

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

**ПРИМЕНЕНИЕ
ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ
В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ
ИССЛЕДОВАНИЯХ**

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

НОВОСИБИРСК—1973

УДК 550 835

Применение ядерных излучений в геофизических исследованиях (сб.) г. Новосибирск, институт геологии и геофизики СО АН СССР.

В сборнике дается классификация методов ядерной геофизики. Ряд статей его посвящен нейтронно-резонансному каротажу (ННК-р) на бор — рассматриваются вопросы методики и интерпретации данных с помощью ЭВМ. Приводятся результаты расчетов по методу Монте-Карло и экспериментальные результаты при определении бора в породах по ННК-р на плоской поверхности раздела. Излагаются результаты изучения полиметаллических руд в скважинах, а также по определению азота в моделях нефтяного пласта и изучению характеристик скважинных плотномеров для изучения рудных и угольных скважин.

Несколько статей посвящено описанию разработанного в Институте малогабаритного микротрона (с энергией 4 МэВ и средним током 1 мкА), а также отдельных его блоков, электронных схем и импульсной методики определения бериллия в пробах. Дается новое определение порога чувствительности методов ядерной геофизики. Рассматриваются вопросы по нейтронно-активационному анализу проб пластовых вод и некоторые другие вопросы.

Ответственный редактор
доктор геол.-мин. наук профессор
Е.М. Филиппов

Е.М. Филиппов

К ВОПРОСУ О КЛАССИФИКАЦИИ И СОСТОЯНИИ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ГЕОФИЗИКИ

Время от времени важно подводить итоги развития каждой отрасли знаний и, в частности, ядерной геофизики. В последние годы появилось ряд обобщающих монографий по этой науке в целом [1, 3, 8, 13, 19, 24, 28, 30, 32, 33, 34] и по отдельным ее методам [4, 5, 7, 9, 11, 12, 14, 16, 17, 18, 21, 31] и отраслям [22, 26, 27], а также ряд обзорных статей и сборников [6, 23, 29, 35 и др.].

В ядерной геофизике к настоящему времени можно четко выделить три самостоятельных направления: радиометрическую разведку, радиоизотопную и ускорительную геофизики [28, 30].

Радиометрия [2, 22] (разведочная радиометрия) или радиоактивная разведка [15] занимается изучением естественной радиоактивности горных пород с целью поисков и разведки радиоактивных руд и других полезных ископаемых по наличию различного рода корреляционных связей [28, 30]. Применительно к разным задачам от нее происходит отпочкование отдельных ветвей по объектам исследований. Так, например, уже к настоящему времени выделяют радиометрию нефтегазоносных областей [22].

Прежде чем переходить к рассмотрению других ядерно-геофизических наук заметим здесь, что, хотя радиометрия и раньше других ядерно-геофизических дисциплин выделилась в самостоятельную науку, ее целесообразно, как это делают многие геофизики, относить к отрасли ядерной геофизики, а не наоборот. Методы разведочной радиометрии, как известно, реализует на основе самой общей радиометрической аппаратуры. Для измерения естественной (пас-

сивной) радиоактивности при этом достаточно использовать датчики, оборудованные только детекторами ядерного излучения.

Радиоизотопная геофизика или разведка основана на использовании излучения радиоизотопных источников (активной радиации) для решения разнообразных геологических задач. Методы, основанные на использовании радиоизотопных источников, чаще всего называются ядерно-геофизическими. Однако, их правильнее именовать радиоизотопными, как это уже делают отдельные геофизики [27]. Эти методы в комплексе с другими привлекаются для литологического расчленения разрезов пород по скважинам, для определения их плотности, влажности и пористости. Однако наибольшее применение они находят для поисков и разведки целого ряда полезных ископаемых и, в частности, для оценки в них различных химических элементов, как породообразующих, так и рудных и нерудных. В радиоизотопных датчиках в отличие от радиометрических помимо детектора излучения всегда имеется радиоизотопный источник, как правило, отделенный от детектора специальной защитой для поглощения прямого излучения. Кроме того для исключения влияния промежуточной среды между прибором и породой или влияния скважины с ее заполнением, глинистой коркой и обсадной колонной радиоизотопные датчики по сравнению с радиометрическими могут иметь весьма сложное устройство (главным образом в механическом отношении).

Ускорительная геофизика основана на использовании в геофизических исследованиях управляемых источников ядерного излучения и радиометрических приборов, необходимых для измерения различных вторичных излучений. Таким образом, аппаратура, используемая в этом виде ядерной геофизики является самой сложной. С ее помощью можно значительно расширить круг решаемых геологических задач. Так, с помощью ускорительных методов можно определять содержание в породах весьма низких концентраций целого ряда элементов, по сравнению с концентрациями, которые можно определять с помощью радиоизотопных методов.

В настоящее время в Комитете по терминологии при АН СССР под руководством В.Л. Шашкина проводятся мероприятия по выработке единой классификации и терминологии методов ядерной геофизики. Принято решение о том, чтобы к ядерной геофизике или

ядерной разведке относить только полевые методы: радиоактивный (ядерный) каротаж и ядерную съемку. Ядерные методы анализа условно относятся к физическим методам анализа. Естественно такое деление ядерных методов по областям применения является чисто условным. Это обусловлено тем, что некоторые разработанные и разрабатываемые методики и приборы одинаково пригодны и для определения изучаемых элементов в пробах, штучках и в коренных выходах пород (обнажениях и стенках горных выработок). Так, это, в частности, справедливо для широко применяющихся на практике рентгено-радиометрических методик и приборов (РРМ), а также отчасти для селективного гамма-гамма-метода (ГГМ-с), гамма-нейтронного метода (ГНМ) и некоторых других.

Кроме того и практика в ряде случаев требует от специалиста применять ядерные методы, то применительно к анализу проб или штучков, а то применительно к изучению коренных пород. Особенно это касается рудничной ядерной геофизики. Здесь специалисту "ядерщику" приходится подчас заниматься сразу всем: анализом, обследованием отбитой массы руды, обследованием стенок горных выработок и скважин и т.д.

Исследователю при разработке какой-либо новой модификации ядерного метода также приходится на первом этапе зачастую вести измерения с пробами. Помимо этого волей-неволей этим приходится заниматься в ряде случаев и специалистам, разрабатывающим, например, каротажные методы — при сопоставлении данных каротажа с ядерным опробованием.

Несмотря на все вышеизложенное при классификации лабораторные методы удобнее рассматривать отдельно и делить на три отрасли (рис. 1).

Схемы классификации методов ядерной геофизики приведены на рис. 2-4.

Радиометрические методы привлекаются для поисков и разведки радиоактивных руд: урана по радию и тория. Помимо этого они применяются для поисков и разведки калиевого минерального сырья. По наличию корреляционной связи радиоактивных элементов с нерадиоактивными ведутся поиски, а отчасти и разведка нерадиоактивных полезных ископаемых.

Достаточно широко в геофизических исследованиях применяются радиоизотопные методы. При поисках рудных полезных ископаемых широкое применение получил рентгено-радиометрический метод

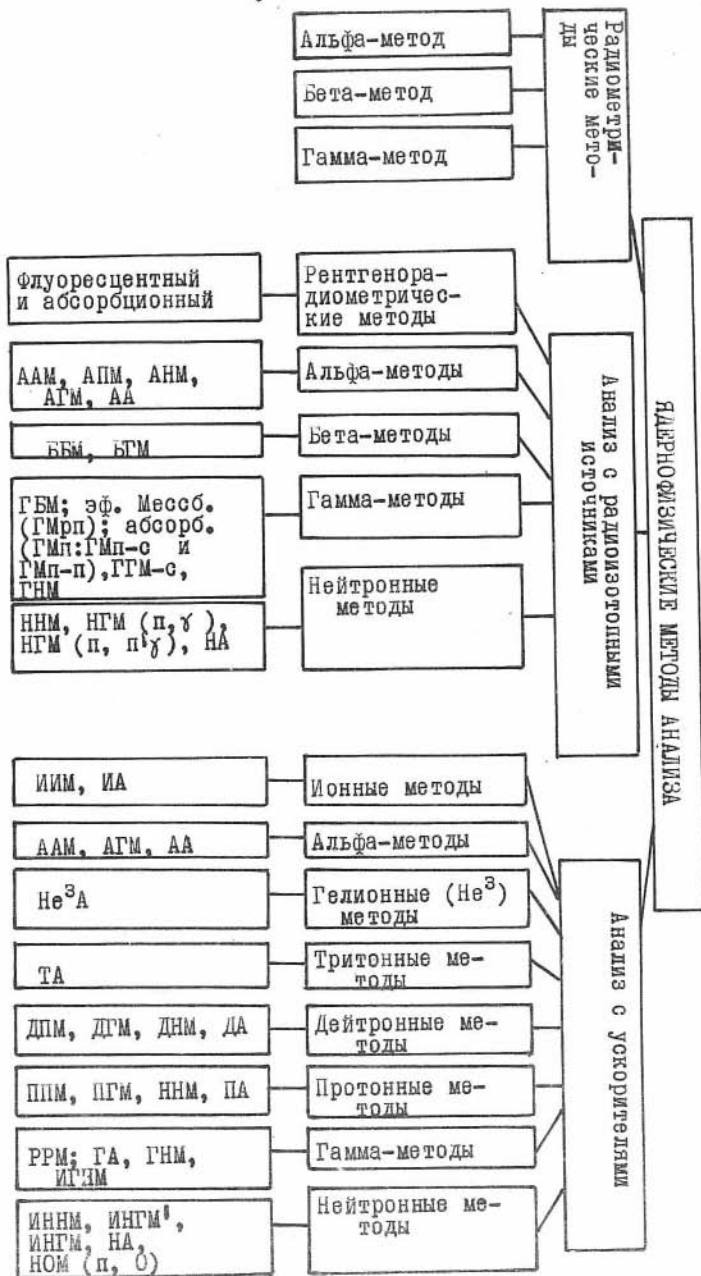


Рис. 1. Схема классификации ядернофизических методов анализа

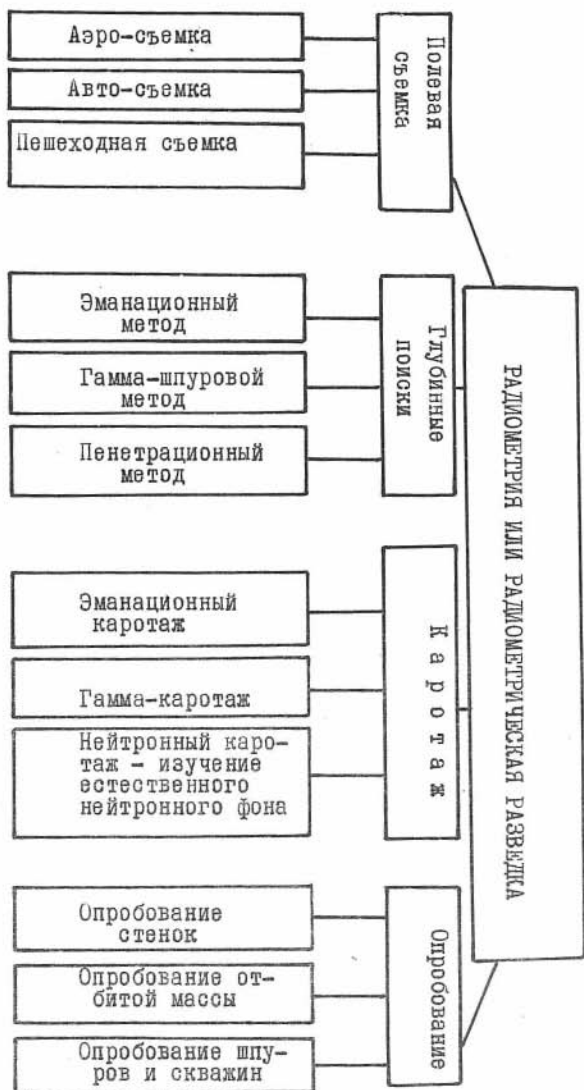


Рис. 2. Схема классификации методов радиометрической разведки

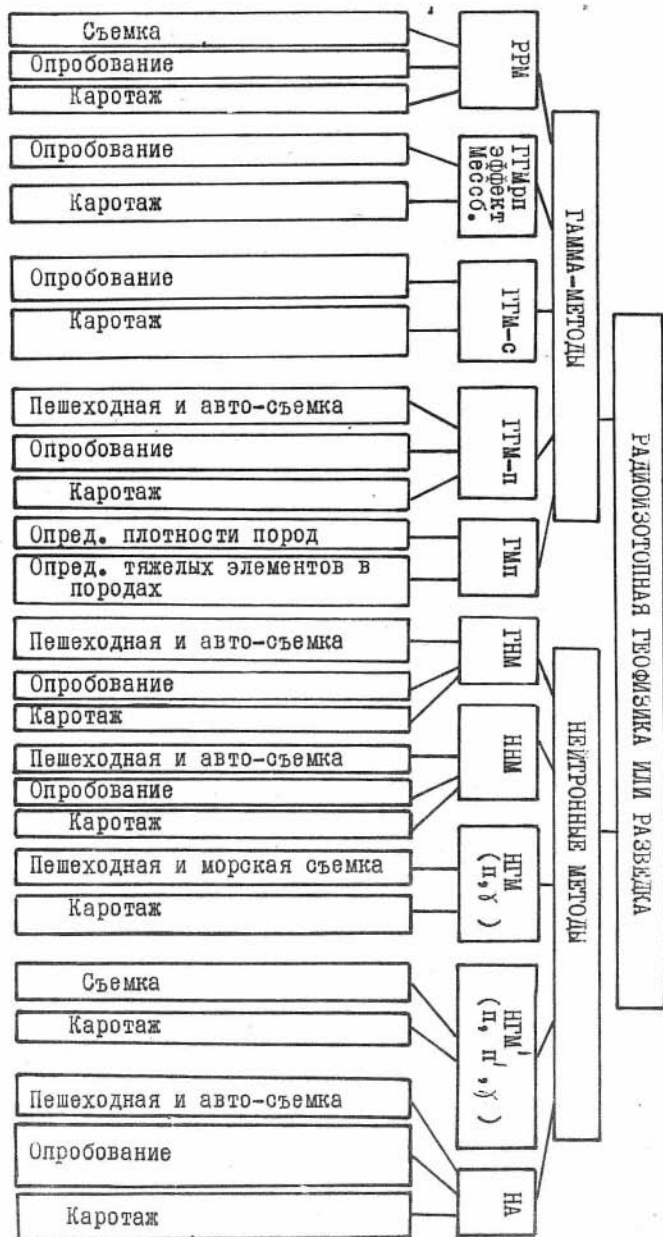


Рис. 3. Схема классификации радиоизотопных методов разведки



Рис. 4 Схема классификации ускорительных методов разведки

(РРМ) [1, 5, 8, 28, 30, 33]. Однако в связи с тем, что этот метод, а также метод, основанный на эффекте Мессбауэра, обладают малой глубиной их необходимо комплексировать с другими более глубинными ядерными методами: гамма-гамма- и нейтронными. Весьма эффективно применение плотностных методов, поскольку руды как правило всегда отличаются по плотности от вмещающих горных пород.

Так, Институтом геологии и геофизики СО АН СССР совместно с Сиб. ОКБ Мингео СССР разработан универсальный гамма-гамма-плотномер УГП-1 [25]. В 1973 г. запланирован серийный выпуск 50 комплектов этих приборов на Уфимском заводе геофизического приборостроения Министерства приборостроения, средств автоматизации и систем управления СССР.

В комплекте прибора имеется три датчика: приставной плотномер для определения плотностей пород в обнажениях и стенках горных выработок; зондовый плотномер диффузионного типа для изучения неглубоких скважин (до 50 м) и просвечивающий плотномер для определения плотностей штуфов и кернов толщиной не свыше 10 см. Плотность пород и руд с помощью всех этих плотномеров можно определять с относительной погрешностью 1,5-2%.

Несмотря на то, что с помощью методов РРМ можно устанавливать содержание в породах практически всех элементов со средними и большими атомными номерами, тем не менее для определения целого ряда элементов необходимо разрабатывать более глубинные радиоизотопные и ускорительные методы.

Ускорительные методы в настоящее время в основном применяются в нефтепромысловой геофизике. Это импульсные нейтронные методы. Для решения различных конкретных задач они весьма часто применяются в комплексе с радиоизотопными нейтронными методами (НГК и ННК) и плотностным методом ГГК-п. Ведутся также разработки ускорительных генераторов гамма-излучения как для исследования скважин (ВНИИГГ), так и для полевой съемки (ИГиГ СО АН СССР). В частности, отдельные вопросы по разработке микро-трона для полевой съемки рассматриваются в настоящем сборнике.

При разработке новых радиоизотопных и особенно ускорительных методов и приборов важно обращать внимание на применение их для комплексных исследований, т.е. чтобы с их помощью можно было бы определить по возможности наибольшее число параметров. Так, для нефтепромысловой геофизики нужен прибор и методика для

одновременного определения плотности и пористости горных пород. Плотность горных пород в настоящее время определяется с помощью метода ГГК-п [7]. Этот метод можно привлекать и для определения пористости пород, если известна их литология. Если же литология пластов неизвестна, то с помощью ГГК-п можно определять лишь фиктивную пористость пласта $K_{\gamma\gamma}$ [10].

Нейтронные методы НГК и ННК позволяют определять пористость пород по их водородсодержанию. Если литология пласта известна, то их пористость определяется непосредственно по водородсодержанию. Если в породах присутствуют глинистые фракции, имеющие связанную воду, то методы НГК и ННК необходимо комплексировать с методом ГГК — для определения глинистости пород.

В случае, если литология пород неизвестна, то по методу НГК или ННК можно определить лишь фиктивную пористость пород K_n [10].

Истинная пористость пород при этом может быть определена по результатам совместной обработки данных $K_{\gamma\gamma}$ и K_n [10, 20]. Поэтому важно иметь прибор и методику обеспечивающих одновременное определение данных $K_{\gamma\gamma}$ и K_n . Для этой цели можно разработать комбайн с каналами ГГК-п и НГК или ННК соответственно с источником гамма-лучей и нейтронов. Однако большой интерес представляет разработка прибора с одним нейтронным источником (нейтронной трубкой). Известно, что по замерам рассеянного гамма-излучения, возникающего в породах в (p, γ) — реакции можно определять плотность пород. Таким образом на основе импульсного скважинного генератора нейтронов с несколькими детекторами может быть разработана аппаратура и методика для одновременных определений плотности и пористости пород. При регистрации рассеянного гамма-излучения с помощью двух детекторов, по всей видимости, можно добиться получения информации о плотности пород (ρ) и соответственно о фиктивной пористости $K_{\gamma\gamma}$. По данным нейтронных методов ИННК или ИНГК можно будет получать информацию о K_n [17, 18]. Применяя в приборе соответствующую счетно-решающую систему можно будет получать информацию непосредственно об истинной пористости коллекторов нефти и газа.

Важное значение приобретает и разработка методов полевой съемки с использованием ускорительных установок и разнообразных детекторов и, в частности, полупроводниковых. На основе импульсных нейтронных генераторов может быть разработана методика определения порообразующих элементов и различных полезных

ископаемых. Такие установки могут быть использованы также для поисков полезных ископаемых на дне водоемов (морей, озер, рек) как по результатам изучения донных отложений, так и по элементам, содержащимся в растворенном состоянии в воде.

Поскольку практику интересуют определенные конкретные значения параметров горных пород и содержание в них различных определяемых химических элементов важно разрабатывать различные счетно-решающие системы, обеспечивающие обработку информации, поступающей с датчиков. Кроме того необходимо разрабатывать специальные программы, которые можно было бы использовать на ЭВМ для обработки информации, получаемой с приборов и записываемой на диаграммные ленты, магнитофонную пленку и т.п.

Все это вместе взятое позволит оперативно представлять информацию геологам, ведущим поиски и разведку полезных ископаемых.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Арцыбашев В.А. Ядерно-геофизическая разведка. Атомиздат, 1972.

2. Баранов В.И. Радиометрия. М., Изд-во АН СССР, 1955, 1956.

3. Бибинов С.А. и др. Применение ядерных излучений для анализа вещества. Ташкент, Изд-во "ФАН" Узб. ССР, 1970.

4. Бланков Е.Б. и др. Нейтронный активационный анализ в геологии и геофизике. М., "Наука", 1972.

5. Большаков А.Ю. Рентгено-радиометрический метод исследования состава горных пород. М., Атомиздат, 1970.

6. Булашевич Ю.П. Развитие ядерногеофизических исследований в Уральском филиале АН СССР. В сб. "Состояние и перспективы развития геофизических методов на Урале", Свердловск, Изд-ние УНЦ АН СССР, 1971.

7. Варварин Г.Б., Филиппов Е.М. Плотностной гамма-гамма-метод в геофизике, Новосибирск, "Наука", Сиб. Отд., 1972.

8. Горбушина Л.В. и др. Радиометрические и ядерно-геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых, Атомиздат, 1970.

9. Горев А.В. и др. Фотонейтронное опробование бериллиевых

руд в естественном залегании. Л., ВИРГ, 1972.

10. Дебрانت Р. Теория и интерпретация результатов геофизических методов исследования скважин. М., "Недра", 1972.

11. Железнова Е.И. и др. Радиометрические методы анализа естественных радиоактивных элементов (практическое руководство) М., "Недра", 1968.

12. Коган Р.М. и др. Основы гамма-спектрометрии природных сред (теория метода гамма-спектрометрии и геолого-геофизические приложения), М., Атомиздат, 1969.

13. Ларионов В.В. Радиометрия скважин, М., "Недра", 1969.

14. Методы поисков урановых месторождений. М., "Недра", 1969.

15. Новиков Г.Ф., Капков Ю.Н. Радиоактивные методы разведки. Л., "Недра", 1955.

16. Осипев В.И. Определение плотности и влажности грунтов по рассеянию гамма-лучей и нейтронов. Изд-во Моск. университета, 1968.

17. Основы импульсного нейтрон-нейтронного каротажа (методическое пособие). М., ОНТИ, ВНИИЯГТ, 1965.

18. Основы импульсных нейтронных методов каротажа (методическое пособие). М., ОНТИ, ВНИИЯГТ, 1969.

19. Плаксин И.Н., Старчик Л.П. Ядерно-физические методы контроля вещественного состава. "Наука", 1966.

20. Промысловая геофизика (сб. переводов). М., "Недра", 1970.

21. Пшеничный Г.А. и др. Гамма-гамма-метод в рудничной геологии. Атомиздат, 1971.

22. Радиометрия нефтегазоносных областей. Тр. ВНИИЯГТ, вып. 2, М., "Недра", 1968.

23. Состояние и перспективы ядерно-геофизических методов поисков и разведки полезных ископаемых (труды ВНИИЯГТ), вып. 5, М., "Недра", 1969.

24. Суханов А.Д. и др. Применение методов атомной и ядерной физики в горном деле. М., "Наука", 1969.

25. Универсальный гамма-гамма-плотномер УГГП-1. Каталог геофизической аппаратуры. ГА.02.02.25 "Недра" Ленингр. Отд., 1972.

26. Ферронский В.И. Пенетрационно-каротажные методы, М., "Недра", 1969.

27. Ферронский В.И. и др. Радиоизотопные методы исследования в инженерной геологии и гидрогеологии. Атомиздат, 1968.

28. Филиппов Е.М. Курс ядерной геофизики, Новосибирск, изд-во НГУ (в 2-х частях), 1972.

29. Филиппов Е.М. Некоторые аспекты современного состояния и перспективы развития методов ядерной геофизики. В сб. "Ядерно-геофизические методы", Новосибирск, "Наука", Сиб. Отд., 1972.

30. Филиппов Е.М. Ядерная геофизика. Новосибирск, "Наука", Сиб. Отд., т.т. I и 2, 1973.

31. Филиппов Е.М. и др. Нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-методы в рудной геофизике. Новосибирск, "Наука", Сиб. Отд. 1972.

32. Хайдаров А.А. Ядерно-геофизические методы анализа горных пород и руд. г. Ташкент, Изд-во "ФАН" Узб. ССР, 1969.

33. Ядерно-геофизические методы опробования при добыче и переработке минерального сырья (сб.), Л., "Наука", Ленингр. Отд., 1972.

34. Якубович А.Л. и др. Ядерно-физические методы анализа минерального сырья. М., Атомиздат, 1969.

35. Czubek J.A. Recent Russian and European developmen in nuclear geophysics applied to mineral exploration and mining. Log Analyst, 1971, v. 12, № 6.

Б.С. Вахтин, В.С. Иванов, А.В. Новоселов

ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РАДИАЦИОННО-РЕЗОНАНСНЫХ ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРОНОВ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ СКВАЖИН

Для детектирования нейтронов используются в основном две реакции: упругое рассеяние нейтронов на протонах и захват нейтронов ядрами бора и лития [3]. Кроме того, детектирование нейтронов может осуществляться путем регистрации наведенной бета-и гамма-активности фольг из определенных металлов - метод "резонансных индикаторов (фильтров)" [5] или путем регистрации гамма-квантов радиационного захвата [1].

В Институте геологии и геофизики СО АН СССР с 1965 г. ведутся исследования по разработке метода определения ряда элементов как в пробах, так и в естественном залегании с использованием резонансов поглощения нейтронов, характерных для некоторых элементов. Детектирование нейтронов при этом ведется с помощью двух видов детекторов — активационно-резонансных и радиационно-резонансных. Активационно-резонансными детекторами мы называем такие, измерения с которыми проводятся в два этапа: облучение резонансного поглотителя (фольги) нейтронами, провзаимодействовавшими с исследуемой средой (пробой, породой), и измерение наведенной активности этой фольги. Применение таких детекторов описано в работе [6]. Главный недостаток этих детекторов заключается в том, что они не позволяют вести измерения изменяющихся во времени нейтронных потоков, т.е. непригодны для проведения, например, непрерывного каротажа.

Радиационно-резонансные детекторы [4] имеют в этом смысле преимущество, так как регистрация нейтронов с их помощью ведется в процессе облучения исследуемой среды.

Конструктивно эти детекторы представляют собой комбинацию резонансного поглотителя, содержащего определенные элементы, и сцинтилляционного счетчика. Резонансный поглотитель захватывает нейтроны определенных энергий и является "мишенью" для нейтронов, а сцинтилляционный счетчик — детектором гамма-квантов, возникающих в поглотителе при захвате нейтронов. В качестве резонансных поглотителей могут применяться серебро, родий, тулий, индий, эрбий, диспрозий и другие элементы. Некоторые параметры этих элементов приводятся в табл. 1-3.

С целью выяснения качественных характеристик различных фольг были проведены измерения спектров гамма-излучения, возникающего в этих фольгах при захвате нейтронов.

Для проведения этих работ была собрана установка, схематически изображенная на рис. 1. Она состоит из цилиндрического блока диаметром около 500 мм. В нижней части этого блока размещается нейтронный источник (2). В центре блока проделан цилиндрический канал, в котором установлен экран (3) для защиты детектора от гамма-излучения самого источника. Верхняя часть канала служит для размещения датчика измерительного прибора. Радиационно-резонансный детектор состоит из сцинтилляционного счетчика (4) (фотоэлектронный умножитель и гамма-сцинтилля-

тор) и резонансного поглотителя (5) — фольги из определенного металла. Фольга имеет вид стаканчика, надеваемого на кристалл.

Таблица I

Параметры резонансных уровней некоторых изотопов

Изотоп	Энергия наиниз- шего ре- зонанса, эВ	Сечение в облас- ти резо- нанса, барн	Сечение для теп- ловых нейтро- нов, барн	Резонансный интеграл, барн
Родий-103	1,26	4850	150	656
Серебро-109	5,23	12500	84	1160
Кадмий-113	0,178	25000	20800	-
Индий-115	1,45	27000	197	2630
Самарий-149	0,87	2300	66000	-
Европий-151	0,46	1000	9000	-
Гадолиний-155	0,57	1300	70000	-
Диспрозий-163	1,71	1000	-	-
Гольмий-165	3,96	5000	64	-
Эрбий-167	0,46	2600	64	-
Тулий-169	3,9	16500	128	-
Лютеций-175	2,61	860	36	-
Гафний-177	1,09	5000	380	-
Тантал-181	4,28	13000	21	590
Рений-185	2,18	3500	63	305
Иридий-191	0,65	5000	960	3500
Платина-195	12,0	2000	26	-
Золото-197	4,94	30600	98	1533

Блоки (6) и (7) представляют собой соответственно источник питания счетчика и анализатор импульсов АИ-128. Применяемый плутоний-бериллиевый источник имел выход $1,1 \cdot 10^5$ нейтр/сек. На этой установке испытывались все имеющиеся в распоряжении авторов фольги из металлов с благоприятными параметрами — кадмий, серебро,

Таблица 2

Спектр гамма-лучей, испускаемых при захвате
тепловых нейтронов

№№ пп	Элемент	Число гамма-квантов на 100 нейтронов							Наиб. энерг. гамма- кван- тов, МэВ	Ср. число гамма- кван- тов на поглощ.
		энергия гамма-квантов, МэВ								
		0-1	1-2	2-3	3-5	5-7	7-9	9		
	Родий	> 91	99	61	38	10	-	-	6,79	-
	Серебро	> 92	87	64	70	17	0,5	-	7,27	2,9
	Кадмий	> 135	92	96	73	17	1	0,1	9,04	4,1
	Индий	> 102	197	78	36	4	-	-	5,86	3,3
	Самарий	> 167	150	109	45	5	1	-	7,89	5,6
	Европий	106	153	109	56	6,5	-	-	6,05	-
	Диспрозий	90	102	106	43	10	-	-	5,87	-
	Гольмий	-	98	77	49	8	-	-	6,1	-
	Эрбий	225	145	133	103	14	-	-	6,68	-
	Гадолиний	194	117	100	23	34	0,3	-	7,33	3,9
	Тулий	-	91	73	55	10	-	-	6,5	-
	Гафний	> 137	137	85	52	12	0,5	-	7,62	-
	Тантал	> 137	99	66	55	5	-	-	6,04	-
	Рений	> 124	88	62	51	10,5	-	-	6,14	-
	Иридий	98	85	58	51	19,6	-	-	6,08	-
	Платина	> 109	92	64	45	15	1	-	7,92	-
	Золото	> 100	69	33	68	38	0,1	-	6,49	3,5

родий, индий, золото, тулий, тантал.

В связи с тем, что применяемый источник нейтронов имел небольшой выход, время одного измерения составляло около 18 мин. При этом, обязательно делались повторные замеры и при обработке данные измерений усреднялись.

Регистрируемое гамма-излучение складывается в этом случае из рассеянного гамма-излучения самого нейтронного источника ($E = 4,43$ МэВ), из захватного гамма-излучения, идущего из замед-

Таблица 3

Эффективные энергии мгновенных гамма-квантов
 $E_{\text{эфф}}(E)$ в МэВ, испускаемых при поглощении
 нейтронов в ядрах на поглощенный нейтрон

№ ПП	Элемент	Энергия -квантов, E, МэВ								
		0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9 9-10
	Родий	-	-	-	0,82	0,68	0,45	0,17	-	-
	Серебро	-	-	0,24	1,52	1,28	0,81	0,23	0,04	-
	Кадмий	0,46	0,34	0,40	-	-	0,52	0,13	0,11	0,03
	Индий	-	-	-	0,76	0,55	0,26	-	-	-
	Самарий	0,53	0,21	0,77	1,21	0,55	0,28	0,08	0,07	-
	Гадолиний	-	-	-	0,64	0,30	0,15	0,06	-	-
	Гафний	-	-	-	-	0,50	0,51	0,17	0,026	-
	Тантал	-	-	-	-	0,05	0,10	0,04	-	-
	Платина	-	-	-	1,07	0,71	0,75	0,08	0,06	-
	Золото	-	-	-	1,01	1,53	1,31	1,10	0,01	-

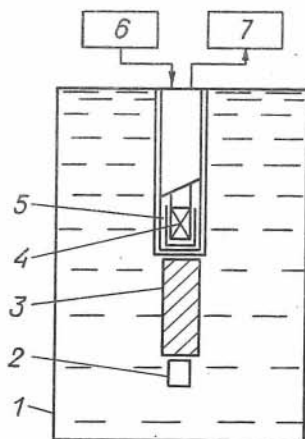


Рис. I Схематическое изображение установки с замедляющей средой: 1 - парафиновый блок-замедлитель, 2 - нейтронный источник, 3 - свинцовый экран, 4 - сцинтилляционный счетчик; 5 - резонансный поглотитель, 6 - источник питания ФЭУ, 7 - анализатор импульсов АИ-128.

лителя, и из гамма-излучения радиационного захвата фольги. Для оценки вклада гамма-излучения самой фольги брались разности скоростей счета по одним и тем же каналам при измерениях с фольгой и без фольги. На рис. 2а приводится разностный спектр для родия. Аналогичным образом были получены разностные спектры для кадмия, серебра, тулия, индия, тантала и золота. Кадмий, серебро, родий, тулий и индий имеют хорошо выраженные спектры в области энергии до 1,0 - 1,2 МэВ, тантал и золото имеют менее выраженные спектры.

Кроме измерений спектров в замедляющей среде проводились исследования на трех моделях скважин. Первая и вторая модели имеют вид куба с ребром 120 см. В центральной осевой части моделей укреплен стальная труба диаметром 70 мм, имитирующая скважину. В первой модели засыпан сухой чистый песок; во второй - смесь песка с бурой (содержание 12% B_2O_3). Третья модель имеет вид цилиндра с наружным диаметром 55 см и высотой около 1 м. В этой модели засыпана также смесь буры и песка (содержание 25% B_2O_3).

Датчик для измерений в моделях скважин представлял собой гильзу с наружным диаметром 45 мм, в которой размещались следующие узлы: радиационно-резонансный детектор нейтронов, элек-

тронная схема, источник нейтронов, свинцовый экран. Детектор состоял из фольги, надетой на кристалл иодистого натрия диаметром 18 и высотой 40 мм, и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-31. Источник нейтронов и экран помещались в зондовом устройстве, которое соединяется с гильзой посредством резьбы. Импульсы с выхода датчика поступали на вход двух запараллеленных приборов – анализатора АИ-128 и пересчетной установки ПП-12. Время измерения оставалось таким же, как и при проведении предыдущих измерений.

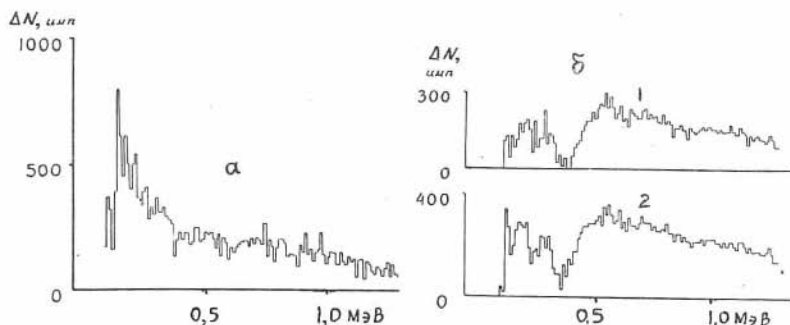


Рис. 2 Разностные спектры: а – для родиевой фольги в замедляющей среде; б – для серебрянной фольги в борсодержащих средах: 1 – содержание бора в модели 12% B_2O_3 , 2 – то же 25.

Для того, чтобы иметь возможность определять величину регистрируемой энергии гамма-квантов, анализатор АИ-128 калибровался по образцовым спектрометрическим гамма-источникам. Для калибровки использовались следующие изотопы: ртуть – 203 (энергия гамма-квантов $E = 0,279$ МэВ), марганец-54 ($E = 0,835$ МэВ), и цинк-65 ($E = 1,1$ МэВ). Калибровка показала, что пик от ртути-203 наблюдается в каналах 21–23, от марганца-54 – в каналах 77–78, и от цинка-65 – в каналах 104–106. Следовательно, диапазон регистрируемой энергии лежит в пределах от 0,15–0,5 до 1,1–1,2 МэВ.

На рис. 2б приводятся значения разностей скоростей счета по отдельным каналам для моделей с содержанием 0 и 12% B_2O_3 (1) и 0 и 25% (2). Из рисунка видно, что разностные значения скоростей счета модели, содержащей 25% B_2O_3 больше, чем для модели

12% B_2O_3 : суммарная скорость счета по всем каналам составляет в первом случае 246500, а во втором - 167600 импульсов, т.е. больше почти на 50%.

Было установлено, что наибольшее увеличение разности ΔN дают по всем каналам, начиная примерно с 20-го (0,2 МэВ), серебро, родий, индий, тулий.

В табл. 4 приведены значения относительных приростов скоростей счета от различных фольг в сравнении со скоростью счета для детектора без фольги. Из этой таблицы видно, что на модели, не содержащей бора, прирост скорости счета для всех фольг, кроме золота, составляет 14-18%. Для модели с содержанием бора 12 и 25% B_2O_3 наилучшими фольгами являются тулий, серебро, индий и родий. Кадмий может быть использован главным образом, для выделения "пустых", не содержащих бора сред.

Таблица 4

Прирост скорости счета от фольги в относительных единицах $N_f/N_{\text{ср}}$

Фольга	Содержание бора, B_2O_3 , %		
	0	12	25
Кадмий	1,18	0,965	0,99
Серебро	1,14	1,16	1,09
Индий	1,18	1,17	1,05
Родий	1,18	1,07	1,03
Тантал	1,14	1,04	1,02
Тулий	1,14	1,25	1,11
Золото	1,04	1,01	1,01

Примечание: N_f - скорость счета с фольгой, $N_{\text{ср}}$ - скорость счета без фольги.

Исследования, проведенные с различными фольгами в замедля-

ющей среде (парафине) с использованием анализатора импульсов АИ-128, а также исследования, проведенные на трех моделях скважин с содержанием O_2 и 25% B_2O_3 при использовании анализатора АИ-128 и пересчетного прибора ПП-12 показали, что применение радиационно-резонансных детекторов для проведения ННК-р имеет значительное преимущество перед НГК.

В качестве резонансных поглотителей для детектора были выбраны следующие фольги: кадмий, имеющий большое сечение поглощения тепловых нейтронов (2400 барн), резонанс величиной 7200 барн в области энергии 0,176 эВ, а также большое сечение поглощения нейтронов приблизительно до 0,4 эВ; родий (энергия резонанса $E_p = 1,26$ эВ); индий ($E_p = 1,45$ эВ); тулий ($E_p = 3,9$ эВ); тантал ($E_p = 4,28$ эВ) и серебро ($E_p = 5,23$ эВ), т.е. перекрывался диапазон энергий от тепловых до 5-6 эВ (рис. 3).

Роль кадмия здесь сводилась к регистрации главным образом тепловых нейтронов, т.е. для того, чтобы выделять низкие концентрации бора. Остальные фольги реагируют только на значительные изменения концентрации бора в породах, так как сечение поглощения нейтронов бором в области резонансов гораздо ниже, чем для тепловых нейтронов. Так, в области резонансов родия и индия (E_p равны соответственно 1,26 и 1,45 эВ) сечение поглощения нейтронов бором составляет около 100 барн, в области резонанса серебра ($E_p = 5,23$ барна) — 52 барна. Если детектор предназначается для выделения только высоких концентраций бора, то кадмий в качестве фольги использовать нельзя. Более того, тогда тепловые нейтроны будут мешать и их необходимо отфильтровать с помощью наружного кадмиевого экрана.

Для уменьшения влияния гамма-излучения скважины (естественного и гамма-излучения радиационного захвата нейтронов ядрами породообразующих элементов) на кожухе гильзы помещался свинцовый цилиндрический экран.

Применяемый источник нейтронов (плутоний-бериллиевый) имел выход $1,1 \cdot 10^6$ нейтр/сек. Размер зонда для скважин разного диаметра составлял величину от 25 до 35 см.

Измерения проводились на скважинах диаметром 59, 79, 168 и 210 мм. Боросодержащие породы были представлены датолитовыми скарнами, вмещающие — гранатовыми, волластонитовыми, геденбергитовыми.

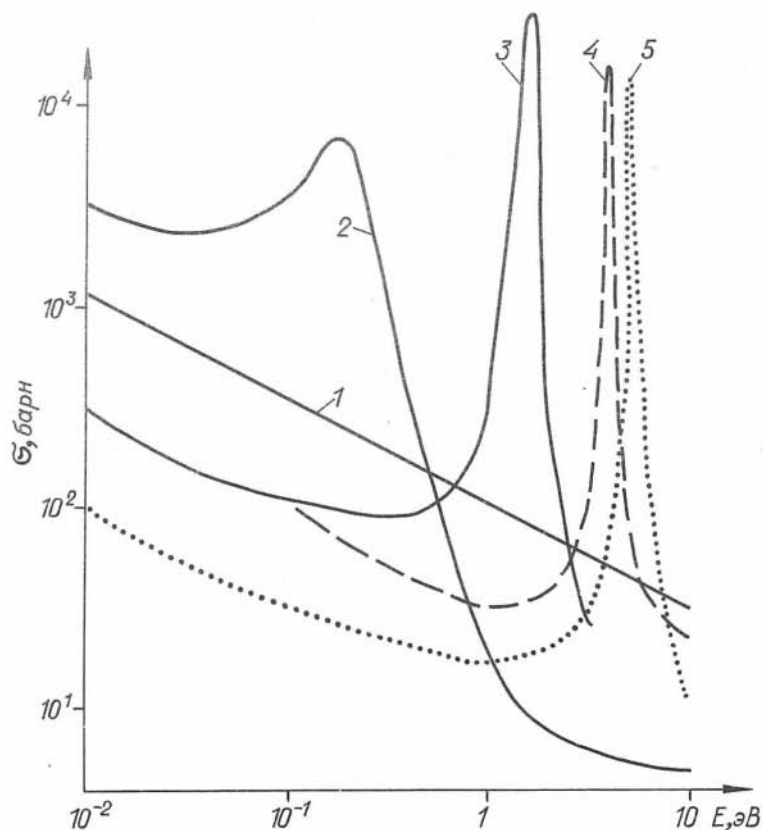


Рис. 3 Эффективные нейтронные сечения элементов, применяемых в резонансных поглотителях: 1 - бора, 2 - кадмия, 3 - индия, 4 - тулия, 5 - серебра.

На этих скважинах проводилось два вида каротажа - нейтронный гамма- (НГК) и нейтрон-нейтронный каротаж на резонансных нейтронах (ННК-р). По данным кернового опробования были выбраны точки с различными содержаниями бора и по этим точкам были построены градуировочные кривые (рис. 4). Как видно из рисунка, кри-

вая НГК имеет резкий спад в области низких концентраций бора (до 4% B_2O_3) и, начиная с 8-10% B_2O_3 , выполаживается. Аналогично выглядят кривые нейтрон-нейтронного каротажа на тепловых нейтронах - ННК-т [2]. Градуировочные кривые ННК-р для скважин диаметром 59 (зонд 25 см) и 210 мм (зонд 35 см) в области низких концентраций идентичны кривым НГК. В области концентраций свыше 6-8% B_2O_3 кривые ННК-р не имеют тенденции к выполаживанию

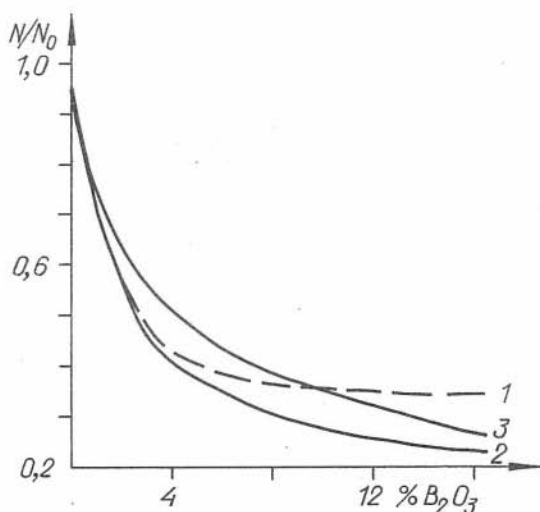


Рис. 4 Градуировочные кривые НГК и ННК-р: 1, 2 - соответственно НГК и ННК-р по скважине диаметром 59 мм (зонд 25 см), 3 - ННК-р по скважине диаметром 210 мм (зонд 35 см).

Детекторы, работающие на принципе радиационного захвата нейтронов, могут быть узко- и широкополосными. Узкополосные детекторы, могут быть использованы для определения элементов, имеющих высокие резонансные сечения поглощения нейтронов в надтепловой области. Такие детекторы, включающие в себя одну-две фольги, могут использоваться для определения некоторого определенного круга элементов. Так, детектор с серебряной фольгой может

быть использован для определения кроме самого серебра еще и золота, которое имеет резонанс величиной 30600 барн в области энергии 4,94 эВ, т.е. имеет перекрывание с резонансом серебра ($E_p = 5,23$ эВ). Перекрытие резонансов серебра и диспрозия позволит выделять последний из суммы редких земель. Возможно, что эффективность детектора увеличится при использовании двух фольг — серебряной и золотой. Детектор с фольгой из иридия может быть использован для выделения из суммы редкоземельных элементов эрбия, европия и диспрозия, которые также имеют перекрывание резонансов с резонансом иридия.

Широкополосные детекторы могут быть использованы для определения элементов, сечение поглощения нейтронов для которых подчиняется закону $1/\sqrt{E}$ — бора, лития, ртути, кадмия. В таких детекторах целесообразно применять не одну, а несколько фольг, причем для определения низких концентраций этих элементов наиболее благоприятными могут быть фольги из кадмия, самария, гадолиния, эрбия, имеющих высокие сечения поглощения тепловых нейтронов, а также нейтронов с энергией менее 1 эВ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аллен В.Д. Регистрация нейтронов. Госатомиздат, М., 1962.
2. Баранов В.И. и др. Нейтронные методы поисков и анализа борного сырья. Изд. "Наука", М., 1964.
3. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. Атомиздат, М., 1968.
4. Вахтин Б.С. и др. Радиационно-резонансный детектор нейтронов для геофизических исследований. Атомная энергия т. 33, вып. 5, 1972.
5. Голубев В.И. и др. Применение метода резонансных фильтров для измерения спектра нейтронов в воде. Атомная энергия. т. 23, вып. 2, 1967.
6. Филиппов Е.М. и др. Нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-метод в рудной геофизике. Изд. "Наука", Новосибирск, 1972.

Б.С. Вахтин, В.С. Иванов, А.В. Новоселов,
Е.М. Филиппов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ БОРА В СКВАЖИНАХ ПО ННК-р С ПОМОЩЬЮ КАРОТАЖНОГО РАДИОМЕТРА ПРКС-2

Исследования, проведенные при изучении спектров гамма-излучения радиационного захвата резонансных нейтронов в замедляющих и борсодержащих средах (см. предыдущую статью), позволили разработать детектор, регистрирующий нейтроны с энергией выше тепловой. Глубинный прибор с таким детектором применялся для определения бора в скважинах одного из борных месторождений.

В качестве регистрирующего прибора в этих исследованиях применялся каротажный радиометр ПРКС-2.

Для того, чтобы иметь возможность проводить НГК и ННК-р, скважинный снаряд ПРКС-2 был переконструирован: к нижней части снаряда была приварена втулка с наружной резьбой. С помощью этой резьбы к снаряду крепилось зондовое устройство для источника нейтронов. Зондовое устройство позволяло изменять размер зонда от 20 до 45 см. Для уменьшения влияния естественного гамма-излучения скважины, а также рассеянного и захватного гамма-излучения, идущего из пород, на гильзе прибора был укреплен свинцовый цилиндрический экран толщиной 7 мм (наружный диаметр 50 мм).

В качестве гамма-сцинтиллятора в снаряде применялся сцинтиллятор, состоящий из фотоэлектронного умножителя ФЭУ-31 и кристалла иодистого натрия. Применяемый плутоний бериллиевый источник имел выход $1,1 \cdot 10^6$ нейтр/сек.

Стабильность показаний прибора контролировалась измерениями на проверочном устройстве — баке диаметром 40 и высотой 60 см, заполненном водой. Гильза снаряда перед измерением на скважине устанавливалась в определенное фиксированное положение внутри трубы, укрепленной в центральной осевой части этого бака. После этого производилась протяжка диаграммной бумаги в течение 1–1,5 мин. Как показали измерения, уход показаний прибора в течение дня не превышал 2–3% (в отн. ед.)

Были испытаны все имеющиеся фольги: кадмий, серебро, родий, тулий, индий и тантал. Как показали результаты измерений, все фольги дают приблизительно одинаковый прирост скорости счета по

сравнению с НГК. Кадмий дает большой прирост скорости счета на "пустых" породах, т.е. позволяет выделять безрудные участки. При использовании сразу нескольких фольг прирост становится еще более значительным.

На рис. 1 приведены диаграммы НГК и ННК-р по скважине диаметром 79 мм. Из рисунка видно, что НГК менее четко выделяет бор-содержащие породы, чем ННК-р. Диаграмма НГК дифференцирована слабо. На ней выделяются лишь участки с низкими содержаниями бора в интервалах глубин 15-17, 29-30 и 31,5-32,5 м. Наиболее отчетливо по НГК выделяются кварц-кальцитовые породы (интервал 29,3-30,1 м).

Диаграммы ННК-р дают возможность расчленить разрез более подробно. Так, по кривой 3 хорошо прослеживается участок волластонит-датолитовых скарнов, выделенный по керну в интервале 14,9 - 16,9 м. В интервале глубин 18,2-31,2 м., выделенном по керну как волластонит-датолитовый скарн с гранатом и геденбергитом, ННК-р выделяет несколько участков с пониженным содержанием бора: в интервалах глубин 22-23, 24,5-26,0, 26,5-27,0 м. Кварц-кальцитовая порода в интервале 29,3-30,1 м выделяется по ННК-р большим максимумом. На участке 31,2-33,3 м, в гранатовом скарне с небольшим количеством кварца, кальцита и датолита ННК-р выделяет в верхней части зону с пониженным содержанием бора. Сравнивая кривую ННК-р с геологической колонкой можно видеть, что по этой кривой хорошо отбиваются все геологические границы. Диаграммы ННК-р в целом коррелируются с данными кернового опробования (кривая 4).

На рис. 2 показаны кривые ННК-р для зондов различной величины. Наиболее четко выделяют "пустую" породу зонды 25 и 30 см. Авторы за оптимальный размер зонда выбрали величину в 25 см (кривая 2). Эти результаты получены на скважине диаметром 79 мм.

Для того, чтобы выяснить влияние рассеянного и захватного гамма-излучения, идущего из скважины, проводились измерения по НГК и ННК-р со свинцовым экраном толщиной 7 мм и без него. Установлено, что наличие свинца снижает "фон", примерно в два-три раза, а пики, обусловленные "пустыми" породами почти не уменьшают свою величину по отношению к уровню этого фона.

В распоряжении авторов имелись кристаллы иодистого натрия диаметром 18 мм и длиной 40, 50 и 63 мм. Измерения показали, что

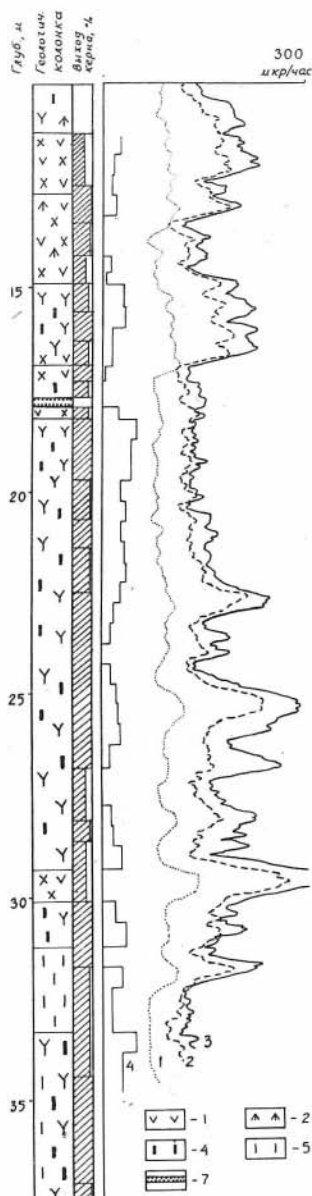


Рис. I Сопоставле-
ние диаграмм НГК и ННК-р:
I-НГК, 2 - ННК-р (фольга
из серебра), 3 - ННК-р
(фольги: кадмий, родий,
индий, серебро, тантал,
тулий), 4 - содержание бо-
ра в условных единицах.

Условные обозначения:

I - кварц, 2 - геденбер-
гит, 3 - кальцит, 4 - да-
толит, 5 - гранат, 6 -
волластонит, 7 - продуши-
на.

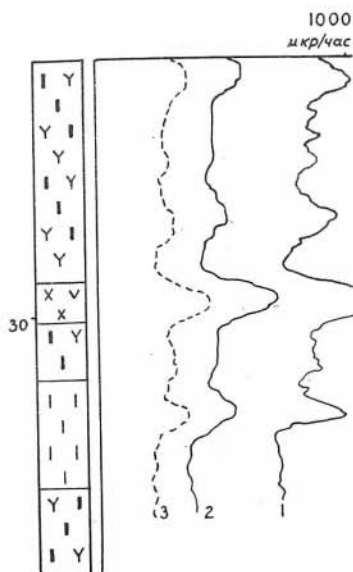


Рис. 2 Диаграммы ННК-р для различных зондов (фольги из серебра и кадмия). Диаметр скважины 79 мм): 1 - зонд 20 см, 2 - 25 см, 3 - 30 см.

наиболее четкая дифференциация разреза наблюдается при использовании кристалла длиной 63 мм (см. рис. 3).

Далее рассмотрим диаграммы ННК-р с использованием указанного выше набора фольг по скважинам при замерах на зонде 25 см.

На рис. 4 приведены диаграммы ННК-р по скважине диаметром 59 мм. По кривой 1 выделяются зоны с повышенным содержанием бора в гранат-геденбергит-датолитовом скарне (интервал глубин 12,5-14,4 м), а также в гранат-датолитовом скарне в интервале глубин 15,3-19,2 м. Мраморизованный известняк (интервал 14,4-15,3 м) выделяется по ННК-р четким максимумом. Также четко выделяется контакт между гранат-датолитовым скарном и скарнированными известняками на глубине 19,2 м. Кривая 2 отмечает зоны с высокими содержаниями бора глубокими минимумами и может быть использована для уточнения разреза.

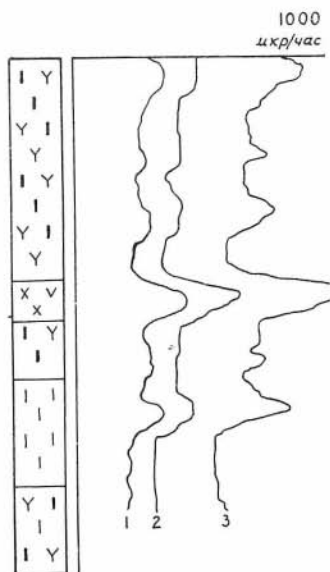


Рис. 3 Диаграммы ННК-р для кристаллов различной длины (мм): 1 - 40, 2 - 50, 3 - 63.

На рис. 5 приведены диаграммы ННК-р по другой скважине диаметром 59 мм. Зоны с повышенными содержаниями бора в интервале глубин 0-7 м, а также в интервале 12,3-15,0 м отмечаются глубокими минимумами. Кварц-кальцит-дабололитовая порода, выделенная по керну в интервале 4,3-5,5 м, отмечается по ННК-р небольшими максимумами. Безрудный участок 7,0-12,3

м выделяется на кривых максимумами: внутри этого участка по кривой ННК-р выделяется участок борсодержащих пород в интервале глубин 10,3-11,5 м. Небольшим пиком отмечается участок с пониженным содержанием бора в интервале глубин 13,6-14,4 м.

Диаграммы ННК-р 1 и 2 имеют хорошую сходимость по конфигурации и хорошо коррелируются с кривой 3 (содержание бора по керну).

На третьей скважине диаметром 59 мм по ННК-р (рис. 6) хорошо выделяется зона с повышенным содержанием бора в интервале глубин 2,4-17,9 м. Контакт между геденбергит-гранат-дабололитовыми и кальцитовыми породами на глубине 17,9 м отбивается по ННК-р также четко.

На рис. 7 приводится кривая ННК-р по скважине диаметром 168 мм. На этом рисунке разрез дифференцируется менее резко. Это связано с тем, что скважина имеет гораздо больший диаметр, чем предыдущие скважины. Однако, по кривой рис. 7 все же можно выделить безрудные участки в интервале глубин 6,5-7,5 и 12,0-13,0 м.

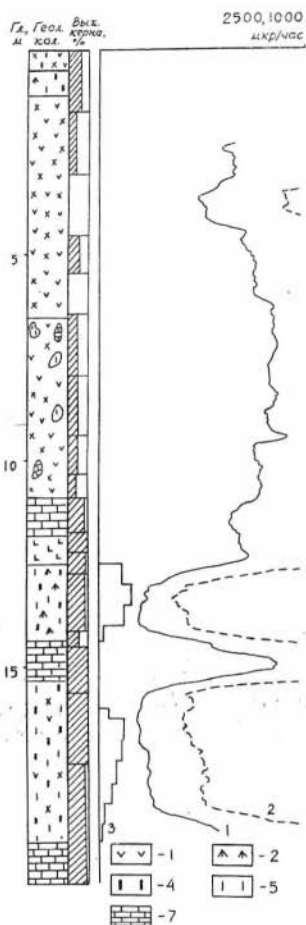


Рис. 4 Диаграммы ННК-р, записанные в диапазоне 2500 (1) и 1000 (2) для содержаний бора в условных единицах (3). Условные обозначения: 1 - кварц, 2 - геденбергит, 3 - кальцит, 4 - датолит, 5 - гранат, 6 - андезитовый порфир, 7 - известняк.

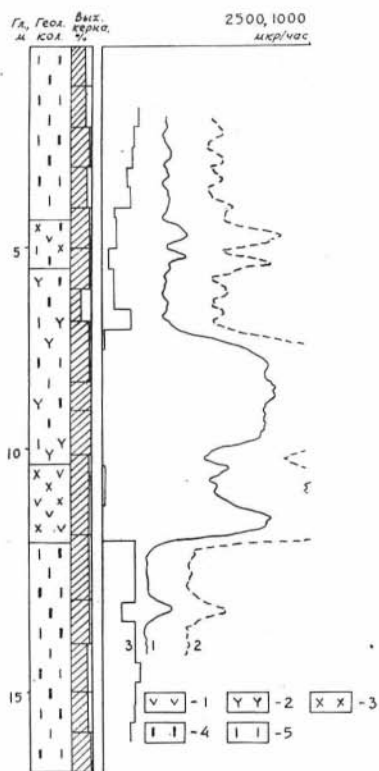


Рис. 5 Диаграммы ННК-р, записанные в диапазоне 2500 (1) и 1000 (2) для содержаний бора в условных единицах (3). Условные обозначения: 1 - кварц, 2 - волластонит, 3 - кальцит, 4 - датолит, 5 - гранат.

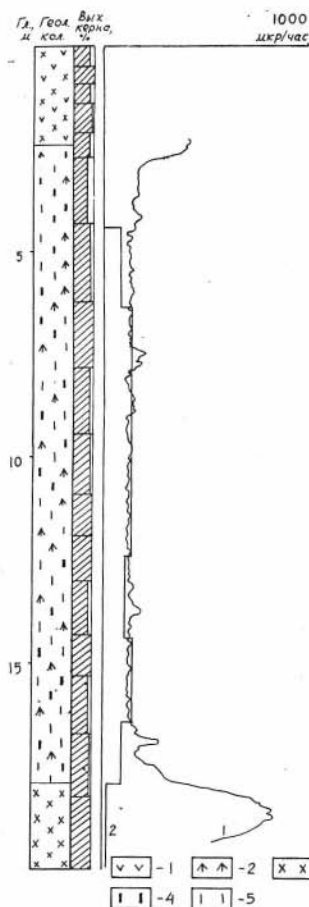


Рис. 6 Диаграмма ННК-р (1) и содержание бора в условных единицах (2). Условные обозначения: 1 - кварц, 2 - геденбергит, 3 - кальцит, 4 - датолит, 5 - гранат.

Проводились также измерения на эксплуатационных скважинах диаметром 190 мм, по которым было установлено, что по ННК-р можно выделять контакты между породами с различным содержанием бора. Таким образом, ННК-р позволяет проводить выделение боросодержащих участков по разрезу скважин гораздо лучше, чем НГК. Для прибора, применяемого авторами, наиболее хорошие результаты получены для скважин диаметром 59 мм. В скважинах большего диаметра выделение боросодержащих пород может проводиться с несколько меньшей достоверностью.

Количественные определения бора из-за ограниченного количества опробованных по керну скважин проводились только для скважин диаметром 59 мм. Для построения градуировочной кривой по скважине та-

кого диаметра был отобран керн с интервалом 0,5 м, затем на основе анализа керна было выбрано 9 точек с различными содержаниями бора: 0,0, 0,23, 1,69, 3,4, 6,6, 9,55, 11,6, 13,4 и 16,5% B_2O_3 . При выборе точек учитывалась представительность каждого участка в зависимости от его протяженности и выхода керна (не менее 90%).

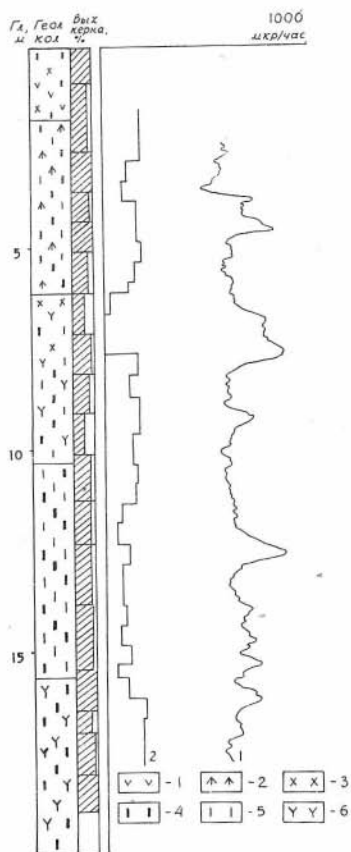


Рис. 7 Кривая ННК-р (1) и содержание бора в условных единицах (2). Условные обозначения: 1 - кварц, 2 - геденбергит, 3 - кальцит, 4 - датолит, 5 - гранат, 6 - волластонит.

Градуировочная кривая строилась по осредненным значениям показаний семи каротажных диаграмм (см. рис. 8).

В последующем эта кривая использовалась для определения бора в других скважинах того же диаметра. В этих скважинах также был отобран керн с таким же интервалом. По нескольким каротажным диаграммам были определены средние значения показаний для участков скважины, выбранных по геологической колонке. Затем по этим данным были определены значения концентраций бора, соответствующие показаниям прибора и сопоставлены с данными опробования керна.

Результаты обработки показали, что средняя относительная погрешность определения бора составляет $\pm 10\%$.

Для того, чтобы выяснить сходимость в определении средних содержаний бора по керну и по ННК-р в целом по скважине, были подсчитаны средние взвешенные содержания по данным опробования керна (\bar{P}) и по ННК-р (\bar{P}). Значения \bar{P} и \bar{P} определялись по мето-

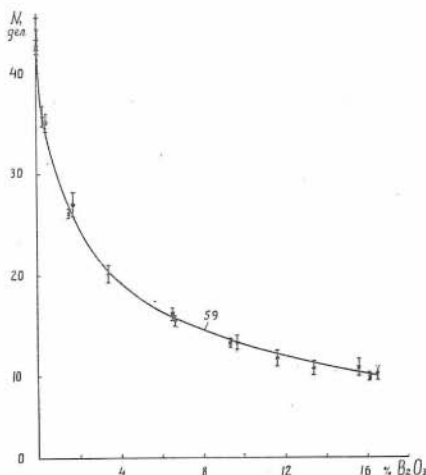


Рис. 8 Градуировочная кривая по скважине диаметром 59 мм.

$$\bar{p} = \frac{\sum p\ell}{\sum \ell}, \quad \bar{p}' = \frac{\sum p'\ell'}{\sum \ell'} \quad (1)$$

ду, приведенному в работе 1: где p и p' – содержания бора по отдельным пробам (участкам), ℓ , ℓ' – длина пробы (участка). Причем, при определении \bar{p} значения p соответствовали данным анализов кернa, а p' – определялись по градуировочной кривой рис. 8. Значения ℓ соответствовали длине пробы, ℓ' – длина участка каротажной кривой, к которому относится p' . В результате сопоставления данных анализов кернa и ННК-р было установлено, что среднее взвешенное содержание бора, определенное по испытуемой скважине по ННК-р, определяется с относительной погрешностью $\pm 6\%$.

Таким образом, ННК-р может быть использован для количественного определения бора в скважинах диаметром 59 мм. Определение бора в скважинах большего диаметра может быть осуществлено при увеличении мощности применяемого источника и при улучшении геометрии измерений. В частности, результаты измерений в скважинах диаметром 210 мм излагаются в следующей статье.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Крейтер В.М. Поиски и разведка месторождений полезных ископаемых. М., Гостгеолтехиздат, 1961.

Б.С. Вахтин, В.С. Иванов, В.И. Семенов,
Е.М. Филиппов

К ВОПРОСУ О КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ ННК-р С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭВМ

Для определения бора в условиях сильного рассеяния нейтронов - в скважинах диаметром 210 мм - параметры и геометрия глубинного прибора, описанного в предыдущей статье, являются не вполне благоприятными.

С целью компенсации потерь нейтронов в полости скважин большого диаметра и предотвращения снижения точности измерений, проведены следующие мероприятия: использовался более мощный источник нейтронов - с выходом $4,3 \cdot 10^6$ нейтр/сек; увеличен размер зонда до 35 см; увеличена толщина наружного свинцового экрана до 20 мм, что позволило уменьшить общую интенсивность гамма-излучения самой скважины приблизительно на порядок; в качестве регистрирующего прибора использовался автоматический потенциометр ПАСК-8, входящий в комплект каротажной станции АЭКС-900.

Для проверки стабильности аппаратуры применялись калибраторы; стабильность ПАСКа проверялась с помощью эталонированного постоянного напряжения; стабильность измерительного тракта - на проверочном каротажном устройстве (ПКУ). ПКУ представляет собой полый цилиндр длиной 120 см с двойными стенками, пространство между которыми залито парафином (~ 25 мм). Внутренний диаметр трубы 160, наружный - 215 мм. Цилиндр устанавливается на подставки высотой 50 см над поверхностью земли. Глубинный прибор перед измерениями на каждой скважине помещается в ПКУ в строго определенное фиксированное положение, при этом наружный свинцо-

вый экран находился в рабочем положении. При размещении глубинного прибора в указанном выше положении показание интенсивметра составляло более 80% шкалы на выбранном рабочем поддиапазоне.

Для того, чтобы проводить по скважинам количественные определения бора необходимо построить градуировочную кривую по измерениям на нескольких опорных скважинах с известным содержанием бора. Для этой цели было подготовлено 5 скважин. Сначала они были пробурены на диаметр 59 мм, опробованы по керну с интервалом 0,5 м, а затем перебурены на диаметр 210 мм и опробованы по шламу с интервалом 2,0 м.

В связи с тем, что данные кернового опробования, используемые для характеристики скважин диаметром 210 мм, фактически характеризуют скважины диаметром 59, возникли некоторые несоответствия данных керна и диаграмм ННК-р. Эти несоответствия проявились затем при определении погрешностей построения градуировочных кривых.

При выборе точек, по которым строилась градуировочная кривая (далее эти точки будут называться узловыми), учитывалась представительность выбранного участка (выход керна не менее 70%, равномерность оруденения по описанию керна), также принимался во внимание вид участка каротажной диаграммы.

Часть точек для градуировки была выбрана заранее по геологической колонке скважины и данным кернового опробования и на этих точках делались измерения при неподвижном положении прибора в скважине на заданной глубине: проводилась протяжка диаграммной бумаги в течение 1-1,5 мин, в масштабе записи 1:500, т. е. при записи получали "площадку" длиной 8-10 см, соответствующую около 100 некоррелированным отсчетам. Эти измерения проводились при строгом фиксированном положении станции АЗКС-900 на определенном месте; все точки выбирались на предварительно полученной диаграмме ННК-р; установка глубинного прибора в скважине против выбранного участка проводилась визуально по меткам на кабеле и контролировалась по показаниям прибора. Таких точек всего было выбрано 21 шт. (см. табл. I).

Для каждой совокупности отсчетов вычислялось среднее значение показания прибора. Отсчеты считывались с каротажной диаграммы через 0,1 м глубины скважины и к этому значению относилась соответствующая этой глубине концентрация бора.

Таблица I

Точки использованные для построения
градуировочных кривых

№ скв.	№ точки	Выход кер- на, %	B ₂ O ₃ , %	Состояние скважины
662	I	90	0,23	Сухая
	2	80	18,0	"
	3	90	18,0	"
	4	90	18,65	"
663	5	90	10,5	Обводн.
	6	80	10,2	"
	7	80	19,25	"
	8	90	1,24	Сухая
	9	70	15,4	"
664	10	90	3,39	Обводн.
	11	90	1,31	"
	12	90	3,20	"
	13	90	1,49	"
	14	100	10,2	Сухая
665	15	90	5,0	Обводн.
	16	90	5,93	"
	17	80	4,76	"
666	18	90	13,8	Обводн.
	19	90	17,65	"
	20	80	18,3	"
	21	100	6,8	Сухая

Кроме того 15 точек для градуировки было выбрано непосредственно по диаграммам после проведения ННК-р (см. табл. 2).

Для каждой выбранной точки определялось среднее значение показаний прибора для всех измерений по скважинам и относилось к данной концентрации бора.

Таблица 2

Точки, использованные для построения
градуировочных кривых

№№ скв.	№ точки	Выход керна, %	B ₂ O ₃ , %	Состояние скважины
662	22	90	10,35	Сухая
	23	90	10,8	"
663	24	80	14,0	Обводн.
	25	80	18,5	"
	26	80	16,75	"
664	27	70	1,51	Сухая
	28	80	2,6	Обводн.
	29	70	1,31	"
	30	80	1,68	"
665	31	100	5,64	Сухая
	32	90	12,2	Обводн.
666	33	90	10,2	Сухая
	34	70	16,1	"
	35	80	20,3	Обводн.
	36	90	18,4	"

Для построения градуировочной кривой первоначально необходимо было выяснить функциональную зависимость между интенсивностью регистрируемого излучения и содержанием бора.

Аналитическое выражение для градуировочной кривой находилось в классе степенных полиномов и экспоненциальных функций.

В классе степенных полиномов градуировочная кривая аппроксимировалась выражением вида:

$$P = A_0 + A_1 N + A_2 N^2, \quad (1)$$

а для класса экспоненциальных функций

$$P = B_1 e^{-\lambda_1 N} + B_2 e^{-\lambda_2 N}, \quad (2)$$

где P — содержание бора, N — интенсивность регистрируемого излучения, A_0, A_1, A_2, B_1, B_2 — искомые параметры.

Нахождение неизвестных параметров проводилось по методу наименьших квадратов, приведенному в [1], при этом измерения в узловых точках считались равноточными с нормальным законом распределения ошибок измерений.

Для выражения (1) нахождение коэффициентов A_0, A_1, A_2 сводится к решению системы трех линейных уравнений, которые решались методом Гаусса. Нахождение параметров λ_1 и λ_2 формулы (2) приводит к системе двух нелинейных трансцендентных уравнений, которые решались методом итераций.

Градуировочные кривые рассчитывались отдельно для обводненных и сухих участков скважин. Расчеты проводились на ЭВМ "Мир" и М-222.

Погрешность M построения градуировочных кривых в узловых точках рассчитывалась по формуле для систематической ошибки:

$$M = \frac{\sum_{i=1}^n (F_i - P_i)}{n}, \quad (3)$$

где F_i — значение содержания бора по данным опробования керна P_i — то же по градуировочной кривой, n — число узловых точек.

Значения M приводятся в табл. 3. Хотя значения M для случая аппроксимации функции в виде полинома несколько меньше, чем для экспоненты (для обводненной скважины), первая функция не выражает физической сущности исследуемого процесса: она неоднозначна для области концентраций ниже 3% B_2O_3 . В области кон-

концентраций выше 5% B_2O_3 обе функции могут быть использованы для выражения зависимости измеряемой интенсивности от концентрации бора.

Таблица 3

значения абсолютных расхождений M для точек,
по которым строилась градуировочная
кривая

№ п/п точек	Обводненная			Сухая	
	$B_2O_3, \%$	Для экс- поненты	Для по- линома	$B_2O_3, \%$	Для экс- поненты
I	1,49	0,50	0,6	1,51	1,17
2	1,68	0,56	0,48	6,8	1,25
3	2,6	0,54	1,49	10,2	4,78
4	3,2	3,05	2,66	10,4	2,96
5	10,35	1,80	2,52	10,8	0,62
6	12,2	0,42	1,14	15,4	0,22
7	13,8	1,55	2,04	16,1	0,57
8	14,0	4,11	3,53	18,0	4,84
9	16,75	0,77	0,38	18,65	4,15
10	18,3	1,89	1,58		
11	18,4	2,19	1,84		
12	18,5	0,34	0,15		
13	18,9	0,44	0,11		
14	19,2	0,91	0,38		
15	19,25	0,64	0,17		
16	20,3	0,09	0,52		

В дальнейших расчетах авторами принималась экспоненциальная аппроксимация.

Дисперсия оценки систематической ошибки рассчитывается по

формуле:

$$D_M = \frac{\sum_{i=1}^n (F_i - P_i)^2}{n(n-1)} \quad , \quad (4)$$

а случайной ошибки - по формуле:

$$D = \frac{\sum_{i=1}^n (F_i - P_i)^2}{n} \quad . \quad (5)$$

В табл. 4 приводятся значения некоторых рассчитанных параметров. Для обводненных участков скважин значения D_M и D примерно одинаковы для обеих видов аппроксимирующих кривых. В условиях сухих скважин, где условия замедления нейтронов хуже, величины дисперсии возрастают. Коэффициенты λ_1 и λ_2 , характеризующие скорость убывания экспоненты в зависимости от концентрации бора, близки по величине для обводненной скважины в области низких концентраций (λ_1) и значительно различаются для высоких (λ_2).

Таблица 4

Значения некоторых параметров аппроксимирующих функций

Аппроксимирующая функция	D_M	D	λ_1	λ_2
Полином (обводненная скважина)	0,17	2,7	-	-
Экспонента (обводненная скважина)	0,18	2,9	0,05	0,014

Продолжение таблицы 4

Аппроксимирующая функция	D_M	D	λ_1	λ_2
Экспонента (сухая скважина)	1,36	4,58	0,06	0,047

Для оценки точности построения градуировочных кривых ННК-р по данным кернового опробования производилось сопоставление усредненных по двухметровым интервалам данных кернового опробования и аналогичных значений концентраций бора, рассчитанных по диаграммам ННК-р для каждой опорной скважины с использованием полученной градуировочной кривой. Расчеты производились на ЭВМ "Мир" по методике Н.В. Барышева, описанной в работе [1]:

При этом оценивались следующие параметры:

$$\mu_x = \frac{\sum x}{n}, \quad \mu_y = \frac{\sum y}{n}$$

$$\bar{\alpha}_x = \sqrt{\frac{\sum \alpha_x^2}{n}}, \quad \bar{\alpha}_y = \sqrt{\frac{\sum \alpha_y^2}{n}},$$

$$m_x = \frac{\alpha_x}{\sqrt{n}}, \quad m_y = \frac{\alpha_y}{\sqrt{n}},$$

$$r = \frac{\sum \alpha_x \alpha_y}{\sqrt{\sum \alpha_x^2 \cdot \sum \alpha_y^2}}, \quad m_r = \frac{1-r}{\sqrt{n}}, \quad f = \frac{\mu_x}{\mu_y},$$

$$t = \frac{\mu_y - \mu_x}{\sqrt{m_x^2 + m_y^2 - 2 m_x m_y r}}, \quad \alpha_f = \pm \frac{t}{\mu_y} \sqrt{m_x^2 - 2 r m_x m_y \frac{\mu_x}{\mu_y} + m_y^2 \left(\frac{\mu_x}{\mu_y} \right)^2}.$$

Здесь n - количество участков сопоставления, x - содержание бора по ННК-р, y - то же по керну, μ_x и μ_y - среднее содержание по ННК-р и по керну, σ - отклонение от среднего содержания, m - средняя квадратическая ошибка среднего μ , r - коэффициент корреляции содержания определяемого компонента, t - коэффициент вероятности, зависящий от количества проб, f - среднее значение систематической ошибки при установленном коэффициенте вероятности, α_f - степень точности, определения значения систематической ошибки.

Некоторые рассчитанные параметры приводятся в табл. 5.

Таблица 5

Результаты сопоставления данных ННК-р и
кернового опробования по опорным скважинам

№ скв.	m_x	m_y	r	m_r	t	f	α_f
662	1,44	1,49	0,92	0,027	3,03	0,87	0,83
663	1,65	1,82	0,94	0,021	0,408	1,025	0,125
664	1,19	0,84	0,70	0,095	0,312	2,01	0,925
665	1,29	0,590	0,38	0,207	2,916	1,693	0,515
666	1,19	0,93	0,46	0,19	0,153	1,013	0,169

Анализ таблицы показывает, что средние квадратические ошибки m_x определения среднего содержания по ННК-р имеют несколько большие абсолютные значения аналогичных ошибок кернового опробования. Коэффициент корреляции r близок к единице для двух скважин (№№ 662 и 663), имеет значение 0,7 для скважины № 664 и составляет величину 0,4-0,5 для скважин №№ 665 и 666. Величина систематической ошибки f колеблется от 0,87 до 2,01, а с учетом степени точности ее определения ($f + \alpha_f$) - от 1,1 до 2,9.

Расхождение результатов ядерно-геофизического метода опробования с опробованием по керну можно объяснить различием самой

сущности этих методов: при опробовании по керну среднее содержание по одной пробе распространяется на весь объем; при ядерно-геофизическом – происходит усреднение измеряемого параметра по объему, определяющемуся глубинностью метода.

Построенные градуировочные кривые (рис. 1) были использованы для определения бора по девятнадцати скважинам, опробованных по шламу с интервалом 2,0 м. На рис. 2 приведены сопоставления этих данных с данными ННК-р, определенными по однометровым интервалам. Всего проведено сопоставление по 81 двухметровому участку.

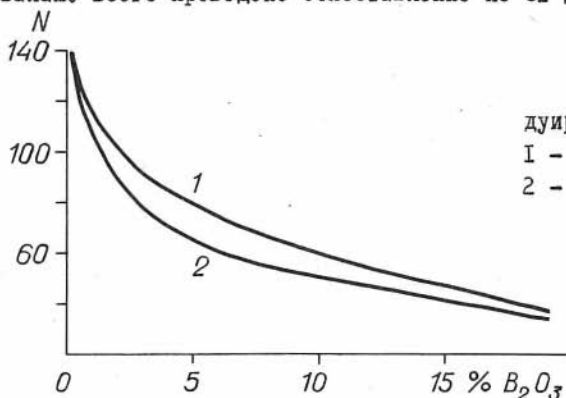


Рис. 1. Градуировочные кривые ННК-р;
1 – для сухой скважины,
2 – для обводненной.

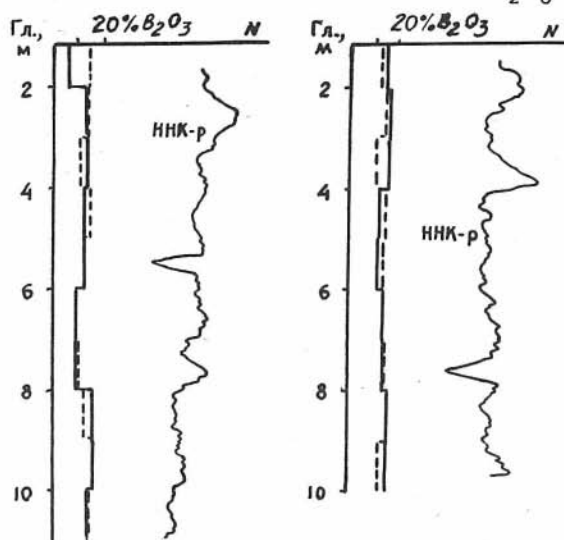


Рис. 2.
Сопоставление
данных шламового
опробования
(сплошные линии)
и ННК-р (пунктир-
ные).

Для большинства скважин сходимость данных ННК-р и шламового опробования удовлетворительная; некоторые значительные расхождения можно объяснить как ошибками в определении бора по шламу, так и погрешностями ННК-р.

Относительная погрешность определения среднего взвешенного содержания бора по всем девятнадцати скважинам составляет около 5% в сторону занижения содержания бора. Кроме того, по диаграммам ННК-р выделяются отдельные рудные и безрудные интервалы длиной не менее 0,4–0,5 м. В ряде случаев по ННК-р можно выделить контакты между породами с различным содержанием бора или между разновидностями пород.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Борзунов В.М. Месторождения нерудных полезных ископаемых, их разведка и промышленная оценка. М., "Недра", 1969.
2. ЩигOLEB Б.М. Математическая обработка наблюдений., М., "Наука", 1969.

Б.С. Вахтин, В.С. Иванов, В.И. Семенов

ИНТЕНСИМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ БОРСОДЕРЖАЩИХ ПОРОД В СКВАЖИНАХ

Регистрация и изучение спектров гамма-излучения как естественного, так и возникающего под действием какого-либо первичного излучения, позволяет проводить идентификацию различных элементов по периодам полураспада образующихся изотопов и энергиям их излучения, или судить в целом о вещественном составе исследуемой среды [4]. Эти данные особенно важны для горно-обогатительной службы, так как технология извлечения полезного компонента в основном обуславливается вещественным составом пород.

Авторы настоящей работы ставили своей целью выяснить возможности интенсиметрической и спектрометрической методик при изучении борсодержащих пород. Для этих целей в скважинах проводилось три вида непрерывного каротажа: гамма-каротаж (ГК), нейтронный гамма-каротаж (НГК) и нейтронно-резонансный каротаж (ННК-р). Кроме того, по отдельным выбранным точкам скважин проводился точечный (дискретный) каротаж: спектрометрический гамма-каротаж (СГК), каротаж наведенной гамма-активности (НАК), точечный НГК.

Изучение спектров СГК поможет выявить присутствие в породах естественных радиоактивных элементов — урана, тория или калия (см. табл. I), встречающихся в рассеянном состоянии практически во всех типах пород — изверженных, эффузивных, осадочных и метаморфических [3]. Идентификация какого-либо радиоактивного элемента может оказать существенную помощь при определении вещественного состава пород. Так, уран и торий могут присутствовать в гранатизированных породах в виде акцессорных минералов; калий входит в состав андезитовых и диабазовых порфириров.

По НАК можно выделять элементы, образующие радиоактивные изотопы при захвате тепловых и быстрых нейтронов (см. табл. 2).

Таблица I

Главнейшие естественные радиоактивные элементы

№№ пп	Элемент (гамма- излуча- тели)	Энергия гамма-квантов (выход %)
1	Уран (RaC)	0,609(68), 1,12(20), 1,76(22), 2,2(6)
2	Торий ($MsTh_2$, ThC)	0,90(24), 0,96(13), 1,58(12), 2,62(35)
3	Калий ($K-40$)	1,46(12)

Таблица 2

Параметры некоторых элементов, активирующихся
под действием тепловых и быстрых нейтронов

№№ ПП	Изотопы элемента	Распро- странен- ность, %	Сечение актива- ции, $\text{см}^2/\text{г}$	Период полу- распа- да изо- топа	Энергия гамма- квантов в МэВ, (выход на распад ядра в %)
<u>По тепловым</u>					
1	Магний-26	11,17	$7,05 \cdot 10^{-5}$	9,5 мин.	0,834(70), 1,01(30)
2	Алюминий-27	100	$4,7 \cdot 10^{-8}$	2,3 мин.	1,78(100)
3	Кремний-30	3,09	$6,73 \cdot 10^{-5}$	2,64 час.	1,26(0,07)
4	Кальций-48	0,185	$2,55 \cdot 10^{-5}$	8,75 мин.	3,1(90); 4,05(10)
5	Марганец-55	100	$1,5 \cdot 10^{-1}$	2,58 час.	0,84(99,7); 1,8(33,3) 2,1(17,5)
<u>По быстрым</u>					
6	Кремний-28	92,27	$7,9 \cdot 10^{-5}$	2,3 мин.	1,78(100)
7	Кремний-29	4,68	$2,6 \cdot 10^{-6}$	6,5 мин.	1,28(94); 2,43(6)

С учетом распространенности активирующихся изотопов, приведенных в табл. 2 элементов, а также концентраций этих элементов в изучаемых породах, можно сказать, что этим методом могут быть выделены кремний, алюминий, марганец и, возможно, кальций [2, 3].

Спектры гамма-излучения радиационного захвата нейтронов могут дать информацию о наличии основных породообразующих элементов (см. табл. 3).

Таблица 3

Параметры некоторых элементов, вступающих
в реакцию (n, δ)

№ пп	Элементы (изотопы- мишени)	Распро- странен- ность, %	Массовое макроско- пическое сечение, $\text{см}^2/\text{г}$	Энергии наиболее ха- рактерных гамма-линий в МэВ (выход квантов 100 нейтронов)
1	Водород-I	99,98	0,199	2,23(100)
2	Магний-24	78,6	$8,55 \cdot 10^{-4}$	3,92(47), 2,82(24), 3,05(9)
3	Магний-25	10,11	$6,63 \cdot 10^{-8}$	8,15(3)
4	Алюминий-27	100	$5,11 \cdot 10^{-8}$	7,72(35), 3,02(15), 4,79(9)
5	Кремний-28	92,27	$1,72 \cdot 10^{-8}$	4,93(60), 3,54(47), 6,4(9)
6	Кальций-40	96,97	$3,3 \cdot 10^{-8}$	1,94(39), 6,41(22), 2,0(12,7), 4,42(12,3)
7	Марганец-55	100	0,144	7,26(12,3), 5,03(9,3) 7,04(9,1)
8	Железо-56	91,68	$2,89 \cdot 10^{-2}$	7,64(31,5), 5,92(8,7), 6,03(7,9), 1,72(6,4), 1,63(6,1)

Для проведения ГК и НГК применялся каротажный радиометр ПРКС-2 с самописцем Н-36I, а ННК-р - каротажная станция АЗКС-900 с автоматическим потенциометром ПАСК-8.

Для регистрации спектров СГК, НАК и точечного НГК применялся разработанный и изготовленный в лаборатории глубинный спектрометрический снаряд и стандартный анализатор импульсов АИ-128.

Детектирование гамма-квантов осуществлялось с помощью сцинти-блока, состоящего из спектрометрического кристалла иодистого натрия размером 63 х 63 мм (разрешение по цезию-137 около 13%) и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-82. Наружный диаметр глубинного снаряда составлял 130 мм. Блок-схема снаряда и измерительного тракта в особых пояснениях не нуждаются (см. рис. 1).

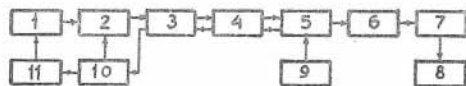


Рис. 1 Блок-схема скважинного спектрометра: 1 - сцинти-блок, 2 - эмиттерный повторитель, 3, 5 - схемы разделения постоянной составляющей и сигнала, 4 - коаксиальный кабель, 6 - аттенуатор, 7 - анализатор импульсов АИ-128, 8 - цифроречащее устройство, 9 - источник постоянного напряжения, 10 - стабилизатор постоянного напряжения, 11 - высоковольтный преобразователь.

При проведении непрерывного каротажа (ГК, НГК и ННК-р) скорость подъема снаряда составляла 120-180 м/час. Время набора спектров SGK составляло 16 мин, точечного НГК - 8 мин. При проведении НАК время активации было выбрано равным 35 мин (примерно пяти периодам полураспада кальция-49, образующегося из кальция-48); длительность паузы равнялась 1 мин; время измерения наведенной активности - 32 мин. Следовательно, времена активации и измерения были достаточны для того, чтобы обнаружить основные породообразующие элементы - кремний, алюминий, марганец, магний, кальций, активирующиеся под действием как тепловых, так и быстрых нейтронов. Размер зонда для точечного НГК составлял 35 см. При проведении НАК детектор был удален от источника нейтронов на расстояние 2,0 м.

Применяемые плутоний-бериллиевые источники нейтронов имели выход $1 \cdot 10^6$ (точечный НГК) и $4,3 \cdot 10^6$ нейтр/сек (НГК, ННК-р, НАК).

Калибровка АИ-128 осуществлялась с помощью набора образцо-

вых спектрометрических гамма-источников - цезия-137 (энергия гамма-квантов $E = 0,66$ МэВ; кобальта-60 ($E_1 = 1,17$ и $E_2 = 1,33$ МэВ); натрия-88 ($E_1 = 0,908$ и $E_2 = 1,85$ МэВ), а также с помощью плутоний-бериллиевого источника, испускающего при захвате альфа-частиц ядрами бериллия гамма-кванты с энергией 4,43 МэВ.

Точки выбирались, исходя из данных геологической колонки и диаграмм ГК, НГК и ННК-р.

На рис. 2 приводятся диаграммы по одной из скважин. По диаграмме ГК максимумом отмечаются андезитовые порфиры в интервале глубин 5,8-6,5 м. Повышение интенсивности гамма-излучения можно объяснить присутствием в этих породах калия в количествах

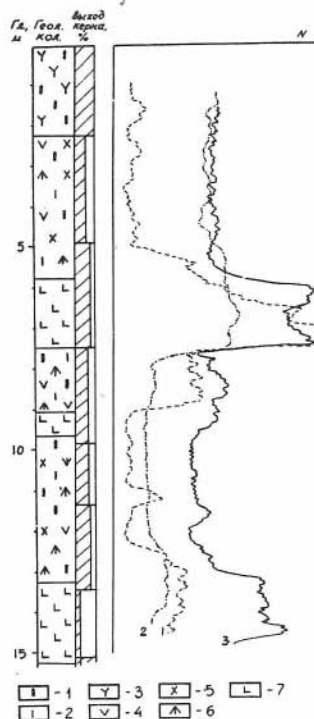


Рис. 2 Диаграммы ГК (1), НГК(2) и ННК-р (3). Породы: 1 - даюлит, 2 - гранат, 3 - волластонит, 4 - кварц, 5 - кальцит, 6 - геденбергит, 7 - андезитовые порфиры.

от 2 до 6% (по окиси). Природный калий, как известно, содержит изотоп калий-40, являющийся гамма-излучателем. Радиоактивность природного калия эквивалентна приблизительно $2,3 \cdot 10^{-4}$ г равновесного урана, т.е. концентрация калия в этих породах достаточная, чтобы ее обнаружить по ГК.

По диаграмме ГК также можно заметить, что породы, лежащие выше и ниже андезитовых порфиритов, значительно обогащены калием за счет взаимодействия магмы на вмещающие породы. Породы одного и того же состава – датолит-кварц-кальцитовые породы с гранатом и геденбергитом – отмечаются по ГК приблизительно одинаковыми показаниями (см. интервалы глубин 1,4–5,0, 9,0–12,0 м).

Диаграмма НГК выделяет пониженными показаниями борсодержащие породы. Надо отметить, что приведенная здесь диаграмма НГК выбрана из серии диаграмм, полученных с зондами от 25 до 45 см как лучшая, т.е. как наиболее дифференцирующая разрез скважины по нейтронопоглощающим свойствам.

Диаграмма ННК-р (3) позволяет разграничить разрез по скважине более четко. Борсодержащие породы выделяются минимальными показаниями (интервалы глубин 1,4–5,0, 9,6–13,2 м). По диаграмме ННК-р можно также выделить ряд минимумов и максимумов, коррелирующихся с борной минерализацией при сопоставлении с данными кернового опробования.

Породы, не содержащие бора, – андезитовые порфириты – выделяются по ННК-р большими значениями интенсивности.

По диаграммам и колонке было выбрано несколько точек, на которых проводились измерения спектров. На рис. 3а приведены данные СТК и НАК, полученных на точке 1 (глубина 3 м). Здесь представлены датолит-кварц-кальцитовые породы с геденбергитом и гранатом. На спектре естественного гамма-излучения небольшими пиками выделяются все наиболее интенсивные линии радия с энергиями 1,12; 1,39; 1,75 и очень слабо 2,2 МэВ. Урановая минерализация, как уже говорилось выше, связана видимо с гранатовыми породами.

Спектр НАК имеет максимум в области энергий примерно от 1,7 МэВ и ниже, и обусловлен, главным образом гамма-излучением алюминия-28 ($E = 1,78$ МэВ), образующегося при радиационном захвате тепловых нейтронов алюминием-27 и быстрых в реакции (п, р) на кремнии-28.

На точке 2 (глубина 7 м) породы представлены андезитовыми порфиритами. В 0,5 м от этой точки находится контакт между указанными породами и дацит-гранатовыми породами с кварцем, кальцитом и геденбергитом, т.е. последние могут давать определенный вклад гамма-интенсивности при измерении.

По СГК (рис. 3б) также можно проследить основные линии радия. Кроме того, здесь ясно отмечается пик, обусловленный калием (1,46 МэВ). В области энергии 2,5 МэВ также отмечается небольшой максимум, связанный видимо с линией тория ($E = 2,62$ МэВ).

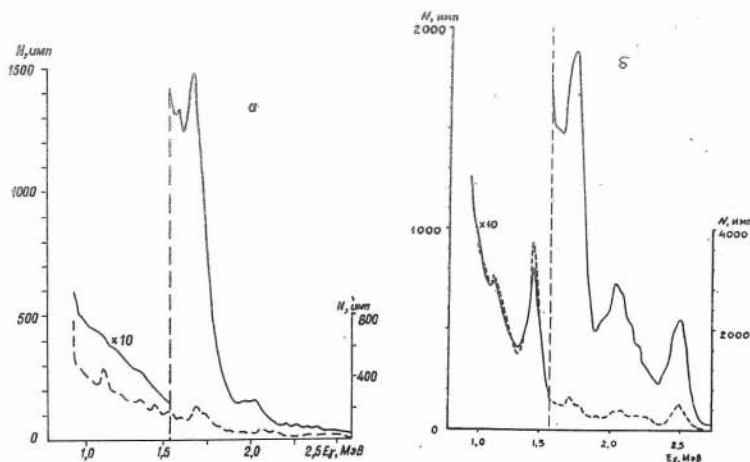


Рис. 3 Спектры СГК и НАК по точкам 1(а) и 2 (б). Пунктирная линия - СГК, сплошная - НАК.

Спектр НАК имеет несколько максимумов. Первый пик целиком обусловлен естественным излучением калия. По абсолютной величине интенсивность гамма-излучения калия здесь в два раза больше, чем при первом виде измерения, что объясняется увеличением времени измерения от 16 до 32 мин. Второй пик в области энергии 1,8 МэВ обусловлен алюминием-28, образующимся, как говорилось выше, из алюминия-27 и кремния-28, и марганцем-56.

Третий пик связан с марганцем ($E = 2,2$ МэВ), который в количествах до нескольких процентов встречается в волластоните. И наконец, последний пик (энергия около 2,5 МэВ) обусловлен алюминием-29, образовавшимся по реакции (п, р) из кремния-29 ($E = 2,43$ МэВ).

По второй скважине ГК (см. рис. 4) выделяет две разновидности пород: низкими показаниями отмечаются известняки (6,0 – 6,5 и 8,5–10,0 м), повышенными – датолит-кварц-кальцитовые породы с геденбергитом и гранатом и датолит-гранат-геденбергитовые породы с кварцем и кальцитом. Диаграмма НГК позволяет разделить породы на борсодержащие (интервалы глубин 1,4–5,4 и 7,0–10,0 м) и не содержащие бора. Диаграммы ННК-р, в общем повторяя конфигурацию диаграмм НГК, дифференцируют разрез сильнее.

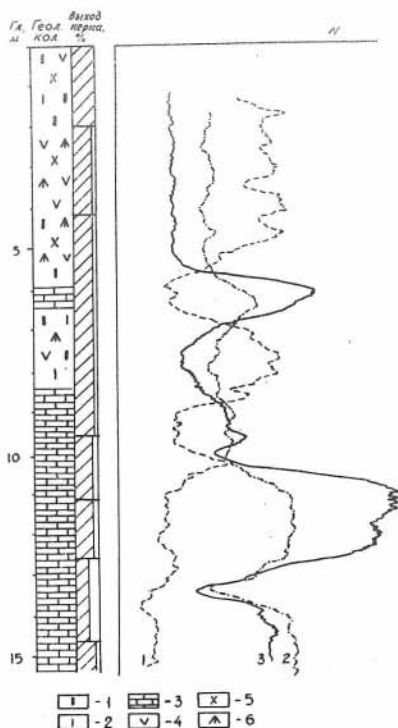


Рис. 4 Диаграммы ГК (1), НГК (2) и ННК-р (3). Породы: 1 – датолит, 2 – гранат, 3 – известняк, 4 – кварц, 5 – кальцит, 6 – геденбергит.

Так, по пику, соответствующему глубине 6,0 м, по методу $1/2 I_{\max} [I]$ можно определить мощность участка с малым содержанием бора: интервал глубин 5,8–6,8 м (по колонке – 6,0–6,5 м). По диаграмме ННК-р также видно, что контакт между датолит-гранат-геденбергитовыми породами и известняками не может быть четким. В интервале 8,5–10,0 м

видимо наряду с известняками встречаются гнезда датолита, граната и других минералов. Этим и объясняется, что показания прибора в этом интервале соответствуют среде, содержащей как известняки, так и борсодержащие породы. В интервале глубины 10,0–12,5 м залегают известняки более менее "чистые".

На рис. 5 приведены данные СГК и НАК, снятые на точке 3. Породы здесь представлены известняками. На спектре естественного гамма-излучения как и на предыдущих точках небольшими максимумами выделяются основные гамма-линии радия. В спектре НАК первый пик соответствует первому пику СГК; второй обусловлен, вероятно, алюминием-28, образовавшимся по реакции (п, р) из кремния-28, который содержится в известняках в количествах до нескольких десятых долей процента.

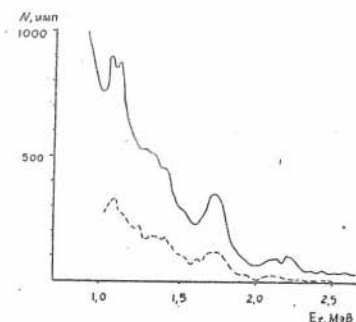


Рис. 5 Спектры СГК (пунктирная линия) и НАК (сплошная линия) на точке 3.

По этой скважине проводился также точечный спектрометрический НГК по трем точкам, соответствующим глубинам 11 м (точка 3, см. выше), 9 и 5 м (соответственно точки 4 и 5). Выбранные точки характеризуют три участка приконтактной зоны; точка 3 – "пустые" породы (известняки), точка 4 – зону контакта и точка 5 – борсодержащие скарированные породы. Концентрации кальция и бора (по окиси) приблизительно равны для точки 3 – соответственно 46 и 2, для точки 4 – 29 и 4 и для точки 5 – 10 и 12%. Из рис. 6 видно, что интегральные значения скоростей счета по всем каналам коррелируются с содержаниями кальция и бора.

Полученные спектрограммы могут быть использованы для выделения некоторых породообразующих элементов. Так, на кривых I и 2

можно выделить линии кальция по небольшим пикам с энергиями 6,41, 5,9, 5,39, 4,42 МэВ; на кривых 1, 2 и 3 — линии алюминия по пикам 4,79, 4,16, 3,88; 3,37, 3,02 и 2,86 МэВ. На кривой 2 в области энергии 2,43 МэВ наблюдается пик, образованный наведенной активностью кремния. На кривой 3 кроме линий кремния и алюминия наблюдается небольшой пик в области 2,2 МэВ, обусловленный видимо марганцем и водородом.

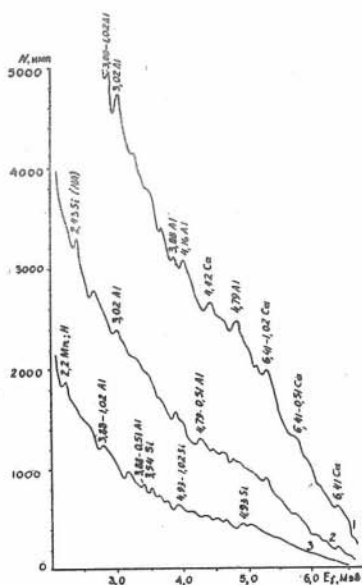


Рис. 6 Спектры точечного НГК: I — глубина, II м., 2 — 9 м, 3 — 5 м.

Таким образом, совместное изучение данных непрерывного и дискретного каротажа может оказать существенную помощь при геологической интерпретации полученных данных. Так, по данным ГК и SGK можно выделить андезитовые порфиры, обладающие повышенной радиоактивностью, но не различаемые по НГК и ННК-р, например, от "пустых" же извест-

няков. Селекция калия-40 по SGK позволит отличить калийсодержащие породы (андезитовые и диабазовые порфиры) от гранатизированных пород, также обладающих повышенной активностью. Данные НАК позволяют выделять главные породообразующие элементы кремний и алюминий, и содержащиеся в породах марганец и магний. Применение более мощного источника нейтронов (с выходом более 10^7 нейтр/сек) даст возможность определять кальций [2].

Спектры точечного НГК дают некоторую информацию о наличии в породах кальция, алюминия, кремния и других элементов. Обработ-

ка спектров точечного НГК с учетом данных о содержании бора, полученных по ННК-р, и о содержании кремния и алюминия, полученных по НАК, поможет проводить в породах определение кальция.

Возможности совместной интерпретации данных различных видов каротажа могут быть расширены при использовании портативной стабильной скважинной аппаратуры и более мощных источников нейтронов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Дажнов В.Н. Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин. Изд. "Недра", М., 1972.
2. Кошелев И.П. и др. Активационный анализ на кальций в скважинах. В сб. "Вопросы разведочной геофизики" Вып. II, Изд. "Недра", Л., 1969.
3. Ларионов В.В. Ядерная геология и геофизика. Гос. научно-техн. изд-во нефтяной и горно-топливной литературы. М., 1963.
4. Филиппов Е.М. Курс ядерной геофизики. Изд. Новосибирского Государственного университета. Новосибирск, 1972.

А.В. Новоселов, Е.М. Филиппов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА НА ПЛОС- КОЙ ПОВЕРХНОСТИ БОРСОДЕРЖАЮЩЕЙ ПОРОДЫ

Определение концентраций бора на плоской поверхности горной породы (в стенках горных выработок, в коренных выходах и т. п.) имеет важное значение при поисках, разведке и разработке этого вида минерального сырья [8, 9, 10]. До сих пор определение бора при этих исследованиях велось с помощью нейтрон-нейтрон-

ного метода на тепловых нейтронах (ННМ-т). С его помощью содержание бора в породах можно определять с сотых и десятых долей процента в зависимости от вещественного состава горных пород. Возможности ННМ-т также ограничиваются и со стороны высоких концентраций бора $\sim 5\%$ [9]. Дальнейшее увеличение бора в породах ведет к выполаживанию градуировочных кривых. Это связано с тем, что при высоких концентрациях бора нейтроны практически полностью поглощаются породой и детектор регистрирует только фоновое излучение.

Поэтому при определении высоких содержаний бора важно разработать методику, основанную на регистрации надтепловых ($\sim 0,1 - 1$ эВ) и других более высоких групп нейтронов. При этом важно также выбрать наиболее оптимальную конструкцию приставного прибора (размеры отражателя нейтронов, длину зонда и т.п.).

Рассматриваемая задача может быть решена экспериментальным или теоретическим путем. Отсутствие детекторов, обеспечивающих надежную регистрацию нейтронов различной энергии, затрудняет получение из эксперимента информации об энергетическом распределении нейтронов. Математическое моделирование в этом отношении имеет преимущества по сравнению с экспериментальными исследованиями. Поэтому для решения поставленной задачи авторы выбрали именно математическое моделирование.

К настоящему времени математическое моделирование применялось применительно к изучению идеализированной борсодержащей среды к цилиндрической геометрией (буровая скважина) [6]. Используемый авторами [6] прием расчета не пригоден к рассматриваемому случаю. Поэтому авторами разработана новая методика моделирования, составлена программа и проведены расчеты.

Постановка задачи

Сущность рассматриваемой задачи сводится к следующему.

На плоской поверхности раздела двух сред: горная порода - воздух (рис. 1) находится точечный изотропный источник нейтронов, помещенный в блок-замедлитель, выполняющий роль отражателя нейтронов и защитного устройства. Часть нейтронов источника инжектируется в породу, взаимодействует с ядрами атомов ее и

регистрируется детектором, расположенным на поверхности раздела сред, на определенном расстоянии от источника. По степени ослабления нейтронного потока, прошедшего через породу и определяется в ней концентрация бора.

Для выбора оптимальных параметров приборов, реализующих НМ, необходимо знать пространственно-энергетическое распределение нейтронов в борсодержащих породах на поверхности раздела сред. В связи с этим рассматривается следующая задача (обратная к задаче НМ — определения содержания бора в естественных условиях).

При вышеописанной экспериментальной схеме предлагаем: точечный изотропный источник моноэнергетичен $E = 5$ МэВ. Эта энергия отвечает максимуму спектрального распределения нейтронов по энергии для реально применяемых ампульных источников. Геометрия задачи — двуслойная бесконечная среда с плоской поверхностью раздела; при этом "верхнее" полупространство физически моделирует воздух, а "нижнее" — горную породу. Имитирующая горную породу среда считается как смесь кальцита и борного минерала дактолита ($\text{Ca}(\text{BOH})\text{SiO}_4$), что в первом приближении отвечает естественным условиям для борных месторождений скарнового типа, с составляющими элементами: водород, бор, углерод, кислород, кремний и кальций. Среда является однородной и рассматривается в шести различных стационарных состояниях для концентраций бора 0,01; 0,5; 1,0; 2,5; 5,0; 6,5 %.

Блок-замедлитель представляет собой полусферу, заполненную парафином ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$; $n \approx 30$). Спектр энергий регистрируемых нейтронов разбит на пять интервалов 0,001÷0,4 эВ; 0,4 ÷ 4 эВ; 4÷10 эВ; 10÷300 эВ; 300÷5 МэВ. Размер зонда является переменной величиной (рассматривается 10 интервалов).

Для сделанных предположений требуется определить коэффициенты ослабления нейтронного потока на поверхности раздела сред в соответствии с концентрациями бора и пространственно-энергетическим спектром и выделить оптимальные параметры установки для их регистрации.

Задача решалась методом Монте-Карло, при этом были приняты следующие допущения:

I. из процессов взаимодействия нейтронов с веществом рассматривались упругое рассеяние, неупругое рассеяние и поглощение;

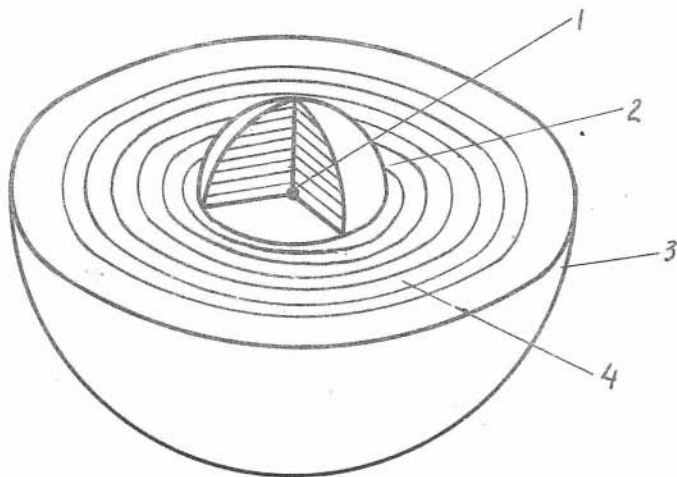


Рис. 1 Геометрическая схема расчета распределения медленных нейтронов в кольцевых слоях на плоской поверхности раздела породы. 1 - источник нейтронов, 2 - парафиновый полусферический отражатель нейтронов, 3 - поглощающая среда (порода), 4 - кольцевой слой.

2. в силу энергетической зависимости вероятностей указанных выше взаимодействий нейтронов с исследуемым веществом допускались следующие предположения:

- а) акт поглощения выражен лишь на ядрах бора;
- б) акты взаимодействия нейтронов с воздухом маловероятны.

3. процесс переноса нейтронов в исследуемой среде рассматривался на расстояниях до 1 м от источника при спектре энергий частиц $10^{-9} \leq E \leq 5$ МэВ;

4. при регистрации нейтронов вклад частиц, не прошедших через исследуемые среды нижнего полупространства не учитывался.

В фазовом пространстве X траекторий выделим область

$$G = (D_1 \cup D_2) \times \Omega \times E,$$

где $D_1 = \{\vec{r}' / x^2 + y^2 + z^2 \leq R_1^2\}$

физически моделирует замедлитель, а

$$D_2 = \{\vec{r}' / x^2 + y^2 + z^2 \leq R_2^2\}$$

моделирует поглотитель (горная порода); Ω - множество всех единичных векторов, характеризующих направление движения частицы;

E - спектр энергий нейтронов, участвующих в процессе переноса

$$E = \{e \in R / e_0 \leq e \leq E_0\}.$$

Здесь R_1, R_2, e_0, E_0 - положительные числа, суть данные задачи. Алгоритм состоит в моделировании цепи Маркова в пространстве траекторий [7]. Первый этап - определение начального состояния X_0 (моделирование источника излучения). В нашем случае - определение начального направления движения частицы $\vec{\Omega}_0$, так как пространственные координаты источника и начальная энергия нейтрона (источник моноэнергетичен) известны. В виду изотропности источника $\vec{\Omega}_0$ находится по известному алгоритму [1].

Пусть определено состояние $X_n = (\vec{r}_n, \vec{\Omega}_n, E_n)$ ($n \geq 0$).

Моделирование перехода нейтрона в состояние X_{n+1} производится следующим образом [4]:

1. Определяется длина свободного пробега нейтрона ℓ по плотности

$$P(\ell) = \sum_t (\ell) e^{-\int_0^\ell \sum_t ds},$$

где \sum_t - полное макроскопическое сечение.

2. Определяется точка взаимодействия нейтрона с веществом

$\vec{r}_{n+1} = \vec{r}_n + \ell \vec{\Omega}_n$ и проверяется, не покинула ли частица интересующую нас область $D = D_1 \cup D_2$. Если $\vec{r}_{n+1} \in D$, траектория нейтрона обрывается. Проверяется не попала ли частица в область де-

тектора и при наличии попадания фиксируются соответствующие параметры счетчика (номер зонда, номер среды, номер разбиения спектра энергий нейтрона) $\eta[i, j, e]$; регистрируется попадание $\eta[i, j, e] = \eta[i, j, e] + 1$ и следует пересылка на начальный блок моделирования источника. Если акт попадания нейтрона в область детектора не наблюдается, то вышеуказанная пересылка следует немедленно.

3. Если $\vec{r}_{n+1} \in \mathcal{D}$, то процесс моделирования состояния продолжается.

4. Определяется сорт ядра, на котором произошел акт взаимодействия и вид этого взаимодействия в соответствии с заданными вероятностями при различной энергии нейтрона. В случае рассеяния (если происходит поглощение, то траектория обрывается) переходит к заключительному этапу моделирования состояния X_{n+1} .

5. В соответствии с типом рассеяния (упругое, неупругое) по известным физическим формулам находится новое направление движения \vec{r}_{n+1} и новая энергия нейтрона E_{n+1} . Если энергия нейтрона не выходит за пределы рассматриваемого спектра (в случае выхода траектория обрывается), то продолжение работы алгоритма состоит в последовательном повторении вышеописанных этапов, начиная с первого, вплоть до обрыва траектории.

Таким образом, моделируя достаточно большое число N траекторий и вычисляя при каждом фиксированном j (номера сред) величины

$$f[i, j, e] = \eta[i, j, e] / N; \quad (i=1, \dots, n; \quad j=1, \dots, m)$$

получим искомое распределение. Модель, описываемая такой схемой моделирования цепи Маркова, с точностью до начальных предположений, соответствует действительной картине переноса нейтронов [7].

При решении задачи модель была модифицирована. Рассматривалась схема с учетом вероятности поглощения с помощью статистических весов. Это обусловлено следующими обстоятельствами. Размеры исследуемой области и геометрия задачи таковы, что до попадания в детектор в среднем нейтрон испытывает несколько столкновений. Исследуемая среда является сильным поглотителем, что существенно уменьшает вероятность попадания нейтрона в детектор. В результате, попадание нейтрона в детектор будет ред-

ким событием и дисперсия случайной величины может оказаться большой. Поэтому в соответствии с [1] длина пробега рассчитывается по плотности

$$P'(l) = \Sigma_s(l) e^{-\int_0^l \Sigma_s dt},$$

где Σ_s - макроскопическое сечение рассеяния. При этом вырабатывается вес, компенсирующий изменение длины пробега

$$q(l) = \frac{P(l)}{P'(l)} = \frac{\Sigma_t}{\Sigma_s} e^{-\int_0^l \Sigma_a dt},$$

где Σ_a - макроскопическое сечение поглощения.

Если учитывать поглощение весом Σ_s/Σ_t , то окончательно получим вес

$$Q(l) = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} q(l) = e^{-\int_0^l \Sigma_a dt},$$

который представляет собой плотность вероятности частицы пройти в среде путь l не испытав актов поглощения. При таком подходе траектория частицы не будет обрываться внутри исследуемой области, в то время как вес ее убывает от столкновения к столкновению по закону

$$Q_{n+1} = Q_n e^{-\Sigma_a l_n}; \quad Q_0 = 1.$$

При регистрации частицы в счетчик историй уже будет прибавляться не единица, а значение веса

$$J = \frac{\Sigma_1 Q_n}{\Sigma_2 Q_0},$$

где Σ_1 берется по всем показаниям, а Σ_2 по всем траекториям. Этот прием увеличивает количество выходящих частиц и уменьшает дисперсию случайной величины, оценивающей вероятность выхода.

Потеря энергии нейтрона за счет актов неупругого рассеяния вычислялась следующим образом. Сначала определялась энергия нейтрона в системе центра масс (нейтрон-ядро)

$$E_{ц.м.} = E \cdot K / (1 + K),$$

где K — отношение массы ядра к массе нейтрона. Известно, что энергия уровня возбужденного промежуточного ядра, с которого нейтрон рассеялся, равна потере энергии нейтроном. Из-за отсутствия сведений о вероятностях возбуждения каждого из многочисленных ядерных уровней были использованы предложенные Е.Б. Бланковым некоторые упрощения задачи, в которых функция возбуждения для первых четырех самых низких уровней принималась в виде

$$f(i) = \left(\frac{E_{ц.м.} - E_i}{T} \right) q_i e^{-\left(\frac{E_{ц.м.} - E_i}{T} \right)},$$

где E_i — энергия возбужденного уровня; q_i — коэффициент вероятности возбуждения i -го уровня рассматриваемого ядра; T — температура ядра.

Для высших уровней, начиная с пятого, принимается непрерывное распределение уровней с Максвелловской плотностью вероятности функции возбуждения

$$\frac{d\sigma}{dE_i} = B \left(\frac{E_{ц.м.} - E_i}{T} \right) e^{-\frac{E_{ц.м.} - E_i}{T}}.$$

Здесь B — нормировочная постоянная, зависящая только от сорта ядра.

Розыгрыш уровня возбуждения проводился путем операций с использованием полных сечений неупругого рассеяния (вводимых таблицей) и псевдослучайных чисел, вырабатываемых в ЭВМ с помощью стандартной процедуры "R A N D" [5].

Дифференциальное сечение упругого рассеяния для нейтронов всех энергий (за исключением водорода, на котором рассеяние изотропно) для компактности машинного представления представлялось функцией вида

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A e^{-[K(1-\alpha)E]},$$

где A — нормировочная константа, зависящая от сорта ядра, K — величина, зависящая от радиуса ядра Z

$$K = Z^2 / \lambda^2$$

λ — длина волны нейтрона при энергии в 1 МэВ, α — косинус угла рассеяния, разыгрываемый с использованием псевдослучайных чисел.

С учетом описанных выше алгоритмов переноса была составлена программа для реализации на ЭВМ типа БЭСМ-6. Для моделирования экспоненциального распределения при розыгрыше длины свободного пробега нейтрона в среде использовалась оптимальная процедура ZVI [5]. В целях сокращения времени счета использовался метод зависимых испытаний, привлечением которого и объясняется отсутствие в расчетах сред с нулевой (кальцит) и максимальной (чистый датолит) концентрациями бора. Для розыгрыша 10000 нейтронных историй потребовалось 25 минут машинного времени. Расчеты были выполнены для четырех значений радиуса парафиновых замедлителей: 0, 5, 10, 15 см. В результате получены значения плотности вероятности попадания потока нейтронов разных энергетических групп в кольцевые зоны шириной 6 см, равноудаленные от поверхности парафиновой полусферы. Границы энергетических диапазонов регистрации были выбраны с учетом использования в качестве детекторов различных элементов, обладающих в этих областях специфичным свойством резонансного поглощения нейтронов [3].

Результаты расчета.

Распределения потока медленных нейтронов, достигающих единицы поверхности кольцевого слоя для отражателей различного радиуса, приведены на рис. 2-4. Расчеты распределения потока производились во всех случаях до десяти кольцевых слоев: при $Z = 0$ для интервала 0-60 см, при $Z = 5$ см для интервала 5-65 см, при $Z = 10$ см для интервала 10-70 см и при $Z = 15$ см для интервала 15-75 см. Однако на графиках рис. 2-4 результаты расчета приведены для первых шести слоев. Для последующих слоев они опущены в связи с тем, что при наличии отражателя для кон-

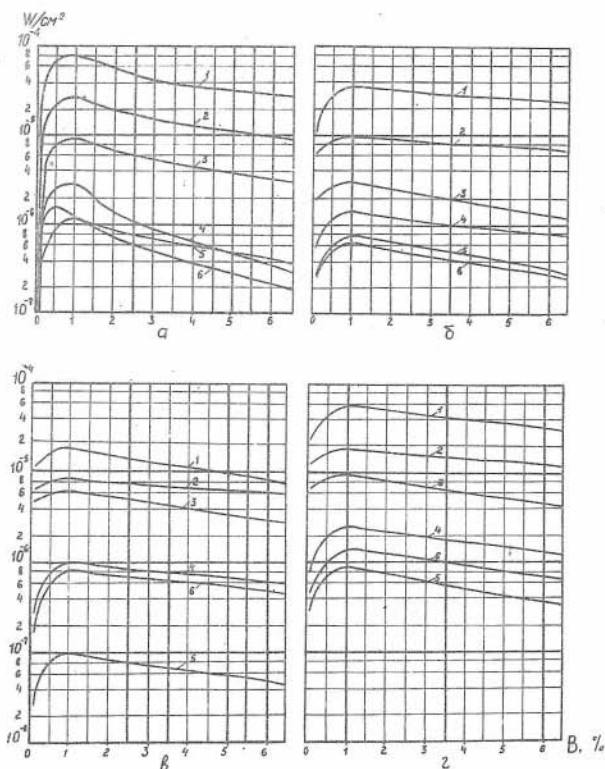


Рис. 2 Распределение потока медленных нейтронов, достигающих единицы поверхности кольцевого слоя в отсутствии отражателя. а - с энергией $0,001 \pm 0,4$ эВ, б - $0,4 \pm 4$ эВ, в - 4 ± 10 эВ, г - $0,4 \pm 10$ эВ. Шифр кривых - положение кольцевого слоя от источника: 1 - 0 ± 6 см, 2 - 6 ± 12 см, 3 - 12 ± 18 см, 4 - 18 ± 24 см, 5 - 24 ± 30 см, 6 - 30 ± 36 см.

концентраций бора свыше 2-3% кривые слабо менялись с изменением концентрации бора в породе.

Из приведенных рисунков видно, что все кривые идентичны за исключением тех, которые рассчитаны в отсутствии стражателя.

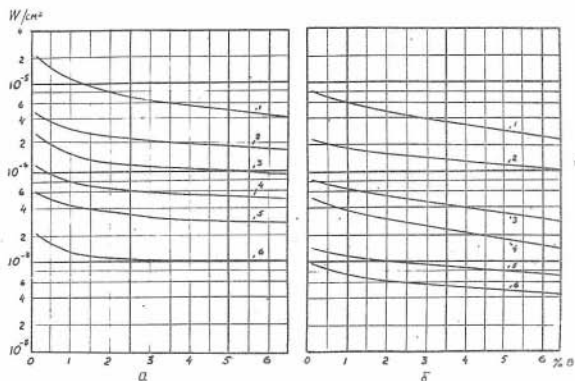


Рис. 3 То же, что и на рис. 2 при отражателе радиусом 5 см. Шифр кривых — положение кольцевого слоя от источника: 1— 5÷11 см, 2 — 11÷17 см, 3 — 17÷23 см, 4 — 23÷29 см, 5 — 29÷35 см, 6 — 35÷41 см.

В этом случае в связи с одновременным возрастанием в среде концентрации бора увеличивается и содержание в ней водорода. Отсутствие отражателя в этом случае ведет вначале к возрастанию потока нейтронов, а затем спаду. Возрастание кривых при этом связано с преобладанием процесса рассеяния на ядрах водорода по сравнению с поглощением на ядрах бора. Спад кривых после максимума обусловлен исключительно поглощающими свойствами изучаемой среды. Наличие неоднозначности на кривых в этом случае указывает на невозможность определений бора при измерениях без отражателя. Кроме того, следует иметь в виду, что по правилам техники радиационной безопасности прибор должен иметь защиту от нейтронов для оператора.

При наличии отражателя максимум на кривых исчезает, см. рис. 3-5. Полученные кривые при этом находятся в полном согласии с экспериментальными результатами [4, 8, 9]. Из приведенных рисунков также видно, что при определении бора на плоской поверх-

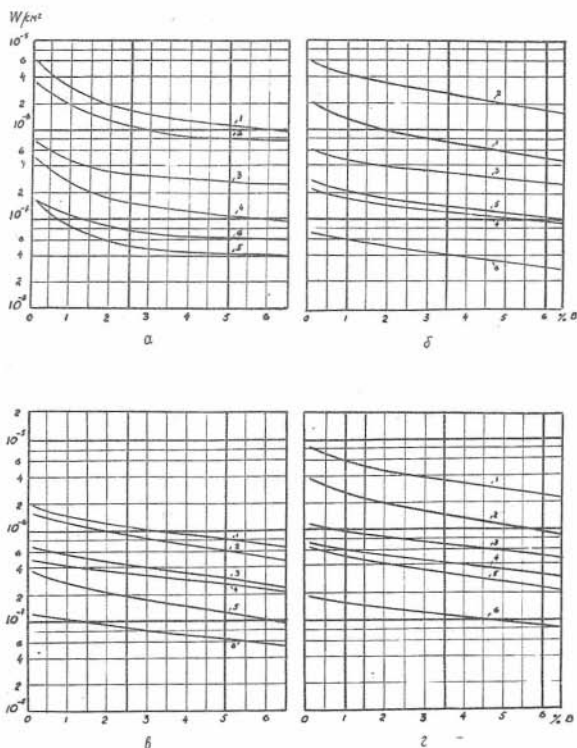


Рис. 4 То же, что и на рис. 2-3 при отражателе радиусом 10 см. Шифр кривых - положение кольцевого слоя от источника: 1 - 10±16 см, 2 - 16±22 см, 3 - 22±28 см, 4 - 28±34 см, 5 - 34±40 см, 6 - 40±46 см.

ности горной породы следует регистрировать нейтроны в энергетическом диапазоне 0,4-10 эВ. Этот факт подтвержден также экспериментально [4]. Наилучшие зависимости регистрируемого эффекта от содержания бора в породе получаются при радиусе отражателя 10 см и размере зонда $\ell = 16-22$ см.

Однако с целью выбора оптимальных условий измерений необходимо провести анализ погрешностей в определении концентраций

бора. В соответствии с [2] градуировочную кривую приставного борметра можно представить в виде функции ряда переменных

$$N = F_1(P, P_1, P_2, \dots, P_n),$$

где N — скорость счета детектора прибора, P — концентрация бора в породе, P_i — параметр i -го фактора; структуры исследуемой среды, химсостава среды, экранирующего влияния парафиновой полусферы, размера зонда прибора, энергетического диапазона регистрируемых нейтронов и т.д. При выбранном зонде прибора зависимость между N и P становится однозначной и представляется функцией вида: $P = F_2(N, P_1, P_2, \dots, P_n)$.

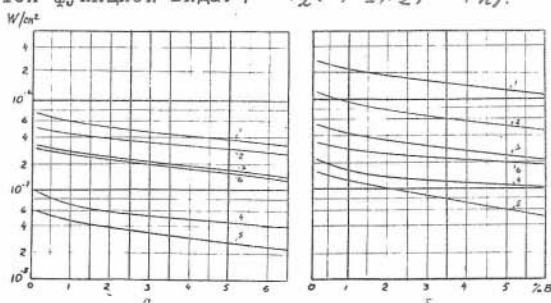


Рис. 5 То же, что и на рис. 2-4 при отражателе радиусом 15 см. Шифр кривых — положение кольцевого слоя от источника: 1 — 15±21 см, 2 — 21±27 см, 3 — 27±33 см, 4 — 33±39 см, 5 — 39±45 см, 6 — 45±51 см.

Выбор оптимальных условий измерения и конструкции прибора сводится к достижению минимальной среднеквадратичной ошибки в определении концентрации

$$\sigma(P) = \left[\left(\frac{\partial F_2}{\partial N} \right)^2 \sigma^2 N + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial F_2}{\partial P_i} \right)^2 \sigma^2(P_i) \right]^{1/2}$$

Но так как в нашем конкретном случае энергетический диапазон, длина зонда и радиус парафиновой полусферы имеют фиксированное

значение, то выражение под знаком суммы в последней формуле равно нулю и среднеквадратичная ошибка в определении концентрации бора запишется в виде

$$\sigma_p = \frac{1}{Q t \varepsilon} \frac{\partial F}{\partial w} \sqrt{Q t w \varepsilon}$$

где Q - мощность используемого источника нейтронов, нейтр/сек, t - время регистрации, сек, ε - эффективность детектора нейтронов, w - усредненное по всем группам розыгрываемых историй значение плотности вероятности попадания нейтрона в детектирующую область.

Относительная ошибка в определении концентрации бора:

$$\delta_p = \frac{\sigma_p}{p} 100 \% = \frac{100}{p} \sqrt{\frac{w}{Q t \varepsilon}} \frac{\partial F}{\partial w} \%$$

Нас же интересует не абсолютное значение δ_p , а характер его поведения при различных энергетических диапазонах регистрации нейтронов, длинах зонда и радиусах полусфер отражателя

$$\delta'_p = \frac{\partial F}{\partial w} \frac{\sqrt{w}}{p},$$

т.е. приведенное значение относительной ошибки в определении концентрации бора. Оно не зависит ни от величины применяемого источника нейтронов, эффективности детектора и т.д. Вычисление частной производной производится графоаналитическим путем на основании графиков рис. 2+5. При этом $\frac{\partial F}{\partial w}$ приравнивается к $\frac{\Delta F}{\Delta w}$, где $\Delta F = p_i - p_{i+1} = \text{const} = 0,10\% \text{ В}$;

$$\Delta w = w(p_i) - w(p_{i+1})$$

Исходя из теории приближенных вычислений ошибка в определении δ'_p равна сумме относительных ошибок в определении ΔF и Δw . Первой ошибкой в первом приближении можно пренебречь. Дисперсия Δw определяется выражением [2]:

$$\sigma^2(\Delta w) = \sigma^2(w_i) - 2\sigma(w_i)\sigma(w_{i+1}) + \sigma^2(w_{i+1}),$$

где $\sigma(\Delta w)$, $\sigma(w)$, $\sigma(w+1)$ — соответственно дисперсии, а τ — коэффициент корреляции.

Так при решении задачи использовался метод зависимых испытаний, то коэффициент корреляции близок к единице. Поэтому можно заменить частную производную $\frac{\partial F}{\partial w}$ на отношение первых разностей, полученных на основании расчетных материалов [2]. Таким образом, функцию $F = P(w)$, полученную расчетным путем, имеем право дифференцировать численным методом.

на рис. 6 приведены зависимости величин приведенных значений ошибок в определении концентраций бора для разных длин

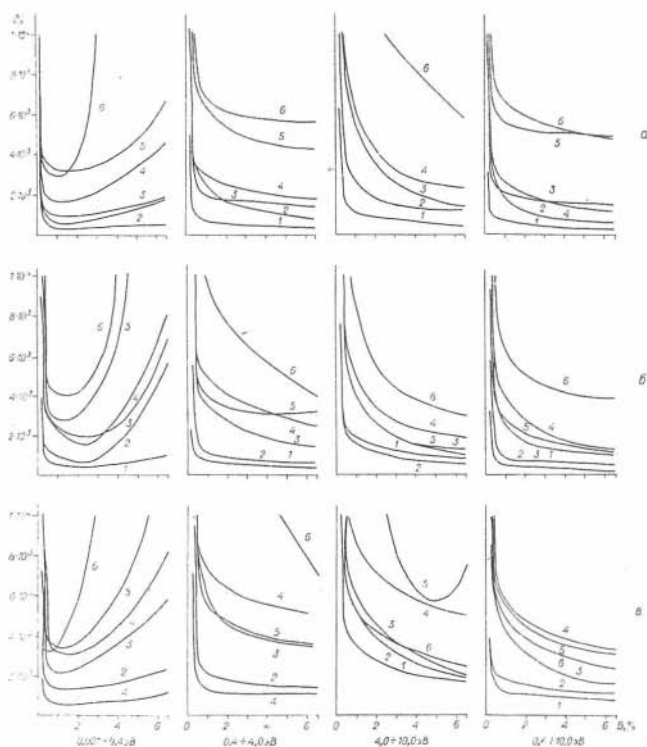


Рис. 6 Распределение ошибок в определении концентраций бора в породах для различных энергетических групп нейтронов при отражателе радиусом 5 см (а), 10 см (б) и 15 см (в).

зонда, энергетического диапазона регистрации и разных радиусов парафиновых полусфер. Полученные результаты количественной оценки погрешностей в определении концентраций бора с учетом ошибки расчета подтверждают ранее сделанный вывод о том, что оптимальные условия измерений соответствуют отражателю радиусом 10 см, длине зонда 16-22 см в случае регистрации нейтронов в энергетическом интервале 0,4-10 эв.

Экспериментальные результаты по определению бора с регистрацией нейтронов в указанном интервале рассматриваются в отдельной статье [4].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бусленко Н.П. и др. Метод статистических испытаний (Метод Монте-Карло). Физмат.-гиз. 1962.
2. Варварин Г.Б., Филиппов Е.М. Плотностной гамма-гамма-метод в геофизике. Новосибирск, "Наука". Сиб. Отд., 1972.
3. Вахтин Б.С. и др. Радиационно-резонансный детектор нейтронов для геофизических исследований. Атомная энергия, 1972, т. 33, вып. 5.
4. Вахтин Б.С. и др. Применение радиационно-резонансного детектора в приставном нейтронном датчике. Настоящий сборник.
5. Королева З.А., Михайлов Г.А. Оптимальные процедуры моделирования некоторых случайных величин. Новосибирск, "Наука" Сиб. Отд., 1972.
6. Лебедев В.Е. и др. Некоторые результаты исследования пространственно-энергетического и временного распределения нейтронов в борсодержащих средах. Ядерная геофизика, тр. ВНИИЯГГ, вып. 3, М., "Недра", 1968.
7. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений (сб.), Атомиздат, 1967.
8. Филиппов Е.М. Курс ядерной геофизики. Новосибирск, Изд-во НГУ, 1972.
9. Филиппов Е.М. и др. Нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-методы в рудной геофизике. Новосибирск, "Наука" Сиб. Отд., 1972.

Ю. Ядерно-геофизические методы опробования при добыче и переработке минерального сырья (сб.) Л., "Наука", Ленинград. Отд. 1972.

Б.С. Вахтин, В.С. Иванов, Е.М. Филиппов,
М.П. Ярин

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИАЦИОННО-РЕЗОНАНСНОГО ДЕТЕКТОРА В ПРИСТАВНОМ НЕЙТРОННОМ ДАТЧИКЕ

В последние годы все более широко начинают использоваться ядерно-геофизические методы опробования горных пород и руд. Эти методы применяются для опробования руд в естественном залегании, в отбитой массе, а также для анализа продуктов переработки сырья в различных звеньях технологической цепочки. Они позволяют быстро и просто определять содержание полезных компонентов без отбора и пробы и непосредственно на месте производства работ выдавать результаты измерений, что дает возможность оперативно вносить коррективы в стадии отдельных технологических процессов и способствовать улучшению показателей работы предприятия.

Известны аппаратные и методические разработки, основанные на использовании гамма-метода, применяющегося для определения естественных радиоактивных элементов — урана, тория, калия; рентгено-радиометрического метода для определения в стенках выработок свинца, олова, цинка, сурьмы и других элементов; гамма-гамма-метода для определения плотности, а также концентраций тяжелых элементов; гамма-нейтронного метода для определения бериллия; метода ядерного гамма-резонанса для определения железа и олова; нейтронных методов для определения бора, кадмия, ртути, редких земель [3].

На основе нейтрон-нейтронного метода в ГеоХИ АН СССР был разработан и опробован в полевых условиях прибор для определения бора по ореолам рассеяния [1]. Детектором нейтронов в этом

приборе служили пропорциональные борфторисные счетчики СНО-5. Прибор позволял снимать показания как со стрелочного индикатора, так и с электромеханического счетчика. Активность применяемого источника составляла 10^4 нейтр/сек. Градуировка прибора проводилась на искусственных пластах - смесях породы с борной кислотой, полевые измерения - на одном из борных месторождений. Авторы работы [1] считают, что с помощью этого прибора можно обнаруживать борную минерализацию в диапазоне от 0,01-0,02 до 0,5-0,7% B_2O_3 .

В Институте геологии и геофизики СО АН СССР на базе серийного радиометра СРП-2 был разработан и опробован прибор для определения бора в коренных выходах пород. Детектором нейтронов в нем служил люминофор Т-1 или Т-5. Регистрация скорости счета производилась с помощью электромеханического счетчика МЭС-54. Применяемый источник нейтронов имел выход (от 0,5 до 1,0) 10^6 нейтр/сек. Градуировка прибора производилась на участках пород, имеющих относительно равномерное оруденение, опробованных затем борзодой. Таких точек было выбрано 6, с содержанием от 0,5 до 19,6% B_2O_3 . Градуировочная кривая представляла собой зависимость скорости счета нейтронов в относительных единицах от содержания бора, причем за единицу скорости счета принимался отсчет на "пустой" породе - алевролитах или известняках. Как показали полевые исследования, этот прибор может быть использован для определения бора в коренных выходах пород в диапазоне от 0,5 до 15-18% B_2O_3 с относительной погрешностью не более $\pm 10\%$ [2].

Недостатком первого из описанных приборов (ГеоХИ) является малый диапазон определения бора - до 0,7% B_2O_3 . Второй прибор хотя и позволяет значительно расширить диапазон определения бора, также имеет ряд недостатков, главные из которых - высокая активность применяемого источника; низкая эффективность детектора тепловых нейтронов, еще более уменьшающаяся для нейтронов с энергией, выше тепловой (уменьшение эффективности идет по закону $1/\sqrt{E}$, где E - энергия нейтронов).

Вышеперечисленные недостатки могут быть устранены при использовании радиационно-резонансного детектора нейтронов (см. статью "Возможности применения радиационно-резонансных детекторов нейтронов при исследовании скважин" в настоящем сборнике).

Макет двухканального приставного прибора, имеющего в ка-

честве приемника излучения радиационно-резонансный детектор нейтронов, был сконструирован и опробован на моделях и в полевых условиях. Конструктивно он состоит из пульта и приставного устройства, включающего в себя парафиновый блок-замедлитель с источником нейтронов и два датчика. Радиосхемы датчиков идентичны и включают в себя сцинтилляционные счетчики, состоящие из кристаллов иодистого натрия, активированного таллием, размером 30 x 40 мм и фотоэлектронных умножителей ФЭУ-35, а также каскады согласования с кабелем. Работу первого "фоновый" канала, регистрирующего гамма-излучение, идущее на детектор из пород (естественное, гамма-излучение радиационного захвата нейтронов, а также рассеянное гамма-излучение самого источника), обеспечивает кристалл $NaI(Tl)$. Датчик "рабочего" канала включает радиационно-резонансный детектор, состоящий из резонансного поглотителя и кристалла иодистого натрия, и регистрирует кроме фонового излучения еще и гамма-излучение радиационного захвата нейтронов, возникающее в резонансном поглотителе.

Пульт состоит из следующих основных блоков: усилителя, дискриминатора, формирователя импульсов, схемы антисовпадения, пересчетной схемы, формирователя импульсов запуска ЭМСа и самого ЭМСа. Питание прибора осуществляется от батарей (+10, -10 и -30 в).

Приставное устройство состоит из блока-замедлителя нейтронов, имеющего вид усеченного конуса с диаметрами верхнего и нижнего основания соответственно 10 и 20 см, и подвижной металлической обоймы с двумя датчиками. Обойма сочленяется с блоком-замедлителем при помощи двух направляющих стержней, закрепленных на нижнем основании блока. Для защиты детекторов от прямого излучения источника в блоке-замедлителе имеется свинцовый экран толщиной около 8 см. Датчики соединяются с пультом посредством кабеля длиной около 3 м. Общий вид прибора показан на рис. 1.

Для того, чтобы выяснить целесообразность применения радиационно-резонансного детектора, были проведены эксперименты на моделях с различными фольгами и на зондах разной длины. Модели представляли из себя кубические емкости с ребром 1,2 м. В первой модели засыпан песок, во второй - смесь песка с бурой 12% и в третьей - чистая бура (36% B_2O_3).

Перед началом работ были выбраны рабочие точки фотоэлек-

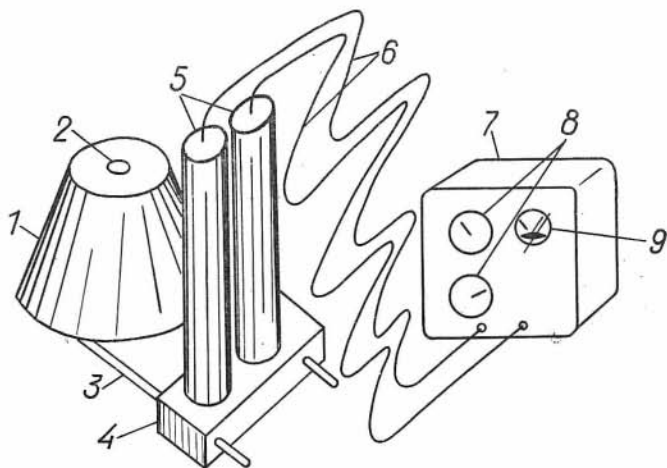


Рис. 1 Общий вид прибора: 1 – блок-замедлитель, 2 – канал для источника нейтронов, 3 – направляющие, 4 – обойма, 5 – гильзы датчиков, 6 – кабели, 7 – пульт, 8 – электромеханические счетчики, 9 – прибор проверки режима питания.

тронных умножителей, в области которых наблюдается наибольшая стабильность работы, а оба канала – фоновый и рабочий – были выведены на идентичность. Рабочий канал испытывался с каждой фольгой отдельно и с несколькими фольгами. Испытания показали, что фольга из индия дает наибольший вклад в гамма-излучение при зондах длиной 15–20 см, фольга из серебра – при зондах 25–30 см. Фольга из кадмия на всех зондах дает прирост гамма-излучения главным образом на среде, не содержащей бора. Наименьший вклад излучения дает тантал.

В табл. I приводятся результаты измерений на моделях по нейтронному гамма-методу и по нейтронно-резонансному (НГМ и ННМ-р) на зондах 15, 20 и 25 см. На каждой модели делалось по два двухминутных измерения. В таблице приведены средние значения

Таблица I

Сопоставление результатов измерений
по НГМ и ННМ-р на моделях

$B_2 O_3$, %	Зонд, см	Вид изме- рения	Фоновый канал				Рабочий канал				$\Delta N'' =$ $N' - N$	$\frac{\Delta N''}{\Delta N_0''}$	$\frac{\Delta N''}{N + N'}$, %	$\delta =$ $\frac{\sqrt{N + N'}}{N + N'}$
			N	N_i/N_0	$\Delta N =$ $N_0 - N_i$	$\Delta N/N_0$, %	N'	N'_i/N'_0	$\Delta N' =$ $N'_0 - N'_i$	$\Delta N'/\Delta N_0'$, %				
0 12 36	15	НГМ	12480 12320 12016	1,0 0,98 0,96	0 160 464	1,3 3,8	12448 12256 12032	1,0 0,98 0,96	0 192 416	1,5 3,3				
0 12 36	15	ННМ-р	12384 12224 11984	1,0 0,98 0,96	0 160 400	1,3 3,2	14992 13808 13456	1,0 0,92 0,90	0 1184 1536	7,9 10,2	2508 1584 1472	1,0 0,61 0,57	9,5 6,1 5,8	0,61 0,62 0,63
0 12 36	20	НГМ	8432 8080 7760	1,0 0,96 0,92	0 352 672	4,2 8,0	8416 8096 7776	1,0 0,96 0,92	0 320 640	3,8 7,6				
0 12 36	20	ННМ-р	8416 8016 7680	1,0 0,95 0,91	0 400 736	4,8 8,8	11168 9952 9104	1,0 0,89 0,82	0 1216 2064	10,8 18,5	2752 1936 1424	1,0 0,70 0,52	14,0 10,8 8,5	0,71 0,75 0,77
0 12 36	25	НГМ	7344 6720 6384	1,0 0,91 0,87	0 624 960	8,5 13,1	7328 6704 6186	1,0 0,92 0,87	0 624 1142	8,5 12,8				
0 12 36	25	ННМ-р	7392 6768 6400	1,0 0,92 0,87	0 624 992	8,5 13,4	10208 8608 7803	1,0 0,87 0,76	0 1600 2400	15,6 23,6	2816 1840 1408	1,0 0,65 0,50	16,0 12,0 9,9	0,75 0,81 0,84

отсчетов. Применяемый плутоний-бериллиевый источник имел выход $1,1 \cdot 10^5$ нейтр/сек. При измерениях по ННМ-р применялся резонансный поглотитель, состоящий из четырех фольг: кадмий, перекрывающий диапазон энергии нейтронов от тепловых и приблизительно до 0,4 эВ; индий имеющий резонанс в области энергии $E = 1,45$ эВ; тантал ($E = 3,9$ эВ) и серебро ($E = 5,23$ эВ), т.е. применяемый детектор был широкополосным. Прирост скорости счета от фольг составляет для зонда 25 см около 38%, т.е. в среднем почти по 10% на каждую фольгу.

Анализ таблицы показывает, что для НГМ разности скоростей счета от песка N_0 и борсодержащей среды N_i ($\Delta N = N_0 - N_i$) составляют незначительную долю от N_0 . Так, изменение содержания бора от нуля до 12% B_2O_3 вызывает уменьшение скорости счета лишь на 8,5 % для зонда 25 см, а при изменении содержания от нуля до 36% - на 13%, т.е. градиент скорости счета составит для диапазона концентрации бора 0-12% B_2O_3 $8,5/12 = 0,7\%/%$ B_2O_3 , а для диапазона 12-36% B_2O_3 - $0,2\%/%$ B_2O_3 на 1% скорости счета. При измерениях на рабочем канале по ННМ-р изменения концентрации бора в диапазоне 0-12 и 12-36% B_2O_3 вызывают увеличение градиента соответственно до 1,3 и $0,33\%/%$ B_2O_3 , т.е. примерно в два раза.

Особый интерес представляет зависимость "чистой" разности скорости счета, обусловленной гамма-излучением радиационного захвата самих фольг, от содержания бора. Величина $\Delta N'' = N' - N$, (где N' и N - скорости счета рабочего и фоновых каналов) с возрастанием размера зонда от 15 до 25 см увеличивается для "пустой" среды и уменьшается для борсодержащей. Так, для зонда 25 см значение $\Delta N''$ уменьшается при концентрации 36% B_2O_3 на 50%. При этом величина $\Delta N''$ определяется с относительной статистической погрешностью менее 1%. В принципе прибор с такой характеристикой может быть создан. Исключение фонового излучения может быть осуществлено или подавлением его с помощью экранов, или путем применения разностной схемы регистрации излучения. Это дает возможность избавиться от влияния изменений вещественного состава среды.

По полученным данным были установлены приблизительные зависимости N/N_0 от концентрации бора для НГМ и ННМ-р (рабочий канал) (см. рис. 2, кривые 1 и 2). Для значений $\Delta N''/\Delta N_0''$

была построена градуировочная кривая. В связи с тем, что имелось всего три модели, с различным содержанием бора, то вид функции для дополнительных точек аппроксимировался экспонентой вида $N = A e^{-\lambda x}$, где A — коэффициент, вычисляемый по формуле $A = y/e^{-\lambda x}$. Здесь N — известное нам значение скорости счета, $\lambda = -\frac{1}{x_1 - x_2} \ln y_1/y_2$, где x_1 и x_2 — концентрации бора, соответствующие N_1 и N_2 . Расчеты для построения градуировочной кривой были выполнены на ЭВМ "Мир". Рис. 2 наглядно демонстрирует преимущество методики, основанной на исключении фонового излучения.

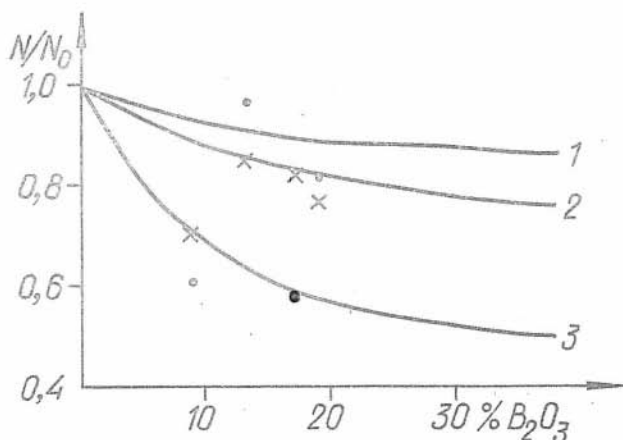


Рис. 2 Зависимость скорости счета нейтронов от содержания бора на моделях: 1 — по НМ, 2 — по НМ-р (N_i'/N_0'), 3 — по НМ-р ($\Delta N_i''/\Delta N_0''$); в естественном залегании: крестики — по НМ-р (N_i'/N_0'), кружочки — по НМ-р ($\Delta N_i''/\Delta N_0''$).

Некоторый объем работ с приставным нейтронным прибором был выполнен на коренных выходах пород. По забой карьера визуально были выделены участки с различными содержаниями бора — два участка на вмещающих породах, в которых бор отсутствовал (точки 5 и 6) и четыре участка — с датолитовым оруденением. При выборе участков обращалось внимание на то, чтобы борное оруденение бы-

Таблица 2

Результаты измерений по НГМ и НММ-р
на коренных выходах пород

№ точки		B_2O_3	N	N'	N/N_0	N'/N_0	$\Delta N'' = N' - N$	$\frac{\Delta N''}{\Delta N_0''}$	$\frac{\Delta N''}{N+N'} \%$	$\delta = \frac{\Delta N''}{N+N'}$
5	Кварц-кальцитовая порода	0,00	19136	25296	1,0	1,0	6160	1,0	13,8	0,48
6	Кварцевая порода	0,19	17664	25056	0,92	0,99	7392	1,2	17,3	0,49
8	Геденбергит-кальцит-датолитовая порода	8,35	14272	18016	0,75	0,71	3744	0,61	11,6	0,56
II	Геденбергит-кварц-кальцит-датолитовая порода	13,2	15952	21936	0,84	0,86	5984	0,97	15,8	0,51
2	Датолит-геденбергитовая порода	17,0	16752	21408	0,88	0,85	3656	0,59	9,6	0,51
3	Датолитовая порода	19,0	14416	19440	0,75	0,77	5024	0,81	14,8	0,54

до по возможности равномерным, а поверхность участка не имела значительных неровностей, трещин, каверн. Размер каждого участка составлял примерно 50 x 50 см. На этих участках впоследствии были отобраны брроздовые пробы. Анализ проб проводился в лаборатории на нейтронной установке. При измерениях приставной прибор устанавливался на исследуемую площадку таким образом, чтобы между поверхностью площадки и приставным устройством был минимальный зазор. На каждой точке делалось по два двухминутных измерения для каждого канала. Реперной точкой, на которой измерения проводились в начале и в конце работы, служила кварц-кальцитовая порода (точка 6).

Применяемый плутоний-бериллиевый источник имел выход $I, I \cdot 10^5$ нейтр/сек. Результаты измерений (осредненные значения) приводятся в табл. 2. Из этой таблицы видно, что уменьшение скорости счета в относительных единицах по рабочему и по фоновому каналам примерно одинаковое. Если же взять изменение разности скоростей счета $\Delta N'' = N' - N''$, то оно становится более значительным. Так, для точек 8 и 2 (содержания соответственно 8,35 и 17,0 % B_2O_3) значение $\Delta N_c'' / \Delta N_o''$ падает до 0,61 и 0,59. На рис. 2 нанесены точки, соответствующие значениям N_c' / N_o' и $\Delta N_c'' / \Delta N_o''$. Нетрудно заметить, что значения скоростей счета в относительных единицах по рабочему каналу (крестики) тяготеют к соответствующей кривой, полученной на моделях (кривая 2) — три точки из четырех. Значения $\Delta N_c'' / \Delta N_o''$ имеют большие разбросы относительно соответствующей градуировочной кривой 3. Только две точки из четырех находятся вблизи кривой 3. Такие разбросы неизбежны для небольшого количества разностных измерений и они связаны, главным образом, с неравномерностью оруденения, что приводит к несоответствию данных, полученных при анализе отобранной пробы, к исследуемому объему пород. Для большого количества точек эта погрешность уменьшится.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что применяя радиационно-резонансный детектор в приставном приборе, можно получить более точные данные о количественном содержании бора, чем при использовании приборов, работающих на принципе нейтрон-нейтронного метода на тепловых нейтронах или нейтронного гамма-метода. Прибор может также использоваться для определения в породах лития, кадмия, некоторых редкоземельных и других элементов.

В заключении авторы выражают глубокую благодарность В.М. Щербинину, Н.Т. Забелину и Л.С. Лещенко за оказанное содействие в проведении работ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Баранов В.И. и др. Нейтронные методы поисков и анализов борного сырья. Изд-во "Наука", М., 1964.
2. Филиппов Е.М. и др. Нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-методы в рудной геофизике. Изд-во "Наука", Новосибирск, 1972.
3. Ядерно-геофизические методы опробования при добыче и переработке минерального сырья. (Колл. авторов). Изд-во "Наука", Л., 1972.

А.В. Новоселов, Е.М. Филиппов, Б.С. Вахтин

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ ПРИМЕНТЕЛЬНО К ПРОЕКТИРОВАНИЮ НЕЙТРОННО-РЕЗОНАНСНЫХ УСТАНОВОК

В настоящее время нейтронно-резонансный метод (ННМ-р) начинает привлекаться для определения в пробах элементов с высокими сечениями захвата медленных нейтронов и особенно резонансных нейтронов [2, 3, 4, 6, 7].

При проектировании таких установок важно выбрать оптимальную геометрию измерений. Особое значение при этом приобретают расчетные методы, позволяющие оперативно давать оценку проектируемых конструкций установок. Из существующих в настоящее время вычислительных методов решения задач переноса излучения наиболее представительным является, конечно, метод Монте-Карло, позволяющий моделировать траекторию частицы в условиях, приближенных к действительным. Но даже при наличии современных быстродействующих ЭВМ решение задач переноса излучения методом Монте-

Карло является довольно трудоемким процессом. Использование многогрупповых методов решения уравнения переноса является также не простой задачей. Поэтому в некоторых случаях для оперативной оценки тех или иных параметров измерений можно воспользоваться соотношениями, описывающими в некотором приближении процесс взаимодействия нейтронов с веществом. Использование таких приближенных соотношений рассмотрим на примере определения высоких концентраций бора в пробах пород нейтронно-резонансным методом (ННМ-р) в условиях плоской и цилиндрической геометрии

1. Случай плоской геометрии

Если пробу толщиной x и плотностью ρ облучать потоком медленных нейтронов и регистрировать их (после прохождения через пробу) с помощью фольги-детектора из материала с высоким резонансным сечением поглощения нейтронов, то активация фольги-детектора с точностью до постоянной величины будет определяться соотношением

$$N = e^{-x\rho \sum_{i=1}^{n-1} \Sigma'_i P_i} \int_{E_{HT}}^E \phi(E) e^{-x\rho \Sigma'_B P_B} (1 - e^{-\Sigma_g(E)x}) dE, \quad (1)$$

где Σ'_i - массовое макроскопическое сечение i -го элемента (кроме бора), P_i - концентрация элемента в пробе (кроме бора); Σ'_B, P_B - то же для бора. Так как для всех породообразующих элементов величины макроскопических сечений в области интенсивного поглощения нейтронов от надтепловых (E_{HT}) до медленных ($E \approx 400$ эв) остаются практически постоянными [1], то экспонента для породообразующих элементов вынесена за знак интеграла. Величина макроскопического сечения поглощения нейтронов бором в рассматриваемом диапазоне энергий подчиняется закону $\Sigma'_B = 6,65/\sqrt{E}$,

$\Sigma_g(E)$ - макроскопическое сечение поглощения нейтронов фольгой детектором. Величина $(1 - e^{-\Sigma_g(E)x})$ по существу является эффективностью регистрации нейтронов рассматриваемым детектором,

$\Phi(E)$ – величина, характеризующая спектр нейтронов. Для энергий нейтронов выше 0,17 эВ спектр их подчиняется фермиевскому распределению

$$\Phi(E) = \frac{7.5 \cdot 10^{-8}}{E}, \text{ для } E \geq 0,17 \text{ эВ.}$$

Приведенная здесь функция спектра справедлива только для однородных сред, в действительности же приходится вести облучение проб из плоского замедлителя (рис. 1). Спектр потока нейтронов на краю такого замедлителя может быть иным. Воспользовавшись результатами работы [5], где приводится спектр нейтронов, выходящих с поверхности плоского слоя чистой воды толщиной 10 см, рассматриваемый случай можно свести к настоящему. Таким образом, при облучении пробы потоком нейтронов, выходящих из замедлителя через кадмиевое окно, соотношение (1) может быть использовано для приближенного расчета потоков нейтронов, прошедших через пробу.

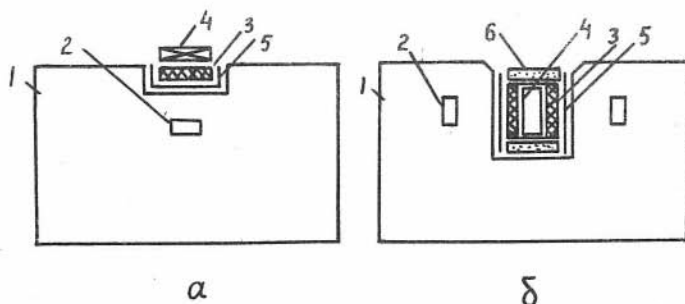


Рис. 1 Схематическое изображение экспериментальных нейтронно-резонансных установок плоской (а) и цилиндрической (б) геометрии: 1 – замедлитель, 2 – источник нейтронов, 3 – кассета с пробой, 4 – детектор, 5 – кадмиевый фильтр, 6 – защитный экран.

2. Случай цилиндрической геометрии с бесконечным радиусом

В работе [4] описана методика расчета для оценки числа ре-

зонансных нейтронов, поглощенных в единицу времени резонансным детектором, размещенным внутри бесконечного плоского слоя резонансного поглотителя:

$$N = S \Phi(E_0) \frac{\Gamma_g}{2} \pi \left\{ (t_1 + t_2) e^{-\frac{t_1 + t_2}{2}} \left[I_0 \left(\frac{t_1 + t_2}{2} \right) + I_1 \left(\frac{t_1 + t_2}{2} \right) \right] - \right. \\ \left. - t_1 e^{-\frac{t_1}{2}} \left[I_0 \left(\frac{t_1}{2} \right) + I_1 \left(\frac{t_1}{2} \right) \right] \right\} \quad (2)$$

При отсутствии поглотителя формула записывается в виде:

$$N_0 = S \Phi(E_0) \frac{\Gamma_g}{2} \pi \left\{ t_2 e^{-\frac{t_2}{2}} \left[I_0 \left(\frac{t_2}{2} \right) + I_1 \left(\frac{t_2}{2} \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

где t_1 и t_2 - оптические толщины поглотителя и детектора; S - поверхность детектора; Γ_g - гамма-ширина; $\Phi(E_0)$ - поток резонансных нейтронов на единичный интервал энергий; I_0, I_1 - функции Бесселя мнимого аргумента. Случай с плоским слоем поглотителя и помещенным внутри его фольгой-детектором можно считать за случай цилиндрического поглотителя с помещенным внутри его цилиндрическим детектором с высотой равной толщине слоя поглотителя и бесконечным радиусом, поэтому формулы (2) и (3) можно использовать в приближенных расчетах по определению высоких содержаний оора в пробах цилиндрической геометрии. Однако, следует отметить, что результаты расчетов по этим формулам будут носить в основном только качественный характер, так как бор не является резонансным поглотителем.

3. Случай цилиндрической геометрии с конечным радиусом

Рассмотрим систему двух концентрических цилиндров конечного радиуса - внешнего, заполненного поглотителем (проба) и внутреннего (фольга-детектор). Система находится в цилиндрическом

объеме, содержащем замедляющую и рассеивающую среду. Симметрично относительно оси цилиндров располагаются источники нейтронов. Так как источник нейтронов находится в рассеивающей и замедляющей среде (рис. 2), то можно считать, что его локализация несущественна для формирования пространственного распределения нейтронов, поглощающихся в образце и фольге-детекторе. Поэтому примем, что на образец в виде бесконечного цилиндра падает изотронный поток (в направлении образца) моноэнергетических нейтронов, которые не испытывают изменений энергии в дальнейших соударениях.

Рассмотрим некоторую элементарную излучающую нейтроны площадку $d\sigma$ (рис. 2). Число нейтронов, поглощенных за 1 сек фольгой-детектором, запишется в виде интеграла

$$N = \frac{\Sigma_{ag}}{4\pi} \phi x_g \int \frac{1}{R^2} e^{-\Sigma_{an} R} dV = \quad (4)$$

$$= \frac{\Sigma_{ag}}{4\pi} \phi x_g \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{\alpha}^{\beta} \rho d\rho \frac{e^{-\Sigma_{an} \sqrt{\rho^2 + \ell^2 + z^2 - 2\rho\ell \cos \alpha}}}{\rho^2 + \ell^2 + z^2 - 2\rho\ell \cos \alpha},$$

где $R = \sqrt{z^2 + \ell^2} = \sqrt{z^2 + \rho^2 + \ell^2 - 2\rho\ell \cos \alpha}$; Σ_{ag} - макроскопическое сечение поглощения нейтронов фольгой-детектором, Σ_{an} - то же для поглотителя (поглотителем является внешний цилиндрический слой толщиной $(\rho - \ell)$ см. рис. 2. ϕ - поток нейтронов, x_g - толщина детектора. Написанный выше интеграл через элементарные функции, к сожалению, не выражается. Взять его можно только численно, что при современных средствах вычислений не представляет трудности. Ввиду отсутствия аналитического решения интеграла (4) рассмотрим более упрощенный вариант задачи.

$$N = \Sigma_{ag} \frac{\Delta V}{4\pi} \phi \int e^{-\Sigma_{an} R} d\Omega d\sigma, \quad (5)$$

где N - число нейтронов, поглощенных внутри объема ΔV фольги-детектора за 1 сек; $d\Omega$ - телесный угол, внутри кото-

рого излучаемые площадкой $d\sigma$ нейтроны попадают к детектору;

$$d\sigma = \rho d\alpha dz$$

$$N = 4 \sum_{\alpha} \Delta V \phi_0 \int_0^{\infty} dz \int_0^{\pi} d\alpha \frac{e^{-\sum_{\alpha n} \sqrt{\rho^2 + \ell^2 + z^2 - 2\rho\ell \cos \alpha}}}{\rho^2 + \ell^2 + z^2 - 2\rho\ell \cos \alpha} \quad (6)$$

Далее запишем R в виде:

$$R = \sqrt{\rho^2 + \ell^2 - 2\rho\ell \cos \alpha} \left(1 + \frac{z^2}{2(\rho^2 + \ell^2 + z^2 - 2\rho\ell \cos \alpha)} \right) = z \left(1 + \frac{z^2}{2z^2} \right).$$

При условии, что $z < z_0$, $z = \frac{1}{2} z_0$

Тогда

$$\begin{aligned} J_1 &= \int_0^{\infty} \frac{e^{-\sum_{\alpha n} R}}{R^2} dz \approx \int_0^{z_0} \frac{e^{-\sum_{\alpha n} R}}{R^2} dz = \\ &= \int_0^{z_0} \frac{e^{-\sum_{\alpha n} z} e^{-\sum_{\alpha n} \frac{z^2}{2z}}}{z^2 \left(1 + \frac{z^2}{2z^2} \right)} dz = \frac{e^{-\sum_{\alpha n} z}}{z^2} \int_0^{\infty} e^{-\sum_{\alpha n} \frac{z^2}{2z}} dz. \end{aligned} \quad (7)$$

При наложенном выше условии получим

$$J_1 = \frac{e^{-\sum_{\alpha n} z}}{z^2} \int_0^{\infty} e^{-\sum_{\alpha n} \frac{z^2}{2z}} dz$$

Вводя замену переменных $\sqrt{\frac{\sum_{\alpha n}}{2z}} z = t$, выражение (7) можно представить в виде:

$$J_1 = \frac{e^{-\sum_{\alpha n} z}}{z^2} \int_0^{\infty} e^{-t^2} dt \sqrt{\frac{2z}{\sum_{\alpha n}}} = \frac{e^{-\sum_{\alpha n} z}}{z^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{2z}{\sum_{\alpha n}}} = \frac{e^{-\sum_{\alpha n} z}}{z\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\pi}{2\sum_{\alpha n}}} \quad (8)$$

Для случая отсутствия в пробе ядер поглотителя (в нашем случае бора)

$$\begin{aligned}
 N_0 &= 4 \sum_{ag} \Delta V \phi \int_0^{\infty} dz \int_0^{\pi} \frac{d\alpha}{\rho z + \ell^2 - 2\rho\ell \cos\alpha} = \\
 &= 4 \sum_{ag} \Delta V \phi \int_0^{\pi} d\alpha \int_0^{\infty} \frac{dz}{z^2 + \frac{\ell^2}{z^2}} = 4 \sum_{ag} \Delta V \phi \int_0^{\pi} d\alpha [\arctg \frac{z}{\ell}]_0^{\infty} = \text{(II)} \\
 &= 4 \sum_{ag} \Delta V \phi \int_0^{\pi} \frac{\pi}{2z} dz = 2\pi \sum_{ag} \Delta V \phi \int_0^{\pi} \frac{d\alpha}{\sqrt{\rho z + \ell^2 - 2\rho\ell \cos\alpha}} = \\
 &= 2\pi \sum_{ag} \Delta V \phi \int_0^{\pi} \frac{d\alpha}{\sqrt{1 + (\frac{\ell}{\rho})^2 - 2\frac{\ell}{\rho} \cos\alpha}} = 4\pi \sum_{ag} \Delta V \phi K\left(\frac{\ell}{\rho}\right), \\
 &\text{при } \left(\frac{\ell}{\rho}\right)^2 < 1
 \end{aligned}$$

где $K\left(\frac{\ell}{\rho}\right)$ — полный эллиптический интеграл первого рода (табулирован).

Таким образом, полученные соотношения можно использовать для расчета потоков нейтронов, прошедших через пробу и поглощенных фольгой-детектором. Выражение (4) описывает случай близкий к действительному (согласно указанным выше допущениям). Более упрощенный вариант его в виде (IО) и (II) вполне может быть использован для приближенных расчетов.

4. Результаты расчетов

Для оценки оптимальных толщин фольг-детекторов и пробы с помощью ЭВМ были проведены расчеты для случая плоской геометрии по формуле (I). Результаты этих расчетов представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, оптимальной можно считать толщину фольги-детектора равной 0,01 см, а толщину пробы следует при этом выбирать порядка 1,0 см. Полученные результаты подтверждены экспериментальными исследованиями [6]. Однако, как показала практика, для измерений более рационально использовать установки цилиндри-

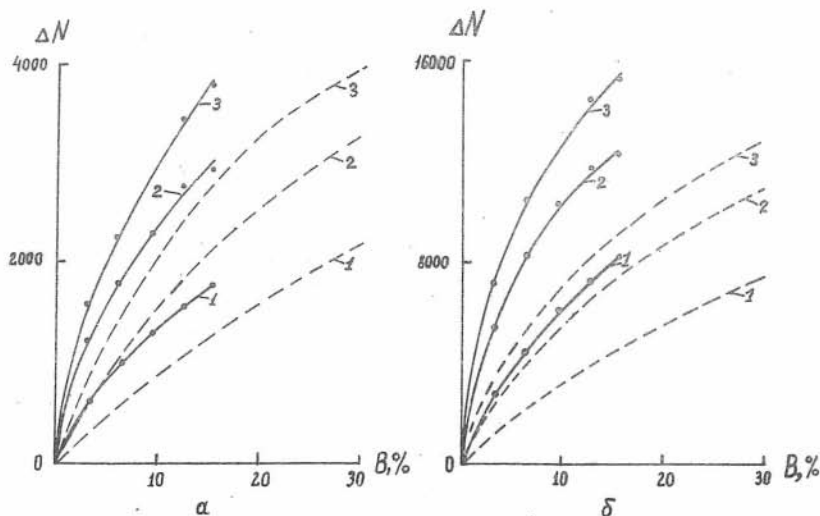


Рис. 4 Сопоставление экспериментальных (сплошные кривые) и расчетных (пунктирные кривые) данных для установок цилиндрической геометрии при измерениях с фольгой-детектором из серебра (а) и родия (б). Шифр кривых толщина пробы (см): 1 – 0,5; 2 – 1,0; 3 – 1,5.

(б), для толщин проб 0,5; 1,0 и 1,5 см при изменении концентрации бора от 0 до 30%. Как видно из рисунков, кривые, рассчитанные в соответствии с формулами (I0) и (II), наиболее согласуются с экспериментальными результатами. На рис. 6 приводится сопоставление результатов экспериментальных и расчетных данных при измерении концентрации бора в пределах $86 \pm 98\%$ (содержание бора выражено в граммах общего бора) для толщин проб 0,5 и 1,0 см. Расчеты проводились по формулам (2) и (3) (пунктирные линии) и (I0), (II) (штрих-пунктирные). Анализ результатов приведенных на рис. 6 для данного случая показывает, что оба метода расчетов приотизительно равноценны и носят лишь качественный характер. Значительное расхождение расчетных и экспериментальных данных

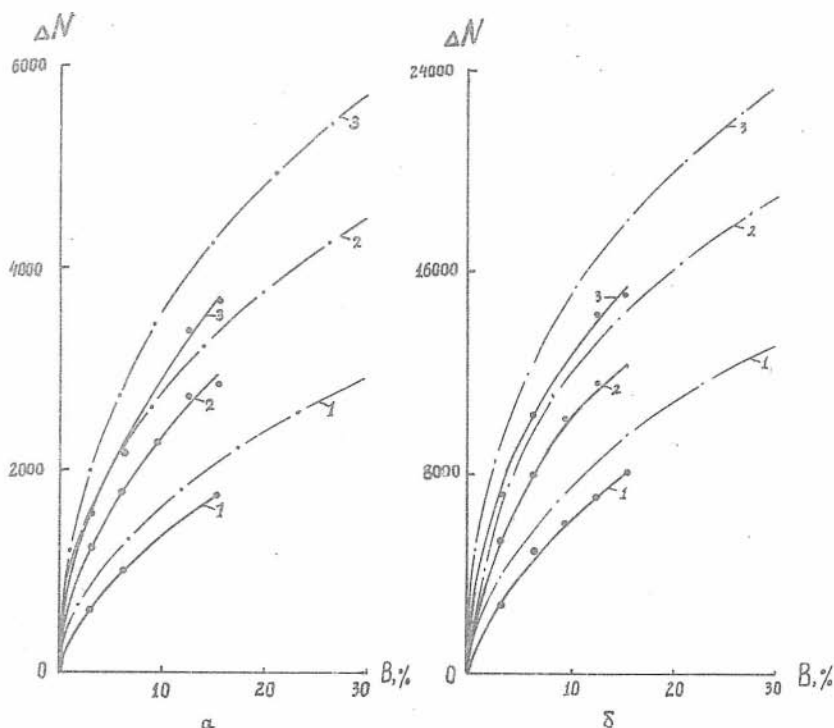


Рис. 5 Сопоставление экспериментальных (сплошные кривые) и расчетных (пунктирные кривые) данных для цилиндрической установки при измерениях с фольгой-детектором из серебра (а) и родия (б). шифр кривых: толщина пробы (см): 1 - 0,5; 2 - 1,0; 3 - 1,5.

объясняется конечно тем, что используемые здесь алгоритмы расчетов не отражают полную картину переноса нейтронов.

Экспериментальные и расчетные результаты показывают, что для определения бора в таком диапазоне концентраций ($86 \div 98\%$) наиболее приемлемым является детектор из серебра (большая крутизна кривых рис. 6а). Преимущество детектора из серебра осо-

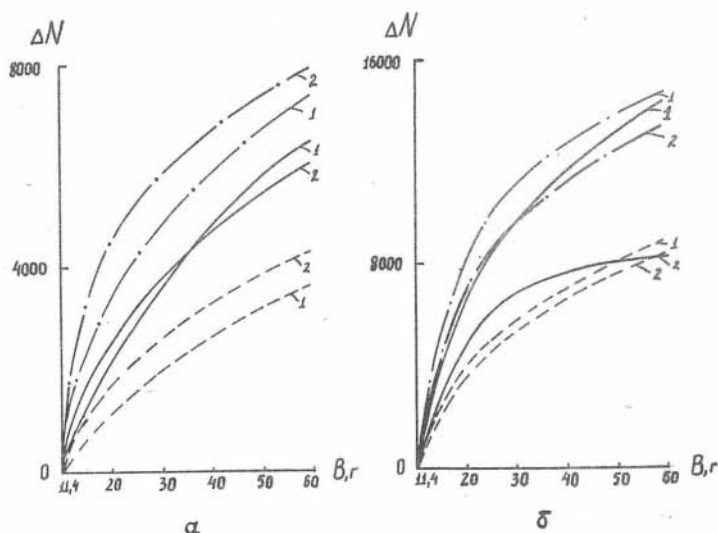


Рис. 6 Сопоставление экспериментальных (сплошные кривые) и расчетных (пунктирные и штрих пунктирные кривые) данных для цилиндрической установки при измерениях с фольгой-детектором из серебра (а) и родия (б). Шифр кривых: толщина пробы (см): 1 - 0,5; 2 - 1,0.

бенно выражено на примере рис. 6б, где расчетные и экспериментальные кривые для толщины пробы 1 см имеют тенденцию к выполаживанию. Выполаживание кривых вполне закономерно: родий "снижает" сечение поглощения бора в области своего резонанса (1,25 эВ) до 102 барн, тогда как серебро (5,235 эВ) значительно сильнее - до 54 барн. На рис. 7 приведены результаты расчетов по выбору оптимальных толщин проб для детекторов из серебра и родия при различных концентрациях бора. Из рисунков видно, что для фольг в 0,01 см оптимальная толщина пробы составляет 0,5-1,0 см (рис. 7в). Кроме того, детекторы из серебра и родия толщиной по 0,01 см являются практически равноценными. Уменьшение толщины детек-

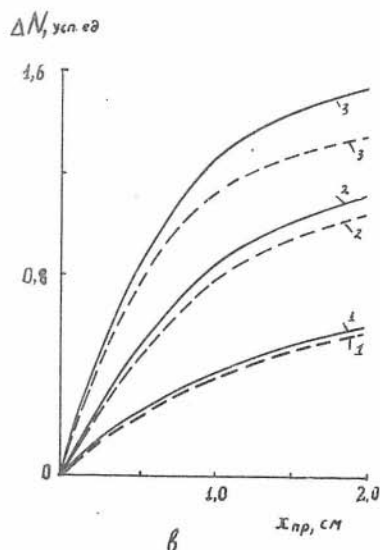
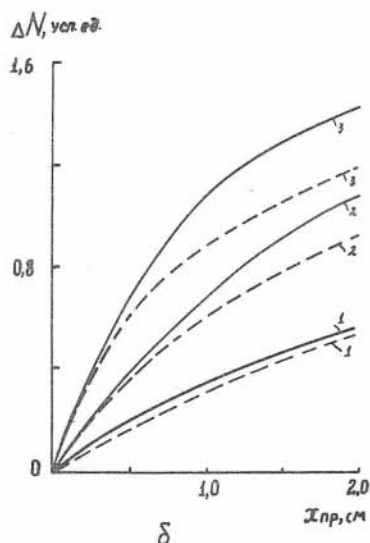
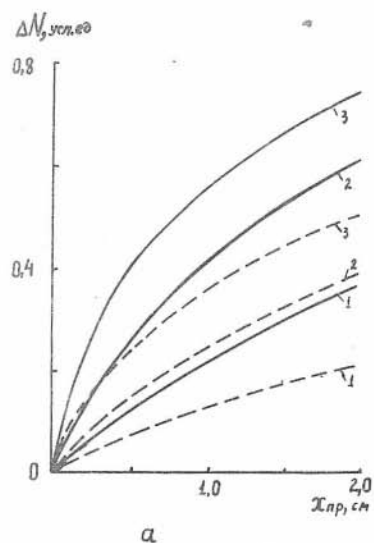


Рис. 7 Зависимость скорости счета резонансных нейтронов от толщины пробы для цилиндрической установки при измерениях с фольгами-детекторами из серебра (сплошные кривые) и родия (пунктирные кривые) толщиной (см): 0,001 (а); 0,005 (б) и 0,01 (в). Шифр кривых - концентрации бора: 1 - 6,2; 2 - 15,5 и 3 - 30.

тора до 0,001 см, как видно из рис. 7а, б, расширяет диапазон определения концентраций бора. Однако, при этом резко падает скорость счета нейтронов. Поэтому на практике удобнее пользоваться фольгами толщиной до 0,01 см.

По результатам проведенных расчетов оптимальная толщина фольг-детекторов была выбрана на основе лишь качественных критериев. Более точно ее можно определить, исходя из минимальной ошибки в определении концентрации. Покажем это, в частности, на примере расчетов для плоской геометрии. Для этого соотношение (I) представим в виде:

$$P = B + Dy, \quad B = \frac{\Sigma_i^0 + \Sigma_0^0 A_B}{\rho A_0 \sigma_B}, \quad D = \frac{A_B}{x \rho A_0 \sigma_B}, \quad y = \sigma_2 N_i / N_0.$$

Здесь Σ_i^0 и Σ_0^0 - макроскопические сечения суммы i -ых элементов (кроме бора) борсодержащей и "пустой" породы; A_B - массовое число бора; A_0 - число Авогадро; σ_B - эффективное сечение для бора; N_0 и N_i - скорости счета нейтронов для пустой и борсодержащей проб. Значение относительной ошибки определения концентрации бора можно оценить формулой

$$\delta P = \frac{D}{P} \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial N_0}\right)^2 (\sigma N_0)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial N_i}\right)^2 (\sigma N_i)^2}, \quad (I2)$$

где σN_0 и σN_i - статистические ошибки в определении скоростей счета от пустой и борсодержащей проб. Результаты расчетов для серебряных и родиевых фольг приведены на рис. 8 откуда видно, что для каждой конкретной толщины фольги-детектора необходимо выбирать определенную величину произведения ρx , а исходя из этого для каждого конкретного диапазона концентраций бора можно выбирать определенную толщину проб. Из графиков рис. 8 также следует, что наименьшие ошибки получаются при измерениях с родиевыми детекторами ($\sim 3,5\%$ для фольг толщиной 0,001+0,01 см). Для серебряных фольг той же толщины ошибка достигает величины $\sim 5\%$. Использование более толстых фольг ведет к возрастанию ошибок и

к увеличению бета-излучения наведенной активности. Выводы подтверждены экспериментально [6].

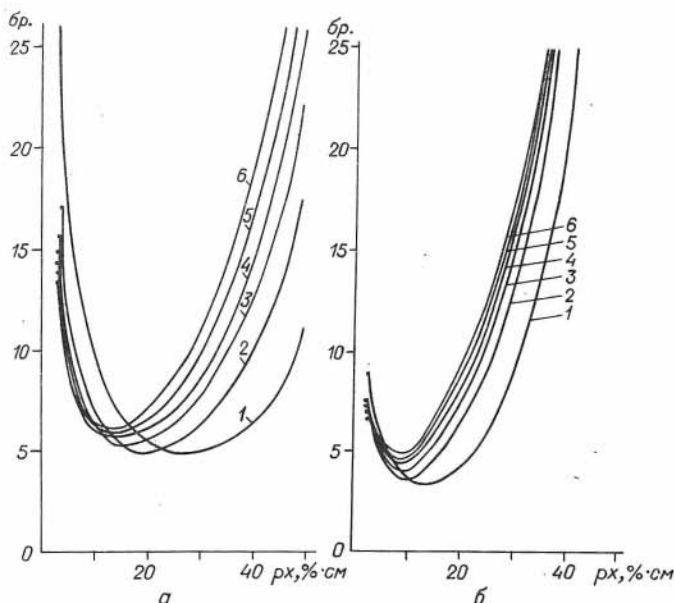


Рис. 8 Зависимость относительной ошибки от произведения концентраций бора на толщину пробы при измерениях с фольгой-детектором из серебра (а) и родия (б) толщиной (см): 1 - 0,001; 2 - 0,005; 3 - 0,01; 4 - 0,015; 5 - 0,02; 6 - 0,03.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас нейтронных сечений. Атомиздат, 1959.
2. Вахтин Б.С., Филиппов Е.М. Определение высоких концентраций бора нейтронно-резонансным методом. Заводская лаборатория, 1971, № 4.
3. Вахтин Б.С., Филиппов Е.М. Раздельное определение бора и лития нейтронно-резонансным методом. Журнал аналитической хи-

мии, т. 27, вып. 3, 1972.

4. Гамоарян Р.Г., Штань А.С. Нейтронно-резонансный анализ элементного состава вещества. Атомная энергия, т. 25, вып. 2, 1968.

5. Термализация нейтронов (сб. докладов), Атомиздат, 1964.

6. Филиппов Е.М. Курс ядерной геофизики. Изд-во Новосибирского Государственного университета, Новосибирск, 1972.

7. Филиппов Е.М. и др. Нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-метод в рудной геофизике. Новосибирск, "Наука", Сиб. Отд., 1972.

В.Н. Балашев, В.С. Иванов, В.И. Семенов,
Е.И. Тетерин

О ВОЗМОЖНОСТИ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ
ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ НА ОДНОМ ПОЛИМЕТАЛЛИЧЕСКОМ
МЕСТОРОЖДЕНИИ ПО НАЛИЧИЮ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СВЯЗИ
МЕЖДУ ЭЛЕМЕНТАМИ

Для исследования свинцово-цинковых руд в естественном залегании широко применяется селективный гамма-гамма-метод (ГГМ-с), основанный на зависимости интенсивности рассеянного гамма-излучения от эффективного атомного номера среды $\sum_{эф.}$ [3, 5]. Наличие корреляционной связи между плотностью рудного тела и его $\sum_{эф.}$ существенно облегчает количественную интерпретацию данных ГГМ-с по свинцу и цинку, если между их содержаниями также существует корреляционная связь, а содержания других сопутствующих тяжелых элементов или коррелируют с содержаниями определяемых элементов, или по своему влиянию не выходят за пределы допустимых погрешностей.

Наличие корреляционной связи между содержаниями цинка и кадмия позволяет применять нейтрон-нейтронный метод на тепловых нейтронах (ННМ-т) для выявления полиметаллических руд и опреде-

ления в них цинка [2]. НМ-т основан на зависимости интенсивности регистрируемого нейтронного потока от нейтронопоглощающих свойств среды. Присутствие в полиметаллических рудах, наряду с кадмием, элементов с повышенными сечениями поглощения и рассеяния нейтронов приводит к погрешностям определения кадмия, а следовательно и цинка, если между кадмием и этими элементами отсутствует корреляционная связь.

По данным кернового опробования на одном из участков месторождения было установлено, что существует довольно устойчивая корреляционная связь между содержаниями свинца и цинка, что наглядно видно из рис. 1. Рассчитывался коэффициент корреляции $\hat{\rho}$ и его среднеквадратичная ошибка $\Sigma_{\hat{\rho}}$ [4]. Получено $\hat{\rho} = 0,92$, $\Sigma_{\hat{\rho}} = 0,03$.

Были рассчитаны также коэффициенты уравнения регрессии для определения средних значений содержаний цинка по содержаниям свинца [4]. Все расчеты выполнялись на ЭВМ "Мир". Полученное уравнение регрессии имеет вид:

$$\bar{C}_{Zn} = (1,28 \pm 0,09) C_{Pb} + 0,53, \quad (1)$$

где C_{Pb} - содержание свинца в руде, \bar{C}_{Zn} - среднее содержание цинка, соответствующее C_{Pb} . Однако по отдельным рудным пересечениям, на разных участках месторождения соотношение между содержаниями свинца и цинка может значительно изменяться. Наличие корреляционной связи цинка со свинцом позволяет в принципе проводить количественную интерпретацию данных ГГМ-с по свинцу и цинку, при этом, для отдельных рудных пересечений возможны значительные ошибки в определении цинка, но при большом наборе данных результаты ГГМ-с будут вполне достоверными. Ввиду отсутствия химанализов на сопутствующие тяжелые элементы, в частности, на железо, их влияние на результаты ГГМ-с не оценивалось.

В данном типе руд также исследовалась корреляционная связь между содержаниями цинка и кадмия. Установлено, что между содержаниями цинка и кадмия существует почти линейная зависимость (рис. 2). Расчитанные коэффициент корреляции и его среднеквадратичная ошибка равны соответственно 0,993 и 0,005.

Уравнение регрессии между содержаниями цинка и кадмия име-

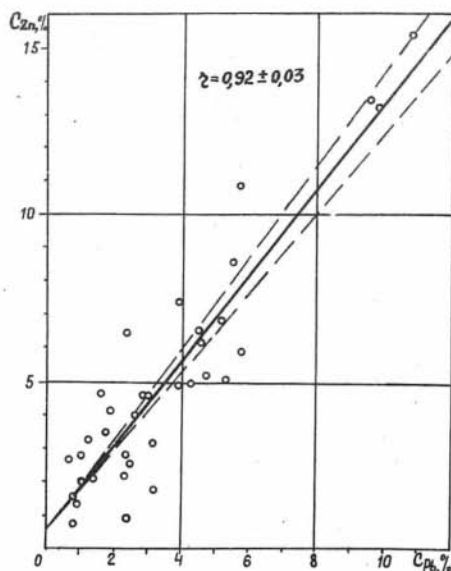


Рис. 1 Корреляционная связь между содержаниями цинка и свинца. Сплошная линия соответствует уравнению регрессии $\bar{C}_{zn} = 1,28C_{pb} + 0,58$ пунктирные - уравнениям $\bar{C}_{zn} = (1,28 \pm 0,09)C_{pb} + 0,53$

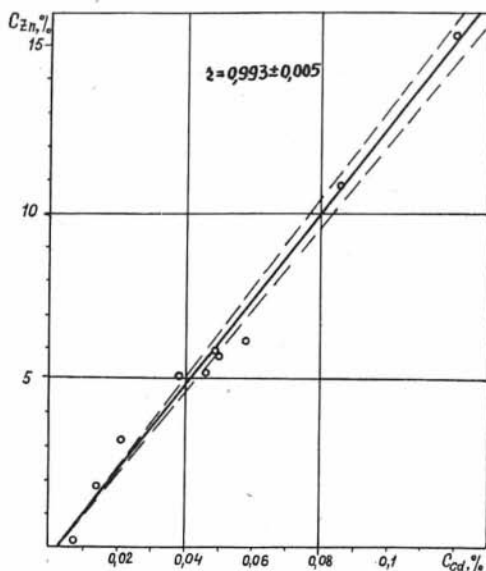


Рис. 2 Корреляционная связь между содержаниями цинка и кадмия. Сплошная линия соответствует уравнению регрессии $\bar{C}_{zn} = 127,9C_{cd} - 0,3$, пунктирные - уравнениям $\bar{C}_{zn} = (127,9 \pm 4,9)C_{cd} - 0,3$.

ет вид:

$$\bar{C}_{Zn} = (127,9 \pm 4,9) C_{Cd} - 0,3 \quad (2)$$

где C_{Cd} - содержание кадмия в руде, \bar{C}_{Zn} - соответствующее C_{Cd} среднее содержание цинка. Уравнение регрессии (2) позволяет с небольшой ошибкой вычислять по содержанию кадмия соответствующее ему среднее содержание цинка. Таким образом устойчивая корреляционная связь цинк-кадмий позволяет в принципе производить количественное определение цинка по кадмию с помощью ННМ-т при учете мешающего влияния других нейтронопоглощающих элементов. По данным кернового опробования установлено, что в рудных зонах, помимо сульфидов, присутствует также аксинит, содержащий сильный нейтронопоглощающий элемент бор. В таблице I представлены результаты химанализа керна по кадмию и бору.

Таблица 1

№№ Пробы	Содержание кадмия	Содержание бора
1	0,049	0,059
2	0,12	0,055
3	0,038	0,109
4	0,050	0,163
5	0,046	0,025
6	0,021	0,159
7	0,007	0,036
8	0,014	0,033
9	0,086	0,346
10	0,058	0,115

Они показывают отсутствие корреляционной связи между содержаниями этих элементов ($\chi^2 = 0,32 \pm 0,28$). Оценка эффекта поглощения нейтронов кадмием по отношению к эффекту поглощения нейтронов бором в диапазоне энергий нейтронов от 0,001 эВ до 1 эВ производилась по соотношению:

$$M(E) = \frac{C_{Cd}}{C_B} \cdot \frac{A_B}{A_{Cd}} \cdot \frac{\sigma_{Cd}(E)}{\sigma_B(E)}, \quad (3)$$

где C_{Cd} , C_B - содержания кадмия и бора в руде, A_{Cd} , A_B - атомные номера кадмия и бора, $\sigma_{Cd}(E)$, $\sigma_B(E)$ - макросечения поглощения нейтронов кадмием и бором. Данные по микросечениям взяты из [1].

График зависимости значений $\frac{A_B}{A_{Cd}} \cdot \frac{\sigma_{Cd}}{\sigma_B}$ от энергий нейтронов приводится на рис. 3. Эта зависимость имеет быстрый рост

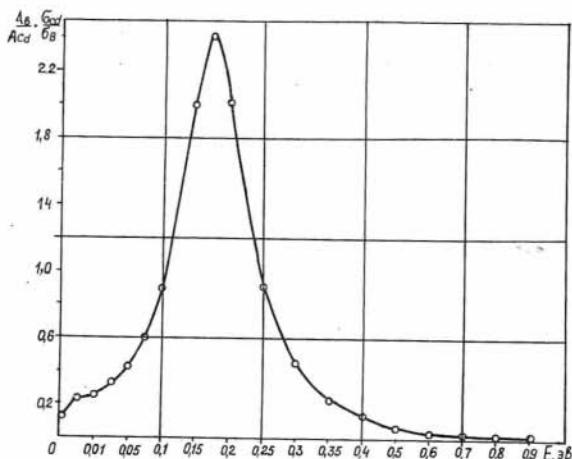


Рис. 3 Зависимость значений $\frac{A_B}{A_{Cd}} \cdot \frac{\sigma_{Cd}}{\sigma_B}$ от энергий нейтронов.

от 0,13 ($E = 0,001$ эВ) до 2,4 ($E = 0,175$) с последующим быстрым спадом при увеличении нейтронных энергий. Так как $\frac{C_{Cd}}{C_B} = 0,13 \div 2,2$ (см. табл. I), то

$$M(E) = (0,13 \div 2,2) \cdot \frac{A_B}{A_{Cd}} \cdot \frac{\sigma_{Cd}(E)}{\sigma_B(E)}, \quad (4)$$

и даже $M(E_{\text{эф}}) = M(0,175 \text{ эВ}) = (0,13 + 2,2) 2,4 = 0,31 + 5,3.$

Для других значений энергии величина $M(E)$ еще меньше.

Таким образом, количественное определение кадмия, а следовательно и цинка, с помощью ННМ-т весьма затруднительно, ввиду очень сильного мешающего влияния бора. В принципе при учете влияния бора оно возможно. Влияние бора можно учесть, если исследовать распределение его в рудных зонах путем регистрации надкадмиевых нейтронов с $E \geq 0,5$ эВ, где вклад бора в поглощение нейтронов преобладает. Как видно из рис. 3, наилучшие результаты по определению кадмия можно получить при регистрации нейтронов в диапазоне энергий примерно от 0,1 до 0,25 эВ, где вклад кадмия в поглощение максимален. Однако поскольку чувствительность ННМ-т по кадмию около 0,03% кадмия [2], что в нашем случае соответствует примерно 3,5 % цинка, то даже при учете влияния бора, с помощью ННМ-т возможно количественное определение цинка только при содержаниях, превышающих 3,5-4%. Корреляция же бора с рудными зонами позволяет качественно выделять рудные участки с существенно меньшими содержаниями цинка, т.к. порог чувствительности ННМ-т к бору около 0,01 % бора.

Экспериментальные исследования проводились на 13 разведочных скважинах месторождения. Изучались возможности ГГМ-с и ННМ-т для определения свинцово-цинковых руд. Для изучения связи плотности рудного тела с его $Z_{\text{эф}}$ наряду с ГГМ-с проводились измерения с помощью плотностного ГГМ (ГГМ-п). Кроме того, осуществлялись измерения ННМ по надтепловым нейтронам, (ННМ-н), а также нейтронным гамма-методом (НГМ) и гамма-методом (ГМ). ГМ применялся для литологического расчленения пород по разрезам скважин, а НГМ — для изучения возможности выделения руд наряду с ННМ-т. Измерения выполнялись каротажным радиометром ПРКС-2, приспособленным для работы в рудничных условиях. В качестве детекторов гамма- и нейтронного излучения применялись соответственно сцинтилляторы $NaJ(Te)$ и ЛДНМ, фотоумножитель типа ФЭУ-31. Для регистрации надтепловых нейтронов ЛДНМ окружался кадмиевым фильтром. В работе использовались радиоактивные гамма-источники; цезий-137 для ГГМ-п, барий-133 — для ГГМ-с, нейтронный Ри-Ве источник с выходом 10^6 нейтр/сек для нейтронных методов.

На рис. 4, 5 приводятся каротажные диаграммы, полученные

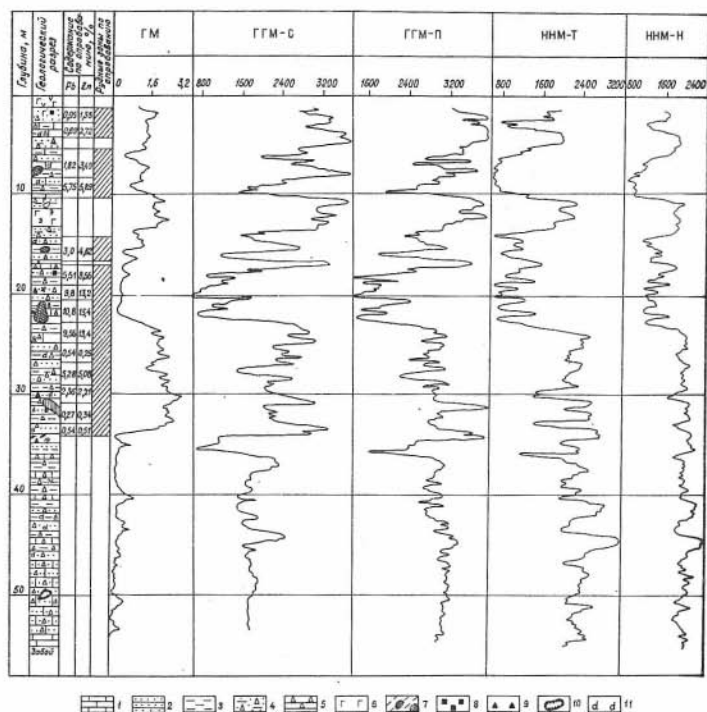


Рис. 4 Геологическая колонка и каротажные диаграммы ГГМ-с, ГГМ-п, ННМ-т, ННМ-н, ГМ по скважине № 15 и условные обозначения: 1 - известняки; 2 - песчаники; 3 - алевролиты; 4 - песчанико-алевролитовая брекчия; 5 - брекчированные известняки; 6 - андезиты; 7 - тектониты; 8 - вкрапленность галенита; 9 - вкрапленность сфалерита; 10 - каверны; 11 - аксинитизация.

на двух скважинах. На диаграммах рудные зоны выделяются пониженными значениями интенсивности регистрируемого излучения. По сопоставлению диаграмм ГГМ-с и ГГМ-п на рис. 4 видно, что между Σ эф. и плотностью рудных зон существует устойчивая корреля-

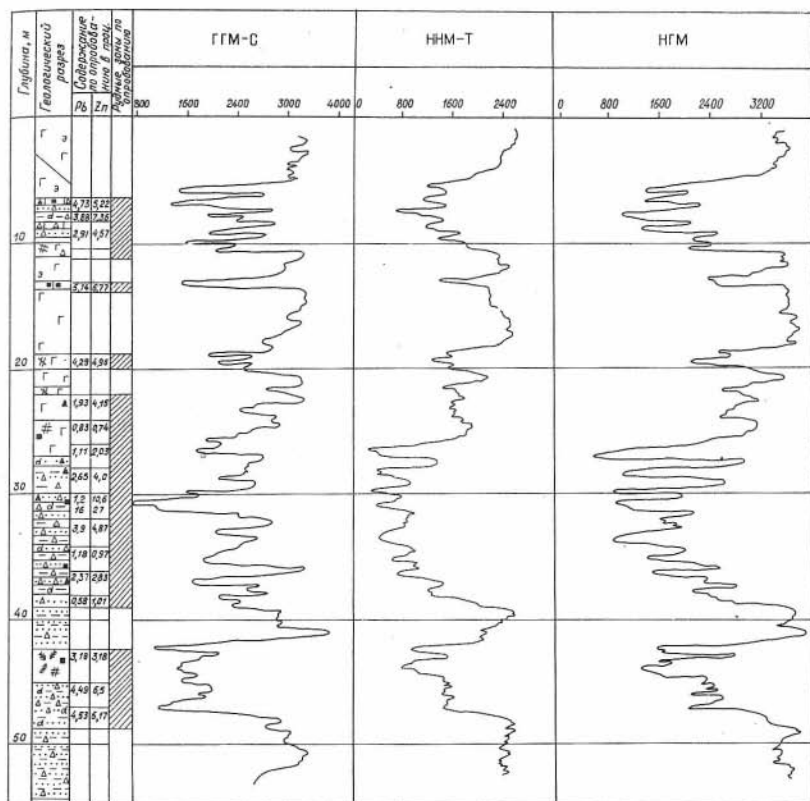


Рис. 5 Геологическая колонка и каротажные диаграммы ГГМ-с, ННМ-Т, НГМ по скв. № 16.

ционная связь, т.е. по результатам ГГМ-с, с учетом корреляционной связи свинец - цинк, возможна количественная оценка содержания цинка и свинца. Сопоставление диаграмм ГГМ-с на рис. 4, 5 с данными хим. анализа в основном подтверждает это. Некоторое несоответствие объясняется рядом причин: погрешностями геологического опробования, особенно при неполном выходе керна; влиянием изменений Z эф. и плотности рудных тел за счет изменений содержания железа; плохим техническим состоянием скважин, (вывалы из стенок, каверны), затрудняющим интерпретацию

результатов ГГМ-с. Сопоставление диаграмм ННМ-т и ННМ-н на рис. 4 показывает тесную корреляционную связь между ними, что говорит о преобладающем влиянии бора на результаты этих методов и подтверждает наши оценки. Соответствие минимумов на каротажных диаграммах ННМ-т зонам оруденения по геологическому описанию подтверждает возможность использования ННМ-т для качественного выделения рудных зон и комплексирования с ГГМ-с с целью однозначной интерпретации результатов ГГМ-с. Диаграмма НГМ на рис. 5 показывает лучшую, по сравнению с ННМ-т, дифференциацию по нейтронопоглощающим свойствам среды. НГМ так же, как и ННМ-т можно применять для качественного выделения рудных зон и комплексирования с ГГМ-с. При сопоставлении данных кернового опробования и ядерно-геофизических методов следует учитывать, что последние позволяют производить более точную привязку границ рудных зон по глубине.

В некоторых случаях зоны пониженных значений интенсивности излучения на каротажных диаграммах не соответствовали данным по геологическому описанию. Применение только одного геофизического метода могло привести к неоднозначности интерпретации. Совместная интерпретация ГГМ-с и ННМ-т позволила выявить в этих зонах участки оруденения. Так на рис. 4 аномалию на диаграммах ГГМ-с и ННМ-т на глубине от 34 до 36 м можно интерпретировать как зону оруденения, не отмеченную в геологическом описании.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Атлас эффективных нейтронных сечений элементов. Издат. АН СССР, М., 1955.

2. Кошелев И.П. и др. Применение комплекса радиоактивных методов исследования скважин на полиметаллических месторождениях Рудного Алтая. Вопросы рудной геофизики в Казахстане. Алма-Ата, 1966.

3. Воскобойников Г.М. Известия АН СССР, серия геофизическая, № 3, М., 1957.

4. ЩигOLEв Б.М. Математическая обработка наблюдений. М., "Наука", 1969.

5. Ядерно-геофизические методы опробования при добыче и переработке минерального сырья. Л., 1972.

Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук, Е.М. Филиппов

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АЗОТА В МОДЕЛЯХ НЕФТЯНЫХ
ПЛАСТОВ ПО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЮ РАДИАЦИОННОГО
ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

Известны трудности, связанные с выделением нефтеносных пластов по разрезам скважин. Водоносные и нефтеносные пласты в настоящее время разделяются в основном по содержанию в воде хлористого натрия при его концентрациях от $\sim 20-50$ г/л и выше. В случае, если пластовые воды не минерализованы нефтеносный пласт отличить от водоносного практически невозможно. Для решения этой задачи можно воспользоваться элементами, содержащимися в небольших количествах в нефтях или в водах, со специфическими ядерными свойствами. Наибольший интерес при этом представляют азот и сера, содержащиеся в нефтях, ст. табл. I [3-6,8]. Из нее видно, что содержание азота в нефтях варьируется от 0,01 и до 1%, а содержание серы — от 0,01 до 5%. Определение азота в нефтеносных пластах выгодно вести по гамма-излучению радиационного захвата с энергией 10,83 МэВ [7, 10]. Определение азота по этому излучению может мешать гамма-излучение радиационного захвата кремния-29 с энергией 10,60 МэВ, магния-25 с энергией 11,09 МэВ и, возможно, железа-57 с энергией 10,16 МэВ (см. табл. 2). Кремний является одним из основных элементов, содержащихся в терригенных породах, а магний — в карбонатных породах, и особенно в доломитах. В перечисленных породах в небольших количествах может содержаться и железо. Кроме того кремний содержится в цементе между обсадной колонной и породой, железо — в обсадной трубе. Поэтому важно оценить концентрации кремния и железа, эквивалентные по своим ядерным свойствам реальным концентрациям азота в нефтеносных пластах.

Элементный состав нефти, %

Таблица I

Месторождение	Водород	Углерод	Азот	Кислород	Сера
Коми АССР	12,91-14,08	85,52-86,00	0,07-0,37	0,11-0,33	0,22-1,11
Перм. обл.	11,55-13,81	82,52-86,00	0,03-0,43	0,03-0,97	0,37-5,10
Удм. АССР	11,86-14,10	83,00-85,10	0,20-0,27	0,05-0,47	1,90-3,44
Баш. АССР	11,50-14,30	82,60-85,70	0,12-0,38	0,04-0,61	1,30-4,53
Тат. АССР	11,12-14,03	83,00-86,42	0,16-0,93	0,02-0,24	1,40-3,50
Куйб. обл.	12,02-14,49	83,00-86,40	0,01-0,25	0,02-0,85	0,20-3,07
Оренб. обл.	11,01-14,20	79,82-85,81	0,02-0,60	0,02-3,70	0,48-4,87
Сарат. обл.	12,96-13,02	85,97-86,07	0,02-0,18	0,12-0,23	0,24-0,67
Волгог. обл.	12,80-15,51	84,37-86,07	0-0,11	0,02-0,58	0,02-1,07
Астрахан. обл.	13,35	86,01	0-0,06	0,20	0,05-1,68
Калм. АССР	"	"	"	"	"
Грозн. обл.	13,00	85,95	0,07	0,74	0,14
Каз. ССР	11,18-13,91	84,56-86,25	0,02-0,18	0,10-1,65	0,20-3,00
Узб. ССР	12,21-14,14	85,24-86,32	0,02-0,19	0,07-0,55	0,01-2,14
Кирг. ССР	13,18-14,10	85,46-86,12	0,04-0,20	0,14-0,15	0,26-0,36
Турк. ССР	13,19	86,12	0,14	0,28	0,27
Зап. Сиб.	12,33-14,68	84,77-85,92	0,02-0,35	0,04-1,26	0,04-2,06
Вост. Сиб.	13,74-16,12	83,60-86,13	0,01-0,08	0,07-0,30	0,01-1,01
О. Сахалин	11,85-13,30	85,85-87,15	0,07-0,52	0,09-0,49	0,10-0,62
Бел. ССР	12,98-13,31	85,77-85,90	0,09-0,17	0,38-0,57	0,32-0,51
Калинингр. обл.	13,39	86,04	0,07	0,28	0,22
Молд. ССР	11,81	86,78	0,20	0,36	0,85

Таблица 2

Ядерные свойства некоторых изотопов
химических элементов, вступающих
в реакцию (π, γ)

Изотоп элемента	Масса изото- па	Распро- стра- ненность, % p	Массо- вое макро- скопич. сечение, $\text{см}^2/\text{г}$ (Σ)	Энергия жестких гамма- квантов, МэВ	Выход гамма- кван- тов, ϵ	$\Sigma' = \frac{\rho \cdot \Sigma}{100}$, $\text{см}^2/\text{г}$
Азот	14	99,63	0,00344	10,83	0,15	$5,14 \cdot 10^{-4}$
Кремний	29	4,68	0,00584	10,60	0,002	$5,46 \cdot 10^{-7}$
Магний	25	10,11	0,00663	11,09	0,0003	$2,02 \cdot 10^{-7}$
Железо	57	2,17	0,0289	10,16	0,001	$6,27 \cdot 10^{-7}$

Исходя из табл. I среднее содержание азота в нефтях можно взять равным 0,15%. Если принять удельный вес нефти $0,9 \text{ г/см}^3$, а минералогическую плотность коллекторов нефти: кварцевого песчаника – $2,65 \text{ г/см}^3$, а доломита – $2,87 \text{ г/см}^3$, то концентрации азота и мешающих элементов в этих коллекторах будут отвечать величинам, приведенным в табл. 3. Для сравнения эффектов от азота и мешающих элементов рассмотрим отношения интенсивностей определяемого и конкурирующего излучений.

Если измеряемый объект представить как коллектор, состоящий из кварцевого песчаника или доломита с равномерно распределенным азотом в коллекторе, то отношение интенсивностей излучения гамма-квантов (для данных, приведенных в табл. 2 и 3) оценивается следующим образом:

$$\Sigma_{Si}'' / \Sigma_N'' = 3,9,$$

$$\Sigma_{Mg}'' / \Sigma_N'' = 0,42.$$

для 20% содержания железа в скважине, распределенных гомогенно

$$\Sigma_{Fe}'' / \Sigma_N'' = 2,1.$$

В качестве детектора целесообразно использовать сцинтилляционный счетчик с кристаллом иодистого натрия, активированного таллием, который обладает достаточным разрешением при высокой эффективности регистрации гамма-излучения. Энергетическое разрешение датчика можно оценить [2]:

$$R = \frac{6,5 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{E}}, \quad (I)$$

где E — энергия гамма-квантов, МэВ. Для гамма-линий (МэВ): 10,16, 10,6, 10,83 и 11,09 разрешение равно соответственно

Таблица 3

Концентрации и макроскопические сечения
азота и мешающих элементов в некоторых
коллекторах нефти

Коллектор	Содержание определяемого и мешающего элементов, % c	$\Sigma'' = \frac{c \Sigma'}{100 \frac{\text{см}^2}{\text{г}}}$
Кварцевый песчаник пористостью 20%, заполненный нефтью	0,01185, азот	$6,08 \cdot 10^{-8}$
	43,1; кремний	$2,35 \cdot 10^{-7}$
Доломит пористостью 20%, заполненный нефтью	0,01088, азот	$5,6 \cdot 10^{-8}$
	11,6; магний	$2,34 \cdot 10^{-8}$

(%): 2,03, 1,99, 1,98 и 1,95, т.е. в среднем 2%. Приведем некоторые оценки возможности такого детектора без учета комптоновского рассеяния гамма-излучения в кристалле. Расчетная линия полного поглощения, описывается функцией вида:

$$e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sigma E_0}\right)^2}, \quad (2)$$

где E_0 — энергия излучения, σ — относительная полуширина фотопика на уровне 0,5. На рис. I представлено положение фотопиков кремния, магния и азота. Амплитуды фотопиков пропорциональны макроскопическим сечениям (табл. 2, 3) Следует отметить, что железо не будет влиять на скорость счета, если воспользоваться дискриминатором с порогом $10,55 \pm 0,12$ МэВ. Отсутствие кремния

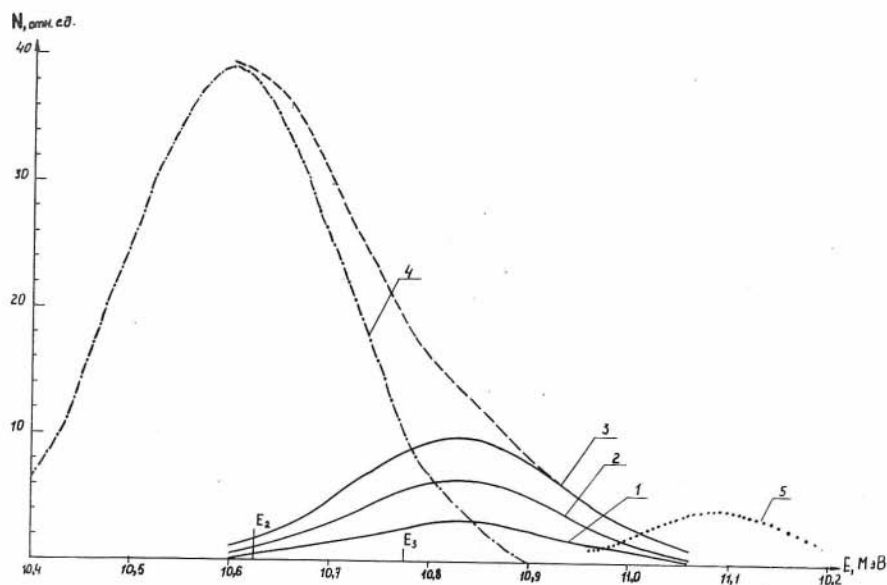


Рис. I Аппаратурные спектры фотопиков, без учета комптоновского рассеяния: 1 — азот с концентрацией 0,05%, 2 — азот с концентрацией 0,1%, 3 — азот с концентрацией 0,15%, 4 — кремний с концентрацией 43,1%, 5 — магний с концентрацией 11,6%.

или его концентрации менее 5% не мешают определению азота в карбонатных коллекторах. Однако в этом случае необходимо фиксировать порог дискриминации с точностью лучшей 0,25%. Если коллектором служит песчаник, обнаружить азот спектрометрированием при средней концентрации 0,15% практически невозможно, так как неизбежны вариации концентрации кремния в породе, пройденной скважиной. В этом случае для измерений необходима методика, которая позволила бы более точно определять содержание кремния и вносить поправки в измерения содержания азота в строго определенном энергетическом интервале.

Концентрация кремния и скорость счета связаны соотношением:

$$N_{Si} = C_{Si} K \left(\int_{E_1}^{E_0} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sigma E_0}\right)^2} dE + \int_{E_0}^{E_2} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sigma E_0}\right)^2} dE \right), \quad (3)$$

где N_{Si} - скорость счета импульсов излучения от кремния; C_{Si} - определяемая концентрация кремния; K - функция, в первом приближении не зависящая от C_{Si} , C_N , E_0 - энергия излучения кремния (10,6 МэВ), E - переменная величина энергии, σ - то же, что и в (2); E_1 и E_2 - выбираемые пороги дискриминации. Для азота записываем аналогичным образом;

$$N_N = C_N K_1 \left(\int_{E_3}^{\tilde{E}_0} e^{-\left(\frac{E-\tilde{E}_0}{\sigma \tilde{E}_0}\right)^2} dE + \int_{\tilde{E}_0}^{\infty} e^{-\left(\frac{E-\tilde{E}_0}{\sigma \tilde{E}_0}\right)^2} dE \right) + C_{Si} K \int_{\tilde{E}_3}^{\infty} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sigma E_0}\right)^2} dE \quad (4)$$

Где N_N - скорость счета импульсов излучения азота при дискриминируемой энергии E_3 ; C_N - определяемая концентрация азота; K_1 - функция, в первом приближении не зависящая от C_N , C_{Si} . E_0 - энергия излучения азота 10,83 МэВ; E - порог дискриминации. Подставляя C_{Si} из (3) в (4) выразим C_N через заданные и экспериментально определяемые величины.

$$C_N = \frac{N_N - N_{s_i} \int_{E_1}^{\infty} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sigma E_0}\right)^2} dE / K \left(\int_{E_1}^{E_0} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sigma E_0}\right)^2} dE + \int_{E_0}^{E_2} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sigma E_0}\right)^2} dE \right)}{K_1 \left(\int_{E_3}^{\tilde{E}_0} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sigma E_0}\right)^2} dE + \int_{E_0}^{\infty} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sigma E_0}\right)^2} dE \right)} \quad (5)$$

Расчеты показывают, что при фиксации порогов дискриминации E_1 , E_2 и E_3 с точностью 0,12% на фоне излучения кремния можно определять азот с концентрацией 0,15% с точностью порядка 25%. Это говорит о том, что в конкретных случаях и при наличии соответствующей электронной аппаратуры присутствие азота в некоторых коллекторах возможно идентифицировать, используя различие гамма-пигов азота и мешающих элементов. Кроме этих оценок важно определить время, в течение которого необходимо набрать соответствующее число импульсов от гамма-излучения радиационного захвата нейтронов. Скорость счета оценивается по формуле:

$$N = \varepsilon \cdot 0,15 \cdot 2\pi n_N \int \phi(z, \theta) \sigma_a \Omega(z, \theta) z^2 dz d\theta, \quad (6)$$

где $\varepsilon \sim 0,025$ - фотозффективность кристалла по фотопику; n_N - число атомов азота в единице объема, см³; σ_a - сечение захвата тепловых нейтронов ядрами атомов азота; Ω - телесный угол, под которым виден сцинтиллятор из излучающей точки; $\phi(z, \theta)$ - поток тепловых нейтронов. Для водного раствора в случае сферической симметрии функция $\phi(z)$ приведена в [9]. В этом случае после подстановки в (6) всех значений скорость счета оказывается равной 6 имп/сек. Замена цилиндрической симметрии сферической является довольно грубым приближением и поэтому для оценки скоростей счета были проведены эксперименты на установке, показанной на рис. 2. Корпус цилиндрической модели изготовлен из листовой дюралю марки АМЦГ толщиной 4 мм. Стакан выточен из дюралюминия марки Д-16Т. Промежуток между стаканом и ФЭУ заполнялся натрием тетраборнокислым $Na_2B_4O_7 \cdot 10H_2O$ для экранирования сцинтиблока от потока тепловых нейтронов. В ка-

честве раствора использовалась дистиллированная вода с разведенным в ней $\text{H}_2\text{N}/\text{CO}/\text{H}_2$ в концентрациях (%): 0; 2,5 и 5. При измерениях объем раствора выдерживался с точностью 0,1%. Источником нейтронов служил плутоний-бериллиевый препарат с выходом

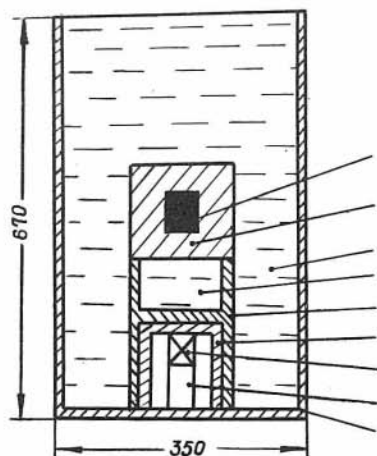


Рис. 2 Схема измерительной установки: 1 — плутоний-бериллиевый источник, 2 — свинцовая защита, 3 и 4 — азотсодержащий раствор или дистиллированная вода, 5 — стакан для сцинтиллы, 6 — борная защита, 7 — кристалл иодистого натрия, активированного таллием, размером 63х63, 8 — фотоумножитель ФЭУ-82Б, 9 — корпус бака.

$4,3 \cdot 10^6$ нейтр/сек. Для защиты от гамма-излучения (с энергией порядка 4МэВ) источника использовался свинцовый цилиндрический экран.

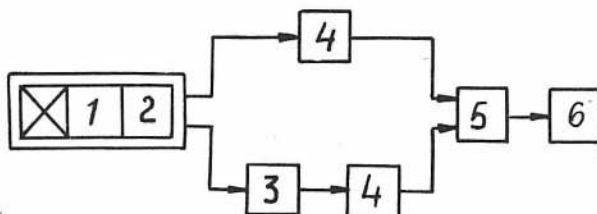


Рис. 3 Блок-схема регистрирующей аппаратуры: 1 — фотоумножитель, 2 — эмиттерный повторитель, 3 — ослабитель, 4 — дискриминатор БД-15, 5 — схема совпадений — антисовпадений БС-15, 6 — пересчетная схема ПП-9М.

В качестве регистрирующей аппаратуры использовались стандартные блоки БД-15 и БС-13. На выходе ФЭУ ставился эмиттерный

повторитель. Блок-схема регистрирующей аппаратуры представлена на рис. 3. Для выбора порогов дискриминации проводилась калибровка с помощью эталонных источников (ОСГН), а также космического излучения [1]. Пороги дискриминации были выбраны 10,5 и 15 МэВ.

В ходе измерения напряжение питания ФЭУ выбиралось исходя из необходимости поддерживать линейность аппаратуры в диапазоне энергий от 0,8 до 11 МэВ с точностью 1%. Перед каждым измерением с азотсодержащим раствором и после проводились калибровочные измерения с чистой дистиллированной водой. Результаты эксперимента представлены на рис. 4. По оси ординат отложено процентное содержание азота, по оси абсцисс скорость счета импульсов, обусловленная азотом над уровнем фона.

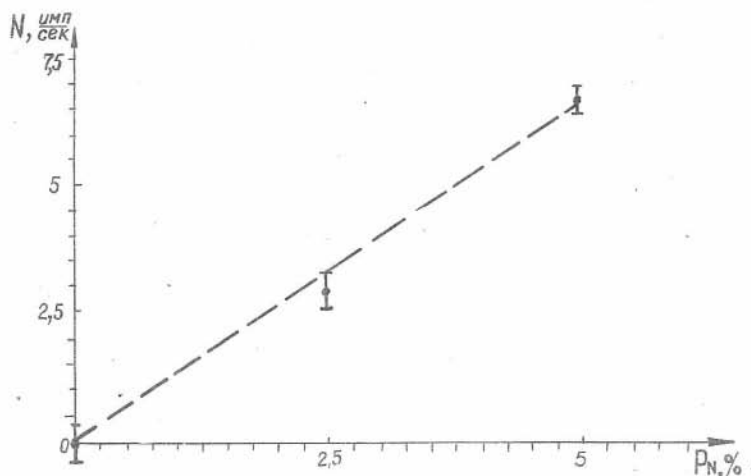


Рис. 4 Зависимость регистрируемой скорости счета гамма-излучения с энергией 10,83 МэВ от концентрации азота в дистиллированной воде.

Результаты этого эксперимента позволяют надеяться, что увеличение мощности нейтронного источника до 10^8 нейтр/сек позволит измерять концентрации азота порядка 0,01%. Большой интерес при этом представляет применение импульсного метода спектрометричес-

кого НГК.

Естественно, рассмотренный метод при дальнейшем его развитии может быть использован для выявления нефтеносных пластов лишь в том случае, если в них будет присутствовать азот, а в водоносных пластах его не будет.

В заключение авторы считают необходимым выразить благодарность И.Н. Николаеву, активно участвовавшему в экспериментах.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.М. Казакевич и др. О возможности использования космического излучения для калибровки детекторов с неорганическими кристаллами. Настоящий сборник.

2. Матвеев В.В., Хазанов Б.И. Приборы для измерения ионизирующих излучений. "Атомиздат", 1972.

3. Нефть и газ Западной Сибири. М. ЦНИИГЭ - Нефтегаз. 1965.

4. Нефти СССР (справочник) т. 1, 1971, т. 2, 1972.

5. Новые нефти Восточных районов СССР, (справочник), М., Химия, 1967.

6. Павлова С.Н. и др. Нефти восточных районов СССР (справочная книга). М., Гостоптехиздат, 1962.

7. Филиппов Е.С. Прикладная ядерная геофизика. Изд-во АН СССР, 1962.

8. Эрих В.Н. Химия нефти и газа. М-Л., химия, 1966.

9. Экспериментальная ядерная физика. Т. 2 (под ред. Э. Сегре). Изд-во "Иностран. лит-ра", 1955.

Г.М. Казакевич, В.С. Пархоменко, В.А. Пономарчук

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ
КАЛИБРОВКИ ДЕТЕКТОРОВ С НЕОРГАНИЧЕСКИМИ
КРИСТАЛЛАМИ

Методы ядерной геофизики, связанные с использованием сцин-

тилляционных спектрометров при изучении геологических объектов как в полевых, так и в лабораторных условиях, уже давно применяются в практике поиска полезных ископаемых [6].

Если диапазон энергий, измеряемых сцинтилляционным спектрометром, заключен в пределах от десятков КэВ до 2,8 МэВ, то откалибровать прибор относительно просто, так как промышленностью выпускается набор образцовых источников ОСГИ, которые имеют диапазон энергий излучения гамма-квантов E_γ от 0,0264 до 2,738 МэВ [2]. Процесс калибровки в этом случае исключительно прост и требует относительно мало времени.

Если речь идет о калибровке прибора на измеряемую энергию свыше 2,8 МэВ, то обойтись только набором ОСГИ невозможно, (в принципе, конечно, набор ОСГИ можно дополнить изотопами с энергией гамма-квантов, большей, чем 2,8 МэВ, но они, как правило, имеют малый период полураспада). В этом случае для проверки тракта (ФЭУ — измерительное устройство) обычно используются импульсные генераторы световых сигналов, которые имитируют сцинтилляционную вспышку. Используемые в качестве источников световых импульсов арсенид-галлиевые светодиоды имеют временной дрейф до 3% и температурную нестабильность световой вспышки 1,8% на градус. В качестве более стабильных во времени генераторов световой вспышки можно применить фосфид-галлиевые и карбид-кремниевые светодиоды, но они имеют меньший световыход по сравнению с арсенид-галлиевыми светодиодами. Светодиод питается от генератора точных амплитуд, который одновременно можно использовать для калибровки электронной аппаратуры спектрометра.

Применяя ОСГИ в качестве реперных отметок, с помощью световых генераторов можно весьма оперативно прокалибровать сцинтилляционный спектрометр в достаточно широком энергетическом диапазоне, простирающемся до десятков МэВ. Точность калибровки в этом случае будет определяться линейностью световых характеристик генераторов и погрешностями калибровки генераторов точных амплитуд. Как правило, получаемая этим методом точность обратно пропорциональна динамическому диапазону спектрометра, лежащему выше реперных пиков изотопных источников.

Некоторым недостатком является необходимость введения в сцинтилляционный спектрометр дополнительного узла — светового генератора, который должен монтироваться непосредственно на сцин-

тиллаторе, либо на световоде. В конструкциях стандартных сцинтилляторов, которые все шире используются в ядерно-геофизической аппаратуре, световые генераторы не предусмотрены. Таким образом, данный метод вряд ли может использоваться в качестве универсального.

В лаборатории ядерной геофизики ИГиГ СО АН СССР исследована возможность еще одного способа калибровки сцинтилляционных спектрометров в широком диапазоне энергий, который хотя и не имеет преимуществ, присущих методу импульсной световой вспышки, но при определенных обстоятельствах более предпочтителен. Этот метод предполагает использование космического излучения совместно с ОСГМ.

Как следует из результатов по исследованию космического излучения [7], основная компонента на уровне моря на 75% состоит из μ -мезонов, а остальные 25% приходятся на высокоэнергетичные гамма-кванты, электроны, протоны, π -мезоны, нейтроны. Энергетический спектр космических мезонов представлен на рис. I.

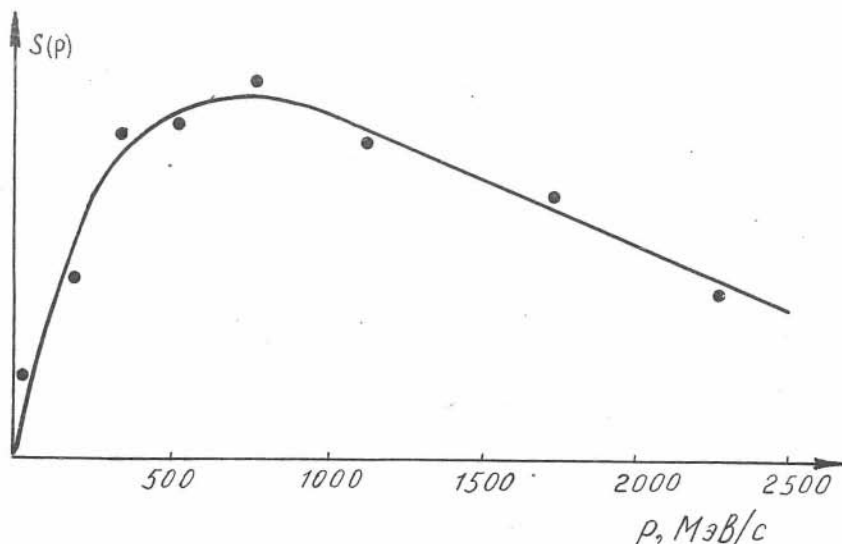


Рис. I Дифференциальный спектр импульсов μ -мезонов на уровне моря (S — плотность потока частиц; $p = E/c$, здесь E — энергия μ -мезона, c — скорость света).

Потери энергии космических мезонов будут происходить в основном за счет столкновений, так как потери на тормозное излучение для μ -мезонов становятся ощутимыми лишь при очень больших энергиях. Теория флуктуаций потерь энергии при прохождении "тонкого" поглотителя быстрой частицей была развита в аналитическом виде Л.Д. Ландау [8]. Возможность вычисления теоретической вероятности потерь для более широкого диапазона толщин кристалла, чем в [8], рассмотрена в [9], но в этом случае задача решается только численными методами.

При вычислении флуктуаций потерь энергии для различных кристаллов авторы воспользовались теоретической трактовкой, изложенной в [5]. Кривые представлены на рис. 2 и 3.

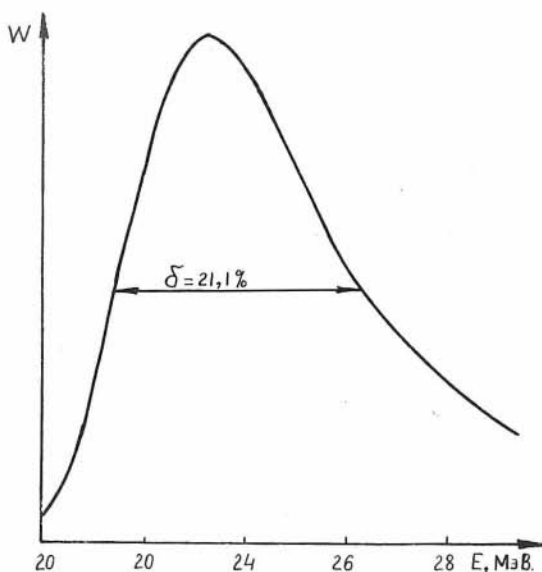


Рис. 2 Флуктуации потерь энергии на ионизацию для космических μ -мезонов в кристалле $\text{NaJ}(\text{Tl})$ 50х50 мм, полученные расчетным путем (W - вероятность потери энергии E μ -мезоном).

Наилучшее согласие теоретических вычислений с экспе-

риментальными данными для космических мезонов следует ожидать при толщине меньше чем 50 мм для кристалла $\text{NaJ}(\text{Tl})$ и меньше чем 48 мм для кристалла $\text{CsJ}(\text{Tl})$.

Как указывалось выше, в космическом излучении имеется еще до 10% высокоэнергетичных электронов с энергией до 200 МэВ и

около 10% гамма-квантов с аналогичным распределением энергии. Так как критическая энергия для неорганических кристаллов составляет около 19 МэВ, а радиационная длина около 24 г/см^2 , то действием этих электронов и гамма-квантов как лавинообразующих частиц можно пренебречь. Несмотря на то, что вклад этих частиц в ионизационную кривую в широкой области энергий довольно велик [1], его можно устранить включением дополнительного датчика на совпадения с измеряемым.

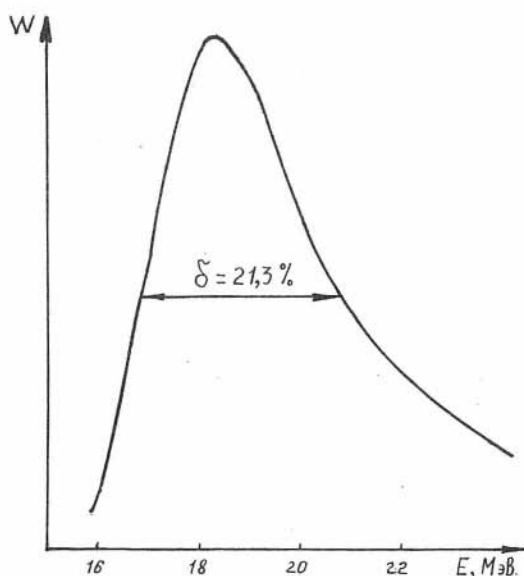


Рис. 3 Флуктуации потерь энергий на ионизацию для космических μ - мезонов в кристалле $\text{NaI}(\text{Tl})$ 40×40 мм. Получено расчетным путем.

Так как потери энергии мезонов происходят в плотной среде, то необходимо учитывать механизм экранирования, уменьшающий поле при больших параметрах удара. При вычислении кривых рис. 2, 3 учет эффекта плотности проводился в соответствии с данными, вычисленными Холперном и Холлом и приведенными в [5]. Теоретически вычисленную кривую вероятности потерь энергии для кристалла

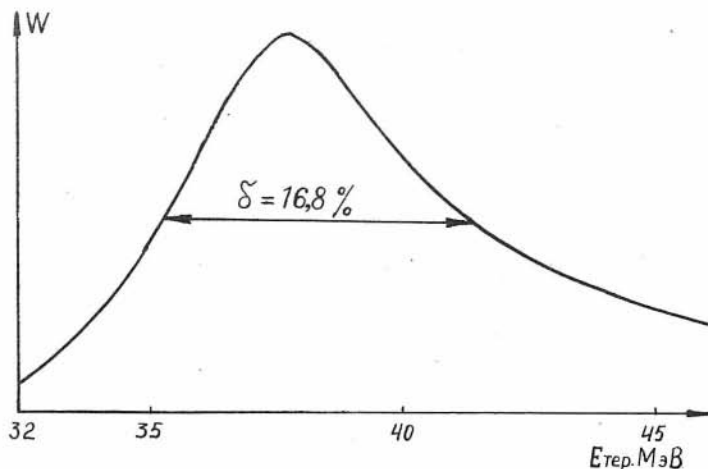


Рис. 4 Флуктуации потерь энергии на ионизацию для космических μ -мезонов в кристалле $NaJ(Tl)$ 63х63 мм. Получено расчетным путем.

$NaJ(Tl)$ размером 63х63 мм, представленную на рис. 4, можно сравнить с экспериментально полученной кривой флуктуаций ионизационных потерь, представленной на рис. 5. В нашем случае поток регистрируемого космического излучения ограничивался в телесном угле 0,3–0,4 стерадиан. Величина счета случайных совпадений составляла несколько импульсов за час и определялась в такой геометрии, когда оси двух кристаллов разносились на расстояние 50 см.

Вообще говоря, существует различие между флуктуациями потерь энергии частицей в счетчике и флуктуациями ионизации, производимой этой частицей в счетчике [3]. Можно показать, что для толщин неорганических кристаллов не больше указанных выше отличие флуктуации ионизации может достигать до 10% от флуктуации

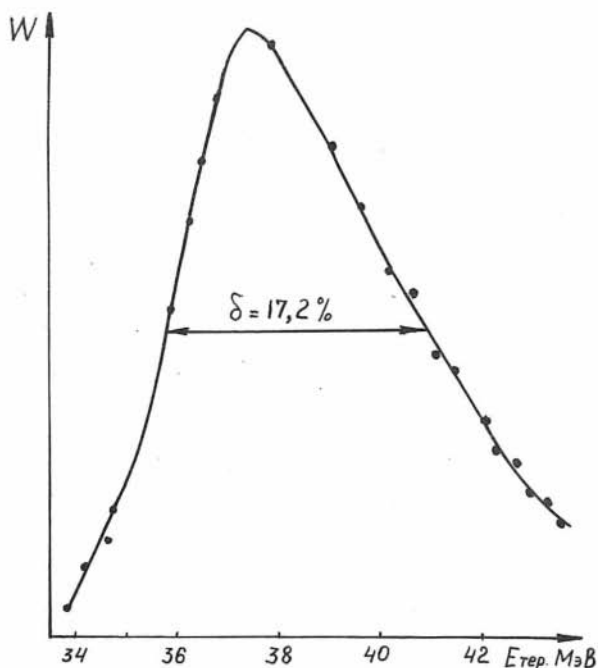


Рис. 5 флуктуации потерь энергии в кристалле $NaJ(Tl)$ 63×63 мм, полученная экспериментально.

потерь. Для более точной градуировки в соответствии с рекомендацией [4] авторы использовали не пик наиболее вероятной энергии, а равенство средних потерь энергии со средним ионизационным эффектом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Добротин Н.А. Космические лучи. М., Гостехиздат, 1954.
2. Матвеев В.В., Хазанов Б.И. Приборы для измерения ионизи-

рующих излучений. Атомиздат, 1972.

3. Подгорецкий М.П. Замечание о величине ионизации, создаваемой быстро ионизирующей частицей внутри пропорционального счетчика или ионизационной камеры. Доклады Академии Наук СССР. 1949, т. ХУП, № 4, 631.

4. Подгорецкий М.П. О флуктуациях ионизационного эффекта. Доклады Академии Наук СССР. 1949, том. ХУП, № 5, 823.

5. Росси Б. Частицы больших энергий. М., Гостехиздат, 1955.

6. Филиппов Е.М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.

7. Яносси Л. Космические лучи. И.-Л., 1949.

8. Ландау Л.Д. Journ. Phys. USSR 8, 201 (1944).

9. Symons R.K. Harvard University Thesis, 1948.

Г.Б. Варварин, Е.М. Филиппов

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХЛУЧЕВЫХ ПЛОТНОМЕТРОВ ДЛЯ РУДНЫХ И УГОЛЬНЫХ СКВАЖИН

Плотностной каротаж рудных и угольных скважин является одним из самых эффективных методов исследования месторождений.

В настоящее время происходит интенсивный переход на бурение разведочных скважин алмазными коронками. При этом, с одной стороны, будет в значительной степени увеличен общий объем бурения в погонных метрах, а с другой стороны, в связи с уменьшением диаметра скважины, представительность керна значительно уменьшится. Поэтому необходимо повысить качество и надежность геофизических методов исследования скважин и в первую очередь повысить качество плотностного гамма-гамма-каротажа.

Как известно [1], на плотностной гамма-гамма-каротаже значительное влияние оказывает ближняя зона (скважина с ее заполнением, зона микрокавернозности, глинистая корка и т.д.).

Для устранения этого влияния в ряде случаев применяются приборы с выносными датчиками, с выносными экранами и с прижимными пружинами и рычагами. Однако опыт применения таких приборов в рудных и особенно в угольных скважинах, обладающих слабой устойчивостью, показал большую аварийную опасность таких приборов. Лучшее всего в условиях пониженной устойчивости стенок скважины применять гамма-гамма-плотномеры, основанные на двухлучевом принципе [1]. При использовании этого принципа необходимо сильно коллимировать как источник гамма-излучения, так и детекторы. Малый диаметр глубинного прибора создает значительные трудности для создания хорошей коллимации гамма-излучения, поэтому у авторов не было полной уверенности в том, что удастся создать аппаратуру и методику, обеспечивающую хорошую точность определения плотности в скважинах малого диаметра.

Для проверки возможностей двухлучевого гамма-гамма-каротажа плотности скважин малого диаметра в Институте геологии и геофизики СО АН СССР и Сиб. ОКБ Мингео СССР был разработан и изготовлен ряд макетов двухлучевых гамма-гамма-плотномеров с диаметром кожуха скважинного прибора 60, 48 и 40 мм. (ДГГП-60, ДГГП-48 и ДГГП-40) [2]. Первый прибор предназначен для измерений в скважинах диаметром от 80 до 100-120 мм, второй - от 60 до 110 мм и последний - от 50 до 80 см. Эти приборы были собраны по схеме, приведенной на рис. 1. Они имеют следующие конструктивные параметры: угол наклона коллиматора источника к оси прибо-

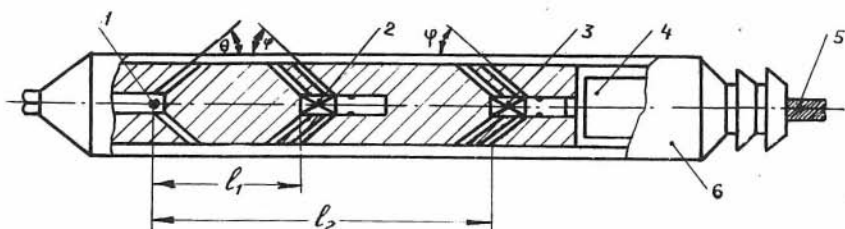


Рис. 1 Схема ДГГП с детекторами, расположенными выше источника: 1 - источник гамма-излучения, 2 - первый детектор, 3 - второй детектор, 4 - электронная схема прибора, 5 - кабель, 6 - корпус прибора.

ра $\theta = 45^0$, коллиматоров детекторов $\psi = 60^0$; длина зондов ДГП-60 - $\ell_1 = 30$ и $\ell_2 = 50$ см, ДГП-48 - 25 и 45 см, ДГП-40 - 15 и 40 см. Коллиматоры ДГП-60 были изготовлены из свинца, в качестве детекторов использовались ФЭУ-31 с кристаллами иодистого натрия, размеры 20x30, в приборах же ДГП-48 - ФЭУ-60 с кристаллами иодистого натрия размерами 10x40, а коллиматоры были изготовлены из псевдосплава вольфрама с медью. Большая длина сцинтилляторов позволила сделать в этих приборах многощелевые (жалюзные) коллиматоры, что позволило увеличить скорость счета в обоих детекторах. Эти приборы были опробованы на рудных и структурных скважинах Сибири, Ю. Урала и Дальнего Востока [2].

В табл. I приведено сопоставление результатов определения плотности горных пород двухлучевыми гамма-гамма-плотномерами с определениями по керну, по трем скважинам: № 700 Золотушинского полиметаллического месторождения Рудного Алтая (прибор ДГП-60; диаметр скважины 110 мм); № 689 меднорудного месторождения Бурибай Ю. Урала (прибор ДГП-48, диаметр скважины 90 мм) и № 3255 меднорудного месторождения Бурибай Ю. Урала (прибор ДГП-40, диаметр скважины 59 мм). По этой таблице вычислено среднеквадратичное отклонение по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2}{2n-1}},$$

где $\delta_i = 2(\rho_{i,k} - \rho_{i,гг})/(\rho_{i,k} + \rho_{i,гг})$ - относительное отклонение i -го замера, $\rho_{i,k}$ и $\rho_{i,гг}$ - плотность по данным керна и ДГП-п.

В целом по приведенным в табл. I результатам для всех приборов и скважин среднеквадратичное отклонение составляет $\pm 3,7\%$. В это отклонение попадает 71% всех результатов определений плотности. В зону $\pm 2\sigma$ попадает 89% всех результатов определений плотности.

Если же не рассматривать разбракованные зоны (зоны каверзности - I, рис. 2 - переходные зоны - 3 - и зоны малых мощностей пласта - 2, то среднеквадратичное отклонение уменьшается до \pm

Таблица I

Сопоставление данных определения плотности
пород и руд по ДГГК-п и керну

№№ пп	Глуби- на, м	Порода	Плотность г/см ³		$\delta\rho, \%$	Приме- чание
			по керну	по ДГГК-п		
I	2	3	4	5	6	7
Скв. № 700 Золотушинское м-е Рудный Алтай						
I	422	Кварц.пор- фир.	3,03	3,20	5,45	
2	423	—"	3,05	3,07	0,65	
3	423,5	Руда	3,70	3,10	17,20	мощн. пласта <20 см
4	424	Кварц.порфир.	3,05	3,07	0,65	
5	424,5	—"	3,03	3,07	1,31	
6	426	Микрокварциты	2,95	3,03	2,67	
7	427	кв.хлоритосе- рициты	3,00	3,07	2,30	
8	427,5	—"	2,95	3,05	3,33	Каверны
9	429	Алевролит	2,95	2,45	18,5	
10	431	Сульфидн. минерал.	3,00	3,55	16,9	
11	432	—"	3,00	3,60	19,7	
12	433,5	Руда	4,20	4,30	2,35	
13	435	—"	4,30	4,30	0	
14	436	—"	3,30	3,30	0	
15	437	Сериц.-хло- рит, порф.	3,10	3,10	0	
16	438	Песч. хлорит	2,85	2,90	1,73	
17	440,5	Сульфидн.ми- нер.	3,15	3,30	4,67	

1	2	3	4	5	6	7
18	442	—"	3,35	3,30	1,50	
19	442,5	Хлорит. поро- ды	2,95	2,95	0	
20	443,5	—"	2,90	2,97	2,39	
21	444	—"	2,92	2,92	0	
22	445	—"	2,85	2,95	3,45	
23	446	—"	2,65	2,65	0	
24	447	—"	2,70	2,70	0	
25	449	Алевролит	2,75	2,75	0	
26	450	—"	2,80	2,80	0	

Скв. № 689, Бурибай, Урал

27	280	Гранит	2,68	2,70	0,74	
28	282	—"	2,70	2,47	8,9	Каверны
29	284	—"	2,73	2,81	2,89	
30	286	—"	2,67	2,54	5,00	Каверна >120 мм
31	288	—"	2,67	2,54	5,00	—"
32	290	—"	2,65	2,63	0,76	
33	292	—"	2,67	2,44	9,0	Каверна >110 мм
34	293,5	—"	2,67	2,30	14,9	—"
35	294	—"	2,70	2,70	0	
36	296	—"	2,67	2,75	2,95	
37	298	—"	2,67	2,71	1,49	
38	299	—"	2,70	2,71	0,37	
39	300	—"	2,67	2,76	3,3	
40	301	—"	2,67	2,85	6,5	
41	302	—"	2,65	2,80	5,5	
42	304	—"	2,74	2,80	2,16	
43	305	—"	2,65	2,70	1,87	
44	306	—"	2,63	2,63	0	
45	307	—"	2,66	2,70	1,49	
46	308	—"	2,67	2,75	2,95	

1	2	3	4	5	6	7
47	309	—"	2,67	2,68	0,37	
48	310	—"	2,57	2,68	4,18	
49	311	—"	2,65	2,75	3,70	
50	312	—"	2,65	2,77	4,42	
51	313	—"	2,65	2,81	5,85	
52	314	—"	2,67	2,67	0	
53	315	—"	2,64	2,53	4,27	
54	316	—"	3,64	2,84	7,30	
55	317	—"	2,63	2,62	0,38	
56	318	—"	2,63	2,62	0,38	
57	320	—"	2,65	2,70	1,80	
58	321	—"	2,65	2,55	3,85	
59	321,5	—"	2,65	2,65	0	
60	322	—"	2,63	2,70	2,63	
61	323	—"	2,63	2,70	2,63	
62	327	Руда	4,40	4,27	3,0	
63	328	—"	4,37	4,57	4,47	
64	330	—"	4,25	4,25	0	
65	332	кварц	2,63	3,10	16,5	Мощн. пл. <20 см.
66	334	Руда	4,45	4,67	4,82	

Скв. № 3255, Бурибай, Урал

67	70	Гранит	2,70	2,72	0,74
68	71	—"	2,68	2,70	0,72
69	72	Гранодиорит	2,80	2,70	3,64
70	73	—"	2,82	2,67	5,5
71	74	гранит	2,70	2,68	0,74
72	75	—"	2,75	2,70	1,84
73	76	—"	2,75	2,70	1,84
74	77	—"	2,73	2,70	1,11
75	78	—"	2,73	2,70	1,11
76	79	—"	2,73	2,70	1,11
77	80	—"	2,82	2,60	7,40

1	2	3	4	5	6	7
78	81	—"	2,70	2,60	3,78	
79	82	—"	2,75	2,70	1,84	
80	83	—"	2,72	2,70	0,74	
81	84	—"	2,70	2,70	0	
82	85	—"	2,72	2,80	2,90	
83	86	—"	2,70	2,90	7,15	
84	87	Гранодиориты	2,78	2,84	4,23	
85	88	—"	2,88	2,90	0,69	
86	89	—"	2,92	2,90	0,69	
87	90	—"	2,86	2,90	1,39	
88	91	—"	3,02	2,98	1,33	
89	92	—"	2,86	2,93	2,41	
90	93	—"	2,84	2,92	2,78	
91	94	—"	2,82	2,92	3,49	
92	95	—"	2,82	2,92	3,49	
93	96	—"	2,80	2,93	4,55	
94	97	—"	2,78	2,86	2,84	
95	98	—"	2,80	2,86	2,22	
96	99	—"	2,90	2,92	0,69	
97	99,5	Гранодиорит	2,72	2,78	2,18	
98	100	Граниты	2,72	2,72	0	
99	101	—"	2,70	2,72	0,74	
100	102	—"	2,72	2,74	0,73	
101	103	—"	2,70	2,67	1,12	
102	104	—"	2,70	2,73	1,10	
103	105	—"	2,72	2,72	0	
104	106	—"	2,72	2,74	0,73	
105	107	—"	2,76	2,70	2,20	
106	108	—"	2,74	2,72	0,73	
107	109	—"	2,85	2,72	4,68	
108	110	—"	2,74	2,72	2,73	
109	111	—"	2,76	2,72	1,46	
110	112	—"	2,77	2,73	1,45	
111	113	—"	2,76	2,63	4,84	

1	2	3	4	5	6	7
II2	II4	Гранит	2,72	2,74	0,73	
II3	II5	"	2,72	2,74	0,73	
II4	II6	"	2,70	2,80	3,63	
II5	II7	"	3,20	2,80	13,35	Рудный пропла- сток мощ- ностью <20 см
II6	II8	"	2,78	2,78	0	
II7	II9	"	2,78	2,82	1,43	
II8	I20	"	2,94	2,80	4,88	
II9	I21	"	2,78	2,84	2,13	
I20	I22	"	2,87	2,90	1,04	
I21	I23	"	2,97	2,85	2,74	
I22	I24	"	2,95	2,66	10,3	Переходная зона
I23	I25	"	3,05	2,86	13,65	
I24	I29	Руда	3,82	3,95	3,36	
I25	I30	"	3,93	3,90	0,77	
I26	I31	"	3,80	4,02	5,63	
I27	I32	"	3,98	3,58	10,55	
I28	I33	"	4,18	3,78	10,00	
I29	I34	"	4,38	3,78	14,7	
I30	I35	"	4,54	4,22	7,95	
I31	I36	"	3,87	4,00	3,30	

2,3%, а в зону $\pm 26^\circ$ попадает 85% всех определений. Аналогичные результаты получены с прибором ДГП-90 на угольных скважинах Листвянского и Горловского угольных месторождений Новосибирской области и рудных скважинах Рудного Алтая [1]. На рис. 2 приведено сопоставление данных плотностей зерна с данными ДГП на рудных и угольных скважинах. Как видно из этого рисунка, совпадение плотностей удовлетворительное.

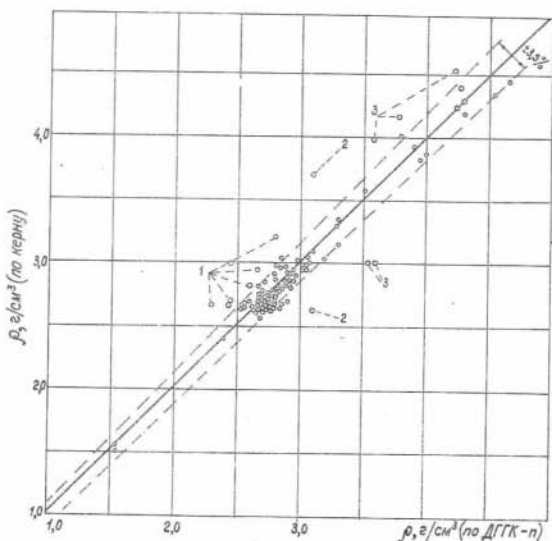


Рис. 2 Сопоставление данных определения плотностей пород по ДГГК-п и керну.

Эти измерения показали, что при большой длине зондов скорости счета для дальних детекторов низки. Поэтому необходимо либо применить гамма-источники большой активности (100 мг экв. радия и выше), что нежелательно, либо уменьшить длину зондов. При рассмотренной выше схеме расположения детекторов относительно источника не удастся сделать дальний зонд меньше 40–35 см. Поэтому была рассмотрена схема прибора с центральным положением источника. При этом угол наклона коллиматора источника к оси прибора должен быть равен 90° .

Для проверки возможностей такой схемы в Сиб. ОКБ был разработан сборный макет прибора с внешним диаметром 45 мм. В этом макете была предусмотрена возможность устанавливая углы наклона коллиматоров детекторов 45° , 60° , 75° ; менять длину зондов через 50 мм и менять степень коллимации источника и детекторов. С помощью этого макета были проведены экспериментальные исследо-

вания на моделях скважин, изготовленных из алюминия (приведенная плотность $2,65 \text{ г/см}^3$), цемента (плотность $2,00 \text{ г/см}^3$) и цемента с перемолотым шлаком (плотность $1,50 \text{ г/см}^3$). Диаметры скважин в цементных моделях были 75, 110 и 130 мм, а в алюминиевой — 60, 84, 106 мм.

На рис. 3 — приведена схема проведения эксперимента со сборным макетом прибора на моделях скважин. Поскольку новая конструкция прибора позволила получить малые зонды (до 10 см), то эксперименты проводились как с кобальтовым, так и с цезиевым источниками. Естественно, что с цезиевым источником гамма-излучения дифференциация эталонировочной кривой по плотности лучше, чем с кобальтовым. Это позволяет повысить точность определения плотности. Результаты измерений с цезиевым источником приведены на рис. 4. При этом на рис. 4а в координатах $(N_1; N_2)$ построены семейства функций $N_1 = f(N_2)$ для разных плотностей пород и углов коллиматоров детекторов $\varphi = 45^\circ$ и 75° (активность источника 12 мк. экв. радия) для $\ell_1 = 12 \text{ см}$, $\ell_2 = 18 \text{ см}$. Всего при каждом замере бралось по 3–5 отсчетов со временем экспозиции 100 сек. При использовании эталонировочной функции вида $M = N_1/N_2$ влияние диаметра скважины на результаты измерения плотности значительны. В табл. 2 приведены результаты обработки экспериментальных исследований для $\varphi = 45^\circ$. Как видно из этой таблицы, изменение диаметра модели скважины от 75 до 130 мм при плотности $1,5 \text{ г/см}^3$ приводит к погрешности от +6% до -4%. При плотности $2,0 \text{ г/см}^3$ — от +12% до -6,5%, при плотности $2,65 \text{ г/см}^3$ изменение диаметра от 60 до 106 мм приводит к погрешности от +11,3% до -9,5%. С другой стороны, как видно из рис. 4а, семейство функций $N_1 = f(N_2)$ при $\varphi = 45^\circ$ могут быть экстраполированы прямыми, сходящимися в точке (0,48). Это позволяет использовать для интерпретации получаемых результатов функцию типа

$$M' = (N_1 - N_c)/N_2,$$

где $N_c = 48 \text{ имп/сек}$. При этом влияние изменения диаметра скважины на результаты определения плотности резко снижается (см. табл. 2). Как видно из табл. 2 погрешность определения плотности от изменения диаметра при использовании M' для вели-

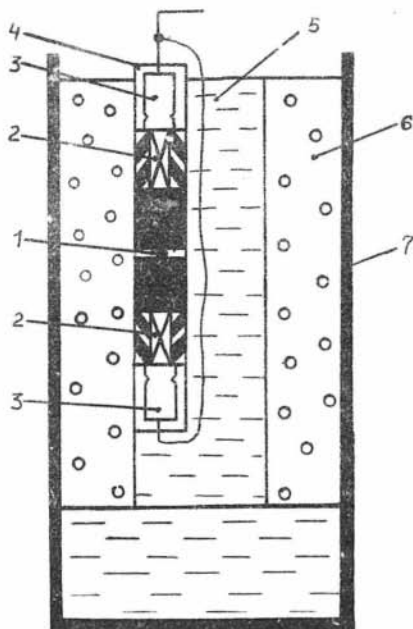


Рис. 3 Схема эксперимента со сборным макетом прибора ДГП с детекторами, расположенными по разные стороны от источника: 1 - источник гамма-излучения, 2 - люминофоры, 3 - фотоумножители, 4 - корпус прибора, 5 - заполнение скважины, 7 - корпус модели скважины.

Б. ЗАРДАНОВСКИЙ

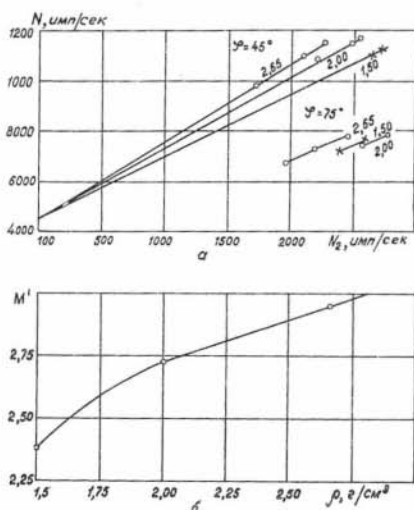


Рис. 4 Экспериментальные исследования на моделях скважин со сборным макетом: а - семейство функций $N_1 = f(N_2)$ при углах $\psi = 45^\circ$ и $\psi = 75^\circ$; б - эталонировочная кривая $\rho = f(M^1)$ для угла $\psi = 45^\circ$.

Таблица 2

Сопоставление данных интерпретации ДГП-48
разными способами

Плот- ность модель, г/см ³	Диам. скв., мм	N_1 средн. имп/сек	N_2 средн. имп/сек	$M =$ $= N_1 / N_2$	$M' =$ $= (N_1 - 48) / N_2$	ρ , г/см ³ по данным		$\delta\rho$, % от диа- метра по дан- ным	
						M	M'	M	M'
2,0	75	108,8	22,04	4,94	2,75	2,24	2,07	+12,0	+3,5
2,0	110	116,4	25,39	4,58	2,70	1,87	1,94	-6,5	-3,0
2,0	130	115,0	24,73	4,65	2,72	1,94	1,98	-3,0	-1,0
1,5	75	107,39	24,93	4,31	2,40	1,59	1,52	+6,0	+1,3
1,5	110	112,74	27,02	4,17	2,41	1,45	1,53	-3,0	+2,0
1,5	130	109,97	26,42	4,16	2,36	1,44	1,48	-4,0	-1,3
2,65	60	98,01	17,34	5,65	2,98	2,95	2,50	+11,3	-5,7
2,65	84	110,93	20,96	5,29	2,98	2,58	2,75	-2,6	+3,8
2,65	106	115,57	22,63	5,11	2,98	2,40	2,75	-9,5	+3,8

чины $1,5 \text{ г/см}^3$ составляет от $+2,0\%$ до $-1,3\%$, для $2,0 \text{ г/см}^3$ - от $+3,5\%$ до $-3,0\%$, для $2,65 \text{ г/см}^3$ - от $+3,8\%$ до $-5,7\%$, т.е. в 2-3 раза меньше, чем при использовании функции $M = N_1/N_2$.

В связи с тем, что при экспериментальных исследованиях в принципе выбором соответствующей экспозиции можно свести статистическую погрешность к величине заведомо меньшей погрешности, связанной с изменением диаметра скважины ϵ_d , поэтому величиной δ можно пренебрегать. При необходимости величина δ может быть определена по соответствующим эталонировочным кривым на основании статистических погрешностей в определении M и M' . Последние вычисляются на основании известной формулы:

$$\delta F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2 \delta x_i \right]^{0,5}$$

из этой формулы следует, что

$$\delta M = \pm \left(\frac{M+1}{n t M N_2} \right)^{0,5}, \quad \delta M' = \pm \left(\frac{M'+1}{n t M' N_2} \right)^{0,5},$$

где t - время экспозиции в сек.; N_2 - скорость счета дальнего детектора в имп/сек, n - число отсчетов при одном замере. В рассматриваемом случае ($t = 100$ сек и $n = 3; 5$) для плотности $\rho = 2,65 \text{ г/см}^3$ и диаметра скважины 60 мм (N_2 минимально) δM равно $\pm 1,5\%$ при $n = 3$ и $\pm 1,16\%$ при $n = 5$, а $\delta M'$ - $\pm 1,27\%$ и $\pm 1,65\%$ соответственно. Это приводит к следующим статистическим погрешностям в определении плотности по M - $\delta \rho = \pm 2,6\%$ и $\pm 1,7\%$ при $n = 3$ и $n = 5$ соответственно и при определении плотности по M' - $\delta \rho = \pm 4,0\%$ и $\pm 2,7\%$ соответственно. При меньших значениях плотностей статистические погрешности в их определении будут иметь меньшие значения и поэтому здесь не рассматриваются.

Итак, из вышеприведенного анализа следует, что, несмотря на повышение величины σ , применение функции M^* приводит в целом к снижению погрешности в определении плотности в зависимости от изменения диаметра скважины, т.е. σ остается меньше σ_d . Из рис. 4а видно также, что кривые $N_1 = f(N_2)$ для угла $\varphi = 75^\circ$ плохо разделяются по плотности. Поэтому при угле $\varphi = 75^\circ$ исключить влияние диаметра на показание прибора не удастся. Такая же картина получается и при угле $\varphi = 60^\circ$.

Таким образом, на основе проведенных исследований можно заключить, что угол коллимационных щелей детекторов выгоднее брать равным 45° . На основании результатов этих исследований был разработан полевой вариант макета двухлучевого гамма-гамма-плотномера для рудных и угольных скважин с размещением детекторов по разные стороны от источника и с диаметром корпуса 48 мм. Этот прибор также был опробован на моделях скважин, изготовленных из алюминия ($2,65 \text{ г/см}^3$), цемента ($2,0 \text{ г/см}^3$) и оргстекла ($1,20 \text{ г/см}^3$). В качестве источника в приборе был использован кобальт-60 (4мг. экв. радия) и цезий-137 активностью I,2 и II мг. экв. радия. Результаты опробования прибора показаны на рис. 5. При работе с кобальтовым источником проведены замеры на зондах $\ell_1 = \text{II см}$ и $\ell_2 = 24 \text{ см}$, ширина щели источника выбрана в 3 и 6 мм, щели у детекторов остались прежние. Скважины были заполнены водой. На Рис. 5 приведены зависимости плотности, определенные по эталонировочной кривой $\rho = f(M^*)$ от диаметра модели скважины. На этом же рисунке указаны диапазоны изменения диаметров скважин, при которых погрешность в определении плотности по эталонировочной кривой не превышает $\pm 3\%$. Как видно из рисунка, при использовании кобальтового источника гамма-квантов точность определения плотности алюминиевой модели ($2,65 \text{ г/см}^3$) не выходит за пределы $\pm 3\%$ при изменении диаметра скважины от 55 до 78 мм; то же для бетонной модели ($2,0 \text{ г/см}^3$) — от 59 до 79 мм; то же для модели из оргстекла ($1,20 \text{ г/см}^3$) — от 50 до 98 мм. С цезиевым же источником при ширине щели коллиматора источника 6 мм точность определения плотности алюминиевой модели не выходит за пределы $\pm 3\%$ при изменении диаметра скважины в пределах от 55 до 90 мм; то же для бетонной модели — от 50 до

110 мм. Для модели из оргстекла заметных изменений функции M^{ϕ} от диаметра скважины не было замечено вообще (в пределах имевшихся диаметров моделей из оргстекла, т.е. от 50 мм до 76 мм).

Из этого следует, что при определении плотности пород в рудных и углеразведочных скважинах с приборами ДГПП малого диаметра предпочтение следует отдавать цезиевому источнику по сравнению с кобальтовым. Следует отметить также, что чувствительность ДГПП к плотности при работе с цезиевым источником выше чувствительности к плотности при работе с кобальтовым источником. Сказанное справедливо применительно к замерам на зондах одного и того же размера. Из градуировочных кривых рис. 5б следует, что применение цезиевого источника накладывает менее жест-

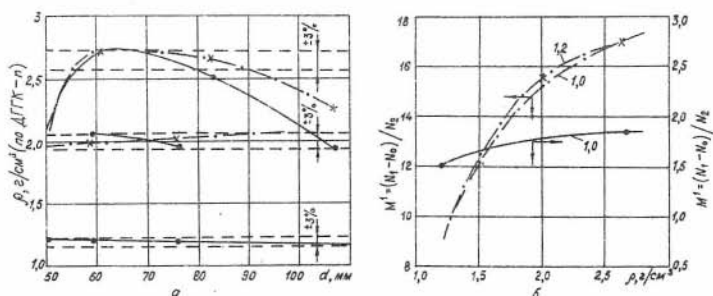


Рис. 5 Результаты модельных испытаний полевого макета прибора ДГПП-48 с детекторами, расположенными по обе стороны от источника: а — зависимость плотности, определяемой с помощью ДГПП от диаметра скважины. Сплошные линии — источник кобальт-60, штрих-пунктирные — цезий-137; пунктиром обозначены зоны погрешности $\pm 3\%$; б — градуировочная кривая для цезиевого источника при ширине щели коллиматора источника 6 мм (штрих-пунктирные кривые) и для кобальтового источника (сплошная кривая). Шифр кривых — плотность бурового раствора.

кие требования к стабильности аппаратуры, чем при работе с кобальтовым источником. Так, например, при плотности равной 2,0 г/см³ уход значения M^{ϕ} на 2-3% приводит к погрешности в определении плотности с кобальтовым источником на 7-10%, а с цезиевым

всего на 1-1,5%.

Поскольку в вышеописанных приборах кроме однократно рассеянного излучения используется и многократное, то полностью исключить влияние ближней зоны не удастся. Для определения влияния плотности бурового раствора и вычисления поправки за счет ее изменения были проведены соответствующие эксперименты. Для этого кроме воды, использовался раствор хлористого кальция плотностью 1,20 г/см³. На рис. 56 приведены градуировочные кривые при заполнении скважины водой и раствором хлористого кальция. При этом для моделей горных пород плотностью 1,20 и 2,65 г/см³ изменение плотности бурового раствора не дало дополнительной погрешности. Для породы плотностью 2,00 г/см³ увеличение плотности жидкости в скважине на 20% привело к дополнительной систематической погрешности порядка 4-5%. Таким образом, при интерпретации каротажных кривых необходимо вносить поправку за счет изменения плотности жидкости, заполняющей скважину. При допустимой дополнительной погрешности $\pm 2\%$ необходимо соответственно измерять плотность бурового раствора с точностью не хуже 10%. Обычно именно с такой точностью указывается плотность бурового раствора в паспорте скважины. Так, что эта систематическая ошибка может быть учтена.

Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. С помощью двухлучевых гамма-гамма-плотномеров можно измерять плотность горных пород в скважинах малого диаметра при значительных изменениях "ближней зоны" (изменение диаметра скважин в 1,5 раза; изменение плотности бурового раствора на 2,0%);

2. Сопоставление данных кернового материала с данными двухлучевого гамма-гамма-каротажа показали возможность его использования для определения плотностей пород с ослаблением влияния ближней зоны (среднеквадратичное расхождение лежит в пределах $\pm 2,3\%$);

3. Модельные исследования показали, что для приборов малого диаметра выгоднее использовать цезиевые излучатели при одновременной регистрации многократно-рассеянного гамма-излучения. Последнее усложняет интерпретацию, но зато позволяет снизить активность применяемых источников до приемлемых величин (100 мк. экв. радия).

В заключении авторы статьи благодарят мл. науч. сотрудника

ИГиГ СО АН СССР Г.А. Кузнецова и сотрудников Сиб. ОКБ Мингео СССР Г.В. Эрга, Ю.А. Рыжова, С.В. Ивашкина, Ю.К. Гвиридова и др., принимавших активное участие в скважинных и модельных исследованиях с двухлучевыми гамма-гамма-плотномерами малого диаметра.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Варварин Г.Б., Филиппов Е.М. Плотностной гамма-гамма-метод в геофизике. Новосибирск, "Наука", Сиб. Отд., 1972.
2. Варварин Г.Б., Кузнецов Г.А., Филиппов Е.М. Вопросы методики определения плотности и пористости горных пород при помощи двухлучевых плотномеров. В сб. "Новые методы и приборы ядерной геофизики", Издание ИГиГ СО АН СССР, Новосибирск, 1971.

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

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ КОЛЬЦЕОБРАЗНЫХ КОЛЛИМАТОРОВ, ИСПОЛЪЗУЮЩИХСЯ В ПРИБОРАХ ГГК-п

Для увеличения глубинности ГГК-п и повышения точности измерений в последнее время широкое распространение получили методики с направленными гамма-излучателями и направленными детекторами гамма-квантов [1, 2, 4, 5]. В случае использования радиоизотопных источников гамма-излучения для получения достаточно выраженной анизотропии излучателя обычно используются коллиматоры из материалов с большой плотностью и высоким атомным номером (свинец, вольфрам, железо).

В большинстве скважинных гамма-гамма-плотномеров используются либо щелевые, либо конусообразные коллиматоры гамма-излучателей и детекторов, располагающиеся на боковой стороне глубинных снарядов [2, 9 и др.]. Этой стороной глубинные снаряды с помощью специальных пружин прижимаются к стенке скважины. В двух-

лучевых же гамма-гамма-плотномерх применяются кольцеобразные коллиматоры, симметричные относительно продольной оси скважины снаряда. При этом щель коллиматора имеет вид воронки с осью, совпадающей с осью прибора, а источник гамма-квантов и детекторы располагаются непосредственно на оси снаряда [2]. Такая конструкция коллиматоров по сравнению с односторонними позволяет значительно увеличить коэффициент использования источника, так как увеличивает поток гамма-квантов, идущих из олока источника, и увеличивает собирательную способность блоков детекторов.

Коллиматоры гамма-излучения широко используются не только в ядерной геофизике, но и в экспериментальной ядерной физике, дозиметрии, радиотерапии и т.д. и поэтому в специальной литературе им посвящено достаточно большое количество работ. В ряде работ кроме результатов экспериментальных исследований коллимированного гамма-излучения также рассматриваются методы расчета прохождения гамма-излучения через коллимирующие отверстия той или иной формы [3, 4, 5, 8 и др.]. Однако эти методы претендуют на высокую точность и проводятся либо с помощью статистических испытаний (метод Монте-Карло) [4, 5 и др.] либо приводят к сложным аналитическим выражениям с использованием специальных функций [3, 5 и др.]. При конструировании двухлучевых гамма-гамма-плотномеров подчас необходимо оперативно оценивать характеристики разрабатываемых коллиматоров с целью выбора их рациональной конструкции. В этом случае желательно иметь упрощенную методику расчетов прохождения гамма-излучения через коллимирующие отверстия.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование различных конструкций коллиматоров источников и детекторов гамма-излучения двухлучевых гамма-гамма-плотномеров, а также разработка рекомендаций по упрощенной методике расчета их основных характеристик. К ним относятся угловое распределение излучения блоков источников, ширина аппаратурной функции этого излучения, соотношение между шириной аппаратурной функции и апертурой коллиматора; вклад мягкой компоненты в общий поток излучения блока источника. При изучении детекторов нас интересовало угловое распределение относительной чувствительности (эффективности) детекторов и соотношение между шириной аппаратурной функции детекторов и их апертурой.

Экспериментальные исследования проводились на коллиматорах двухлучевых гамма-гамма-плотномеров диаметром 40 (ДГП-40), 44 (ДГП-44) и 60 мм (ДГП-60), предназначенных для плотностного каротажа угольных и рудных скважин малого диаметра. Коллиматоры этих приборов были изготовлены из псевдосплава вольфрама с медью, который имеет плотность $16,5 \text{ г/см}^3$. Обычно свойства коллиматоров характеризуются их угловой апертурой или "степенью коллимации" (отношением ширины щели коллиматора к ее глубине). Однако эти величины не полностью характеризуют коллиматоры гамма-излучения. В силу наличия гамма-излучения, проникающего через материал, из которого изготовлены коллиматоры, истинная аппаратная функция коллиматоров может оказаться далеко не прямоугольной. При этом угловая ширина аппаратной функции коллиматора может отличаться от его апертуры. Характеристики коллиматоров могут быть оценены по полярограммам излучения, определенным экспериментально. Изучение вида полярограмм для блоков источников и детекторов проводилось на специальной телескопической установке, схема которой показана на рис. 1. Эта установка состоит из горизонтальной кольцеобразной рамы диаметром 2 м, на которой установлено вертикальное полукольцо (дуга) такого же диаметра. Эта дуга может вращаться относительно вертикальной оси. По дуге перемещается тележка с держателем коллимированного вспомогательного источника или детектора в зависимости от решаемой

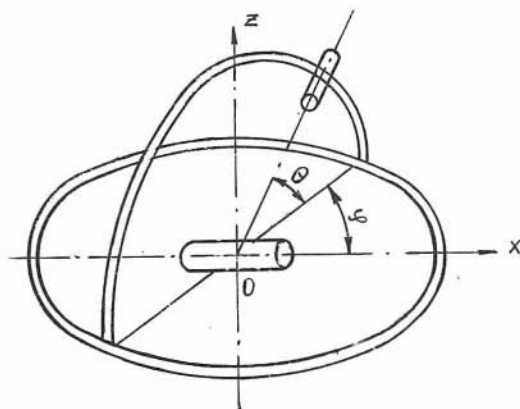


Рис. 1 Схема телескопической установки, сконструированной В.Я. Жаворонковым.

задачи. Положение тележки на дуге фиксируется через каждые 5° . Таким образом, с помощью рассматриваемого устройства можно задавать как азимутальный угол ψ , так и высотный угол θ .

При изучении блока источника прибора последний ставится в установку так, чтобы центр гамма-источника совпадал с началом системы координат, а ось узла источника совпадала с осью X . На тележку устанавливался коллимированный вспомогательный детектор (рис. 2а). Его коллиматор изготовлен из свинца. В качестве детектора использовался кристалл иодистого натрия 10×10 мм с ФЭУ-60. При этом центр вспомогательного детектора находился на расстоянии 40 см от центра источника. Поскольку блоки источников и детекторов ДГП обладают осевой симметрией, то измерения проводились только при одном значении азимутального угла $\varphi = 0$. Высотный угол θ в интервале $15^{\circ} \div 165^{\circ}$ менялся через 5° .

Для оценки вклада многократно-рассеянного гамма-излучения в общий поток гамма-квантов коллимированного источника экспериментальные исследования проводились с применением амплитудного анализатора АИ-256.

Как известно, аппаратурный спектр гамма-излучения, полученный с помощью сцинтилляционных детекторов, значительно отличается от физического. Это происходит из-за комптоновского рассеяния части гамма-квантов в теле сцинтиллятора, и ухода их за пределы сцинтиллятора. Гамма-кванты, рассеянные за счет эффекта Комптона, оставляют в сцинтилляторе только часть своей энергии, в результате возникает, так называемая, утечка энергии из кристалла и в аппаратурном спектре появляется комптоновское распределение. При облучении сцинтиллятора монохроматическим излучением определенной энергии можно определять полную эффективность детектора к падающему излучению по отношению суммарной скорости счета детектора к потоку падающего гамма-излучения:

$$\varepsilon = N/J, \quad \varepsilon' = N'/J, \quad (\%) \quad (I)$$

где ε — полная эффективность детектора, ε' — эффективность детектора по фотопику, N и N' — соответственно полная ско-

рость счета детектора и скорость счета по фотопику детектора соответственно $\dot{N} = Q S / 4\pi R^2$ - поток квантов первичного гамма-излучения, падающего на детектор. Здесь $S = \pi z^2$ - площадь сечения сцинтиллятора, нормального к падающему излучению (z - радиус сцинтиллятора), R - расстояние от источника до центра сцинтиллятора, Q - активность источника, распад/сек. Для определения эффективностей ε и ε' вспомогательного детектора был проведен специальный эксперимент. При прове-

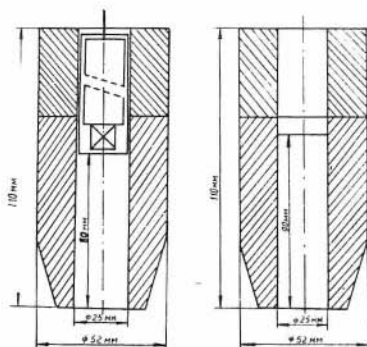


Рис. 2 Схема заколлимированных вспомогательных детектора (а) и источника (б).

дении эксперимента ампула с цезиевым источником располагалась на оси коллиматора детектора на расстоянии $R = 48$ см; как детектор, так и источник были удалены на достаточное расстоя-

ние от посторонних предметов. Активность используемого источника была 0,1 мг. экв. радия, $z = 0,5$ см. При этом N составило 76,8 имп/сек, а $N' = 9,69$ имп/сек, $J = 239$ фотон/сек. По формулам (1) были получены следующие значения эффективностей вспомогательного коллимированного детектора: $\varepsilon = 32\%$, $\varepsilon' = 4,05\%$.

Как уже говорилось выше, с помощью этого вспомогательного детектора были сняты полярограммы излучения блоков источников приборов ДГПН-40, ДГПН-60 и ДГПН-44. При этом блоки источников приборов ДГПН-40 и ДГПН-60 исследовались при $\theta_0 = 45^\circ$, а прибора ДГПН-44 при $\theta_0 = 45; 75$ и 90° . При этом ширина щели для коллиматоров ДГПН-40 была 3 мм, ДГПН-60 - 7 мм, а для ДГПН-44 соответственно 5; 9 и 10 мм.

На рис. 3 приведены полярограммы для выше указанных блоков источников. При измерениях блоки ДГПН-40 и ДГПН-60 помещались в защитный кожух, а блоки ДГПН-44 исследовались без кожуха, но щель для этих блоков была заполнена оргстеклом. Посколь-

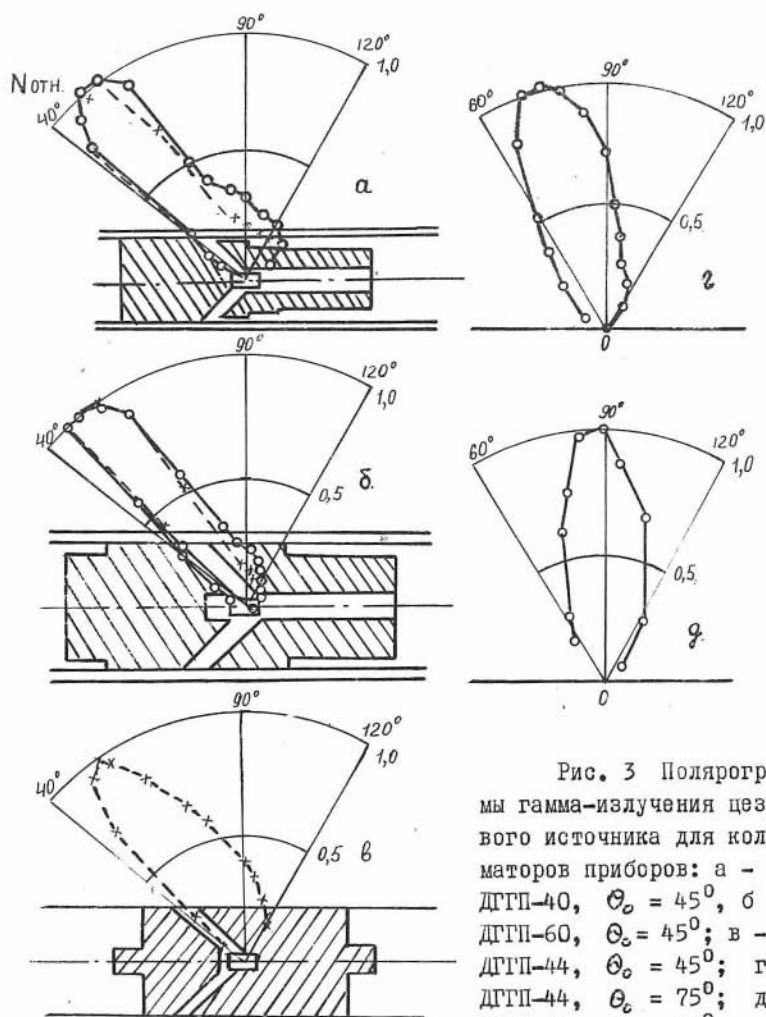


Рис. 3 Полярограммы гамма-излучения цезиевого источника для коллиматоров приборов: а - ДГГП-40, $\theta_c = 45^\circ$; б - ДГГП-60, $\theta_c = 45^\circ$; в - ДГГП-44, $\theta_c = 45^\circ$; г - ДГГП-44, $\theta_c = 75^\circ$; д - ДГГП-44, $\theta_c = 90^\circ$

ку регистрация сигналов проводилась с помощью амплитудного анализатора АМ-256, то одновременно с изучением углового распределения гамма-излучения исследовалось также его энергетическое распределение. В соответствии с этими исследованиями из всего потока излучения была выделена его жесткая составляющая, обусловленная прохождением первичного излучения через коллиматор и экран.

Относительное угловое распределение жесткой составляющей оценивается по фотопикам аппаратурных спектров по формуле:

$$N_{\text{стн. ж.}}(\theta) = N_{\text{ф.п.}}(\theta) / N_{\text{ф.п. макс.}}, \quad (2)$$

где $N_{\text{ф.п.}}(\theta)$ - скорость счета в фотопике при заданном угле θ , $N_{\text{ф.п. макс.}}$ - максимальное значение $N_{\text{ф.п.}}(\theta)$. Относительное угловое распределение полного излучения подсчитывалось по формуле:

$$N_{\text{стн. п.}}(\theta) = N_{\Sigma}(\theta) / N_{\Sigma \text{ макс.}}, \quad (3)$$

где $N_{\Sigma}(\theta)$ - суммарная скорость счета под всем спектром при угле θ , $N_{\Sigma \text{ макс.}}$ - максимальное значение $N_{\Sigma}(\theta)$.

Из рис. 3 видно, что рассматриваемые коллиматоры обеспечивают достаточную направленность первичного излучения. В то же время полное излучение обладает несколько худшей направленностью.

На рис. 4а приведены аппаратурные функции датчика ДГП-40 для жесткой составляющей и для всего излучения. Как видно из аппаратурной функции, жесткая составляющая спектра имеет весьма хорошую направленность. Ширина аппаратурной функции равна 21° и расходится с апертурой коллиматора всего на 8° . Полный поток излучения расходится с апертурой примерно на 12° . Однако, как это видно из рисунка в правой части, аппаратурная функция имеет довольно значительный "пьедастал".

Пьедастал обусловлен не совсем удачной, ступенчатой конструкцией правой части коллиматора, вызванной наличием соедине-

тельных резб. Очевидно, эти резбы, надо было бы отнести на большие расстояния от щели коллиматора.

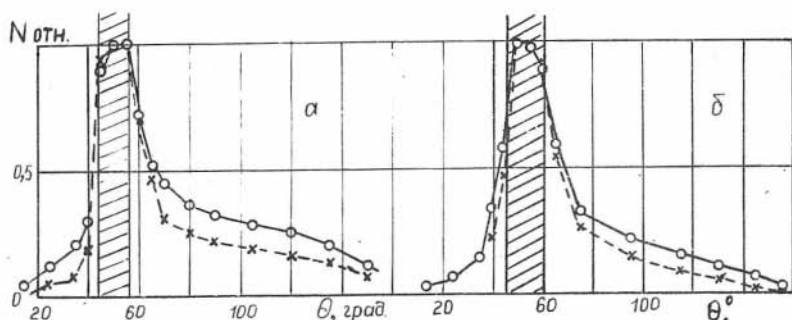


Рис. 4 Экспериментальные аппаратные функции коллиматоров для источников (сплошные кривые – полная составляющая излучения, пунктирные кривые – жесткая составляющая): а – для прибора ДГП-40, $\theta_0 = 45^\circ$ и б – для прибора ДГП-60, $\theta_0 = 45^\circ$ (угловые апертуры показаны штриховкой).

На рис. 4б приведена аппаратная функция, снятая на вышеописанной установке, для коллиматора источника с цезием-137 для прибора ДГП-60 ($\theta_0 = 45^\circ$). Ширина аппаратной функции этого прибора по жесткой составляющей равна 20° и расходится с апертурой на 5° , а по полному потоку – 12° . Из этого же рисунка видно, что, хотя по прежнему соединительные резбы в этом излучателе расположены слишком близко к источнику, тем не менее за счет большей, чем в ДГП-40 толщины вольфрама, пьедестал для этого прибора много меньше.

Для определения относительного вклада жесткой составляющей в полный поток гамма-квантов коллимированного источника необходимо знать коэффициент преобразования жесткого излучения в суммарную скорость счета вспомогательного детектора. Эту величину можно определить из вышеописанного эксперимента по значениям эффективностей ε и ε' вспомогательного детектора. Очевидно при облучении этого детектора монохроматическим источником гам-

ма-квантов (жестким излучением) из (I) следует:

$$\gamma = N/\epsilon = N'/\epsilon'.$$

Из этого следует, что $N = N'\epsilon/\epsilon'$, то есть по фотопику можно определить вклад жесткого излучения в суммарную скорость счета. Отсюда коэффициент преобразования жесткой составляющей в суммарную скорость счета определяется как:

$$K = \frac{\epsilon}{\epsilon'} \quad (4)$$

В нашем случае $K = 7,9$. С помощью этого коэффициента можно определить искомый вклад жесткой составляющей в полный поток гамма-квантов коллимированного источника по следующей формуле:

$$\eta_{ж} = K N_{ж.п.} / N_{\Sigma}, \% \quad (5)$$

Зависимость вклада жесткой составляющей от угла Θ для ДГП-40 и ДГП-60, вычисленная на основании снятых спектров, приведена в табл. I и 2. Как видно из этих таблиц, вклад многократно-рассеянного (мягкого) излучения в общий поток гамма-квантов в области прямого видения источника составляет 10% и по мере отклонения от этой области нарастает. Характер зависимости $\eta_{ж}$ от угла Θ для ДГП-60 более резкий, чем для ДГП-40, что объясняется большей толщиной стенок коллиматора у ДГП-60, чем у ДГП-40.

Следует отметить, что мягкая составляющая потока гамма-излучения блоков источников резко нарастает в теневых зонах коллиматоров, но именно в этих зонах абсолютное значение потока излучения в свою очередь резко падает. Поэтому общий вклад многократно-рассеянного мягкого излучения в общий поток квантов коллиматоров по всем углам Θ составляет для обоих приборов величину порядка 20%. Полярограммы для коллиматоров источников макета прибора ДГП-44 также приведены на рис. 3.

Из этих рисунков можно сделать следующие общие выводы:

Таблица I

Зависимость вклада прямого излучения в общий поток от угла θ для коллиматора источника прибора ДГП-40 (источник цезий-137 $Q = 0,4$ мг. экв. радия, время экспозиции $t = 300$ сек, $\theta_0 = 45^\circ$)

θ , град.	$N_{пр.п.}$, имп	$K \cdot N_{пр.п.}$, имп	N_{Σ} , имп	$\eta_{ж}$, %
15	55	435	3525	12
25	363	2860	7799	36
35	722	5700	12758	44
40	1234	9750	19048	52
45	6713	53200	59130	90
50	7268	57300	65060	88
55	7401	58500	65180	90
60	5249	41500	46500	89
65	3398	26800	33660	80
70	2867	22700	28672	79
80	2206	17450	24022	73
90	1983	15700	22149	69
105	1602	12650	18696	68
120	1224	11200	17536	64
135	1041	8230	13446	61
150	436	3440	7928	43
165	98	775	3187	24
		348190	448296	79

направленность излучения коллиматоров, изготовленных из псевдосплава вольфрама с медью для цезиевых источников получается достаточно хорошей и практически ширина аппаратурной функции этих

Таблица 2

Зависимость вклада прямого излучения в общий поток от угла для коллиматора источника прибора ДГГП-60 (источник - цезий-137 $Q = 0,4$ мг. экв. радия, время экспозиции $t = 300$ сек, $\theta_0 = 45^\circ$)

θ , град.	$N_{фл.}$, имп	$K N_{фл.}$, имп	N_{Σ} , имп	$\eta_{жс.}$, %
15	10	79	2326	3
25	33	260	4250	6
35	188	1440	8372	29
40	1443	11400	19264	59
45	2982	23590	33712	70
50	6695	52900	58174	91
55	6651	52500	57032	92
60	6163	48700	52518	93
65	3759	29620	34284	86
75	1878	14920	18897	79
85	1422	11240	14908	75
95	1090	8600	12884	67
105	899	7100	10662	66
115	649	5122	8732	59
130	421	3320	6592	50
145	166	1310	4091	32
155	35	273	2412	12
165	9	71	1522	4
		272445	350633	78

коллиматоров незначительно превышает их апертуру. Однако экспериментальное определение аппаратурных функций коллиматоров является слишком сложным и трудоемким делом. Кроме того этот ме-

тод не применим при конструировании новых приборов.

Для априорной оценки коллиматоров можно применять расчеты проникновения гамма-излучения через материал коллиматоров. Для оценки жесткой составляющей потока излучения очевидно можно воспользоваться методами расчета проникновения в условиях "хорошей геометрии", а для оценки общего потока необходимо пользоваться расчетами в условиях "широкого пучка". Для проверки возможности применения этих методов расчета для оценки конструкций коллиматоров было проведено сравнение экспериментально снятых аппаратурных функций коллиматоров ДГП-40, ДГП-44 и ДГП-60 с расчетными (рис. 5 и 6). Коэффициенты ослабления излучения для широкого пучка брались из [6].

Перерасчет толщины вольфрама из толщины свинца с заданной кратностью ослабления производился по формуле:

$$d_w = d_{pe} \frac{\rho_{pe}}{\rho_w} \frac{Z_{pe}}{A_{pe}} \frac{A_w}{Z_w} F(Z^{m-1}, E), \quad (6)$$

где d_w и d_{pe} - толщина экранов из вольфрама и свинца соответственно; ρ_{pe} , ρ_w - плотность свинца и вольфрама соответственно; Z_{pe} , Z_w - атомный номер свинца и вольфрама соответственно; A_{pe} , A_w - атомный вес свинца и вольфрама соответственно;

$$F(Z^{m-1}, E) = \frac{1 + Z_{pe}^{m-1} \sigma_{\varphi}(E) / \sigma_K(E)}{1 + Z_w^{m-1} \sigma_{\varphi}(E) / \sigma_K(E)} -$$

- поправочный коэффициент, обусловленный влиянием фотоэффекта. Здесь $m = f(E)$ - изменяется от 4,02 до 4,27 в диапазоне изменения энергии гамма-квантов E от 0,1 до 1 МэВ, σ_{φ} и σ_K - сечение фотоэффекта и комптон-эффекта соответственно.

При учете только комптоновского взаимодействия первичного и рассеянного гамма-излучения с материалом коллиматора можно принять $F = 1$. При этом обеспечивается точность порядка 10%. Однако для определения "оптических свойств" коллиматоров этой точности достаточно. Как видно из рис. 5 расчетные аппаратурные функции относительно хорошо совпадают с экспериментальными, а ширина расчетных функций на их полувысоте для всех проведенных

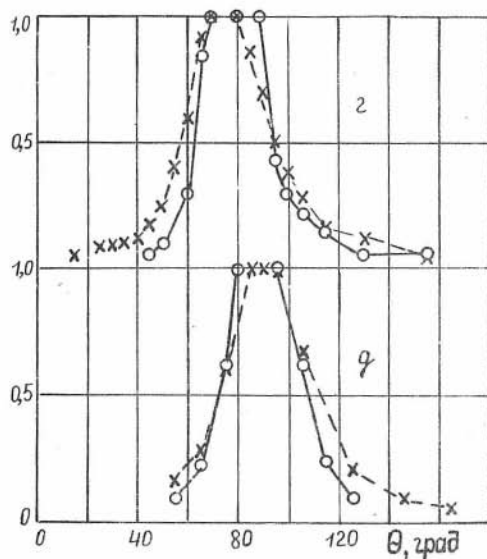
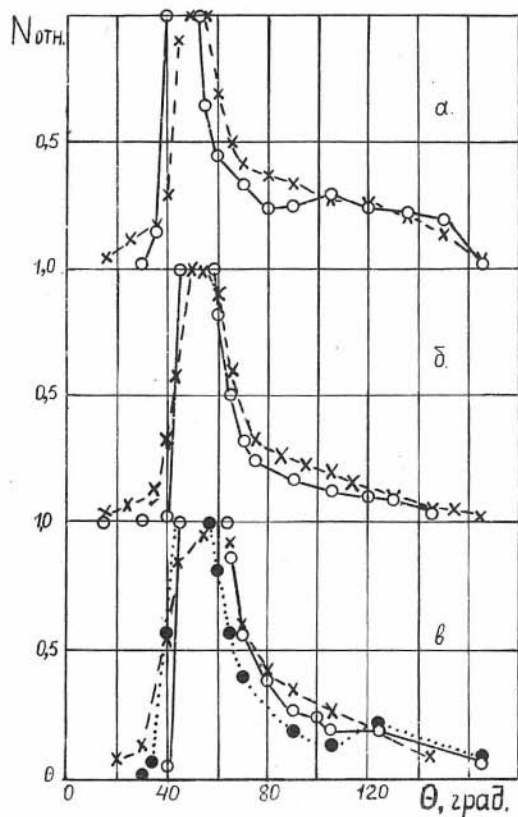


Рис. 5 Аппаратурные функции коллиматоров источников (сплошные кривые - расчет, пунктирные - эксперимент) по полному потоку излучения: а - для ДГП-40, $\theta_0 = 45^\circ$ ширина щели 3 мм; б - для ДГП-60, $\theta_0 = 45^\circ$ ширина щели 7 мм; в - для ДГП-44, $\theta_0 = 45^\circ$ ширина щели 5 мм; г - для ДГП-44, $\theta_0 = 75^\circ$ ширина щели 9 мм; д - для ДГП-44, $\theta_0 = 90^\circ$ ширина щели 10 мм.

случаев расходятся с экспериментальными на величину порядка $1-5^\circ$ (табл. 3). Поскольку при эксперименте использовался кристалл

Таблица 3

Сопоставление экспериментальной ширины
аппаратурной функции с расчетной

Тип прибора	ширина щели коллиматора, мм	толщина вольфра- ма, мм	угол наклона кол- лиматора источ- ника, θ°	апертура, град.	Ширина аппаратурной функ- ции коллиматора, град.			
					полный поток излучения		жесткая сос- тавляющая	
					экспер.	расчет	экспер.	расчет
ДГГП-40	3	11	45	12	24	22	20	21
ДГГП-44	5	19	45	18	36	31	-	-
"	9	19	75	25	37	33	-	-
"	10	19	90	26	40	36	-	-
ДГГП-60	7	20	45	15	26	23	21	17

иодистого натрия размером 10×10 мм, который был отнесен на 480 мм от начала координат, то угол зрения этого детектора составляет около $1,5^\circ$. В силу этого истинная полярограмма должна иметь ширину примерно на 3° меньше экспериментальной. Из табл. 3 видно, что расчетная ширина в среднем как раз на 3° меньше экспериментальной, т.е. она ближе к истинной.

Расчет аппаратурных функций велся из предположения, что источник гамма-излучения является точечным. В действительности же активная зона ампульных источников имеет определенные линейные размеры. Обычно при расчетах мы принимали, что точечный источник расположен в центре ампулы. Влияние перемещения расчетной точки от центра ампулы показано на рис. 5в. На этом рисунке

точками нанесена расчетная функция для которой точечный источник смещен на 3 мм влево относительно центра ампулы (в рассматриваемых источниках длина активной зоны равна 6 мм). Как видно из рисунка аппаратурная функция сместилась влево, но ее ширина практически осталась той же. Отсюда следует вывод, что смещение расчетной точки в пределах половины длины активной зоны относительно центра источника хотя и смещают всю полярограмму, но существенного влияния на ее ширину не оказывают. Была рассчитана также аппаратурная функция коллиматоров по жесткой составляющей спектра, т.е. по первичному излучению в условиях "хорошей" геометрии". Расчеты проводились на основании линейной экстраполяции линейных коэффициентов ослабления для вольфрама и железа [3] по формуле:

$$N = N_0 e^{-d_{Fe} \tau_{Fe} - d_W \tau_W}, \quad (7)$$

где d_{Fe} и d_W — толщина экранов из железа и вольфрама, τ_{Fe} и τ_W — линейные коэффициенты ослабления излучения в железе и вольфраме. Результаты расчетов и сравнение их с экспериментом приведены на рис. 6 и в табл. 3.

Из рис. 6 и табл. 3 видно, что расчетные функции совпадают с экспериментальными по своей ширине в пределах 4° , т.е. примерно в пределах разрешения вспомогательного экспериментального детектора гамма-квантов.

На основании расчетных и экспериментальных исследований коллиматоров источников гамма-излучения двухлучевых гамма-гамма-плотномеров можно сделать следующие выводы:

1. Коллиматоры обеспечивают необходимую направленность гамма-излучения;

2. Ширина аппаратурных функций для первичного излучения больше их угловой апертуры, примерно на $3-5^\circ$. Причем это расхождение уменьшается с увеличением толщины вольфрама по радиусу прибора;

3. Многократно-рассеянное излучение дает вклад на уровне полувысоты аппаратурной функции порядка 20-25% и существенный вклад (более 50%) при углах значительно отличающихся от основно-

го направления излучения;

4. Расчетные методы позволяют оценить ширину углового распределения излучения с точностью порядка нескольких градусов.

Аналогичные исследования были проведены и для блоков коллимированных детекторов.

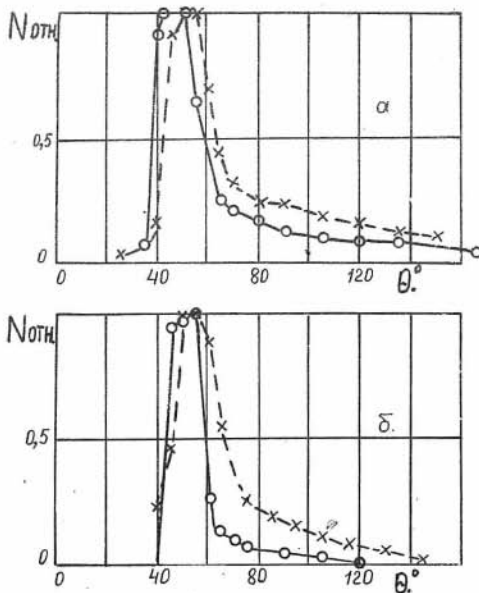


Рис. 6 Аппаратурные функции коллиматоров источников по жесткой составляющей излучения (сплошные кривые - расчет, пунктирные - эксперимент): а - для ДГП-40, $\theta_0 = 45^\circ$ ширина щели 3мм; б - для ДГП-60, $\theta_0 = 45^\circ$ ширина щели 7 мм.

На рис. 7 приведены в относительных единицах полярограммы чувствительности коллиматоров детекторов макета прибора ДГП-60, снятые на телескопической установке. Измерения проводились со снятым стальным корпусом прибора ($d_{Fe} = 0$) для углов наклона ще-

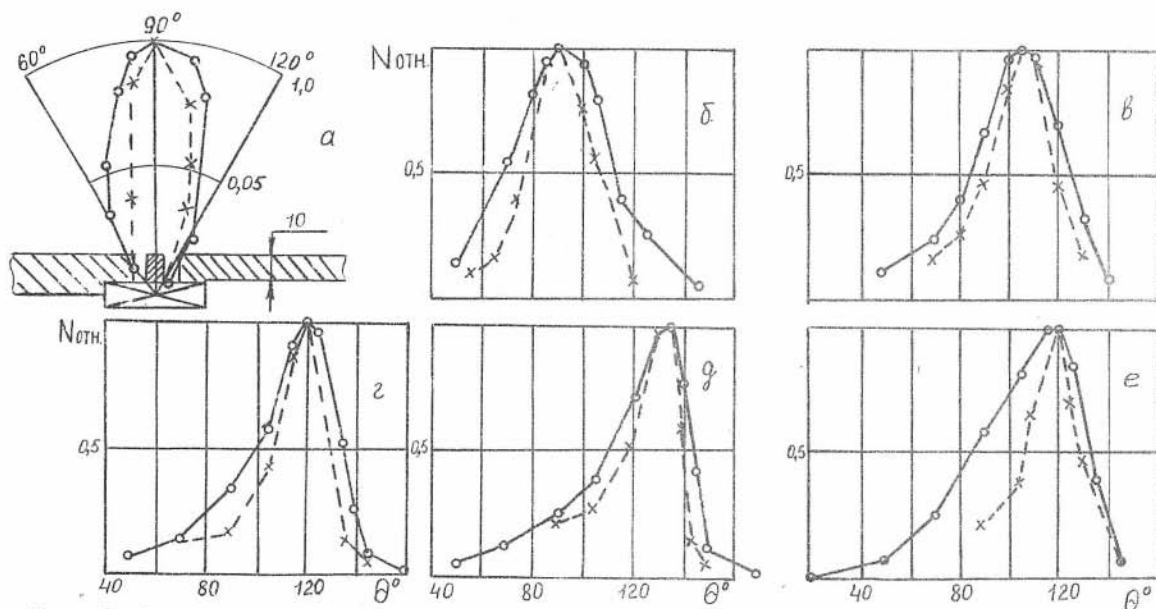


Рис. 7 Экспериментальные аппаратные функции двухщелевых коллиматоров детекторов с шириной щелей 6 мм (сплошные кривые) и 3 мм (пунктирные кривые): а – конструкция коллиматора при $\theta_0 = 90^\circ$; б – в: результаты измерений при углах: 90° (б); 115° (в), 120° (г), 135° (д) и 120° (е – для однощелевого коллиматора).

ли коллиматоров 90° , 115° , 120° и 135° при ширине щели 3 и 6 мм. Поскольку при коллимированном излучении источника и коллимированных детекторах максимальная энергия принимаемых гамма-квантов определяется однократно рассеянным излучением, причем угол их рассеяния определяется суммой углов наклона коллиматора источника и коллиматора детектора, то максимальную энергию принимаемого детектором излучения следует определять по известной формуле:

$$E' = \frac{0,51 E}{0,51 + E(1 - \cos \theta)}, \quad (8)$$

где $\theta = \theta_{\text{ист.}} + \theta_{\text{дет.}}$. Для цезиевого источника и углов $\theta_{\text{ист.}} = \theta_{\text{дет.}} = 45^\circ$ максимальная энергия $E' \approx 0,290$ МэВ. Поэтому в качестве вспомогательного источника излучения использовался ртутный препарат ($E = 279$ кэВ).

В настоящее время для расчета коллиматоров детекторов применяется метод Монте-Карло [4]. Обычно этот метод расчета очень трудоемок и вряд ли является целесообразным для ориентировочных оценок, необходимых для конструирования аппаратуры. Авторами было опробовано два различных метода расчета полярограмм, а именно: по методу широкого пучка и по апертуре детектора. Поскольку конструкция коллиматора обладает кольцевой симметрией, то расчеты велись в плоскости оси прибора.

В первом случае детектор считается точечным, расположенным на оси прибора в точке пересечения оси коллимационной щели с осью прибора.

Схема расчета и эксперимента, а также полученные результаты приведены на рис. 8. Аппаратурная функция получена экспериментально для коллиматора шириной 6 мм с углом наклона 60° . Здесь же нанесена функция, рассчитанная по формулам (6, 7) при $d_{Fe} = 0$.

Расчет по апертуре детектора велся согласно схеме рис. 8а. При этом относительная интенсивность рассчитывалась для плоской геометрии по углам зрения детектора из источника, размещенного на окружности радиусом 20 см с центром в точке О — середина поверхности детектора, видимая в щель. Материал коллиматора при этом считался "абсолютно черным".

Как видно из рис. 8а имеется 3 зоны видения детектора: зо-

на верхней полутени (I), зона полного видения (II), зона нижней полутени (III).

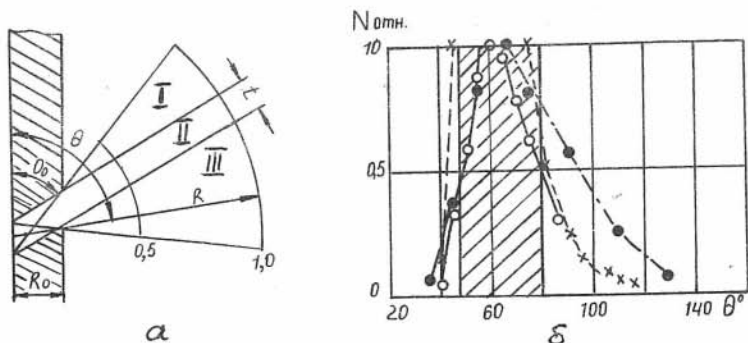


Рис. 8 Сопоставление расчетных и экспериментальных аппаратных функций для детектора: а - схема расчета; б - аппаратная функция (сплошная кривая - расчет по формулам 5, 6 и 7; пунктирная кривая - расчет по формулам (I и 2); при $d_{Fe} = 0$, штрихпунктирная кривая - эксперимент). Штриховкой показана угловая апертура.

Относительная интенсивность для этих зон считается соответственно по следующим формулам: для зоны II

$$N_{отн. II} = N_{II} / N_{max} \quad (9)$$

$$\text{Здесь } N_{II} = \frac{Q}{2\pi} \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} d\varphi = \frac{Q}{2\pi} \Delta\varphi_{II} -$$

- поток гамма-квантов, выходящих из источника активностью Q , помещенного в точку (R, Θ) и попадающих в детектор; $\Delta\varphi_{II} = \varphi_{max} - \varphi_{min}$ - угол видения детектора из точки (R, Θ) ; t - ширина щели коллиматора (см. рис. 8а); N_{max} - максимальный поток, падающий на детектор из текущей точки (R_i, Θ_i) . Поскольку $N_{max} = N_{II}$, то формула (4) упрощается до вида

$$N_{отн. II} = 1; \quad (10)$$

для зоны I

$$N_{отн I} = N_I / N_{II} = \Delta\varphi_I / \Delta\varphi_{II}, \quad (II)$$

где $\Delta\varphi_{II} = t/R$, а $\Delta\varphi_I = \operatorname{arctg} \frac{R \cos \Theta + 0,5 t \sin \Theta_0}{R \sin \Theta} -$
 $-\operatorname{arctg} \frac{R \cos \Theta - R_0 \operatorname{ctg} \Theta_0 - 0,5 t \sin \Theta_0}{R \sin \Theta - R_0},$

где Θ_0 и R_0 - угол наклона щели коллиматора и толщина вольфрама соответственно (см. рис. 8а).

Для зоны III

$$N_{отн III} = N_{III} / N_{II} = \Delta\varphi_{III} / \Delta\varphi_{II}, \quad (I2)$$

где $\Delta\varphi_{III} = \operatorname{arctg} \frac{R \cos \Theta - R_0 \operatorname{ctg} \Theta_0 + 0,5 t \sin \Theta_0}{R \sin \Theta - R_0} -$
 $-\operatorname{arctg} \frac{R \cos \Theta - 0,5 t \sin \Theta_0}{R \sin \Theta}.$

Вычисленная по формулам (I0), (II) и (I2) аппаратная функция нанесена на рис. 8б сплошной линией. На этом же рисунке заштрихована угловая апертура рассматриваемого коллиматора. Как видно из рис. 8б, если слева граница экспериментального графика хорошо совпадает с расчетными, то справа различия получаются весьма существенными.

Это расхождение объясняется сильными допущениями как при первом расчете (точечный детектор), так и при втором (материал коллиматора принят абсолютно поглощающим гамма-излучение). Из двух методов расчета все-таки лучшим оказался первый в условиях широкого пучка (точечный источник). При этом расчетная ширина углового распределения оказалась на 14^0 (30%) меньше полученной экспериментально. При расчете по второму методу расхождение достигло 45%. Поэтому для упрощенных расчетов разрешающей способности коллиматоров детекторов можно рекомендовать первый метод.

Но при этом необходимо помнить, что эти расчеты носят сугубо оценочный характер.

Для более точных расчетов можно пользоваться методом ослабления гамма-излучения в узком пучке, однако детектор при этом точечным считать нельзя, т.е. в каждой точке размещения излучателя на окружности радиуса необходимо интегрировать поток излучения по всему детектору.

В этом случае интенсивность принимаемого из точки $(R; \theta)$ излучения записывается в виде интеграла:

$$I(\theta, R) = \frac{Q}{2\pi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} e^{-\tau \ell_w} d\varphi, \quad (13)$$

где φ_1 и φ_2 - пределы интегрирования (углы опирающиеся на начало и конец сцинтиллятора), а ℓ_w - толщина вольфрама на пути гамма-излучения.

В связи со сложной геометрией коллиматора расчеты по этой формуле, как правило, получаются довольно сложными. Практически выражение (13) не берется в квадратурах и его приходится вычислять численным методом. В силу этого расчет по формуле (13) теряет практическое значение для оперативных оценок конструкций коллиматоров детекторов в процессе их разработки.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

В целом коллиматоры из вольфрама позволяют создавать хорошую направленность излучения источника, обеспечить прием излучения из локальных участков исследуемого пространства.

Для оперативного упрощенного расчета разрешающей способности коллиматоров источников для их оценки в процессе конструирования приборов можно пользоваться методами расчета ослабления гамма-излучения в широком пучке, а сам источник при этом считать точечным. Расхождение расчетных аппаратурных функций с экспериментальными по их ширине при этом лежит в пределах 10%. Расхождение оптической угловой апертуры коллиматоров с реальной шириной аппаратурной функции может быть весьма значительным (до 50%) и тем больше, чем тоньше стенки коллиматоров (по радиусу прибора). Поэтому реальными апертурами пользоваться можно только

для самых грубых оценок.

Исследование реальных коллиматоров детекторов показали, что их направленность приема излучения несколько хуже, чем у коллиматоров источников в силу большой протяженности сцинтилляторов — большой апертуры. Тем не менее при углах равных порядка 2 апертур интенсивность излучения, попадающего в детекторы, спадает примерно на порядок. Направленность многоцелевых (жалюзных) коллиматоров практически такая же, как и одноцелевых, что открывает большие перспективы в их использовании.

Для оценки коллиматоров детекторов можно при расчетах считать детектор точечным и сам расчет вести по методу ослабления гамма-излучения в широком пучке.

Для более точных оценок коллиматоров детекторов необходимо вести расчет с полным интегрированием потоков гамма-излучения по всей длине детектора по формуле (13).

В заключение авторы считают необходимым выразить благодарность В.Я. Жаворонкову, принимавшему участие в проведении экспериментов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бланков Е.Б. О глубинности исследования скважин средствами ядерной геофизики. Сб. "Ядерно-геофизические методы", Новосибирск, "Наука", Сиб. Отд., 1972.
2. Варварин Г.Б., Филиппов Е.М. Плотностной гамма-гамма-метод геофизике. Новосибирск, "Наука", Сиб. Отд., 1972.
3. Горшков Г.В. Проникающее излучение радиоактивных источников. Л., "Наука", Ленингр., Отд., 1967.
4. Гулин Ю.А., Понятов Г.И. Результаты математического моделирования гамма-гамма-каротажа для условий нефтяных скважин. В сб. "Ядерная геофизика", вып. 7, М., "Недра", 1969.
5. Золотухин и др. Прохождение излучений через неоднородности в защите. Атомиздат. М., 1968.
6. Коржев А.А. и др. Оценка плотности пластов при помощи комплекса коллимированных зондов ГТК. Прикладная геофизика, вып.

67. М., "Недра", 1972.

7. Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений. Госатомиздат, 1960.

8. Harris C.C. et al. Pulmonary Investigation with radio-nuclides, f - st Annual. Seminar on Pulmonary Investigation With Radionuclides, Miami. Fla. Spring field, III, 1970.

9. Wahl J.S. et al. The dual spacing format in density log. J. Petroleum Technology, 1964, v. 16, № 12.

О.Н. Брежнев, Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук,
Е.М. Филиппов, Ю.И. Нечипоренко

ТРЕХСАНТИМЕТРОВЫЙ МИКРОТРОН С ЭНЕРГИЕЙ 4 МэВ ДЛЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Разработка и широкое внедрение методов фотонейтронного анализа элементного состава геологических образцов в лабораторных условиях доказывает перспективность этого метода для поиска полезных ископаемых [1, 2, 5, 13, 14]. Однако в полевой практике до сих пор применяется только фотонейтронный анализ на бериллий [1, 5] с применением радиоизотопных источников. Широкое внедрение ускорителей в практику поиска различных элементов фотонейтронным методом в полевых условиях сдерживается отсутствием малогабаритных установок с достаточно высокоэнергетичным и интенсивным пучком. За последнее время появился ряд работ [3, 11], в которых приводятся перспективные в этом отношении разработки ускорительных установок.

В институте геологии и геофизики СО АН СССР с 1969 г. проводятся работы по совершенствованию микротрона с учетом требований, связанных с применением его в полевых условиях [4]. Проведенная к настоящему времени модернизация практически всех узлов микротрона позволила существенно улучшить его основные параметры и повысить эксплуатационные качества. В качестве модулятора в настоящем варианте микротрона была использована конструк-

ция, описанная в [4], хорошо зарекомендовавшая себя при эксплуатации в течение трех лет. Проведенные исследования [6] позволяют считать, что такой тип модулятора является в настоящее время наиболее приемлемым для применения в полевой аппаратуре, рассчитанной на использование определенного магнетрона. Оценки показывают, что, при питании модулятора от сети переменного тока с частотой $400 \div 500$ гц, его габаритные размеры и вес для мощности выходного импульса ~ 1 Мвт могут быть существенно уменьшены; объем до 70 дм^3 ; вес до $50 \div 70$ кг.

магнитная система ускорителя в отличие от [4] была несколько изменена. На краях полюсов были сделаны шимы высотой около $0,5$ мм и шириной 4 мм. Межполюсный зазор в центре камеры составляет 41 мм. Питание магнита осуществляется от малогабаритного электромашинного преобразователя (445 гц) с внутренней системой стабилизации. Регулировка тока магнита производится магнитным усилителем, аналогичным описанному в [6]. Магнитный усилитель включен последовательно с понижающим трансформатором; к выходу трансформатора подключен двухполупериодный выпрямитель с LC фильтром. Как показала практика длительной эксплуатации ускорителя, при установившемся тепловом режиме магнита, такая система питания позволяет обойтись без дополнительной стабилизации тока магнита, что в целом упрощает конструкцию микротрона и повышает его надежность. Тепловой режим магнита ускорителя и его блока питания устанавливается в течение $20 \div 30$ мин.

Камера микротрона с внешним диаметром 205 мм изготовлена в виде кольца из 10 мм меди. В камере установлены сильноточные вакуумные вводы для питания катода, вводы для воды, охлаждающей резонатор, патрубок для механизма вывода и транспортировки пучка. Все соединения в камере пропаяны припоем ПСР-45. На ярме магнита укреплен механизм перемещения мишени с коаксиальным выводом тока мишени. Перемещение мишени, укрепленной на штоке осуществляется с помощью винтового механизма, приводимого в движение мотором РД-0,9. Индикация положения мишени выведена на пульт. Для проведения экспериментов с различными типами мишеней, последние сделаны съемными. Вакуумные уплотнения в камере, а также по всей вакуумной системе изготовлены из резины марки 7889. Схема вакуумного поста представлена на рис. 1. Байпасная система откачки позволяет после вскрытия камеры получать в ней

рабочий вакуум ($2 \cdot 3 \cdot 10^{-6}$ тор) при разогретом диффузионном насосе в течение около 20 мин.

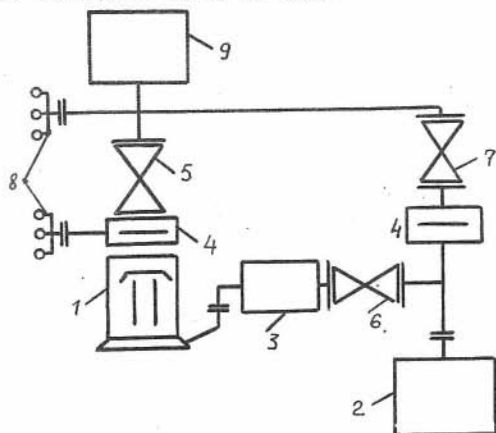


Рис. 1 Схема вакуумного поста микротрона: 1 - диффузионный насос ЦВМ-100; 2 - форвакуумный насос ВН-461М; 3 - форбаллон; 4 - азотная ловушка; 5 - переходной шибер; 6, 7 - вентили; 8 - манометрические лампы ЛМ-2 и ЛТ-2; 9 - камера.

Высокочастотная система микротрона по сравнению с ранее описанной 4 претерпела существенные изменения, связанные с улучшением эксплуатационных качеств микротрона, так и с увеличением мощности ускоренного пучка. С целью уменьшения КСВН в тракте был исключен гальванический разрыв, используемый для контроля импульсного тока магнетрона; контроль режимов магнетрона осуществлялся по форме спектра и огибающей СВЧ - колебаний с помощью ответвителя и связанного с ним кабелем волноводного переключателя (рис. 2), позволяющего включать соответствующие индикаторы. В волноводный тракт подавался сжатый воздух при давлении 0,6 атм. Для облегчения режима работы фазовый ферритовый циркулятор охлаждался водой. Следует отметить, что использование в СВЧ тракте микротрона 3х см диапазона волн 4-х канального фазового циркулятора, включенного как вентиль (с согласованными нагрузками в каналах III и IV) представляется вполне оправданным, поскольку нагружающий его резонатор в процессе настройки может иметь высокое значение КСВН (~ 10). Отраженная при этом СВЧ мощность, которую необходимо рассеять, превышает возможности ферритовых элементов обычных резонансных вентилей особенно в случае высоких обратных потерь ($20 \div 30$ дБ). В ферритовых элементах циркулятора рассеивается малая часть отраженной мощности, так как обратные потери практически равны прямым ($0,3 \div$

0,5 дБ), а основная часть отраженной мощности поглощается в нагрузках. Кроме того, циркулятор обладает более высокими надежностью, термостойкостью и электрической прочностью по сравнению с вентилями при тех же габаритах. Для быстрой стабилизации теплового состояния ферритов циркулятор охлаждался водой, при $t = 15^{\circ}\text{C}$.

Основные параметры (развязка между каналами, КСВН на входе) используемого в конструкции фазового циркулятора представлены на графике рис. 3.

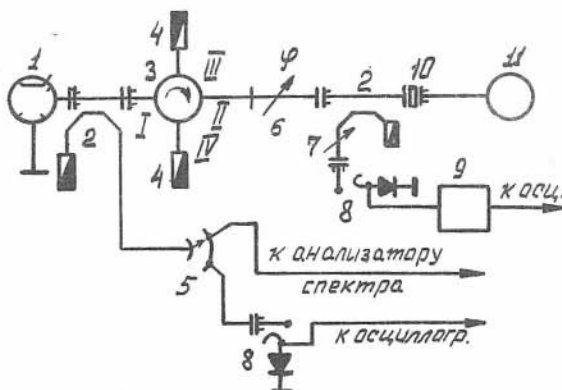


Рис. 2. Схема волноводного тракта: I - магнетрон; 2 - направленный ответвитель; 3 - ферритовый циркулятор; 4 - водяная нагрузка; 5 - волноводный переключатель; 6 - фазовращатель; 7 - аттенюатор; 8 - детекторная секция; 9 - эмиттерный повторитель; 10 - вакуумное волноводное окно; II - резонатор.

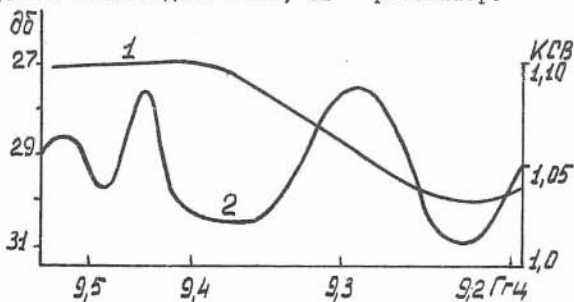


Рис. 3. Характеристики циркулятора: I - кривая коэффициента развязки (дБ) от частоты; 2 - изменение КСВ в рабочем диапазоне частот.

Потери в прямом направлении вносимые циркулятором в полосе частот шириной 300 мГц не превосходили $0,3 \div 0,5$ дБ. Индикация настройки магнетрона на частоту резонатора осуществляется по осциллограмме огибающей отраженного импульса, поскольку в момент точной настройки КСВН в линии передачи имеет резкий минимум [10].

Источником СВЧ колебаний служил перестраиваемый магнетрон трехсантиметрового диапазона с мощностью в импульсе около 200 квт. Необходимость получения пучка со средней мощностью несколько ватт при такой невысокой мощности магнетрона потребовала весьма тщательного подхода ко всем узлам СВЧ - тракта. Анализ баланса мощности СВЧ для микротрона предложен в [10], где подробно рассмотрены режимы ускорителя в том случае, когда мощность пучка (P_H) превосходит мощность диссипативных потерь в резонаторе (P_r). Однако во всех известных трехсантиметровых микротронах $P_r / P_H > 1$. Для этого случая рассчитана номограмма (рис. 4), позволяющая произвести выбор требуемого коэффициента связи резонатора ($\beta = r$) при определенной мощности, подводимой к фланцу резонатора ($P_{подв}$) в зависимости от требуемого значения P_H .

При использовании первого типа режима ускорения для $\Omega = 0,7$; $\varepsilon = 0,94$; $P_r \sim 173$ квт [9]. Из номограммы следует, что при мощности магнетрона около 200 квт и потерях в тракте $\sim 0,3 \div 0,4$ дБ, мощность P_H может составить ~ 6 квт. В этом случае допустим выбор значений коэффициента связи не превышающий 1,2, нижняя граница β определяется отношением P_r / P_H таким образом, чтобы при максимальной нагрузке пучком связь была больше критической, в противном случае режим ускорения неустойчивый [10]. Из баланса мощности следует, что нижняя граница составляет около 1,08. Такие жесткие условия к выбору при ограниченной мощности магнетрона затрудняют изготовление окна связи. Дополнительные трудности, возникающие при изготовлении и эксплуатации трехсантиметрового микротрона с режимом ускорения первого типа связаны с повышенной напряженностью поля в резонаторе.

Более целесообразным в данной конструкции является использование второго типа ускорения с $\Omega \sim 0,6$; $\varepsilon \sim 1,1$ [12], в котором указанные недостатки не столь явно проявляются. Следует отметить также, что при мощности магнетрона ~ 200 квт режим ускорения [12, 11] позволяет получить $P_r / P_H \sim 1,9 \div 2$. Значе-

ние β при этом имеет смысл выбирать в пределах $1,5 \div 2,4$. Экспериментальная проверка указанного режима показала соответствие с приведенными оценками; полученная мощность пучка составила около $3 \div 4$ квт в импульсе при $\beta_I \sim 2$; β_I - коэффициент связи резонатора без нагрузки пучком.

Определение и подбор β_I производилось в соответствии с [7]. Ток пучка на тринадцатой орбите составляет ~ 1 ма в импульсе при энергии около 4 МэВ. Время установления колебаний в резонаторе по приближенным оценкам [9] составляет около 0,2 мксек для добротности нагруженного резонатора ~ 1840 . Длительность импульса тока по уровню 0,5 около 0,65 мксек при длительности огибающей СВЧ - $0,8 \div 0,9$ мксек.

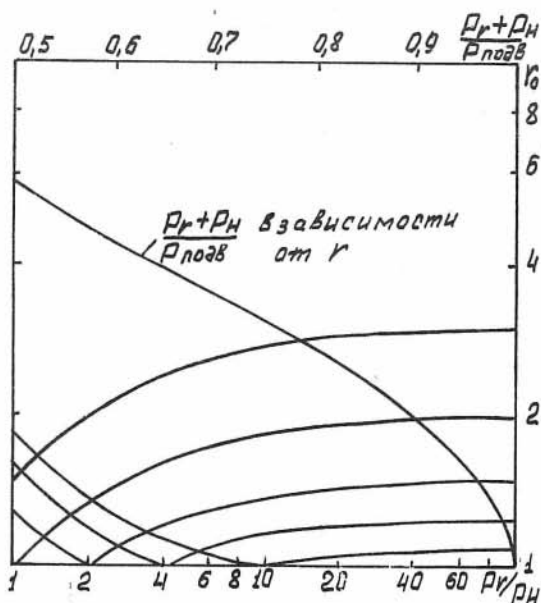


Рис. 4 Номограмма, позволяющая произвести выбор окна связи.

Используемая конструкция резонатора рассчитана на применение прямонакального танталового катода. Ток катода $\sim 15 \div 20$ а. Катод питается переменным током с частотой 445 гц. Запуск модулятора производится вблизи нулевой

фазы питающей сети (445 гц). Регулировка тока катода в необходимых пределах осуществляется магнитным усилителем, установленным в пульте. Пульт управления настольного типа, размещенный в отдельном помещении включает: вакуумметр ВИТ-2; приборы контроля ре-

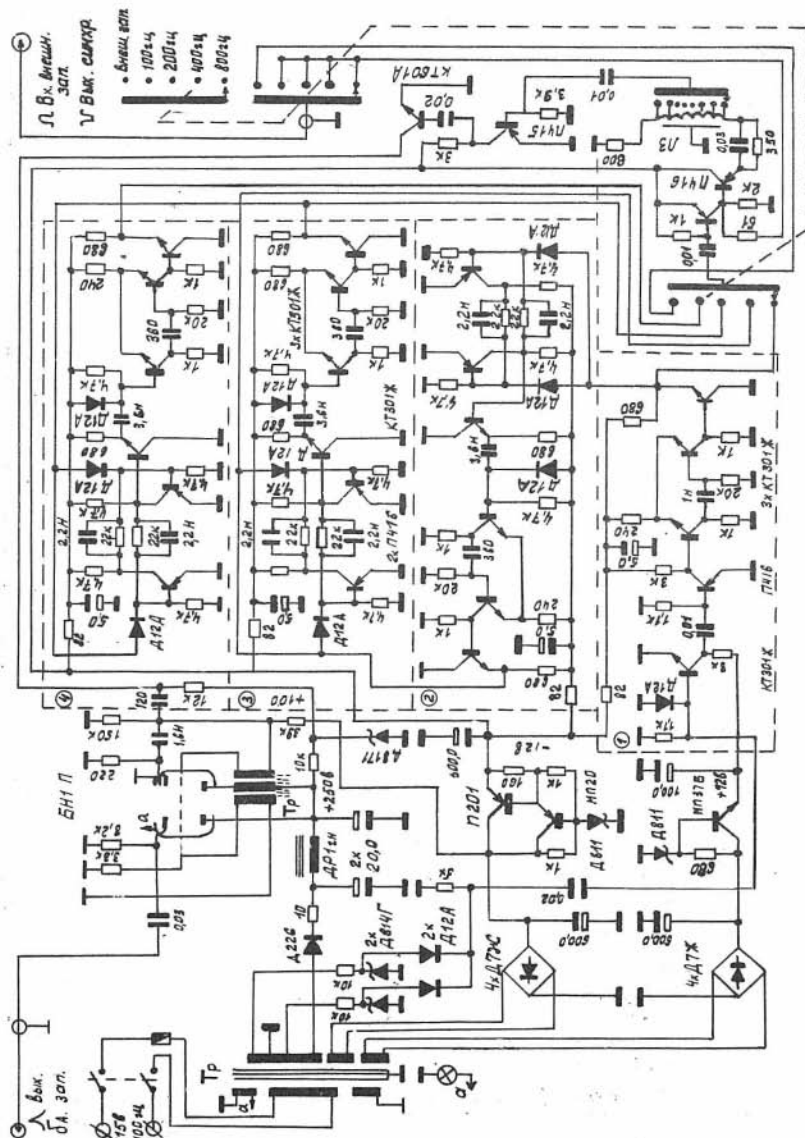
жимов магнетрона и модулятора, индикатор магнитного поля микротрона, индикаторы положения мишени и настройки магнетрона, приборы для индикации среднего тока мишени ускорителя.

Импульсные характеристики ускорителя (ток пучка, ток катода в импульсе, огибающая СВЧ импульса) контролируются осциллографом С1-55. Им же контролируется настройка магнетрона по отраженному от резонатора импульсу. В пульте установлены система регулировки тока катода и блок управления магнитным усилителем выпрямителя магнита, а также системы управления настройкой магнетрона и передвижением мишени. В пульте установлен блок запуска модулятора (рис. 5). Этот блок позволяет производить запуск микротрона с частотой 890; 445; 222,5 и 111 гц с жесткой привязкой к фазе питающей сети. Предусмотрен запуск от внешнего генератора. Как следует из рис. 5, для изменения частоты запуска в блоке используются транзисторные триггерные схемы, работающие в режиме насыщения [15, 16]. Такое включение транзисторов обеспечивает более высокую помехоустойчивость. Дополнительное формирование выходных сигналов триггеров хотя и несколько усложняет схему, но позволяет в то же время еще более повысить помехоустойчивость всего блока в целом и упрощает получение требуемых выходных импульсов. Для удобства работы с регистрирующей аппаратурой блок запуска формирует сигнал синхронизации, опережающий сигнал запуска модулятора на величину задержки, меняющуюся в пределах $0,1 \div 1$ мксек.

Амплитуда импульса синхронизации не ниже 50 ма на нагрузке 50 ом, но не более 9в (выход токовый). Фронт нарастания сигнала синхронизации не более 0,05 мксек, длительность 3,5 мксек.

Эксплуатация микротрона в течение полугода продемонстрировала безаварийную стабильную и надежную работу конструкции в целом, состоящей из перечисленных узлов. На микротроне проводились исследования по отработке методики определения низких концентраций бериллия в пробах. Результаты этих исследований рассматриваются в [8].

На основе опыта, накопленного при конструировании и изготовлении описанного микротрона, предполагается в дальнейшем создание малогабаритной ускорительной установки для решения задач по определению бериллия и дейтерия в полевых условиях. Заслуживает внимания также изучение возможностей использования таких ускорителей



телей и в других сферах науки и техники.

В заключении авторы считают своим долгом выразить благодарность Ф.В. Родионову и В.П. Степанчуку за оказанную ими поддержку и любезное представление конструкции резонатора, В.Г.Серяпину за интерес к работе и ценные консультации, В.С. Пархоменко и Ю.А. Кониному за постоянную помощь в работе.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Арцыбашев В.А. Ядерно-геофизическая разведка. Атомиздат, 1972.

2. Берзин А.К. Фотоядерные методы для поисков и разведки полезных ископаемых. ВНИИЯГГ. Докторская диссертация, 1968.

3. Берзин А.К. и др. Малогабаритные транспортабельные ускорители электронов. Приборы и техника эксперимента. 1972, 16, стр. 227.

4. Брежнев О.Н., Казакевич Г.М., Пономарчук В.А., Филиппов Е.М., Шестель С.Т. Разработка и запуск трехсантиметрового микротрона для геофизических целей. В сб. "Новые методы и приборы ядерной геофизики", Новосибирск ИГиГ СО АН СССР, 1971.

5. Горев А.В. и др. Фотонейтронное опробование бериллиевых руд в естественном залегании. Л., ВИРТ, 1972.

6. Казакевич Г.М., Пономарчук В.А., Пархоменко В.С. "Модуляторы для малогабаритного микротрона (Настоящий сборник).

7. Казакевич Г.М., Пономарчук В.А. Простой стенд для настройки резонаторов трехсантиметровых микротронов (настоящий сборник).

8. Казакевич Г.М., Пономарчук В.А., Филиппов Е.М. Методика определения бериллия на микротроне (настоящий сборник).

9. Капица С.П., Мелехин В.Н. Микротрон, М., "Наука", 1969.

10. Матора И.М., Харьзов Р.В. О согласовании резонатора микротрона с волноводным трактом. Препринт Р9-3567, ОИЯИ, 1967г.

11. Поляков В.И., Родионов Ф.В., Степанчук В.Л. Малогабаритный микротрон. Журнал технической физики. 1971, т. 61, вып. 8, стр. 1667.

12. Родионов Ф.В., Степанчук В.П. Об одном режиме ускоре-

ния в микротроне. Журнал технической физики. 1971, т. 61, вып. 5, стр. 999.

13. Филиппов Е.М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.

14. Ядерно-геофизические методы. Новосибирск, "Наука", Сиб. Отд. 1972.

15. Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М., "Энергия", 1973.

16. Бонч-Бруевич А.М. Радиотехника в экспериментальной физике. М., "Наука", 1966.

Г.М. Казакевич, В.С. Пархоменко, В.А. Пономарчук

МОДУЛЯТОРЫ ДЛЯ МАЛОГАБАРИТНОГО МИКРОТРОНА

Прогресс в реализации импульсного гамма-нейтронного метода (ИГНМ) в полевых условиях существенно зависит от веса и габаритов аппаратного комплекса, в котором в качестве импульсного источника гамма-квантов применяются ускорители заряженных частиц. Учитывая успехи в технике создания ускорителей малых габаритов [1, 2, 6], заметим, что наиболее подходящими типами установок для этой цели являются микротроны и линейные ускорители 3-х сантиметрового диапазона.

Как правило, источником СВЧ энергии в этих ускорителях служит магнетрон соответствующего типа, для питания которого достаточен модулятор с мощностью до 1,2 Мвт в импульсе, током до 30-40 А и напряжением до 30 кВ. Специфика и особенности полевой ядерной геофизики не позволяют применять заводские серийные импульсные модуляторы без существенных переделок при использовании их в ускорителях.

Для выбора вполне приемлемой схемы и конструкции с точки зрения полевого варианта в лаборатории ядерной геофизики СО АН СССР проводились разработки различных по принципу работы импульсных модуляторов. Так как технические параметры модулятора определяются типом и работой магнетрона, который тоже предстояло выбрать, то прежде всего была отработана схема универсального малогабаритного модулятора с частичным разрядом накопительной емкости, принципиальные основы расчета которой изложены в [3, 4].

Универсальный малогабаритный модулятор с частичным разрядом емкости

Универсальность модулятора достигается введением в схему регулировки высокого напряжения и длительности импульса. Преимущества схемы модулятора с частичным разрядом накопительной емкости рассмотрены в [3]. К недостаткам данной схемы следует отнести большие габариты накопительной емкости, которая вычисляется по формуле:

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{\tau}{(R_0 + R) C_H} \quad (I)$$

где ΔI - изменение тока на нагрузке во время импульса; R - динамическое сопротивление магнетрона (ом); R_0 - сопротивление коммутирующего элемента и остальной цепи (ом); τ - длительность импульса (сек); I_0 - ток нагрузки (А).

Для значений $\tau = 1,1 \cdot 10^{-6}$ сек; $R = 100$ ом; $R_0 = 100$ ом, $C_H = 55$ нф. величина $\Delta I / I_0$ оказывается равной 10%. Для магнетрона такой перепад тока может оказаться нежелательным в связи с нелинейностью частотных характеристик для малых приращений анодного тока [5] в зависимости от режима работы магнетрона; последнее может вызвать изменение частоты в течение импульса, что, в свою очередь, ведет к снижению мощности, передаваемой в резонатор, и, следовательно, к уменьшению ускоряемого тока электронов или даже к потере пучка. Для снижения $\Delta I / I_0$ обычно увеличивают накопительную емкость. Это приводит к увеличению веса и габаритов модулятора, а также к ухудшению условий работы модуляторных ламп в случае искрения и пробоев в нагрузке, т.е. к снижению надежности модулятора в целом.

Другой способ улучшения спада вершины импульса тока заключается в коррекции плоской части импульса RL -цепочкой [3]. К недостаткам этого способа следует отнести дополнительные энергетические потери, составляющие до 5% мощности модулятора и присутствие дополнительных деталей, находящихся под высоким напряжением.

Существует еще один простой метод коррекции плоской части импульса, основанный на использовании усилительных свойств мощ-

ных импульсных (так называемых "ключевых") ламп типа ГМИ-85, ГМИ-90, ГМИ-14Б и др.: регулировка плоской вершины импульса тока в нагрузке осуществляется корректированием вершины импульса напряжения, поступающего на управляющую сетку такой лампы. Нами была применена такая коррекция в описываемом ниже модуляторе, что позволило снизить спад вершины импульса тока в нагрузке до 2% (без коррекции, как уже указывалось, $\Delta I/I_0$ составляет 10%).

При конструировании модулятора большое внимание уделялось созданию простой и надежной автоматики, осуществляющей блокировку основных его узлов (высоковольтные трансформаторы, коммутирующий элемент) на случай аварийных ситуаций и обеспечивающей надежную работу всего устройства.

Блок-схема модулятора на лампе ГМИ-14Б представлены на рис. 1. Высокое напряжение от 5 до 35 кВ с шагом 500 В обеспечивается высоковольтным трансформаторным блоком, состоящим из регулирующего трансформатора и выпрямителя. Выпрямитель собран по схеме удвоения на диодах В1-О,1/40. Конденсаторы фильтра служат одновременно и накопительной емкостью, что позволяет значительно уменьшить размеры модулятора. Однако такое упрощение может привести к заметному изменению напряжения на нагрузке от импульса к импульсу, так как энергия, запасаемая в накопительной емкости, зависит от соотношения частоты следования импульсов с частотой питающей сети. В результате, при определенных режимах, потребляемая с накопительной емкости энергия оказывается не равной поступающей на нее между импульсами. Особенно это заметно в случае использования магнетронов, обладающих малым динамическим сопротивлением и наглядно проявляется при сравнении работы модулятора на магнетрон и активную нагрузку. Вследствие нелинейной характеристики, изменение напряжения от импульса к импульсу для магнетрона со статическим сопротивлением $R > R_g$ больше, чем при использовании в качестве нагрузки модулятора активного сопротивления $R = R_{с\tau}$ при всех прочих равных условиях. Это можно вывести из [3]:

$$\frac{\Delta U_M}{\Delta U_R} = \frac{(2 - \frac{U_n}{U_1})(R_0 + R)}{2(R_0 + R_g)} = \frac{\Delta W_M}{\Delta W_R} \quad (3)$$

где $\Delta U_M, \Delta U_R$ - пульсации напряжения на магнетроне и активном сопротивлении; $\Delta W_M, \Delta W_R$ - пульсации потребляемых энергий на магнетроне и активном сопротивлении; U_n - пороговое напряжение магнетрона ($0,8 \div 0,9 U_i$); U_i - напряжение на конденсаторе; R_o - сопротивление коммутирующего элемента (100 ом); R_g - динамическое сопротивление магнетрона (100 ом).

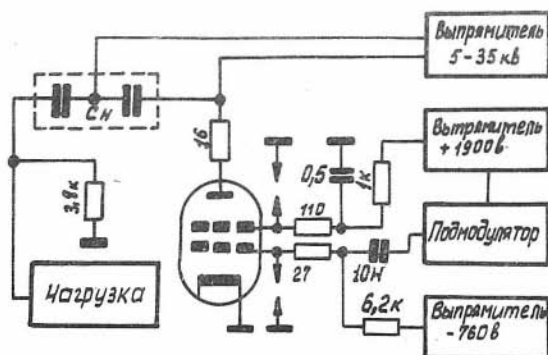


Рис. I Блок-схема модулятора с частичным разрядом емкости на лампе ГМИ-14Б.

Электронный сдвиг частоты магнетрона, предназначенного для использования на ускорителе, составляет около 1 мГц на 1 А. При 10% пульсации тока магнетрона ($I_o = 30A$) от импульса к импульсу максимальный электронный сдвиг частоты составляет 3 мГц. Если такой магнетрон будет работать на резонатор с полушириной полосы резонансной кривой на уровне половинной мощности около 2,5 мГц, то уменьшится средняя мощность в резонаторе, а стало быть и средний ток пучка ускоренных электронов.

Пульсации тока магнетрона устраняются введением синхронизации частоты запуска с частотой питающей сети. В этом случае при любой нагрузке пульсации амплитуды импульсов отсутствуют.

В качестве коммутирующего элемента выбрана металlostеклянная

лампа ГМИ-14Б, обеспечивающая в описываемом модуляторе фронт нарастания импульса не более 140 нсек. Задний фронт импульса формируется с помощью мощного высоковольтного резистивного сопротивления, обеспечивающего постоянную спада импульса напряжения на магнетроне менее 200 нсек для паразитной емкости 50 пф.

Подмодулятор собран по обычной [3] схеме полного разряда накопительной емкости. В качестве коммутирующего элемента применен тиратрон ТТИ-50/5. Формирующая цепочка представляет собой искусственную линию гиперболического типа, приближенный расчет которой проводился в соответствии с [4]. Длительность управляющего импульса регулируется подбором числа звеньев. Точная настройка формирующей линии производилась по импульсу тока магнетрона. Надо отметить, что при выборе рабочей точки модуляторной лампы вблизи сгиба вольт-амперной характеристики, форма импульса тока не критична к типу магнетрона в диапазоне мощности 100 ÷ 250 кВт и настройка формирующей линии не представляет затруднений.

На рис. 2 представлены осциллограммы импульса напряжения разной длительности на управляющей сетке и соответствующие импульсы тока на активной нагрузке около 800 ом.

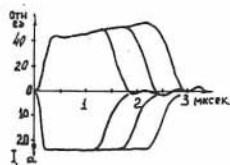


Рис. 2 Осциллограммы 1; 2; 3 импульсы тока на нагрузке 800 ом длительностью 1,1; 1,7; 2,5 мксек соответственно. Вверху соответствующие скорректированные импульсы напряжения на управляющей сетке.

Резонансный заряд формирующей линии через зарядный дроссель и диод от выпрямителя, питающего вторую сетку лампы ГМИ-14Б устраняет необходимость в еще одном источнике высокого напряжения.

Технические параметры модулятора приведены в табл. I.

Конструктивно модулятор выполнен единым двухярусным блоком. Управление модулятором осуществляется с лицевой панели блока.

Данная схема хорошо зарекомендовала себя при работе на раз-

Таблица I

Технические характеристики	Модулятор с частичным разрядом накопительной емкости на лампе ГМИ-14Б	Модулятор с частичным разрядом накопительной емкости на двух лампах ГМИ-90	Модулятор с полным разрядом накопительной емкости на тиратроне ТТИ-325/16
Максимальная мощность в импульсе	1,2 Мвт	1,2 Мвт	0,8 Мвт
Средняя мощность	1,2 кВт	1,5 кВт	0,7 кВт
Амплитуда напряжения на выходе	5 ÷ 30 кВ	12 ÷ 28 кВ	25 кВ
Длительность переднего фронта по уровню 0,1 - 0,9 на активной нагрузке 800 Ом	0,14 мксек	0,15 мксек	0,2 мксек
Длительность заднего фронта по уровню 0,1 - 0,9 на активной нагрузке 800 Ом	0,4 мксек	0,35 мксек	0,25 мксек
Длительность импульса	1,1-2,5 мксек	1,1 мксек	0,8 мксек
Частота запуска	0 - 1,2 кГц	880; 1440; 220; 110 Гц; + внешн. (0-1 кГц)	0 ÷ 1,2 кГц
Напряжение питающей сети и частота питающей сети	115 В; 400 Гц	230; 115 В; 400 Гц	220 В; 50 Гц
Габаритные размеры	540x630x715	540x510x725	
Вес	70 кг	70 кг	
К.П.Д.	40%	50%	70%

личные типы магнетронов. На рис. 3, 4 показаны осциллограммы импульсов тока магнетрона и импульсов напряжения на выходе подмодулятора для различных длительностей и амплитуд тока. Спектр частот 250-ти киловаттного магнетрона наблюдался на анализаторе С4-5. Измерения показали высокую симметрию спектра при отношении мощности несущей к мощности паразитных колебаний не менее 13-14 дб.

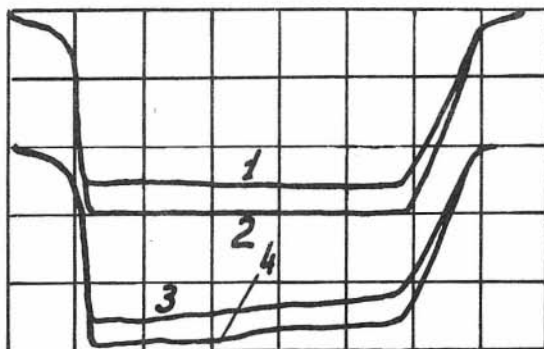


Рис. 3 Осциллограммы импульсов анодного тока магнетрона (0,2 мксек/дел 10а/дел); 1, 2 применение коррекции; 3, 4 - коррекция отсутствует.

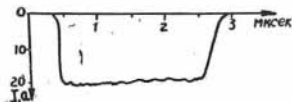


Рис. 4 Осциллограмма скорректированного импульса тока длительностью 2,5 мксек (10 а/см).

В лаборатории ядерной геофизики ИГиГ СО АН СССР осуществлялась так же модификация и усовершенствование описанной выше схе-

мы с частичным разрядом накопительной емкости.

Замена довольно дефицитной лампы ГМИ-14Б на более распространенную и дешевую ГМИ-90 позволила к тому же несколько облегчить тепловой режим модулятора. Для облегчения условий работы лампы и обеспечения требуемой крутизны переднего фронта импульса для некоторых типов магнетронов две лампы ГМИ-90 были включены параллельно. В целях уменьшения затягивания длительности генерации магнетрона за счет разряда паразитной емкости применено специально разработанное высоковольтное безиндуктивное сопротивление, обеспечивающее постоянную спада импульса напряжения на магнетроне менее 180 нсек для паразитной емкости 50 пФ.

Высоковольтный трансформаторный блок позволяет плавно и в широких пределах (12 – 30 кВ) регулировать величину высокого напряжения. Для этого автотрансформатор со ступенчатой регулировкой напряжения был заменен дросселем насыщения. Дроссель насыщения позволяет управлять большими мощностями с помощью гораздо меньших и дает возможность использовать для регулировки устройство значительно меньших размеров, чем потребовалось бы при непосредственном регулировании тока нагрузки, при этом дроссель и нагрузка могут быть размещены отдельно от управляющего блока без существенных потерь в линии между схемой управления и нагрузкой [7].

Схема высоковольтного трансформаторного блока с плавной регулировкой напряжения представлена на рис. 5. Ток управления дросселем насыщения (I_u) задается эмиттерным повторителем. Зависимость напряжения на выходе блока от тока управления и среднего тока нагрузки приведена на рис. 6.

В схеме подмодулятора применены элементы, аналогичные описанным выше: формирующая искусственная линия гиперболического типа, коммутирующий элемент-тиратрон ТТИ-50/5, цепь резонансного заряда формирующей линии. Переделкам подверглись в основном цепи автоматики; цепи контроля и управления объединены в отдельный блок – выносной пульт, что позволило осуществить дистанционное управление и контроль режимов работы как отдельных узлов так и всего модулятора на расстоянии нескольких десятков метров.

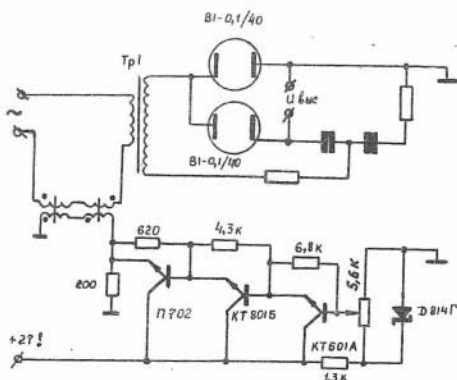


Рис. 5 Схема блока регулируемого высокого напряжения.

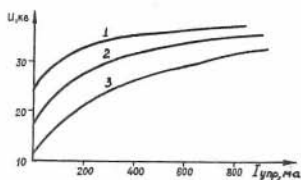


Рис. 6 Характеристики регулировки блока высокого напряжения: 1 - средний ток нагрузки 6 ма; 2 - средний ток нагрузки 12 ма; 3 - средний ток нагрузки 24 ма.

Модулятор с полным разрядом накопительной емкости

В лаборатории проводились также работы по отработке макета

модулятора с полным разрядом накопительной емкости при частоте питания сети 50 гц. За основу была взята обычная схема [3], в которую были введены дополнительные усовершенствования. Параметры элементов формирующей линии подобраны таким образом, чтобы импульс тока магнетрона имел спад вершины не более $5 \div 6\%$. Коррекция импульса обеспечивалась изменением волнового сопротивления линии по гиперболическому закону и наличием корректирующей цепи во вторичной обмотке импульсного трансформатора.

Схема и описание работы модулятора представлены в работе [2]. Технические параметры сведены в табл. I. Спектр высокочастотных колебаний магнетрона, работающего с таким модулятором, достаточно симметричен. Отношение высоты основного лепестка к боковым I1-I2 дб говорит о хорошей форме импульса, формируемого модулятором.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные модуляторы имеют свои недостатки и преимущества, которые должны учитываться при выборе схемы для полевого варианта. Основными условиями при выборе должны быть меньшие габариты, вес, высокий К.П.Д. и высокая надежность модулятора, при одинаковой импульсной и средней мощности. При отсутствии требований к универсальности модулятора, для его работы с определенным магнетроном в нешироком диапазоне изменения мощности, в ряде случаев выбор схемы с полным разрядом накопительной емкости может оказаться наиболее предпочтительным для использования в транспортабельном микротроне трехсантиметрового диапазона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Берзин А.К. и др. Малогабаритные транспортабельные ускорители электронов. Приборы и техника эксперимента, 1972, № 6, I.
2. Брежнев О.Н. и др. Разработка и запуск трехсантиметрового микротрона для геофизических целей. В сб. "Новые методы и

- приборы ядерной геофизики" Новосибирск, ИГиГ СО АН СССР, 1971.
3. Бычков С.П. Магнетронные передатчики "Оборонгиз", 1965.
 4. Ицхоки Я.С. Импульсные устройства, "Сов. радио", 1959.
 5. Основы использования магнетронов; "Сов. радио", 1967.
 6. Поляков В.И. и др. Малогабаритный микротрон. Журнал технической физики, 1971, т. XL I стр. 1667.
 7. Сторм Г.Ф. Магнитные усилители, М., Изд-во "Иност. лит-ры", 1957.

Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук

ПРОСТОЙ СТЕНД ДЛЯ НАСТРОЙКИ РЕЗОНАТОРОВ ТРЕХСАНТИ- МЕТРОВЫХ МИКРОТРОНОВ

Ряд успехов в физике ускорения заряженных частиц и микро-волновой технике привел в настоящее время к возможности создания несложных в изготовлении, надежных, малогабаритных ускорителей с энергией 3 и более МэВ при интенсивности пучка порядка $10^{12} \div 10^{13}$ частиц в секунду. Такими ускорителями являются микротроны трехсантиметрового диапазона [1, 7]. Приращение энергии частиц в ускорителях данного типа происходит в объемном резонаторе, в котором в отличие от резонаторов, используемых в микротронах десятисантиметрового диапазона [3], вследствие малых размеров, затруднена возможность перестройки. Изменение частоты в трехсантиметровом микротроне осуществляется перестраиваемым магнетроном. Как правило, диапазон изменения частоты таких магнетронов составляет несколько процентов, что требует проведения измерений параметров резонаторов (добротность Q_n , коэффициент связи β , резонансная частота f_0), с определенной точностью при их подготовке к установке на микротрон. Существуют различные методы измерения этих величин при малом уровне мощности [2, 4]. В данной работе рассмотрена возможность использования широко-пространенных генераторов 3I ИМ [5], при несущественных изменениях в схеме или 5I и [6] для определения параметров резонаторов.

Оса прибора снабжены резонансными волномерами, позволяющими определять абсолютное значение частоты с достаточной точностью: $\pm 4 \div 5$ мГц; точность измерения разности частот в пределах 60 мГц достигает ± 1 мГц. Как следует из [2] связь между основными параметрами резонатора можно определить из формулы:

$$Q_0 = (1 + \beta_1 + \beta_2) \cdot Q_H = (1 + \beta) Q_H \quad (1)$$

где Q_H — добротность резонатора, нагруженного системой связи с генератором и зондом; β_1 — коэффициент связи на входе резонатора; β — коэффициент связи зонда; $\beta = \beta_1 + \beta_2$ причем $Q_H = f_0 / \Delta f$ где Δf — ширина между точками половинной мощности на резонансной кривой. При небольшой глубине погружения зонда, в пренебрежении мощностью, излучаемой через пролетные и катодное отверстия, $\beta_2 \ll 1$; $\beta_2 \ll \beta$, т.е.

$$f_0 / \Delta f = Q_{\text{нач}} \sim Q_0 / (1 + \beta_1) \quad (2)$$

отсюда, при вычисленном значении Q_0 для данного резонатора можно определить β_1 . Погрешность в определении β_1 выражается

$$\frac{\Delta \beta_1}{\beta_1} = \frac{\Delta Q_H \cdot Q_0}{Q_H (Q_0 - Q_H)} \quad (3)$$

для связи близкой к критической $\frac{\Delta \beta_1}{\beta_1} \sim 2 \cdot \frac{\Delta Q_H}{Q_H}$ с учетом точности определения f_0 для указанных генераторов $\Delta \beta_1 / \beta_1 \sim 40\%$ при $\Delta Q_H / Q_H \sim 20\%$.

Для микротронных резонаторов такая точность определения коэффициента связи оказывается недостаточной, поэтому β_1 , в этом случае целесообразно определять, измеряя К.С.В.Н (τ) резонатора. При связи больше критической при согласованных генераторе и линии передачи с резонатором $\beta_1 = \tau_1$, $\beta = \tau$ [2]. Измерения К.С.В.Н можно осуществить с помощью измерительных линий, точность измерения β с их помощью составляет не хуже 10%, что достаточно для микротронных резонаторов. Оптимальная на наш взгляд, с учетом простоты и приведенных замечаний, конструкция стенда для определения f_0 , Q_0 , β дана на рис. 1.

Источником СВЧ колебаний служит генератор качающейся частоты, модулируемый пилообразным напряжением развертки осциллографа CI-19Б. Напряжение на отражателе клистрона выбирается из

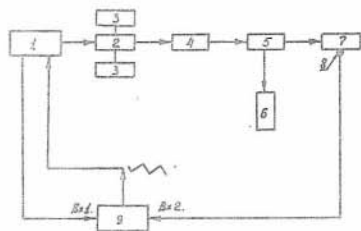


Рис. 1 Блок-схема
стенда для настройки резона-
торов: 1 - клистронный ге-
нератор; 2 - ферритовый цир-
кулятор; 3 - активная волно-
водная нагрузка; 4 - фазо-
вращатель; 5 - измеритель-
ная линия; 6 - индикатор то-
ка; 7 - исследуемый резона-
тор; 8 - зонд; 9 - осциллог-
раф CI-19Б.

симметрии зоны генерации, наблюдаемой на экране осциллографа. Для уменьшения наводок осциллограф работает в режиме внутреннего запуска, синхронизированного с частотой сети. В качестве частотной метки используется резонансный пик волномера генератора. Сигналы с исследуемого резонатора выводятся с помощью зонда, который размещается в пролетном отверстии. При этом необходимо обратить внимание на экранировку, чтобы избежать дополнительных погрешностей, связанных с излучением мощности через зонд. Как показала практика работы со стендом, чувствительности осциллографа CI-19Б (2 МВ/см) вполне достаточно для слабо связанного зонда при его установке на высоту $\sim 0,3\ell$ над внутренней поверхностью резонатора (ℓ измеряется в единицах $\lambda/2\pi$) при выходной мощности генератора $1-2$ мвт. В случае такой установки зонда выполняются условия применимости (2) т.е. возможно определение β_1 с целью ориентировочного выбора размеров окна связи резонатора без нагрузки пучком или имитирующим пучек зондом. Определение Q_n , так же как и f_0 производится по экрану осциллографа, откалиброванного с помощью частотной метки волномера. Измерение β производится с помощью линии при работе генератора в режиме непрерывных колебаний с частотой, определенной как указывалось выше.

Зависимость $\beta_1 = Z_1$ от размеров окна для одного из цилинд-

рических резонаторов приводится на рис. 2. Уменьшение ℓ приводит к уменьшению КСВН резонатора (рис. 3) и к увеличению мощности, отбираемой из резонатора зондом; таким образом производится определение точки, в которой связь становится критической. В случае калибровки сигнала зонда в единицах мощности, ордината этой точки определяет предельную мощность пучка, которую можно получить на резонаторе с данным окном связи.

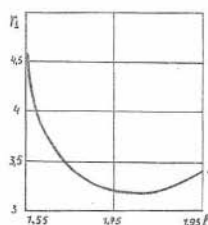


Рис. 2 Зависимость коэффициента связи $\beta_1 = Z_1$ от горизонтальных размеров окна (в единицах $\ell = \lambda / 2\pi$), вертикальный размер окна $0,33\ell$.

Следует отметить, что все измерения указанных параметров резонаторов на данном стенде могут производиться с необходимой экспрессностью, что является весьма важным, поскольку временная нестабильность частоты в течение 30 минут после соответствующего перегрева для данных генераторов может составлять 5 ± 10 мГц. Точность измерения является удовлетворительной для измерений основных параметров микротронных резонаторов.

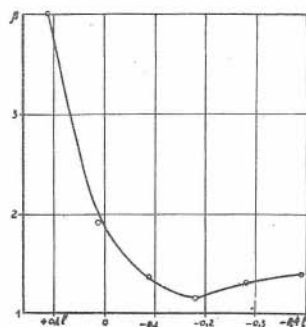


Рис. 3 Зависимость коэффициента связи β от глубины погружения зонда (в единицах $\ell = \lambda / 2\pi$). Глубина $+ \ell$ отсчитывается от плоскости крышки внутрь резонатора.

Блок-схема изменений, производимых в генераторе 3I ИМ, при использовании его в стенде, приведена на рис. 4.

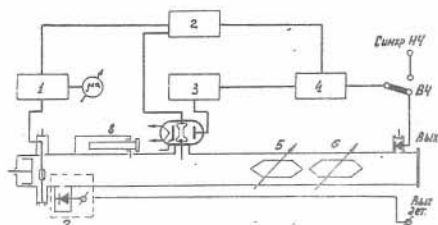


Рис. 4 Измененная блок-схема генератора 3I ИМ: 1 - термисторный мост; 2 - блок-питания; 3 - модулятор; 4 - синхронизатор; 5 - аттенюатор I; 6 - аттенюатор II. Пунктиром отмечен добавленный узел - детектор волномера (?).

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.Г. Серяпину и О.Н. Брежневу за ценные советы и полезные обсуждения данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брежнев О.Н. и др. Трехсантиметровый микротрон с энергией 4 МэВ для геофизических исследований. Настоящий сборник.
2. Гинзтон Э.А. Измерения на сантиметровых волнах. Изд-во ин. лит, М., 1960.
3. Капица С.П., Мелехин В.Н. Микротрон. Изд-во "Наука", 1969.
4. Косарев Е.Л. Измерения ускоряющего резонатора микротрона. В сб. "Электроника больших мощностей, № 5, "Наука", М., 1968.
5. Осипов К.Д., Пасынков В.В. Справочник по радиоизмерительным приборам, часть 4 "Сов. радио", М., 1959.
6. Осипов К.Д., Пасынков В.В. Справочник по радиоизмеритель-

ным приборам № 2, "Сов. радио", М., 1960.

7. Поляков В.И. и др. Малогабаритный микротрон. Журнал технической физики X I, 1667, 1971.

В.М. Горчуков, В.С. Григорьев, Г.М. Казакевич,
Я.Я. Медиков, В.А. Пономарчук

РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАЛОГАБАРИТНОГО 3-х САНТИМЕТРОВОГО МИКРОТРОНА

Использование малогабаритных микротронов [2, 5] для решения некоторых ядерно-геофизических задач в полевых условиях предъявляет жесткие требования к выбору защиты, поскольку ее вес в мобильных установках ограничен. Таким образом, определение радиационных характеристик малогабаритных микротронов представляет самостоятельный интерес.

Настоящая работа посвящена определению дозных и спектральных характеристик малогабаритного трехсантиметрового микротрона, применяемого в бериллометрическом комплексе.

Измерения проводились дозиметрами КИД-2 при среднем токе микротрона 0,1 мкА, длительности импульса 0,6 мксек и частоте следования импульсов 890 гц. Толщина внутренней танталовой мишени, установленной на I2 орбиту, составляет 0,3 радиационной длины для электронов с энергией около 3,5-4 МэВ.

Дозиметры располагались на осях I-I3 (рис. 1), выходящих из точки "0" и лежащих в медианной плоскости. Точка "0" является местом пересечения пучка ускоренных электронов с танталовой мишенью. Расстояния от точки "0" до дозиметров менялись от 0,3 до 2 м вдоль осей I-I3. При этом было установлено, что зависимость дозы от расстояния приблизительно квадратичная. Изодозные кривые, полученные в результате измерений, представлены на рис. 1.

Для определения изодозных кривых в вертикальной к медианной плоскости ускорителя, дозиметры располагались на прямой че-

рез 5 см. В вертикальном сечении тормозное излучение представляет собой узкий пучок. Это можно объяснить наличием полюсов магнита (110 мм железа).

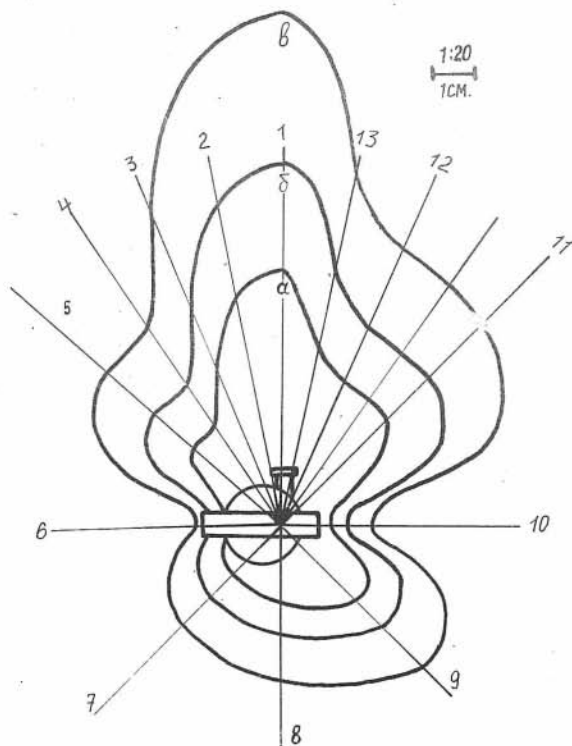


Рис. 1 Изодозные кривые в медианной плоскости; 1-13 - оси, вдоль которых проводилось измерение; а, б и в - изодозные кривые с мощностями доз (р/мин): 0,2; 0,1; 0,05.

Изодозные кривые вертикального сечения для прямого пучка представлены на рис. 2.

Измерения спектра излучения микротрона с помощью многоканального анализатора весьма сложно, так как длительность импульса мала, а плотность потока гамма-квантов велика. В работе [4]

дана гистограмма доз тормозного излучения от тонкой мишени. Используя зависимость плотности тока гамма-квантов, создающих равную дозу от их энергии I , можно получить гистограмму спектра тормозного излучения. Если электроны попадают на мишень с энергией 4 МэВ, то эффективная энергия такого спектра приблизительно равна 0,62 МэВ. В нашем случае следует ожидать большее количество квантов в низкоэнергетической части спектра, так как существует вклад от тормозного излучения электронов, попавших на детали ускорительной камеры. Спектральный состав тормозного излучения в прямом пучке определялся с помощью железных фильтров.

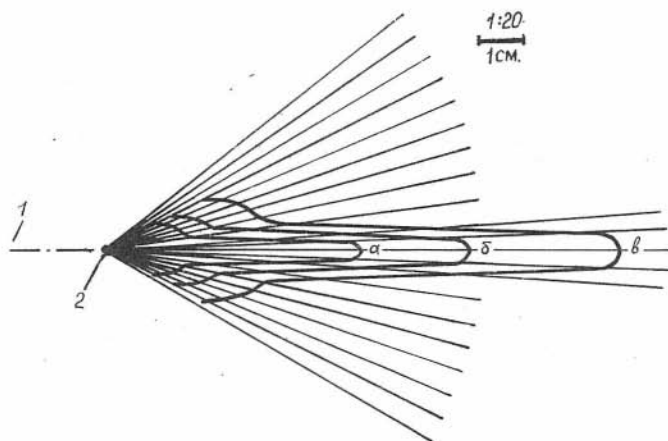


Рис. 2 Изодозные кривые в сечении, нормальном к медианной плоскости; 1 - в прямом пучке, (2. - мишень): а, б и в - то же, что и на рис. 1.

На пути пучка ставились железные блоки различной толщины, с линейными размерами, существенно превосходящими размеры дозиметров. Дозиметры располагались с обеих сторон от блоков, вплотную к ним. По показаниям дозиметров определялась кратность ослабления. Расстояние от "0" до дозиметров, расположенных перед блоками, равнялась 150 см.

Для точного определения кратности ослабления были введены поправки на расстояния, зависящие от толщины блоков, поправки на

интегральное дозовое альbedo A_j . Для определения A_j использовались данные по угловому распределению дифференциального дозового альbedo A_2 для тонкого луча, падающего на полубесконечный рассеиватель из железа [3].

Если A_{2i} - дифференциальное дозовое альbedo для угла φ_i , где φ_i - угол между нормалью к рассеивателю и отраженным лучем, то

$$A_j = \sum_{i=1}^n A_{2i} \Omega_i$$

где Ω_i - телесный угол, заключенный между углами φ_i и φ_{i+1} , будет являться интегральным дозовым альbedo для нашего случая.

При энергии падающих гамма-квантов 0,28 МэВ интегральное дозовое альbedo $\sim 5,8\%$, при 0,66 МэВ $\sim 4,2\%$. Пользуясь линейной интерполяцией, можно получить интегральное дозовое альbedo для энергии 0,5 МэВ. Оно составляет $\sim 5,2\%$. Определение истинной гистограммы доз производились из семейства гистограмм, построенных в окрестностях гистограммы с эффективной энергией 0,62 МэВ [4]. Критерием выбора истинной гистограммы служило соответствие экспериментально измеренных величин кратности ослабления и расчетных для данной гистограммы. Используя зависимость толщины железного поглотителя от кратности ослабления при определенных энергиях гамма-квантов [3], были построены графики зависимости кратности ослабления от энергии (рис. 3). Для оси I истинная гистограмма доз представлена на рис. 4. В табл. I приведены экспериментально полученные и теоретически рассчитанные для гистограммы доз (рис. 4) кратности ослабления в зависимости от толщины железных блоков.

Таблица I

Толщина железных фильтров(см)	10	7	5	3	2
Теорет. ко- эф. ослабле- ния.	17,30	7,35	4,25	2,30	1,73
Эксперимен. коэф. ослаб- ления	17,5 \pm 1,5	6,6 \pm 0,5	4,9 \pm 0,5	2,1 \pm 0,1	1,88 \pm 0,05

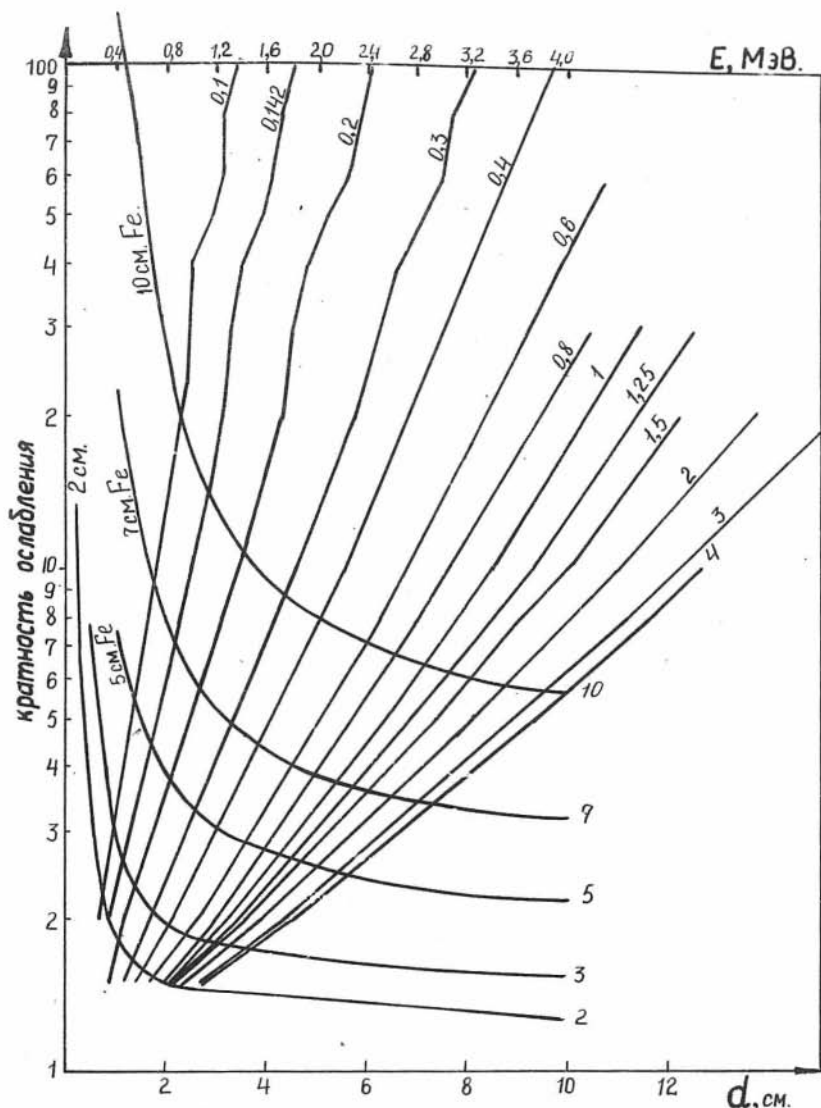


Рис. 3 Зависимость кратности ослабления от толщины железного поглотителя (сплошные кривые: шифр кривых толщина поглотителя, см) и зависимости кратности ослабления от энергии гамма-квантов (пунктирные кривые: шифр кривых МэВ).

В таблице 2 приведены значения эффективных энергий тормозного излучения по осям I-I3.

Таблица 2

Номер оси	I	2	3	4	5	6
Эффектив. энергия МэВ	$0,51 \pm 0,04$	$0,49 \pm 0,03$	$0,55 \pm 0,05$	0,68	$0,58 \pm 0,03$	0,60
Номер оси	7	9	10	11	12	13
Эффектив. энергия МэВ	$0,46 \pm 0,01$	$0,45 \pm 0,03$	0,60	$0,40 \pm 0,03$	0,56	$0,51 \pm 0,02$

Из зависимости числа гамма-квантов от энергии, создающих равную дозу, [I] и гистограммы доз, была получена гистограмма спектра тормозного излучения на оси I, представленная на рис. 5. Эффективная энергия такого спектра равна 0,51 МэВ.

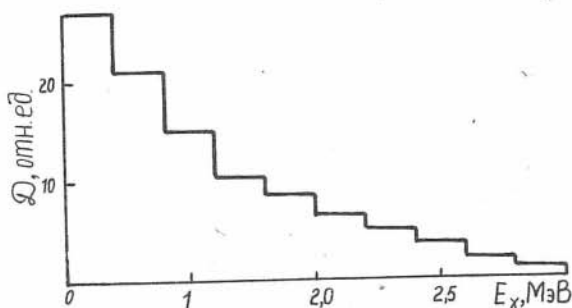


Рис. 4 Гистограмма доз тормозного излучения в прямом пучке.

Полученные результаты позволяют выбрать надежную и эффективную защиту для малогабаритного микротрона в случае использо-

вания его в полевых условиях.

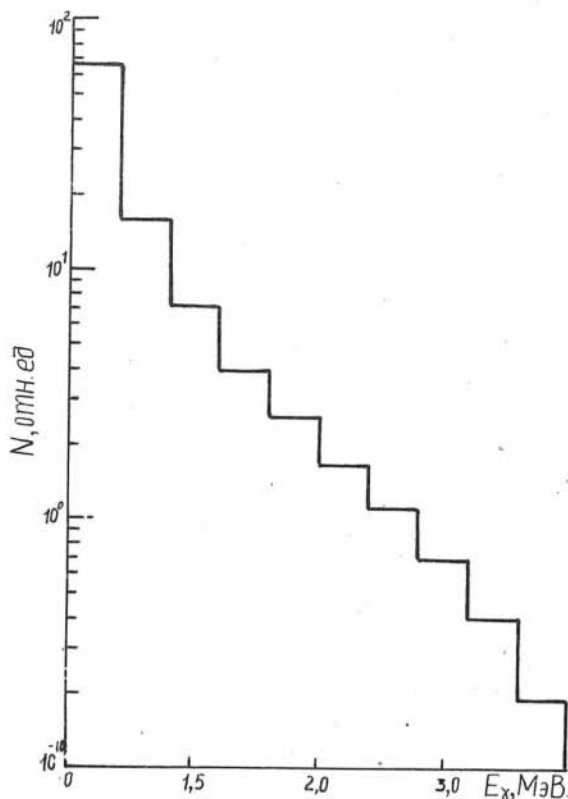


Рис. 5 Спектральная гистограмма в прямом пучке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аглинцев К.К. Дозиметрия ионизирующих излучений. ГИТТЛ, М. 1957.
2. Брежнев О.Н. и др. "Трехсантиметровый микротрон с энергией 4 МэВ для геофизических исследований". Настоящий сборник.

3. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. Атомиздат, 1966.

4. Мизин Ю.В. Ускорители. (Сб. МИФИ), Атомиздат, 1968.

5. Поляков В.И. и др. Малогабаритный микротрон. Журнал Технической физики, 1971, т. 61, вып. 8,

Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ БЛОКИ ДЛЯ ФОТОНЕЙТРОННОГО АНАЛИЗА ЭЛЕМЕНТОВ НА МИКРОТРОНЕ

Применение импульсных ускорителей для элементного анализа ряда веществ фотонейтронным методом позволяет получить весьма низкую пороговую чувствительность при использовании соответствующей регистрирующей аппаратуры. [3, 4]. Специфика использования тех или иных детекторов требует в этом случае применения различных функциональных радиоэлектронных узлов, отвечающих условиям геофизических экспериментов.

В данной работе описана система функциональных блоков, применявшаяся для фотонейтронного определения низких концентраций бериллия на трехсантиметровом микротроне лаборатории ядерной геофизики Ин-та геологии и геофизики СО АН СССР.

Описываемая система блоков рассчитана на эксплуатацию совместно со сцинтилляционными детекторами нейтронов, однако может быть использована с другими детекторами. Источником гамма-излучения могут служить не только ускорители, но и радиоизотопные препараты.

Все функциональные блоки размещены в стандартных модулях с размером передней панели 48x223 мм. В каждом модуле размещаются один-два независимых функциональных узла. Все блоки выполнены на транзисторах. Выходные сигналы блоков токовые, рассчитанные на использование в системе NIM - стандарта, который в настоящее время наиболее распространен в основных центрах ядерных исследований [1, 2]. В соответствии с требованиями этого стандарта вы-

ходные импульсы (логические) имеют амплитуду $-(I_{4\pm 2})$ мА. Большинство блоков позволяет получать на выходе также импульсы дополнительные к логическим: $(I_{4\pm 2})$ мА. (нулю соответствует уровень $-(I_{4\pm 2})$ мА). Чувствительность логических блоков по входу составляет около 400 мВ на входном сопротивлении 50 ом, что обеспечивает уверенную работу всей системы.

Усилитель-ограничитель

Усилитель-ограничитель предназначен для усиления отрицательных импульсов любой формы с низкой чувствительностью к перегрузкам по входу. Усилитель состоит из двух идентичных секций, гальванически связанных между собой (рис. 1). Изменение коэффициента усиления производится изменением числа секций.

Входное сопротивление усилителя ~ 50 ом, выход токовый. Линеиность по выходу до 16 мА. Динамический диапазон усилителя не менее 80 при интегральной нелинейности не более 5%.

Усилительная секция состоит из трех каскадов (ОБ, ОЭ, ОЭУ⁷), гальванически связанных между собой. Низкая чувствительность секции к перегрузкам обеспечивается в основном первым каскадом, работающим на заппрание. Диод Д18 обеспечивает защиту от выбросов положительной полярности на входе. Такая секция не перегружается сигналами, превосходящими входной, при котором начинается ограничение, на величину 35-40 дБ.

Второй каскад используется в качестве инвертора. Выходные импульсы тока снимаются с третьего каскада также инвертирующего. В результате двойной инверсии полярность сигнала на выходе не меняется.

Для увеличения стабильности и устойчивости первый и второй каскады усилителя охвачены отрицательной обратной связью по напряжению. Кроме того, во втором и третьем каскадах имеется местная отрицательная связь по току. Коэффициент усиления секции ~ 4 , фронт по уровню 0,1-0,9 ~ 8 нсек.

Благодаря гальваническим связям, длительность усиливаемых данным усилителем сигналов не ограничена. Усилитель питается от источников с напряжением ± 10 в.

В стандартном модуле расположено два независимых усилителя.

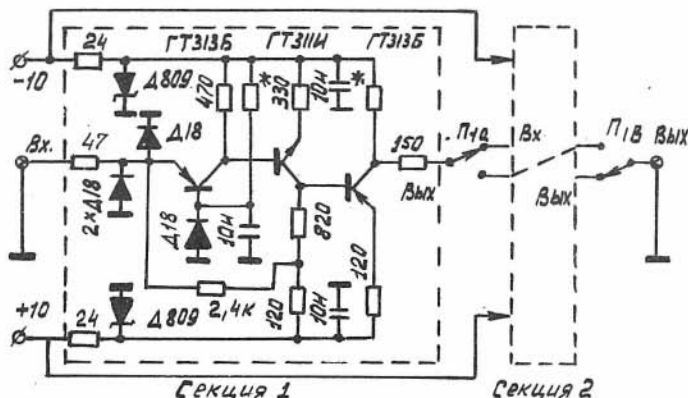


Рис. I Усилитель-ограничитель.

Триггер со следящим порогом

Триггер со следящим порогом используется для формирования фронтов импульсов с амплитудой выше пороговой, а также может служить дискриминатором с фиксированным порогом без формирования выходных сигналов по длительности. Полярность входных импульсов отрицательная. Переключающим элементом (рис. 2) служит [8] туннельный диод $ТД_1$, работающий без начального смещения. Сигналы на туннельный диод подаются со входного каскада на транзисторе $Т_1$, включенного по схеме ОБ, работающего на запаривание. Сигналы с туннельного диода поступают на ключ $Т_2$, с которого следуют на выходной каскад, выполненный по схеме переключателя тока.

В триггере предусмотрена возможность блокировки путем подачи логического импульса через эмиттерный повторитель ($Т_3$) в базу ключа (транзистор $Т_2$). Для получения чувствительности по входу "блокировка" $0,4 \div 0,5$ в, в базу эмиттерного повторителя подается отрицательное напряжение смещения.

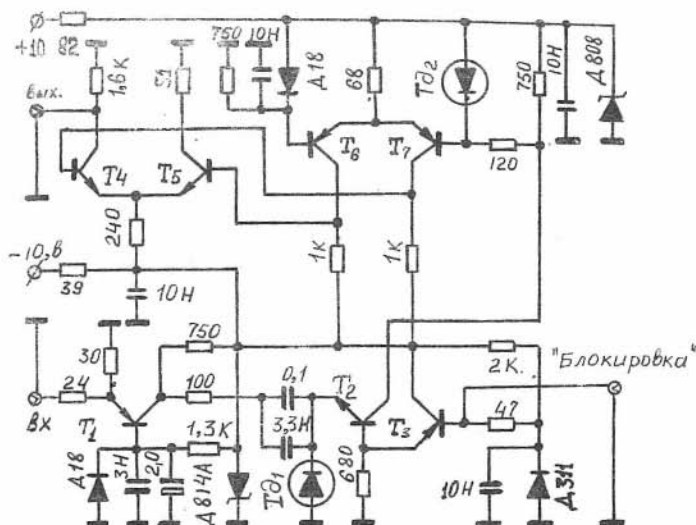


Рис. 2 Триггер со следящим порогом. Транзисторы T_1 , T_3 , T_6 , T_7 - ГТЗ13Б; T_2 , T_4 , T_5 - ГТЗ11И; Td_1 - АИЗ01А; Td_2 - ЗИЗ01Г.

Входное сопротивление триггера по входу и цепи блокировки 50 ом. Порог срабатывания 200 мВ. Задержка по входу не более 15 нсек. Задержка по цепи блокировки не более 7 нсек. Мертвое время по двойным входным сигналам не более 30 нсек. Выходные сигналы - логические, токовые импульсы амплитудой $(-I_4 \pm 2)$ ма; Фронт по уровню 0,1-0,9 не более 6 нсек.

Формирователь "старт-стоп"

Формирователь используется для фиксации переднего и заднего фронтов импульса при измерении его длительности с помощью τ - А конвертора.

Входной логический импульс, раздваиваясь, подается в каналы "старт" и "стоп" (рис. 3). На входе каждого из каналов имеется каскад ОБ (T_1 ; T_6). В канале "старт" усиленный сигнал дифференцируется с постоянной времени порядка нескольких наносекунд, формируется на туннельном диоде Td_1 по длительности [8] и

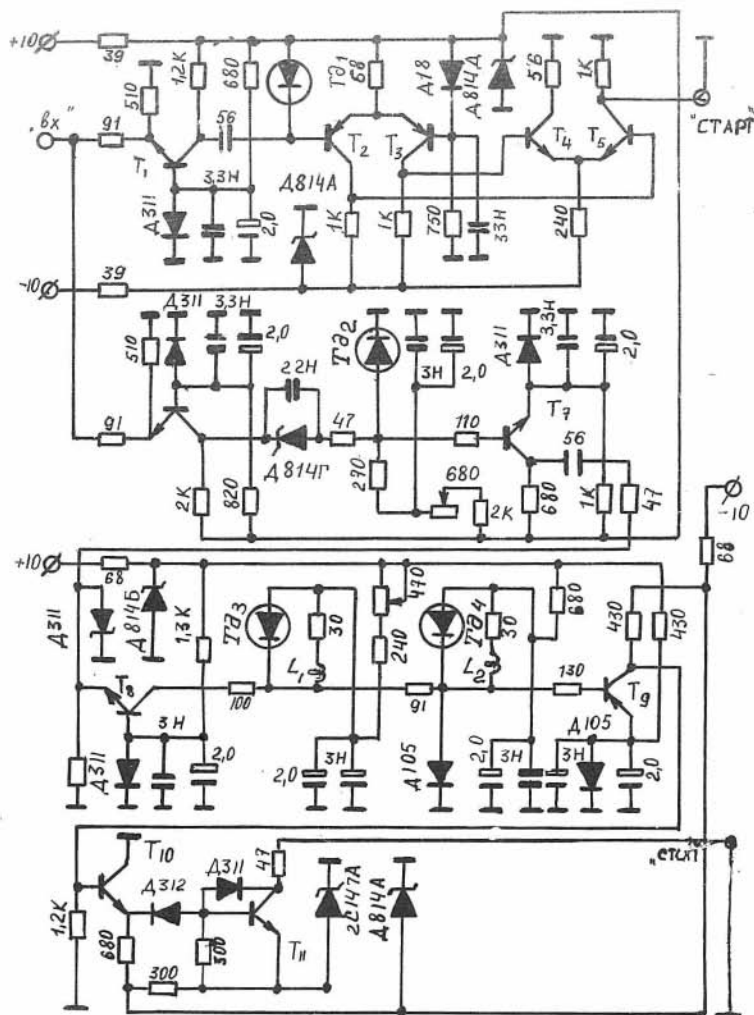


Рис. 3 Формирователь сигналов "старт", "стоп", Транзисторы T_1, T_4, T_5, T_9 - ГТ813Б; $T_3, T_6, T_7, T_8, T_{10}, T_{11}$ - ГТ311И; диоды $T_{д1}$ - 5И301Г; $T_{д2}$ - АИ301; $T_{д3}, T_{д4}$ - АИ301В.

поступает на выходной каскад выполненный по схеме переключателя тока. Сформированные каналом "старт" логические импульсы имеют амплитуду -14 ± 2 мА; длительность по полувысоте 30 нсек; фронт нарастания ≤ 6 нсек. Мертвое время по двойным импульсам не более 50 нсек. Задержка по цепи канала ~ 15 нсек.

В канале "стоп" усиленный входным каскадом импульс поступает на триггер со следящим порогом, образованный туннельным диодом TD_2 и транзистором T_7 [8]. В начальном состоянии диод находится на диффузионной ветви, транзистор T_7 открыт. С приходом входного сигнала диод переходит на туннельную ветвь, транзистор закрывается. С окончанием входного импульса транзистор открывается — таким образом формируется крутой задний фронт инвертированного сигнала, который дифференцируется с постоянной времени ~ 5 нсек. Выброс от заднего фронта дифференцируемого сигнала усиливается, формируется по амплитуде и длительности на одновибраторах, подается на транзисторный ключ (T_9), откуда через эмиттерный повторитель поступает на выходной токовый каскад (T_{10}), в котором производится дополнительная коррекция импульса по длительности с помощью диода с накоплением заряда (DBI_2). Выходные импульсы канала "стоп" имеют амплитуду -28 ± 2 мА, (удвоенный логический импульс); фронт ≤ 7 нсек, длительность по полувысоте ~ 40 нсек. Мертвое время канала ~ 40 нсек. Задержка сигнала в канале около 40 нсек.

Формирователь задержки импульсов

Предназначен для получения калиброванного сдвига импульсов в пределах $0,1$ мксек с шагом $0,1$ мксек; используется для задержанного запуска радиоэлектронных блоков. Схема формирователя представлена на рис. 4.

Входное сопротивление формирователя "высокое" (1 ком), что позволяет объединять по входу несколько блоков. Амплитуда входного сигнала не менее 2 в. Входные импульсы через эмиттерный повторитель (T_I) следуют на линию задержки. Формирование фронтов задержанных импульсов осуществляется туннельным диодом TD_1 [8]. В качестве выходного каскада используется токовый переключатель на транзисторах. Выходной импульс логический или до-

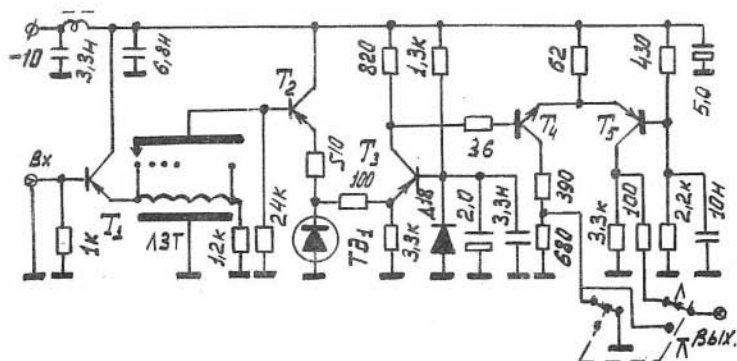


Рис. 4 Формирователь задержки импульсов. Транзисторы T_1 , T_2 , T_3 - ГТ308А; T_4 , T_5 - КТ312В; диод $TД_1$ - АИ301В.

полнительный к логическому. Амплитуда тока $\bar{I} (I_4 \pm 2)$ ма. Начальная задержка в цепи формирователя ≤ 30 нсек; мертвое время по двойным импульсам менее 200 нсек при задержке 1,0 мсек.

Формирователь импульса блокировки

Формирователь имеет входное сопротивление 1 ком и предназначен для формирования логических и дополнительных к логическим импульсов длительностью 100–1000 мсек с малой скваженностью и с продлевающимся "живым" временем. Формирователь рассчитан на работу со входными импульсами отрицательной полярности амплитудой не менее 3,5 вольт при длительности более 0,5 мсек. Для работы с импульсами длиннее 1–2 мсек в формирователе предусмотрен отдельный вход с дифференцирующей цепью (рис. 5).

Входные сигналы через эмиттерный повторитель (T_1) подаются на транзистор T_2 , импульсом которого как и в [2] через диод D_1 заряжается накопительный конденсатор C_H . Ток разряда конден-

гатора определяется входным сопротивлением эмиттерного повторителя (T_3) и задает в свою очередь время, в течение которого потенциал на обкладках конденсатора снижается до заданного уровня. Уровень определяется туннельным диодом ТД_I, включенным в цепь эмиттера повторителя (T_4). Туннельный диод управляет работой ключа (T_5) формирующего импульсы требуемой длительности, которые поступают на выходной каскад. Для достижения независимости длительности выходных сигналов от частоты следования имеется

Рис. 5 Формирователь импульсов блокировки. Транзисторы T_1 - ГТ308А; T_2 - ГТ321А; T_3, T_4 - КТ312Б; T_5, T_6 - ГТ311В; T_7, T_8, T_9, T_{10} - КТ315А; диоды $T_{д1}$ - АИ301В; $T_{д2}$ - АИ301А.

сформированного импульса. Выходное устройство формирователя позволяет получить на выходе первого канала логический или дополнительный к логическому импульсы амплитудой $\approx (1 \pm 2)$ мА соответственно. На выходе второго канала можно получить логический импульс идентичный логическому сигналу в первом канале, либо логический импульс длительностью около 0,5 мксек, задержанный на время, равное длительности импульса в первом канале. Выходные каскады в обоих каналах собраны по схеме переключателей тока. Фронт импульса в первом канале около 20 нсек, во втором канале не более 40 нсек. Мертвое время формирователя при длительности выходных импульсов 1100 мксек не более 160 нсек.

Разветвитель выполнен на базе двойного эмиттерного повторителя с разделением сигнала на три канала после первого каскада [7] (рис. 6). Разветвитель предназначен для разделения отрицательных импульсов без значительных потерь их амплитуды на каналы при подключении низкоомной нагрузки. Входное сопротивление разветвителя I ком или 50 ом; динамический диапазон на нагрузке 50 ом не менее 100 при амплитуде входных сигналов не более 10 в. Интегральная нелинейность в пределах динамического диапазона не более $\pm 2,5\%$. Коэффициент передачи канала при нагрузке 50 ом не менее $0,8$. Изменение нагрузки в одном из каналов от 0 до ∞ изменяет амплитуду в остальных каналах не более, чем на $\pm 1,5\%$.

Рис. 6 Линейный разветвитель. Транзисторы ГТ308А. Цифрами I; II; III; отмечены номера выходных каналов.

Время-амплитудный конвертор

Конвертор работает по принципу "старт-стоп" [6] и предназначен для преобразования временного интервала между указанными командами в импульсы соответствующей амплитуды. Конвертор рассчитан на работу с логическими командными импульсами длительностью 20–40 нсек, при длительности интервала между командами "Старт" и "Стоп" до 1 мксек. Схема конвертора дана на рис. 7.

С приходом команды "старт" срабатывает триггер на туннельном диоде T_D , который в начальном состоянии имеет рабочую точку на туннельной ветви. Триггер управляет транзисторным ключом (T_3), в коллекторной цепи которого имеется интегрирующая цепочка R_3C_3 величина ее, обеспечивает требуемую линейность преобразования в диапазоне до 1 мксек. С выхода интегрирующей цепи сигнал через эмиттерный повторитель с высоким входным сопротивлением поступает на трехкаскадный линейный усилитель, типа рассмотренного в [5]. С целью увеличения быстродействия в схеме имеется цепь "быстрого" заряда емкости C_2 : входной импульс "старт" разветвляется и поступает на формирователь импульсов с продлевающимся "живым" временем длительностью около 2 мксек. Эти импульсы дифференцируются, а затем, через токовый ключ T_4 , поступают в канал "стоп" и в базу транзистора T_3 , который открываясь, дозаряжает конденсатор C_2 . Те же логические импульсы, поступающие в канал "стоп", вызывают возвращение триггера в исходное состояние даже при отсутствии на входе команды "стоп". Это происходит за границей рабочего диапазона конвертора.

Основные параметры конвертора: интегральная нелинейность в диапазоне 20–500 нсек не превышает 3%. Собственное разрешение не более 2 нсек, время-амплитудный конвертор рассчитан на работу с блоком формирования "мертвого" времени, обеспечивающего блокировку предварительных каскадов после появления в канале "стоп" требуемого импульса на время около 3 мксек.

Формирователь мертвого времени для t_A конвертора

Формирователь импульсов с продлевающимся "живым" временем

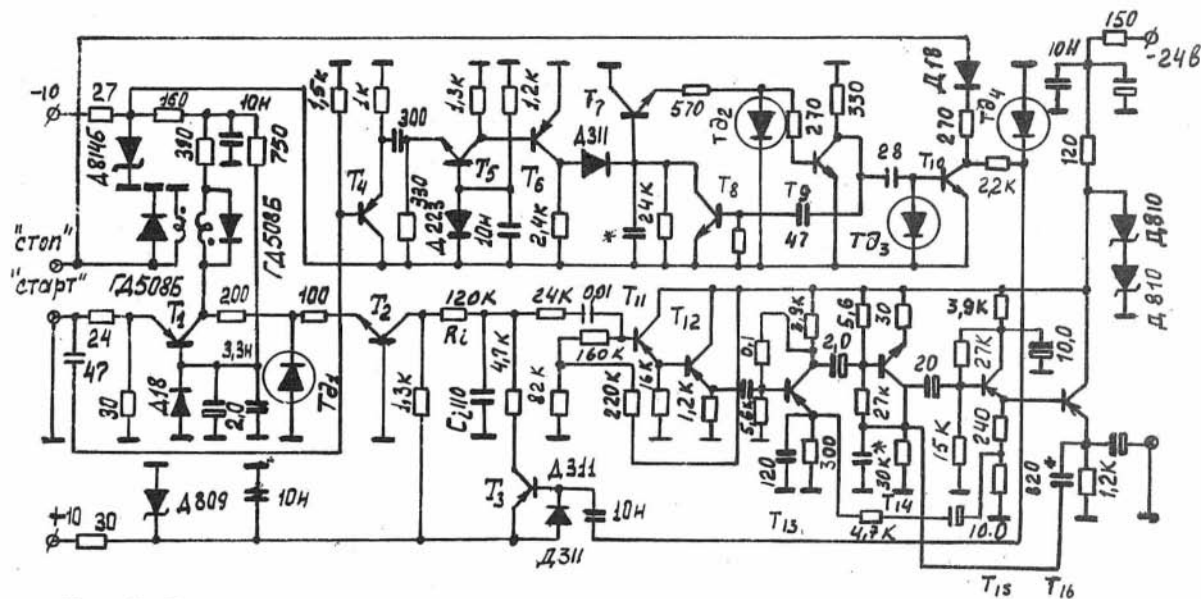


Рис. 7 Время-амплитудный конвертор. Транзисторы T_1 - ГТ313Б; T_2 - ГТ311И; T_3 - ГТ308Б; T_4, T_6 - ГТ313А; T_5, T_7, T_8 - КТ315Б; T_9, T_{10} - ГТ311Б; $T_{11}, T_{12}, T_{13}, T_{15}, T_{16}$ - ГТ308А; T_{14} - КТ301Ж; диоды T_{D1}, T_{D4} - ЗИ301Г; T_{D2}, T_{D3} - АИ301Б; T_{D4} - АИ301Б.

дежность. Блоки не требуют предварительного подбора деталей и просты в настройке.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность С.Е. Бару и В.Г. Серяпину за ценные советы и обсуждения, а также Л.В. Вольман за помощь в изготовлении блоков.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аульченко В.М., Коршунов Ю.В., Мелехов Г.Г. Быстрая электроника в экспериментах на встречных пучках. Препринт. ИЯФ 6-70, Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1970.

2. Аульченко В.М., Коршунов Ю.В., Мелехов Г.Г., Фоминых В.И. Функциональные модули электроники для экспериментов в ядерной физике. Препринт. ИЯФ 13-71, г. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1971.

3. Берзин А.К. Фотоядерные методы анализа горных пород. Докт. диссертация, М., ВНИИЯГ, 1969.

4. Казакевич Г.М., Пономарчук В.А., Филиппов Е.М. Методика определения бериллия на микротроне. Настоящий сборник.

5. Макушев Э.И., Поппэ Э.И., Глановский Б.А. Типовые схемы радиоэлектронной аппаратуры, М., "Энергия", 1964.

6. Рехин Е.И., Курашов А.А., Чернов П.С. Измерение интервалов времени в экспериментальной физике. Атомиздат, 1967.

7. Бонч-Бруевич А.М. Радиоэлектроника в экспериментальной физике. М., Изд-во "Наука", 1966.

8. Иванов А.А. и др. Применение туннельных диодов в приборах ядерной физики. М., Атомиздат. 1967.

9. Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М., "Энергия", 1973.

Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук, Е.М. Филиппов

О ВЫБОРЕ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НИЗКИХ КОНЦЕНТРАЦИЙ БЕРИЛЛИЯ

При определении элементного состава вещества фотонейтронным методом с использованием изотопных источников или ускорителей

серьезное внимание необходимо уделять добротности комплекса, которая во многом зависит от детектирующей системы и определяется как и в работе [1]:

$$\eta \cdot n_{\phi}^{0.5} = F \quad (1)$$

где η — чувствительность установки, n_{ϕ} — интенсивность фона.

Чувствительность установки характеризуется геометрией измерения, эффективностью детектора и электронной аппаратуры, величиной активности источника гамма-излучения и т.д. Интенсивность фона в низкофоновой установке можно рассматривать в виде суммы:

$$n_{\phi} \approx n_k + n_{ш} + QB \quad (2)$$

где n_k — интенсивность космической компоненты; $n_{ш}$ — член, связанный с шумами детектора и регистрирующей системы; Q — мощность источника гамма-квантов; B — коэффициент пропорциональности.

Составляющая QB обусловлена тем, что применяемые для регистрации нейтронов детекторы имеют отличную от нуля эффективность к гамма-квантам. Увеличение мощности источника может поднять интенсивность счета гамма-квантов до существенной величины. Дополнительная экранировка ФЭУ хоть и уменьшает величину B , однако может привести к значительному уменьшению множителя η . Наилучшим решением является применение в качестве источника гамма-квантов импульсных ускорителей. На время импульса гамма-квантов регистрирующая система должна блокироваться. Таким образом, можно в принципе исключить вклад компоненты QB . Если в качестве детектирующей системы используется сцинтиллятор и ФЭУ, то некоторый вклад в $n_{ш}$ дадут шумы ФЭУ, которые определяются его параметрами и режимом работы. Космическое излучение (мезоны, нейтроны, электронно-фотонные ливни) дают вклад в компоненту n_k . Сюда же можно отнести вклад загрязненной радиоактивностью окружающей среды. Несмотря на влияние всех этих факторов применение в качестве детекторов сцинтилляционных счетчиков, обладающих весьма высокой эффективностью регистрации нейтронов представляется целесообразным, тем более, что в бериллометрах, использующих изотопные источники, их применение позволило получить достаточно высокие результаты [2, 5]. По мнению авторов, полностью возможности сцинтилляционных детектирующих систем еще не реализованы. Для того, чтобы наметить пути улучшения детектирующей системы,

рассмотрим влияние компонент фона. В отличие от пропорциональных счетчиков, в сцинтилляционном, в зависимости от его типа, существенной величины может достигать фон, связанный с космическими мезонами, интенсивность которых $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ част./см².сек стерад [1]. Энергетические потери мезонов при прохождении через слой дисперсного светосостава на основе $ZnS(Ag)$ толщиной около 100 мг/см² весьма малы, так что основной вклад в фон происходит за счет черенковского излучения в радиаторе детектора, если его толщина составляет несколько г/см². Заметим, что длительность импульса на выходе ФЭУ для черенковских вспышек определяется временем сбора света в детекторе и временными характеристиками фотумножителя.

С целью изучения возможностей уменьшения уровня фона, обусловленного ливнями, мезонами и шумами ФЭУ было проведено тщательное исследование характеристики импульсов фона и нейтронов для сцинтиллирующей смеси Т-2.

При использовании двух-компонентной модели сцинтилляции [4], токовый сигнал на выходе ФЭУ дается уравнением:

$$i(t) = I_s e^{-t/\tau_s} + I_m e^{-t/\tau_m}; \quad i(0) = I_s + I_m. \quad (3)$$

Здесь I_s - амплитуда быстрой компоненты, I_m - амплитуда медленной компоненты тока ФЭУ; I_0 - полная амплитуда тока ФЭУ; τ_s - постоянная спада быстрой компоненты тока; τ_m - постоянная спада медленной компоненты. При наблюдении выходных сигналов ФЭУ на осциллографе для подавляющего большинства импульсов были получены следующие параметры при использовании детектора ЛДНМ 30х 60 мм, установленного на ФЭУ-93: В случае импульсов фона - $I_m \leq 0,1 I_0$, $\tau_s \sim 10$ нсек; при возбуждении детектора нейтронами $I_m \sim 0,5 I_0$; $\tau_s \sim 10$ нсек; $\tau_m \sim 110$ нсек.

Введем для импульсов фона $I_m = \beta I_0$; для нейтронных импульсов $I_m = \alpha I_0$ при равной полной амплитуде. В случае выбора порога дискриминации равным βI_0 , длительность сигнала на уровне порога для фона определяется уравнением:

$$\beta I_0 = (1 - \beta) I_0 e^{-t/\tau_s}; \quad (4)$$

что для $0,01 \leq \beta \leq 0,1$ составляет 23 ± 46 нсек. При возбуждении

сцинтиллятора нейтронами для того же порога дискриминации из (3) следует:

$$\beta I_0 = (1-\alpha) I_0 e^{-t/\tau_M} + \alpha I_0 e^{-t/\tau_m} \quad (5)$$

Параметрическое решение этого уравнения для различных α и β представлено на графике рис. 1. Из рисунка следует, что для $\tau_M \sim 10$ нсек, $\tau_m \sim 100$ нсек для $0,3 \leq \alpha \leq 0,7$; $0,01 \leq \beta \leq 0,1$, длительность импульса от нейтронов на уровне порога дискриминации составляет 125 ± 437 нсек и при $0,001 \leq \beta \leq 0,1$ около 125 ± 650 нсек. При столь существенном различии длительностей достаточно эффективной может оказаться схема идентификации эффекта и фона путем временной дискриминации импульсов при фиксированном пороге [4]. Иллюстрацией служит рис. 2, где представлен довольно характерный временной спектр фона, снятый на детекторе типа ЛДНМ размером 30x60 мм, полученный в режиме совпадений с каскадной газоразрядных счетчиков (СТС-6). Для сравнения на рис. 2 приведены временной спектр импульсов фона снятый детектором ЛДНМ и спектр распределения импульсов по длительности (временной) при облучении детектора нейтронами. Надо отметить, что даже без применения телескопа, включенного на антисовпадения, указанная схема временной дискриминации позволяет существенно уменьшить ком-

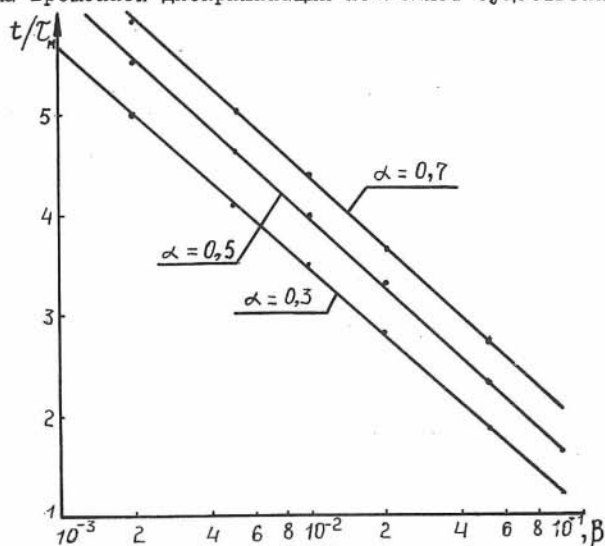


Рис. 1. Параметрическое решение уравнения (3) для различных β и α .

поненту космического излучения, обусловленного мезонами и электронно-фотонными ливнями. В случае амплитудной дискриминации импульсов на выходе детектора подобных результатов достичь не удается.

Учет всех вышеуказанных факторов позволил создать низкофоновую систему для измерения малых концентраций бериллия. При использовании детектора на основе сцинтиллятора Т-2 (ЛДНМ) 30х60 мм и ФЭУ-93 интенсивность фона $\sim 0,08$ имп/мин; $F \sim 2,5 \cdot 10^3$ на 1 мкА тока ускорителя. Для детектора со светосоставом Т-2 на радиаторе 170х80 мм и ФЭУ-49 интенсивность фона $\sim 1,1$ имп/мин; $2,2 \cdot 10^3$ на 1 мкА тока. Полученные результаты по фону с учетом эффективности детекторов совпадают по порядку величины с результатами [3, 6], где приводится значение минимального потока нейтронов на уровне моря после принятия тщательных мер по экранировке счетчика ($\sim 10^{-3}$ нейтр/см²сек).

В заключении авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.Г. Серяпину за постоянный интерес к работе.

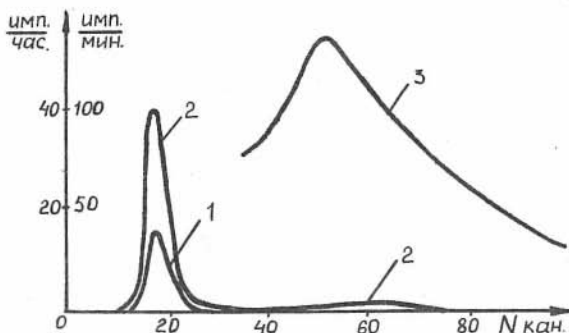


Рис. 2 Спектры длительностей токовых импульсов на фиксированном уровне для детектора ЛДНМ 30х60 мм, установленного на ФЭУ-93: 1 – спектр фона, снятый в режиме совпадений с кассетой

газоразрядных счетчиков, имп./ч.; 2 – спектр фона детектора ЛДНМ, имп./ч.; 3 – спектр импульсов от регистрируемых электронов Р – Ве источника, имп/мин.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Желли Дж. Черенковское излучение и его применение. М., ИЛ. 1960.
2. Горев А.В. и др. Фотонейтронное опробование бериллиевых руд в естественном залегании. Л., ВИРТ, 1972.
3. Горшков Г.В., Зябкин В.А. Образование нейтронов под действием космического излучения на различных глубинах под землей. Атомная энергия. 1973. том 34. вып. 3.
4. Казакевич Г.М. и др. Методика определения бериллия на микротроне. Настоящий сборник.
5. Поляков Б.И. и др. Лабораторная установка для количественных определений кларковых концентраций бериллия. Сб. "Вопросы рудной геофизики". Вып. 5, Л., "Недра", 1955.
6. Kasther J. I.E.E.E. Transaction on nuclear science, 1970, NS - 17, № 1, Part 1.

Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук, Е.М. Филиппов

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ БЕРИЛЛИЯ НА МИКРОТРОНЕ

Количественный анализ элементов по выходу нейтронов в фотоядерных реакциях с помощью ускорителей занимает важное место в исследовании элементного состава веществ и в настоящее время освещен в ряде работ [1, 2, 5, 6]. Особенно эффективно использование фотонейтронного анализа для экспрессного определения малых концентраций низкопороговых элементов — бериллия и дейтерия, поскольку при этом, выбором энергии гамма-излучения легко исключаются мешающие фотоядерные реакции. Снижение пороговой чувствительности в этом случае достигается увеличением потока первичного гамма-излучения с энергией выше пороговой, что обеспечивается использованием ускорителей и уменьшением уровня фона за счет

соответствующего выбора детекторов и системы отбора требуемой информации.

К детекторам, применяемым в установках для определения низких концентраций элементов на ускорителях, предъявляются требования высокой эффективности регистрации фотонейтронов, низкого фона и малой чувствительности к первичному излучению ускорителя. В качестве детекторов обычно используются газоразрядные счетчики [2], либо различные мишени [3], активируемые фотонейтронами, и затем анализируемые по продуктам распада.

В настоящей работе представлены исследования использования сцинтилляционных детекторов для определения низких концентраций бериллия в пробах на микротроне с энергией пучка около 3,6 МэВ. Пробы, содержащие соединения бериллия $Be(N O_3)_2 \cdot 4H_2O$ объемом около 800 см^3 , облучались пучком тормозного излучения от танталовой мишени толщиной $\sim 0,3$ радиационной длины, установленной в камере микротрона. Расстояние между мишенью и пробой около 300 мм. Расположение одного из детекторов и пробы относительно направления

пучка электронов представлено на рис. 1. При облучении пробы гамма-квантами в результате реакции $Be^9(\gamma, n)Be^8(2He^4)$ появляются фотонейтроны, энергия которых достигает нескольких МэВ при $E_\gamma \sim 3-4$ МэВ. Для увеличения скорости счета фотонейтронов детектор и проба окружались парафиновым отражателем толщиной около 50 мм. Регистрация нейтронов начиналась лишь спустя некоторое время ($\tau_{сд}$) после импульса ускорителя. Между детектором и пробой устанавливался парафиновый замедлитель, толщина которого также выбиралась экспериментально при определенном значении $\tau_{сд}$. Свинцовый экран толщиной 50 мм вокруг детектора служит для защиты сцинтиллятора и, в основном, ФЭУ [4] от тормозного излучения. Защита от нейтронного фона обеспечивается слоем тетраборнокислого натрия толщиной 4 мм и блоками органического стекла толщиной около 100 мм.

В качестве детекторов использовались ЛДН размером 30×60 мм с 8 пазами, установленный на ФЭУ-93; и детектор размером 170×80 мм с плотностью покрытия светосостава Т-2 80 мг/см^2 , установленный на ФЭУ-49. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Запуск системы производится от блока синхронизации (ИЗ), включающего систему блокировки и модулятор ускорителя. Импульсы синхронизации следуют с частотой 900; 450; 225 и 112,5 гц в момент нулевой фазы питающей ускоритель сети. Блокировка осуще-

ствляется в триггере Шмитта (5), включенного на выходе усилителя-ограничителя (4). С помощью блокировки исключаются импульсные помехи, возникающие на переднем и заднем фронтах запирающего ФЭУ импульса, и сигналы, связанные с неполным запирающим ФЭУ в момент импульса излучения. Длительность импульса блокировки могла меняться в пределах 100-1000 мксек и выбиралась экспериментально из условий получения максимального отношения сигнал/фон. При этом учитывалось время жизни нейтронов в детекторе. По этой же цепи осуществлялась блокировка системы отбора на время, необходимое для обработки импульсов время-амплитудным конвертором. При длительности импульса излучения ~ 1 мксек, диапазон запирающего ФЭУ заключен в пределах 2 ± 50 мксек. При экспериментах время запирающего составляло 10 мксек. Фотоумножители запирались подачей отрицательного импульса амплитудой 200-300 В с транзисторного ключа на первый диод, либо фокусирующий электрод (рис. 3).

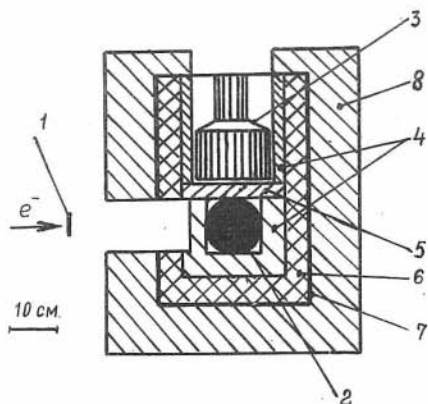


Рис. 1 Геометрия эксперимента: 1 - мишень, 2 - проба, 3 - детектор, 4 - парафиновый отражатель нейтронов, 5 - замедлитель из органического стекла, 6 - свинцовая защита, 7 - слой тетраборнокислого натрия, 8 - защита из органического стекла (стрелкой указано направление пучка электронов).

Размещение ключа в непосредственной близости от делителя ФЭУ и сравнительно небольшая величина коллекторной нагрузки позволили получить фронт нарастания запирающего импульса не более



Рис. 2 Блок-схема электроники: 1 - сцинтиллятор; 2 - ФЭУ; 3 - усилитель; 4 - усилитель-ограничитель; 5 - триггер Шмитта; 6 - формирователь "старт" - "стоп"; 7 - время-амплитудный конвертор; 8 - стоповый канал; 9 - формирователь блокировки системы отбора; 10 - дискриминатор верхнего уровня; 11 - пересчитанный прибор ПП-9; 12 - схема антисовпадений ВУ-13; 13 - блок синхронизации; 14 - разветвитель; 16 - блок импульса задержки; 17 - блок управления запрета ФЭУ.

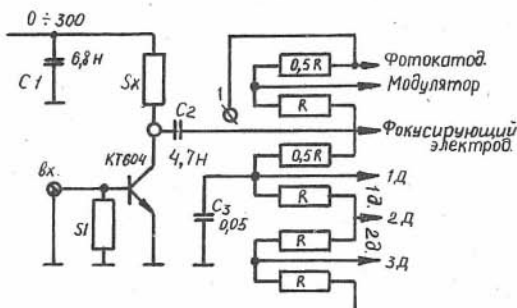


Рис. 3 Схема импульсного управления ФЭУ-93. Для ФЭУ-49 выход ключа подключен к первому диоду, а емкость C_3 - ко второму диоду.

100 нсек. Ослабление коэффициента усиления ФЭУ-93 и ФЭУ-49 в за-

висимости от напряжения питания ключа представлено на рис. 4.

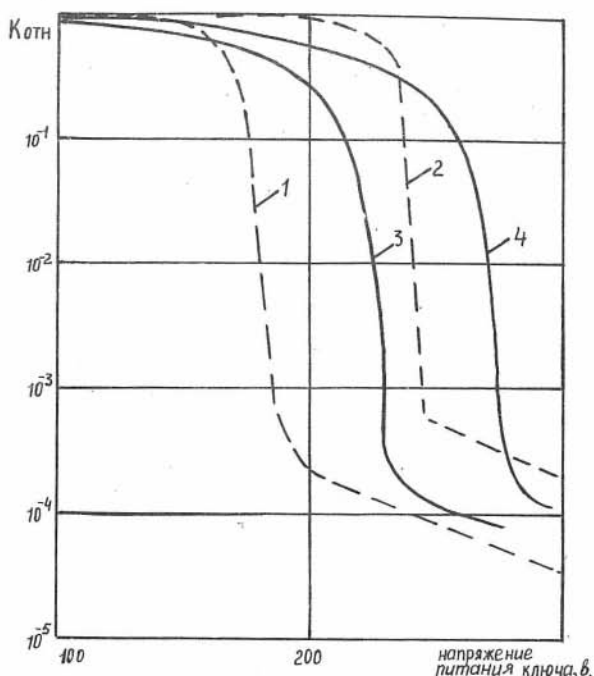


Рис. 4 Характеристики коэффициентов усиления ФЭУ- зависимости от напряжения питания ключа: 1 и 2 - ФЭУ-93 при напряжении питания 1500 и 2000 в, 3 и 4 - ФЭУ-49 при напряжении питания 1500 и 1800 в.

Задержка подачи запирающего импульса осуществлялась блоком (17) и была выбрана равной 0,3 мксек. Блокировка системы отбора для восстановления параметров время-амплитудного преобразователя составляла 3 мксек и включалась на заднем фронте анализируемого сигнала с задержкой 60-70 нсек.

В системе отбора идентификация нейтронных импульсов и импульсов фона, не связанного с нейтронами, осуществлялось по длительности при фиксированном пороге дискриминации, задаваемом

усилителем-ограничителем и триггером Шмитта на туннельном диоде с последующим формированием выходного импульса на токовом ключе.

Импульсы "старт" и "стоп", поступающие на время-амплитудный конвертор формировались на переднем и заднем фронтах выходного импульса триггера Шмитта. Отбор сигналов на выходе время-амплитудного конвертора осуществляется дифференциальным дискриминатором, составленным из двух интегральных дискриминаторов типа БД-15 и схемы антисовпадений БС-13. Примененная система обеспечивает анализ длительности импульсов до 500 мксек с интегральной нелинейностью $\pm 1\%$. Собственное разрешение не более 2,5 нсек. При длительности входных импульсов менее 15 нсек возможно несрабатывание канала "стоп". В этом случае возвращение время-амплитудного конвертора в исходное состояние осуществляется по внутренним цепям спустя 2,5 мксек после подачи сигнала "старт". Подобные импульсы исключаются из счета выбором порога дискриминатора верхнего уровня (II). Принцип работы используемой схемы временного отбора обосновывается следующим:

Для двухкомпонентной модели сцинтилляции [3] амплитуда импульса тока на выходе ФЭУ дается выражением:

$$i(t) = I_0 e^{-t/\tau_0} + I_m e^{-t/\tau_m}$$

где I_0 , I_m - парциальные амплитуды быстрой и медленной компоненты тока ФЭУ, τ_0 , τ_m - соответствующие постоянные спада этих компонент. Для фоновых импульсов, обусловленных в данных счетчиках нейтронов в основном черенковским свечением радиатора под действием космических мезонов и шумами ФЭУ,

$$I_m = \beta I_0 \leq 0,1 I_0; \quad \tau_0 \sim \tau_0,$$

где $I_0 = I_0 + I_m$, а для импульсов от нейтронов

$$I_m = \alpha I_0 - I_0; \quad \tau_0 \sim 10 \text{ нсек}; \quad \tau_m \sim 110 \text{ нсек}.$$

При выборе уровня дискриминации равным βI_0 длительность импульсов тока на выходе ФЭУ по этому уровню существенно различается для большинства импульсов фона и импульсов нейтронов. Так для детектора ЛДНМ спектр фона заключен в пределах 0-45 нсек с максимумом при 12 нсек, в то время как спектр от нейтронного Рн-Ве источника простирается до 200 нсек с максимумом в районе 60

нсек. (рис. 5).

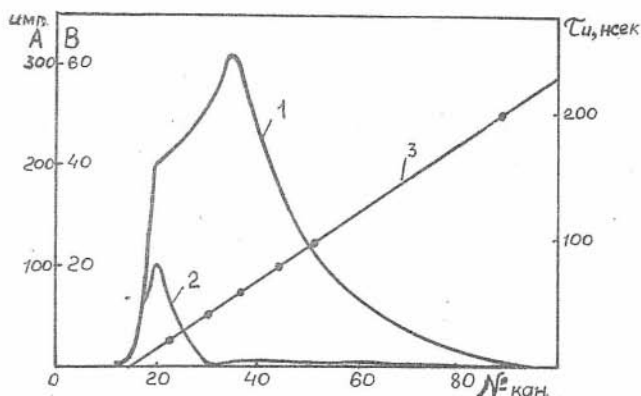


Рис. 5 Временное распределение фона и нейтронов: 1 - спектр импульсов от Рн -Ве источника нейтронов (шкала А); 2 - спектр фона (шкала В); 3 - калибровочная кривая время-амплитудного конвертора.

Необходимо отметить, что увеличение толщины радиатора в детекторе в вертикальном направлении уменьшает величину отношения сигнал/фон за счет увеличения амплитуд всплеск черенковского излучения от космических заряженных частиц; при этом временная идентификация импульсов все же позволяет получить более высокую величину этого отношения, по сравнению с амплитудной дискриминацией. С помощью описываемой установки производился анализ проб содержащих $\sim 4,4\%$ бериллия. В качестве проб с нулевым содержанием бериллия использовался состав $\text{H}_2\text{N CON H}_2$ при полном сохранении геометрии измерений. В ходе измерений по наибольшей величине отношения сигнал/фон для разных детекторов была выбрана оптимальная величина длительности импульса блокировки ($\tau_{\text{эл}}$) (рис. 6). и толщины замедлителя (рис. 7); откуда можно оценить время жизни нейтронов в детекторе. По результатам измерений можно рекомендовать применение в детекторах фотоумножителей с малой площадью фотокатода типа ФЭУ-93. В этом случае зависимость возрастания

счета фотонейтронов от тока пучка линейна вплоть до средних токов ~ 1 мкА и выше. В детекторе на ФЭУ-49 нарушение линейности начиналось с тока $\sim 0,03$ мкА; при токе $\sim 0,1$ мкА наблюдалось уменьшение скорости счета фотонейтронов. При увеличении толщины свинцовой защиты датчика, диапазон токов, при котором линейность не нарушалась, возрастал. Нарушение линейности вероятно связано с длительным временем восстановления потенциала фототока тогда больших размеров, меняющегося в момент воздействия импульса тормозного излучения.

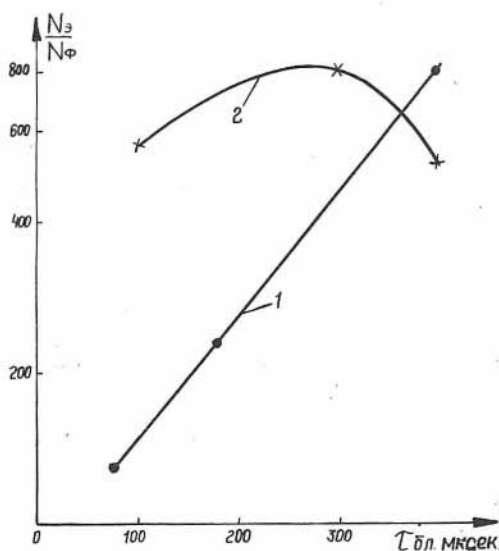


Рис. 6 Зависимость счета нейтронов N_n по отношению к счёту фона $N_{ф}$, нормированная на ток пучка $0,2$ мкА/1% Ве, от длительности блокировки: 1 — для детектора ЛДНМ 30×60 мм; 2 — для детектора размером 170×80 мм.

В В табл. I представлены оценки пороговой чувствительности данной установки в случае использования обоих типов детекторов. В настоящее время ведутся работы по дальнейшему снижению пороговой чувствительности как за счет улучшения детекторов, так и за счет улучшения параметров системы отбора.

Таблица I

Характеристики некоторых фотонейтронных установок, на
основе ускорителей, используемых для определения
бериллия

Авторы установок	Характеристика ускорителя	Регистрирующая система	Пороговая чувствительность	Время измерения, мин
Старчик Л.П. [5]	$E = 5 \text{ МэВ}$ $i = 50 \text{ мкА}$	активационный (диск из диспро- зия) и NaJ(Te) 80x40 мм	$1 \cdot 10^{-4}$	
Берзин А.К. [2]	$E = 5 \text{ МэВ}$ $i = 80 \text{ мкА}$	СНМ-17 - 6 шт.	$4 \cdot 10^{-6}$	30
Настоящая работа	$E = 3,6 \text{ МэВ}$ $i = 1 \text{ мкА}$	ЛДНМ 30x60мм ФЭУ-93	$3,4 \cdot 10^{-4}^{\#}$	30
"-" "-"	$E = 3,6 \text{ МэВ}$ $i = 1 \text{ мкА}$	детектор размером 170x80 мм, свето- состав Т-2, ФЭУ-49	$1,1 \cdot 10^{-4}^{\#}$	30

[#] Оценка проведена по традиционной формуле 2 . Критическому анализу такого рода оценок посвящена статья настоящего сборника "О пороговой чувствительности низкофоновых фотонейтронных установок".

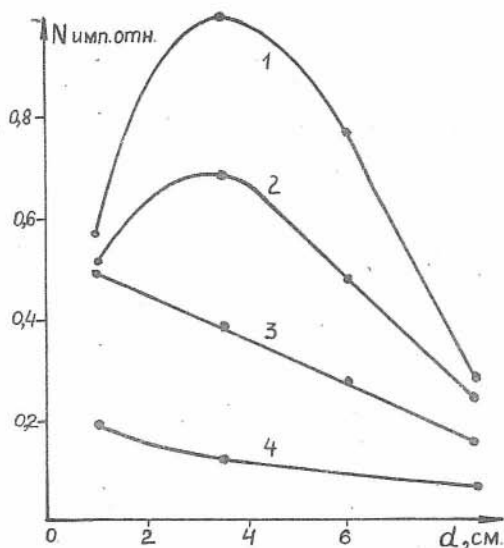


Рис. 7 Зависимость счета нейтронов от толщины замедлителя. Параметром является время блокировки: 1 - $\tau_{бл} = 100$ мксек; 2 - $\tau_{бл} = 200$ мксек; 3 - $\tau_{бл} = 300$ мксек; 4 - $\tau_{бл} = 500$ мксек.

В заключение авторы считают необходимым выразить благодарность Ю.А. Конинину за помощь при эксплуатации микрофона, а также В.Г. Серяпину за большое количество плодотворных дискуссий.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Арцыбашев В.А. Ядерно-геофизическая разведка. Атомиздат, 1972.
2. Берзин А.К. Фотоядерные методы анализа горных пород. Докт. диссертация М., ВНИИЯТ, 1969.
3. Бровченко В.Г. Схемы идентификации частиц по форме сцин-

тиллиационных сигналов. "Приборы и техника эксперимента", 1971, № 4.

4. Казакевич Г.М. и др. Плоский сцинтилляционный детектор медленных нейтронов с гнутым световодом. "Приборы и техника эксперимента", 1972, № 4, стр. 72.

5. Старчик Л.П. Ядерно-физические методы контроля содержания элементов в рудах и продуктах обогащения. Докт. диссер. М., ИГи, Минуглепрома СССР, 1969.

6. Филиппов Е.М. Курс ядерной геофизики (в 2-х частях). Издание НГУ, 1972.

Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук, Е.М. Филиппов

О ПОРОГОВОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НИЗКОФОНОВЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ УСТАНОВОК

Вопросу пороговой чувствительности посвящено большое количество работ, например [5, 8, 11]. Среди всевозможных определений наиболее употребительным является определение пороговой чувствительности в виде [8, 11]:

$$L = \frac{K}{F} \sqrt{\frac{1}{t_{\phi}}}, \quad K \gg 2, \quad (1)$$

где t_{ϕ} - время измерения фона, $F = \eta / \sqrt{n_{\phi}}$ - добротность установки, η - чувствительность установки, n_{ϕ} - средняя интенсивность фона.

В частности, для бериллометрических установок фактор качества можно выразить в виде:

$$F = \eta_{\phi} \cdot Q / \sqrt{n_{\phi}} \quad (2)$$

где Q - мощность источника гамма-квантов, η_{ϕ} - чувствительность на единицу мощности.

Интенсивность фона для бериллометрических установок обычно представляется в виде [2]:

$$n_{\phi} \approx n'_{\phi} + \alpha Q,$$

где h'_ϕ - компонента интенсивности фона не зависящая от источника, α - коэффициент пропорциональности.

В работе [10] показано, что (1) является приближенным критерием. Более общий критерий в случае $T = t + t_\phi = \text{const}$ имеет следующий вид:

$$I_{\min} = \frac{1}{\delta^2 T} + \frac{2}{\delta^2} \sqrt{\frac{\bar{n}_\phi}{T}}, \quad (3)$$

где I_{\min} - минимальная интенсивность эффекта, регистрируемая в образце за время T , δ - относительная флуктуация I_{\min} аналогично [6], авторы [10] предлагают ограничить δ неравенством:

$$\delta \leq 0,25 \quad (4)$$

В случаях равных времен измерения фона и эффекта ($t = t_\phi$), критерий минимальной концентрации, как легко показать, следующий [2]

$$I_{\min} = \frac{1}{2\delta^2 t} + \frac{\sqrt{1 + 8\delta^2 t \bar{n}_\phi}}{2\delta^2 t}. \quad (5)$$

Критерии (3) и (5) совпадают с общепринятым критерием (1) только в случае $\sqrt{\bar{n}_\phi t} \gg \delta^{-1}$. Таким образом для конечного времени измерения t и t_ϕ пороговая чувствительность определится не (1) а более точным выражением (3) в случае оптимального времени измерения t относительно фиксированного времени $T = t + t_\phi$, или выражением (5) в случае равных времен измерения t и t_ϕ .

Ниже представлены основные характеристики установок, использовавшихся для определения бериллия (табл. I).

В табл. 2 дается время (там, где полнота приводимых данных это позволяет), необходимое для достижения, приводимых различными авторами установок, значений пороговой чувствительности. Время посчитано для относительной флуктуации $\delta = 0,25$.

Увеличение времени измерения t и t_ϕ в (1), (3), (5) ведет к уменьшению порога чувствительности; следовательно, в течение бесконечно большого времени все установки имеют один и тот же нулевой порог чувствительности.

Этот парадоксальный вывод не верен для реальных установок вследствие температурной и временной нестабильности регистрирующей системы, вариации космического фона и т.д. Указанные факто-

Характеристики некоторых фотонейтронных установок, использующихся для определения бериллия

Таблица I

Тип установки	Характеристика источника излучения	Регистрирующая система	Чувствительность, интенсивность фона	Порог чувствительности, %
Радиоизотопные установки				
Улуфон [10]	сурьма-124, 200 мКи	СНМО-5-20 шт.	$3,5 \cdot 10^4$ имп/мин%Be, фон 6 имп/мин	$2 \cdot 10^{-5}$
Берилл-2 [13]	то же 10 мКи	+В и ФЭУ-49	$4,5 \cdot 10^3$ имп/мин%Be, фон 2 имп/мин	$2 \cdot 10^{-4}$
Берилл-2п [4] [13]	то же	то же	1500 имп/мин%Be фон 4-5 имп/мин	$2 \cdot 10^{-8}$
Берилл-3 [4]	- " - 5 мКи	+В и ФЭУ-56	800 имп/мин%Be фон 4-5 имп/мин	$4 \cdot 10^{-8}$
Берилл-4 [3]	- " - 30 мКи	+В	10^4 имп/мин%Be фон 10-15 имп/мин	$5 \cdot 10^{-4}$
Ускорительные установки				
Установка с электронным ускорителем [12]	$E_e = 5$ МэВ, ток 50 мкА	активационный (диск из диспрозия) и NaJ(Te) 80x40 мм		$1 \cdot 10^{-4}$
То же [1]	$E = 5$ МэВ, ток 80 мкА	СНМ -17 - 6шт.		$4 \cdot 10^{-6}$
Установка ИГиГ СО АН СССР [8]	$E_e = 4$ МэВ, ток 1 мкА	ЛДНМ 30x60мм, ФЭУ-93	700 имп/мин%Be, фон 0,08 имп/мин	$2 \cdot 10^{-4}$
То же	$E_e = 4$ МэВ, ток 1 мкА	Светосостав Т-2 на радиаторе 170x80мм, ФЭУ-49	2300 имп/мин%Be фон 1,1 имп/мин	$2 \cdot 10^{-4}$

Таблица 2

**Предельно-достижимые пороги чувствительности
с учетом вариации фона**

Тип установок	Время, необходимое для определения ρ мин при расчетах по формулам (мин):			Порог чувствительности, обусловленный вариацией фона в 3%, %
	(1) для $K = 1$	(3) при надежности не меньше 0,8	(5) при надежности не меньше 0,8	
Улуфон	12,3	416	830	$4,1 \cdot 10^{-5}$
Берилл-2	2,5	97	193	$1,1 \cdot 10^{-4}$
Берилл-2п	0,51	21,3	42,3	$7,2 \cdot 10^{-4}$
Берилл-3	0,44	19,2	36,9	$1,3 \cdot 10^{-8}$
Берилл-4	0,5	19,2	38,2	$3 \cdot 10^{-4}$
Установка ИГиГ СО АН СССР	4,1	250	470	$2,2 \cdot 10^{-5}$
То же	5,2	205	405	$1,1 \cdot 10^{-4}$

ры точно учесть практически невозможно, поскольку их распределение отличается от нормального и распределения Пуассона, и, как правило, неизвестно. Именно эти факторы [6] ограничивают наименьшую концентрацию, которую можно измерить данной установкой.

Под пороговой чувствительностью вероятно следует подразумевать регистрируемую концентрацию, ограниченную влиянием дрейфа аппаратуры, вариациями фона и т.д.

В таком случае выражения (3), (5) и менее точная формула (1) дают не пороговую чувствительность, а определяют ту минимальную концентрацию, которую можно измерить с заданной точностью на данной установке за ограниченное время (T или t) без учета вли-

яния указанных факторов.

В соответствии с отмеченным, представим вывод порога чувствительности установки. Для строго постоянной интринсивности фона ($\epsilon_\phi = 0$) задача рассмотрена [6]. Однако природа космической компоненты фона имеет статистический характер ($\epsilon_\phi \neq 0$). В дальнейшем будем предполагать, что плотность распределения основной компоненты фона подчиняется закону Пуассона. Без учета вариаций (которые отличаются от флуктуаций космического излучения) и дрейфа аппаратуры дисперсия, как известно, определяется: $\sigma_\phi^2 = 3^2 \sigma_\phi^2$. $\sigma_\phi = \sqrt{n_\phi/t_\phi}$, (6)

а с учетом этих факторов:

$$\sigma_\phi = (\sqrt{n_\phi + t v^2})/\sqrt{t}. \quad (7)$$

Дисперсия для фона и эффекта будет определяться следующим выражением:

$$\sigma_\phi = \sqrt{n_\phi/t_\phi + v^2 + \bar{n}/t}. \quad (8)$$

С учетом (7) и (8) формулы (3) и (5) примут вид:

$$I_{o.min} = 1/\delta^2 T + (2 \cdot \sqrt{n_\phi/t_\phi + v^2})/\delta^2, \quad (3')$$

$$I_{e.min} = 1/\delta^2 T + \sqrt{1 + 8\delta^2(\bar{n} + v^2 t)}/2\delta^2 t. \quad (5')$$

Увеличивая время измерения, из (3') и (5') получим для выражения порога чувствительности:

$$I_{пор} = \lim_{T \rightarrow \infty} I_{o.min} = 2\sqrt{D_\phi^2}/\delta = 2V/\delta, \quad (3)$$

$$I_{пор} = \lim_{T \rightarrow \infty} I_{e.min} = \sqrt{2} V/\delta. \quad (5)$$

Как следствие из (3') и (5') вытекает, что всегда $I_{o.min} \gg I_{пор}$. Время, необходимое для выполнения равенств (3') и (5') с учетом (3') и (5'), будет соответственно определяться из соотношений:

$$T = \frac{1}{\delta^2} \left(\frac{I_o + 2\bar{n}_\phi + \sqrt{4\bar{n}_\phi(\bar{n}_\phi + I_o) + I_{пор}^2}}{I_o^2 - I_{пор}^2} \right), \quad (9)$$

$$T = (2\bar{n}_\phi + I_o)/\delta^2(I_o^2 - I_{пор}^2). \quad (10)$$

При отсутствии вариации космического излучения, временного и температурного дрейфа выражения (9) и (10) переходят в следующие:

$$T = (I_o + 2\bar{n}_\phi + 2\sqrt{\bar{n}_\phi(\bar{n}_\phi + I_o)})/\delta^2 I_o^2, \quad (11)$$

$$T = (2\bar{n}_\phi + I_o)/\delta^2 I_o^2. \quad (12)$$

что совпадает с результатами, приводимыми в [8]. Сравнение (9) с (II) и (IO) с (I2) показывает существенное увеличение времени измерения при стремлении определяемой концентрации к пороговой.

Сложность действия перечисленных факторов — вариация космического излучения, температурный и временной дрейф — не позволяет оценить их влияние в общем случае. Поэтому рассмотрим простейший случай — температурный и временной дрейф отсутствует. Проведем расчет для средней вариации космического нейтронного фона около 3% от среднего фона нейтронов [7]. Если считать, что измеренное \bar{n}_p обусловлено влиянием нейтронов космического излучения, то из (3'')

$$P_{\text{пор}} \sim 0,24 \cdot \bar{n}_p / \eta_0 Q, \quad (I3)$$

где $P_{\text{пор}}$ — пороговая концентрация определяемого элемента

$$P_{\text{пор}} = I_{\text{пор}} / \eta_0 Q ; \delta = 0,25.$$

Оценки (I3) в вышеуказанных предположениях даны в табл. 2.

В заключение авторы выражают благодарность В.П. Серяпину и Г.Б. Варварину за ценные замечания и плодотворные дискуссии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Берзин А.К. Фотоядерные методы анализа горных пород. Док. дисс. М., 1969, ВНИИЯГГ.
2. Бланков Е.Б., Филиппов Е.М. О связи между точностью и чувствительностью ядерно-геофизических методов. Геол. и геофиз., 1969, № 3.
3. Брем А.А. и др. Фотонейтронный метод количественного определения бериллия в естественном залегании. В сб. "Ядерная геофизика", Атомиздат, 1972.
4. Горев А.В. и др. Фотонейтронное опробование бериллиевых руд в естественном залегании. Л., ВИРГ, 1972.

5. Давыдов М.Г. и др. Чувствительность гамма-активационного анализа. В сб. "Недеструктивные активационные методы анализа некоторых видов минерального сырья и применяемая аппаратура. ВНИИЯГГ М., 1969.

6. Дементьев В.А. Измерение малых активностей радиоактивных препаратов, Атомиздат, М., 1967.

7. Дорман Л. И. Вариации космических лучей и исследование космоса. М., Изд-во АН СССР. 1963.

8. Железнова В.И. и др. Радиометрические методы анализа естественных элементов. М., "Недра", 1968.

9. Казакевич Г.М. и др. Методика определения бериллия на микротроне. Настоящий сборник.

10. Поляков Б.И. и др. Лабораторная установка для количественных определений кларковых концентраций бериллия. Сб. "Вопросы рудной геофизики", вып. 5, Л., "Недра", 1965.

11. Хуснутдинов Р.И. и др. О чувствительности активационного метода анализа. В сб. "Активационный анализ". Ташкент, изд-во "ФАН", 1971.

12. Старчик Л.П. Ядерно-физические методы контроля содержания элементов в рудах и продуктах обогащения - Докт. дисс. М., 1969.

13. Якубович А.Л. и др. Ядерно-физические методы анализа минерального сырья. Атомиздат, 1969.

Х.Н. ФАТХУТДИНОВ, Р.Л. УРМАНОВ

О КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ПОКАЗАТЕЛЯХ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

Под избирательностью понимается способность того или иного ядерно-физического метода выделять искомое вещество из всей совокупности элементов, входящих в состав исследуемой смеси. Понятие избирательности введено к настоящему времени для нейтронно-активационного и гамма-активационного методов [3]. Однако общее

понятие избирательности необходимо дополнить количественным параметром, что диктуется необходимостью разработки критериев оценки эффективности применения того или иного метода при определении элементного состава различных веществ и получения величины, позволяющей сравнивать различные методы между собой. В качестве параметра, характеризующего избирательность, можно было бы ввести условие наименьшей чувствительности к мешающему элементу. Под которой обычно понимают характеристику выражающуюся абсолютной величиной отношения приращения измеряемого сигнала к вызвавшему это приращение изменению определяемой величины [1, 6]. Однако такая оценка не дает представления о сохранении чувствительности к определяемому элементу. Поэтому, на наш взгляд, показателем избирательности следует называть величину отношения чувствительности метода к определяемому и "мешающему" элементам.

Поясним сказанное на примере анализа трехкомпонентной смеси.

При абсорбционных методах анализа применяются коллимированные пучки нейтронного или гамма-излучения, поглощение которых подчиняется экспоненциальному закону:

$$N = N_0 e^{-\mu d}, \quad (1)$$

где N_0 - поток излучения, падающий на пробу; N - то же после прохождения через пробу; d - поверхностная плотность пробы; μ - массовый коэффициент ослабления излучения материалом пробы.

В случае трехкомпонентной смеси величина μ может быть записана как

$$\mu = C_1 \mu_1 + C_2 \mu_2 + C_3 \mu_3, \quad (2)$$

где μ_1, μ_2, μ_3 - массовые коэффициенты ослабления аномально-поглопителя, "мешающего" элемента и наполнителя соответственно; C_1, C_2, C_3 - их концентрации в долях единицы, т.е.

$$C_1 + C_2 + C_3 = 1 \quad (3)$$

Находя C_3 из (3), с учетом (2), имеем:

$$N = N_0 e^{-[C_1(\mu_1 - \mu_3) + C_2(\mu_2 - \mu_3) + \mu_3]d} \quad (4)$$

Тогда чувствительность метода к определяемому элементу:

$$\frac{dN}{dc_1} = -N_0(\mu_1 - \mu_3) e^{-[c_1(\mu_1 - \mu_3) + c_2(\mu_2 - \mu_3) + \mu_3]} d \quad (5)$$

То же для мешающего элемента

$$\frac{dN}{dc_2} = -N_0(\mu_2 - \mu_3) e^{-[c_1(\mu_1 - \mu_3) + c_2(\mu_2 - \mu_3) + \mu_3]} d \quad (6)$$

Искомый показатель избирательности получается почленным делением (5) на (6) и равен

$$P_{\text{абс.}} = \frac{\mu_1 - \mu_3}{\mu_2 - \mu_3} \quad (7)$$

Аналогичный показатель для ядерного метода, например, БМ имеет вид:

$$P_{\text{БМ}} = \frac{Z_1 - Z_3}{Z_2 - Z_3}, \quad (8)$$

где Z_1 , Z_2 и Z_3 - атомные номера анализируемого, "мешающего" элемента и наполнителя соответственно. Следует отметить, что приведенные расчеты неявно содержат условие отсутствия коррелятивной связи между содержаниями C_1 и C_2 . При наличии таковой необходимо в (3) учитывать соотношение $C_2 = \alpha C_1$, где α - коэффициент, учитывающий корреляционную зависимость.

В табл. I приведены расчетные и экспериментальные значения показателя избирательности для методов, основанных на обратном рассеянии бета-излучения (ББМ), поглощении гамма-излучения (ГМп) различной энергии и тепловых нейтронов (НМ-т) при анализе трехкомпонентной смеси, состоящей из кварцевого песка, ртути и сурьмы (определяемый элемент-ртуть). Значения коэффициентов ослабления взяты из [2, 7].

Из этой таблицы видно, что для рассматриваемого случая при использовании интегральных радиометров показатель избирательности НМ-т на порядок превосходит аналогичную величину ГМп и в 26 раз больше чем у ББМ.

Таким образом, задача повышения избирательности сводится к нахождению условий, при которых величина P максимальна. Эта цель может быть достигнута решением задачи на экстремум для уравнений типа (7) и (8), если известны аналитические выражения P . При от-

Таблица I

Показатель избирательности некоторых
лабораторных методов

Используемый метод	Энергия падающего излучения, эВ	$P_{расч.}$	$P_{экс.}$	Источник излучения
БМ	$0-2,18 \cdot 10^6$	1,7	1,8	$^{90}Sr + ^{90}Y$
ГМП	$1 \cdot 10^5$	3,3	3,4	^{170}Tm
	$2 \cdot 10^5$	3,8	-	
	$3 \cdot 10^5$	5,0	-	
ННМ-т	0,025	44	43,5	Po + Be

существовании последних максимальное значение P можно получить экспериментально соответствующим подбором вида или энергии первичного и вторичного излучений, геометрии измерения, а иногда и методики интерпретации. Например, показатель избирательности для селективного гамма-гамма-каротажа при определении ртути в присутствии сурьмы равен 2,8 (источник церий-137, длина зонда 21 см), а для нейтрон-нейтронного каротажа (источник Po + Be, длина зонда 26 см) он равен 12 при тех же условиях измерения [4]. По результатам исследования авторов настоящей работы в аналогичных условиях показатель P для нейтрон-нейтронного каротажа по надтепловым нейтронам ННК-н (источник Po + Be, длина зонда 15 см) составил величину 0,3-0,4. При разумном комплексировании этих методов, методика интерпретации [4, 5] позволила не только исключить мешающее влияние сурьмы, но и определять содержание последней наряду с определением концентрации ртути.

Следует отметить, что показатель избирательности является одной из характеристик того или иного ядерно-геофизического метода и может служить критерием рациональности применения данного метода лишь в совокупности с другими параметрами (точность, верхний и нижний пределы чувствительности и др.). Тем не менее введе-

ние понятия показателя избирательности необходимо для разработки количественных критериев оценки рациональности ядерно-геофизических методов (или комплексов). поскольку в большинстве случаев на практике определение того или иного элемента в рудах осложняется присутствием одного или нескольких мешающих элементов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бибинов С.А. и др. Применение ядерных излучения для анализа вещества. Изд. "ФАН", Ташкент, 1970.
2. Горшков Г.В. Проникающие излучения радиоактивных источников. Л., "Наука", 1967.
3. Давыдов М.Г., Щербаченко В.А. Селективность γ -активационного анализа. Атомная энергия, т. 27, вып. 3, 1969.
4. Егоров Э.В. и др. Комплексный метод опробования ртутных руд сложного вещественного состава в условиях подземных скважин. В сб. "Вопросы рудной геофизики", вып. 6, Л., Изд. ЛГУ, 1965.
5. Фатхутдинов Х.Н., Русскин М.М. Рациональный комплекс ядерно-геофизических методов для количественной оценки сурьмы в сложных рудах Джиджикрутского месторождения. УП Всесоюзная научно-техническая геофизическая конференция (тезисы докладов) ВИЭМС, 1972.
6. Филиппов Е.М. Прикладная ядерная геофизика. Изд. АН СССР, 1962.
7. ЮЗ Д., Шварц К. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.

Х.Н. Фатхутдинов, Р.Л. Урманов, М.М. Русский

МЕТОДИКА СПАРЕННЫХ ПОГЛОЩАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ ПРИ ЭКСПРЕСС-
-АНАЛИЗЕ ЭЛЕМЕНТОВ СО СРЕДНИМИ АТОМНЫМИ НОМЕРАМИ
В КОНЦЕНТРАТАХ ПО ОБРАТНОМУ РАССЕЯНИЮ
БЕТА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Экспрессные методы анализа продуктов обогащения позволяют осуществить оперативное вмешательство в технологический процесс с целью его оптимизации, повышения извлечения металла и улучшения качества концентрата.

Способ обратно рассеянного бета-излучения (ББМ), выгодно отличающийся от других радиоизотопных методов своей простотой и экспрессностью, до последнего времени считался неприменимым для анализа элементов со средним атомным номером в присутствии "мешающих" тяжелых элементов, если между их содержаниями отсутствует коррелятивная связь [3, 4].

Примерами смесей именно такого типа могут служить некоторые коллективные концентраты. Так, в ртутно-сурьмяных концентратах одной из обогащательных фабрик колебания содержаний ртути, по статистике 1969-1972 годов, составляют $\pm 1,17\%$ при любых концентрациях сурьмы. Абсолютная погрешность определения сурьмы при работе по обычной методике ББМ для этих условий составит $\pm 2,22\%$, а с учетом аппаратурно-статистической ошибки - еще большую величину.

В связи с этим нами использована модификация ББМ с применением методики спаренных поглощающих фильтров. Принцип применения пары фильтров для одновременного определения двух параметров смеси был предложен авторами работы [2]. В отличие от описанной ими методики мы использовали зависимость числа обратно рассеянных электронов в энергетическом интервале $E_{\Phi 1} + E_{\Phi 2}$ от содержания определяемого элемента ($E_{\Phi 1}$ - энергия отсеки первого фильтра, $E_{\Phi 2}$ - то же для второго фильтра).

Зависимость количества обратно рассеянных бета-частиц от атомных номеров элементов, входящих в пробу, может быть описана выражением

$$N_{\text{рас}} = N_0 \frac{7Z_{\text{эф}} - 80}{14Z_{\text{эф}} - 80}, \quad (1)$$

где
$$Z_{\text{эф}} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i}. \quad (2)$$

$N_{\text{рас}}$ - количество обратно рассеянных бета-частиц; N_0 - количество бета-частиц, падающих на пробоу; n_i - число i -х атомов в единице объема; Z_i - соответствующий атомный номер элемента.

Энергия рассеянных бета-частиц с достаточной для практики точностью определяется по формуле [1]:

$$E_{\text{рас}} = E_0 [1 - (1 - 0,12 Z^{0,4}) \sin \psi], \quad (3)$$

где $E_{\text{рас}}$ - энергия рассеянной бета-частицы; E_0 - ее начальная энергия; ψ - угол рассеяния относительно поверхности мишени; Z - атомный номер рассеивателя.

На основании данных работы [2] были выбраны следующие углы измерения: угол падения излучения 90° относительно поверхности пробы, угол регистрации - 60° .

При этих значениях углов выражение (3) примет вид:

$$E_{\text{рас}} = E_0 (0,15 + 0,102 \cdot Z^{0,4}) \quad (3-a)$$

Максимальная энергия бета частиц ($\text{Sr}^{90} + \gamma^{90}$) источника, рассеянных ртутью и сурьмой, будет равна, соответственно, 1,67 МэВ и 1,45 МэВ.

Для исключения погрешностей анализа, вызванных перераспределением элементов с $Z < Z_{\text{сб}}$, нами использовался неподвижный алюминиевый фильтр с поверхностной плотностью 250 мг/см^2 , закрепленный на поверхности детектора. Поверхностная плотность этого фильтра выбиралась экспериментально. Оставшийся поток обратно рассеянных электронов (в дальнейшем именуемый "суммарный поток") зависит только от концентрации ртути и сурьмы.

Для выделения бета-частиц, рассеянных ртутью применялся второй (подвижный) алюминиевый фильтр с поверхностной плотностью

100 мг/см². При такой толщине фильтров электроны, рассеянные сурьмой, на детектор не попадают.

В силу того, что спектр бета-излучения, падающего на пробу, непрерывен, величина ΔN разности суммарного потока N_{Σ} и потока прошедших через подвижный фильтр электронов N_{Φ} будет определяться количеством бета-частиц, рассеянных не только сурьмой, но и ртутью.

Поэтому определение содержания сурьмы в анализируемой пробе требует решения системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \Delta N &= f_1(P_{Sb}) \\ N_{\Sigma} &= f_2(P_{Sb}) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где P_{Sb} — концентрация сурьмы.

Решение системы (4) легко получить графически, построив эталонировочные кривые для N_{Σ} и ΔN (рис. 1). Тогда определе-

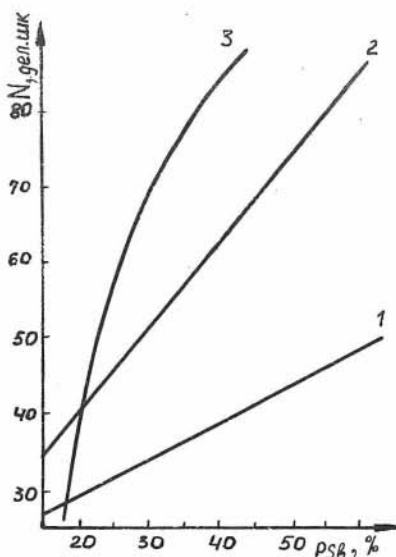


Рис. 1 Зависимость величины ΔN (кривая 1) и суммарного потока обратно рассеянных электронов N_{Σ} (кривая 2) от содержания сурьмы в концентрате; 3 — кривая поправки.

ние сурьмы и введение поправки на колебания содержания ртути сводится к следующим операциям:

1. По экспериментальному значению ΔN с помощью эталонировочного графика (кривая 1) находится первое значение содержания сурьмы P_1 .
2. По найденному значению P_1 определяется соответствующее зна-

чение N граф (кривая 2).

3. Сравниваются значения $N_{\text{эксп.}}$ и N граф.

Возможны три случая:

а) $N_{\Sigma \text{граф.}} = N_{\Sigma \text{эксп.}}$, следовательно содержание сурьмы в пробе равно P_1 .

б) $N_{\Sigma \text{граф.}} > N_{\Sigma \text{эксп.}}$; в этом случае содержание ртути в анализируемой пробе ниже, чем в эталонных пробах, по которым строились градуировочные графики. Следовательно, для нахождения истинного содержания сурьмы в анализируемой пробе, необходимо к концентрации P_1 прибавить величину поправки на отклонение $Z_{\text{эф}}$ анализируемой пробы от $Z_{\text{эф}}$ проб эталонного ряда. Поправка ΔP находится по графику

$$\Delta P_{\Sigma} = N_{\Sigma}^{\text{граф.}} - N_{\Sigma}^{\text{эксп.}} = \varphi(P_{\text{сб}}, N_{\Sigma}^{\text{граф.}}). \quad (5)$$

(кривая 3, рис. I).

в) $N_{\Sigma \text{граф.}} < N_{\Sigma \text{эксп.}}$; рассуждая аналогично пункту "б" приходим к выводу, что поправка ΔP в этом случае вычисляется из значения P_1 . Следует отметить, что график функции (5) является нелинейным, в отличие от графиков функций f_1 и f_2 , сохраняющих линейность в диапазоне содержаний сурьмы 15–60%.

Экспериментальные исследования проводились в лабораторных условиях и непосредственно на обогатительной фабрике. В качестве регистрирующей аппаратуры использовался радиометр СРП-2 с детектором из полистирола, активированного терфенилом и РОРОм. Постоянная времени радиометра была увеличена до 14 сек.

Полное время подготовки пробы от момента ее отбора из пульпы до получения сухого порошка не превышало 30 мин. Сокращению времени пробоподготовки способствовало применение полимерного осадителя – полихромели. Так, время осаждения 0,5 л пульпы при добавке 10–15 мл полихромели – около 1 мин. Длительность самого анализа составила 5 мин.

По результатам анализа более 200 проб, измеренных на обогатительной фабрике во время промышленных испытаний, среднее абсолютное расхождение между химическим анализом и БМ по методике спаренных поглощающих фильтров составило $\pm 0,52\%$ сурьмы, а среднее относительное $\pm 1,49\%$. Среднее квадратическое абсолютное отклонение равно 0,695%. Следовательно, в 95% случаев результаты

предлагаемой методики будут отличаться от данных химического анализа на абсолютную величину не более 1,39%. Отметим, что при испытаниях данные химических анализов принимались за истину. Поэтому вышеуказанные расхождения между результатами химического и ББМ обусловлены не только погрешностью собственно ББМ, но и точностью самого химического анализа.

Разработанная методика анализа сурьмы в концентратах обладает достаточной для технологов точностью и экспрессностью. Результаты первого экспресс-анализа выдаются через 30 минут после отбора пробы, а последующих — через каждые 5 мин. Такая частота анализов вполне позволяет осуществлять оперативное руководство технологическим процессом.

Проведенные исследования показали возможность применения методики спаренных поглощающих фильтров при экспресс-анализе элементов со средними атомными номерами в концентратах по обратному рассеянию бета-излучения в присутствии мешающих элементов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ермолаев В.И. Обратное рассеяние бета-излучения и его использование в контрольной измерительной аппаратуре. ННТО ВИНТИ, тема 23. 1958.

2. Филиппов Е.М. и др. Применение метода обратно рассеянного бета-излучения для определения содержания в породах и рудах некоторых элементов. В сб. "Полевые ядерные геофизические методы". М., 1966.

3. Шумиловский Н.Н. Радиоизотопные методы автоматического контроля. Фрунзе, 1963.

4. Шумиловский Н.Н., Мельтцер Л.В. Основы теории устройств автоматического контроля с использованием радиоактивных изотопов, М., 1959.

О ВЛИЯНИИ ДИАМЕТРА СКВАЖИНЫ НА ГЛУБИННОСТЬ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОГО КАРОТАЖА

Теоретические расчеты глубинности нейтрон-нейтронного каротажа (ННК) без учета влияния скважины проведены авторами работ [1, 3]. Влияние диаметра скважин на показания каротажного прибора и распределение надтепловых и тепловых нейтронов в горных породах были исследованы в [2, 5].

Под радиусом "зоны исследования" нейтрон-нейтронного каротажа будем понимать радиус такой цилиндрической модели среды, плотность нейтронов на оси которой от точечного источника нейтронов, расположенного также на этой оси, составляет 90% от плотности нейтронов в бесконечной среде [1].

В общем случае влияние диаметра скважины на величину радиуса "зоны исследования" ННК может быть исследовано лишь при решении соответствующей краевой задачи для цилиндрической границы раздела. Однако, проблема существенно упрощается, если скважина является незаполненной и необсаженной. Данному условию удовлетворяют скважины подземного бурения и шпурь, используемые при эксплуатационной разведке и отработке месторождений.

При такой постановке вопроса возможно применение способа гомогенизации, когда распределение надтепловых и тепловых нейтронов в гетерогенной среде может быть описано распределением нейтронов в некоторой гомогенной среде с другими параметрами.

Расчет поправки первого порядка к плотности нейтронов в этом случае сводится к учету увеличения средней длины пробега. Можно показать (см., например, [4]), что выражения для определения плотности нейтронов, а стало быть в конечном итоге и радиуса "зоны исследования", имеют прежнюю форму, но вместо прежних длин замедления и диффузии следует использовать уточненные.

Д. Бееренс нашел, что уточненные длины диффузии и замедления связаны с обычными диффузионной длиной и длиной замедления для однородной среды довольно простыми соотношениями, а именно:

$$L_{s1}^2 = L_{s0}^2 \left[1 + (2 + G \tau^* \lambda_s^{-1}) \xi \right] \quad (I)$$

$$L_1^2 = L_0^2 \left[(1 + \xi)^2 + G z^* \ell_s^{-1} \xi \right], \quad (2)$$

где: L_0 и L_{sc} - соответственно длина диффузии и длина замедления для однородной среды; L_1 и L_{s1} - уточненные длина диффузии и длина замедления; λ_s - средняя длина свободного пробега нейтронов по отношению к рассеянию при замедлении в однородной среде; ℓ_s - средняя длина свободного пробега тепловых нейтронов по отношению к рассеянию в однородной среде; z^* - гидравлический радиус скважины (двойной объем скважины, деленный на площадь поверхности); $G = 1,333$ для цилиндрической полости; $\xi = V_c / V_n$, где V_c - объем скважины, а V_n - объем породы в "зоне исследования".

Учитывая цилиндрическую симметрию задачи найдем:

$$\xi = z^2 / (R^2 - z^2), \quad (3)$$

где R - радиус "зоны исследования" при наличии скважины, z - радиус скважины.

Кроме того,

$$z^* = z / (1 + z/h), \quad (4)$$

где h - "высота" части скважины, входящей в зону исследования.

Согласно работы [5] величина h с достаточной точностью определяется соотношением:

$$h = 1,5 L_{sc} + d, \quad (5)$$

где d - длина зонда.

В качестве примера рассмотрим применение данного подхода к расчету глубинности ННК в горных породах, не содержащих водорода.

а) Нейтрон-нейтронный каротаж по надтепловым нейтронам (ННК-н). По данным работ [1, 3] радиус "зоны исследования" ННК-н с источником быстрых нейтронов для не содержащих водорода сред может быть найден, с учетом введенных обозначений по формуле

$$R = 2,1 L_s. \quad (6)$$

Подставляя L_s из (1), с учетом (3-5), получим уравнение, решением которого является искомый радиус R_1 в среде со скважиной:

$$R = \sqrt{a + \sqrt{a^2 + b}}, \quad (7)$$

где: $a = \frac{z^2 + R_0^2}{2}$; $b = R_0^2 z^2 (1 + G z^* \lambda_s^{-1})$

$R_0 = 2,1$ - радиус "зоны исследования" в гомогенной среде без скважины при ННК-н.

б) Нейтрон-нейтронный каротаж по тепловым нейтронам (ННК-т). Радиус "зоны исследования" при ННК-т с источником быстрых нейтронов в горных породах, не содержащих водорода, определяется выражением

$$R_2 = 2,1 \sqrt{L_{s1}^2 + L_1^2}. \quad (8)$$

После ряда простых преобразований из (8), с учетом (1-5), получим следующее уравнение для радиуса "зоны исследования" при ННК-т в среде со скважиной

$$R_2^6 - a_1 R_2^4 + b_1 R_2^2 + c_1 = 0, \quad (9)$$

где $a_1 = R_{от}^2 + 2z^2$,

$$b_1 = z^2 \left[z^2 - 4,41 \frac{G z^*}{\lambda_s l_s} (L_{s0}^2 l_s + L_0^2 \lambda_s) \right],$$

$$c_1 = 4,41 z^4 \left[L_{s0}^2 + \frac{G z^*}{\lambda_s l_s} (L_{s0}^2 l_s + L_0^2 \lambda_s) \right]$$

$R_{от}$ - радиус "зоны исследования" в среде без скважины.

Обозначив $R_2^2 = x$, вместо (9) получим полное кубическое уравнение

$$x^3 - a_1 x^2 + b_1 x + c_1 = 0, \quad (10)$$

которое решается по обычной схеме.

В табл. I приведены результаты расчетов радиуса "зоны исследования" при ННК-н и ННК-т, в песчаниках для различных диаметров скважин и длин зондов.

При расчетах были использованы значения L_{s0} и L_0 из работы [3].

Как видно из таблицы, с увеличением диаметра скважины ра-

Радиус "зоны исследования" (см) нейтрон-нейтронного каротажа для песчаников ($\rho = 2,65 \text{ г/см}^3$, $L_{sc} = 27,5 \text{ см}$, $L_c = 12,4 \text{ см}$) при различных диаметрах сухой необсаженной скважины для некоторых длин зондов (источник нейтронов $\text{Po} + \text{Be}$)

Таблица I

Диаметр скважины, см	По данным [1]			По данным [3]			По данным авторов настоящей работы				
	Длина зонда, см										
	25	50	75	25	50	75	10	15	25	50	75
Данные для ННК-н											
0	57,8	58,1	58,6	56,4	56,4	56,4	57,8	57,8	57,8	57,8	57,8
4	-	-	-	-	-	-	57,8	57,8	57,8	57,8	57,8
8	-	-	-	-	-	-	58,1	58,1	58,1	58,1	58,1
10	-	-	-	-	-	-	58,4	58,4	58,4	58,4	58,4
20	-	-	-	-	-	-	61,0	61,1	61,1	61,2	61,2
30	-	-	-	-	-	-	65,4	65,5	65,5	65,7	65,8
Данные для ННК-т											
0	-	-	-	60,1	61,6	62,8	63,4	63,4	63,4	63,4	63,4
4	-	-	-	-	-	-	63,4	63,4	63,4	63,4	63,4
8	-	-	-	-	-	-	63,7	63,7	63,7	63,7	63,7
10	-	-	-	-	-	-	64,0	64,0	64,0	64,0	64,0
20	-	-	-	-	-	-	66,6	66,6	66,7	66,7	66,8
30	-	-	-	-	-	-	71,3	71,4	71,5	71,7	71,9

диус "зоны исследования" растет, как при НК-н, так и при НК-т.

Одновременно следует заметить, что собственно глубиной НК будет являться разность найденного радиуса "зоны исследования" и радиуса скважины, т.е.

$$\Gamma = R - r. \quad (II)$$

Величина Γ характеризует размеры цилиндрического кольца, заключенного между стенкой скважины и поверхностью "зоны исследования". Зависимость глубины Γ от диаметра скважины при длине зонда 15 см для песчаников приведена на рис. I., из которого видно, что глубина с увеличением диаметра скважины уменьшается.

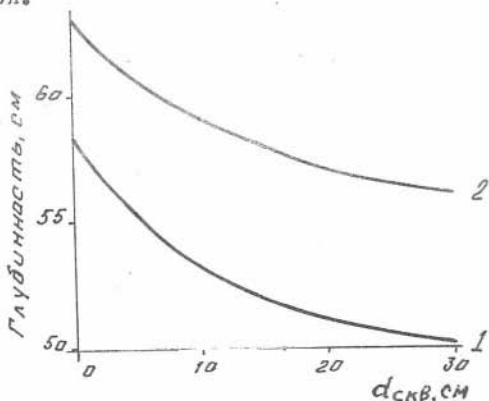


Рис. I Зависимость глубины НК-н (1) и НК-т (2) от диаметра скважины.

ВЫВОДЫ

1. С увеличением диаметра сухой неосаженной скважины радиус "зоны исследования" возрастает.

2. Глубина Γ нейтрон-нейтронного каротажа при увеличении диаметра скважины уменьшается.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кантор С.А. О глубинности исследования горных пород нейтрон-нейтронным каротажем. В сб. Прикладная геофизика, вып. 21, Гостехиздат, 1958.

2. Кантор С.А. О характере влияния диаметра скважины на показания прибора нейтрон-нейтронного каротажа. В сб. Прикладная геофизика, вып. 23. Гостехиздат, 1959.

3. Крапивский Е.И., Сальцевич В.Б. Глубинность нейтрон-нейтронного каротажа. В сб. Вопросы разведочной геофизики, вып. II. "Недра", Л., 1969.

4. Мегреблиан Р., Холмс Д. Теория редакторов. Госатомиздат, 1962.

5. Филиппов Е.М. Прикладная ядерная геофизика. Изд. АН СССР, М., 1962.

6. Behrens D. *Proc. Phys. Soc.*, 1949, v62, A, 607.

Б.Н. Бочкарев, В.Я. Жаворонков, А.В. Маляренко

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ИНСТРУМЕНТАЛЬНОМУ НЕЙТРОННО- -АКТИВАЦИОННОМУ АНАЛИЗУ [ИНАА] ПЛАСТОВЫХ ВОД ЮГО- -ВОСТОКА ЗАПАДНОЙ СИБИРИ

Методом ИНАА измерены на германий-литиевом спектрометре в масштабе 1 кэв × канал⁻¹ гамма-спектры проб пластовых вод, концентратов, сухих остатков илов. Определены содержания следующих элементов (%):

натрий ($7,5 \pm 1 \cdot 10^{-4}$), скандий ($1 \cdot 10^{-5} \pm 7 \cdot 10^{-8}$), железо ($7 \cdot 10^{-1} \pm 5 \cdot 10^{-4}$), кобальт ($8 \cdot 10^{-5} \pm 3 \cdot 10^{-7}$), медь ($1 \cdot 10^{-2}$), галлий ($5 \cdot 10^{-4}$), германий ($1 \cdot 10^{-3} \pm 3 \cdot 10^{-5}$), мышьяк ($9 \cdot 10^{-6}$), селен ($8 \cdot 10^{-3}$), бром ($5 \cdot 10^{-4} \pm 8 \cdot 10^{-7}$), рутений ($1 \cdot 10^{-5}$), иттрий ($1 \cdot 10^{-6} \pm 5 \cdot 10^{-7}$), цирконий ($2 \cdot 10^{-3} \pm 2 \cdot 10^{-4}$), серебро ($3 \cdot 10^{-5}$), сурьма ($6 \cdot 10^{-6} \pm 3 \cdot 10^{-7}$), цезий ($1 \cdot 10^{-5} \pm 1 \cdot 10^{-7}$), барий ($1,5 \pm 3 \cdot 10^{-4}$), лантан ($1 \cdot 10^{-3} \pm 1 \cdot 10^{-7}$), иттербий ($1 \cdot 10^{-2}$), лютеций ($1 \cdot 10^{-3} \pm 2 \cdot 10^{-9}$),

гафний ($5 \cdot 10^{-4} \pm 2 \cdot 10^{-7}$), тантал ($2 \cdot 10^{-6} \pm 1 \cdot 10^{-7}$), иридий ($8 \cdot 10^{-7} \pm 8 \cdot 10^{-9}$), золото ($4 \cdot 10^{-4} \pm 2 \cdot 10^{-8}$).

Микроэлементы в подземных водах в последние годы изучаются как возможные индикаторы месторождений нефти и газа и как указатели путей формирования нефтегазовых залежей. Кроме того, подземные воды, особенно нефтегазоносных районов, рассматриваются как потенциальные источники извлечения редких и рассеянных элементов в промышленных масштабах. Внедрение в практику этих исследований тормозится отсутствием высокочувствительных и точных методов анализа пластовых вод.

В связи с тем, что чувствительность и относительно высокая точность нейтронно-активационного анализа для многих элементов много выше, чем у других методов были исследованы возможности ИНАА пластовых вод на микроэлементы с помощью нейтронной активации и полупроводниковой гамма-спектрометрии.

С этой целью были отобраны образцы пластовых вод в нефтегазоносных районах севера Томской области (табл. I) из глубоких нефтеразведочных скважин. Воды были взяты из перспективных на нефть горизонтов с глубин 2-3 км. По составу это хлоридно-натриевые воды с общей минерализацией 20-40 г/л. По генезису - это седиментационные воды, способствующие сохранению нефтегазовых залежей.

Из отобранных образцов стандартным способом было приготовлено 22 пробы в виде воды (1 шт.), концентратов (6 шт.) сухих остатков (9 шт.) и илов (6 шт.). Пробы были упакованы в кварцевые ампулы и облучены в течение 20 часов потоком $1,8 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²•сек вместе с эталонами золота (10^{-6} г) для мониторингирования нейтронного потока и контроля условий измерений. После переупаковки в неактивные ампулы в среднем через 5 и 25 дней после облучения пробы были измерены на германий-литиевом детекторе объемом 20,5 см³ в сочетании с 4000-канальным анализатором. Разрешение по линии кобальта-60 1333 кэВ составляло менее 3 кэВ. Для защиты от естественного фона датчик был окружен со всех сторон слоем свинца толщиной 100 мм. Геометрия измерения составляла примерно 50%. На каждое измерение затрачивалось от 20 минут до 2 часов в зависимости от наведенной активности образца. Вывод информации производился на цифropечатающее устройство и на самописец.

Таблица I

Номер проб	Площадь	№ скв.	Интеграл	Пласт свита
ЗС-1	Никольская	P-2	2435-2456	Ю-1, Васюганская
ЗС-2	Стрежевская	P-84	2594-2580	Ю-1, Васюганская
ЗС-3	Шудельская	P-2II	2425-2485	P
ЗС-4	Шудельская	P-2II	2408-2423	P
ЗС-5	Шудельская	P-2II	2355-2360	Тюменская
ЗС-10	Ю. Черемшанская	P-340	2383-7- 2458,7	Б-УШ-Х
ЗС-11	Ю. Черемшанская	P-344	2450-2494	Б-Х
ЗС-12	Черемшанская	P-2	1890-1919	А-III
ЗС-13	Оленья	P-127	21220-3124	Б-1
ЗС-14	Озерная	P-73	2620-2628	Ю-1, Васюганская

В результате эксперимента было получено и обработано 43 гамма-спектра. На рис. 1-4 представлены наиболее характерные гамма-спектры концентрата. Расшифровка аппаратурных спектров проводилась вручную с помощью таблиц и атласов гамма-спектров. В пробах было идентифицировано 28 элементов ядерные характеристики которых приведены в табл. 2.

В связи с тем, что на данном этапе исследований не преследовалась цель количественного определения микроэлементов их содержание было определено приближенно с помощью абсолютного метода, который включает в себя систематическую ошибку за счет некоторых неучтенных параметров (эффективность регистрации детектором гамма-квантов различных энергий, неравномерность нейтронного потока и т.д.). Однако, даже в этом случае, результаты измерений дают представление о распределении микроэлементов в различных образцах и позволяют их сравнивать между собой. В табл. 3 представлены результаты анализа проб в процентах. Буквенные индексы у шифра пробы обозначают: а - сухой остаток; б - ил; в - вода; без индекса - концентрат.

Таблица 2

Элемент	Изотоп	Распростр., %	Продукт реакции	Период полураспада	Сечение активации, барн	Энергия гамма-квантов, кэВ
Na	Na ²³	100	Na ²⁴	15,054	0,534	2750--1370(100)
Sc	Sc ⁴⁵	100	Sc ⁴⁶	83,9	22,3	888(100), 1119(100)
Mn	Mn ⁵⁵	100	Mn ⁵⁴	313,54	0,94	835(100)
Fe	Fe ⁵⁸	0,31	Fe ⁵⁹	46,5	1,01	1290(44), 1100(50)
Co	Co ⁵⁹	100	Co ⁶⁰	5,26	20	1333--1172(100)
Cu	Cu ⁶³	69,09	Cu ⁶⁴	12,88	4,5	1348(0,53)
Ga	Ga ⁷¹	39,6	Ga ⁷²	14,12	4,5,0	840(96,7), 630(21,4)
As	As ⁷⁵	100	As ⁷⁶	26,8	4,5,4	560(38),
Ge	Ge ⁷⁶	7,76	Ge ⁷⁷	11,3	4,50	215, 265
Br	Br ⁸¹	49,46	Br ⁸²	35,34	4,3,3	1480(19), 1320(31), 1040(30), 830(24), 780(80), 700(24), 617(42), 554(67)
Se	Se ⁷⁴	0,87	Se ⁷⁵	120,4	26	401(12,5), 280(23), 265(55,9), 136(53,6), 121(15,1)
Rb	Rb ⁸⁵	27,85	Rb ⁸⁶	18,66	0,91	1079(8,8)
Y	Y ⁸⁹	100	Y ⁹⁰	64,3	1,26	1700(0,2)
Zr	Zr ⁹⁴	17,4	Zr ⁹⁵	65,2	0,36	757(43), 724(55)
Ag	Ag ¹⁰⁹	48,65	Ag ^{110m}	253	3,2	660(100), 880(80)
Cd	Cd ¹¹⁴	28,93	Cd ^{115m}	43	0,14	485, 934, 1290
Sb	Sb ¹²¹	57,25	Sb ¹²²	2,75	6,8	570(68,5), 511--1260,
	Sb ¹²³	42,75	Sb ¹²⁴	60,1	2,5	602--2088, 602(98,6)
Sn	Sn ¹²⁴	5,94	Sn ^{125m}	9,7	0,2	230, 1970
Te	Te ¹³⁰	34,27	Te ^{131m}	1,2	48.10 ⁻³	182(22), 100--1630
Cs	Cs ¹³³	100	Cs ¹³⁴	2,05	30	796(80), 605(95), 475--1370
Ba	Ba ¹³⁰	0,101	Ba ¹³¹	11,52	10	620(8,4), 372(25,4), 214(38), 122(25,4), 122--1032
La	La ¹³⁹	99,91	La ¹⁴⁰	40,27	8,2	1597(95), 815(18,6), 491(40), 323(20)
Yb	Yb ¹⁶⁸	0,135	Yb ¹⁶⁹	30,6	11000	21--309
Lu	Lu ¹⁷⁶	2,6	Lu ¹⁷⁷	6,8	4000	208(7), 71--321
Hf	Hf ¹⁷⁴	0,18	Hf ¹⁷⁵	70	390	343(75,5), 90--433
	Hf ¹⁸⁰	35,24	Hf ¹⁸¹	42,4	10	482(85,5), 345(13,7), 133(41,6)
Ta	Ta ¹⁸¹	99,99	Ta ¹⁸²	115,1	19	100(56), 1120(33), 1220(28), 1190(15)
Ir	Ir ¹⁹¹	37,3	Ir ¹⁹²	74,4	700	316(83,3), 468(47,5), 206--1060
Au	Au ¹⁹⁷	100	Au ¹⁹⁸	2,7	96	412(99)

Таблица 3

	Na	Sc	Fe	Co	Ga	Ge	As	Br	Rb	Y	Zr	Ag	Sb	Cs	Ba	La	Yb	Lu	Hf	Ta	Ir	Au
242	$2 \cdot 10^{-1}$	$7 \cdot 10^{-9}$						$2 \cdot 10^{-6}$					$6 \cdot 10^{-6}$		$1,5$		$1 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-5}$			
242	7,5	$1 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-5}$				$3 \cdot 10^{-5}$			$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-2}$		$1 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-4}$		$2 \cdot 10^{-7}$	
242-2a	$1 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-7}$				$9 \cdot 10^{-5}$					$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-2}$			$8 \cdot 10^{-4}$			$8 \cdot 10^{-7}$	
242-2b	$4 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-6}$				$2 \cdot 10^{-5}$		$1 \cdot 10^{-6}$			$5 \cdot 10^{-6}$		$7 \cdot 10^{-1}$			$1 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-5}$		$4 \cdot 10^{-8}$	
242-I	1,6		$1,3 \cdot 10^{-2}$					$5 \cdot 10^{-5}$							$9 \cdot 10^{-2}$			$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$			
3C-Ib	2,1	$1 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-6}$		$3 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-4}$		$1 \cdot 10^{-6}$			$2 \cdot 10^{-6}$		$8 \cdot 10^{-2}$			$1 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-6}$			
3C-3	1,5					$1 \cdot 10^{-3}$		$8 \cdot 10^{-6}$					$2 \cdot 10^{-6}$		$8 \cdot 10^{-3}$			$1 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$			$1 \cdot 10^{-5}$
3C-3a	6,0	$4 \cdot 10^{-8}$						$6 \cdot 10^{-5}$						$3 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-3}$			$9 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$		$1 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-4}$
3C-3b	4,0	$1 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$					$2 \cdot 10^{-4}$		$5 \cdot 10^{-7}$			$4 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-5}$		$7 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$		$2 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-4}$
3C-4	$6 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-6}$				$2 \cdot 10^{-5}$					$2 \cdot 10^{-6}$		$2 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-6}$		$3 \cdot 10^{-6}$				
3C-4a	2,2				$5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$		$8 \cdot 10^{-6}$					$6 \cdot 10^{-7}$					$7 \cdot 10^{-6}$			$3 \cdot 10^{-8}$	
3C-4b	6,6	$1 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-5}$				$2 \cdot 10^{-5}$					$3 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$		$1 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
3C-5	1,0	$1 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-5}$				$5 \cdot 10^{-6}$						$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$			$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$			
3C-5a	5,8							$8 \cdot 10^{-7}$								$1 \cdot 10^{-7}$		$5 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$		
3C-5b	$4 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-5}$				$5 \cdot 10^{-6}$					$5 \cdot 10^{-6}$		$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-3}$		$1 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$		$2 \cdot 10^{-7}$	
3C-10a	3,5	$4 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-4}$					$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$		$2 \cdot 10^{-4}$		$6 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-4}$			$1 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-8}$	
3C-11a	4,0	$1 \cdot 10^{-8}$				$3 \cdot 10^{-4}$		$2 \cdot 10^{-5}$			$2 \cdot 10^{-4}$		$5 \cdot 10^{-7}$		$1 \cdot 10^{-3}$			$1 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$		$8 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-7}$
3C-12a	7,0	$2 \cdot 10^{-4}$						$3 \cdot 10^{-5}$					$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-4}$			$4 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-7}$		$8 \cdot 10^{-9}$	
3C-13a	6,0							$1 \cdot 10^{-5}$														
3C-14	$1,6 \cdot 10^{-1}$							$8 \cdot 10^{-6}$							$2 \cdot 10^{-3}$			$2 \cdot 10^{-6}$				
3C-14a	2,0	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-7}$				$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$				$6 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-4}$			$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-7}$		$8 \cdot 10^{-9}$	
3C-14b	5,0	$6 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$					$5 \cdot 10^{-6}$					$3 \cdot 10^{-6}$		$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-5}$		$2 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-4}$		$7 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$

Чаще всего в пробах встречаются натрий, скандий, железо, кобальт, бром, сурьма, цезий, барий, лютеций, гафний и иридий, реже - иттрий, серебро, лантан, тантал, галлий и золото. В пробе ЭС-2в определена медь ($1 \cdot 10^{-2}\%$), а в пробе ЭС-5 определен селен ($8 \cdot 10^{-3}\%$).

Из таблицы видно, что каждый из микроэлементов от пробы к пробе количественно варьирует на несколько порядков.

В заключение можно отметить, что с применением эталонов и оптимизацией временных параметров при проведении анализа будет повышена точность и расширен круг определяемых элементов.

Проведенные исследования позволяют надеяться, что метод может найти применение при геохимических исследованиях пластовых вод.

Пользуясь случаем, авторы благодарят профессора Е.М. Филиппова за интерес и внимание к работе и кандидата химических наук Э.Н. Гильберта за полезные обсуждения отдельных положений статьи.

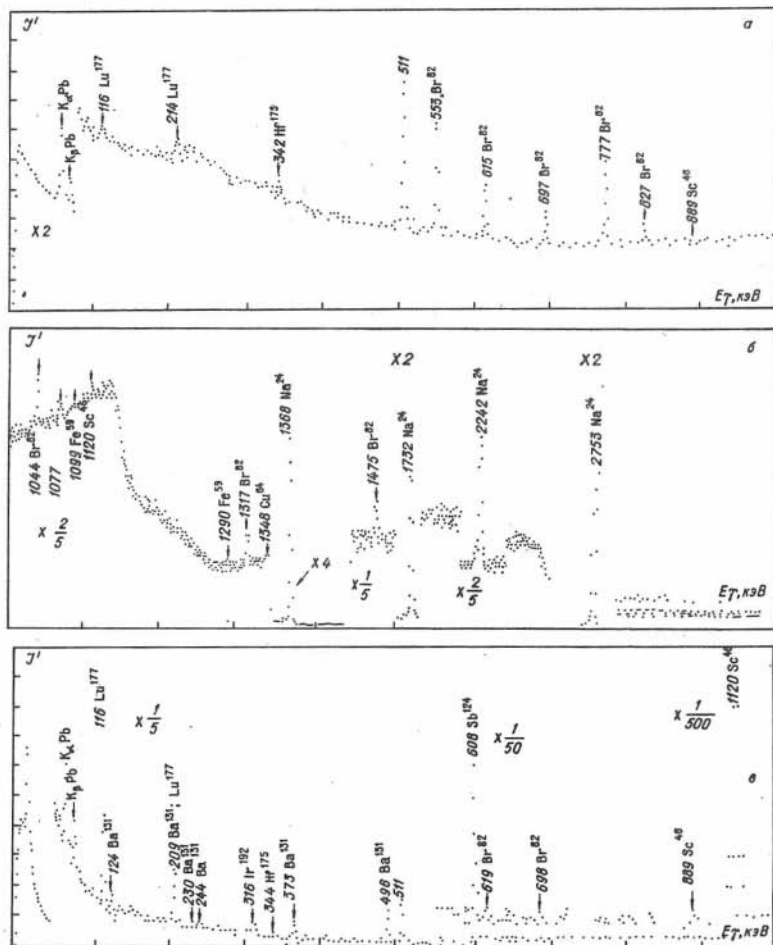


Рис. 1. Гамма-спектры пробы 3С-2в (вода), измеренные через 5 дней после облучения в диапазоне энергий: а - 30±1000 кэВ; б - 1000±3000 кэВ (масштаб по оси абсцисс кусочно-линейен); в - измеренные через 25 дней после облучения в диапазоне 30±1000 кэВ.

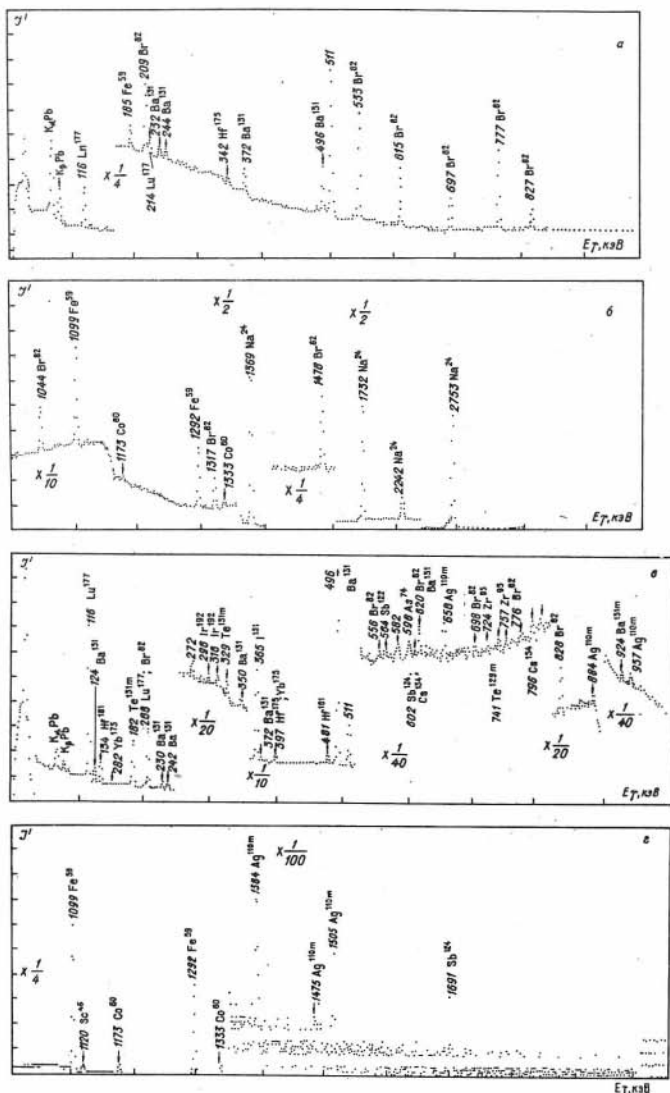


Рис. 2 Гамма-спектры пробы 3С-2 (концентрат), измеренные через 6 дней после облучения в диапазоне энергий: а - 30+1000 кэВ; б - 1000+3000 кэВ (масштаб по оси абсцисс кусочно-линейен); в - измеренные через 25 дней после облучения, диапазон 30 + 1000 кэВ; г - то же в диапазоне 1000+2000 кэВ.

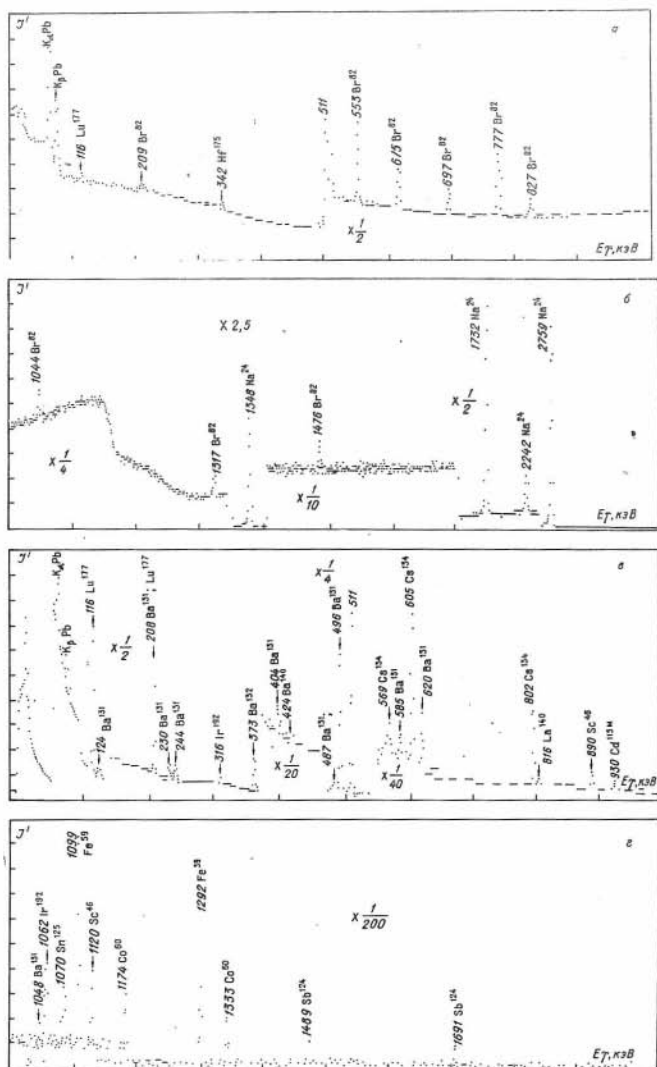


Рис. 3 Гамма-спектры пробы ЗС-2а (сухой остаток), измеренные через 6 дней после облучения в диапазоне энергий: а - 30 ÷ 1000 кэВ; б - 1000÷3000 кэВ (масштаб по оси абсцисс кусочно-линейен); в - измерение через 24 дня после облучения в диапазоне энергий 30÷1000 кэВ; г - то же в диапазоне энергий 1000÷2000 кэВ.

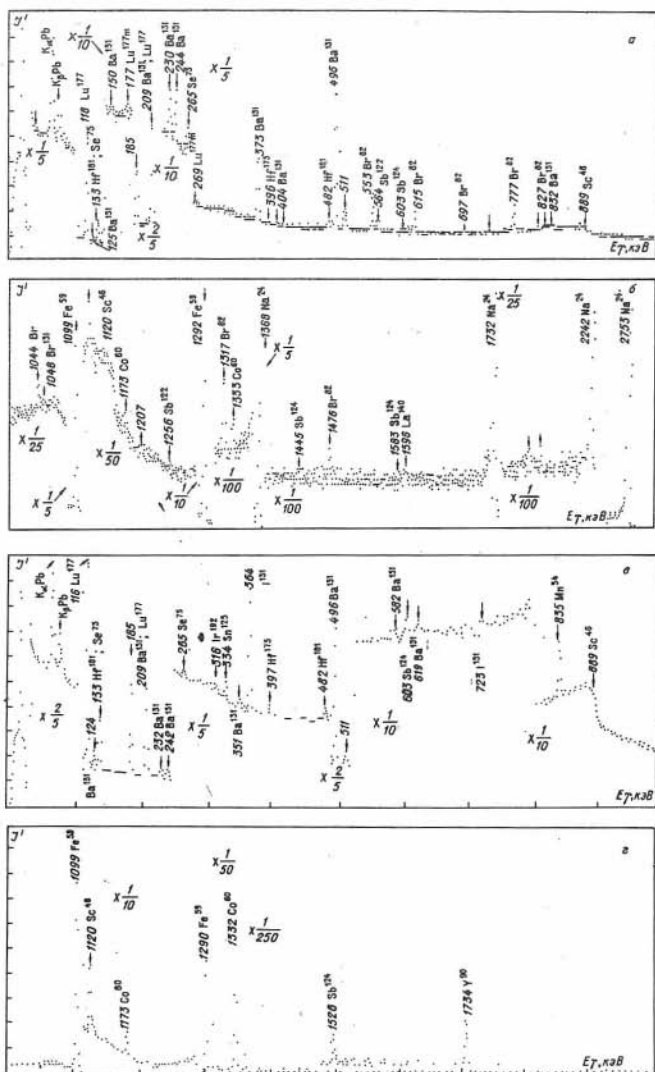


Рис. 4 Гамма-спектры пробы 3С-2б (ил), измеренные через 6,7 дня, диапазон энергий: а - 50 ± 1000 кэВ; б - 1000 ± 3000 кэВ (масштаб по оси абсцисс кусочно-линейен); в - измеренные через 27,6 дня, диапазон энергий: 30 ± 1000 кэВ, г- то же в диапазоне энергий 1000 ± 2000 кэВ.

СОДЕРЖАНИЕ

стр.

Е.М. Филиппов. К вопросу о классификации и состоянии методов ядерной геофизики. 3

Б.С. Вахтин, В.С. Иванов, А.В. Новоселов. Возможности применения радиационно-резонансных детекторов нейтронов при исследовании скважин. 14

Б.С. Вахтин, В.С. Иванов, А.В. Новоселов, Е.М. Филиппов. Определение бора в скважинах по ННК-р с помощью каротажного радиометра ПРКС-2. 26

Б.С. Вахтин, В.С. Иванов, В.И. Семенов, Е.М. Филиппов. К вопросу о количественной интерпретации данных ННК-р с использованием ЭМ. 35

Б.С. Вахтин, В.С. Иванов, В.И. Семенов. Интенсиметрические и спектрометрические исследования борсодержащих пород в скважинах. 45

А.В. Новоселов, Е.М. Филиппов. Исследование пространственно-энергетического распределения нейтронов от точечного источника на плоской поверхности борсодержащей породы. 56

Б.С. Вахтин, В.С. Иванов, Е.М. Филиппов, М.П. Ярин. Применение радиационно-резонансного детектора в приставном нейтронном датчике. 72

А.В. Новоселов, Е.М. Филиппов, Б.С. Вахтин. Расчет распределения потока нейтронов применительно к проектированию нейтронно-резонансных установок. 81

В.Н. Балашев, В.С. Иванов, В.И. Семенов, Е.И. Тетерин. О возможности количественной интерпретации результатов ядерно-геофизических методов на одном полиметаллическом месторождении по наличию корреляционной связи между элементами. 96

Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук, Е.М. Филиппов. О возможности определения азота в моделях нефтяных пластов по гамма-излучению радиационного захвата нейтронов. 105

- Г.М. Казакевич, В.С. Пархоменко, В.А. Пономарчук.
О возможности использования космического излучения для калибровки детекторов с неорганическими кристаллами. 114
- Г.Б. Варварин, Е.М. Филиппов, Изучение характеристик плотномеров для рудных и угольных скважин. 121
- Г.Б. Варварин, Г.А. Кузнецов, Е.М. Филиппов. Исследование свойств кольцеобразных коллиматоров, использующихся в приборах ГГК. 137
- О.Н. Брежнев, Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук, Е.М. Филиппов, Ю.И. Нечипоренко. Трехсантиметровый микротрон с энергией 4 МэВ для геофизических исследований. 159
- Г.М. Казакевич, В.С. Пархоменко, В.А. Пономарчук. Модуляторы для малогабаритного микротрона. 168
- Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук. Простой стенд для настройки резонаторов трехсантиметровых микротронов. 178
- В.М. Горчуков, В.С. Григорьев, Г.М. Казакевич, Я.Я. Медиков, В.А. Пономарчук. Радиационные характеристики малогабаритного 3-х сантиметрового микротрона. 183
- Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук. Функциональные радиоэлектронные блоки для фотонейтронного анализа элементов на микротроне. 190
- Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук, Е.М. Филиппов. О выборе детекторов для измерений низких концентраций бериллия. 202
- Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук, Е.М. Филиппов. Методика определения бериллия на микротроне. 207
- Г.М. Казакевич, В.А. Пономарчук, Е.М. Филиппов. О пороговой чувствительности низкофоновых нейтронных установок. 217
- Х.Н. Фатхутдинов, Р.Л. Урманов. О количественных показателях избирательности ядерно-физических методов. 223
- Х.Н. Фатхутдинов, Р.Л. Урманов, М.М. Рускин. Методика

спаренных поглощающих фильтров при экспресс-анализе элементов со средними атомными номерами в концентратах по обратному рассеянию бета-излучения. 228

Х.Н. Фатхутдинов, Р.Л. Урманов. О влиянии диаметра скважины на глубинность нейтрон-нейтронного каротажа. 233

Б.Н. Бочкарев, В.Я. Жаворонков, А.В. Моляренко. Предварительные данные по инструментальному нейтронно-активационному анализу пластовых вод юго-востока Западной Сибири. 238

Технический редактор *Л. А. Панина*

Подписано к печати 25. VII. 1973 г. МН 08392
Бумага 60x84/16. Печ. л. 15,75. Уч.-изд. л. 15,00.
Тираж 500. Заказ 269. Цена 1 руб.

Институт геологии и геофизики СО АН СССР
Новосибирск, 90. Ротапринт.