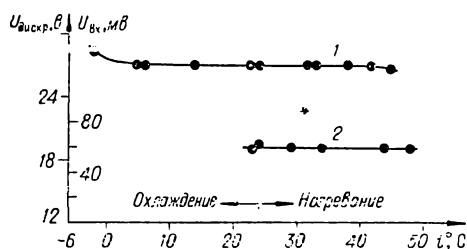


Рис. 4. Температурная стабильность анализатора.

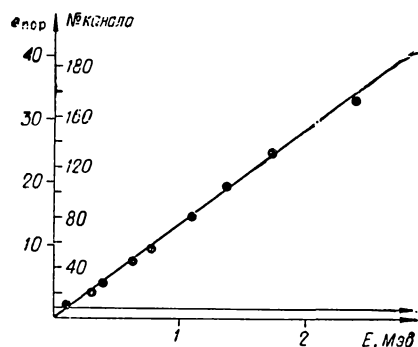


Рис. 5. Энергетическая стабильность анализатора.

Энергетическая линейность анализатора (рис. 5) проверена с линейным гамма-детектором в сравнении с анализатором АИ-256, подключенным параллельно к выходу усилителя анализатора (аноду лампы Л-1) через сопротивление 50 ком. В качестве источника гамма-излучения выбран кусок урановой смолки, в спектре гамма-излучения которого наблюдается девять линий (95, 290, 350, 610, 750, 1140, 1350, 1750, 2400 кэв). Передача спектра анализатором иллюстрируется рис. 6 и 7. На рис. 6 изображен спектр гамма-излучения окиси-закиси урана, зарегистрированный по электромеханическому счетчику, который обеспечивает надежную регистрацию при нагрузках до 500—600 имп/мин по каналу, на рис. 7 — спектр точечного источника Cs^{137} (666 кэв), зарегистрированный по шкале интенсивметра. Загрузки по каналу отложены по оси ординат. Оба спектра хорошо изучены; сходимость полученных на нашем анализаторе данных с опубликованными в литературе достаточно хорошая.

Положение фотопика от загрузки проверялось с источником Cs^{137} , который удаляли на различные расстояния от детектора. Прибор настраивался так, чтобы максимум, соответствующий фотопику Cs^{137} , приходился на 40-й канал. При изменении общей нагрузки по входу прибора от 500 гц до 25 кгц (соответственно в фотопике от 20 до 840 гц) кривая, описывая площадь под фотопиком Cs^{137} (666 кэв), сохраняла свою форму (ширина и половине максимума оставалась постоянной) и наибольшее смещение не превышало половины канала, 0,3 в.

Испытания на перегрузку по входной амплитуде, произведенные с помощью генератора двойных импульсов, показали, что анализатор передает без искажения сигнал в присутствии больших амплитуд, превышающих на выходе усилителя амплитуду более 40 в, если сигналы разделены промежутком времени более 55 мксек. Иными словами, предельно допустимая частота статистически распределенных импульсов,

имеющих на выходе усилителя амплитуды больше 40 в, составляет 1 кгц. Проверка последнего положения проводилась при снятии фотопика от излучения Cs^{137} (35—45-й каналы) как в присутствии, так и в отсутствии Co^{60} . Общая загрузка анализатора от излучения Cs^{137} и Co^{60} составила 5—7 кгц, т. е. при регистрации Cs^{137} в присутствии Co^{60} общая загрузка достигает 10—14 кгц. Загрузка большими амплитудами, превышающими на выходе усилителя уровень 45-го канала, составила 950 гц. Смещения фотопика от Cs^{137} не наблюдалось.

Итак, испытания анализатора показали вполне удовлетворительную работу спектрометра, хорошую воспроизводимость подаваемого на вход анализатора спектра, стабильность энергетического разрешения детектора.

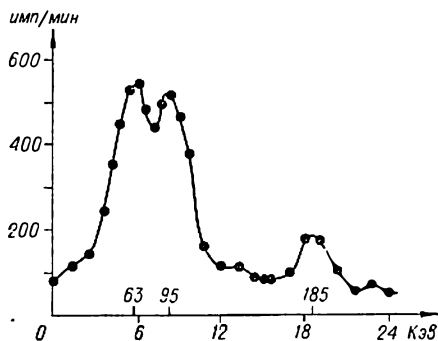


Рис. 6. Спектр гамма-излучения окси-закаиси урана (U_3O_8), NaJ(Tl) 30×25 мм.

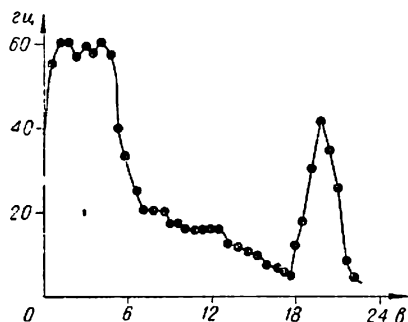


Рис. 7. Спектр гамма-излучения Cs^{137} , NaJ(Tl) 30×25 мм, $\sigma = 11\%$.

Возможности нашего прибора близки к таковым одноканального лабораторного анализатора типа ААДО-1 и спектрометра СП-3.

Касаясь применения анализатора, остановимся на двух моментах:

1) анализе аппаратурных спектров гамма-излучения природных радиоактивных источников;

2) исследовании рассеянного гамма-излучения с целью определения плотности и вещественного состава с использованием искусственных гамма-излучателей.

В настоящее время, по-видимому, считается опробованной и отработанной методика полевых количественных гамма-спектрометрических определений радия, тория, калия [1, 5]. В большинстве случаев ограничиваются анализом лишь по трем энергетическим участкам спектра: 2,0—2,8 Мэв (Th), 1,35—1,55 Мэв (K), 1,7—1,9 либо 1,05—1,25 Мэв (Ra). Более мягкими участками спектра пользуются редко. Выбор минимального количества рабочих каналов основан на предположении о равномерном распределении радиоактивных элементов. Однако это остается в силе не для всех случаев, несмотря на сравнительно небольшую проникающую способность гамма-излучения естественных радиоактивных элементов.

В статье [1] разобраны случаи, когда при определениях по трехканальной методике получаются закономерные искажения количественных значений радия, тория, калия. Авторы считают необходимым привлечение информации по дополнительным энергетическим каналам с целью качественного контроля за равномерностью распределения каждого из трех элементов. Развивая эту мысль, покажем на одном ярком примере крайне неравномерного распределения, что необходимая для решения вопроса дополнительная информация может быть получена

при снятии аппаратурных спектров в средне- и низкоэнергетических участках шкалы природной радиоактивности.

В практике геологоразведочных работ, в частности при каротаже, не так уж редки случаи рудопоявлений, которые можно четко различить лишь с помощью количественных определений радиоактивных элементов. К подобным рудопоявлениям следует отнести:

а) насыщенный по объему урановый пласт;

б) пленочные и тонкие слои, создаваемые продуктами распада радона, осаждающимися на стенках скважин и находящимися во взвешенном состоянии в сухих и заполненных водой скважинах.

Радиоактивное заражение стволов скважин, бурового и водного раствора в результате диффузии радона создает определенную трудность в установлении границ рудных пластов и их количественных параметров.

Аппаратурные гамма-спектры насыщенных и ненасыщенных слоев, с которыми можно отождествить радоновые заражения, отличаются по форме во всем диапазоне шкалы природной радиоактивности. Это различие может быть положено в основу распознавания рудных и безрудных источников активности, а также служить предпосылкой для выработки дополнительных критериев при проведении полевых гамма-спектрометрических исследований и определений.

На рис. 8 сравниваются аппаратурные спектры насыщенного уранового пласта и радоновой воды, заполняющей скважину на неактивном интервале. Для сравнения взяты относительные диаграммы, за единицу принят импульсный вклад в диапазоне 240—400 кэв как для уранового, так и радонового спектра. Результаты получены на моделях с монокристаллом йодистого натрия 30×25 мм (гильза СРП-2), диаметр скважины 90 мм, диаметр гильзы 44 мм. Из диаграмм видно, что изменение относительного импульсного вклада на уча-

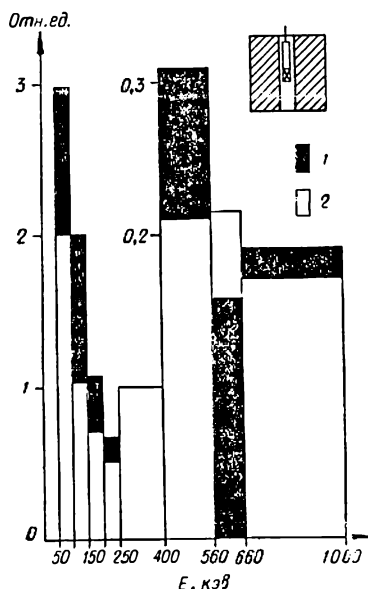


Рис. 8. Относительные диаграммы аппаратурных гамма-спектров насыщенного слоя равновесного урана (1) и радоновой воды (2).

стках 400—560 и 560—600 кэв для уранового пласта вдвое больше, чем для радоновой воды. Можно показать, что это соотношение для данных энергетических участков спектра слабо зависит от вещественного состава руд вмещающих пород и всецело определяется диаметром скважины и условиями коллимации детектора.

Не вдаваясь в детали, этим примером мы хотим показать, что при решении задачи определения радиоактивных элементов только на основе трехканальных измерений нельзя обойтись без должного качественного контроля и изучения всего аппаратурного спектра, тем более если определения ведутся в аномальных и рудных проявлениях. Методические разработки гамма-метода и успех решения той или иной задачи полевых исследований тесно связаны с выбором и конструированием детектора. Вряд ли сейчас возможно определить минимум типов детекторов, необходимых для решения все возрастающего круга вопросов гамма-метода, но несомненно, что некоторая универсальность остается за системой регистрации (анализаторами).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ветров А. Г., Болотников А. Н., Григорьев А. В. О возможных источниках систематических ошибок при определении урана, тория и калия гамма-спектрометрическим методом с измерениями по трем каналам.— Сб. «Вопросы рудной геофизики». Л., «Недра», 1966.
2. Горн Л. С., Хазанов Б. И. Электроника в спектрометрии ядерных излучений. М., Атомиздат, 1963.
3. Горн Л. С., Хазанов Б. И. Регистраторы интенсивности излучения. М., Атомиздат, 1965.
4. Приборы для геофизических исследований скважин радиоактивными методами.— Труды Всесоюз. семинара по применению радиоактивных изотопов в измерительной технике. Киев, Изд. АН СССР, 1962.
5. Хитёв П. П., Федоров А. А. Полевой переносный гамма-спектрометр для количественных определений радия, тория и калия.— Сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 7. Л., «Недра», 1966.

В. А. Арцыбашев, Г. А. Иванюкович, Э. П. Попов

ГАММА-КАВЕРНОМЕР И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ

Хотя гамма-каверномер предложен около полутора десятка лет тому назад [1], он не испытан в работе и не изучены его возможности. В Ленинградском горном институте созданы гамма-каверномеры, предназначенные для решения некоторых задач гамма-гамма-каротажа. Материалы их лабораторных и полевых испытаний излагаются ниже.

На рис. 1, а изображена конкретная схема гамма-каверномера, с помощью которого можно измерять диаметр скважин подземного бурения и шпуров. Элементом, регистрирующим перемещение рычага (датчика диаметра), является пара: источник гамма-излучения — де-

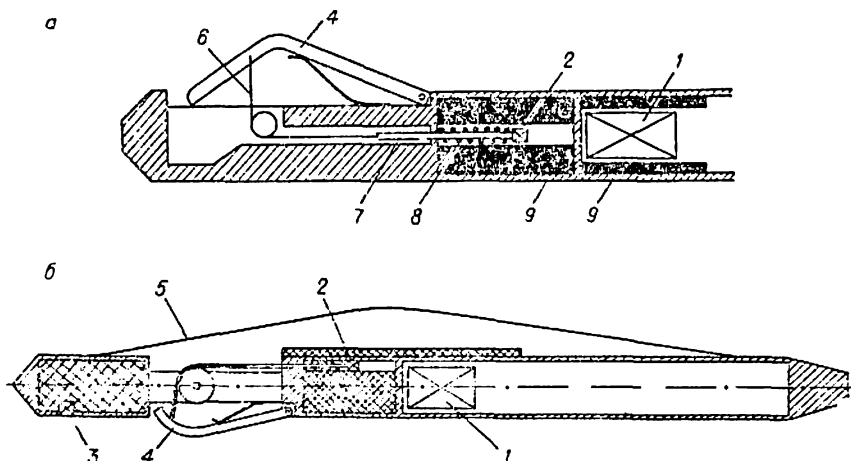


Рис. 1. Схема гамма-каверномеров.

- а — собственно гамма-каверномер; б — скважинный гамма-гамма-плотномер со встроенным гамма-каверномером.
 1 — детектор гамма-излучения; 2 — источник гамма-каверномера; 3 — источник зонда ГГК-п;
 4 — рычаг гамма-каверномера; 5 — прижимная пружина зонда ГГК-п; 6 — тросик; 7 — стальной стержень; 8 — пружина; 9 — свинцовая защита.

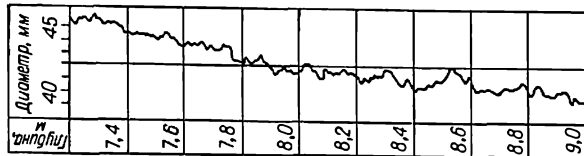


Рис. 2. Кавернограммы шпуров, записанные с помощью гамма-кавернометра.

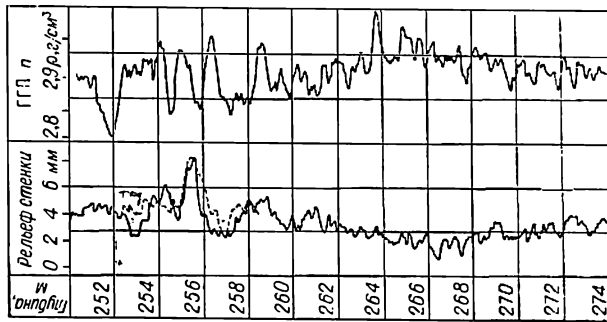


Рис. 3. Рельеф стенки скважины и диаграмма ГГК-п.

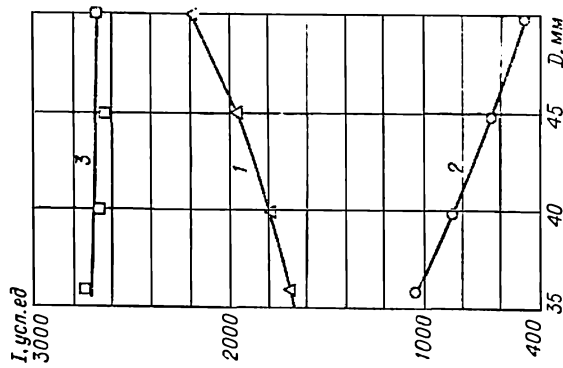


Рис. 4. Изменение интенсивности гамма-излучения при измерениях в заполненных воздушом скважинах различного диаметра:

1 — показания зонда ГГК-п; 2 — показания гамма-кавернометра; 3 — суммарный эффект.

тектор. Гамма-каверномер можно использовать с любым серийным радиометром. Авторы испытывали гамма-каверномер, сочленяя его с гильзой сцинтилляционного каротажного радиометра СРП-2К. Источником гамма-излучения служил Co^{60} активностью не более 10 $\text{мкг}\cdot\text{экв}$ радия.

Источник гамма-излучения помещен в свинцовый коллиматор, благодаря чему плотность пород и характер заполнения скважины (шпура) не влияют на измерения диаметра. Одновременно создаются безопасные условия работы: мощность дозы гамма-излучения непосредственно на поверхности кожуха каверномера не превышает 150 $\text{мкр}/\text{ч}$.

Результаты эталонирования гамма-каверномера в лабораторных условиях как с помощью колец-ограничителей, так и на моделях скважин разного диаметра оказались идентичными:

Диаметр, мм	Деления шкалы индикатора	Диаметр, мм	Деления шкалы индикатора
41	94	50	37
42	86	51	32
43	79	52	27
44	72	53	22
45	66	54	18
46	59	55	13
47	53	56	9
48	47	57	6
49	42	58	2

Показания радиометра регистрировались стрелочным индикатором со смещенным нулем шкалы интенсивности гамма-излучения.

Как видно, гамма-каверномер обладает весьма высокой чувствительностью даже при передаточном числе системы рычаг — источник, равном единице. Если погрешность взятия отсчета по шкале стрелочного индикатора принять равной 2—3 дел., то точность измерения диаметра составит $\pm 0,5$ мм. Можно увеличить чувствительность гамма-каверномера до 0,1—0,2 мм, если в этом возникнет необходимость.

Зависимость показаний гамма-каверномера от диаметра скважины нелинейная. При расстоянии от источника до детектора $R=30\text{—}80$ мм изменение интенсивности гамма-излучения выражается формулой

$$I = \frac{Q}{R^{\alpha}}, \quad (1)$$

где Q — мощность источника;
 $\alpha=3\text{—}4$.

В нашем приборе градиент графика показания — диаметр изменялся от 8 до 3 $\text{дел}/\text{мм}$. Меняя минимальное расстояние между источником и детектором, можно в значительных пределах регулировать кривизну графика.

Рассмотренная конструкция гамма-каверномера использована для изучения диаметра короткометражных (10—15 м) шпуров, пробуренных электросверлом в подземных горных выработках. Эти же шпуры каротировали 4л-зондами плотностного гамма-гамма-каротажа (ГГК-п). Известно [2], что показания зондов ГГК-п существенно зависят от диаметра шпуров и их кавернозности. С помощью гамма-каверномера поправка на изменение диаметра определена с исчерпывающей детальностью и точностью.

Примеры кавернометрии шпуров показаны на рис. 2. Запись кавернограмм выполнена с помощью радиометра СРП-2К, приспособленного для непрерывного каротажа с регистрацией показаний на ленте самописца.

Вторая конструкция гамма-каверномера (рис. 1, б) представляет собой сочетание прижимного зонда ГГК-п и каверномера. Она предназначена для изучения рельефа стенок скважин, влияющего на показания зонда ГГК-п. Возможны несколько вариантов исследований: во-первых, последовательная запись кавернограммы и диаграммы ГГК-п с помощью одного интегрального детектора; во-вторых, одновременная запись обоих параметров, разделяемых с помощью пороговой дискриминации гамма-излучения источника, помещенного в каверномер; в-третьих, регистрация суммарного сигнала зонда ГГК-п и гамма-каверномера, настроенных на компенсацию влияния кавернозности стенок.

С помощью гамма-каверномера, изображенного на рис. 1, б, изучали уровень помех ГГК-п за счет кавернозности стенок скважины на одном из рудных месторождений. Запись диаграмм ГГК-п и кавернограмм выполнялась отдельно на интегральной аппаратуре. Пример диаграмм, полученных в скважинах дробового бурения, приводится на рис. 3.

Возможность компенсации с помощью гамма-каверномера помех при каротаже кавернозных скважин изучалась на моделях. Положительные результаты получены при измерениях в сухих скважинах 4л-зондом ГГК-п, когда влияние зазора между зондом и стенками скважины особенно велико (рис. 4).

При создании помехоустойчивого зонда ГГК-п нелинейность показаний гамма-каверномера является положительным качеством: меняя кривизну графика (указанным выше способом), можно добиться почти полной компенсации помех как в сухих скважинах, так и заполненных водой и буровым раствором.

ЛИТЕРАТУРА

1. Walstrom J. E. Method and apparatus for well logging. Патент США № 2725486 от 9/XII 1952, класс 250—83,6. Опубликовано 29/XI 1955.
2. А р ц ы б а ш е в В. А. Гамма-метод измерения плотности. М., Атомиздат, 1965.

Г. Н. Кирьянов, А. С. Козма, Б. Г. Ковенец

НЕЙТРОННЫЙ СКВАЖИННЫЙ РАДИОМЕТР

В настоящее время в целях усовершенствования аппаратуры импульсного нейтрон-нейтронного каротажа нефтяных скважин необходимо решить ряд задач:

- 1) создание возможности производить каротаж без остановки добычи нефти;
- 2) увеличение глубинности радиоактивного каротажа (более 3000 м);

3) увеличение диапазона рабочих температур до $+90^{\circ}\text{C}$ и более.

Решение первой задачи требует уменьшения внешнего диаметра скважинных снарядов (до 45 мм и меньше), второй — соответствующего удлинения канала связи — каротажного кабеля. Последнее связа-

но со значительными искажениями передаваемых из скважинного снаряда сигналов, ухудшением помехоустойчивой передачи информации, увеличением падения напряжения на сопротивлении кабеля и др.

Скважинных снарядов, полностью отвечающих перечисленным требованиям, не существует. Создание описываемого ниже прибора является попыткой частично восполнить отсутствие аппаратуры для исследований скважин глубиной до 3500 м методом импульсного нейтрон-нейтронного каротажа.

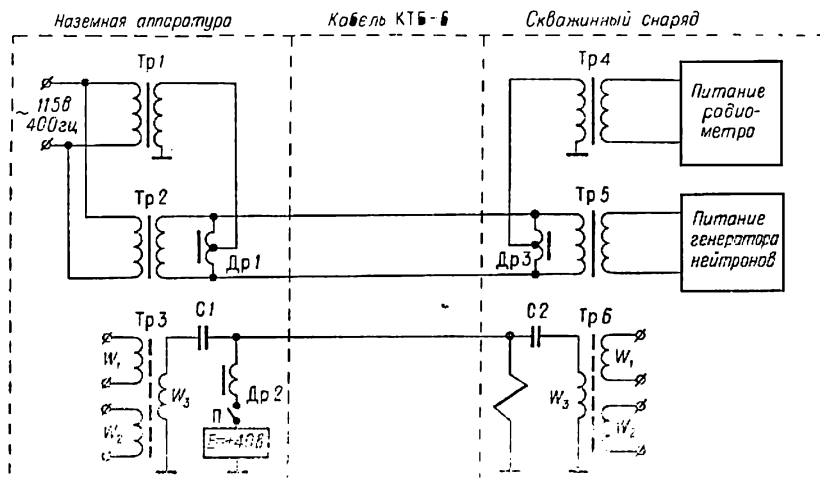


Рис. 1. Система связи скважинного снаряда с наземной аппаратурой.

Проектирование радиометра проводилось с учетом его работы в комплексе каротажной установки с генератором нейтронов, имеющим выход до 10^8 нейтр/сек. Детекторами тепловых нейтронов являются борные счетчики медленных нейтронов типа СНМ-20А. Для расширения методических возможностей прибора предусмотрена работа на двух зондах, расположенных на расстоянии 20 и 40 см соответственно от мишени ускорительной трубки. Каналом связи между наземной аппаратурой и скважинным снарядом служит трехжильный каротажный кабель типа КТБ-6.

Каротажный кабель представляет собой цепь с распределенными параметрами. Применяемые в настоящее время каротажные кабели типа КТШ-4, КОБД-4, КТБ-6 и др. имеют весьма ограниченную полосу пропускания ($f_b = 10 \div 60$ кГц), у них не соблюдается условие неискаженной передачи импульсов [2, 3]: $\frac{L_0}{C_0} = \frac{R_0}{G_0}$, где L_0 , C_0 , R_0 , G_0 — соответственно распределенные индуктивность, емкость, сопротивление и проводимость кабеля. Как правило, в процессе эксплуатации в кабелях возникает значительная асимметрия жил за счет изменения их емкости, проводимости. Эти обстоятельства необходимо было учитывать при проектировании системы связи радиометра с наземной аппаратурой.

Поскольку радиометр может применяться вместе с генератором нейтронов, важно было решить задачу их совместной работы в скважинном снаряде. Система связи должна обеспечивать передачу тактовых и счетных импульсов с наименьшими искажениями, команды на переключение зондов, напряжение питания и взаимную помехозащиту радиометра и генератора нейтронов. Последнее требование удовлетворя-

ется путем построения взаимно симметричных цепей передачи импульсных сигналов и напряжения питания. Кроме того, целесообразно разделить цепи питания с импульсным и постоянным потреблением тока. Схема системы связи представлена на рис. 1. Выделение отдельной жилы кабеля для передачи информации и команды на переключение блоков детекторов позволяет легко разделить эти цепи и повышает надежность системы, так как сигнальные цепи не связаны с цепями питания, а следовательно, уменьшается вероятность пробоя последних на сигнальные цепи.

В качестве дросселей Др1, Др3 можно использовать силовые трансформаторы питания генератора нейтронов с соответствующими отвода-

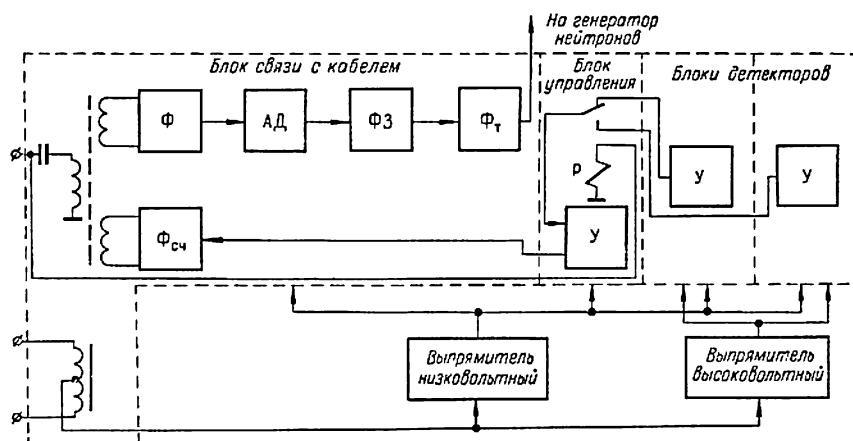


Рис. 2. Блок-схема радиометра.

ми, однако в этом случае не достигается автономии радиометра. Переключатель средней точки дросселя Др1 позволяет симметризовать линию передачи. Данная система передачи требует особенно надежного контакта брони кабеля с корпусом наземной аппаратуры.

Как отмечалось выше, радиометр представляет собой самостоятельный прибор, включающий ряд блоков, функциональных узлов и элементов. Прибор состоит из двух идентичных блоков детекторов тепловых нейтронов, блока управления, блока связи с кабелем и низковольтного и высоковольтного выпрямителей. Блок-схема прибора изображена на рис. 2.

Блоки детекторов (рис. 3) регистрируют тепловые нейтроны. Каждый блок содержит по два счетчика СНМ-20А, включенных параллельно для увеличения эффективности, а также предусилитель с высоким выходным сопротивлением (около 1 Мом) и малой входной емкостью, определяемой в основном емкостью монтажа.

Предварительно усиленные импульсы с блоков детекторов передаются в блок управления на основной усилитель У, где осуществляется их дальнейшее усиление по напряжению. Импульсы в данный блок приходят из определенного блока детекторов в зависимости от команды, поступающей на коммутирующее реле Р. Команда подается из наземной аппаратуры.

В блоке связи с кабелем формируются усиленные счетные импульсы. Для этой цели применяется формирователь Фсч, содержащий усилитель запуска; ждущий блокинг-генератор; усилитель мощности с трансформаторным выходом. С обмотки W_3 усилителя сформированный счетный импульс отрицательной полярности поступает через раздели-

тельный конденсатор C_1 (см. рис. 1) на одну из жил кабеля. Из наземной аппаратуры через ту же жилу и разделительный конденсатор C на обмотку W_3 приходят тактовые импульсы положительной полярности, которые со вторичной обмотки попадают на вход фильтра Φ — двойного Т-образного моста, предназначенного для подавления первой гармоники напряжения питания 400 гц 380 в . С фильтра тактовые импульсы поступают на амплитудный дискриминатор АД — триггер Шмитта. Далее сигналы подаются на формирователь импульсов задержки ФЗ и запускают формирователь тактовых импульсов, который выдает мощные положительные импульсы для осуществления запуска генератора нейтронов.

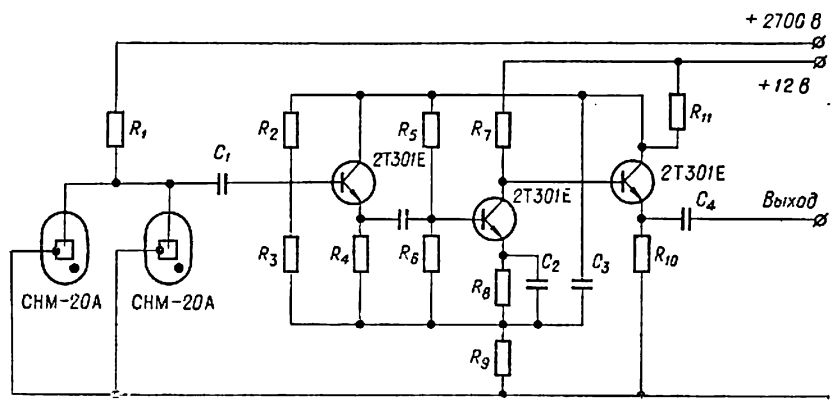


Рис. 3. Блок детекторов.

В процессе создания блока детекторов наибольшие трудности встретились при согласовании выходного сопротивления детектора тепловых нейтронов с входным сопротивлением предварительного усилителя и построении усилителя с достаточно широкой полосой пропускания и заданной чувствительностью.

Сигнал, снимаемый со счетчика медленных нейтронов, имеет форму линейно нарастающего импульса с экспоненциальным срезом. Длительность среза определяется постоянной времени переходной цепи: $\tau_n = C_n \cdot R_n$, где R_n — сопротивление нагрузки счетчика, C_n — емкость переходного конденсатора. Для нашего случая $\tau_n = 15 \div 20 \text{ мксек}$. Определим приближенно граничные частоты усилителя с помощью известных выражений:

$$f_n = \frac{\lambda}{600 t_n}; \quad f_v = \frac{0,35}{t_\phi}, \quad (1)$$

где t_ϕ — длительность фронта, λ — снижение вершины импульса; t_n — длительность импульса на уровне 0,5. Получим: $f_n = 10 \text{ кгц}$, $f_v = 0,35 \text{ мгц}$.

Зависимость входного сопротивления от параметров схемы была выведена из анализа работы схемы предусилителя

$$R_{вх} = \beta^3 \frac{R_k R_n}{R_k + R_n}, \quad (2)$$

т. е. $R_{вх} \approx \beta^3$, где β — коэффициент усиления по току транзистора (считаем, что $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta$). Таким образом, основным преимуществом схемы по сравнению с подобными схемами, например, сложных эмиттерных повторителей [4, 5], является большое входное сопротивление (по-

рядка 1 Мом) при значительном коэффициенте усиления транзисторов, а в случае использования высокочастотных транзисторов — малое время нарастания фронта импульса (порядка 100 нсек).

На величину счетного импульса существенно влияет входная емкость предусилителя $C_{вх}$, определяемая выражением

$$C_{вх} = C_m + \frac{C_{б.э} + C_{б.к}}{1 + \beta^2 \frac{R_k + R_{II}}{h_{II}(R_k + R_{II})}}, \quad (3)$$

где C_m — емкость монтажа; h_{II} — входное сопротивление транзистора; $C_{б.э}$ — емкость эмиттерного перехода; $C_{б.к}$ — емкость коллекторного перехода; R_k — коллекторное сопротивление третьего транзистора. Анализ формулы (3) показывает, что величина входной емкости предусилителя зависит главным образом от величины емкости монтажа и может достигать нескольких пикофарад.

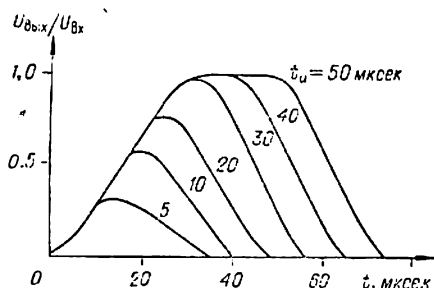


Рис. 4. Переходная характеристика канала связи.

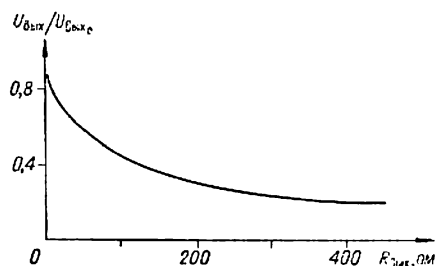


Рис. 5. Зависимость амплитуды выходных счетных импульсов от величины выходного сопротивления формирователя при подключении кабеля.

Низкое выходное сопротивление предусилителя ($R_{вых} \cong 300 \text{ ом}$) допускает передачу выходных импульсов по кабелю, если блок детекторов используется вне радиометра. Переходная характеристика канала связи, а также зависимость амплитуды счетных импульсов при его подключении от величины выходного сопротивления формирователя счетных импульсов определяют выбор схемы последнего.

Из рис. 4 и 5 видно, что выходное сопротивление формирователя не должно превышать нескольких омов при длительности счетных импульсов $10 \div 15 \text{ мксек}$.

Разработанная схема формирователя удовлетворяет этим требованиям и позволяет передавать импульсы по кабелю длиной 3000 м. Максимальная скорость следования счетных импульсов при различных длинах кабеля может лежать в диапазоне от $15 \cdot 10^3$ до $60 \cdot 10^3 \text{ имп/сек}$.

Конструктивное решение скважинного снаряда определялось стремлением рационально использовать объем прибора и обеспечить надежность работы.

Давление жидкости в скважине на глубинах порядка 3000 м составляет около $300 \div 350 \text{ кг/см}^2$, поэтому необходимо было создать надежно герметизированный корпус прибора с минимальной толщиной стенок. Корпус прибора представляет собой полый цилиндр с толщиной стенок 2,5 мм, выполненный из стали марки 30ХГС-А с термической обработкой. Он выдерживает испытательное давление более 550 кг/см^2 . С обеих торцевых сторон скважинный снаряд заканчивается разъемами. К одному из них подключается ответная часть герметичного ка-

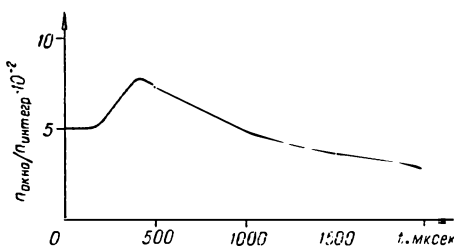
бельного ввода, другой сочленен с генератором нейтронов или изотопным источником. Отдельные блоки соединяются между собой при помощи кольцевых муфт.

Для удобства эксплуатации и ремонта прибора был принят функционально-блочный принцип построения. Электронные функциональные узлы блоков выполнены на кремниевых транзисторах с применением печатного монтажа.

Особое внимание уделено экранировке блоков детекторов и высоковольтного выпрямителя из-за сравнительно малых амплитуд счетных импульсов детекторов. Высоковольтный выпрямитель, имеющий цепочку RC фильтров, выполнен в виде взаимно экранированных секций. Все силовые цепи, особенно с импульсным потреблением тока, тщательно экранированы. Размещение предусилителя блока детекторов над счетчиками позволило полностью использовать цилиндрический объем корпуса прибора.

Экспериментальные исследования преследовали цель определить

Рис. 6. Зависимость распределения плотности тепловых нейтронов от времени задержки.



возможность проведения импульсного нейтрон-нейтронного каротажа с помощью радиометра с импульсным генератором нейтронов, а также получения его основных характеристик.

Снятие зависимости распределения плотности тепловых нейтронов от времени проводилось в комплексе с временным трехканальным анализатором СНИГ-1, генератором нейтронов НГИ-1 с выходом около 10^8 нейтр/сек. На рис. 6 показана одна из кривых. По оси ординат откладывались значения отношений дифференциальной интенсивности счета тепловых нейтронов во временном интервале длительностью 200 мксек к интегральной интенсивности за время измерения. По оси абсцисс отложены задержки во времени относительно тактового импульса, запускающего генератор нейтронов. Радиометр находился на расстоянии 3 м от генератора нейтронов и был отделен от него бетонной защитной стеной толщиной 60 см.

Кроме того, были сняты экспериментальные характеристики блоков радиометра.

По счетной характеристике блока детекторов, полученной при работе с генератором нейтронов, удаленным от детекторов на расстояние 30 см, при наличии парафинового замедлителя толщиной 10 см было определено, что наклон счетного плато счетчика СНМ-20А равен примерно 5%, поэтому нестабильность напряжения питания счетчиков, составляющую не более 1,5%, можно считать приемлемой. Пульсации напряжения питания, не превосходящие 3 мв, пренебрежимо малы по сравнению с амплитудой сигналов счетчика.

Счетные импульсы на выходе прибора имеют следующие параметры: амплитуда 40 в, длительность на уровне 0,5 10÷15 мксек, длительность переднего фронта 0,5÷1 мксек. На входе наземной аппаратуры счетные импульсы имеют амплитуду не менее 10 в.

Для предотвращения ложного запуска генератора нейтронов от возможных помех уровень дискриминации тактовых импульсов выбран равным 5 в. Тактовые импульсы длительностью 5 мксек на выходе имеют амплитуду 200 в, крутизна переднего фронта — не менее 1 кв/мксек.

Характеристики блоков скважинного радиометра при изменении температуры от $+10$ до $+90^{\circ}\text{C}$ сохранились в заданных пределах. Так, изменения амплитуды выходных счетных импульсов составили менее 5%, нестабильность порога дискриминации тактовых импульсов — 10%, изменения коэффициента усилителей блока детекторов и блока управления не превышали 2%.

Работоспособность прибора не нарушалась при изменении напряжения питающей сети на $\pm 10\%$.

В разработке данного радиометра, помимо авторов статьи, принимали участие В. Е. Ванюков, Н. А. Косоротов, В. М. Носов, Г. А. Овчинников, В. П. Смогайлов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике. Под ред. С. И. Савосина. М., Госатомиздат, 1965.
2. Асанов Э. А. Геофизическое приборостроение, 1960, вып. 6.
3. Руднев О. В. Изв. вузов, серия «Нефть и газ», 1963, № 7.
4. Лебедев В. И. Изв. вузов, серия «Радиотехника», 1960, № 3.
5. Степаненко И. П. Основные теории транзисторов и транзисторных схем. М., Госэнергоиздат, 1963.

Б. М. Вайсбейн, И. М. Гольдин,
Д. С. Кузаков, Ю. М. Семашко

ГЕНЕРАТОР НЕЙТРОНОВ ДИАМЕТРОМ 82 мм ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СКВАЖИН

Внедрение метода импульсного нейтрон-нейтронного каротажа на месторождениях Обь-Иртышского междуречья (район деятельности Новосибирского геологоуправления) сдерживается из-за отсутствия серийной аппаратуры, параметры которой одновременно удовлетворяли бы техническим данным обсадных колонн (внутренний диаметр) и геологическим условиям (забойные температуры) в скважинах этого района.

Тематической партией комплексной экспедиции НТГУ были разработаны на основе принципиальных схем опытной аппаратуры ИГН-3 и изготовлены опытные образцы скважинной и наземной аппаратуры для ИННК. Эта аппаратура должна была удовлетворять следующим требованиям.

1. Внешний диаметр скважинных приборов не должен превышать 82 мм (минимальное внутреннее проходное отверстие обсадных колонн в скважинах нашего района равно 94 мм).

2. Нижний температурный предел скважинных приборов не должен быть менее 100°C .

3. Конструкция должна иметь повышенную жесткость ввиду тяжелых условий транспортировки.

4. Наземная аппаратура должна быть компактной и легко транспортируемой.

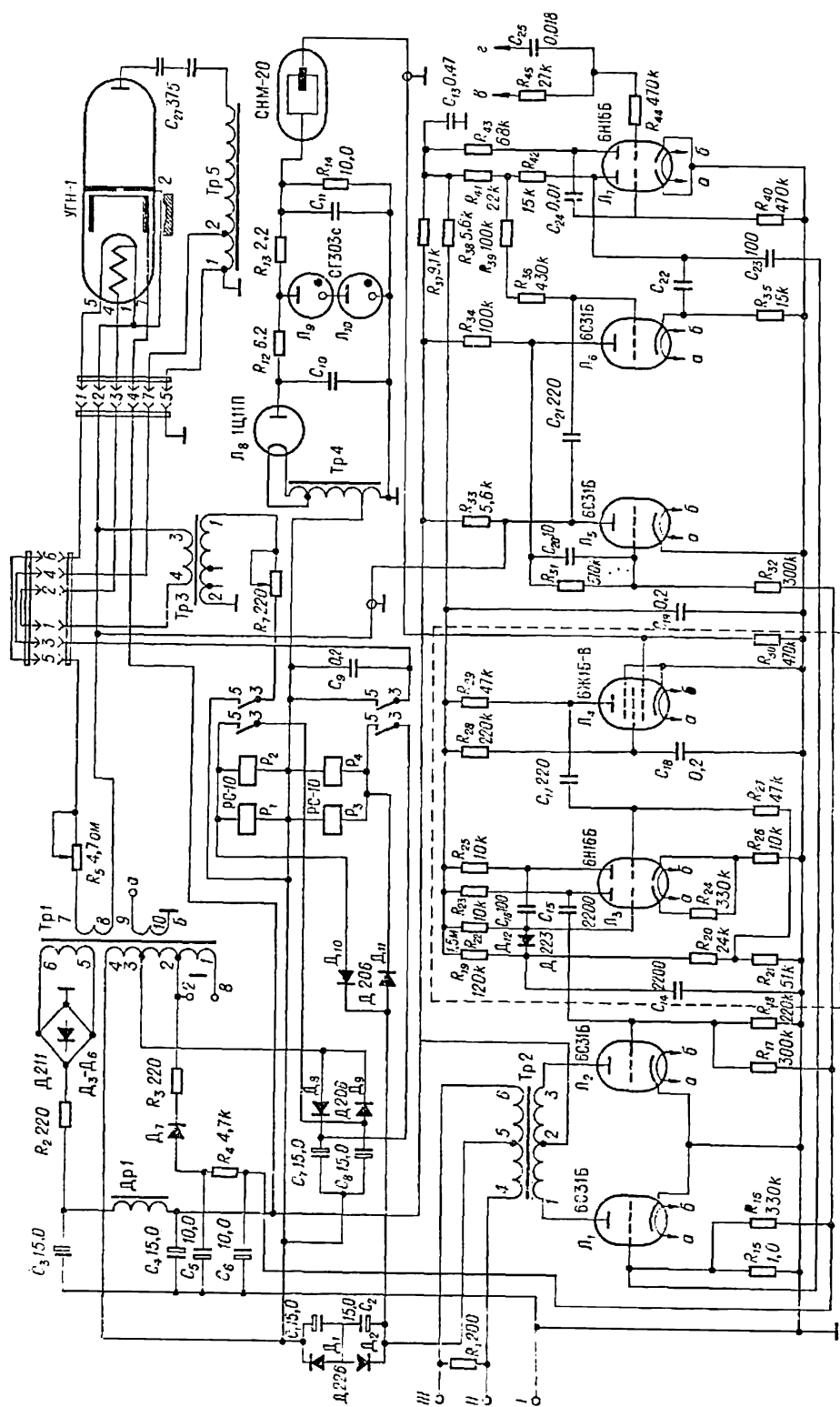


Рис. 1. Принципиальная схема модернизированного мостового генератора ИГН-3.

За основу электронной схемы скважинного генератора нейтронов принята принципиальная схема ИГН-3 (разработка Киевского ОКБ Министерства геологии УССР), в которую внесены следующие изменения (рис. 1):

1) блок высокого напряжения для питания счетчиков СНМ-20 по схеме удвоения заменен более экономичной однотоктной схемой;

2) барретор 0.24Б-12-18, стабилизирующий ток натекателя ускорительной трубки, заменен переменным сопротивлением (ППЗ-12-200 ом (R_1));

3) расширена полоса частот усилителя счетных импульсов (лампы Л₃ и Л₄).

Конструкция скважинного прибора и собственно блока генератора нейтронов, компоновка каскадов электронной схемы являются оригинальными.

Электронная схема и блок генератора располагаются на шасси из дюралюминиевой трубки размером 65×1,5 мм. Монтажные плиты изготовлены из пластин фторопласта-4 толщиной 2 мм. Монтаж выполнен термостойким проводом МГТФЛЭ — 0,35.

В электронной схеме использованы термостойкие элементы: конденсаторы ФТ, ФГТИ, ЭТО, КСОТ, сопротивления МЛТ, диоды Д211 и Д223Б. Трансформаторы и дроссели намотаны термостойким проводом ПЭТВ. Усилитель счетных импульсов помещен в экраный кожух.

Соединение электронного блока и блока генератора нейтронов сделано гибким для удобства соединения их в полевых условиях, а также герметизации электронного блока.

В блоке генератора нейтронов используется высоковольтный автотрансформатор, первичная обмотка которого выполнена проводом ПЭТВ-2 диаметром 0,5 мм, число витков — 50, вторичная обмотка — ПЭТВ-2 диаметром 0,06 мм, число витков — 16 тыс. Сердечник Ф-образный. Трансформатор изготовлен в лаборатории ВНИИЯГГ. Он помещен в стакан из фторопласта-4. Два накопительных конденсатора ФГТИ емкостью 750 пф на 25 кВ, соединенных последовательно, также помещены в стаканы из фторопласта-4.

Вместо электромагнита использован постоянный магнит из сплава АЛБНИ, создающий магнитное поле напряженностью около 200 э.

Электронная схема и блок генератора нейтронов помещены в кожух из легированной стали марки Х18Н9Т с внешним диаметром 82 мм и толщиной стенок 6 мм.

Длина скважинного прибора 3070 мм, вес около 75 кг. Электрон-

Температура окружающей среды, С°	Амплитуда маркерных импульсов, в	Амплитуда счетных импульсов, в	Чувствительность счетного канала, лв	Амплитуда пусковых импульсов, в	Длительность пусковых импульсов коротких длин, мксек	Напряжение питания счетчиков, в	Ток стабилизации стабилитронов, мка	Примечания
20	70	68	15	220	100/160	1550	85	
40	70	68	15	220		1530	80	
60	70	68	16	220		1530	83	
80	70	68	17	220		1530	80	
100	70	68	17	220	100/160	1530	80	При достижении данной температуры
	70	70	20	220		1530	75	После 2 ч прогрева
	70	70	20	220		1530	80	После 3 ч прогрева
	70	68	20	220		1530	75	После 4 ч прогрева

ная схема скважинного прибора была испытана на термостойкость в диапазоне температур от 20 до 100° С. В таблице приведены результаты этих испытаний. Все семь основных параметров, за исключением чувствительности счетного канала, с повышением температуры окружающей среды либо незначительно меняли свою величину, либо оставались неизменными.

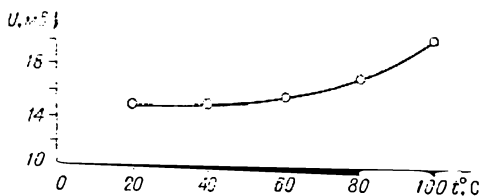


Рис. 2. График зависимости чувствительности счетного канала ИГН-82 от температуры.

Чувствительность счетного канала (рис. 2) после прогрева в течение 2 ч при температуре 100° С изменяется на 30% от первоначальной величины (15 мВ при 20° С). Это вполне допустимо, так как чувствительность счетного канала, равная при 100° С 20 мВ, достаточна для регистрации счетных импульсов с индикаторов СНМ-20.

Прибор был испытан в лабораторных условиях. Выход нейтронов приблизительно $10 \cdot 10^6$ нейтр/сек.

Для управления скважинным прибором и регистрации счетных импульсов во времени был изготовлен наземный пульт оригинальной конструкции, за основу электронной схемы которого была взята принципиальная схема панели управления ИГН-3 (разработка Киевского ОКБ Министерства геологии УССР). Наземный пульт размерами $360 \times 340 \times 260$ мм соединил в себе одновременно панель управления и временной анализатор, ранее монтировавшиеся в двух отдельных блоках. Это обстоятельство особенно важно в тяжелых условиях транспортировки грузов в Западной Сибири.

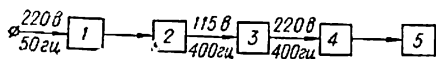


Рис. 3. Блок-схема системы питания.
1 — выпрямитель (27 в, 20 а); 2 — умформер МА-250; 3 — трансформатор повышающий; 4 — блок управления; 5 — скважинный прибор.

Изготовлен источник тока для скважинного прибора и схем панели управления и временного анализатора — система питания (рис. 3), в которой использован умформер, дающий переменный однофазный ток напряжением $115 \text{ в} \pm 4\%$ с частотой 400 гц.

Г. Г. Глухов, Р. Н. Гильфанов, Р. П. Мещеряков,
Ю. А. Панов, И. И. Широкий

ПОЛЕВОЙ ПРИБОР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ ФЛЮОРИТА ПРИ ОПРОБОВАНИИ В ГОРНЫХ ВЫРАБОТКАХ

В статье описывается прибор, позволяющий определять содержание флюорита непосредственно на открытых участках месторождения.

При анализе обычно регистрируются продукты распада ядра N^{16} , образующегося в результате (n, α) реакции. То же ядро может образоваться и в результате (n, p) реакции на изотопе кислорода O^{16} , если

энергия нейтронов достаточно высока. Так как разработанные к настоящему времени полевые варианты нейтронных генераторов используют $T(d, n)\alpha$ -реакцию, при которой образуются нейтроны с энергией около 14 Мэв, их применение для указанных целей нерационально. Нам пришлось использовать Рс-Ве-источник.

При лабораторных анализах обычно регистрируют бета-частицы. В полевых измерениях более целесообразна регистрация гамма-квантов, обеспечивающая глубинность метода, сравнимую с обычно применяемой при отборе проб. Введя схему амплитудной селекции, легко получить достаточно хорошую дискриминацию от фона наведенной активности сопровождающих элементов. Второй источник фона — захватное излучение нейтронов, интенсивность которого зависит от расстояния между источником и детектором и может меняться в ходе измерений. Учитывая высокую энергию квантов захватного излучения и малый период полураспада ядра N^{16} , для уменьшения фона необходимо вводить временную селекцию. Спустя время t_1 после облучения регистрируется активность в течение интервала времени t_2 ; затем прибор отключается на время t_3 и вновь проводятся измерения, дающие на этот раз величину фона. Если $t_1 = t_3$, содержание фтора связано с показаниями прибора соотношением $N \sim Ae^{-\lambda t_1}(1 - e^{-\lambda t_2})^2$, где λ — постоянная распада. Экспоненциальный закон накладывает жесткие требования к стабильности времени выдержки, облучения регистрации; желательна автоматизация схемы.

При разработке прибора мы стремились обеспечить компактность, простоту конструкции, удобство управления и защиту от внешних воздействий. При работе прибор укрепляется ремнем на груди оператора. Размеры дюралевого корпуса $282 \times 100 \times 290$ мм. В нижней части его помещен отсек для батарей питания (12 батарей типа «Марс» или «Сатурн»). Отсек закрыт снизу крышкой, удерживаемой двумя замками. Контактные пластины батарей укреплены на перегородке, герметически отделяющей отсек от остальной части прибора.

Все радиосхемы прибора собраны на полупроводниковых элементах и содержат элементы стабилизации. В качестве датчика взят сцинтилляционный счетчик с ФЭУ-13 и кристаллом NaJ(Tl) размером 40×40 мм. Разрешение по энергии составляло около 9%. Импульсы от датчика через эмиттерный повторитель поступают на трехкаскадный ускоритель и далее на дискриминатор — формирователь. Коэффициент усиления усилителя сделан переменным для отсеки от фона сопровождающих элементов. Времязадающее устройство обеспечивает появление сигналов, следующих друг за другом через 10—20 сек. Стабильность длительности интервалов лежит в пределах 0,3 сек.

Введение схемы временной селекции предопределило съем информации в виде дискретного числа импульсов. Последние после дискриминатора поступают на схему пересчета, собранную на феррит-транзисторных ячейках (пересчет на 16), и далее на схему временной селекции, электромеханический счетчик. После съема информации с электромеханического счетчика импульсы, записанные в пересчетном блоке, могут быть выведены и зарегистрированы. Схемы собраны на трех монтажных платах. На первой плате размещены детали времязадающего устройства, на второй — детали преобразователей напряжения и реле управления, на третьей — детали остальных схем.

Сверху корпус закрывается крышкой из винипласта. На ней размещены тумблер включения прибора, тумблер включения и проверки времязадающего устройства, кнопка вывода записанных импульсов, сигнальная лампочка работы времязадающего устройства и электро-

механический счетчик. Герметизация корпуса осуществляется с помощью резиновых прокладок. Вес прибора около 6 кг.

Мы использовали приспособление для облучения типа «штанга», представляющее собой дюралевый шест диаметром 30 мм и длиной 4 м. Ро-Ве-источник помещен на конце штанги. Зарядка и разрядка штанги производится вручную с помощью дистанционного захвата.

Прибор работал без автоматического датчика момента отъема источника нейтронов от облучаемой поверхности. Чтобы избежать ошибок оператора в определении этого момента, целесообразно было пойти на некоторое усложнение схемы, снабдив штангу передатчиком, подающим сигнал при отъеме штанги. Подобная схема исследована в лабораторных условиях. Передатчик собран непосредственно внутри корпуса штанги, которая служит антенной. Для его питания достаточно двух элементов диаметром меньше 30 мм, обеспечивающих устойчивую работу передатчика не менее 6 месяцев (не менее 50 000 актов передач).

Даже в случае полного постоянства параметров радиосхем неизбежны медленные изменения показаний прибора за счет старения ФЭУ и сцинтиллятора, ухудшения оптического контакта между ними, изменения потока нейтронов во времени и т. д. Поэтому необходима регулярная калибровка прибора по эталонным образцам. Последние целесообразно брать из исследуемого месторождения, чтобы они были близки по составу к наиболее часто встречающимся при измерениях.

Результаты анализа в полевых условиях зависят от методики. При испытании прибора в лабораторных условиях точность определения флюорита составляла несколько процентов.

РАЗЛИЧНЫЕ ВОПРОСЫ

Р. П. Мещеряков, Ю. М. Столбов

ДЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА КАЛЬЦИЯ

Первые попытки решить некоторые петрогенетические задачи, используя колебания изотопного состава Са, были предприняты Холмсом еще в 1932 г. Однако до сих пор геохимическое поведение его изотопов очень мало изучено. Если учесть, что изотопная константа $\text{Ca}^{48}/\text{Ca}^{40}=1,20$ (т. е. в этом отношении Са стоит непосредственно за водородом и гелием) и что в периодической системе элементов Са стоит за таким элементом, как сера, для которой разделение изотопов было доказано и составляет для $\text{S}^{36}/\text{S}^{32}$ более 10% [1], можно надеяться, что в природе существует заметное разделение изотопов Са.

Однако возможности современных методов измерения изотопного состава Са весьма ограничены. Дело в том, что масс-спектрометрия, обычно применяемая при измерении малых вариаций изотопного состава элементов, для Са непригодна из-за трудности получения удобного для исследований соединения и высокой энергии ионизации атомов Са. Точность метода составляет несколько процентов. Среди других методов измерения изотопного состава Са наиболее перспективен активационный анализ.

Нейтронно-активационный метод измерения отношений изотопа Ca^{48} ко всему кальцию был описан в [2]. При облучении Са тепловыми нейтронами происходит ядерная реакция $\text{Ca}^{48}(n, \gamma)\text{Ca}^{49}$. Ca^{49} распадается с $T_{1/2}=8,75$ мин, $E_{\gamma}=4040$ (10%), 3070 (90%) кэв и $E_{\beta\text{max}}=1000$ (10%) 2050 (90%) кэв. Активности, образующиеся при облучении тепловыми нейтронами других изотопов Са, имеют существенно большие периоды полураспада, поэтому вклад их можно учесть. Сечение реакции $\text{Ca}^{48}(n, \gamma)\text{Ca}^{49}$ мало (~ 3 мбарн). Это накладывает жесткие условия на величину потока тепловых нейтронов, вес образца и требует высокой эффективности регистрации наведенной активности. Наведенная активность Ca^{49} измерялась торцовым счетчиком бета-частиц. Поток нейтронов контролировался внутренним стандартом Eu^{152} . Точность измерения $\text{Ca}^{48} \sim 0,3\%$, всего Са — выше 0,1%.

Метод имеет следующие недостатки.

1. Наведенная активность Ca^{49} невелика, поэтому для анализа необходимы образцы весом, по крайней мере, в несколько граммов.
2. Метод позволяет измерять только содержание Ca^{48} .

3. Указанная авторами погрешность измерений в 0,3% представляется нам чрезвычайно заниженной. Нетрудно показать, что для достижения такой точности необходимо, чтобы содержание Mg, например, не превышало $10^{-3}\%$, V — $4,5 \cdot 10^{-7}\%$, Al — $10^{-15}\%$ и т. д. Снижение погрешности за счет математической обработки результатов измерений малоэффективно из-за большой чувствительности экспоненциальных функций с неизвестным показателем к колебаниям входных величин.

4. Кроме измерения содержания Ca^{48} , метод требует измерения потока нейтронов реактора и содержания всего Ca с точностью выше 0,1%, что может привести к дополнительным ошибкам.

Для измерения изотопного состава Ca нами был применен дейтронно-активационный анализ, который свободен от этих недостатков и принципиально позволяет определять $\text{Ca}^{48}/\text{Ca}^{40}$ с точностью выше 0,1%.

При облучении Ca дейтронами (источником дейтронов с $E = 13$ Мэв был циклотрон Томского политехнического института) возникает ряд реакций. Наибольший интерес представляют следующие: $\text{Ca}^{48}(d,p)\text{Ca}^{49}$ и $\text{Ca}^{40}(d\alpha)\text{K}^{38}$. Ca^{49} распадается с $T_{1/2} = 8,75$ мин, $E_\gamma = 4040$ (10%), 3070 (90%) кэв, $E_{\beta\text{max}} = 1000$ (10%), 2050 (90%) кэв. K^{38+} распадается с $T_{1/2} = 7,7$ мин, $E_\gamma = 2160$ кэв и $E_{\beta\text{max}} = 2680$ кэв. Вклад активностей от других изотопов Ca в гамма-линию 2160 кэв составляет менее 1% и практически остается постоянным при изменении изотопного состава Ca. Вклада посторонних активностей в гамма-линию 3070 кэв нет. Поэтому гамма-линии можно использовать для измерения отношения $\text{Ca}^{48}/\text{Ca}^{40}$. Измерения показали, что отношение площадей аппаратурного спектра, относящихся к линиям 2160 и 3070 кэв, равно ~ 30 и, естественно, может изменяться под влиянием ряда факторов. Величина наведенной активности может быть очень большой и ограничивается не сечением реакции или током дейтронов, а разрешающим временем измерительной аппаратуры. Загрузка определяется в основном позитронной активностью. Чтобы ее уменьшить, мы отказались от анализа кислородсодержащих соединений Ca и применяли CaF_2 . Кроме того, используя разницу коэффициентов поглощения для гамма-квантов различной энергии в Pb (устанавливая свинец на пути гамма-квантов), нам удалось существенно снизить вклад аннигиляционного излучения.

Регистрацию наведенной активности осуществляли с помощью сцинтилляционного гамма-спектрометра с кристаллом NaJ(Tl) (100×100) и ФЭУ-49. Формирующая линия позволяла получить на выходе ФЭУ импульсы длительностью 0,7 мксек. Усилителем служил VII-10. Два быстродействующих дискриминатора АДД-1 вырезали исследуемые гамма-линии из спектра. В качестве счетных приборов применялись ПС-10000. Все это позволило работать при нагрузках $\sim 10^5$ имп/сек без значительного искажения спектра.

Чтобы избежать трудностей, связанных с нестабильной работой измерительной аппаратуры, в частности, уходом параметров ее при больших нагрузках, применен метод сравнения гамма-активностей [5]. Метод состоит в том, что два или более образцов, испускающих одну или несколько гамма-линий, измеряются одной и той же аппаратурой последовательно. Период одного измерения должен быть таким, чтобы уход параметров спектрометра сказывался одинаково на всех измеряемых образцах. Если один из образцов принять за эталон, интенсивность остальных можно определить с высокой точностью. Естественно, образцы должны иметь одинаковый спектр излучения. Метод сравнения гамма-активностей позволил, например, снизить ошибки при сравнении интенсивностей гамма-линий двух источников Co^{60} от нескольких про-

центров до 0,03%. Возможно, и эта ошибка была связана с несовершенством используемого механизма вращения образцов и некоторым уходом точек переключения счетных приборов во времени. Блок-схема установки приведена на рис. 1.

Роль электронного коммутатора состоит в безынерционном переключении счетных приборов. Блок-схема его показана на рис. 2.

Описанная методика была применена нами при измерении отношения $\frac{Ca^{48} \text{ис.}/Ca^{46} \text{ис.}}{Ca^{48} \text{ст.}/Ca^{46} \text{ст.}}$. Так как определялось отношение двух гамма-линий, для каждого образца не было необходимости исключительно точно воспроизводить геометрию эксперимента, что, безусловно, обязательно при измерении отношения $Ca^{48} \text{ис.}/Ca^{48} \text{ст.}$

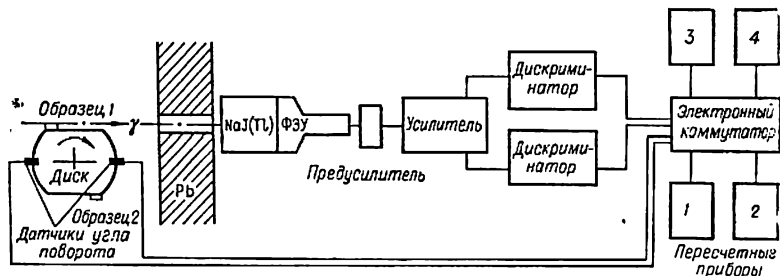


Рис. 1. Схема измерения наведенной активности.

В качестве стандарта использовался CaF_2 особой чистоты.

Исследуемый и стандартный образцы вращались так, чтобы падающий на них поток дейтронов был одинаковым. Это позволяет исключить ошибки, связанные с пространственно-временным и, возможно, энергетическим непостоянством потока дейтронов.

Радиоактивные изотопы, изучение которых дает вклад в измеряемые гамма-линии, могут образоваться при облучении дейтронами и других элементов. Однако число их невелико и, кроме того, изотопы Ca^{49} и K^{38} имеют очень удобные периоды полураспада и высокоэнергетические гамма-линии распада. Нами были проведены расчеты и экспериментальные определения максимально допустимой величины наиболее вредных примесей. Получены следующие результаты: натрий — 0,01%, магний — 0,1, алюминий — 0,35, сера — 0,16, хлор — 0,1, калий — 0,4, кобальт — 0,74, никель — 0,83, марганец — 0,08, медь — 0,95, цинк — 1,6, германий — 1,9, мышьяк — 0,94, рубидий — 0,02, молибден — 0,23, оло-

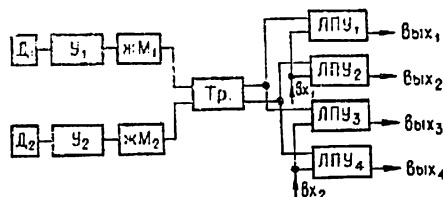


Рис. 2. Блок-схема электронного коммутатора:

D_{1-2} — датчик угла поворота; U_{1-2} — усилители; $ЖМ_{1-2}$ — ждущие мультивибраторы; Тр — триггер; $ЛПУ_{1-2-3-4}$ — линейно-пропускающие устройства.

во — 0,27, кадмий — 0,87%. Цифры показывают весовое содержание примесей относительно Са, при котором вклад их активностей будет приводить к ошибке в определении отношения Ca^{48}/Ca^{40} на 0,1%. Труднее всего очистить образец от примеси магния, в настоящее время мы ведем поиски метода, позволяющего уменьшить его содержание.

Нами измерялся изотопный состав Са, выделенного из базальтовой породы, и Са из раковин моллюсков рода *Tellina*. Выяснилось, что отношение $\text{Ca}^{48}/\text{Ca}^{40}$ для первого на 1,5% больше, чем для второго.

Описанный дейтронно-активационный метод измерения изотопного состава кальция имеет следующие преимущества:

1. Метод позволяет определять отношение $\text{Ca}^{48}/\text{Ca}^{40}$ с точностью 0,2% в единичном измерении. Так как ошибка обусловлена в основном статистическим разбросом, точность результатов повторных измерений может быть менее 0,1%.

2. Большая наведенная активность и малый пробег дейтронов позволяют анализировать образцы весом менее 1 г. Кроме того, создание аппаратуры с меньшим разрешающим временем позволит повысить точность однократного измерения.

К недостаткам метода необходимо отнести высокую стоимость ускорителя дейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thode H. G., Macnamara J., Collins C. B. Can. Journ. Research, 1949, 27, 361.
2. Corless J. T., Rahn K. A., Winchester J. W. Trans. Amer. Geophys. Union, 1963, 44, 1, 69—70.
3. Изв. Томск. политехн. ин-та, вып. 162 (в печати).

С. А. Карамян, Я. Шукуров

ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ВЕЩЕСТВ МЕТОДОМ РАССЕЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

В настоящее время разработаны экспрессные методы определения некоторых элементов в образцах по поглощению гамма-лучей и рассеянию бета-частиц в веществе [1—3]. Эти способы просты, требуют применения лишь изотопных источников гамма- и бета-излучений и дают возможность осуществлять непрерывный контроль технологического процесса. Однако они не претендуют на успех при решении сложных проблем современного производства, требующих точного количественного анализа многокомпонентных систем. Подобные задачи сейчас решаются активационными методами с использованием ядерно-физических установок, дающих интенсивные потоки нейтронов, гамма-лучей и заряженных частиц [4—7]. Но активационные методы, имея высокую чувствительность и точность, зачастую неприменимы из-за их недостаточной экспрессности.

В этом отношении более перспективными представляются методы, основанные на регистрации непосредственно первичного излучения, рассеянного образцом или прошедшего через него.

Известно, что энергия заряженной частицы, упруго рассеянной на определенный угол, является функцией массы ядра рассеивателя. Поэтому, измеряя энергетический спектр частиц, упруго рассеянных на мишени, можно получать спектр масс ядер, входящих в состав мишени.

Было предпринято несколько попыток на основе этого принципа-развить методику анализа веществ с использованием рассеяния заряженных частиц [8, 9].

В работе [8] в качестве рассеиваемой частицы использовались ускоренные протоны. Эта методика не имеет хорошей избирательности и практически неприменима для анализа образцов сложного состава, содержащих элементы с зарядом более 30. Кроме того, в силу недостаточно хорошей эффективности регистрации протонов не была достигнута необходимая чувствительность.

В работе [9] предлагалось применить для элементного анализа рассеяние альфа-частиц радиоактивных препаратов St^{244} и Pu^{238} . Для успешного использования этой методики необходимы интенсивные и в то же время моноэнергетичные альфа-источники. Такие источники еще не созданы, и поэтому с помощью данной методики невозможно достичь хорошей чувствительности, достаточной избирательности и экспрессности. В конечном итоге эти методы [8, 9] применимы только для грубого анализа основных компонентов, входящих в состав вещества, и неприменимы для анализа малых содержаний элементов.

В настоящей работе предлагается использовать для элементного анализа веществ пучки тяжелых ионов, ускоренных на циклотроне. При этом достигается качественный скачок в сторону увеличения избирательности и количества анализируемых элементов. Кроме того, при применении полупроводниковых счетчиков ядерных излучений вследствие их хорошего энергетического разрешения и высокой эффективности для тяжелых частиц также увеличиваются избирательность и чувствительность метода.

Преимущество метода анализа по рассеянию тяжелых заряженных частиц на большие углы заключается в том, что он позволяет довольно экспрессно анализировать вещества со сложным химическим составом, т. е. проводить анализ на содержание всех элементов, входящих в состав анализируемого вещества, не прибегая к весьма трудоемким химическим методам разделения.

Чувствительность метода определяется требуемым в данном анализе разрешением, энергией падающих частиц (уменьшается с увеличением энергии), атомным номером анализируемого элемента и током падающего пучка частиц. Например, для количественного определения какого-либо элемента с массой в области 200 ед. при концентрации его 10^{-1} — 10^{-2} вес. % в образце требуется время экспозиции 5—10 мин при токе падающего пучка частиц 0,5 мка и энергии падающих частиц 20 Мэв.

Работа была проведена в лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. В качестве рассеиваемых частиц использовались выведенные пучки ионов Si^{12} , O^{16} , Cl^{35} на ускорителе тяжелых ионов У-150. Энергия ускоренных ионов O^{16} и Cl^{35} была равна 15 и 30 Мэв соответственно.

Анализировались мишени, содержащие Au—Bi, Cl—Bi, Cu—Fe, Rg—Tb. Схема опыта приведена на рис. 1.

Полученные экспериментально спектры ионов O^{16} и Cl^{35} , рассеянных от различных мишеней, позволяют отметить хорошее разделение пиков, соответствующих золоту и висмуту, празеодиму и тербию, железу и меди, отличающихся по массе на 12, 18 и 8 массовых единиц. Для примера на рис. 2 приведен спектр, полученный на мишени, со-

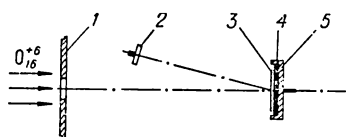
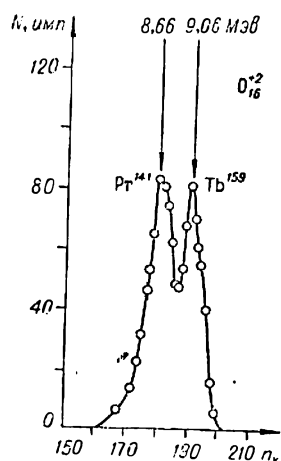


Рис. 1. Схема элементарного анализа образцов с использованием упругого рассеяния тяжелых ионов:

1 — диафрагма; 2 — детектор; 3 — мишень; 4 — подложка; 5 — кювета.

Рис. 2. Спектр ионов O^{16} , рассеянных на 155° от мишени, содержащей 20 мкг/см^2 тербия и 20 мкг/см^2 празеодима. Мишень облучалась током $0,01 \text{ мка}$ в течение 5 мин.



держатель Pt и Tb. На рис. 3 представлен спектр ионов, рассеянных от мишени, приготовленной путем накопления на алюминиевую фольгу водного раствора минерала. Сначала минерал растворялся в азотной и плавиковой кислотах, а затем переводился в водный раствор. Таким образом были получены мишени толщиной $\sim 40 \text{ мкг/см}^2$.

В данном случае не удалось осуществить количественное определение состава минерала из-за неоднозначности химического выхода анализируемого минерала в водный раствор. Однако качественный анализ почти по всем элементам, присутствующим в минерале, дает хорошую точность.

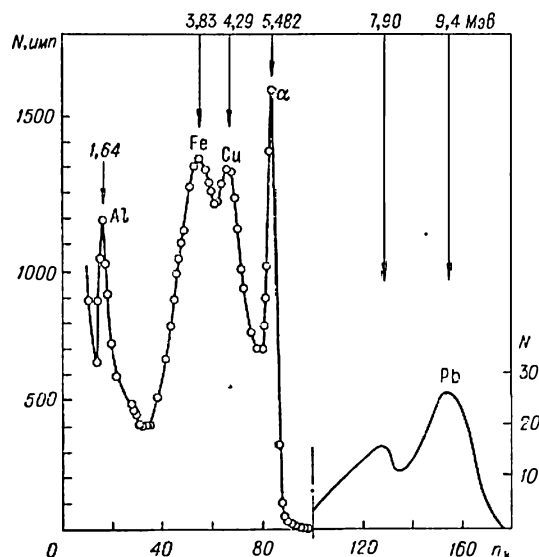


Рис. 3. Спектр ионов O^{16} , рассеянных на 155° от мишени из минерала. Толщина мишени 40 мкг/см^2 .

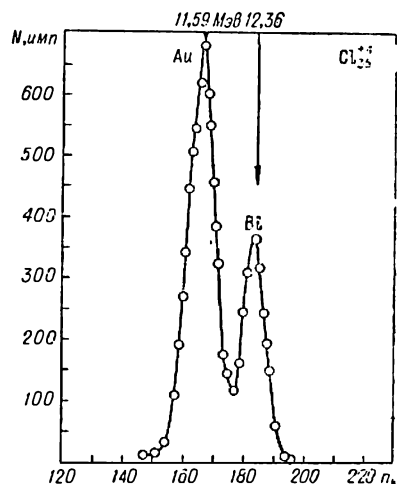


Рис. 4. Спектр ионов Cl^{35} , рассеянных на 155° от мишени, содержащей 50 мкг/см^2 золота и 24 мкг/см^2 висмута. Мишень облучалась током $0,024 \text{ мка}$ в течение 5 мин.

Спектр ионов Cl^{35} , рассеянных от мишени, содержащей золото и висмут, представляет собой два четко разделенных пика, принадлежащих золоту и висмуту (рис. 4).

Экспериментальная оценка чувствительности (при использовании ионов O^{16}) примерно 0,1—0,01 вес. %.

Разрешение метода по массе для ионов O^{16} в области $A \sim 200$ равно 12—15 массовым единицам и улучшается при переходе к элементам с массой < 200 .

Для ионов Cl^{35} разрешение по массе в области масс ~ 200 равно 4—5 массовым единицам. Разрешение метода улучшается, если использовать достаточно моноэнергетические пучки ионов. В данном случае энергетический разброс падающих ионов в пучке составлял $\sim 2,5\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шумиловский Н. Н. и др. Радиоизотопные и рентгеноспектральные методы. М.—Л., «Энергия», 1965.
2. Анализ следов элементов. Под ред. Дж. Ио и Г. Коха. М., ИЛ, 1961.
3. Плаксин И. Н., Агиевский Э. В., Старчик Л. П. Тематическая выставка «Ядерно-физические методы ускоренного лабораторного анализа минерального сырья» (тезисы докладов). М., 1962.
4. Тейлор Д. Нейтронное излучение и активационный анализ. М., Атомиздат, 1965.
5. Markowitz S., Mehony J. Anal. Chem., 1962, 34, 329.
6. Girardi F. Talanta, 1965, 12, p. 1017—1041.
7. Demildt Andre C. Anal. Chem., 1963, 35, № 9, p. 1228—1230.
8. Rubin S. Nucl. Instrum. and Methods, 1959, 5, 177.
9. Turvevich A. Science, 1961, 134, 3480, p. 672—673.

С. А. Карамян, Я. Шукуров

АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ВЕЩЕСТВ С ПОМОЩЬЮ УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Довольно часто при нейтронно-активационном анализе требуется снятие кривых распада наведенной активности, а это существенно снижает экспрессность метода. Правда, применение пучков легких заряженных частиц (протонов, дейтронов, α -частиц и ионов He^3) [2—5], получаемых на ускорителях, несколько расширяет возможности активационного метода. Совершенно новое направление в анализе элементов открывается при активации ядер тяжелыми ионами.

Настоящая работа была предпринята с целью разработки метода активационного анализа, который заключается в использовании α -активности, наведенной в веществе при облучении его пучком тяжелых заряженных частиц, ускоренных на циклотроне. У ряда тяжелых элементов, начиная с редких земель, при облучении тяжелыми ионами возникают радиоизотопы, испытывающие α -распад, причем энергия испускаемых α -частиц строго индивидуальна для каждого радиоизотопа. Эффективная (100%) регистрация α -частиц полупроводниковыми детекторами и чрезвычайно высокое энергетическое разрешение последних обуславливают хорошую чувствительность и стопроцентную избирательность.

Для экспериментальной проверки указанного метода были проведены анализы руд на содержание свинца с помощью ускоренных ионов C^{12} .

Выбор свинца для анализа объясняется чрезвычайной трудностью определения этого элемента нейтронным активационным методом. Действительно, сечения активации изотопов свинца по реакции (n, γ) на тепловых нейтронах составляют лишь единицы миллибарн, а при взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами свинца образуются продукты с близкими ядерными характеристиками, идентификация которых почти невозможна. Поэтому в настоящее время нет надежного ядерно-физического метода анализа на содержание этого элемента. Другие, не ядерно-физические, методы анализа не дают для свинца хороших результатов.

Опыты проводились на циклотроне тяжелых ионов У-150 лаборатории ядерных реакций ОИЯИ на выведенном пучке ионов C_{+4}^{12} энергией 80 Мэв.

Мишени толщиной 2 мг/см² приготавливались методом нанесения взвеси анализируемого минерала в ацетоне с небольшим количеством нитроклетчатки на алюминиевую фольгу (толщиной 7 мк) с дальнейшим высушиванием и прокаливанием при температуре 300°С для удаления нитроклетчатки и придания мишени механической прочности. Тонкий порошок-пудру минерала (размер частиц 0,5—2 мк) получали путем тщательного размельчения его в агатовой ступке. Подобный метод приготовления мишеней исключает возможность обогащения или обеднения свинцом вещества, нанесенного на мишень, по сравнению с исходным.

Конструкция камеры, в которой облучались мишени и осуществлялся сбор α -радиоактивных продуктов ядерных реакций методом, описанным в работе [6], показана на рис. 1.

Ядра отдачи, возникающие при взаимодействии ядер мишени и налетающих частиц, выбивались из мишени в камеру, наполненную газом (аргоном) при давлении 0,2 атм. Толщина мишени (2 мг/см²) значительно превышала величину пробега ядер отдачи, возникавших при слиянии ядер свинца и углерода, поэтому возможные неоднородности толщины мишени не оказывали существенного влияния на количество ядер продуктов реакции, выбитых в газовую камеру, которое в данном случае зависело только от потока ионов углерода через мишень и концентрации атомов свинца в веществе мишени.

Разумеется, значительные неоднородности толщины мишеней и сильное различие средней толщины разных мишеней были недопустимы в связи с изменением выхода радиоактивных продуктов, вызванным зависимостью сечения образования данного продукта от энергии налетающих частиц.

Ядра отдачи, выбитые из мишени, тормозились в газе и осаждались на стенки газовой камеры. Сборник (алюминиевая фольга, покрывающая внутренние стены газовой камеры) после окончания облучения вынимался и помещался в специальную камеру с полупроводниковым детектором для счета наведенной α -радиоактивности.

В связи с тем, что α -радиоактивные ядра располагались на поверхности сборника чрезвычайно тонким слоем, возможно было обеспечить высокую геометрическую эффективность счета ($\sim 30\%$ от 2π) без ухудшения энергетического разрешения, которое определялось разрешением детектора. В опытах использовался кремниевый поверхностно-барьерный детектор рабочей площадью 1,5 см², имеющий энергетическое разрешение 30 кэв для α -линий Am^{241} и Cm^{244} .

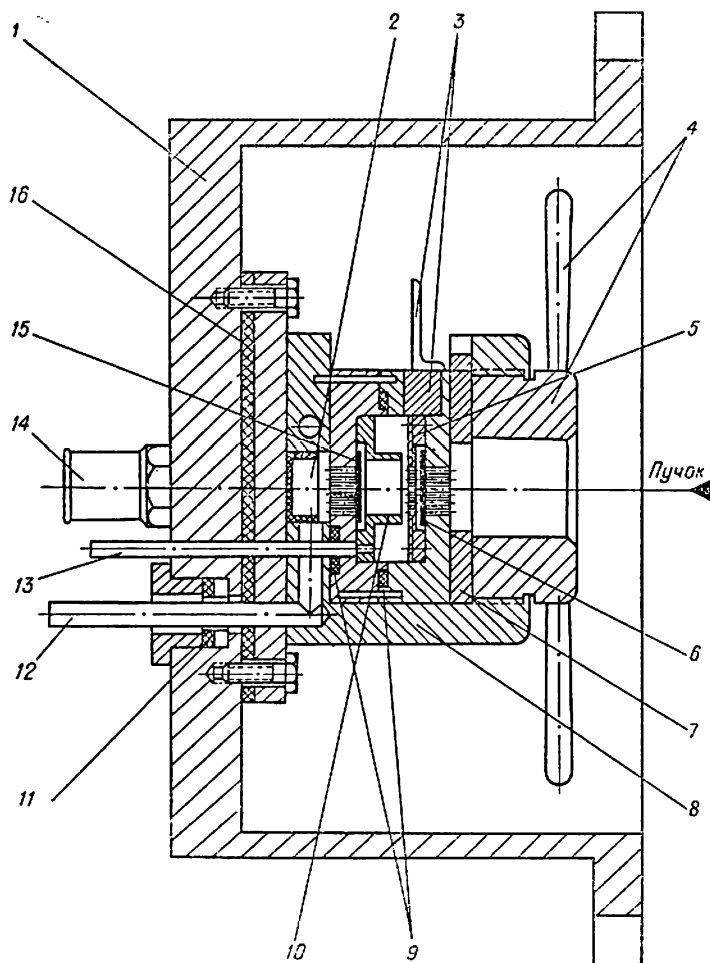
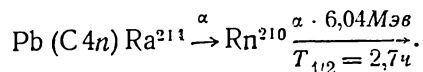
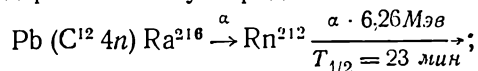


Рис. 1. Экспериментальная камера для активации мишеней и сбора α -радиоактивных продуктов ядерных реакций:

1 — корпус камеры; 2 — токосъемник; 3 — камера сбора; 4 — маховик зажима камеры сбора; 5 — кассета мишени; 6 — входная фольга; 7 — опорная шайба; 8 — корпус камеры сбора; 9 — уплотнение; 10 — сборник; 11 — уплотнение и изоляторы; 12 — трубка охлаждения; 13 — газовая трубка; 14 — разъем токосъемника; 15 — выходная фольга; 16 — изолятор.

Количество свинца в образцах определялось по интенсивности α -линий Rn^{212} ($E_\alpha = 6,26 \text{ Мэв}$, $T_{1/2} = 23 \text{ мин}$) и Rn^{210} ($E_\alpha = 604 \text{ Мэв}$, $T_{1/2} = 2,7 \text{ ч}$) [7]. Радиоизотопы Rn^{212} и Rn^{210} образовывались в результате α -распада короткоживущих ядер Ra^{216} и Ra^{214} , синтезируемых при полном слиянии ядер свинца и углерода:



Абсолютные и относительные интенсивности α -линий в наблюдаемых спектрах существенно зависят от временного режима накопления и счета активности. Время накопления выбиралось равным 1 ч, обсчет сборника начинался через 20 мин после окончания облучения и длился

40 мин. В случае нарушения данного временного режима вводились соответствующие поправки с учетом периодов полураспада α -излучателей.

При облучении мишеней, приготовленных из проб полиметаллических руд Кавказа с известным содержанием свинца, была получена калибровочная прямая зависимости интенсивности счета α -частиц при заданных условиях опыта от процентного содержания свинца в данных пробах (рис. 2). Тот факт, что точки этой зависимости хорошо легли на прямую, служит подтверждением количественной корректности эксперимента и свидетельствует о возможности достижения высокой точности анализа рассматриваемым методом.

В описываемых опытах свинец идентифицировался со стопроцентной избирательностью. Под действием ионов углерода с энергией 80 Мэв α -радиоактивные продукты дает не только свинец, но и другие элементы с $z > 77$, а также некоторые редкоземельные, например Nd и Pг. Каждому из них соответствует в α -спектре своя характерная α -линия, например Bi²⁰⁹ α -линия Fr²¹³ ($E_\alpha = 6,77$ Мэв, $T_{1/2} = 34$ сек); Au¹⁹⁷ — линия At²⁰⁵ ($E_\alpha = 5,90$ Мэв, $T_{1/2} = 26$ мин). Разрешение существующих α -детекторов достаточно для дискретного выделения каждой из этих линий.

По интенсивности возникающих линий можно установить количественное содержание элементов в образце.

Возможности того или иного активационного метода анализа малых количеств элементов определяются уровнем фона, имевшегося в опыте, и абсолютной величиной счета, набираемого за время эксперимента. Фон в нашем опыте был на уровне 10^{-5} вес. %, что обусловлено α -радиоактивными загрязнениями полупроводникового детектора и камеры, в которой этот детектор помещался, а также загрязнениями свинцом подложки мишеней и других поверхностей, находившихся под пучком. Предел чувствительности анализа определялся низким уровнем α -активности на сборнике при малых концентрациях свинца в мишени и имел величину 10^{-3} — 10^{-4} вес. % при интенсивности пучка 1—2 мка.

Таким образом, на примере свинца экспериментально показана возможность анализа руд и минералов на содержание малых количеств (до 10^{-3} — 10^{-4} вес. %) того или иного элемента с помощью активации вещества пучком тяжелых ионов и регистрации наведенной α -радиоактивности.

Применяя более тяжелые частицы (O¹⁶, N²⁰ и Ar⁴⁰) и усовершенствовав методику регистрации более короткоживущих α -радиоактивных изотопов, можно значительно расширить область применения описанного метода для анализа на содержание любых элементов с атомным номером выше 50—55.

Преимущества этого метода анализа перед другими заключаются в следующем:

1. Возможность определения содержания тех элементов, для которых неприменим или затруднен нейтронный активационный, фотоактивационный и другие методы анализа.

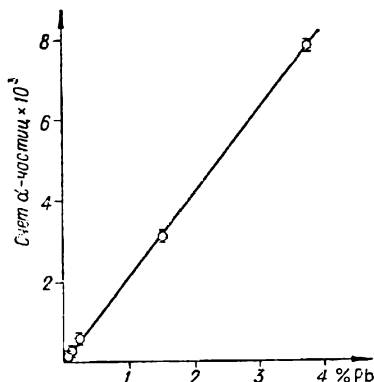


Рис. 2. Калибровочный график зависимости α -счета от процентного содержания свинца.

2. Стопроцентная избирательность к выбранному для определения элементу и независимость от элементного состава исследуемого вещества.

3. Возможность одновременного анализа на содержание нескольких элементов, каждый из которых дает α -радиоактивность под действием пучка тяжелых ионов.

4. Чрезвычайно высокая экспрессность при высокой чувствительности.

5. Исключительная простота обработки экспериментальных данных при определении процентного содержания того или иного элемента в веществе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тейлор Д. Нейтронное изучение и активационный анализ. М., Атомиздат. 1965.
2. Trancese G. Talanta. 1965, v. 12, p. 1017—1041.
3. Смейлс А. А. Сб. «Анализ следов элементов». М., Изд. иностр. лит., стр. 498—519.
4. Markowitz S., Mahony J. Anal. Chem., 1962, 34, 329.
5. Meinke W. W. Сб. «Анализ следов элементов». М., Изд. иностр. лит., стр. 569—588.
6. Донец Е. Д., Щеголев В. А., Ермаков В. А. Атомная энергия, 1964, № 16, стр. 195.
7. Дзержелев Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.

В. А. Бобров

ЛАБОРАТОРНЫЙ АНАЛИЗ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОДНОКРИСТАЛЬНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ

В работе описывается установка, на которой производятся определения кларковых и надкларковых концентраций радиоактивных элементов. Проанализировано несколько тысяч образцов горных пород, имеющих достаточно широкую географию.

Аппаратура и методика

Рабочая установка представляет собой однокристалльный гамма-спектрометр с монокристаллом йодистого натрия 40×50 мм, фотоэлектронным умножителем типа ФЭУ-13. Источником высокого напряжения служат сухие батареи типа БАС-Г-80-У-2,1 (14 шт.). Распределение напряжения между диодами ФЭУ близко к паспортному; каждый диод непосредственно соединен с соответствующим выводом батарей. ФЭУ находится под напряжением постоянно, благодаря чему достигается высокая стабильность работы спектрометрического датчика.

В качестве защиты используются стандартные свинцовые блоки типа БС-50 и БС-100. Общая площадь защиты 150—200 мм. Вокруг сцин-

тиллятора размещен 1,5-миллиметровый слой кадмия для ослабления характеристического излучения свинца в диапазоне 80—100 кэв. В первоначальном варианте установки использовался заводской свинцовый домик прибора «Боксан».

Пробы измельченных (до 1 мм и менее) образцов помещаются в П-образные контейнеры. Толщина слоя вокруг монокристалла 12 мм, вес пробы 400 ± 100 г. Регистрирующая аппаратура представлена тремя одноканальными дифференциальными анализаторами («Боксан» и два прибора типа ААДО-1) и пересчетными приборами типа ПС-100 и ПП-15. В установке используются пять рабочих каналов: первый настроен на полосу 212—275 кэв (ThB), второй — на 290—385 кэв (RaB), третий — на 1100—1550 кэв (K^{40}), четвертый (контрольный) — имеет интегральный порог 200 кэв, пятый — с порогом 3000 кэв регистрирует уровень космического излучения. При настройке установки, контрольных анализах и решении ряда методических вопросов используется анализатор типа АИ-100-1.

Анализ радиоактивности горной породы ведется одновременно по всем каналам. Продолжительность измерений одной пробы в зависимости от ее активности колеблется от 10 мин до 2—3 ч, в среднем 40—60 мин. Время измерений определяется набором импульсов в калиевом канале (1100—1600 кэв), при котором для рядовых проб обеспечивается статистическая точность замера в этом канале не хуже 2—3%, а для слабоактивных (активность их близка активности фоновой пробы) — не хуже 5%. При таком условии статистическая точность замера в остальных каналах обычно была не хуже 2—3%. Критерии для выбора рабочих участков (энергетическое положение щели и ее ширина) рассматриваются подробно в работе [3] применительно к сцинтилляционному детектору 40×50 мм, используемому для анализа наиболее интенсивных линий гамма-излучения урана и тория.

Оценка ширины энергетического канала произведена на основе порога чувствительности. В качестве последнего была принята величина тройной средней квадратической ошибки измерения фоновой пробы, отнесенная к чувствительности в канале. Для сравнения наших данных с полученными А. Л. Якубовичем и др. [2] выражение порога чувствительности взято в том же виде, что и в указанной работе. В канале i порог чувствительности

$$L_i = \frac{4 \sqrt{\frac{\Phi_i}{t}}}{\eta_i P_{пр}}, \quad (1)$$

где $P_{пр}$ — вес пробы, г;

Φ_i — значение фона, условно приравняваемое к значению фоновой пробы, имп/мин;

t — время измерения, мин;

η_i — чувствительность в дифференциальном окне, имп/мин на 1 г. % равновесного урана.

Естественно, по чувствительности в каналах нельзя судить о пороге чувствительности определения отдельного компонента, так как он определяется по совокупности каналов. Выбранная совокупность каналов должна обеспечить относительно более высокую чувствительность к данному компоненту по сравнению с другими, хотя бы в одном из каналов.

В конечном итоге порог чувствительности определения отдельного компонента

$$D_j = \sqrt{\sum_i m_{ji}^2 L_i^2}, \quad (2)$$

где D_j — порог чувствительности j -го компонента (гамма-изотопов рядов U, Th и K^{40});

m_{ji} — коэффициенты, полученные из решений системы уравнений вида

$$A_i = \sum a_{ji} K_j, \quad (3)$$

где A_i — активность пробы в эквивалентных единицах равновесного урана при измерении в i -ом канале;

a_{ji} — коэффициенты, равные урановым эквивалентам K_j -го компонента в i -ом канале (урана, выраженного через UX; радия — через Ra (B+C) — в единицах равновесного урана; Th (B+C'') и $MsTh_2$ — в единицах равновесного тория; K^{40} — в единицах калия).

В табл. 1 приведены значения L_i и урановые эквиваленты Th и K для навески 550 г, t — 60 мин. Таблица составлена для первого вариан-

Таблица 1

Показатель	Энергетические каналы, кэв		
	208–287	287–384	900–1550
Имп/мин на г · % равновесного урана . . .	167	216	85
Фон датчика, имп/мин . . .	54	62	50
Порог чувствительности, 10^{-4} %	0,45	0,41	1,1
Урановые эквиваленты тория	0,72	0,26	0,40
калия, 10^{-4}	0,62	0,30	3,60

та установки, в котором использовались более широкие энергетические полосы, особенно для калиевого канала. Изменение свинцовой защиты в окончательном варианте привело к заметному снижению фона датчика (почти в три раза), что, в свою очередь, снизило порог чувствительности (почти в 1,5 раза). Этот эффект, по-видимому, объясняется тем, что во втором случае свинец блоков Б-50 и Б-100 меньше загрязнен радиоактивными элементами, чем свинцовый домик прибора «Боксан».

При гамма-спектрометрировании на кристалле размером 40×50 мм и толщине пробы 12 мм оптимальными следует считать лишь три участка спектра: ThВ (240 кэв), RaВ (290 и 360 кэв) и K^{40} (1,46 Мэв). Выбирая эти участки в качестве рабочих, получаем систему из трех уравнений вида (3), решение которой не требует особых пояснений. Решение системы вида (3) для трех неизвестных — урана (по Ra (B+C)), тория (по Th (B+C'') + $MsTh_2$), калия (по K^{40}) — приводится в двух видах. Первый удобен для подсчета порогов чувствительности компонентов и записывается так:

$$\begin{aligned} U (\text{по Ra}) &= m_{11}A_1 + m_{12}A_2 + m_{13}A_3; \\ Th &= m_{21}A_1 + m_{22}A_2 + m_{23}A_3; \\ K &= m_{31}A_1 + m_{32}A_2 + m_{33}A_3; \end{aligned} \quad (4)$$

где A_1, A_2, A_3 — радиоактивность анализируемой пробы, выраженная в эквивалентных процентах равновесного урана.

Значения коэффициентов m_{ji} равны:

$$\begin{aligned} m_{11} &= -0,44; & m_{12} &= +1,498; & m_{13} &= -0,055; \\ m_{21} &= +1,742; & m_{22} &= -1,608; & m_{23} &= -0,134; \\ m_{31} &= +0,021 \cdot 10^4; & m_{32} &= -0,256 \cdot 10^4; & m_{33} &= +0,235 \cdot 10^4. \end{aligned}$$

Второй вид решения системы (3) удобен для расчетов содержаний радиоактивных элементов:

$$\begin{aligned} P_{\text{np}}\text{U}(\text{по Ra}) &= \frac{m_{11}}{\tau_1} N_1 + \frac{m_{12}}{\tau_2} N_2 + \frac{m_{13}}{\tau_3} N_3; \\ P_{\text{np}}\text{Th} &= \frac{m_{21}}{\tau_1} N_1 + \frac{m_{22}}{\tau_2} N_2 + \frac{m_{23}}{\tau_3} N_3; \\ P_{\text{np}}\text{K} &= \frac{m_{31}}{\tau_1} N_1 + \frac{m_{32}}{\tau_2} N_2 + \frac{m_{33}}{\tau_3} N_3, \end{aligned} \quad (5)$$

где N_1, N_2, N_3 — скорость счета (имп/мин) от пробы в канале минус показания от фоновой пробы (НФ); $P_{\text{рп}}$ — вес анализируемой пробы; η_1, η_2, η_3 — чувствительность в дифференциальном окне, имп/мин на 1 г · % равновесного урана.

Можно отметить незначительное изменение коэффициентов $\frac{m_{ji}}{\eta_i}$ во времени. Компенсация изменения осуществляется подстройкой усиления всех усилителей, входящих в установку. Значения коэффициентов $\frac{m_{ji}}{\eta_i}$ равны:

$$\begin{aligned} \frac{m_{11}}{\eta_1} &= -0,310 \cdot 10^{-2}; \quad \frac{m_{12}}{\gamma_{12}} = +0,666 \cdot 10^{-2}; \quad \frac{m_{13}}{\gamma_{13}} = -0,116 \cdot 10^{-2}; \\ \frac{m_{21}}{\eta_1} &= +1,219 \cdot 10^{-2}; \quad \frac{m_{22}}{\gamma_{12}} = -0,715 \cdot 10^{-2}; \quad \frac{m_{23}}{\gamma_{13}} = -0,284 \cdot 10^{-2}; \\ \frac{m_{31}}{\eta_1} &= +0,015 \cdot 10^2; \quad \frac{m_{32}}{\gamma_{12}} = -0,114 \cdot 10^2; \quad \frac{m_{33}}{\gamma_{13}} = +0,499 \cdot 10^2. \end{aligned}$$

Точность анализа

Пороги чувствительности по элементам D_j , рассчитанные с помощью выражения (2), коэффициентов m_{ji} и η_i и табл. 1 при времени измерения пробы $t=60$ мин, приведены ниже:

Вариант установки	г Навеска, U (по Ra)	Th 10 ⁻⁴ %	K %
Со свинцовым домиком «Боксан» (табл. 1)	550	0,60	1,05
Со свинцовой защитой из блоков Б-50 . . .	400	0,37	0,68

Наиболее детальная оценка фактической точности произведена для первого варианта установки, уступающего по своей надежности последующему варианту. Примерно по 100 пробам проведено около 250 независи-

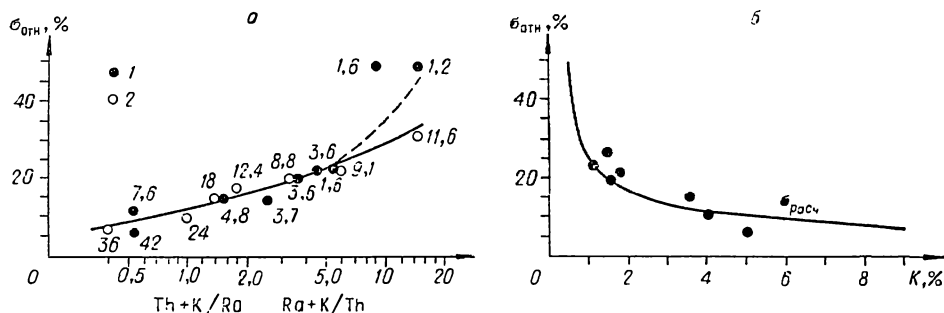
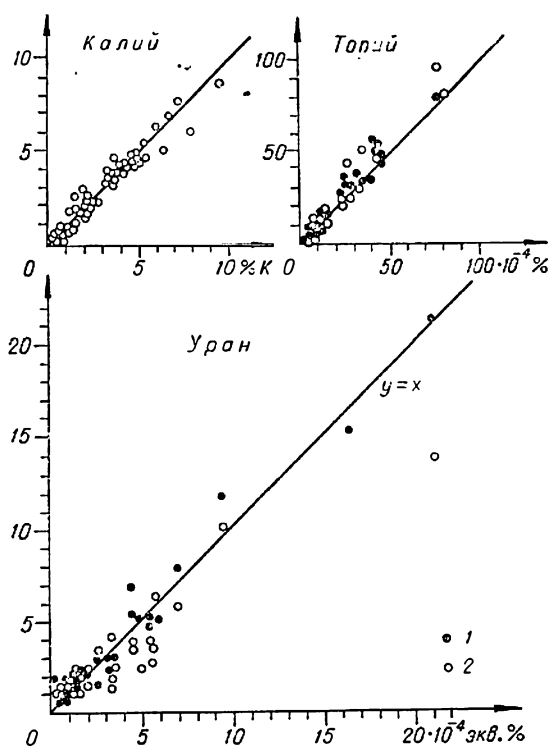


Рис. 1. Кривые относительных среднеквадратических ошибок:
а — для урана (по радию) и тория в зависимости от соотношения радиоактивных элементов;
б — для калия в зависимости от содержания калия.
Средние значения по классу: 1 — для Ra; 2 — для Th.



мых отдельных определений радиоактивных элементов. При этом использованы заведомо неравноточные измерения: время анализа проб колеблется от 30 до 90 мин; повторные замеры разделены большим промежутком времени (до нескольких месяцев), в течение которого производилась замена и подстройка отдельных узлов установки. Соотношение радиоактивных элементов варьирует в широких пределах. Все это позволяет объективно оценить ошибки, связанные с аппаратурной

Рис. 2. Графики сходимости гамма-спектрометрических лабораторных определений с данными других методов.

По абсциссе — данные радиометрического метода; по ординате — других методов: 1 — радиохимического; 2 — химического для урана и тория и пламенной фотометрии для калия.

частью и системой приготовления проб для анализа. Расчеты фактических ошибок проведены по схеме, предложенной Б. Я. Юфа [1]. В небольших интервалах содержаний может приниматься линейная зависимость между среднеквадратической ошибкой и содержанием радиоактивного элемента. Математическое условие размера такого интервала выражается неравенством

$$X_{\text{ср}} - 3\sigma < X_{\text{ср}} < X_{\text{ср}} + 3\sigma.$$

Фактическая случайная ошибка и порог чувствительности на уран (по радю) определены по 135 независимым замерам 46 проб. Содержание радия в них меняется от $0,1 \cdot 10^{-4}$ до $7,0 \cdot 10^{-4}$ экв. %, при среднем значении $3,2 \cdot 10^{-4}$ экв. %, отношение $\frac{\text{Th} + \text{K}}{\text{Ra}}$ на уровне 300 кэв меняется от 0,1 до 6,0. Случайная ошибка

$$\sigma_{\text{Raф}} = (0,26 \cdot 10^{-4} + 0,165 Q_{\text{Ra}}) \text{ экв. } \%, \quad (6)$$

где $\sigma_{\text{Raф}}$ — фактическая среднеквадратическая ошибка; ее постоянная часть в данном случае равна $0,26 \cdot 10^{-4}$ экв. % ($\sigma_{\text{Ra}} \text{ const}$), а переменная — $0,165 Q_{\text{Ra}}$

Q_{Ra} — содержание радия, экв. %.

Для выяснения влияния содержания тория и калия на среднеквадратические ошибки определения радия все пробы разбивались на группы в зависимости от величины отношения $\frac{\text{Th} + \text{K}}{\text{Ra}}$. Результаты вычисления ошибок (рис. 1) приведены ниже:

$\frac{\text{Th}+\text{K}}{\text{Ra}}$ в единицах равнове- сного урана на уровне 300 кэв	Количество проб	Количество сопос- тавлений	Среднее содер- жание радия по груп- пе 10^{-4} экв. %	Относительная среднеква- драт. ошиб- ка, %
0,1—1,0	10	25	42,5	6,7
0,1—1,0	12	34	7,6	12,0
0,1—2,0	9	30	4,8	15,2
2,0—3,0	10	28	3,7	14,0
3,0—4,0	15	45	3,6	20,0
4,0—5,0	6	22	3,6	22,0
5,0—6,0	6	15	1,65	22,5
7—10	8	17	1,62	49,0
Свыше 10	10	23	1,22	47,0

Урановые элементы в интегральном гамма-счете с отсечкой в 300 кэв приняты для тория 0,42, для калия — $1,42 \cdot 10^{-4}$.

Аналогичные исследования в отношении точности определения проведены для тория и калия. В случае с торием использованы 123 повторных анализа в 45 пробах с содержанием тория от $0,6 \cdot 10^{-4}$ до $14,8 \cdot 10^{-4}\%$ при среднем значении по всему ряду $6,95 \cdot 10^{-4}\%$. Здесь

$$\sigma_{\text{Th}\phi} = 0,88 \cdot 10^{-4} \% + 0,108 Q_{\text{Th}}. \quad (7)$$

Влияние калия и радия на среднеквадратическую ошибку определения тория иллюстрируется табл. 2 и рис. 2. Случайные ошибки для калия определены на основе 168 повторных определений в 63 пробах с со-

Таблица 2

Среднеквадратические ошибки определения тория и калия

Группа		Количество		Среднее со- держание по группе Th, 10^{-4} % К, %	Относительн. среднеквадра- тическая ошибка, %
		проб	сопостав- лений		
$\frac{\text{Ra}+\text{K}}{\text{Th}}$ в ед. Th на уровне 200 кэв*	0,0—0,8	5	16	36,0	7,8
	0,8—1,2	20	44	24,5	9,7
	1,2—1,6	16	45	18,1	15,3
	1,6—2,4	17	50	12,4	17,5
	2,4—4,0	20	57	8,57	20,0
	4,0—8,0	16	45	9,1	21,6
	8—20	10	23	11,56	31,1
$\frac{\text{Ra}+\text{Th}}{\text{K}}$ в ед. K на уровне 400 кэв**	0—1,5	6	18	1,52	20,0
		17	42	4,94	6,3
		23	60	4,02	7,8
	1,5—2,5	10	27	1,44	27,2
		19	43	3,97	10,7
		29	70	3,10	13,5
	2,5—5,0	13	30	1,65	20,4
		7	16	3,55	16,6
		20	46	2,32	18,5
	Более 5,0	17	56	1,04	23,5

* Ториевые эквиваленты в интегральном гамма-счете с отсечкой 200 кэв приняты для радия 2,0, для калия — $2,0 \cdot 10^{-4}$.

** Калиевые эквиваленты в интегральном гамма-счете с отсечкой 400 кэв приняты для радия $0,5 \cdot 10^{-4}$, для калия — $0,25 \cdot 10^{-4}$.

Таблица 3

Фактические пороги чувствительности для U (по Ra) на основе воспроизводимости фоновых проб

Фоновая проба	Дата (1966)	212—275 кэв		290—385 кэв		1100—1550 кэв		Интерпр. 200 кэв		Порог чувствительности на (по Ra), 10 ⁻⁴ %	
		среднее значение, мин/мин	нпж/нпжн 'р	L, 10 ⁻⁴ %	нпж/нпжн 'р	среднее значение, мин/мин	L, 10 ⁻⁴ %	среднее значение, мин/мин	нпж/нпжн 'р	L, 10 ⁻⁴ %	факт. по фоновой пробе
Ф-86-65	22/IX—17/X	13,1	0,38	0,19	0,71	9,4	0,47	—	—	—	0,37
Ф-86-65	18/X—1/XI	13,4	0,71	0,36	0,52	9,6	0,54	110,2	3,9	0,38	0,37
Ф-377-65	11/XI—23/XII	13,8	0,47	0,24	0,37	9,4	0,62	106,5	2,4	0,24	0,21

держанием калия от 0,1 до 4,8% при среднем значении по всему ряду 2,3%. Для калия

$$\sigma_{K\phi} = 0,175\% + 0,070Q_K \quad (8)$$

Влияние содержания тория и радия на среднеквадратическую ошибку определения калия, как видно из табл. 2, сказывается слабо в отличие от взаимного влияния калия, тория, радия на определения радия и тория. Величина среднеквадратической ошибки определения калия, независимо от $\frac{Th+Ra}{K}$, хорошо согласуется с расчетными значениями. Этот факт можно объяснить тем, что калий определяется по диапазону энергий (900—1600 кэв), значительно отдаленному от диапазонов энергий ThB и RaB. Именно там вклад за счет калия резко возрастает по сравнению с вкладом от радия и тория. В то же время RaB и ThB определяются на фоне заметного вклада от калия и самих тория и радия.

Результаты лабораторных спектрометрических определений содержания радиоактивных элементов сопоставлены с данными радиохимических и химических анализов (см. рис. 2). Корреляционная зависимость не выявлялась в связи с малым количеством сопоставлений по отдельным группам содержаний.

Пламенная фотометрия калия и химический анализ тория выполнены в институте геологии и геофизики СО АН СССР (З. В. Болева, А. А. Дурасова). радиохимический анализ тория, радия и люминесцентно-перловый анализ урана — в лаборатории Б. Я. Юфа (ВИРГ).

Для сравнения приведем точность определения радиоактивных элементов в лаборатории Б. Я. Юфа

$$\sigma_{Th} = (0,7 \cdot 10^{-4} + 0,050Q_{Th}) \% ; \quad (9)$$

$$\sigma_{Ra} = (0,88 \cdot 10^{-5} + 0,60Q_{Ra}) \text{ экв. } \% ; \quad (10)$$

$$\sigma_U = (0,2 \cdot 10^{-4} + 0,14Q_U) \% . \quad (11)$$

По сравнению с первым вариантом установки во втором варианте анализы проводились с большей точностью, судя по порогам чувствительности. К тому же среднее время анализа одной пробы возросло на 20 мин, что, в свою очередь, также сказывалось на точности.

В табл. 3 приводятся данные, характеризующие воспроизводимость значений фоновых проб (Ф-86-65 и Ф-377-65) за три пе-

риода работы второго варианта установки, в течение которых, судя по рабочим контрольным картам параметров установки, расчетные коэффициенты оставались постоянными. Среднее время отдельного измерения фоновой пробы равно 60 мин. Помимо среднеквадратического отклонения отдельного замера (σ), в таблице приводятся значения порогов чувствительности ($L_{\text{равн}}$ урана), рассчитанные как тройная ошибка определения активности фоновой пробы, отнесена к чувствительности в канале, согласно выражению (1).

Заключение

На установке могут анализироваться горные породы, в которых содержание урана превышает $0,2 \cdot 10^{-4}\%$, тория — более $1 \cdot 10^{-4}\%$, калия — более 0,1%. Точность раздельных определений радиоактивных элементов при их взаимных соотношениях $\frac{\text{Th}}{\text{U}}$ от 0,1 до 10, $\frac{\text{K} \cdot 10^{-4}}{(\text{Th} + \text{U})}$ от 0,1 до 10 не хуже 30 отн. % по элементу. Иными словами, установка позволяет надежно определять кларковые содержания радиоактивных элементов практически во всех породах, кроме низкоактивных мраморов и ультраосновных пород.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю ф а Б. Я. Обработка результатов контрольных анализов. Методические рекомендации. М., 1961.
2. Я к у б о в и ч А. Л., З а й ц е в Е. И., А н о с о в В. В. Многоканальный радиометрический анализ проб горных пород с помощью сцинтилляционной установки ЛСУ-5К. Атомная энергия, 1963, т. 15, вып. 3.
3. Б о б р о в В. А. Некоторые вопросы методики лабораторного анализа радиоактивных элементов (см. настоящий сборник).

В. А. Бобров

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ЛАБОРАТОРНОГО АНАЛИЗА РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В статье обсуждаются вопросы методики лабораторного гамма-спектрометрического анализа, основанного на использовании однокристалльного спектрометра, описанного в работе [9]. Статья не претендует на полноту обозрения всех факторов, которые определяют и влияют на точность и чувствительность анализа. По мнению автора, заслуживают обсуждения лишь вопросы, относящиеся к выбору ширины рабочих участков спектра, влиянию толщины анализируемой навески, фона датчика, эманирования порошковых проб.

Выбор рабочих участков спектра

Лабораторные радиометрические анализы кларковых содержаний радиоактивных элементов на небольших по размерам сцинтилляторах базируются обычно на использовании различий низкоэнергетической части гамма-спектров урана, радия, тория и калия. Рассмотренные в работе [9] с этой точки зрения возможности сцинтиллятора NaJ(Tl) 40×50 мм могут быть достаточно полно охарактеризованы данными табл. 1. Эквиваленты MsTh_2 определены экспериментально путем вычитания из спектра равновесного тория спектра группы $\text{Th}(B+C')$, полу-

Таблица 1

Пороги чувствительности для равновесного урана и урановые эквиваленты по энергетическим каналам

Показатель	Энергетический канал, кэв									
	86—108	208—287	223—271	287—384	320—384	540—670	850—1020	1300—1550	900—1550	2000—2700
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Имп/мин на 1 г. % равновесного урана	86	167	100	216	148	82	25,6	20,5	85	4,15
Фон датчика, имп/мин	17	54	32	62	42	22	13	9	50	4,2
Пороги чувствительности (L_i) для равновесного урана, 10^{-4} %	0,52	0,45	0,60	0,41	0,47	0,59	1,5	1,7	1,1	5,5
Урановые эквиваленты										
Th равновесные	0,44	0,715	0,82	0,26	0,25	0,39	0,75	0,23	0,40	2,6
MsTh_2	0,13	0,20	—	0,14	—	0,12	0,56	0,065	0,20	—
$\text{Th}(B+C+C')$	0,31	0,52	—	0,12	—	0,27	0,19	0,165	0,20	2,6
K , 10^{-4}	0,69	0,62	0,62	0,30	0,28	0,71	3,15	5,7	3,6	—
U без Ra	0,245	0,035	0,026	0,011	0,010	0,012	0,032	0,006	—	—

Примечание. Навеска 550 г, $t=60$ мин, MsTh_2 и $\text{Th}(B+C+C')$ выражались в эквивалентных единицах равновесного тория.

ченной при накоплении торона в пустом герметическом контейнере. Перед этим было экспериментально установлено, что различие гамма-спектра порошкового эталона равновесного урана и группы $\text{Ra}(B+C)$, полученной после введения радона в пустой запаянный контейнер, наблюдается только в низкоэнергетической части спектра, до 300 кэв. Аналогичный результат, по-видимому, может быть получен и для группы торона. В связи с этим определенные эквиваленты MsTh_2 справедливы для участков спектра, начиная с 300 кэв и выше.

Обычно при настройке аппаратуры стремятся иметь достаточно высокие коэффициенты разделения неизвестных, поэтому используются довольно узкие энергетические окна. Так, в работе [8] ширина каналов составляет для ThB 40 кэв, RaB — 60 кэв, K^{40} — 100 кэв. Однако сужение каналов ведет к потере некоторой полезной информации. На наш взгляд, ширину основных рабочих каналов (ThB , RaB и особенно K^{40}) можно заметно увеличить. В табл. 1 сравниваются пороги чувствительности при величинах ширины «окон», близких к значениям, данным в работе [8] (графы 4, 6, 9) и выбранным нами (графы 3, 5, 10). Как видно из таблицы, заметное увеличение фона при расширении «окна» не приводит к ухудшению эффективности. Урановые эквиваленты, например, для тория меняются незначительно, а пороги чувствительности по каналам, напротив, уменьшаются. Калиевый канал можно значительно расширить. Вклад от K^{40} в канале 900—1530 кэв по сравнению с кана-

лом 1300—1530 увеличивается в два раза. И, несмотря на то, что при этом значение фона возрастает в пять раз, порог чувствительности снижается в полтора раза. Высокий вклад от K^{40} обусловлен тем, что, принимая нижний порог в 900 кэв, мы фиксируем не только фотопик K^{40} , но и край комптоновского рассеяния гамма-квантов калия в монокристалле, относительная величина которого для кристалла размерами 40×50 мм остается еще высокой. Экспериментальные результаты А. Рундо [6] и спектры насыщенных моделей урана, тория при ослаблении неактивной массой свидетельствуют о том, что вклад за счет комптоновского рассеяния от средних и высоких энергий при значениях, близких к комптоновскому краю, обладает значительно большей устойчивостью, чем вклад от фотопиков.

Если имеется возможность, как в случае использования анализатора АИ-100, разбить этот широкий участок спектра на два самостоятельных, причем в первом фиксируется фотопик от калия (1320—1550 кэв), а во втором — край комптоновского излучения в монокристалле (1055—1220 кэв), то устойчивость системы уравнений для определения Ra, Th и K возрастает при сохранении порогов чувствительности по элементам.

Если сравнить наши данные с данными, приведенными в работе [9], можно отметить, что уже в первом варианте установки пороги чувствительности на уран (по радио), торий и калий совпадают.

Снижение порогов чувствительности в дальнейшем получено за счет смены защиты.

Все изложенное справедливо для спектрометра, подобного нашему, т. е. имеющего разрешение по $Cs^{137} \sim 13\text{—}15\%$. Увеличение размеров сцинтиллятора или улучшение его разрешающих способностей (до 7—8%) при прежних размерах даст возможность привлечь для анализа еще ряд неиспользованных участков спектра (582, 609, 1600, 1750 кэв): в первом случае за счет повышения эффективности (фоточасти) к средним и жестким лучам спектра; во втором — за счет лучшей дифференциации аппаратурного спектра. Это снизит пороги чувствительности и повысит точность раздельного анализа. Однако нельзя забывать, что заметный эффект в отношении точности на монокристалльных спектрометрах может быть получен лишь при тщательном подборе нерадиоактивной защиты и снижении содержания калия в стекле колбы ФЭУ и сцинтилляторе.

Влияние толщины анализируемой навески

При определенных значениях измеряемой навески часть ее становится экраном, отражателем или рассеивателем. Толщина анализируемого материала наибольшее влияние оказывает в мягких участках спектра (50—400 кэв). Именно по этой причине мы не используем информацию в диапазоне энергий 93, 180 кэв. При принятых нами навесках (толщина слоя навески) в диапазоне энергий 80—250 кэв заметный вклад имеет рассеянное излучение в самой анализируемой пробе. Так, для самого близкого к кристаллу слоя в 2—3 мм последующие слои анализируемой пробы выступают в роли отражателя, существенно изменяя спектр первого слоя в области энергий 90—200 кэв в случае урановой и в области 60—280 кэв в случае калиевой природы активности.

Спектр самых дальних от кристалла слоев пробы изменяется за счет ослабления первичных линий, а также накопления рассеянного излучения, которое, как и в случае отражения, имеет тот же диапазон энергий. Спектр промежуточных слоев меняется как за счет отражения от последующих слоев, так и за счет ослабления в примыкающих к кристаллу сло-

ях пробы. Можно отметить, что в указанном диапазоне энергий в анализируемой пробе (толщиной 12—24 мм) вклад рассеянного излучения достигает 40—50%, что зависит от вещественного состава пробы.

Экспериментальные исследования влияния вещественного состава авторов работы [8] ограничены замерах урановых и ториевых препаратов различного состава (от углей до магнетита). Из-за низкой эффективности монокристалла NaI(Tl) размером 40×50 мм к средним и жестким гамма-лучам спектра уранового и ториевого рядов ощутимый диапазон влияния вещественного состава определяется, как мы видели выше (см.

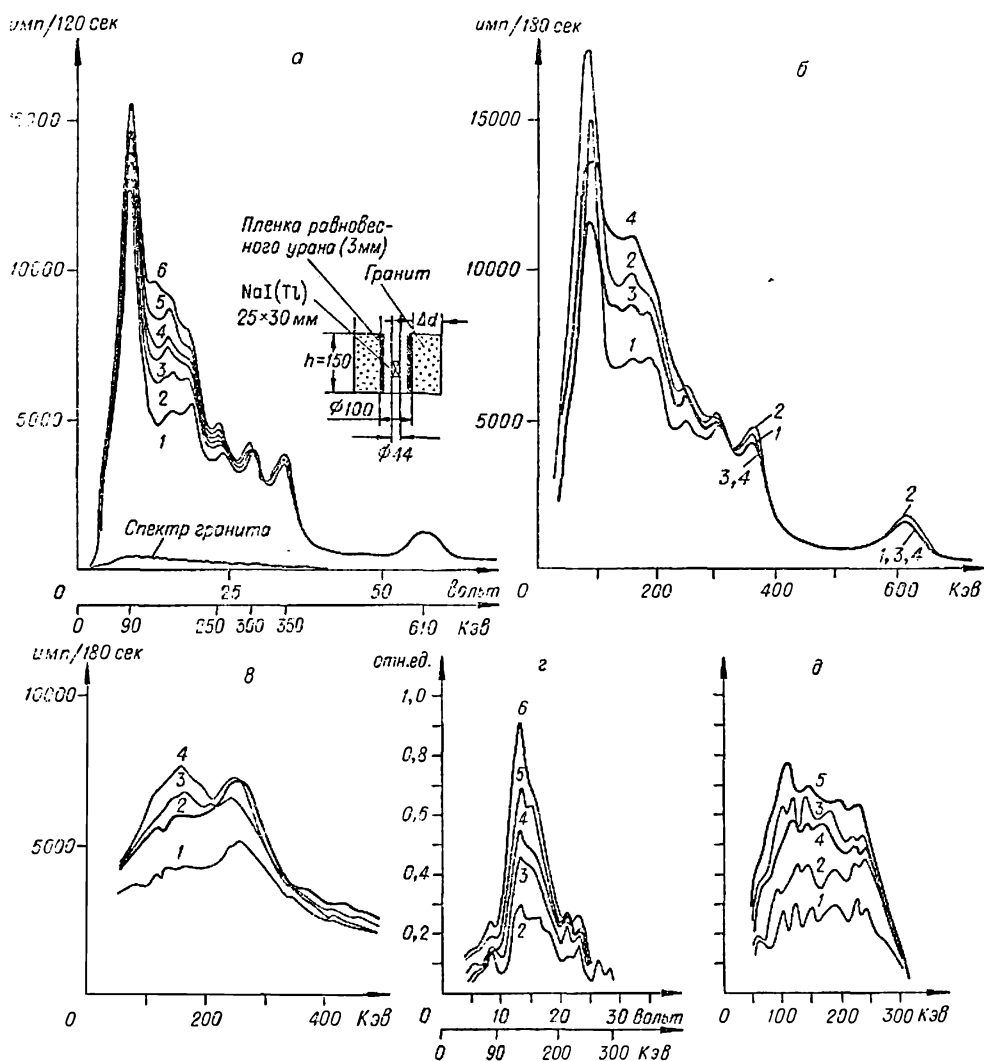


Рис. 1. Изменение аппаратных спектров «пленочного» слоя равновесного урана (а, б) и кобальта (в) в граните:

а — при различной толщине отражателя: 1) $\Delta d=0$ (в воздухе); 2) $\Delta d=6,5$ мм; 3) $\Delta d=13$ мм; 4) $\Delta d=18$ мм; 5) $\Delta d=38$ мм; 6) $\Delta d=85$ мм; б, в — при различных положениях в пробе: 1 — в воздухе; 2 — активный слой окружен слоем породы 14 мм; 3 — активный слой ослаблен слоем породы 9 мм; 4 — активный слой одновременно ослаблен слоем 9 мм и окружен слоем породы 14 мм; г — при прост аппаратных спектров «пленочного» слоя равновесного урана (г) и Co^{60} (д), выраженный в относительных единицах спектра активного слоя в воздухе; г и д — при тех же значениях Δd , что и в случае а; д — 1, 2, 3 — при отражении от кварцевого песка для значений $\Delta d=6,5$; 14; 30 мм; 4, 5 — при отражении от гидротермально измененной пробы гранитного состава, обогащенной Р₂О₅ (до 5%), для значений $\Delta d=14$; 30 мм.

рис. 1), областью энергий 90—200 кэв. Вероятно, можно было бы ограничиться подобными экспериментами в случае анализа высоких, рудных и надкларковых концентраций урана и тория. Искажение аппаратного спектра пробы за счет калия незначительно. Совсем иная картина наблюдается, если анализируются кларковые концентрации радиоактивных элементов, где зачастую на долю калия приходится не менее половины регистрируемого гамма-излучения. Естественно, анализ первичных линий урана и тория на фоне относительно высокого вклада рассеянного излучения от калия влечет за собой некоторые методические затруднения.

Поскольку непосредственные элементы с природным калием (соли калия различного вещественного состава) требуют длительных измерений, на которых могли бы сказаться аппаратные дрейфы режимов, мы использовали Co^{60} . Энергия его близка энергии K^{40} , поэтому характер спектра в области мягких энергий сохраняет все особенности спектра K^{40} . Расчеты и эксперименты показывают, что максимум обратно рассеянного гамма-излучения как калия, так и Co^{60} приходится на диапазон 210—230 кэв, причем основная роль в образовании обратно рассеянного гамма-излучения (для тонких до 20 мм слоев) принадлежит материалу самой анализируемой пробы и в значительно меньшей степени свинцовой защите.

Поведение рассеянного излучения (и обратно отраженного) на некоторых месторождениях (алюминии, железе и др.) изучено Н. Дубинской и У. Улманис [2]. По-видимому, при рассматриваемых нами величинах толщины навесок (Кухтевич и др., 1958) и энергии гамма-излучения можно предположить, что основная роль при отражении принадлежит однократно рассеянному излучению, энергия которого в целом намного выше энергии обратного отражения в насыщенных урановых слоях [7], где оно по энергетическому диапазону полностью совпадает с прямым многократно рассеянным излучением. Именно поэтому дальнейшее снижение порогов чувствительности путем увеличения анализируемой навески в принятой геометрии измерений не совсем желательно — затрудняется учет рассеянного излучения в веществе пробы не столько из-за урановых и ториевых гамма-излучателей, сколько за счет K^{40} благодаря высокому относительному вкладу отраженного гамма-излучения.

Фон установки (датчика)

В работе [9] показано, что простые математические выражения для порогов чувствительности достаточно хорошо подкрепляются фактическими расчетами и воспроизводимостью значений фоновых проб. Поэтому можно принять, что точность анализа и порог чувствительности для определенной геометрии, веса пробы и размеров сцинтиллятора всецело определяются величиной $\sqrt{\frac{N_{\text{фон}}}{t}}$. Поскольку время измерения не может быть увеличено более чем до 2—3 ч (используемая в работе аппаратура не имеет автоматического управления режимов), снижение величины фона установки $N_{\text{фон}}$ очень важно и необходимо.

Для защиты детектора от гамма-излучения окружающего пространства (от бетонных стен помещения и прочего) обычно используют железо и свинец. В работе [4] экспериментально показано, что для этой цели достаточна толщина железной защиты 14 см (или 10 см свинца), чтобы на 96÷98% снизить излучение помещения. При такой защите, в свою очередь, остаточная величина фона на 95% принадлежит излучению

самого детектора (монокристаллу, фотоэлектронному умножителю и защите). Можно показать, что защита из свинца с толщиной стенки 10 см (или 14 см железа) эквивалентна насыщенному объему по отношению к излучению урана, тория и калия, содержащимся в самом свинце. Поэтому фон датчика в какой-то степени определяется чистотой защитного материала. Красноречивым примером является второй вариант установки [9], где использовался свинец блоков Б-50, позволивший получить в рабочих каналах втрое меньшее значение фона датчика по сравнению с домиком заводского прибора «Боксан», что сказалось на точности и величинах порогов чувствительности.

Т а б л и ц а 2

Сопоставление радиоактивности мрамора и фона установки

Дата	Проба	Скорость счета, <i>имп/мин</i>				Различие (мрамор—НФ), <i>имп/мин</i>			
		от 50 кэв и выше	от 480 кэв и выше	1900—3000 кэв	β-активность	от 50 кэв и выше	от 380 кэв и выше	1900—3000 кэв	β-активность
30/XII 65	НФ	343	128,5	4,95	96				
	Мрамор 1	352	117	4,5	79,5	+9	—11,5	—0,5	—6,5
31.VIII-65	НФ	340	128	4,7	84,5				
	Мрамор 2	365	118	4,4	79	+25	—10	—0,3	—5,5
	» 3	360	119,5	4,5	79,5	+20	—8,5	—0,2	—5,0
	» 4	351	115	3,9	80,6				
	НФ	334	124	4,4	84,5	+17	—9	—0,5	—3,9
	Мрамор 5	351,5	116	4,1	83	+17,5	—8	—0,3	—1,5

П р и м е ч а н и е. Мрамор 1, 2, 3, 4, 5 — из карьера Верхний Каен (Новосибирская обл.); НФ — пустой датчик.

Помимо радиоактивности защиты (свинца), заметный вклад в фон вносит радиоактивность, сосредоточенная в самом монокристалле и фотоэлектронном умножителе. Все это выдвигает необходимость использовать в работе фоновые пробы, т. е. пробы с нулевой радиоактивностью. Аппаратурный спектр фоновой пробы в датчике отличается от спектра пустого датчика. Происходит, с одной стороны, ослабление по всему диапазону энергий излучения защиты, с другой стороны — накопление рассеянного (отраженного) излучения от монокристалла и фотоэлектронного умножителя, причем эта добавка зависит от вещественного состава пробы, что создает определенные трудности в подборе фоновых проб.

В качестве примера изменения значений фона датчика при различных интегральных уровнях приводятся результаты измерений мрамора (табл. 2.), в котором, по данным химического анализа, радия содержится не более $0,6 \cdot 10^{-4}$ экв.%, тория не более $2 \cdot 10^{-4}$ %, т. е. содержания радиоактивных элементов находятся на пороге чувствительности химических методов. Значения радиоактивности мрамора ниже фона установки для энергий, больших 380 кэв, и выше фона установки для энергий, меньших 380 кэв. Первое можно объяснить ослаблением гамма-излучения защиты (свинца) в слое неактивного мрамора, а второе — отражением от слоя мрамора гамма-излучения, идущего от детектора. Подобные изменения спектра фона датчика получены А. Рундо [6] при измерении дистиллированной воды.

Очень интересен по своему строению аппаратурный спектр фона датчика, просуммированный за 9 дней (период с 21 мая по 1 июня 1966 г.) с общим временем измерения 640 мин (рис. 2). На фоне равномерно возрастающего в области мягких энергий излучения отчетливо выделяет-

ся пик, который можно отнести к фотопику гамма-излучения калия (1,46 Мэв). Первая особенность спектра состоит в том, что положение этого пика смещено примерно на 80 кэв в сторону более низких энергий по сравнению с фотопиком K^{40} , полученным при градуировке спектрометра объемным внешним источником К (порошком калиевой соли). Вторая особенность заключается в том, что в области мягких энергий (20—30 кэв) не отмечается спада, который хорошо фиксируется в случае регистрации внешних источников гамма-излучения (поглощение бета-излучения кожухом монокристалла). Эти особенности фоновых спектров дают основание предположить, что вклад калия весьма значителен, причем калий расположен внутри сцинтилляционного детектора, поскольку подъем в самой мягкой части спектра (первые каналы) взамен спада может быть объяснен только бета-излучением калия, которое также регистрируется монокристаллом.

Предполагая, что калий в основном сосредоточен в сцинтиблоке, который в таком случае можно принять за источник гамма-излучения с насыщенными по объему размерами, оценим примерное содержание калия в сцинтилляторе и его вклад в аппаратный спектр датчика. Грубый подсчет по фотопику показывает, что в сцинтиблоке содержится примерно 1—2 г калия*, если предположить, что калий сцинтиблока регистрируется с эффективностью, не худшей, чем порошковый эталон, окружающий монокристалл. Такое содержание калия создает следующий вклад: на участке 1300—1500 кэв — около 70—80%, на участке 800—1200 кэв — около 40—60% от всего значения фона.

Остальная часть вклада в этих участках приходится главным образом на радиоактивность урана и тория, содержащихся в свинце защиты. На участке 100—800 кэв этот вклад составляет примерно 70%. Ниже 100 кэв за счет бета-излучения вклад в значение фона от К резко возрастает.

Расчет содержаний урана и тория в защите с помощью коэффициентов, полученных на насыщенных моделях В. Я. Шатова для кристалла 40×50 мм с использованием участков спектра 800—1000 и 1000—1250 кэв с контролем по участку 650—800 кэв, дает следующие значения: в свинце содержится около $1,0\text{--}1,5 \cdot 10^{-5}\%$ урана и $4\text{--}5 \cdot 10^{-5}\%$ тория. Полученные значения содержаний радиоактивных элементов в детекторе довольно близки к величинам порогов чувствительности на отдельные элементы [9, табл. 2].

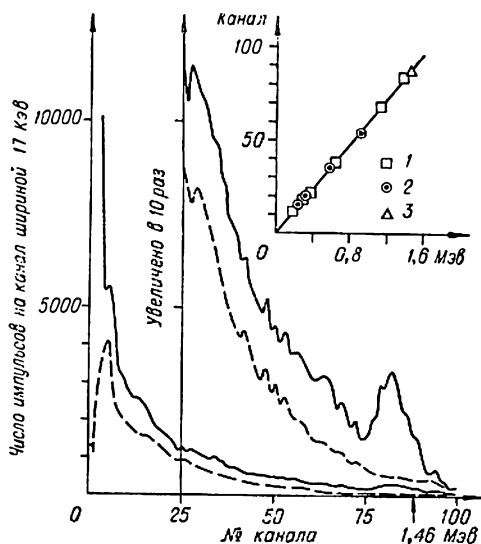


Рис. 2. Аппаратурный спектр датчика (фон): — суммарный спектр, --- то же, но без калия. На врезке — энергетическая характеристика спектрометра. 1 — уран; 2 — торий; 3 — калий.

* Проведенные в 1967 г. в Институте геологии и геофизики СО АН СССР исследования по содержанию радиоактивных элементов и их распределению в монокристалле, включая упаковку (стекло, контейнер), показали, что радиоактивность монокристаллов почти на 95% обусловлена калием, входящим в оптическое стекло. Здесь содержание калия достигает 5,25%.

Остается неясным вклад космического излучения в диапазоне энергий менее 3000 кэв. За последнее время у нас ведется параллельно с анализом проб по интегральному каналу ежедневная регистрация уровня космического излучения с отсечкой 3000 кэв, т. е. с порогом, превышающим энергию излучателей природной радиоактивности. Средний ежедневный уровень космического излучения при выбранной системе регистрации его за период с 18 октября по 23 ноября 1966 г. составил 17,4 имп/мин, относительное среднеквадратическое отклонение значений для отдельного дня не превышает 1,5%. Колебания от среднего за день не превышают 5%-ного среднеквадратического отклонения.

Таким образом, можно считать, что вариации уровня космического излучения не превышают статистической точности установки и вклад космического излучения в датчике имеет постоянный характер.

В работе [1] отмечается, что вариации интенсивности космических лучей даже во время магнитных возмущений на уровне моря не превышают 5 отн. % и очень редко достигают нескольких десятков процентов. Постоянная регистрация космического излучения, конечно, помогает учесть случайные вариации космических лучей во время интенсивных магнитных бурь, однако сейчас, на наш взгляд, значительно большие затруднения при анализе низких содержаний возникают в определении «истинного» спектра фоновой пробы главным образом за счет загрязнения защиты и сцинтилляторов радиоактивными элементами.

Дальнейшее увеличение чувствительности установки возможно за счет уменьшения собственного фона детектора. Это может быть достигнуто при использовании сверхчистых материалов для изготовления деталей конструкции и, прежде всего, за счет отказа от калиевого стекла в регистрирующей части прибора (ФЭУ, упаковка кристаллов и т. д.) Возможности увеличения чувствительности еще не исчерпаны. Представляется вполне реальным снижение содержаний радиоактивных элементов в защите и сцинтилляторах хотя бы на порядок.

Влияние эманационного эффекта

Перейдем к рассмотрению влияния эманирования на результаты отдельных определений урана по группе радона; тория — по группе торона и $M\text{sTh}_2$ и калия — по K^{40} . Потеря части гамма-излучения за счет выхода радона обычно учитывается при замерах герметизированных и выдержанных во времени объемов пробы или прямым определением (измерением) эманлирующей способности порошковой пробы. Эти способы хорошо известны. Очень редко при раздельном лабораторном анализе обращается внимание на возможную потерю гамма-излучения за счет выхода торона. Диффузионная длина торона в воздухе [5] составляет 2,8 см, и на первый взгляд может показаться, что эффект потери пробой ThB несуществен.

Однако не следует забывать о конвективном переносе воздушных масс, который постоянно имеет место как в природных, так и в лабораторных условиях.

Изучение распределений концентраций торона над эманлирующим порошком ториевой руды показало, что в условиях лаборатории возможно такое распределение торона в воздушном ореоле, при котором даже на высоте 50—60 см над источником концентрация торона убывает в 2 раза по сравнению с его концентрацией на высоте 2—3 см над пробой. Для полной потери количества ThB , соответствующего количеству свободного ThB , необходимо, чтобы непрерывный вынос торона продол-

жался не менее 1,5—2,0 суток. Поэтому точная количественная оценка потеряннго пробой ThV затруднительна, а метод эманационного определения свободного ThV, подобно радону, оказывается в данном случае непригодным для введения поправок на потерю ThV. Для восстановления ThV до равновесного количества необходима герметизация пробы в течение 5—6 периодов полураспада, т. е. около 2—2,5 суток.

Определение в незапаянных порошковых пробах только трех неизвестных: Ra (B+C), K, Th (по ThV либо по ThC'') — приводит к завышению Ra (B+C) и занижению тория (табл. 3) в связи с тем, что нарушается радиоактивное соотношение между группой Th (B++C+C'') и MsTh₂. Следует вводить четвертую неизвестную величину, разбивая ряд тория на две группы излучателей: MsTh₂ и Th (B+C+C''). Точная оценка урановых эквивалентов MsTh₂ возможна лишь при сопоставлении порошковых эталонов мезотория и равновесного урана.

Упрощение схемы анализа, т. е. сведение ее к отысканию лишь трех неизвестных (Th, Ra, K), требует либо проведения анализа в герметизированных пробах, либо подбора таких областей спектра, при которых соотношения урановых эквивалентов MsTh₂ и Th (B++C+C'') мало изменяются. В качестве примера упрощенной схемы анализа приведем следующие об-

Таблица 3

Влияние эманирования торона на результаты раздельных определений U, Th, K

Проба	Результаты спектриметрических определений, 10 ⁻⁴ экв. % и %									
	в открытой пробе					в герметизированной пробе				
	Ra	Th (B+C'')	K	Ra	MsTh ₂	Th (B+C'')	K	U	Th	ThX
X-1	430	3100	—	190	—	3950	—	—	—	3940
X-4	460	5500	—	250	—	6300	—	—	—	6150
1	58	425	—	23	—	580	—	34	—	—
ПА	300	1100	—	210	—	1420	—	220	—	—
Без №	690	3600	—	480	—	4550	—	315	—	—
Ф-19-64	6,0±0,8	36±2,5	4,2±0,3	4,4±0,8	50±5	48±3,0	4,7±0,4	6,4	46	44
Ф-21-64	3,8±0,6	25±1,8	3,5±0,3	2,9±0,6	27±3	28±1,8	4,2±0,3	2,7	41	34
Ф-23-64	9,0±1,0	64±3,0	1,5±0,2	3,0±0,7	—	75±4,0	2,1±0,3	3,6	95	79
Ф-24-64	4,2±0,4	21±0,9	3,6±0,2	2,2±0,5	—	28±1,7	4,3±0,2	1,9	25	30
Ф-25-64	8,5±1,2	55±3,0	2,2±0,3	4,0±1,0	—	85±5,0	3,0±0,3	6,2	81	—
Ф-139-64	2,1±0,4	24±1,3	4,1±0,3	1,6±0,5	—	33±1,5	4,7±0,4	2,3	31	36

Для разделения Th и Ra использовались интенси-
вированные участки
спектра в области 400
и 2000 см⁻¹

Используются
участки спек-
тра табл. 1

ласти спектра (см. табл. 1): 290—380 кэв (RaB), 900—1550 кэв (K^{40}). В обоих участках соотношения урановых эквивалентов $MsTh_2$ и $Th(B+C+C'')$ близки. Если же при этом использовать еще интегральный участок спектра с отсечкой в 400 кэв, урановый эквивалент всей группы Th будет равен 0,48—0,50, а соотношения эквивалентов $MsTh_2$ и $Th(C+C'')$ близки к соотношениям в диапазоне 900—1500 кэв. Такой выбор участков спектра избавляет от искажений в содержаниях K за счет эманирования в ториевом ряду, а также существенных завышений в содержании группы Ra(B+C), соответствующих связанному с пробой радону. Эта схема может считаться только предварительной, содержания K не искажаются, но результаты определения Ra и Th занижены за счет потери части гамма-излучения при выходе радона и торопа.

Переход к определению Th по $MsTh_2$ в незапаянных пробах целесообразен при анализе на монокристалле NaJ(Tl) больших размеров, например 70×70 , 100×150 мм. Для кристалла NaJ(Tl) 40×50 мм, как показано в табл. 1, порог чувствительности к $MsTh_2$ в канале 850—1020 кэв составляет $3,1 \cdot 10^{-4}$ экв. % тория, а в системе с Ra, $Th(B+C'')$ и K приблизительно $5 \cdot 10^{-4}$ экв. % тория, что значительно уступает чувствительности анализа на торий по всему ряду.

Заключение

1. Оценка возможностей однокристалльного спектрометра с небольшим по размерам сцинтиллятором показывает, что наиболее рациональной в отношении точности и чувствительности является трехкомпонентная методика отдельных определений урана, тория и калия с использованием следующих участков спектра: 210—270 кэв (ThB), 300—380 кэв (RaB), 1100—1550 кэв (K^{40}). Опыт показывает, что достигнутая чувствительность метода позволяет анализировать большинство типов горных пород.

2. Порог чувствительности метода совпадает с содержанием радиоактивных элементов в детекторе (в сцинтилляторе и защитном свинце). Дальнейшее увеличение чувствительности установки возможно за счет уменьшения собственного фона детектора. Предполагается, что таким путем порог чувствительности может быть понижен еще, по крайней мере, в 2—3 раза.

3. Недостатком метода является низкая чувствительность и точность непосредственного определения урана по UX_1 (93 кэв), в связи с чем для контроля радиоактивного равновесия в ряду урана необходимо использовать другие, более точные методы, например альфа-спектрометрический, люминесцентно-перловый и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блох Я. Л., Бондаренко В. М., Коваленко Н. Д., Тархов А. Г. Об использовании космического излучения в целях подземной геофизической разведки.— Прикладная геофизика, вып. 38. М., Гостоптехиздат. 1964.
2. Дубинская Н., Улманис У. Спектральное распределение рассеянного гамма-излучения.— Изв. АН Латв. ССР, серия «Физика», 1960, № 5 (154).
3. Кухтевич В. И., Казанский Ю. А., Николайшвили Ш. С., Цыпин С. Г. Прохождение рассеянного γ -излучения в воде.— Атомная энергия, 1958, № 4, 138.
4. Миллер С. И., Маринелли Л. Д. Спектрометрия гамма-излучения низкой интенсивности, испускаемого телом человека.— Труды II междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Избр. докл. иностранных ученых, т. 9. М., 1959.

5. Радиометрические методы поисков и разведки урановых руд. М., Госгеолтехиздат, 1957.
6. Рундо А. Измерение радиоактивности тела человека как вспомогательное средство определения степени загрязнения радиоактивными изотопами.— Труды II междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Изб. докл. иностранных ученых, т. 9. М., 1959.
7. Троицкий С. Г. Экспериментальные исследования спектров γ -излучения радиоактивных руд в больших массах.— Сб. «Вопросы рудной радиометрии». М., Госатомиздат, 1962.
8. Якубович А. Л., Зайцев Е. И., Аносов В. В. Многоканальный радиометрический анализ проб горных пород с помощью сцинтилляционной установки ЛСУ-5К.— Атомная энергия, 1963, т. 15, вып. 3.
9. Бобров В. А. Лабораторный анализ радиоактивных элементов на одноканальном спектрометре (см. настоящий сборник).

В. Л. Комаров, В. А. Кошляк

К ПРИРОДЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ ГАММА-AКТИВНОСТИ НЕФТЕНОСНЫХ ПЕСЧАНИКОВ

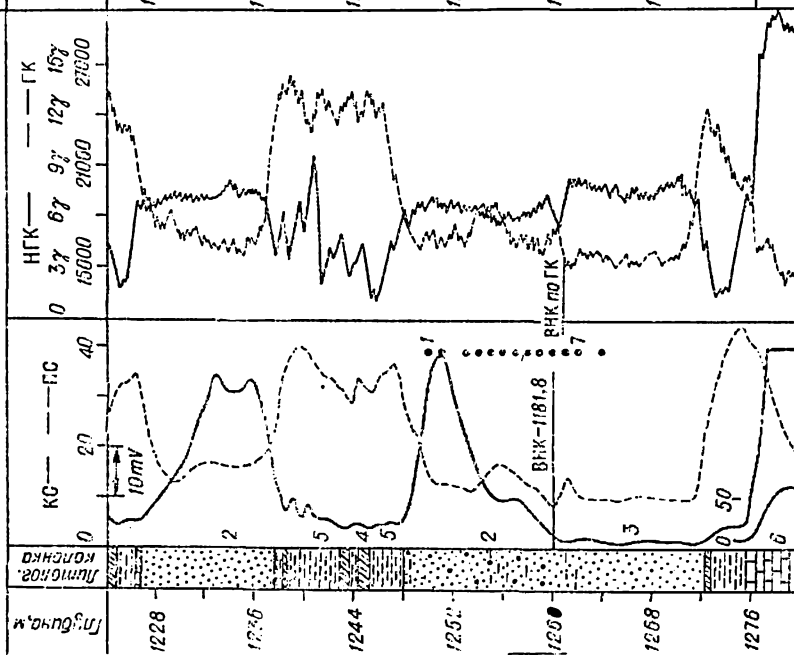
Естественная радиоактивность осадочных пород в основном обусловлена содержанием в них элементов ряда урана, тория и изотопа K^{40} в естественной смеси изотопов калия и тесно связана с глинистостью пород, что объясняется повышенными адсорбционными свойствами тонкодисперсных частиц, сорбирующих в процессе осадконакопления радиоактивные элементы и продукты их распада. Кроме того, радиоактивность горных пород может быть обусловлена как минералогическим составом скелета породы, так и различного рода примесями неглинистого ряда (акцессорные минералы, карбонаты, углисто-сажистый материал и т. д.).

Песчаные породы палеозоя Волго-Уральской области имеют мономинеральный кварцевый состав. Из акцессорных минералов, которые представляют интерес в отношении радиоактивности, содержатся циркон, сфен, лейкоксен и др., однако количество их не превышает 0,5%, т. е. их радиоактивность составляет не более 3% общей радиоактивности горных пород [8]. Полимиктовые и аркозовые песчаники с большим содержанием полевых шпатов, обогащенных калием, также не встречаются. Поэтому основными носителями радиоактивности терригенных пород нижнего карбона являются глинистые минералы (каолинит, гидрослюдастые глинистые минералы) и очень мелкая фракция кварца. Уран и торий находятся в основном в адсорбированном состоянии на поверхности твердой фазы, калий входит в химический состав глинистых минералов. Данные об естественной гамма-активности терригенных отложений угленосной толщи северо-западной Башкирии приводятся ниже:

	Колич. обр.	Гамма-активность, 10^{-12} $2 \cdot экв Ra$	Сред. значение активности	Содерж. фракции 0,01 мм, %
Песчаник	2	0,9—1,5	1,2	1,0
Алевролит . . .	3	6,0—7,5	7,03	15,3
Песчано-глинистый алевролит . . .	3	3,8—10,1	6,3	21,2
Алевролит глин. .	10	3,5—13,2	9,1	23,5
Аргиллит	16	13,5—20,0	16,5	63,2

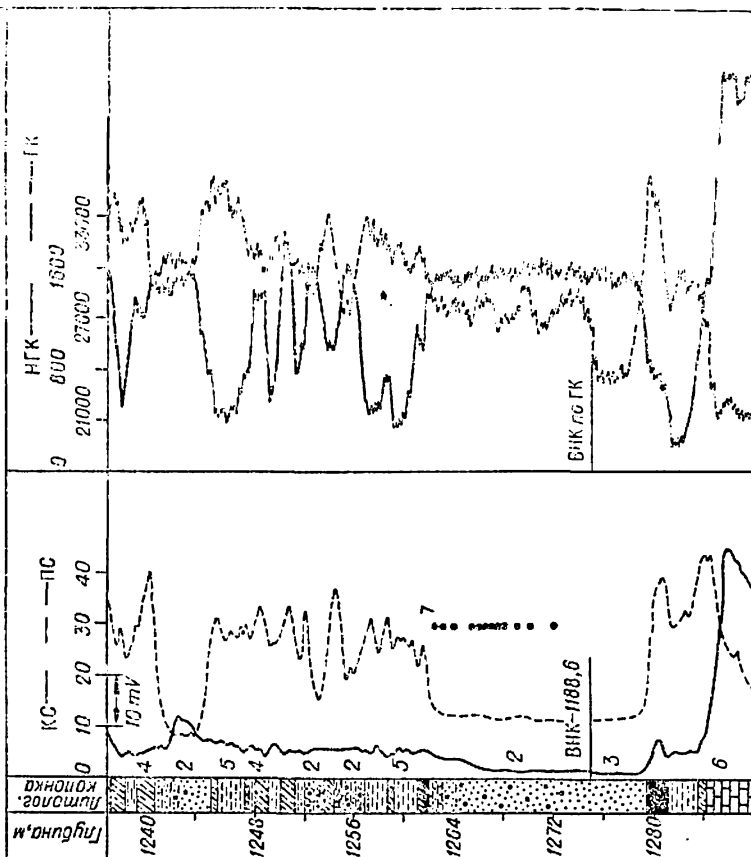
а

Скв. 506



б

Скв. 20



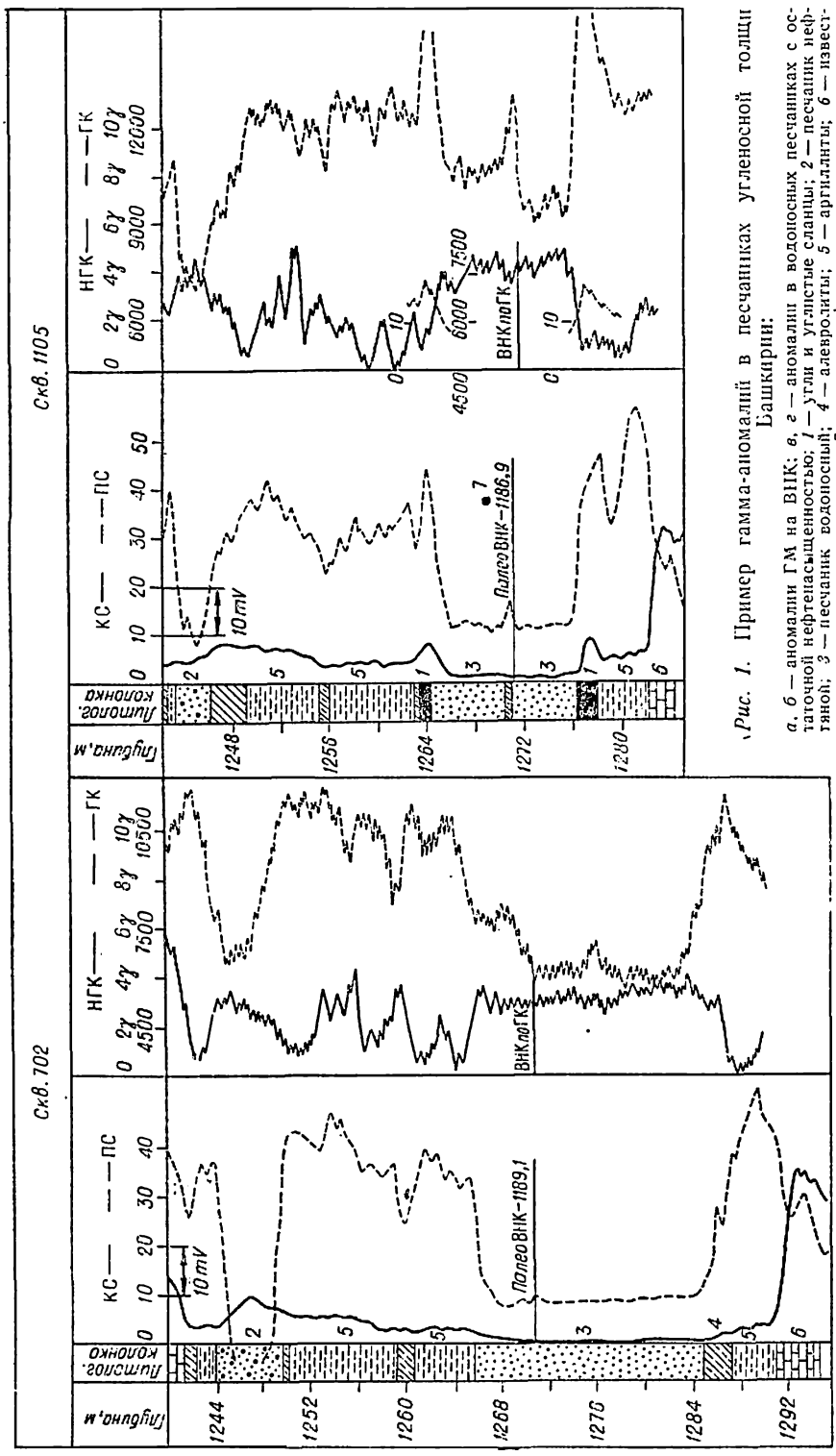


Рис. 1. Пример гамма-аномалий в песчанках угленосной толщи Башкирии:
а, б — аномалии ГМ на ВНК; в, г — аномалии в водоносных песчанках с остаточной нефтесатисченностью; 1 — угли и углистые сланцы; 2 — песчанки нефтяной; 3 — песчанки водоносный; 4 — алевролиты; 5 — аргиллиты; 6 — известняки; 7 — грунты нефтяные.

Как видим, гамма-активность мономинеральных кварцевых песчаников нижнекаменноугольного возраста на целый порядок ниже, чем у вмещающих аргиллитов, причем основной вклад в гамма-излучение дают элементы ряда урана и тория [8, 9], роль калия в общем гамма-излучении небольшая и определяется минеральным типом глинистых частиц. Для пород, в которых преобладают глинистые минералы гидрослюдистого состава (гидрослюдистая зона, включающая елховский и тульский горизонты), доля гамма-излучения, обусловленного калием, составляет 15—56%, а для пород с преобладанием глинистых минералов каолинитового состава (каолинитовая зона, включающая бобриковский горизонт) на долю гамма-излучения от калия приходится до 20% [8].

Подтверждение связи гамма-активности терригенных пород с их глинистостью в промысловых условиях обычно находят в дублировании кривой ГМ кривой ПС, так как зависимость поведения последней от глинистости в условиях терригенного разреза является твердо установленным фактом. Неоднократно проводившиеся опыты сопоставления кривой ПС с характером изменения литологии пород, устанавливаемым по керну и грунтам, показали, что кривая ПС достаточно четко реагирует на изменение глинистости разреза. Правда, в отличие от кривой ГМ, показания которой связаны с общей объемной заглинизованностью породы, кривая ПС регистрирует только степень заглинизованности открытых поровых каналов или «структурную» глинистость. Но поскольку в песчаных породах изучаемых отложений расхождения между абсолютной и открытой пористостью лежат в пределах ошибки измерения обоих параметров, подобная оговорка представляется малосущественной.

Наличие связи между глинистостью терригенных пород и их гамма-активностью положено в основу большого числа способов определения глинистости и коллекторских свойств терригенных отложений по данным гамма-метрии [3]. Поэтому неожиданностью явилась обнаруженная многими скважинами аномально высокая гамма-активность нижнекаменноугольных песчаников на месторождениях Арланско-Дюртюлинской, Манчаровской, Четырман-Игровской групп поднятий Северо-Западной Башкирии. Аномально высокой гамма-активностью характеризуются исключительно нефтеносные пласты водоплавающей зоны нефтяной залежи (рис. 1, а, б) либо водоносные пласты с остаточной нефтенасыщенностью (рис. 1, в, г). В ряде случаев подобный эффект наблюдается в полностью нефтяных пластах (рис. 2).

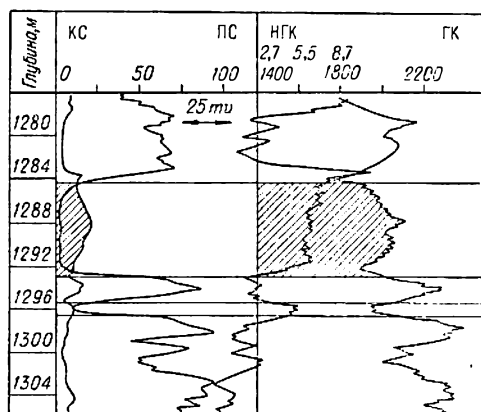


Рис. 2. Пример аномалии на кривой гамма-метрии в нефтеносном пласте. Сква. 96, Манчаровская площадь.

На рис. 1, а приведены материалы электрометрии и гамма-метрии по пласту С vi в скв. 506 Арланской площади. По данным электрометрии, ВНК отмечается на глубине 1260,0 м (—1181.8 м). С глубин 1261 и 1262 м подняты мелкозернистые кварцевые песчаники, насыщенные нефтью. Зоне увеличенной мощности нефтенасыщенного пласта соответствует гамма-аномалия, ниже которой пласт С vi представлен водоносным песчаником.

Связь между повышенной интенсивностью гамма-излучения и мощностью нефтеносного пласта иллюстрируют материалы по

скв. 320 Арланской площади (рис. 1, б). По данным электрометрии, пласт нефтенасыщен до глубины 1266,8 м (—1179,8 м). По кернам, отобраным с глубин 1267; 1267,5; 1268; 1269; 1270 и 1272 м, он сложен мономинеральными кварцевыми песчаниками желтовато-бурого цвета, нефтяной. Четкая аномалия по ГМ, соответствующая наличию остаточной нефтенасыщенности, отмечается до глубины 1275 м (—1188,6 м). В скв. 314 ВНК, по данным электрометрии, четко отбивается на глубине 1260,8 м (—1181 м). С больших глубин поднят керн (интервал отбора 1262,1—1265,5 м, вынос 0,7 м) и отобраны грунты (глубина отбора 1261; 1262; 1263 м). Судя по керну и грунтам, песчаники насыщены окисленной нефтью. Повышенная интенсивность гамма-излучения отмечается до глубины 1262,8 м (—1182,8 м) и соответствует по разрезу мощности нефтенасыщенной части пласта, включая и часть, насыщенную остаточной нефтью.

Рассмотренные примеры, число которых можно значительно увеличить, показывают, что появление аномальных значений естественной гамма-активности обусловлено не литологическими особенностями пласта, а связано с наличием в нем нефти, обогащенной радиоактивными элементами. Естественная гамма-активность этих пластов имеет различную природу: первичную, свойственную пластам, залегающим в водоупорной зоне залежи, и вторичную, свойственную активно разрабатываемым либо выработанным нефтяным пластам.

Исходя из геохимических особенностей радиоактивных элементов семейства урана и тория, можно считать, что повышенная естественная радиоактивность нефтей обусловлена ураном, который всегда в незначительных количествах содержится в пластовых водах. При взаимодействии с нефтью пластовые воды обогащаются углеводородами, свободной углекислотой и сероводородом. Сероводород, возникающий за счет редукции сульфатов при окислении органических веществ сульфатредуцирующими бактериями, является сильным восстановителем урана. Уран, находящийся в шестивалентной форме и поэтому подвижный в

Таблица 1

Характеристика нефтей девона и нижнего карбона платформенной Башкирии

Месторождение	Уд. вес нефти, г/л ¹	Содержание серы, %	Содержание смол +асфальтенов, %
<i>Нефти терригенного девона</i>			
Шкаповское пласт Д _I	0,8706 (421)*	1,78 (23)	14,77 (11)
пласт Д _I V	0,8271 (71)	0,68 (36)	6,60 (12)
Туймазинское пласт Д _I	0,8449 (40)	1,50 (34)	13,35 (31)
пласт Д _I V	0,8538 (58)	1,51 (31)	13,24 (21)
<i>Нефти нижнего карбона</i>			
Арланское	0,8983 (84)	3,16 (84)	18,84 (7)
Ново-Хазинское	0,9020 (38)	3,23 (38)	22,35 (2)
Юсуповское	0,9030 (21)	3,26 (21)	22,6 (4)
Манчаровское	0,9045 (38)	3,30 (38)	19,6 (38)

* В скобках указано количество анализов.

Таблица 2

Содержание радия и урана в водах нефтяных месторождений*

Площадь, № скв.	Место отбора проб	Отложение	Уд. вес г/см ³	Содержание, г/л		$\frac{Ra}{U}$
				Ra	U	
Поверхностные воды	Введено-в-ка	Источник		$3,29 \cdot 10^{-12}$	$1,05 \cdot 10^{-5}$	
Воды гидрокарбонатного типа		Казанский ярус		$1,03 \cdot 10^{-13}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$7,0 \cdot 10^{-7}$
Платформенная Башкирия				$3,50 \cdot 10^{-12}$	$7,5 \cdot 10^{-7}$	$4,6 \cdot 10^{-6}$
Воды хлор-кальцевого типа						
Ишимбаевская, 95		Артишский		$4,8 \cdot 10^{-11}$	$7,5 \cdot 10^{-7}$	$0,64 \cdot 10^{-5}$
» 97		»		$3,19 \cdot 10^{-11}$		$3,19 \cdot 10^{-3}$
» 103		»		$3,18 \cdot 10^{-11}$		$3,18 \cdot 10^{-3}$
Введеневская, 145		»		$9,61 \cdot 10^{-11}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$	$9,61 \cdot 10^{-3}$
Тереклинская, 505		»		$5,35 \cdot 10^{-10}$		$5,35 \cdot 10^{-2}$
Казанковская, 97		»		$2,24 \cdot 10^{-10}$		$2,24 \cdot 10^{-2}$
Кинзебулатовская, 114		»		$1,63 \cdot 10^{-10}$		$1,60 \cdot 10^{-2}$
Шкаповская, 29		D _I		$2,82 \cdot 10^{-10}$		
» 92		D _{IV}		$4,73 \cdot 10^{-10}$		
» 17		D _I		$8,34 \cdot 10^{-10}$		
Серафимовская		D _I		$2,59 \cdot 10^{-10}$		
Ромашкинская, 2072	Устье наверх. нагнет.			$1,0 \cdot 10^{-13}$	$1,09 \cdot 10^{-6}$	$9,2 \cdot 10^{-8}$
» 21	Забой	Девон	1,18	$6,32 \cdot 10^{-10}$	$1,12 \cdot 10^{-7}$	$5,65 \cdot 10^{-3}$
» 1731	»	Обводн.	1,09	$2,07 \cdot 10^{-10}$	$3,85 \cdot 10^{-7}$	$5,4 \cdot 10^{-4}$
» 1731	Трап	—		$2,76 \cdot 10^{-10}$	$3,5 \cdot 10^{-8}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$
» 1664	Забой	Обводн.	1,14	$5,05 \cdot 10^{-10}$	$1,42 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$
» 1664	Трап	—	—	$9,94 \cdot 10^{-12}$	$2,47 \cdot 10^{-7}$	$4,06 \cdot 10^{-5}$
» 1994	Устье	Девон	1,18	$3,54 \cdot 10^{-10}$	$3,0 \cdot 10^{-8}$	$1,15 \cdot 10^{-2}$

* Таблица составлена по данным работ [1, 2].

пластовой воде, при резкой смене окислительной обстановки восстановительной переходит в четырехвалентное состояние и выпадает в осадок [4, 5]. Кроме того, высокое содержание смолисто-асфальтеновых компонентов и серы, которые характеризуются высокой адсорбционной активностью в нефтях угленосной толщии по сравнению с нефтями девона (см. табл. 1), обуславливает адсорбцию урана из пластовой воды нефтью. Таким образом, резкая смена окислительной обстановки восстановительной в зоне водонефтяного раздела и высокое содержание активных адсорбентов в нефти создают благоприятные условия для накопления урана на разделе нефть — вода.

Процесс урановой минерализации при контакте нефти с подошвенной водой не зависит от концентрации урана в воде. Как показано в работах [4, 5, 7], процессы осаждения и адсорбции урана нефтями протекают не только при контакте нефти с водами, богатыми ураном, но и при содержании урана в воде порядка нескольких гамм на литр (табл. 2). Условия, благоприятные для накопления урана при контакте пластовой воды с нефтью, сохраняются и после разрушения залежи, ибо уран удерживается

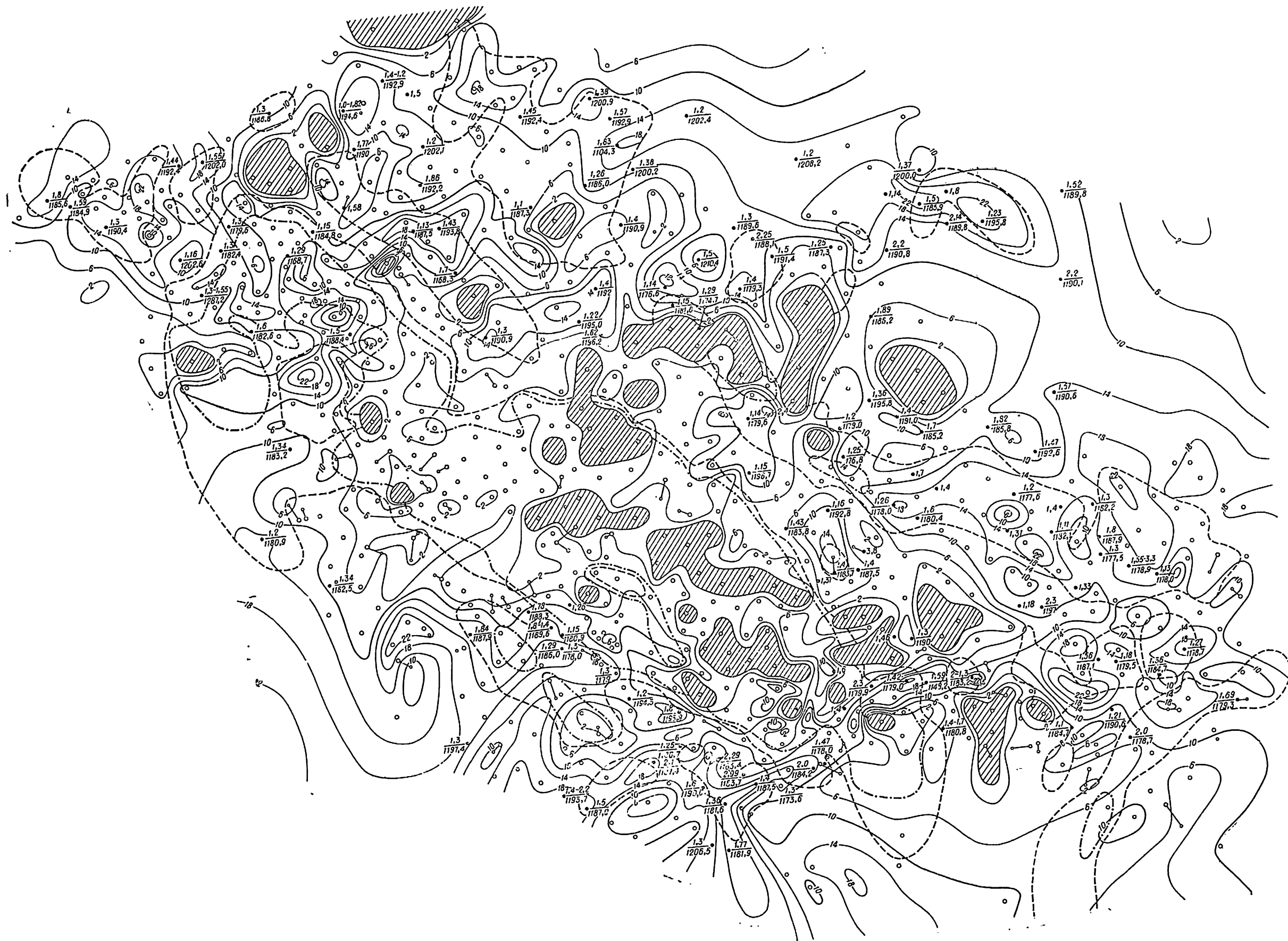


Рис. 3. Карта мощности и гамма-аномалий пласта C_{VI} угленосной толщи Арланского месторождения:

1 — изопакты; 2 — внутренний контур нефтеносности; 3 — внешний контур нефтеносности; 4 — зоны отсутствия коллекторов; 5 — скважины с гамма-аномалиями; в числителе — отношение I_{γ} нефтяной части пласта к I_{γ} водоносной части пласта, в знаменателе — отметка подошвы гамма-аномалии (палеоВНК).

живается тяжелыми компонентами нефти, сохраняющимися после разрушения залежи. Поэтому аномалий на кривых гамма-метрии в водоносных пластах с остаточной нефтенасыщенностью и ниже современного положения ВНК в нефтяных пластах отражают положение палеоводонефтяного контакта. Следовательно, кривые гамма-метрии могут быть использованы для изучения размеров древних залежей нефти и решения вопросов их формирования.

На рис. 3 представлена карта мощности песчаников пласта C_{VI} с гамма-аномалиями. Скважины с гамма-эффектом располагаются в водоплавающей части залежи, оконтуривая Арланское месторождение. Отметки подошвы гамма-аномалий, соответствующие положению палеоВНК, на 10—12 м ниже современного ВНК и приближаются к ВНК самого северного, Сакловского, купола, который узким и глубоким прогибом отделяется от остальных куполов (Ашитовского, Нагаевского, Актаныш-Башского) Арланского месторождения.

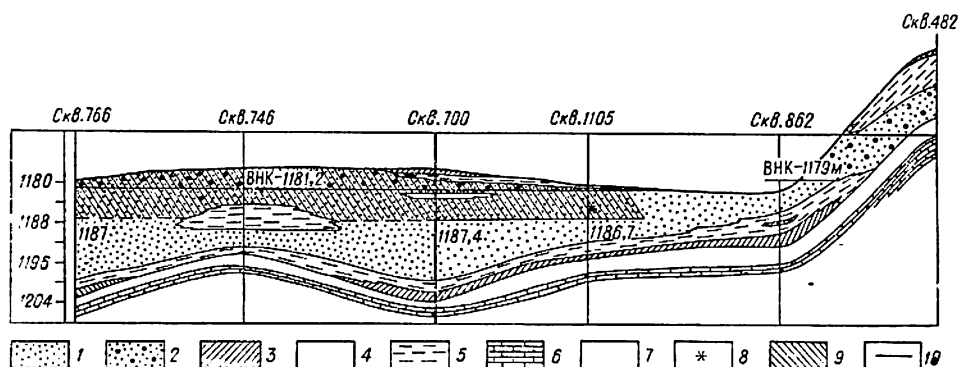


Рис. 4. Геологический профиль одного из участков Арланского месторождения с зонами развития гамма-аномалий.

1 — песчаник; 2 — песчаник нефтяной; 3 — алевролиты; 4 — аргиллиты; 5 — угли и углистые сланцы; 6 — известняки; 7 — палеоВНК; 8 — грунты нефтяные; 9 — зона развития гамма-аномалий; 10 — ВНК.

Анализ положения гамма-аномалий показывает, что Арланское месторождение в начале своего формирования было единым, с общим контуром нефтеносности. В результате перестройки его структурного плана в послепермское время образовались отдельные залежи с различными водонефтяными контактами. Это наглядно видно на геологическом профиле, на котором нанесены зоны развития гамма-аномалий (рис. 4).

Геологическими условиями, определяющими интенсивность урановой минерализации в водонефтяной залежи, являются активный водообмен и непрерывный подток пластовых вод при хороших коллекторских свойствах продуктивного пласта. Это положение подтверждается сопоставлением карты (рис. 3) развития гамма-аномалий с картой типовых разрезов*. Гамма-эффект наиболее широко развит в зонах, где пласт C_{VI} является единым и мощным, и исчезает либо в нижней, либо в верхней части пласта, либо там, где пласт сильно неоднороден. Поскольку намечается связь между строением пласта и его коллекторскими свойствами, с одной стороны, и появлением гамма-аномалий на разделе нефть — вода, с другой стороны, это явление может быть использовано как один из критериев оценки мощности пород-коллекторов при разведке нефтяных месторождений.

* В целях сокращения размеров статьи карта типовых разрезов нами не приводится.

Что касается вторичного гамма-эффекта, то его природа может быть объяснена физико-химическими процессами, имеющими место при разработке залежи. В пределах месторождения (залежи) свойства нефти не являются постоянными ни по площади, ни по разрезу. С приближением к контуру нефтеносности увеличивается удельный вес нефти, а следовательно, и содержание смол, асфальтенов, серы. Непостоянство физико-химических свойств нефтей по площади залежи, в свою очередь, ведет к различной адсорбционной активности пород-коллекторов. Следовательно, при фильтрации нефти со стороны контура нефтеносности, т. е. более тяжелой, вязкой нефти, обогащенной смолами и асфальтенами, к центру залежи будут наблюдаться явления фракционирования нефти и адсорбции смолисто-асфальтеновых компонентов на поверхности твердых частиц. Масштаб этого процесса зависит от ряда факторов, и в первую очередь от качества и количества профильтровавшейся нефти, геологических особенностей строения пласта-коллектора, его коллекторских свойств, интенсивности отбора нефти из пласта. Все это вместе определяет количество полярных компонентов нефти, накапливающихся на сорбционно активных участках нефтеносного пласта или в прискважинной зоне, а следовательно, величину повышения интенсивности гамма-излучения, поскольку полярные компоненты нефти являются основными сорбентами и носителями урана. Подобными процессами обусловлена вторичная природа повышенной интенсивности гамма-излучения против чисто нефтеносных песчаников.

На рис. 2 приводится пример гамма-аномалии против нефтяного пласта С₁ угленосной толщи по скв. 96 Манчаровской группы месторождений. Эта скважина расположена на южном погружении северного купола собственно Манчаровской площади. Ко времени ее бурения этот участок был введен в разработку скв. 21, 6, 97, 98. Следовательно, скв. 96 была пробурена в зоне движения нефти, что подтверждается и данными коэффициента светопоглощения [6].

Из изложенного следует, что природа естественной радиоактивности в нефтеносных песчаниках значительно сложнее, чем представлялось раньше, и связана не только с составом породы, но при определенных условиях зависит и от нефти, насыщающей пласт, что необходимо учитывать при интерпретации материалов гамма-метрии.

Практическое использование гамма-эффекта позволяет решить ряд вопросов, связанных с изучением истории формирования залежей нефти. Кроме того, этот эффект является одним из свойств контроля разработок месторождений [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Ф. А., Ермаков В. И., Филонов В. А. К вопросу о содержании радия и урана в водах нефтяных месторождений.—Сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959.
2. Анисимов В. С. и др. Разработка и внедрение новой техники и методики радиоактивного каротажа. Фонды «Татнефтегеофизики», 1964.
3. Барсуков О. А. и др. Радиоактивные методы исследования нефтяных скважин. М., Гостоптехиздат, 1958.
4. Виноградов А. П. Основные черты геохимии урана. М., Изд-во АН СССР, 1963.
5. Германов А. И. и др. Труды II Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. М., 1959.
6. Комаров В. Л., Кошляк В. А., Усманов М. Г. Аномальное поведение кривых гамма-метрии и их возможная связь с динамикой разработки нефтяных месторождений.—Труды УФ НИИ, вып. XVIII, 1966.
7. Лисицин А. И. Геохимия, 1960, № 7.
8. Нестеренко И. Г. Труды ВНИИГеофизики, вып. V, 1964.
9. Харитонов Р. Ш. Геохимия, 1964, № 8.

ОБЩАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ ГРАНИТОИДНЫХ МАССИВОВ ЕНИСЕЙСКОГО КРЯЖА И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ЕЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Радиометрические исследования применяются более двух десятилетий, но практически не опубликовано работ, в которых обсуждалась бы зависимость общей радиоактивности пород от их возраста, состава и последующих метаморфических изменений. С другой стороны, существует масса статей и монографий по определению кларковых содержаний радиоактивных элементов (РЭ), главным образом урана, реже тория. Определение кларков РЭ производится методами химии, радиохимии и перлово-люминесцентного анализа, причем для последнего используются малые навески (граммы и даже миллиграммы), что снижает представительность проб. Все эти определения трудоемки и дороги. В настоящей работе сделана попытка проанализировать изменения общей радиоактивности пород в гранитоидах Енисейского кряжа и обосновать рациональную методику отбора проб, пригодных для определения кларковых содержаний РЭ.

Для определения кларковых содержаний любых элементов, в том числе радиоактивных, приходится отбирать большое число частных проб для лабораторных анализов. Усредненные цифры входят затем в расчеты кларковых значений. Такая методика применялась В. И. Вернадским, Гольдшмидтом, Турекианом и Ведеполем, А. П. Виноградовым и др.

Можно отбирать большое количество частных проб, объединять их в одну и проводить один анализ, считая его данные представительными в качестве средних для всех частных проб. В этом случае неизвестен вклад каждой частной пробы в объединенную. Таким путем шли В. И. Баранов, А. Б. Ропов, и К. Г. Кунашова [2] при определении содержаний Th и U в глинах и карбонатных породах Русской платформы. Из 4795 образцов глины и 5475 образцов карбонатных пород ими составлено соответственно 178 и 128 объединенных проб. Количество образцов, включаемых в объединенную пробу, изменялось от 3 до 137.

Оба подхода к отбору проб имеют, кроме отмеченных, другие недостатки. В обоих случаях неясны пределы отклонений частных определений от кларкового. Иными словами, в распределении элементов в породе неизвестна дисперсия, которая, вероятно, играет немаловажную роль в оценке перспектив района на заданные полезные ископаемые и определяет необходимое количество проб, нужных для вычисления средних. Оба подхода дают такие цифры, которые вуалируют всю сложность геологических процессов, влияющих на распределение элементов по осадочным формациям, свитам, горизонтам, магматическим и метаморфическим комплексам. В этом отношении мы поддерживаем Г. Д. Афанасьева, С. Г. Цейтлина [1] и вполне согласны с Е. С. Ларсеном и Ж. Фейром [4] в том, что меньшее количество образцов, характеризующих интрузию или провинцию, имеет большее значение, чем средние обобщенные значения для объединенных проб.

Методика измерения общей радиоактивности

При регистрации гамма-излучения урана и тория в условиях, близких к естественным, общая интенсивность более чем на 90% представлена импульсами, амплитуда которых соответствует энергиям меньше 400 кэв. Именно в этой части спектра очень сильно сказывается влияние вещественного состава, в то время как интенсивность жесткой части спектра сохраняется неизменной. Судя по данным С. Г. Троицкого [6], изменение $Z_{\text{эфф}}$ урановой руды от 12,7 до 15,8 ед. приводит к изменению общей скорости счета импульсов на единицу содержания по всему спектру излучения от 25 до 2600 кэв примерно на 25%. Большинство горных пород, исключая органогенные сланцы, угли, почвенно-растительные образования, имеют близкий к этому диапазону $Z_{\text{эфф}}$, равный 12—16. Снижение эффекта может быть достигнуто, с одной стороны, применением тяжелого фильтра (4 мм Pb+1,5 мм Sn+0,5 мм Cu), с другой — повышением интегрального порога дискриминации. Первый вариант хотя и прост, но не совсем желателен, так как приводит к утяжелению прибора более чем в 2 раза и снижению его чувствительности примерно на 80%. Во втором варианте практически достаточно установить порог примерно 125 кэв, причем потеря чувствительности прибора не превышает 35% [5, 6]. Спектральное распределение импульсов от уранового ряда в целом имеет те же особенности, что и от ториевого в связи с чем Th может быть выражен в эквивалентных единицах равновесного U при регистрации суммарного гамма-излучения породы. Излучение K отличается от излучения U и Th и должно рассматриваться особо. Этот вывод сделан Г. М. Воскобойниковым [3] при рассмотрении энергетического распределения импульсов в газоразрядных счетчиках с медным и свинцовым катодами, эффективность регистрации гамма-излучения которых увеличивается с энергией последних.

Для детектора СРП-2 (йодистого натрия), эффективность которого к гамма-излучению уменьшается с энергией, различие в общем поведении аппаратурных спектров урано-ториевой группы и калия сглаживается и, по-видимому, K также может быть выражен в эквивалентных единицах равновесного урана (экв. %).

Нам представилась возможность провести экспериментальное спектрометрирование на насыщенных моделях U, Th и K, приготовленных под руководством В. Я. Шатова. Размеры моделей 120×120×120 см, диаметр скважин 10—12 см, глубина 45 см в урановой и 50 см в калиевой модели. Модель тория разборная и состоит из 125 кирпичей. Размер одного кирпича 20×20×20 см, центральные кирпичи имеют диаметр сквозного отверстия 12 см. Содержания радиоактивных элементов в моделях следующие: урана 0,0215%, тория 0,11%; калиевая модель состоит из KCl, содержащего 52% K. Плотность моделей 2 г/см³, $Z_{\text{эфф}}=11—12$ ед. для урановой и ториевой и 18 ед. для калиевой модели.

Размер используемых в нашем эксперименте моделей практически удовлетворяет условиям насыщенных пластов, поскольку для всего диапазона энергий от 0,020 до 2,6 Мэв насыщение по объему не хуже 95%.

Спектрометр гамма-излучения представлял собой детектор NaJ(Tl) 30×25 мм (65 г) в сочетании с ФЭУ-35 (аналогично СРП-2), анализатор — одноканальный дифференциальный амплитудный дискриминатор типа ААДО-1, пересчетный прибор — Б-2. Разрешение спектрометра по линии 0,666 Мэв (Cs^{137}) составляло 11%, линейность — не хуже 3%, смещение фотопика от загрузки (до 5000 имп/сек) не превышало 2—3%. Корректировка спектров проводилась по первичным линиям: 0,609 Мэв

(RaC), 1,76 Мэв (RaC), 0,930 Мэв (MsTh), 1,46 Мэв (K⁴⁰), 1,60 Мэв (MsTh), 2,62 Мэв (ThC'').

Наиболее детально снята мягкая часть спектра с шириной окна 10—12 кэв, средняя (с 400 кэв) и жесткая части спектров сняты с шириной окна 60—75 кэв, и отдельные участки в области энергий 0,609 и 0,930 Мэв сняты с шириной окна 30—36 кэв. Для урана жесткая часть спектра (рис. 1, б) бесконечного пласта (кривая 4) построена на основе спектра полубесконечного пласта (кривая 1), поскольку в жесткой части спектра существует строгое соотношение интенсивностей спектров бесконечного и полубесконечного пластов, равное 2:1 [6].

Все графики рис. 1 пересчитаны на ширину окна 12 кэв (а) или 10 кэв (б, в) и содержание $1 \cdot 10^{-4}\%$. Точки на кривых соответствуют положению середины ширины окна в энергетической шкале спектра.

Данные таблицы, составленной на основе графиков (рис. 1, а), свидетельствуют о сходном поведении аппаратурных спектров U, Th и K:

	Урановая модель	Ториевая модель	Калиевая модель
Zэфф	11—12	11—12	18,5
Содержание элемента	0,025	0,110	50
Заглубление детектора в модель, см	40	40	50
Общая интенсивность (имп/сек) в диапазоне 25—2600 кэв	1670	3600	505
Относительная интенсивность по участкам спектра			
25—2600 кэв	1,0	1,0	1,0
25—400 кэв	0,915	0,91	0,80
120—400 кэв	0,375	0,34	0,40
120—2600 кэв	0,46	0,43	0,60
Общая интенсивность (имп/сек) в расчете на $10^{-4}\%$ (25—2600 кэв)	6,7	3,3	0,0010
СРП-2 (мкр/ч) в расчете на $1 \cdot 10^{-4}$ (120—2600 кэв)	2,1	1,05	0,000315

80—90% зарегистрированных импульсов приходится на мягкую часть спектра (25—400 кэв), причем 34—40% попадает в диапазон 120—400 кэв. Если к тому же учесть разницу в вещественном составе (Zэфф) урановой и калиевой моделей, то различие в относительной интенсивности U и K в выбранных диапазонах может оказаться еще меньшим.

Таким образом, заглубление чувствительности радиометров СРП-2 путем повышения начального порога дискриминации гамма-излучения до уровня 120—130 кэв позволяет не только значительно снизить влияние вещественного состава на показания радиометров, но и выразить эти показания в единицах содержания U, Th, K, несмотря на различие их аппаратурных спектров в средних и жестких участках энергий.

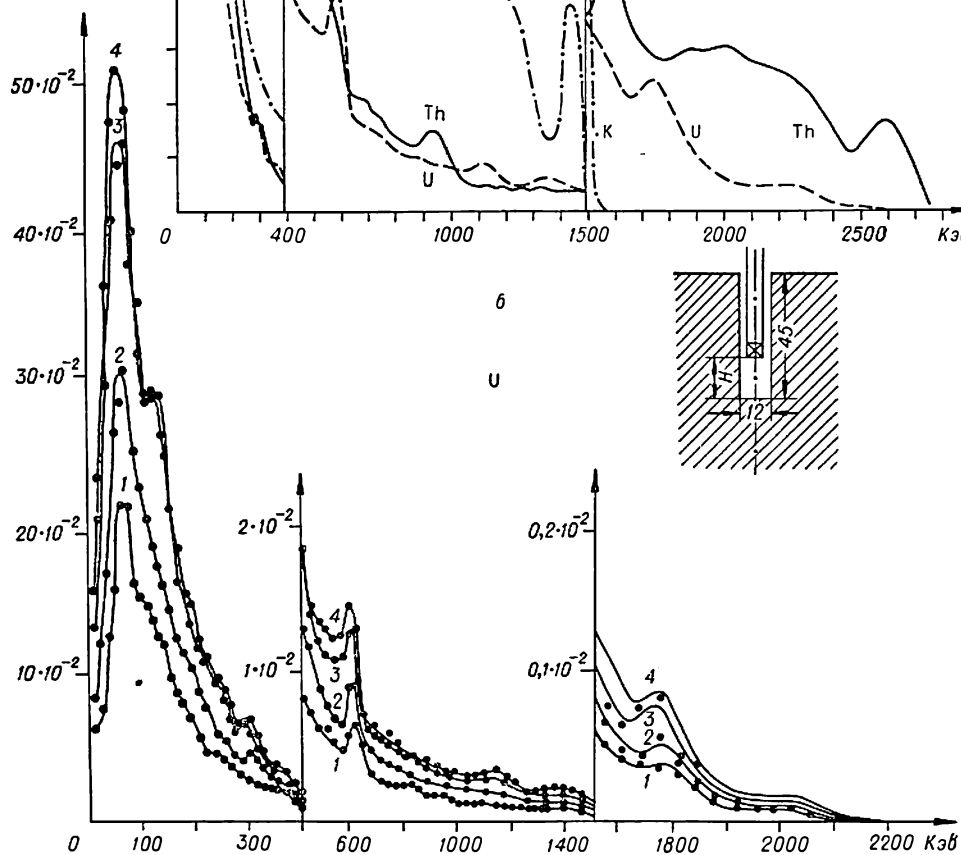
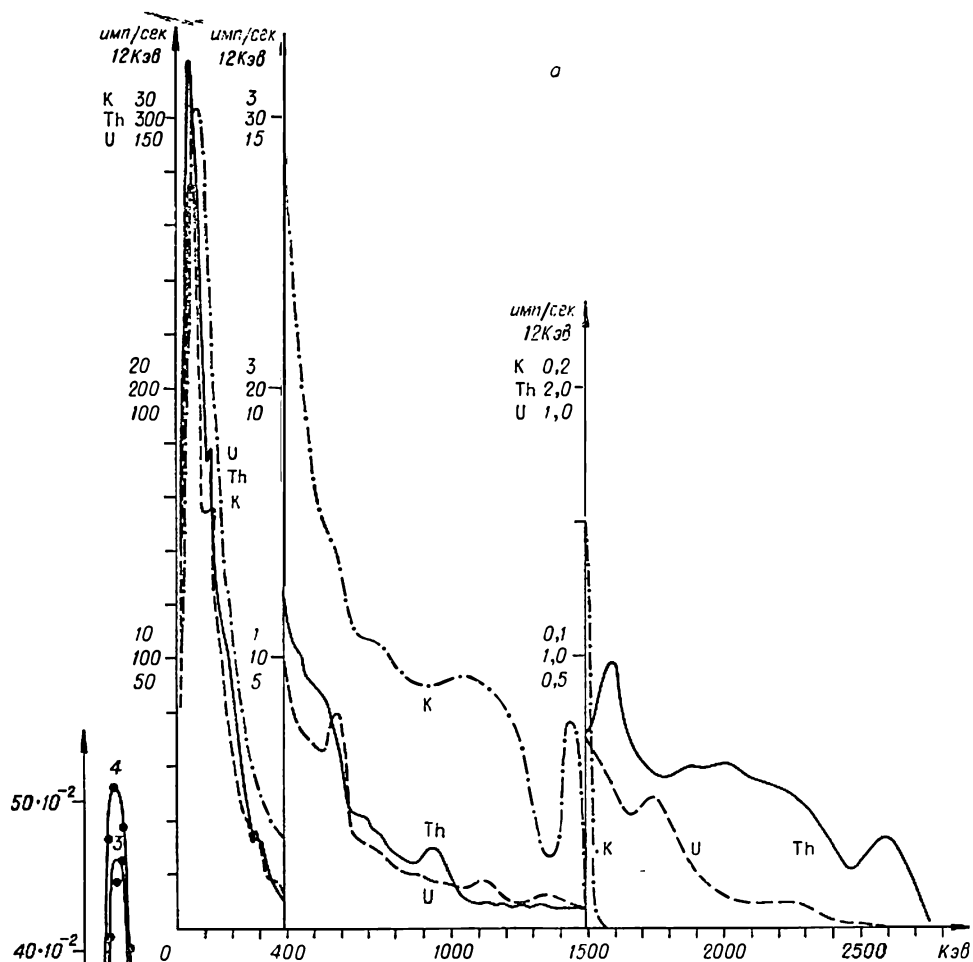
Поскольку все показания общей радиоактивности, полученные полевыми радиометрами, принято выражать в единицах микрорентгена в час (эталонирование стандартным эталоном радия в воздухе), в последней графе таблицы интенсивность дана в единицах микрорентгена в час на единицу содержания РЭ. Эти цифры получены также экспериментальным путем.

Итак, результаты измерений на моделях дали

$$I = 2,1 (U + 0,5 Th + 1,6 K) \text{ мкр/ч}, \quad (1)$$

где I — интенсивность общего излучения горной породы; U, Th выражены в $10^{-4}\%$, K — в процентах.

Влияние геометрии измерения на результаты показаний радиометра изучено путем сопоставления аппаратурных кривых, полученных при погружении детектора в урановую модель (рис. 1, б), и замера различных



объемов ториевой руды (рис. 1, *в*). Практически можно считать достаточным погружение детектора радиометра СРП-2 на глубину 30 см, чтобы получить в мягкой части спектра, в диапазоне 20—450 кэв, аппаратный спектр, близкий к спектру насыщенного слоя (глубина погружения 45 см). Различие в импульсном вкладе при этом не превышает 5%.

Рис. 2 иллюстрирует изменение показаний радиометра СРП-2 с интегральной отсечкой 0,120 Мэв при погружении в насыщенные модели. Очень важным с методической точки зрения следует считать сходство кривых при достижении глубины погружения гильзы 30 см и более. На малых глубинах погружения отличие кривой калиевой и кривых ториевой и урановой моделей составляет 15—20%, что в общем-то можно объяснить несколько различным характером аппаратных кривых N, Th и K (рис. 1, *б*) и, по-видимому, более жестким по сравнению с ураном и торием спектром многократно рассеянного и обратно рассеянного излучения. Это вызвано, с одной стороны, более высоким $Z_{эфф}$ калиевой мо-

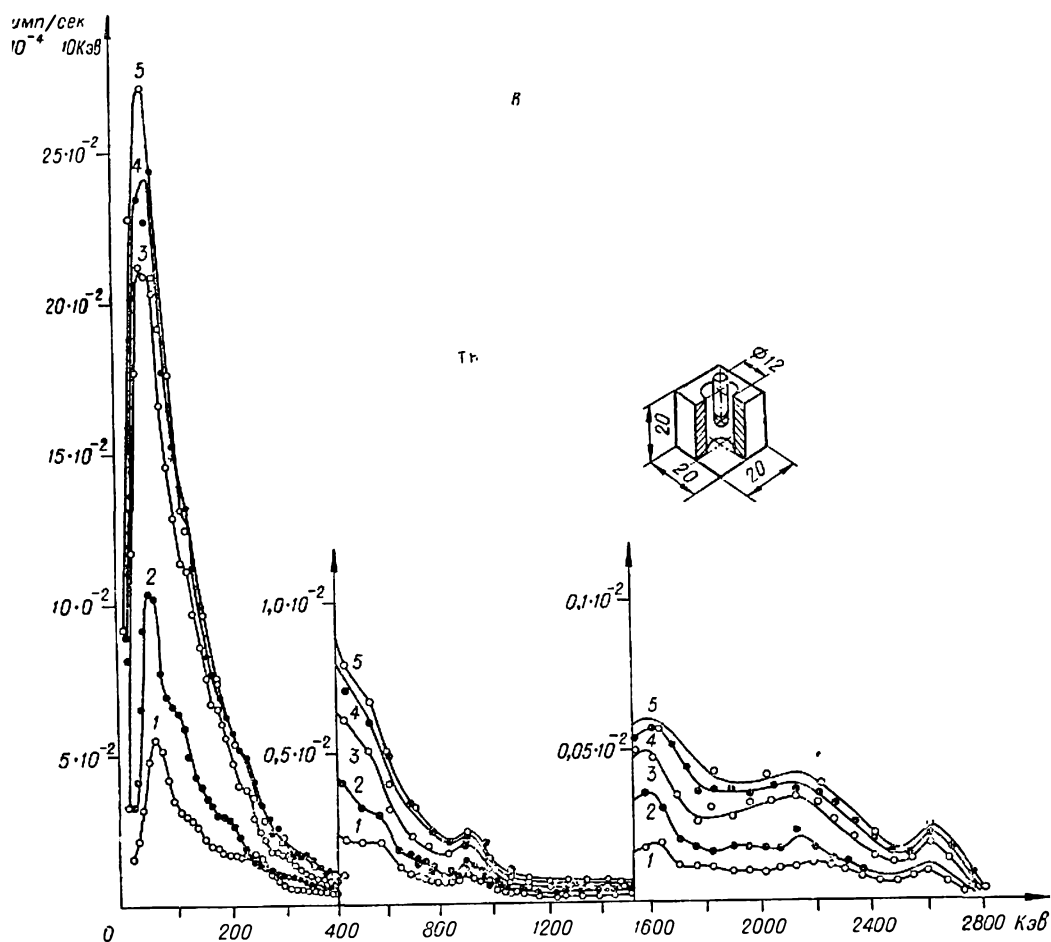


Рис. 1. Аппаратурные спектры:

а — насыщенных моделей урана, тория и калия, NaJ(Tl) размером 25×30 мм, геометрия измерения 4π; *б* — то же, при погружении детектора на различные глубины (*H*) в насыщенную модель урана: 1 — *H*=45 см; 2 — *H*=30 см; 3 — *H*=15 см; 4 — *H*=5 см (4π); *в* — для разборной модели тория: 1 — один кирпич 20×20×20 см со сквозным колодцем диаметром 12 см; 2 — насыщенная с поверхности модель (2π); 3 — 27 кирпичей, общий размер 60×60×60 см; 4 — заглубление детектора в насыщенную модель на глубину 25 см; 5 — насыщенная модель, 125 кирпичей, общий размер 100×100×100 см, геометрия замера 4π.

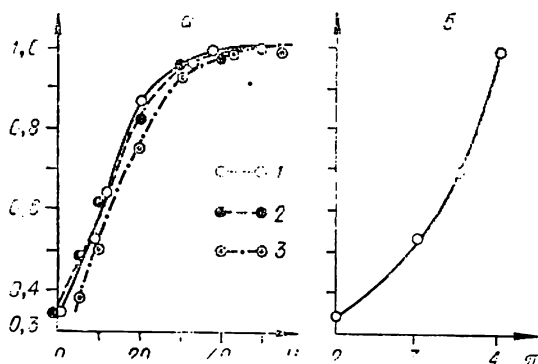


Рис. 2. Зависимость показаний радиометра СРП-2:

а — от величины заглубления (H , см) гильзы в насыщенную модель кубической формы (ребро куба 100 см для тория и 120 см для урана и калия): 1 — равновесная урановая модель; 2 — ториевая; 3 — калиевая; б — от телесного угла излучающей поверхности (по данным измерений насыщенной ториевой модели): 2π — плоскость; 3π — уступ; 4π — шпур). По ординате — общая радиоактивность в относительных единицах.

пластов (рис. 2, а) за счет обратно отраженных гамма-лучей отличаются почти в 3 раза. По данным [6], интенсивность обратно отраженных гамма-лучей составляет около 35% интенсивности в низкоэнергетической части спектра гамма-излучения бесконечного пласта, и относительная величина их практически не зависит от вещественного состава.

Таким образом, изучение аппаратных кривых U , Th , K в условиях, близких к естественным, сравнение их с результатами С. Г. Троицкого, А. М. Лебедева, В. Л. Шашкина показало, что влияние вещественного состава и различие в аппаратных спектрах рядов урана, тория и спектра калия может быть сведено к уровню статистических ошибок при замерах общей активности на радиометре СРП-2, если выбрать интегральный порог, близкий к 120 кэв. При этом наиболее существенные ошибки измерений будут связаны с геометрией, а именно, с характером обнажения горных пород (плотность — 2π , уступ — 3π , шпур, щель — 4π). График (рис. 2, б) отражает зависимость показаний радиометра от телесного угла обзора детектором излучающей породы. Эти данные получены на разборной модели тория.

В случае равномерного распределения радиоактивных элементов единичные показания радиометра дают информацию о радиоактивности сферы с радиусом 30 см при геометрии замера 4π либо полусферы с тем же радиусом при геометрии замера 2π . Отсюда может быть выбран минимальный шаг замера на обнажении, равный 50–60 см.

Все показания радиометров переводились в единицы микрорентгена в час на основе эталонировочных графиков по стандартному эталону радия.

Уровень космического фона и собственного фона прибора определен на водоемах (притоки р. Енисей) и составлял для геометрии измерения 4π величину, близкую к 1 мкр/ч, для геометрии измерения 2π — 3,5 мкр/ч. С учетом космической составляющей натурального фона были приняты следующие выражения для пересчета показаний прибора в единицах микрорентгена в час на содержание радиоактивных элементов для бесконечного насыщенного пласта.

$$I_{4\pi} = [2,1 (U + 0,5Th + 1,6K) + 1] \text{ мкр/ч}, \quad (2)$$

дели. С другой стороны, если сравним средние энергетические характеристики урано-ториевых рядов и калия, то увидим, что более жестким излучением обладает K^{40} (1,46 Мэв). Примерно 90% от импульсного вклада насыщенного объема в области энергий 25–400 кэв и 80% в диапазоне 400–2600 кэв (рис. 1, в) приходится на объем с ребром куба 60 см (около 400 кг), в связи с чем данный объем практически может быть принят за насыщенный для реальных пород с плотностью большей, чем 2 г/см³.

Суммарные интенсивности гамма-излучения полубесконечных и бесконечных

для полупространства

$$I_{2\pi} = [0,75 (U + 0,5Th + 1,6K) + 3,5] \text{ мкр ч.} \quad (3)$$

В этих выражениях остается некоторая неопределенность в урановых эквивалентах калия (1,6) при переходе от бесконечного пласта к полупространству. Однако в настоящее время мы не располагаем достаточными данными и вынуждены считать эти эквиваленты калия для обеих геометрий измерения равными.

Образец	Порода	Колич. измерений	Содержание		
			U, 10 ⁻⁴ %	Th, 10 ⁻⁴ %	K, %
Ф-631-65	Темно-серые филлитовидные сланцы	50	1,72	13,29	2,17
Ф-632-65	Переслаивание кварцевых алевролитов и сланцев	50	2,58	14,56	3,42
Не брали	Кварц (жила)	7	—	—	—

Методика замера на обнажении сводится к набору 50—100 измерений общей радиоактивности по точкам в пределах одной визуально выделяемой разновидности горной породы. Такой набор большого количества значений радиоактивности позволяет получать прямо в поле вариационные кривые (рис. 3 и таблица), на которых меньше сказываются колебания, связанные с флуктуацией стрелки микроамперметра, и частные отклонения в кларковых содержаниях РЭ, так называемые стратигра-

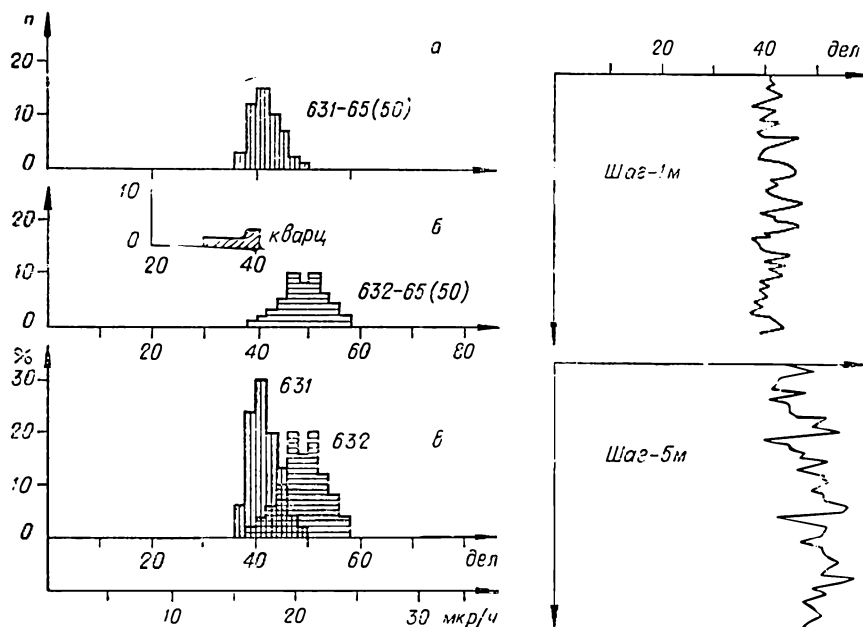


Рис. 3. Бланк полевых измерений радиоактивности:

а, б — частота измерений; в — то же, в процентах к числу измерений. Здесь и далее: у графика — номер образца и год его отбора, в скобках — количество частных замеров общей радиоактивности.

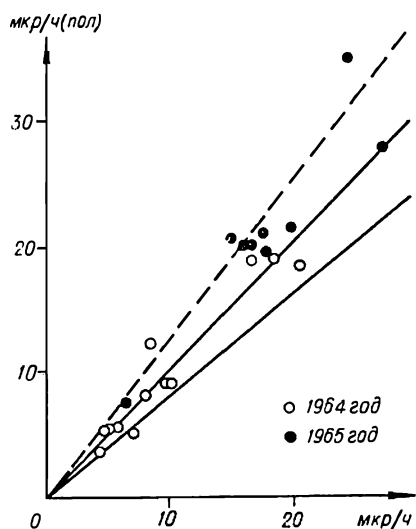


Рис. 4. Сопоставление полевых и лабораторных определений общей радиоактивности. Разнос по оси абсцисс дает значение двойного среднеквадратического отклонения данных лабораторного анализа, по оси ординат — то же, для полевого измерения.

ки, фации, слоя, горизонта, свиты и т. п.

На рис. 4 сопоставлены значения общей гамма-активности, полученные в поле и рассчитанные на основе лабораторных гамма-спектрометрических определений. Для сопоставления выбраны обнажения с нормальным характером распределения радиоактивных элементов. Сходимость полевых и лабораторных данных достаточно хорошая, ошибки определения в обоих случаях близки между собой. Некоторые расхождения значений коэффициента пересчета объясняются тем, что в естественных условиях редко встречаются идеальные плоскости с радиусом 0,5 м и обычно измерения производятся в обнажениях с мелкими уступами, т. е. в условиях некоторой эффективной геометрии с телесным углом, большим или меньшим, чем 2π . Кроме того, некоторый вклад в общую радиоактивность создается заражением поверхности за счет радиоактивных технических осадков. Уровень этого искусственного заражения установить трудно. Однако следует отметить, что в случае исследования радиоактивности коренных обнажений горных пород таким заражением можно пренебречь, ибо даже при сопоставлении очень слаборадиоактивных пород ($2-3 \cdot 10^{-4}\%$ равновесного урана) пересчетный коэффициент был близок к 0,75 мкр/ч на $1 \cdot 10^{-4}\%$ равновесного урана.

фические шумы, а также изменения геометрии измерений при переходе от одной точки к другой. Отбор образцов определяется характером получаемой вариационной кривой. В случае простой формы кривой, с одним максимумом (рис. 3, проба 631), для лабораторного анализа на раздельное определение кларков U (по Ra), Th и K берутся один-два образца с радиоактивностью в точке отбора пробы, соответствующей максимуму на кривой. В случае более сложной кривой, с несколькими максимумами, производится попытка выделения разновидностей среди визуально однородной породы и отбирается образец, соответствующий каждой разновидности (рис. 3, проба 632).

Предлагаемая методика позволяет резко сократить количество лабораторных измерений, поскольку на основе массовых полевых замеров общей радиоактивности пород отбирается не случайная проба, а представительная для данного обнажения, массива, дай-

Результаты измерений общей радиоактивности

Енисейский кряж характеризуется плохой обнаженностью и широким развитием кор выветривания, что создает известные трудности. Для определения общей радиоактивности нами выбраны наиболее типичные интрузии кряжа. Измерения велись в коренных обнажениях, карьерах или дорожных выемках.

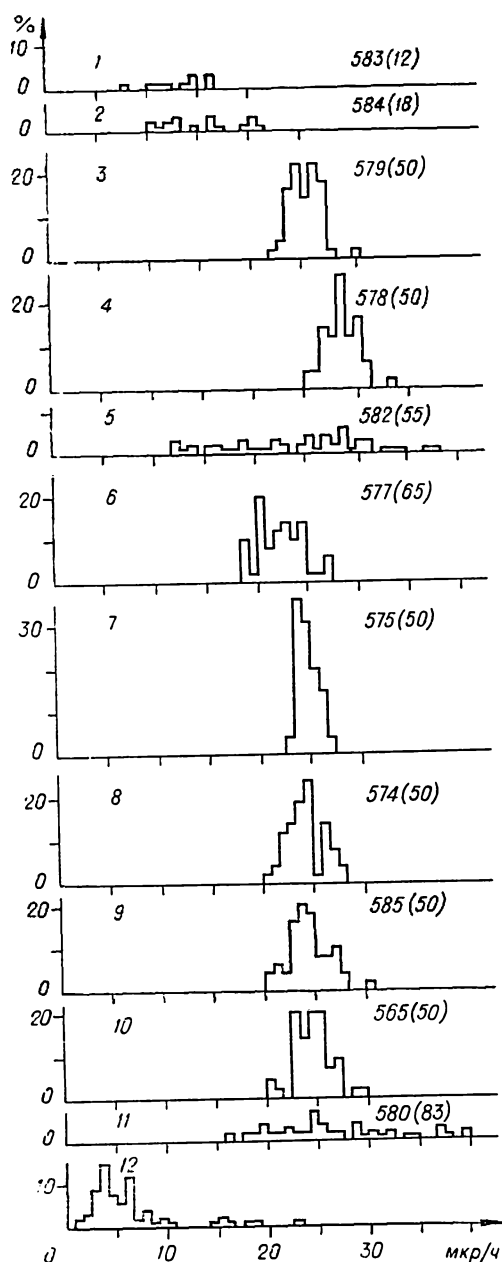


Рис. 5. Радиоактивность гранитоидов Аяхтинской интрузии:

1 — жилы кварца; 2 — аплиты; 3 — аплитовидный гранит из центра интрузии (устье р. Аяхты); 4 — то же, из района Таврикульского порога; 5 — пегматиты из порфировидных гранитов; 6 — граниты из центральной части интрузии (в 2 км к востоку от порога); 7 — то же, в 1,5 км к востоку от порога; 8 — порфировидный гранит промежуточной зоны; 9 — порфировидный гнейсовидный гранит в 1,5–2,0 км от контакта; 10 — то же, в 0,5 км от контакта; 11 — гнейсограниты восточного эндоконтакта; 12 — гибридные породы восточного экзоконтакта.

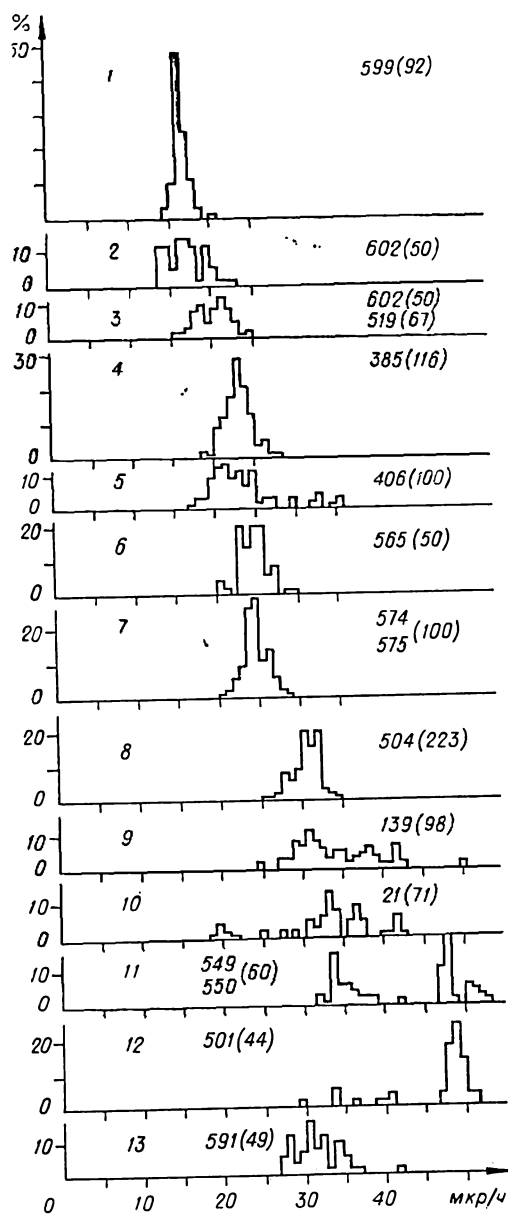


Рис. 6. Общая радиоактивность главнейших интрузий гранитоидов Енисейского кряжа.

Массивы: 1, 2 — Канский; 3 — верховья р. Шилки; 4 — Стрелкинский (замеры на порогах); 5 — Согринский; 6 — Аяхтинский (приконтактные разности); 7 — там же, центральная часть; 8 — Татарский; 9 — абалаковские гнейсовидные граниты; 10 — Тосольненский; 11 — Чистопольский (порфировидный); 12 — Антошкин ключ; 13 — Таракский (район Комаровских порогов).

Полевые замеры общей радиоактивности обнаруживают хорошую сходимость в пределах однофазных интрузивов. Это подтверждено измерениями по граносиенитам Дивногорской интрузии, вскрытой котлованом Красноярской ГЭС. Точки (4) замеров удалены одна от другой на 150—400 м и разделены дайками различного состава. В каждой точке сделано по сто измерений на расстоянии 2—3 м один от другого: средняя активность сиенитов во всех точках совпадает с общей для интрузива. Это свидетельствует о том, что одинаковому составу интрузивных пород соответствует одинаковая общая радиоактивность. В дайках отчетливо проявляется тенденция к уменьшению общей радиоактивности с увеличением основности пород. Наиболее низкая радиоактивность характерна для диабазовых даек.

Распределение радиоактивности в многофазных интрузивах (рис. 5) гораздо сложнее, что наглядно видно по графику для Аяхтинского интрузива, отлично вскрытого береговыми обнажениями р. Большой Пит. Здесь произведено 528 измерений. Для гнейсовидных разностей в эндоконтакте интрузии характерно широкое изменение значений общей радиоактивности — от 15 до 40 мкР/ч , но наиболее часто встречающиеся значения близки к средним по интрузиву. Чем ближе к центру интрузива, тем отчетливее проявляется пик на гистограмме. В этом случае по меньшему числу измерений можно составить верное представление о средней активности породы. Жильная серия пород и жилы кварца отличаются по характеру кривой. У пегматитов кривая нечеткая, размазанная, с широким размахом значений активности. У аплитов пик четкий, но общая радиоактивность ниже. Минимальная радиоактивность свойственна жилам кварца.

Радиоактивность пород одной фазы изменяется плавно, постепенно, никаких резких изменений не наблюдается, а разброс значений радиоактивности не выходит за пределы допустимых флуктуаций при измерениях в зависимости от геометрии измерений. Однако общее распределение радиоактивности и характер кривых (рис. 5) наводят на мысль о том, что каждая фаза начинается с наиболее неравновесных и высокоактивных пород и к концу становления каждой фазы РЭ успевают равномерно распределиться по всему объему гранита. Аплиты краевых частей новых фаз вновь становятся высокоактивными, а в центральных частях их радиоактивность заметно падает.

Турмалинизация и окварцевание гранитоидов приводит к заметному уменьшению радиоактивности. К этому выводу мы пришли, сравнивая неизмененные и турмализированные граниты двух массивов, принадлежащие к разновозрастным комплексам кряжа. Минералогически доказывается, что турмалинизация происходит при воздействии на породы высокотемпературных гидротермальных растворов с высоким содержанием летучих. Приведенные нами измерения показывают, что при воздействии таких растворов общая радиоактивность и, следовательно, суммарное содержание РЭ снижается, иными словами, идет вынос урана и калия из гранитоидов.

Общая радиоактивность главнейших интрузий гранитоидов Енисейского кряжа тем выше, чем древнее возраст интрузивов, что хорошо видно на рис. 6. В древних разгнейсованных гранитах значения радиоактивности изменяются в широких пределах, гистограммы как бы размазаны, а в молодых пика отчетливые. Если в Посольненской интрузии по 71 замеру трудно определить наиболее вероятное значение средней радиоактивности, то для Канской интрузии по такому же количеству измерений четко проявляется максимум. Для древних интрузий необходимо произвести массовые измерения радиоактивности, а единичные опреде-

ния кларковых содержаний случайно отобранных образцов не представительны. Для молодых интрузий количество измерений меньше, а представительность единичных проб выше. Вероятно, все гранитоиды древнее Посольненского претерпели интенсивный метаморфизм, что отражено в «размазывании» гистограмм.

Выводы

1. С помощью предлагаемой методики измерения общей радиоактивности влияние различий аппаратурных спектров радиоактивных элементов и вещественного состава проб при полевых замерах может быть сведено к уровню статистических ошибок при условии использования радиометра типа СРП-2 с выбранным интегральным порогом, близким к 120 кэв.

2. Набор 50—100 и более единичных замеров общей радиоактивности позволяет производить оценку распределения РЭ непосредственно в полевых условиях и на основе вариационных кривых отбирать образцы представительных проб для лабораторных исследований. Предлагаемая методика позволяет резко сократить число проб, по которым необходимо определять кларковые содержания.

3. Общая радиоактивность гранитоидных массивов Енисейского кряжа тем выше, чем древнее их возраст. В пределах многофазных интрузивов каждая предшествующая фаза обладает большей общей радиоактивностью, чем последующая. Турмаллинизация и окварцевание пород приводит к уменьшению их общей радиоактивности.

4. Чем древнее возраст гранитоидной породы, тем меньше представительность частной пробы. В этом случае для определения кларковых содержаний РЭ необходимо проанализировать большое число частных проб. Единичные измерения общей радиоактивности могут оказаться представительными только для неизмененных интрузивных пород поздних фаз молодых интрузий.

5. Определению кларковых содержаний РЭ в лабораторных условиях должны предшествовать полевые измерения общей радиоактивности анализируемых пород. Такие измерения позволяют оценить дисперсию в распределении РЭ и необходимое для вычисления средних содержаний количество проб. Если предположить, что содержание РЭ функционально связано с химическим составом пород, то полевые измерения общей радиоактивности можно использовать при отборе проб, предназначенных для определения кларков по любому из химических элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Г. Д., Цейтлин С. Г. Предварительные итоги изучения радиоактивности горных пород Северного Кавказа и их значение для некоторых проблем петрологии.— Изв. АН СССР, серия геол., 1958, № 3.
2. Баранов В. И., Ронов А. Б., Кунашова К. Г. К геохимии рассеянного тория и урана в глинах и карбонатных породах Русской платформы.— Геохимия, 1956, № 3.
3. Воскобойников Г. М. Интенсивность гамма-излучения в однородной излучающей среде. Геофизический сборник, № 2, Свердловск, УФ АН СССР, 1957.
4. Ларсен Е. С., Фейр Ж. Распределение урана и тория в интрузивных породах.— Кн. «Ядерная геология». М., ИЛ, 1957.
5. Лебедев А. М., Тропцкий С. Г., Шашкин В. Л. Определение пересчетных коэффициентов для количественной интерпретации результатов гамма-измерений.— Сб. «Вопросы рудной радиометрии». М., Госатомиздат, 1962.
6. Тропцкий С. Г. Экспериментальные исследования спектров γ -излучения радиоактивных руд в больших массах.— Сб. «Вопросы рудной радиометрии». М., Госатомиздат, 1962.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Раздел I. Общие вопросы

Е. М. Филиппов. Некоторые аспекты современного состояния и перспективы развития методов ядерной геофизики	3
Е. Б. Бланков. О глубинности исследования скважин средствами ядерной геофизики	22
М. М. Элланский. Комплексная интерпретация данных методов ядерной геофизики и других промыслово-геофизических методов с помощью регрессионного анализа.	27
И. П. Кошелев, Б. К. Собачкин, О. Д. Халдеев, О. В. Шпашкин, В. А. Красноперов, Ф. И. Двореченский, Г. И. Шепелев, М. Ф. Ильин, О. В. Суярова. Ядерно-физические методы опробования при разведке и переработке фосфатных руд.	32
Ю. П. Павлов. Промышленный выпуск сцинтилляторов.	36

Раздел II. Гамма-методы

Е. М. Филиппов, Г. Б. Варварин, Г. А. Кузнецов. О возможности пространственной локации среды гамма-гамма-методом	39
Г. Б. Варварин, Е. М. Филиппов, А. И. Хисамутдинов. Исследование возможностей двухлучевого гамма-гамма-каротажа методом Монте-Карло	46
Г. Б. Варварин, Г. А. Кузнецов, Е. М. Филиппов. Двухлучевой гамма-гамма-каротаж плотности	55
Ю. А. Гулин. Гамма-гамма-каротаж нефтяных скважин	63
Д. А. Бернштейн, В. В. Труфанов. Применение метода рассеянного гамма-излучения для контроля технического состояния обсадных колонн	72
В. А. Арцыбашев, Э. П. Попов. Оптимальная конструкция устройств для контроля и настройки аппаратуры гамма-гамма-каротажа	76
Н. И. Подстригань. Эффективность методов радиоактивного каротажа в скважинах Горловского бассейна антрацитов	82
Г. Б. Варварин, Г. Л. Усатых, Е. М. Филиппов. Вопросы теории конструирования датчиков приставных гамма-гамма-плотномеров	87
В. А. Арцыбашев, Г. А. Иванюкович. Исследование спектров рассеянного гамма-излучения для инверсионной области зондов гамма-гамма-метода.	99
М. М. Шварцман, Ю. С. Старцев, И. П. Кошелев. Определение процентного содержания свинца по результатам спектрометрического гамма-гамма-каротажа	106
Л. И. Шмонин, В. Ф. Остапенко, Е. В. Магер, М. Б. Энкер. О радиометрическом определении содержания основных металлов в полиметаллических рудах.	113
Ю. П. Руденко. О применении методов ядерной геофизики при решении задач рудничного опробования эксплуатируемых месторождений	116
В. Я. Жаворонков, Е. М. Филиппов. К вопросу о возможности фотонейтронных поисков бериллия и других полезных ископаемых в движении (при воздушной и наземной съемках)	124
А. Д. Суворов. Фотонейтронный метод определения некоторых низкопороговых элементов.	137
В. И. Белов, А. К. Берзин, Г. Ч. Витоженц, Ю. Т. Мартынов, Г. П. Михайлов, В. В. Сулин, В. Г. Суслов,	

Б. А. Хрынин, С. И. Шорников, Б. М. Яковлев. Состояние и перспективы развития фотоядерных методов анализа элементного состава горных пород и руд.	149
А. К. Берзин, Б. А. Хрынин, Б. М. Яковлев. Определение бериллия в образцах бериллиевых руд с помощью фотонейтронного метода.	162
А. В. Доленко, Б. Г. Егiazаров, Л. А. Землеруб, Л. М. Исаков, Э. М. Райхман. Гамма-резонансные анализаторы касситерита.	166
В. М. Запорожец, В. М. Ратников, В. Е. Черкасов. Определение содержания окисного олова в порошковых пробах и в коренном залегании горных пород методом ядерного гамма-резонанса	169
Э. Г. Селютин. Опыт применения рентгено-радиометрического метода для определения тантала в порошковых пробах.	174
В. Н. Никитин, Л. А. Оболенцев, В. А. Сидоров. Количественное определение циркония в пробах руд и продуктах обогащения рентгено-радиометрическим методом.	178

Раздел III. Нейтронные методы

Т. Н. Бланкова, В. Г. Русяев, Б. Н. Бочкарев. Активационный анализ нефтей на ванадий.	182
Т. Н. Бланкова, В. Г. Русяев. Возможности активационного анализа на ванадий в присутствии алюминия.	184
Е. Б. Бланков, В. А. Смертин. Разложение кривых спада наведенной активности в спектр по константам распада с целью определения комплекса активирующихся изотопов.	189
О. К. Николаенко, А. С. Штань. Экспрессный активационный анализ с помощью импульсного нейтронного генератора с отпаянной трубкой типа НГИ-1.	193
Е. П. Вязников, В. В. Глассон. Определение фтора в образцах горных пород методом нейтронной активации.	198
А. И. Котова, И. И. Широкий, Р. П. Мещеряков, Г. Г. Глухов. Об определении содержания флюорита методом нейтронно-активационного анализа при опробовании флюоритовых жил в наземных горных выработках.	203
И. П. Кошелев, В. А. Красноперов, Б. С. Камышев, О. В. Шишакин, Г. И. Шепелев, Ф. И. Двореченский, А. А. Бойко. Активационный метод опробования руд на месторождении плавикового шпата.	207
Е. П. Вязников, В. В. Глассон, С. И. Недялков. Применение разноэнергетического активационного каротажа при поисках и разведке высокоглиноземного сырья с кремниевым модулем меньше единицы.	210
Е. М. Филиппов, Б. С. Вахтин. К вопросу раздельного определения поглощающих и рассеивающих химических элементов в пробах горных пород нейтрон-нейтронным методом.	215
Н. И. Сотниченко, Е. Т. Таранец. Нейтронно-абсорбционный метод точного анализа на бор.	222
Н. И. Сотниченко. Нейтронно-абсорбционный метод при опробовании, обогащении и переработке борного сырья.	228
Е. М. Филиппов, Б. С. Вахтин, А. В. Новоселов. К расчету потоков нейтронов, прошедших через пробу.	232
Б. С. Вахтин, Е. М. Филиппов. Нейтрон-нейтронный метод на резонансных нейтронах и его применение для определения серебра, золота и бора в пробах.	235
Е. М. Филиппов, Б. С. Вахтин, А. В. Новоселов. К вопросу о спектрометрии медленных нейтронов в геофизических исследованиях	242
Е. Б. Бланков, Ю. В. Кормильцев. Возможность применения функции корреляции для определения среднего времени жизни тепловых нейтронов в горных породах со стационарным источником нейтронов.	249
Т. Е. Гаврина, С. А. Кантор, А. Л. Поляченко, В. Г. Цейтлин, В. А. Юдин. Теория импульсных нейтронных методов в предельных случаях.	253
Д. Ф. Беспалов, Ю. В. Коноплев, Ю. А. Киценко. Аппаратура и методика импульсного нейтронного каротажа для условий низкой минерализации пластовых вод.	266
Ю. В. Коноплев. Интерпретация диаграмм ИННК в условиях низкой	

минерализации пластовых вод при определении водонефтяного контакта	277
Ф. А. Куриленко. Оценка возможностей импульсных нейтронных методов исследования нефтяных скважин в процессе фонтанирования	282
В. С. Анисимов, Е. Б. Бланков, Л. Н. Воронков, Ф. А. Куриленко, М. Х. Хуснуллин. Применение ИННК и ГК при геофизическом контроле за разработкой нефтяных месторождений Татарии	284
И. М. Гольдин, Ю. А. Зенков, В. И. Шведов. Опыт применения ИННК в угольной скважине	291
Е. Б. Бланков, Л. А. Лозовский, И. Г. Фельдман. Способ регистрации гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах углерода	294
Ю. А. Гулин. Комплекс радиометрических исследований песчано-глинистых отложений в нефтяных скважинах	302

Раздел IV. Аппаратура

Е. Б. Бланков. Об учете мертвого времени продлевающегося типа при импульсных нагрузках регистрирующей аппаратуры	311
В. А. Бобров, Г. Б. Варварин, Н. А. Топешко. Полевой гамма-спектрометр	315
В. А. Арцыбашев, Г. А. Иванюкович, Э. П. Попов. Гамма-каверномер и его применение	321
Г. И. Кириянов, А. С. Козма, Б. Г. Ковенец. Нейтронный скважинный радиометр	324
Б. М. Вайсбейн, И. М. Гольдин, Д. С. Кузаков, Ю. М. Семашко. Генератор нейтронов диаметром 82 мм для высокотемпературных скважин	330
Г. Г. Глухов, Р. Н. Гильфанов, Р. П. Мещеряков, Ю. А. Панов, И. И. Широкий. Полевой прибор для определения содержания флюорита при опробовании в горных выработках	333

Раздел V. Различные вопросы

Р. П. Мещеряков, Ю. М. Столбов. Дейтронно-активационный метод измерения изотопного состава кальция	336
С. А. Карамян, Я. Шукуров. Элементный анализ веществ методом рассеяния тяжелых заряженных частиц на большие углы	339
С. А. Карамян, Я. Шукуров. Активационный анализ веществ с помощью ускоренных заряженных частиц	342
В. А. Бобров. Лабораторный анализ радиоактивных элементов на однокристалльном спектрометре	346
В. А. Бобров. Некоторые вопросы методики лабораторного анализа радиоактивных элементов	353
В. Л. Комаров, В. А. Кошляк. К природе естественной гамма-активности нефтеносных песчаников	363
В. А. Бобров, Ф. П. Кренделев. Общая радиоактивность гранитоидных массивов Енисейского кряжа и некоторые вопросы методики ее измерения	371

ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Редактор И. П. Зайцева
Художественный редактор В. И. Шумаков
Технический редактор О. А. Локшина
Художник Е. Ф. Зайцев
Корректоры Е. Ф. Букова, М. П. Фомина

Сдано в набор 14 июля 1971 г. Подписано в печать 12 сентября 1972 г. МН 00209. Бумага тип. № 1, ф-т 70×108/16. 24 печ. л., 33,6 усл. печ. л.+3 вкл., 31,3 уч.-изд. л. Тираж 1000 экз. Заказ № 80. Цена 3 р. 53 к.

Издательство «Наука», Сибирское отделение. Новосибирск, 99, Советская, 18.
4-я типография издательства «Наука», Новосибирск, 77, Станиславского, 25.

О П Е Ч А Т К И

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
130	1 снизу	источником	источники
142	11 сверху	указанных элементов	указанных элементов 1 %
156	17 сверху	Rb ²⁰⁷ ш	Rb ^{207m}
318	8 снизу	и половине	на половине

«Ядерно-геофизические методы»