

A decorative border in blue ink surrounds the text. At the top center is a five-pointed star. Below it, a banner contains the text of the All-Union Society. The border is filled with various symbols: a globe, a microscope, an open book, a stack of books, a cityscape with skyscrapers, a telescope, and a small globe on a stand. The bottom of the border features a stylized floral and leaf pattern.

ВСЕСОЮЗНОЕ ОБЩЕСТВО  
ПО РАСПРОСТРАНЕНИЮ  
ПОЛИТИЧЕСКИХ И НАУЧНЫХ  
ЗНАНИЙ

Доктор физико-математических наук  
В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ

# Ядерные реакции и методы их осуществления

Серия III  
№ 47

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗНАНИЕ»

Москва — 1955

ВСЕСОЮЗНОЕ ОБЩЕСТВО  
ПО РАСПРОСТРАНЕНИЮ ПОЛИТИЧЕСКИХ И НАУЧНЫХ ЗНАНИЙ

---

Доктор физико-математических наук  
В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ

# Ядерные реакции и методы их осуществления

Стенограмма публичной лекции,  
прочитанной в Центральном  
лектории Общества в Москве

---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗНАНИЕ»

Москва



1955

## СОДЕРЖАНИЕ

	<i>Стр.</i>
Как наблюдают продукты ядерных реакций . . . . .	4
Первые важнейшие работы по ядерным реакциям . . . . .	12
Кулоновский потенциальный барьер. Сечение ядерных реакций	17
Ускорители — источники быстрых ядерных частиц . . . . .	20
Ядерные реакции, вызываемые нейтронами . . . . .	34
Общее значение исследования ядерных реакций . . . . .	37
Литература . . . . .	40

### К ЧИТАТЕЛЯМ

Издательство «Знание» Всесоюзного общества по распространению политических и научных знаний просит присылать отзывы об этой брошюре по адресу. Москва, Новая площадь, д. 3/4.

Автор

**Виталий Иосифович Гольданский.**

Редактор **С. Е. Кипнис.**

Техн редактор **Г. В. Фурман.**

A06479 Подписано к печ. 29/XI 1955 г. Тираж 89 600 экз. Изд № 159.  
Бумага 60×92<sup>1</sup>/<sub>16</sub>—1,25 бум. л. = 2,5 п. л. Уч. изд. 2,34 л. Заказ № 5706.

Типография изд-ва «Московская правда», Потаповский пер., д. 3.

С незапамятных времен люди начали использовать для разнообразных целей химические реакции. Искусственное осуществление химических реакций началось с первого костра в пещере первобытного человека. Добывание металлов из руд, дубление шкур животных, приготовление различных красок—все это было связано с искусственными химическими реакциями, проводившимися еще бессознательно, за тысячи лет до того, как стало ясным истинное содержание этих реакций—изменение состава и строения молекул, переходы атомов химических элементов из одних молекул в другие.

История открытия, исследования и применения ядерных реакций сложилась совершенно по-иному. Хотя и здесь далеко не все было ясно не только пионерам новой области современной физики, но и нынешним исследователям, хотя и ядерные реакции принесли ученым немало неожиданностей, но с первых шагов исследования этих реакций было очевидно, что сущность их состоит в изменении состава и строения атомных ядер под действием бомбардирующих ядерных частиц.

В этой лекции о ядерных реакциях и методах их осуществления мы не сможем, к сожалению, рассказать о всей увлекательной и подчас запутанной истории изучения ядерных реакций. Понадобилось бы слишком много времени, чтобы объяснить, как расширение круга исследований приводило порой к необходимости пересмотра важных исходных представлений, как вырабатывались новые представления и как для их проверки и развития предпринимались дальнейшие опыты. Об одной только истории открытия нейтрона или деления ядер можно было бы рассказать длинные и интересные повести. Но мы ограничены временем и поэтому не будем придерживаться хронологической канвы. В связи с этим, говоря о результатах ранних работ, будем исходить не из тогдашних (протонно-электронных), а из нынешних (протонно-нейтронных) представлений о строении ядер.

Говоря о сущности ядерных реакций, мы подчеркнули, что они происходят под действием бомбардирующих ядерных частиц. Это определение несколько сужает круг ядерных реакций по сравнению с химическими реакциями. Известно, что под химическими реакциями, наряду с происходящими при столк-

новении двух (бимолекулярные реакции) или более молекул, понимаются и так называемые мономолекулярные реакции, т. е. самопроизвольные превращения молекул какого-то одного сорта.

Ядерными реакциями называют лишь «бядерные» реакции и не включают в их число «моноядерные» реакции, т. е. радиоактивные самопроизвольные превращения неустойчивых, возбужденных ядер.

Изучение радиоактивных превращений, опыты по определению точных значений масс различных ядер и сопоставление массы и энергии на основании соотношения Эйнштейна ( $E = mc^2$ ) — все это привело к выводу об огромных запасах энергии, таящейся в атомных ядрах, о том, что силы, связывающие ядерные частицы, в миллионы раз больше сил, связывающих атомы в молекулах.

Естественно поэтому, что для проведения ядерных реакций потребовались несравненно более сильнодействующие средства, чем в случае химических реакций.

Впервые такие средства предоставил ученым радиоактивный распад, который дал «атомную артиллерию», снаряды для бомбардировки ядер в виде  $\alpha$ -частиц с энергиями в несколько миллионов электронвольт (*Мэв*)<sup>1</sup>. С помощью этих снарядов в 1919 году и была осуществлена человеком первая ядерная реакция. Честь этого открытия выпала на долю английского ученого Эрнеста Резерфорда — того человека, который восемью годами ранее открыл само существование атомных ядер.

### Как наблюдают продукты ядерных реакций

Прежде чем говорить об опыте Резерфорда и о дальнейших исследованиях ядерных реакций, нужно, хотя бы в общих чертах, остановиться на способах наблюдения отдельных частиц и ядерных превращений. Без этих способов было бы невозможно сделать большинство выводов, составляющих ныне основу ядерной физики.

В настоящее время существует очень много различных методов, позволяющих зарегистрировать отдельные частицы и даже получить сведения о массе, заряде и энергии этих частиц. В основе большинства этих методов лежит взаимодействие заряженных ядерных частиц с электронными оболочками атомов среды. При таком взаимодействии электроны или вырываются из атомов (ионизация) или перебрасываются с одних электронных оболочек на другие (электронное возбуждение атомов и молекул).

---

<sup>1</sup> 1 *Мэв* — энергия, которую приобретает частица с единичным зарядом, пройдя поле с ускоряющей разностью потенциалов в миллион вольт.

На ионизации заряженными ядерными частицами газов основано использование счетчиков Гейгера. Такие счетчики обычно изготавливаются в виде металлической цилиндрической трубки, по оси которой натягивается тонкая металлическая нить. Концы нити выводятся из трубки через изолятор, так что между нитью и корпусом счетчика нет контакта. Трубки откачиваются и заполняются обычно смесью аргона с кислородом до давления около 0,1 *ата*. На корпус трубки подается отрицательное напряжение около 1000 в; нить заземляется через большое сопротивление. Когда сквозь счетчик пролетает частица, ионизирующая газ, происходит разряд между нитью и корпусом, в цепи «батарея—корпус—нить—земля» проходит импульс тока, регистрируемый (при помощи специальной усилительной схемы и механического счетчика) вследствие сильного падения напряжения на сопротивлении между нитью и землей в момент прохождения тока.

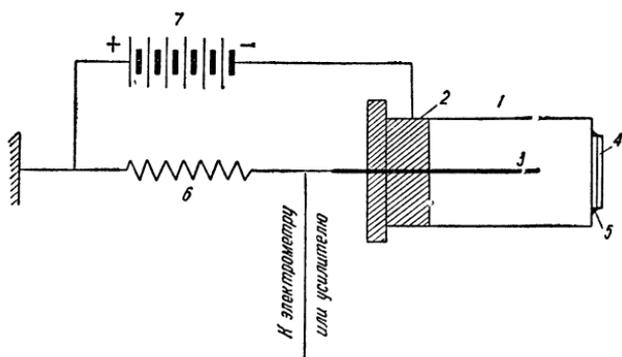


Рис. 1. Схема счетчика Гейгера: 1 — корпус; 2 — изолятор; 3 — металлическое острие; 4 — слюдяное окошко; 5 — вакуумное уплотнение; 6 — сопротивление между острием и землей; 7 — батарея высокого напряжения.

Счетчики Гейгера разных типов применяются для счета  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -лучей. Альфа-счетчики изготавливаются с очень тонкими окошками порядка нескольких микронов (*мк*), ибо  $\alpha$ -частицы полностью задерживаются уже сравнительно тонкими экранами. Счетчик такого типа (так называемый торцевой), в котором нить заменена острием, изображен на рис. 1. Излучение проходит в счетчик с торца через тонкое слюдяное окошко. Бета-счетчики делают со стенками или окошками толщиной до 100—200 *мк*. В гамма-счетчиках (обычно не торцевых, а с нитью) стенки делают совсем толстыми—до 1 *мм*. При этом уже не только  $\alpha$ -, но и  $\beta$ -частицы не могут попасть внутрь счетчика, а  $\gamma$ -лучи, наоборот, регистрируются более эффективно, потому что, чем толще стенка счетчика, тем больше элект-

ронов выбивается из стенки  $\gamma$ -лучами и попадает внутрь счетчика.

Механизм работы счетчиков, в которых заряженная ядерная частица вызывает газовый разряд, может существенно различаться, в зависимости от приложенного напряжения, давления газа в счетчике, его геометрической формы и других условий. Счетчики Гейгера принадлежат к числу так называемых счетчиков с самостоятельным разрядом, в которых величина разрядного тока не зависит от ионизационной способности регистрируемой частицы. Эти счетчики регистрируют поэтому в равной степени все заряженные частицы, независимо от их вида и энергии. В области более низких напряжений, пока еще нет пробоя разрядного промежутка, величина импульса, вызванного пролетевшей через счетчик частицей, зависит от ионизации, создаваемой этой частицей, т. е. от ее энергии. На такой зависимости основано использование так называемых пропорциональных газовых счетчиков, позволяющих не только отметить момент пролета частицы, но и определить ее энергию.

Многие молекулы после производимого ядерными частицами электронного возбуждения испускают свет—люминесцируют. Еще на заре существования ядерной физики был создан основанный на этом свойстве прибор — спинтарископ, в котором простым глазом наблюдались световые вспышки (сцинтилляции), возникавшие на экране из сернистого цинка при попадании туда отдельных  $\alpha$ -частиц. В последние годы сцинтилляционные счетчики ядерных частиц вновь получили широчайшее распространение, но уже на гораздо более высоком экспериментальном уровне. В качестве светящихся веществ—люминофоров—теперь используется большое число неорганических (ZnS, NaJ, CsJ и др.) и органических (стильбен, антрацен и др.) кристаллов, а также многие жидкие растворы органических веществ. Вспышки света, сопровождающие попадание ядерных частиц в эти вещества, регистрируются с помощью фотоэлектронных умножителей и специальных радиотехнических схем. Основным преимуществом сцинтилляционных счетчиков над всеми применявшимися ранее является возможность получения очень коротких импульсов, исчисляющихся в новейших установках миллиардными долями секунды. Благодаря этому удается с помощью так называемых схем совпадений устанавливать с высокой точностью время жизни неустойчивых, возбужденных состояний атомных ядер, регистрировать одновременное появление различных продуктов ядерных реакций и решать многие другие важные задачи.

В самое последнее время советский физик Е. К. Завойский разработал интересный метод «люминесцентной камеры», позволяющий проследить с помощью электроннооптических преобразователей даже путь ядерных частиц в сцинтиллирующих

кристаллах, вдоль которого происходит испускание света возбужденными молекулами.

К числу достижений последних лет относится также применение так называемых черенковских счетчиков заряженных ядерных частиц высокой энергии. Около двадцати лет назад советский физик П. А. Черенков открыл, что заряженные частицы, движущиеся в веществе со скоростью, превышающей скорость света в этом веществе (равную  $\frac{c}{n}$ , где  $c=3 \cdot 10^{10}$  см/сек — скорость света в вакууме, а  $n$  — показатель преломления), испускают своеобразное свечение, направленное под определенным зависящим от скорости частиц углом к линии их движения. Регистрация этого свечения в черенковских счетчиках позволяет, следовательно, определить скорость частиц и выделить частицы с большими скоростями на фоне более медленных.

Помимо различных счетчиков для наблюдения ядерных частиц также чрезвычайно широко применяются камера Вильсона и толстослойные фотоэмульсии.

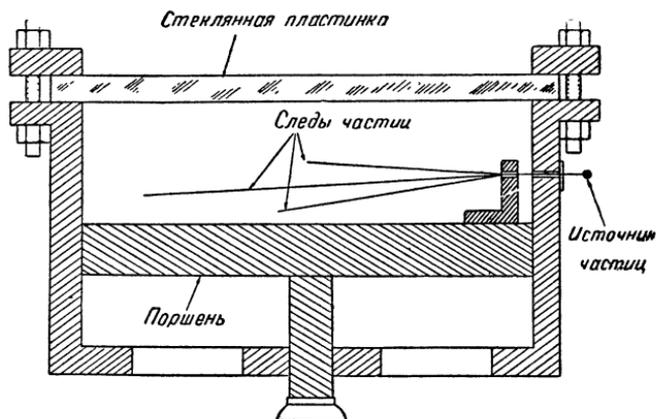


Рис. 2. Схема камеры Вильсона.

Давно было известно, что если создать в каком-то объеме пересыщенный пар, например, быстрым понижением температуры, то конденсация пара в туман, т. е. образование мелких капелек жидкости, происходит не сразу во всем объеме, а лишь на центрах конденсации. Такими центрами могут служить, например, мельчайшие пылинки. Оказалось, что носители электрического заряда—ионы—тоже могут быть центрами конденсации. На этом явлении и основано устройство камеры Вильсона, схема которой изображена на рис. 2.

Боковыми стенками камеры служит цилиндр, верхней крышкой — стеклянный диск, дном —двигающийся поршень. Камера наполняется воздухом или другим газом, насыщенным парами

воды или смесью паров воды и спирта. Наблюдаемые частицы попадают в камеру через специальное окошко или испускаются источником, помещаемым внутри камеры. Перед наблюдением давление газа повышается и поршень поднимается в верхнее положение. Затем давление газа под поршнем резко уменьшается, вследствие чего поршень быстро опускается, происходит расширение газа в объеме камеры, а связанное с этим охлаждение вызывает образование пересыщенного пара. Пролетая в объеме камеры, заряженные ядерные частицы образуют

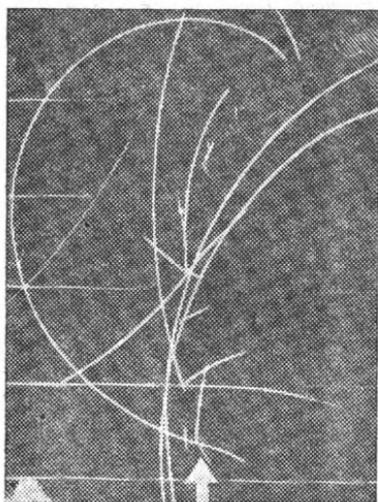


Рис. 3. Снимок ядерных расщеплений, производимых в камере Вильсона нейтронами высокой энергии.

На рис. 3 изображен снимок ядерных расщеплений, вызываемых в камере Вильсона нейтронами с энергией 90 Мэв. Направление пучка нейтронов (которые не оставляют на своем пути видимого следа, ибо не обладают электрическим зарядом) показано стрелкой внизу. На снимке видно несколько расщеплений, в которых образуется по три-четыре заряженных частицы. Камера Вильсона была помещена в магнитное поле, направленное на читателя. Поэтому все следы движущихся снизу вверх положительно заряженных частиц — продуктов ядерных расщеплений (например, протонов и  $\alpha$ -частиц) — отклоняются вправо.

При всех своих преимуществах камера Вильсона обладает, однако, одним существенным недостатком — малым коэффициентом полезного действия. В самом деле, регистрация частиц в камере Вильсона может происходить лишь в стадии быстрого расширения газа, занимающей весьма малую долю от общей

на всем своем пути ионы заполняющего камеру газа. Эти ионы служат центрами конденсации, и весь след летящей частицы виден простым глазом через верхнюю крышку, как полоска тумана. Следы частиц можно не только рассматривать, но и фотографировать.

В камере Вильсона можно не только видеть следы отдельных частиц, но и определить, какой именно частице принадлежит данный след. Особенно богатую возможность для исследования ядерных частиц дал метод помещения камеры Вильсона в магнитное поле. Этот метод позволяет точно определить знак заряда и энергию частиц по величине искривления следов, наблюдаемых в камере под действием магнитного поля.

длительности цикла работы камеры от одного расширения до другого. Таким образом, большая часть времени пропадает для измерений. Поэтому весьма важным усовершенствованием камеры Вильсона явилось создание так называемых диффузионных камер—камер непрерывного действия. В диффузионных камерах создается перепад температуры и происходит непрерывная диффузия пара от нагретой крышки к охлаждаемому дну. В результате диффундирующий пар все время является пересыщенным, и пролет заряженной ядерной частицы в любой момент вызывает образование туманной полоски.

Совсем недавно Д. Глязером в США было осуществлено на опыте создание «пузырьковой камеры». Если в камере Вильсона прохождение ионизирующей частицы вызывает образование капель жидкости, то в пузырьковой камере ионизирующие частицы создают центры образования пузырьков пара в чистой жидкости, которая оказывается при резком уменьшении давления перегретой. В первых камерах такой жидкостью служил метиловый эфир  $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ . Затем появились камеры, где пузырьки образуются в жидком водороде. Такие камеры представляют особый интерес и, несомненно, найдут еще широкое применение. В самом деле, в составе газов и паров, наполняющих любые другие камеры, имеются разнообразные ядра, и часто бывает трудно отнести наблюдаемое ядерное взаимодействие к какому-то определенному ядру. Между тем в пузырьковой камере с жидким водородом можно в чистом виде наблюдать ядерное взаимодействие различных частиц с протоном.

Перейдем теперь к описанию способа, основанного на применении фотопластинок с толстослойными фотоэмульсиями.

Как известно, светочувствительным слоем фотопластинок служит тонкая желатиновая пленка, в которую введены эмульсионные зерна — микрочастицы бромистого серебра  $\text{AgBr}$ . Под действием света эмульсионные зерна бромистого серебра приобретают способность к быстрому восстановлению в металлическое серебро и образуют скрытое изображение. Чтобы превратить скрытое изображение в видимое, т. е. провести восстановление  $\text{AgBr}$  до  $\text{Ag}$ , используются так называемые проявители. В результате проявления получается негативное изображение, на котором места, подвергшиеся наиболее сильному действию света, оказываются наиболее темными, ибо на этих местах наибольшее число зерен  $\text{AgBr}$  восстанавливается до металлического серебра. В обычной фотографии поэтому после удаления с негатива при помощи, например, гипосульфита натрия остатков бромистого серебра (фиксирование негатива) производят получение с негатива на фотобумаге вторичных—позитивных изображений.

Процесс возникновения скрытого изображения обусловлен взаимодействием света с кристаллами  $\text{AgBr}$ , при котором происходит ионизация этих кристаллов. Такая ионизация может

быть вызвана не только действием света, но и действием заряженных ядерных частиц, например протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц, электронов. Поэтому зерна AgBr в фотоэмульсии вдоль траектории заряженных частиц приобретают, как и при освещении, способность к быстрому восстановлению. В результате при проявлении фотопластины путь заряженной частицы становится видимым—наблюдается черный трек (след) частицы в фотоэмульсии на светлом фоне. При этом негативное изображение является наиболее наглядным и нет надобности получать вторичное изображение.

Чем больше ионизирующее действие заряженных частиц, тем сильнее идет процесс получения скрытого изображения. Поэтому сильно ионизирующие частицы оставляют в фотоэмульсиях более жирные и более темные следы с большой плотностью восстанавливаемых при проявлении зерен. Частицы же, производящие слабую ионизацию, оставляют менее плотные и более светлые следы в фотоэмульсиях. Поскольку удельная ионизация (т. е. число пар отрицательных и положительных ионов, создаваемых частицей на единицу длины пути) возрастает пропорционально квадрату заряда и убывает пропорционально квадрату скорости частицы, то по виду следа в фотоэмульсии можно судить о характере или энергии прошедших через эмульсию частиц. Зная род частиц, можно определить их энергию, или, зная энергию частиц, определить их род. Если же, кроме удельной ионизации, известен и пробег частицы в эмульсии, т. е. полная длина следа, то можно определить и вид и энергию исследуемых частиц.

Однако для получения столь подробных сведений об исследуемых частицах нужно, чтобы следы частиц укладывались в фотоэмульсии или целиком (что дает пробег) или хотя бы в значительной части (что дает удельную ионизацию). Между тем в обычных фотопластинках толщина светочувствительного слоя составляет всего около 10—20  $\mu\text{к}$ , что слишком мало для исследования следов заряженных частиц. Поэтому метод фоторегистрации заряженных частиц стал широко применяться в ядерной физике лишь после того, как Л. В. Мысовским в СССР были предложены и разработаны способы получения фотоэмульсий толщиной свыше 100  $\mu\text{к}$  и методы работы с ними. Метод Мысовского, позднее усовершенствованный А. П. Ждановым в Советском Союзе и С. Поуэллом в Англии, получил широчайшее распространение. Сейчас имеются пластинки с толщиной эмульсий свыше 600  $\mu\text{к}$ , обладающие к тому же высокой светочувствительностью и способные поэтому к регистрации даже частиц с минимальной удельной ионизацией, скорость которых приближается к скорости света. В последнее время начали применяться также стопки из большого числа снятых с подкладки светочувствительных слоев общей толщиной до 1 см.

Метод толстослойных фотоэмульсий позволяет регистрировать не только отдельные частицы, но и ядерные превращения.

На рис. 4 показана фотография одного из интереснейших типов ядерных превращений—образования неустойчивой частицы, называемой  $\pi$  (пи)-мезоном. До недавнего времени такие частицы наблюдались только в космических лучах. Лишь с появлением современных ускорителей ядерных частиц до сверхвысоких энергий, о которых речь пойдет дальше, открылись возможности искусственного получения  $\pi$ -мезонов. Приводимая фотография получена на одном из новейших ускорителей. Попавший в эмульсию нейтрон высокой энергии (около 270 Мэв) вызвал расщепление ядра, видимое как «звезда» в левой части снимка. В этой «звезде» пять лучей, отвечающих



Рис. 4. Образование  $\pi$ -мезона в «звезде» в толстослойной фотоэмульсии.

образованию пяти заряженных частиц. Помимо протонов и  $\alpha$ -частиц, давших четыре жирных и коротких следа, в «звезде» образовался  $\pi$ -мезон, который прошел слева направо вдоль всего снимка. Исследование таких снимков производится с помощью микроскопа. Приводимый снимок сильно увеличен, причем масштаб длины обозначен сверху.

Точки и полосы, заметные на рис. 4, обусловлены действием фона отдельных частиц. Наличие фона вносит подчас сильные трудности в обработку результатов опытов с толстослойными фотоэмульсиями. Тем не менее, несмотря на различные трудности обработки опытных данных, метод толстослойных фотоэмульсий является в настоящее время, пожалуй, лучшим способом наблюдения ядерных частиц и различных видов ядерных превращений.

До сих пор мы говорили о наблюдении заряженных частиц. Нейтроны, не обладающие электрическим зарядом, не производят ионизации и электронного возбуждения атомов среды и поэтому не могут быть непосредственно зарегистрированы ни одним из описанных способов. Поэтому все методы регистрации нейтронов основаны на их предварительном ядерном взаимодействии, приводящем к образованию тех или иных заряженных ядерных частиц. Эти частицы могут уже непосредственно наблюдаться или сосчитываться.

Существенную помощь в анализе результатов ядерных ре-

акций часто оказывает также радиохимия, т. е. химия радиоактивных изотопов. Различные приемы радиохимии позволяют определить, ядра каких именно элементов возникают в результате тех или иных ядерных реакций.

Заметим, наконец, что для исследования ядерных реакций часто нет надобности в очень подробном анализе всех сведений о каждом из продуктов реакции. Дело в том, что энергия и направление частиц, образующихся в результате ядерной реакции, связаны друг с другом законами сохранения энергии и импульса (количества движения).

Так, например, если мы знаем скорость и направление миллиардного шара до удара о другой шар и после удара, мы можем сказать, куда и с какой скоростью полетел в результате удара и второй шар. Точно так же, если известны масса и энергия одной из частиц продуктов ядерной реакции и угол между направлениями этой и другой частицы, то тем самым определяются масса и энергия второй частицы. При этом следует, конечно, иметь в виду, что так как масса и энергия взаимосвязаны, то сумма кинетической энергии продуктов ядерной реакции в общем случае не равняется кинетической энергии бомбардирующей частицы, ибо и сумма масс взаимодействующих ядер может оказаться больше или меньше суммы масс конечных продуктов.

Ядерные реакции, в которых сумма масс продуктов меньше суммы масс исходных ядер, а кинетическая энергия продуктов больше кинетической энергии первичной частицы, называются экзотермическими (или экзоэргическими), т. е. идущими с выделением тепла (энергии). Тепловые эффекты ядерных реакций подчас в десятки миллионов раз превышают тепловые эффекты химических реакций и достигают десятков и даже сотен миллионов электронвольт. Ядерные реакции, в которых масса продуктов больше массы исходных ядер, а кинетическая энергия—меньше, называются эндотермическими (или эндоэргическими), т. е. идущими с поглощением тепла (энергии).

Эндотермические ядерные реакции вообще не могут происходить, пока энергия бомбардирующей частицы не достигнет некоторого минимального значения—так называемого порога.

Экспериментальное определение порогов эндотермических ядерных реакций тоже помогает установить механизм реакции и природу образующихся продуктов.

Вернемся теперь к опыту Резерфорда и к другим ядерным реакциям, представляющим большой исторический интерес.

### **Первые важнейшие работы по ядерным реакциям**

В опыте Резерфорда атомными снарядами служили  $\alpha$ -частицы с энергией 7,7 Мэв, испускаемые изотопом полония  ${}_{84}\text{Po}^{214}$  ( $\text{RaC}'$ ).

Схема этого опыта изображена на рис. 5. Из источника 1

вылетают  $\alpha$ -частицы, попадающие на экран 2, покрытый сернистым цинком ZnS, через щель 3. Возникающие на экране световые вспышки наблюдаются через увеличитель 4. Если поместить между источником и экраном тонкую слюдяную или металлическую преграду, непроницаемую для  $\alpha$ -частиц, появление вспышек прекращается. Но вспышки вновь возникают, если заполнить пространство между источником и экраном водородом. Происходит это по той причине, что  $\alpha$ -частицы, сталкиваясь с ядрами водорода (протонами), передают им свою энергию, а протоны, имея вдвое меньший заряд и вчетверо меньшую массу, чем  $\alpha$ -частицы, легко проходят через непроницаемую для  $\alpha$ -частиц преграду, попадают на экран с ZnS и вызывают вспышки. Оказалось, однако, что вспышки появляются и

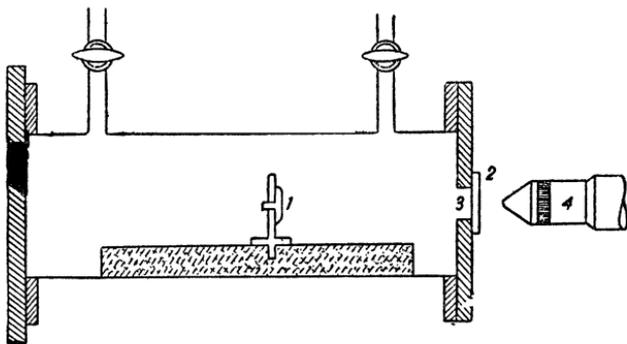


Рис. 5. Схема опыта Резерфорда: 1 — источник  $\alpha$ -частиц; 2 — экран; 3 — щель; 4 — увеличитель.

в том случае, если вместо водорода пространство между источником и экраном заполнить тщательно высушенным азотом, не содержащим примесей водорода ни в чистом виде, ни в виде водяных паров. Изучение этого явления показало, что вспышки снова вызываются протонами, выбиваемыми на этот раз из ядер азота.

Что же происходит при этом с ядрами азота? Ограничивается ли дело выбиванием протонов или ядро азота разлетается на несколько «осколков»? Ответ на эти вопросы дало исследование реакции  $\alpha$ -частиц с ядрами азота в камере Вильсона.

След  $\alpha$ -частиц расщепляется, давая вилку. Один из лучей вилки — длинный и относительно тонкий — соответствует протону. Второй — короткий и более жирный — ядру, образуемому при вылете протона (рис. 6).

Других следов обнаружено не было, и стало ясно, что нескольких осколков не образуется. Можно было уже не только говорить о ядерной реакции  $\alpha$ -частиц с ядрами азота, но и записать уравнение этой реакции.

В самом деле, заряд  $\alpha$ -частицы (ядра гелия)  $Z=2$ , заряд

ядра азота  $Z = 7$ , сумма их зарядов равна 9. Вылетевший протон уносит заряд  $Z=1$ . Стало быть, остается ядро с зарядом  $Z=8$ , т. е. ядро кислорода. Массовое число  $\alpha$ -частицы  $A=4$ ,

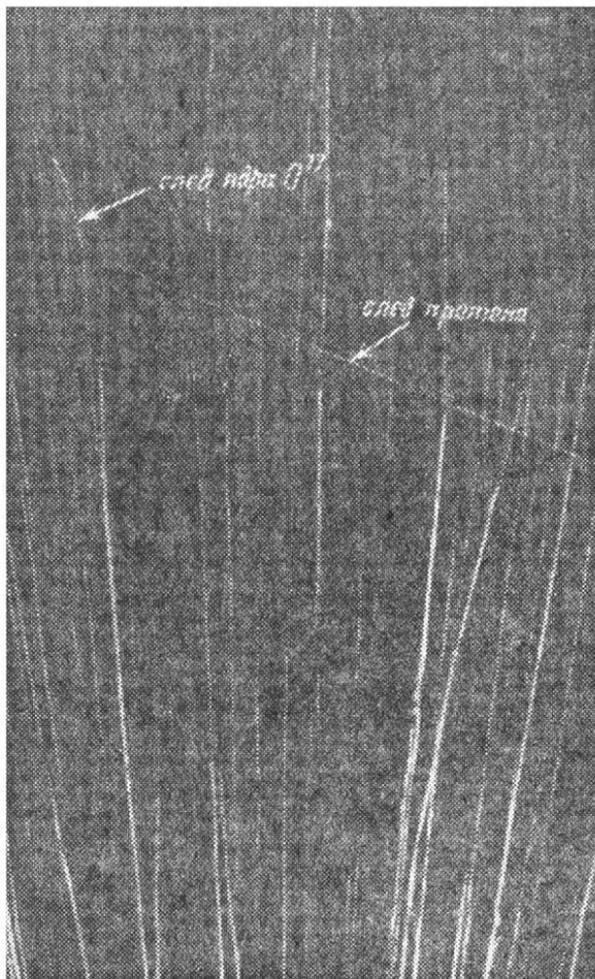
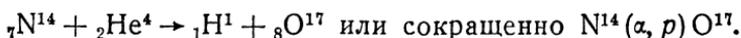


Рис. 6. Фотография ядерной реакции  $N^{14}(\alpha, p) O^{17}$  в камере Вильсона. Из радиоактивного источника (внизу под рисунком) вылетают  $\alpha$ -частицы. Один из следов  $\alpha$ -частицы заканчивается вилкой. Короткий и более жирный след принадлежит ядру  $O^{17}$ , более тонкий, длинный след принадлежит протону.

массовое число ядра азота  $A=14$ , сумма массовых чисел равна 18. Протон уносит массу  $A=1$ . Очевидно, что массовое число второго продукта реакции—ядра кислорода— $A=17$ . Действи-

тельно существует устойчивый изотоп кислорода с массовым числом 17.

Уравнение реакции записывается так:



В первой (полной) записи, как обычно, индексы сверху означают массовые числа ядер, равные сумме чисел протонов и нейтронов, а индексы внизу—атомные номера ядер (числа протонов в ядре), равные порядковому номеру элементов в периодической системе. В сокращенной записи индексы внизу не пишутся, ибо заряды ядер заданы химическими символами. В скобках пишутся: до запятой—бомбардирующая частица (в данном случае  $\alpha$ -частица), а после запятой—образующаяся частица (или частицы)—в данном случае протон ( $p$ ).

Реакция  $\alpha$ -частиц с азотом была первым примером искусственного превращения элементов. Благодаря применению радиоактивных источников  $\alpha$ -частиц для бомбардировки различных веществ было сделано еще два важнейших открытия, первое из которых принадлежит ученику Резерфорда—английскому физику Д. Чэдвику, а второе — французским физикам супругам Фредерику и Ирэн Жолио-Кюри. Первым из этих открытий было открытие нейтрона, вторым—открытие искусственной радиоактивности.

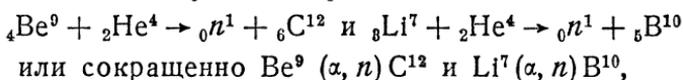
Открытие нейтрона произошло в результате ряда опытов, начатых Боте в Германии и супругами Жолио-Кюри во Франции, в которых ядра легких элементов—лития, бериллия, бора—бомбардировались  $\alpha$ -частицами. Было обнаружено, что при такой бомбардировке (особенно заметно в случае бериллия) образуется какое-то излучение, проходящее через большие толщины свинца, почти не ослабевая. Так, слой свинца толщиной 2 см, в несколько тысяч раз превышающий толщину, достаточную для полного торможения  $\alpha$ -частиц, ослабляет это «бериллиевое излучение» всего на 13%. Счетчики Гейгера и ионизационные камеры, измерявшие ионизацию газов под действием нового излучения, оказались мало эффективными для его регистрации. Заметить это излучение в камере Вильсона тоже не удавалось. Отсюда следовал вывод, что новое излучение является электронейтральным и поэтому не обладает ионизирующим действием.

Эффективность регистрации нового излучения резко возрастала при помещении на его пути веществ, содержащих водород. Это возрастание эффективности связано с тем, что при взаимодействии с протонами новое излучение передавало им часть своей энергии, а быстрые протоны уже производили обычное ионизирующее действие. Вначале было высказано предположение, что «бериллиевое излучение»—это  $\gamma$ -лучи большой энергии. Но подсчеты показали, что  $\gamma$ -лучи могли бы дать такую картину взаимодействия с протонами, только обладая энерги-

ей от 60 до 150 Мэв, в десятки раз превышающей энергию исходных  $\alpha$ -частиц. Да и поглощение в свинце для  $\gamma$ -лучей хотя и слабее, чем для заряженных частиц, но все же заметно сильнее, чем было найдено для нового излучения.

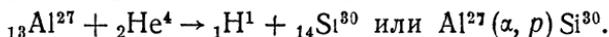
Объяснение наблюдаемым фактам удалось дать Д. Чэдвику в 1932 году только на основании предположения, что «бериллиевое излучение» представляет собой нейтральные частицы с массой, близкой к массе протона. Такие частицы были названы нейтронами.

В течение нескольких лет, последовавших за открытием нейтронов, их свойства были очень подробно изучены и, таким образом, предположение о природе «бериллиевого излучения» получило вполне убедительные подтверждения. Уравнения ядерных реакций, при которых образуются нейтроны, могут быть записаны следующим образом:



причем буквой  $n$  обозначается нейтрон, а индексы 1 вверху справа и 0 внизу слева обозначают, что массовое число нейтрона  $A=1$ , а его заряд  $Z=0$ .

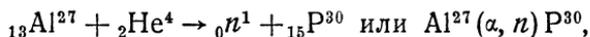
Открытие искусственной радиоактивности явилось результатом опытов по облучению  $\alpha$ -частицами ядер алюминия, магния, бора. При исследовании результатов такого облучения при помощи камеры Вильсона супруги Жолио-Кюри установили, что, например, при бомбардировке алюминия  $\alpha$ -частицами образуются протоны, согласно реакции:



Но, кроме следов протонов, в камере Вильсона можно было заметить еще тонкие извилистые следы электронов. При помещении камеры в магнитное поле эти следы отклонялись в сторону, соответствующую положительному заряду. Таким образом, было установлено, что эти следы вызываются положительными электронами — позитронами. До опытов Жолио-Кюри позитроны наблюдались лишь в космическом излучении, и эти опыты впервые показали возникновение позитронов «на Земле». Но еще более интересным оказалось другое. В то время как образование следов протонов наблюдалось только во время облучения  $\alpha$ -частицами, когда следы  $\alpha$ -частиц заканчивались «вилками» (из двух следов: протона и тяжелого ядра — продукта реакции), следы позитронов появлялись и после удаления источника  $\alpha$ -частиц.

Таким образом, стало ясно, что позитроны испускаются не в момент столкновения  $\alpha$ -частицы с ядром алюминия, а после такого столкновения. Стало быть, при реакции  $\alpha$ -частицы с ядром алюминия могут искусственно создаваться радиоактивные изотопы. Можно было даже установить, что время жизни

таких искусственно радиоактивных изотопов невелико. Если в первые секунды после окончания облучения образец алюминия испускал довольно большое количество позитронов, то уже через 10—15 минут испускание позитронов становилось почти незаметным. Оставалось определить, какие именно ядра, присутствующие в облученном образце алюминия, испускают позитроны. Исходное ядро  $Al^{27}$  и ядро  $Si^{30}$ , образующееся в записанной выше реакции, являются стабильными. Кроме следов протонов и позитронов, никаких других следов в камере Вильсона не наблюдалось. Частицей, не оставляющей следа в камере, мог быть только нейтрон. Поэтому супруги Жолио-Кюри сделали вывод, что, кроме реакции  $Al^{27}(\alpha, p)Si^{30}$ , при облучении алюминия  $\alpha$ -частицами имеет место еще реакция:



причем образующийся изотоп фосфора с массовым числом 30 является радиоактивным.

Воспользовавшись радиохимическими методами, супруги Жолио-Кюри химически выделили радиоактивный изотоп фосфора и таким образом окончательно доказали правильность уравнения ядерной реакции  $\alpha$ -частиц с алюминием, записанного выше.

Открытие искусственной радиоактивности имело первостепенную важность для ядерной физики. Достаточно сказать, что из известных в настоящее время более восьмисот радиоактивных изотопов лишь около сорока встречаются в природе, остальные получены искусственно.

Для широкого исследования ядерных реакций, однако, мало было одних радиоактивных  $\alpha$ -источников. Во-первых, эти источники давали возможность исследовать только реакции, протекающие под действием  $\alpha$ -частиц. Во-вторых, количества  $\alpha$ -частиц, испускаемых такими источниками, было недостаточно для исследования многих маловероятных ядерных реакций. В-третьих, энергии  $\alpha$ -частиц, испускаемых этими источниками, не превышают 10,5 Мэв, что оказывается явно недостаточным для эффективного осуществления многих ядерных реакций.

### Кулоновский потенциальный барьер. Сечение ядерных реакций

Для того чтобы осуществилась ядерная реакция между двумя ядрами одно из этих ядер (бомбардирующая ядерная частица) должно проникнуть в другое (ядро-мишень). Лишь после такого проникновения между элементарными ядерными частицами начинают действовать мощные ядерные силы притяжения, благодаря которым и происходит ядерная реакция. Однако, пока заряженная ядерная частица находится на больших расстояниях от ядра-мишени, между ними действуют лишь элек-

тростатические силы отталкивания одноименных зарядов, описываемые известным законом Кулона. Энергия этого отталкивания

$$U = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r},$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  — атомные номера двух ядер,  $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$  CGSE — величина элементарного заряда, а  $r$  — расстояние между центрами ядер.

На рис. 7 изображена потенциальная энергия системы из двух ядер, в зависимости от расстояния между их центрами. Энергия электростатического отталкивания возрастает по мере сближения ядер и достигает при их соприкосновении максимального значения

$$U_{\kappa} = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{R_1 + R_2}.$$

Поскольку радиусы ядер связаны с их массовыми числами приближенным соотношением  $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$  см, то легко получить, что

$$U_{\kappa} = \frac{Z_1 \cdot Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \text{ Мэв.}$$

Рис. 7. Зависимость потенциальной энергии взаимодействия двух ядер от расстояния между ними:  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы ядер;  $r$  — расстояние между ядрами;  $U$  — энергия электростатического отталкивания;  $E$  — кинетическая энергия частицы.

Если кинетическая энергия  $E$  бомбардирующей частицы больше  $U_{\kappa}$ , то такая частица свободно проникает в ядро-мишень. Положение существенно меняется, если энергия частицы меньше  $U_{\kappa}$ . Кривая энергии электростатического отталкивания образует кулоновский потенциальный барьер, препятствующий проникновению таких частиц в ядро-мишень. Пусть, например, энергия бомбардирующей частицы равняется  $E_1$ . Такая частица «ударяется» о барьер при  $r = r_1$  и по законам классической механики должна была бы отразиться при этом назад. Как показано, однако, квантовой механикой, и в этом случае возможно проникновение частицы в ядро как бы путем перехода по «туннелю» сквозь барьер. Но вероятность такого проник-

новения быстро убывает с уменьшением энергии бомбардирующей частицы, т. е. с ростом длины туннеля.

Уже при  $Z_2=30$  ( $Z_{п}$ ) высота кулоновского барьера для  $\alpha$ -частиц ( $Z_1=2$ ,  $A_1^{1/2}=1,6$ ) достигает  $10,5$  Мэв, т. е. максимальной энергии радиоактивных  $\alpha$ -частиц. Следовательно, ядерные реакции под действием  $\alpha$ -частиц радиоактивного происхождения оказываются достаточно вероятными лишь при бомбардировке ядер атомов элементов начала периодической системы.

Возникает вопрос, как характеризуется вероятность различных ядерных реакций. В химии скорость реакций определяется так называемыми константами скорости. Скорость радиоактивного распада характеризуется средней продолжительностью жизни радиоактивного ядра  $\tau$ . Обратная величина  $\lambda = \frac{1}{\tau}$  называется константой радиоактивного распада. Мы можем использовать величины  $\tau$  или  $\lambda$  и для определения скорости ядерных реакций. Надо, однако, иметь в виду, что речь идет теперь не о самопроизвольном превращении ядер, как в радиоактивном распаде, а о ядерной реакции под действием бомбардирующих частиц. Поэтому средняя продолжительность жизни  $\tau$  ядра-мишени будет тем меньше (а константа скорости ядерной реакции тем больше), чем больше поток  $\Pi$  бомбардирующих частиц, т. е. число бомбардирующих частиц, проходящих через один квадратный сантиметр за одну секунду. В самом деле, очевидно, что мишень, обстреливаемая градом пуль, простоит неповрежденной тем дольше, чем меньше поток этих пуль. Итак,  $\frac{1}{\tau} = \lambda$  (1/сек) пропорционально потоку  $\Pi$  (1/см<sup>2</sup> · сек). Коэффициент пропорциональности  $\sigma$  в выражении  $\lambda = \sigma\Pi$  имеет размерность площади (см<sup>2</sup>) и называется поперечным эффективным сечением — или просто сечением ядерной реакции. Величина  $\sigma$  численно равняется вероятности превращения за одну секунду ядра, бомбардируемого потоком в одну частицу через 1 см<sup>2</sup> в секунду.

Представим себе ядро в виде цели, разыскиваемой прожектором на площади в 1 см<sup>2</sup>. Пусть вспышка прожектора происходит раз в секунду ( $\Pi=1$  1/см<sup>2</sup> · сек) и бесконечно тонкая световая игла пронизывает обследуемую площадь. Очевидно, что вероятность обнаружения цели при каждой вспышке есть отношение площади цели ко всей обследуемой площади, а так как эта последняя равняется единице, то вероятность обнаружения численно равняется площади цели. В ядерной физике «целью» обстрела служат ядра, радиусы которых составляют  $10^{-13} - 10^{-12}$  см, а площади (геометрические сечения) —  $10^{-25} - 10^{-24}$  см<sup>2</sup>. Поэтому за единицу измерения сечений ядерных реакций принимается обычно величина  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>, называемая барном. Фактически сечения различных ядерных реакций бывают как много меньше, так и много больше 1 барна.

Сечения ядерных реакций под действием заряженных частиц даже при энергиях, превышающих высоту кулоновского потенциального барьера, обычно в десятки и сотни раз меньше, чем  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>.

Малость сечений объясняется, в частности, тем, что при попадании в ядро частиц с достаточно большой энергией ядро оказывается сильно возбужденным и может распасться различными способами. Конкуренция между различными путями распада, естественно, уменьшает вероятность каждого из них в отдельности. Кроме того, заряженные частицы быстро теряют свою энергию на ионизацию и электронное возбуждение атомов среды и выходят «под барьер» (т. е. их энергия становится меньше высоты барьера), после чего сечения ядерных реакций становятся совсем малыми.

Необходимость преодоления кулоновского потенциального барьера, малость сечений ядерных реакций под действием заряженных частиц, наличие сильных ионизационных потерь энергии — все эти обстоятельства потребовали создания специальных ускорительных установок, позволяющих получать мощные потоки различных заряженных ядерных частиц высокой энергии. Быстрое развитие ускорительной техники обеспечило новые успехи в изучении ядерных реакций.

### **Ускорители — источники быстрых ядерных частиц**

Первые установки, созданные для ускорения заряженных ядерных частиц, были основаны на ускорении в постоянном электрическом поле. В таких установках энергия однозарядных частиц после ускорения равнялась разности потенциалов между электродами. Главная трудность при создании ускорения постоянным полем состояла в том, чтобы обеспечить очень высокую разность потенциалов — до миллионов вольт — между двумя электродами. Известно, что если создать большую разность потенциалов между двумя проводниками, то при сближении таких проводников рано или поздно между ними проскакивает искра. Появление такой искры означает, что произошел пробой изолятора (например, воздушного пространства), разделяющего проводники. Такие искры, возникающие при электрическом пробое воздуха, все читатели много раз видели, наблюдая молнию во время грозы. В момент пробоя между проводниками протекает большой мгновенный ток и разность потенциалов между ними резко уменьшается. Но еще до пробоя созданию большой разности потенциалов между проводниками начинает препятствовать явление утечки заряда в воздух. Это явление можно наблюдать простым глазом в виде коронирующего свечения вблизи сильно заряженного проводника. Утечка заряда — коронирование — особенно сильна, если проводник (носитель

заряда) сделан в виде острия. Слабее всего утечка заряда происходит с шаровидного проводника.

Из всего сказанного ясно, что задача создания постоянных электрических полей с разностью потенциалов до сотен тысяч и миллионов вольт была отнюдь не из легких. Эта задача была решена многими способами, из которых наибольшее распространение получил электростатический генератор Ван-де-Граафа. Схема одного из таких генераторов приведена на рис. 8.

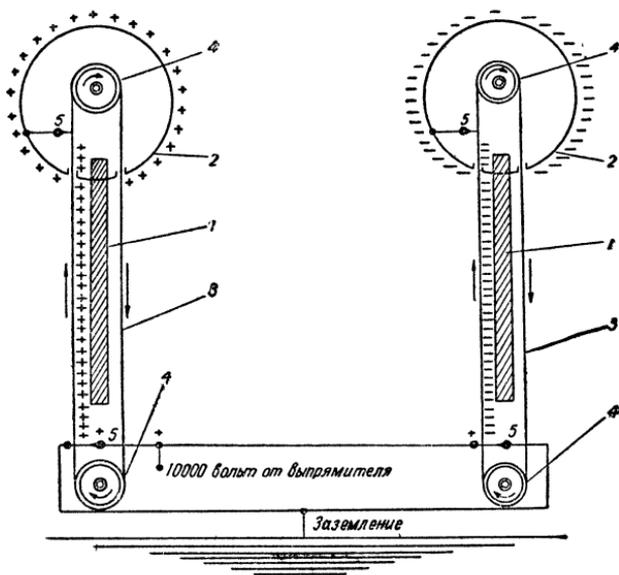


Рис. 8. Схема электростатического генератора: 1 — стеклянная колонна; 2 — полый металлический шар; 3 — ремень из изоляционного материала; 4 — шкив; 5 — гребенка.

На двух стеклянных колоннах 1 расположены два полых металлических шара 2 диаметром 5 м. Вдоль каждой колонны непрерывно движутся ремни 3 из шелка или бумажной ткани, переносящие заряд на поверхность шара. Движение ремней осуществляется с помощью шкивов 4, приводимых в движение мотором. В нижней части установки с ремнями соприкасаются гребенки 5 с металлическими остриями. Эти гребенки соединены проводниками с выпрямителем и трансформатором, дающим напряжение около 20 тыс. в. Таким образом, на одной из гребенок имеется высокий положительный потенциал, на другой — высокий отрицательный потенциал. При вращении ремня заряд стекает с остроконечных гребенок на ремни, передается наверх и там снимается с ремней снова металлическими гребенками, соединенными с поверхностью шаров. Таким образом, на одном

шаре собирается положительный заряд, на другом — отрицательный, причем зарядка шаров происходит до тех пор, пока потери на утечку заряда не сравняются с величиной заряда, переносимого ремнем. При помощи такого метода можно зарядить один из шаров до плюс 2,5 млн. в, другой до минус 2,5 млн. в, т. е. создать между шарами разность потенциалов в 5 млн. в.

Между двумя шарами помещается откачанная трубка, в которую через маленькое отверстие вводятся положительно заряженные ионы из специального ионного источника. Попадая в трубку генератора, ионы испытывают отталкивание со стороны положительного и притяжение со стороны отрицательного полюса. В результате этого ускоряющего действия электрического поля ионы, пройдя всю трубку, приобретают энергию, равную произведению величины заряда на разность потенциалов. Так, при разности потенциалов в 5 млн. в протоны ( $Z = 1$ ) приобретают энергию 5 Мэв, а  $\alpha$ -частицы ( $Z = 2$ ) энергию 10 Мэв.

Электростатический генератор представляет значительный шаг вперед по сравнению с использованием радиоактивных  $\sigma$ -источников, но его применение было все же связано с рядом больших трудностей и неудобств. Уже для получения разности потенциалов 5 Мэв приходилось сооружать колоссальные установки, удаленные (для уменьшения утечки заряда) от окружающих предметов, с гладко отполированными огромными шарами и сложной системой передачи заряда.

Поскольку главную трудность при создании электростатических генераторов с высокой разностью потенциалов представляет необходимость избежать пробоя, оказывается выгодным заключить заряжаемые шары в герметический кожух и создать в этом кожухе давление в несколько атмосфер. Благодаря повышению давления условия пробоя отвечают либо меньшим размерам генератора (при заданном напряжении), либо большим возможным напряжениям (при заданных размерах). Особый интерес для практических целей представляет возможность резкого уменьшения размеров электростатических генераторов, работающих под давлением. Такие генераторы довольно широко применяются в настоящее время. Однако для решения ряда физических проблем требовалось ускорение ядерных частиц до значительно больших энергий, чем могут дать электростатические генераторы. Эта задача была выполнена уже на основании многократного ускорения частиц переменным электрическим полем.

Из установок, созданных для ускорения ядерных частиц переменным электрическим полем, самое широкое распространение получил изобретенный в 1932 году американским ученым Э. Лоуренсом циклотрон, на принципе устройства которого мы сейчас и остановимся.

Схема камеры циклотрона изображена на рис. 9 и 10. Камера представляет собой откачанный до высокого вакуума цилиндр, помещенный между полюсами большого электромагнита.

Внутри камеры расположены два электрода (обычно из красной меди), сделанные в виде полых полуцилиндров, разделенных между собой зазором по диаметру камеры. Эти электроды называются дуантами; на них подается переменное электрическое поле. Половину времени каждый дуант заряжен положительно, половину времени — отрицательно, причем если

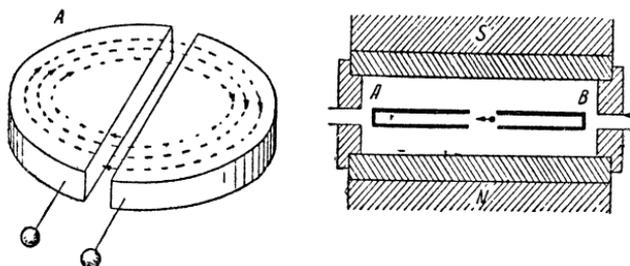


Рис. 9. Вид дуантов циклотрона (слева) и их расположение (справа) между полюсами магнита.

у одного дуанта в данный момент времени потенциал положительный, то у второго дуанта потенциал отрицательный.

В центре камеры располагается ионный источник. Выйдя из источника, ионы устремляются к дуанту, заряженному в данный момент отрицательно. Попав внутрь отрицательного дуанта, ионы уже не испытывают действия электрического поля, которое, как известно, отсутствует внутри полых проводников. Но под действием магнитного поля ионы закручиваются и вновь попадают в зазор между дуантами. Частота изменения электрического поля циклотрона подбирается так, чтобы время полуоборота иона (т. е. время между двумя пребываниями иона в зазоре) соответствовало половине периода переменного поля. Тогда к моменту выхода иона в зазор отрицательным уже является другой дуант, и ион вторично ускоряется за счет разности потенциалов между дуантами, попадает внутрь другого дуанта, вновь закручивается магнитным полем и снова выходит в зазор между дуантами.

Таким образом, хотя разность потенциалов между дуантами относительно не очень велика — порядка десятков или сотен тысяч вольт, ион ускоряется этой разностью потенциалов много раз и в результате набирает большую энергию. На циклотронах удалось получить протоны с энергией до 22 Мэв и  $\alpha$ -частицы с энергией до 40 Мэв. При этом токи частиц такой энергии

достигают сотен микроампер и даже миллиампер, т. е. около  $10^{15}$ — $10^{16}$  частиц в секунду. Чтобы получить такое количество  $\alpha$ -частиц, надо было бы иметь источники в сотни килограммов и даже тонны радия.

Диаметр наконечников полюсов магнита циклотронов достигает 150 см. Хотя такие установки и производят весьма внушительное впечатление, но они гораздо меньше электростатического генератора; дает же циклотрон частицы гораздо большей энергии.

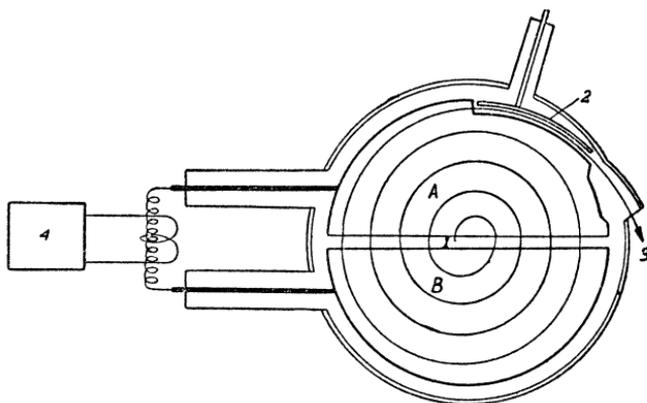


Рис. 10. Схема ускорения ионов в циклотроне: А и В — дуанты; 1 — источник ионов; 2 — отклоняющая пластина; 3 — окошко для вывода ионов; 4 — генератор.

Говоря выше о принципе устройства циклотрона, мы подчеркнули, что частота переменного электрического поля на дуантах должна соответствовать периоду обращения ионов в магнитном поле. Однако ионы не всегда проходят одинаковые пути между двумя пребываниями в зазоре. Вначале они раскручиваются по окружности с малыми радиусами, а затем, по мере накопления энергии, эти радиусы все увеличиваются, так что полный путь ионов — от места входа в камеру до окошка, через которое они выводятся наружу, — представляет как бы раскручивающуюся спираль. Тем не менее, время оборота иона не зависит от радиуса окружности, по которой он движется, ибо линейная скорость движения иона возрастает пропорционально радиусу.

Этот факт и лежал в основе устройства циклотрона. Но постоянство времени обращения ионов в дуантах сохраняется лишь при условии постоянства массы ионов.

Между тем, как следует из развитой А. Эйнштейном теории относительности, масса тел, движущихся со скоростями, близкими к скорости света, начинает быстро возрастать с увеличе-

нием скорости. Поэтому при больших энергиях время обращения ионов начинает возрастать с увеличением радиуса, и ускорение при помощи циклотрона оказывается невозможным.

Трудности, связанные с ускорением ионов, масса которых возрастает по мере ускорения, раньше всего (уже при энергиях в десятки тысяч электронвольт) проявляются в случае электронов. Поэтому циклотроны не нашли применения для ускорения электронов.

Еще в 1928 году швейцарский физик Видероз предложил для этой цели принцип индукционного ускорителя. Такой ускоритель, названный бетатроном, был впервые построен в 1940 году Д. Керстом в США.

По принципу устройства бетатрон схож с обычным трансформатором. В трансформаторе переменный ток в первичной обмотке обуславливает изменение магнитного потока сквозь железный сердечник, а это изменение индуцирует, в свою очередь, переменный ток во вторичной обмотке. Если число витков во вторичной обмотке сильно превышает число витков в первичной обмотке, то напряжение на выходе трансформатора оказывается значительно больше, чем напряжение, питающее первичную обмотку.

В бетатроне роль вторичной обмотки трансформатора играет электронный пучок, многократно обходящий вокруг камеры, расположенной в переменном магнитном поле и выполненной в виде полого тора (баранки). Число оборотов электронного пучка в этом поле играет ту же роль, что и число витков вторичной обмотки в трансформаторе. При достаточно большом числе оборотов за время, в течение которого происходит увеличение магнитного поля от нуля до максимального значения (т. е. за  $1/4$  периода питающего магнитное поле переменного тока), электроны набирают весьма большую энергию. Сейчас существуют бетатроны, дающие электроны с энергией до 300 Мэв.

Схематический разрез бетатрона изображен на рис. 11. Электроны посылаются в камеру изображенной слева «электронной пушкой» и закручиваются магнитным полем. Основное требование при ускорении в бетатроне состоит в том, чтобы в течение всего цикла ускорения частицы двигались по орбите с одним и тем же определенным радиусом  $r_0$ , т. е. чтобы в ходе ускорения отношение количества движения частицы и напряженности магнитного поля оставалось неизменным. Это требование выполняется, если в каждый момент времени напряженность магнитного поля (управляющего поля), удерживающего частицу на орбите с данным радиусом, вдвое меньше средней напряженности поля на всей площади, охватываемой радиусом  $r_0$  (ускоряющего поля).

Обязательным для нормальной работы бетатрона условием является также хорошая фокусировка ускоряемых электро-

нов—как в радиальном, так и в аксиальном направлении. Такая фокусировка обеспечивается определенным законом убывания напряженности магнитного поля от центра бетатрона к

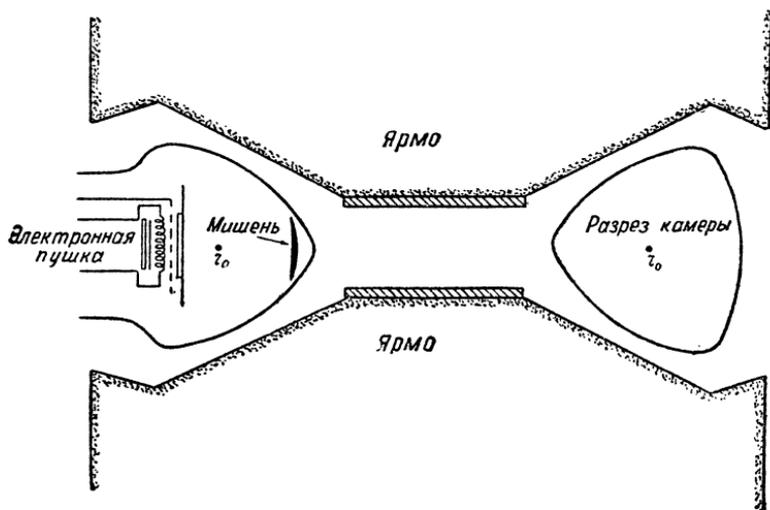


Рис. 11. Схематический разрез магнита и камеры бетатрона ( $r_0$ — радиус орбиты, по которой движется частица).

его краям и особой формой полюсных наконечников. На рис. 12 изображен один из первых бетатронов, дающий электроны с энергией 100 Мэв.

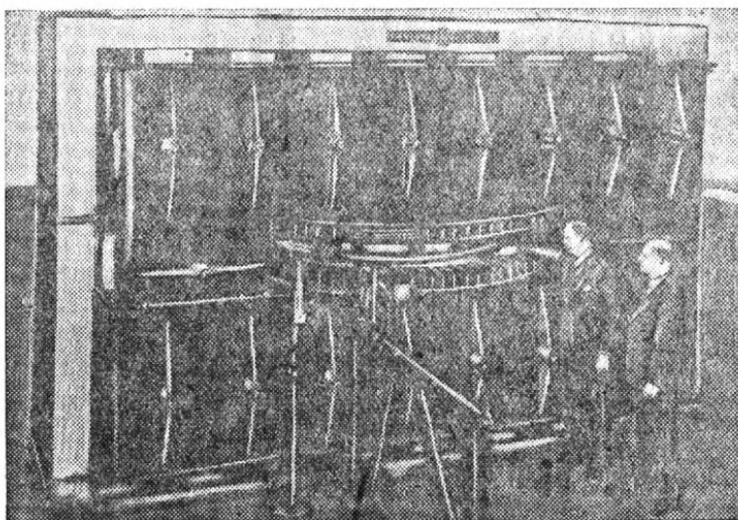


Рис. 12. Бетатрон на 100 Мэв.

В 1944 году советский физик В. И. Векслер, объединив принципы действия циклотрона и бетатрона, выдвинул новый принцип «автофазировки» ускоряемых частиц. Это расширило в тысячи раз пределы, достижимые при ускорении заряженных частиц. Как показал Векслер, при ускорении частиц в циклотроне тоже существуют устойчивые орбиты, отвечающие какому-то определенному значению энергии частиц при заданных значениях магнитного поля циклотрона и частоты ускоряющего электрического поля. Обратимся к рис. 13, где изображены синусоидальные колебания напряжения электрического поля между дуантами, ускоряющего ионы в циклотроне. Пусть по-

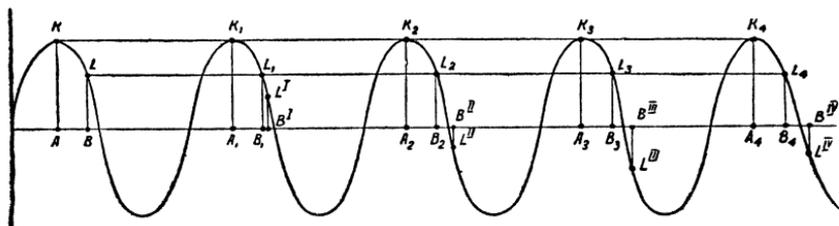


Рис. 13. Схема движения в циклотроне частицы с переменным периодом обращения.

ложительные значения этого напряжения приводят к ускорению частицы, а отрицательные значения — к ее торможению.

Частица 1, попавшая между дуантами в момент  $A$ , получает максимальное ускорение на величину  $AK$ . Если масса этой частицы не меняется, то в следующий выход в тот же зазор между дуантами она получит энергию  $A_1K_1=AK$ , затем  $A_2K_2=AK$  и т. д. При этом период обращения частицы все время остается равным периоду высокочастотного ускоряющего поля.

Точно так же частица 2, попавшая между дуантами в момент  $B$ , если ее масса не меняется, будет обращаться в циклотроне с постоянным периодом, получая каждый раз в зазоре энергию  $BL$  ( $B_1L_1=B_2L_2=...=BL$ ). Такая частица 2 будет тоже ускоряться в циклотроне, хотя и менее быстро наберет максимальную скорость, чем частица 1.

Посмотрим, однако, что произойдет с частицей 2, если ее масса в момент  $B$  оказывается уже большей, чем в начале ускорения. Тогда период обращения этой частицы становится больше периода ускоряющего поля, и следующий ее выход в зазор происходит не в момент  $B_1$ , а позднее — в момент  $B^1$ . Соответственно при этом попадании в зазор ускорение происходит не на  $B_1L_1$ , а на меньшую величину  $B^1L^1$ . Тем не менее, поскольку все же имеется добавочное ускорение, период обращения частицы 2 еще возрастает, и следующее ее попадание в зазор происходит уже в момент  $B^{11}$ , когда электрическое поле начинает замедлять движение частицы. Легко понять, что в ре-

зультате некоторого замедления масса частицы и период ее обращения начнут уменьшаться и постепенно частица 2 опять войдет в такую область, где поле снова начнет ее ускорять. Подобные колебания периода обращения приводят к устойчивому движению с колебанием радиуса орбиты вблизи какого-то определенного значения. При этом устанавливается и определенная, стационарная энергия частицы, пропорциональная напряженности магнитного поля и обратно пропорциональная частоте ускоряющего электрического поля. Как показал В. И. Векслер, условия устойчивости движения частиц не нарушаются и в том случае, если в ходе ускорения медленно повышается магнитное поле или понижается частота электрического поля. При этом значение стационарной энергии ускоряемых частиц на орбите данного радиуса непрерывно возрастает. В результате, повышая магнитные поля или понижая частоту электрического поля во время вращения ускоряемых частиц на устойчивой орбите, удается чрезвычайно сильно повысить энергию этих частиц, не нарушая условий, необходимых для ускорения. Вскоре после появления работ В. И. Векслера аналогичные идеи были независимо высказаны в США Э. Макмилланом.

Последующие годы ознаменовались широчайшим практическим осуществлением этих идей. Блестящие итоги десятилетних работ советских и зарубежных ученых и техников по созданию ускорителей новых типов были подведены недавно в лекции В. И. Векслера на Международной научно-технической конференции по мирному использованию атомной энергии, происходившей в августе 1955 года в Женеве. Лекция В. И. Векслера, изобиловавшая интереснейшими сведениями об успехах советской ускорительной техники, оказалась в центре внимания участников конференции.

Сейчас в различных странах успешно работают ускорители всех трех типов, основанные на принципе автофазировки.

В синхротронах, используемых для ускорения электронов, применяется увеличение магнитного поля в ходе ускорения.

В Физическом институте им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР работает с 1949 года крупнейший в Европе синхротрон, дающий электроны с энергией до 250 Мэв. В прошлом году в США был запущен синхротрон на 500 Мэв.

Ускорители, в которых применяется понижение частоты электрического поля во время вращения ускоряемых частиц с помощью специального устройства — вариатора, называются фазотронами или синхроциклотронами. Эти ускорители используются для получения протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц высоких энергий.

Крупнейший в мире фазотрон, сооруженный под руководством Д. В. Ефремова, М. Г. Мешерякова и А. Л. Минца, работает в Институте ядерных проблем Академии наук СССР. Этот фазотрон (рис. 14, 15 и 16) позволяет получить протоны

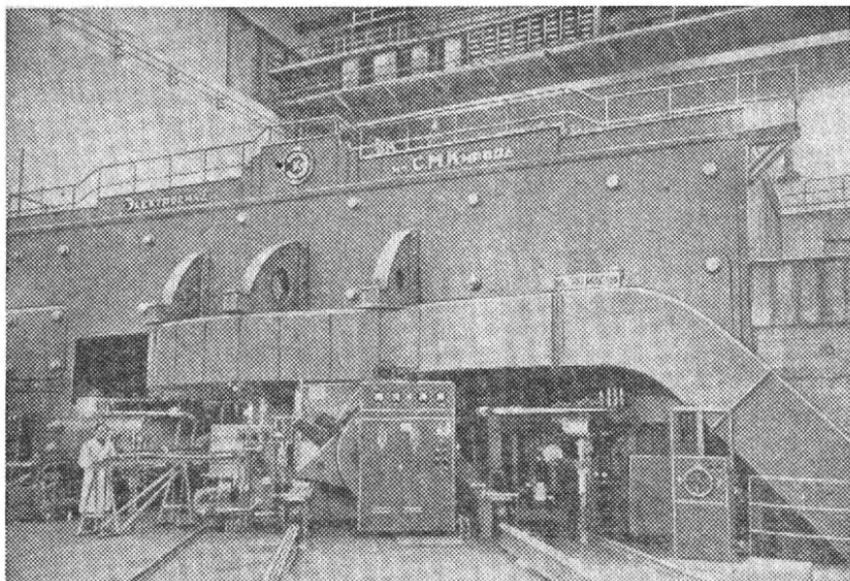


Рис. 14. Фазотрон Института ядерных проблем Академии наук СССР; видны электромагнит, ускорительная камера, мощный высоковакуумный насос, высокочастотный генератор.

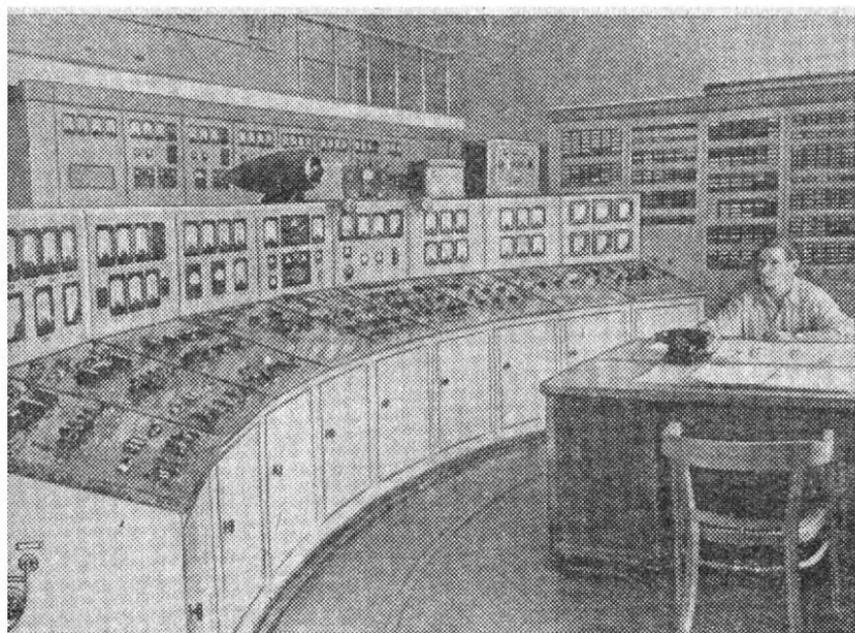


Рис. 15. Главный пульт управления фазотроном Института ядерных проблем Академии наук СССР.

с энергией до 680 *Мэв*, дейтроны — до 420 *Мэв* и  $\alpha$ -частицы — до 840 *Мэв*. Вес магнита этого фазотрона составляет около 7 000 т, диаметр полюсных наконечников — около 6 м. Зазор между полюсами магнита, в котором расположена вакуумная камера и где движутся ускоряемые частицы, равен 60 см. Фазотрон может работать с различной частотой импульсов; обычно используемая частота равна 80 периодов в секунду. Ток протонов в фазотроне достигает 0,3 микроампера (т. е.  $1,8 \cdot 10^{12}$  протонов в секунду). Весьма благоприятным обстоятельством для ряда физических исследований является достигнутая на этом фазотроне возможность вывода относительно больших токов протонов за пределы вакуумной камеры — выведенный ток протонов достигает 5% от тока внутри камеры.

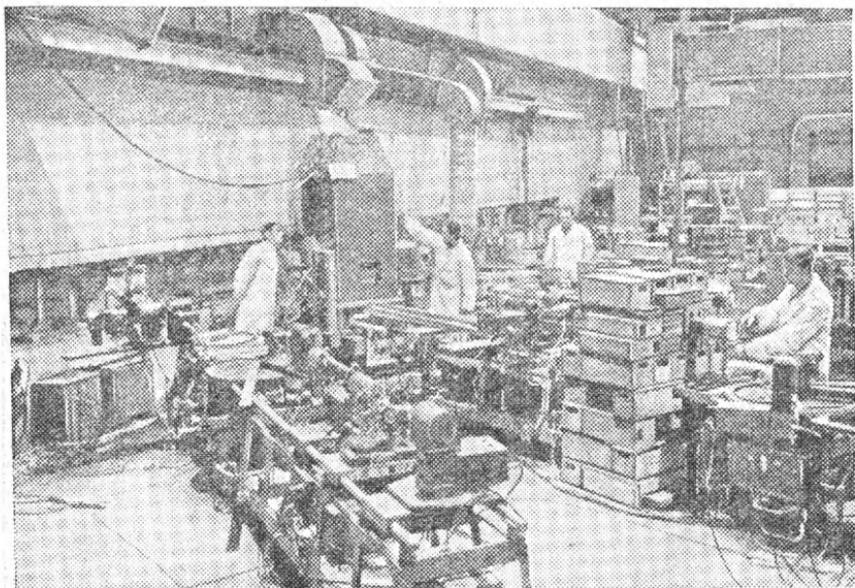


Рис. 16. Институт ядерных проблем Академии наук СССР. Зал с экспериментальными установками для ядерных исследований.

Еще более грандиозными установками являются так называемые синхрофазотроны, в которых сочетаются оба способа увеличения энергии ускоряемых частиц — как повышение магнитного поля, так и снижение частоты ускоряющего электрического поля. С помощью синхрофазотронов удастся получить протоны с энергиями, исчисляющимися миллиардами (миллиардами) электронвольт (*Бэв*). За последние 3 года в США было запущено два синхрофазотрона — на 3 *Бэв* и на 5,7 *Бэв*.

Как сообщил В. И. Векслер в своей лекции в Женеве, в СССР близится к завершению строительство синхрофазотрона, рассчитанного на получение протонов с энергией 10 *Бэв*. Каме-

ра этого синхрофазотрона расположена между полюсами кольцевого магнита с радиусом около 28 м. Магнит собран из большого числа стальных блоков; общий его вес составляет около 36 тыс. т. Магнит состоит из четырех квадрантов, разделенных прямолинейными промежутками длиной по 8 м. Для облегчения откачки огромного объема вакуумной камеры она сделана с двойными стенками, с разделенным вакуумом. Протоны будут вводиться в камеру из специального впускного устройства, обладая энергией в 9 Мэв. За каждый оборот энергия протонов будет возрастать всего на 2 200 эв. Цикл ускорения

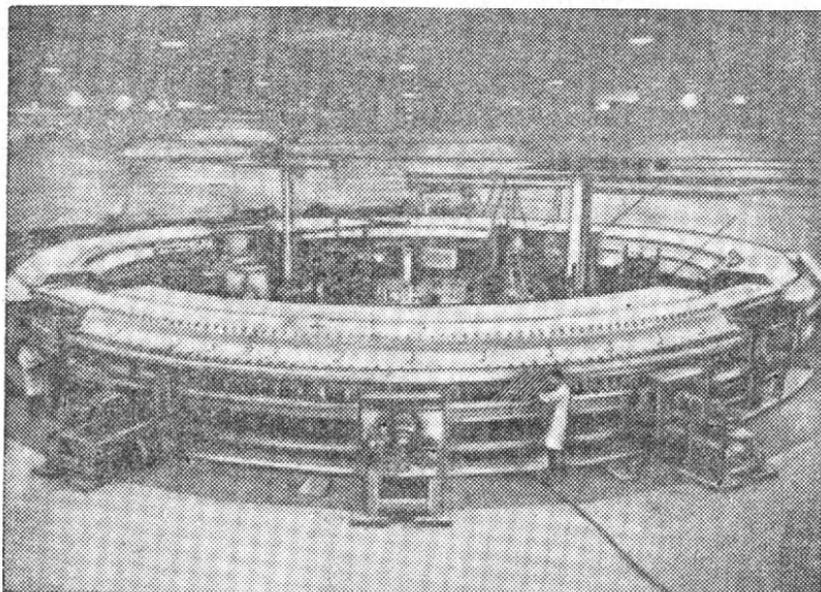


Рис. 17. Синхрофазотрон на 3 Бэв (эта установка была названа «космотроном»).

будет продолжаться 3,3 секунды; за это время протоны совершат около 4,5 млн. оборотов и пройдут путь, близкий к одному миллиону километров. В ходе ускорения частота электрического поля будет изменяться в 7,5 раза, причем значение этой частоты должно быть согласовано с величиной магнитного поля в каждый данный момент времени с точностью до 0,1%.

Мощность, расходуемая на электропитание такой установки, близка к 140 тыс. квт. О масштабах синхрофазотронов можно судить по рис. 17, где изображена наименьшая из таких установок — на 3 Бэв и по рис. 18, где показано строительство более крупного синхрофазотрона на 5,7 Бэв.

Сооружение гигантских фазотронов и синхрофазотронов возможно лишь при очень высоком уровне технической куль-

туры страны и свидетельствует об огромных успехах нашей промышленности и науки.

Наряду с созданием ускорителей различных типов, основанных на принципе автофазировки, советские и зарубежные ученые ведут также исследования, направленные на дальнейшее усовершенствование методов ускорения. Результатом таких усовершенствований явились, в частности, разработанные М. Ливингстоном в США «ускорители с сильной фокусировкой», в которых основные идеи ускорения сверхбыстрых частиц

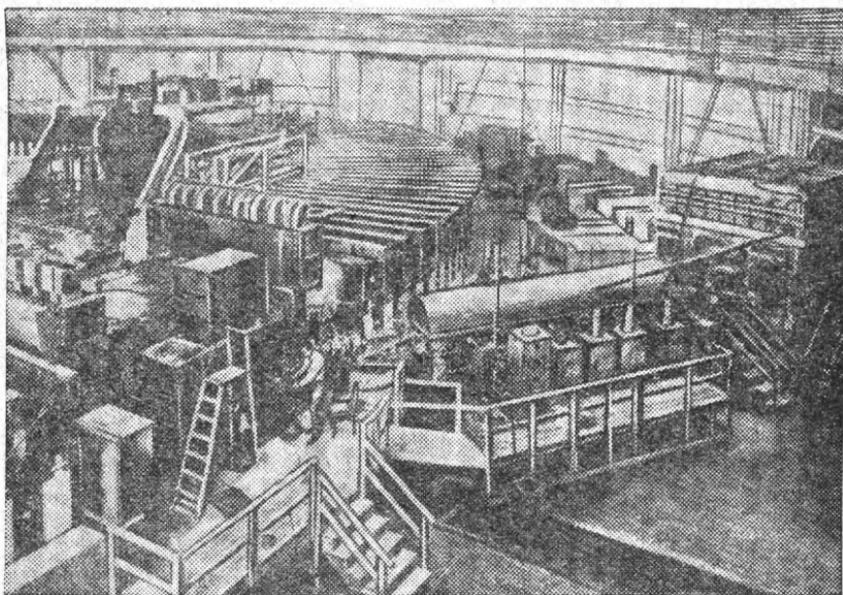


Рис. 18. Снимок синхрофазотрона на 5,7 Бэв в период монтажа.

дополнены остроумными способами уменьшения радиальных и вертикальных колебаний ускоряемых частиц относительно их устойчивой орбиты. Благодаря этому удается сильно уменьшить поперечное сечение камеры, в которой движутся ускоряемые частицы, а следовательно, и магнита, в поле которого эта камера располагается. На рис. 19 изображена фотография синхротрона с сильной фокусировкой, рассчитанного на получение электронов с энергией 1,5 Бэв. Сразу бросаются в глаза весьма скромные размеры сечения магнита, благодаря чему резко уменьшается его вес и трудности сооружения подобных ускорителей.

Ускорители новейших систем используются, в основном, для изучения ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях. Такое изучение дает очень интересные сведения о природе сил,

действующих между элементарными ядерными частицами. На этих ускорителях удалось искусственным путем получить разные виды своеобразных ядерных частиц, наблюдавшихся ранее лишь в космических лучах — мезонов — с массами, промежуточными между массой электрона и массой протона, и гиперонов — с массами, превышающими массу протона. Исследования свойств мезонов проливают свет на природу ядерных сил, ибо, согласно теоретическим представлениям, эти силы связаны с непрерывным обменом мезонами между нейтронами и протонами.

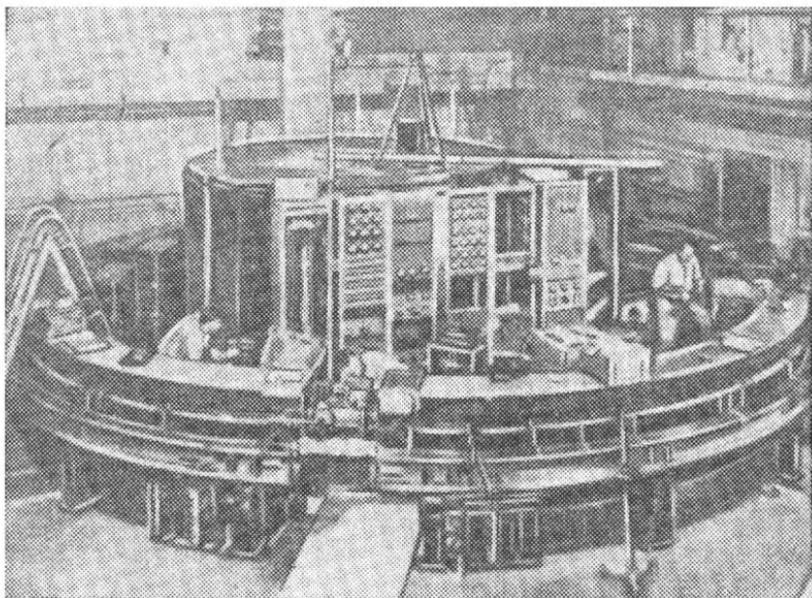


Рис. 19. Синхротрон с сильной фокусировкой для получения электронов с энергией 1,5 *Бэв*.

ми ядер подобно тому, как силы, связывающие атомы в неполярных молекулах, обусловлены обменом электронами между этими атомами.

Благодаря ускорителям за последние 15—20 лет были изучены многие тысячи различных ядерных реакций и искусственно приготовлены сотни радиоактивных изотопов. На ускорителях были получены 13 новых элементов периодической системы Д. И. Менделеева<sup>1</sup>. Различные ядерные реакции под действием заряженных частиц, приводящие к образованию нейтронов, позволили использовать ускорители и как мощные ис-

<sup>1</sup> Последние 3 новых элемента, полученные в США Г. Сиборгом и его сотрудниками, названы в честь великих ученых эйнштейнием (E — № 99), фермием (Fm — № 100) и менделевием (Mv—№ 101).

точники нейтронов, что в большой мере способствовало работам, связанным с изучением нейтронных ядерных реакций и направленным на высвобождение атомной энергии.

### Ядерные реакции, вызываемые нейтронами

До появления ускорителей в качестве нейтронных источников чаще всего использовались запаянные ампулы со смесью радия или других  $\alpha$ -радиоактивных изотопов с бериллием. В таких источниках нейтроны получаются в результате реакции  $\text{Be}^9 (\alpha, n) \text{C}^{12}$ , причем энергия нейтронов, возникающих в этой реакции, достигает 10—11 Мэв. С появлением ускорителей увеличились и возможности получения нейтронов. Широкое использование получили, например, реакции взаимодействия дейтронов с ядрами дейтерия, трития (изотопы водорода), лития, бериллия. Так, при реакции дейтронов с ядрами лития



на циклотронах были получены мощные потоки нейтронов с энергией до 30 Мэв.

Ядерные реакции под действием нейтронов обычно более вероятны по той причине, что нейтрон не обладает электрическим зарядом и потому не испытывает отталкивающего действия со стороны положительно заряженного ядра. Благодаря этому с ядрами могут взаимодействовать не только нейтроны больших энергий, но и самые медленные нейтроны. При этом вероятность ядерных реакций, вызванных медленными нейтронами, как показал итальянский физик Э. Ферми, достигает особенно больших значений, в десятки и сотни раз превышающих вероятность ядерных реакций другого типа.

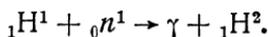
Сечения таких ядерных реакций (с медленными нейтронами) подчас в сотни и тысячи раз превышают геометрические сечения и достигают  $10^{-21}$ — $10^{-20}$  см<sup>2</sup>. Такие большие сечения квантовая механика объясняет тем, что движение всякой частицы с импульсом  $P$  может рассматриваться, как распространение световой волны длиной

$$\lambda = \frac{h}{P} \quad (h = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ эрг/сек} — \text{постоянная Планка}).$$

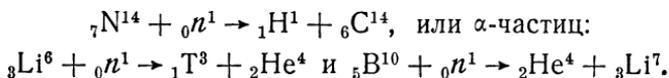
Длина волны медленных нейтронов гораздо больше радиуса ядра и, если вернуться к описанию сечений картиной поисков цели прожектором, можно считать, что в данном случае площадь светового пятна луча много больше площади разыскиваемой цели. Поэтому вероятность обнаружения цели определяется уже не площадью цели, а площадью светового пятна.

В результате захвата медленных нейтронов чаще всего испускаются  $\gamma$ -лучи и образуются изотопы тех же элементов, но

с большими на единицу массовыми числами. Примером такого превращения является захват нейтрона протоном с образованием ядра дейтерия:



В ряде случаев после захвата медленных нейтронов происходит испускание заряженных частиц, например протонов:



Две последние реакции представляют практический интерес. Первая из них используется для получения радиоактивного изотопа водорода — трития  ${}_1\text{T}^3$ , применяемого для осуществления термоядерной реакции; вторая — служит для регистрации медленных нейтронов по импульсам от  $\alpha$ -частиц, возникающих в счетчике, наполненном газом  $\text{BF}_3$ , при захвате нейтронов ядрами бора.

Благодаря тому, что медленные нейтроны оказались весьма мощным средством для получения искусственных радиоактивных изотопов, их взаимодействие с разными ядрами подверглось особенно подробному изучению.

Нейтроны, получаемые при помощи радиоактивных источников или ускорителей, обладают, как указывалось, довольно большой энергией, исчисляющейся мегаэлектронвольтами.

Вероятность захвата нейтронов ядрами становится велика при гораздо меньших энергиях — от сотых долей до нескольких единиц или десятков электронвольт. Таким образом, необходимо предварительно замедлить быстрые нейтроны, уменьшить их энергию в миллионы и десятки миллионов раз.

Замедление нейтронов, двигающихся в веществе, происходит в результате столкновения их с разными ядрами — при каждом таком столкновении часть энергии нейтронов передается ядрам. Чем легче ядро, с которым сталкивается нейтрон, тем больше энергии может отдать нейтрон при таком столкновении.

Быстрее всего нейтрон теряет энергию при столкновениях с протонами. Поэтому в качестве замедлителей нейтронов часто используют вещества с высоким содержанием водорода, например воду или парафин. При этом, правда, необходимо учесть, что водород эффективно поглощает медленные нейтроны в приведенной выше реакции  $\text{H}^1 (n, \gamma) \text{H}^2$ . Поэтому замедление в воде или парафине допустимо лишь в тех случаях, когда несущественно некоторое уменьшение числа нейтронов при их замедлении. В таких случаях нейтронный источник вместе с облучаемым веществом заключают в парафиновый блок или помещают в бачку с водой. Испускаемые источником нейтроны испытывают множество столкновений с протонами, замедля-

ются до относительно малой скорости, соответствующей тепловому движению (при комнатной температуре эта скорость около 2200 м/сек, что отвечает энергии около 1/40 эв). Такие замедленные нейтроны называются тепловыми. Они движутся во всех направлениях, пронизывают облучаемое вещество и с большой вероятностью вызывают там ядерные реакции.

Таким способом изучались превращения ядер десятков элементов под действием медленных нейтронов. Во всех случаях эти превращения сводились к образованию более тяжелых стабильных или радиоактивных изотопов тех же элементов или к образованию соседних по периодической системе ядер.

В 1934 году Э. Ферми начал исследования действия медленных нейтронов на ядра урана. Очень скоро были обнаружены ранее неизвестные изотопы каких-то элементов, распадавшиеся с испусканием  $\beta$ -частиц. Было высказано предположение, что эти изотопы являются новыми элементами периодической системы с атомными номерами от 93 до 97, т. е. стоящими после урана. Считалось, что, захватив нейтрон, изотоп урана становится  $\beta$ -радиоактивным, а после испускания этим изотопом  $\beta$ -частицы образуется ядро элемента № 93. Это ядро превращается в результате  $\beta$ -распада в ядро элемента № 94 и так далее до № 97.

Вскоре, однако, Ирэн Жолио-Кюри и югославский физик П. Савич (работавший тогда в Париже), исследуя продукты облучения урана медленными нейтронами, показали, что принявшийся за актиний продукт ближе по свойствам к лантану. Но поскольку этот элемент находится очень далеко от урана (лантан расположен в середине периодической системы), Кюри и Савич не рискнули сделать окончательный вывод о том, что этот продукт есть именно лантан.

Далее немецкие радиохимики О. Ган и Ф. Штрассман в 1939 году повторили в несколько расширенном виде опыты Кюри и Савича. Ган и Штрассман показали, что неизвестные изотопы, принимавшиеся за элементы, стоящие в периодической системе вблизи урана или после урана, являются на самом деле изотопами элементов, расположенных в середине периодической системы,—бария, лантана, рутения, родия и других.

Таким образом, был открыт новый класс ядерных реакций — деление ядер урана на два тяжелых «осколка» под действием медленных нейтронов. Изотопы лантана, бария и других элементов середины периодической системы и были осколками такого деления.

Реакция деления ядер урана сопровождается огромным выделением энергии и, что самое важное, испусканием двух-трех нейтронов, т. е. тех же частиц, что и вызвавшие первоначальное деление. Поэтому эта реакция явилась основой практического использования ядерной энергии, основой работы ядерных реакторов.

## Общее значение исследования ядерных реакций

Вполне понятен тот широкий интерес, который проявляют сейчас весьма далекие от физики люди к ядерным реакциям. В самом деле, изучение ядерных реакций, именно цепных реакций деления тяжелых ядер и термоядерных реакций, привело, с одной стороны, к колоссальному расширению доступных человечеству энергетических ресурсов, а с другой стороны — к созданию оружия массового уничтожения людей. В решении вопроса о том, как будут применены достижения ядерной физики, жизненно заинтересованы сотни миллионов людей во всем мире.

Значение исследования ядерных реакций отнюдь не исчерпывается использованием атомной энергии — в узком смысле этого слова. Ядерные реакции приводят к получению сотен различных радиоактивных изотопов — «меченых атомов», широко используемых сейчас в разнообразнейших областях науки и народного хозяйства. Технология получения всевозможных «меченых атомов» заслуживает специального подробного описания, и мы не можем на ней останавливаться. Термоядерные реакции являются источником энергии Солнца и звезд. Поэтому всякое использование солнечной энергии, которому после окончательной разгадки природы фотосинтеза еще предстоит блестящее будущее, есть, по существу, тоже использование энергии ядерных реакций. Изучение ядерных реакций представляет значительный интерес для астрофизики.

Большую важность представляет решение вопроса о происхождении химических элементов. Нет сомнения, что элементы образовались в результате интенсивного протекания всевозможных ядерных реакций. Однако по сей день отсутствует удовлетворительная теория происхождения химических элементов. Построение такой теории, тесно связанное с изучением ядерных реакций, должно явиться крупным шагом в развитии представлений о Вселенной.

Наконец, отметим последний по счету, но, быть может, первый по важности вопрос, связанный с изучением ядерных реакций, — вопрос о строении атомных ядер и о природе ядерных сил, удерживающих протоны и нейтроны в ядрах и обеспечивающих огромные запасы ядерной энергии. Мы уже упоминали о том, какой особый интерес для выяснения природы ядерных сил имеют исследования взаимодействия элементарных ядерных частиц и свойств мезонов, осуществляемые на ускорителях новейших систем. В свое время изучение химических реакций не только сыграло решающую роль в решении вопроса о строении молекул, но и во многом предопределило разгадку строения атома. Ведь периодический закон, являющийся путеводной звездой в атомной физике, был создан Д. И. Менделеевым на основании систематического изучения химических свойств

элементов, их поведения в различных химических реакциях. Точно так же исследования ядерных реакций дали много важнейших сведений о свойствах ядра.

Ядра, как и атомы, могут находиться не только в основном (в невозбужденном состоянии), но и в различных возбужденных состояниях с более высоким запасом энергии. При переходе из возбужденного состояния в нормальное или менее возбужденное ядра испускают  $\gamma$ -лучи, обнаруженные еще при изучении радиоактивности. Законы квантовой механики, применимые и к атомам и к атомным ядрам, указывают, что возможны не любые энергетические состояния ядер, но лишь определенные, квантованные, т. е. что возбужденные состояния ядра не могут располагать любыми значениями энергии, а отвечают определенным уровням.

В исследовании уровней возбуждения ядер ценнейшие сведения дало изучение зависимости сечений ядерных реакций от энергии бомбардирующих частиц. Когда сумма кинетической энергии бомбардирующей частицы и энергии, высвобождающейся при попадании этой частицы в ядро, оказывается равной энергии определенного уровня возбуждения, сечение реакции достигает особенно больших величин (для медленных нейтронов  $10^{-21}$ — $10^{-20}$  см<sup>2</sup>). Таким образом, наблюдается своеобразная резонансная зависимость сечений ядерных реакций от энергии, с резонансами, отвечающими ядерным уровням. В качестве примера приведем зависимость сечения взаимодействия протонов с ядрами алюминия (реакция  $Al^{27}(p, \gamma) Si^{28}$ ) от энергии протонов (рис. 20).

Для построения правильной теории ядер очень существенно выяснение вопроса о природе возбуждения ядер — связано ли это возбуждение с изменением энергии всей совокупности нуклонов в ядре или с энергетическими переходами какого-то одного нейтрона или протона. Изучение ядерных реакций дало много фактов для ответа и на этот вопрос. В ряде случаев удалось дать правильное объяснение картины ядерных реакций, опираясь на представления о возбуждении ядра как целого, без рассмотрения свойств отдельных нуклонов.

Так, например, в 1939 году Я. И. Френкелем в СССР и зарубежными учеными Н. Бором и Дж. Уилером была разработана теория деления атомных ядер, основанная на представлениях об аналогии между свойствами ядра (как целого) и жидкой капли. Эта аналогия не покажется удивительной, если учесть, что объемы ядер пропорциональны числу содержащихся в них протонов и нейтронов, и что энергии связи, приходящиеся на одну частицу в разных ядрах, довольно близки.

Таким образом, становится возможным говорить о своеобразном ядерном веществе, обладающем определенной плотностью. Как из молекул жидкости можно построить капли разной

величины, так и из ядерного вещества могут быть построены различные ядра.

Известно, что вследствие наличия поверхностного натяжения жидкая капля всегда стремится принять форму с наименьшей (при данном объеме) поверхностью — сферическую. Такое же поверхностное натяжение должно проявляться и для атомных ядер. Однако в ядрах есть добавочное явление, отсутствующее в капле обычной жидкости, а именно электрическое взаимотталкивание протонов. После захвата нейтрона в результате внутриядерных колебаний происходит деформация шаро-

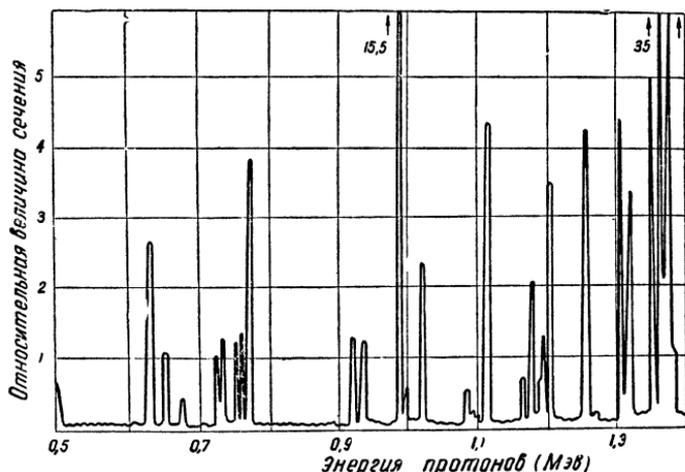


Рис. 20. Зависимость сечения ядерной реакции  $\text{Al}^{27}(p,\gamma)\text{Si}^{28}$  от энергии протонов.

образного ядра. В ядерной «капле» при такой деформации может образоваться перетяжка, и дальнейшая судьба ядра — разделится оно или восстановит первоначальную форму — зависит от того, будет ли преобладать в вытянутой капле с перетяжкой действие электрического отталкивания или поверхностного натяжения. Основанная на таких представлениях теория правильно предсказала зависимость способности различных ядер к делению от их зарядов и массовых чисел.

Деформация ядерной капли может произойти не только в результате захвата нейтронов, но и вследствие наличия внутренних колебаний. Поэтому из теории следовала возможность самопроизвольного (спонтанного) деления неустойчивых тяжелых ядер.

В 1939 году советские физики К. А. Петржак и Г. Н. Флеров начали исследование способности урана к самопроизвольному делению и вскоре обнаружили этот эффект.

Теория «капельного ядра» позволяет понять и явления испу-

скания вторичных нейтронов при делении. Возбужденное ядро ведет себя подобно нагретой капле жидкости, и процесс испускания нейтронов может быть уподоблен испарению.

В самые последние годы изучение возбуждения ядер под действием заряженных частиц с энергией много ниже высоты кулоновского барьера дало новые интереснейшие сведения о природе возбуждения ядра (как целого). Оказалось, что многие тяжелые ядра не имеют сферической формы, а являются вытянутыми эллипсоидами вращения. Возбуждение таких ядер связано с различными уровнями энергии их вращения.

С другой стороны, целый ряд работ по исследованию выхода и углового распределения продуктов ядерных реакций привел к получению ценных сведений и об уровнях энергий отдельных протонов и нейтронов в атомных ядрах. Изучение ядерных реакций является одним из главных путей к выяснению общепринятой теперь картины «оболочек» нейтронов и протонов в атомных ядрах, во многом аналогичной картине электронных оболочек, окружающих ядра всех атомов.

Пока не появилось всеобъемлющего объяснения свойств всех атомных ядер. Но чем больше будет накоплено фактических сведений о ядерных реакциях, тем ближе день, когда такое объяснение появится и прольет свет на все, что может сегодня показаться непонятным и беспорядочным нагромождением фактов.

---

## ЛИТЕРАТУРА

Гольданский В. И. — Новые элементы в периодической системе Д. И. Менделеева. Изд. 2-е. Гостехиздат 1955.

Гринберг А. П. — Методы ускорения заряженных частиц. Гостехиздат. 1950.

Китайгородский А. И. — Физические основы ядерной энергетики. Изд. «Знание». 1954.

Корсунский М. И. — Атомное ядро Гостехиздат. 1952.

Лукьянов С. Ю. — Основные представления экспериментальной ядерной физики Изд. «Знание». 1955.

Поллард Э. и Дэвидсон В. — Прикладная ядерная физика. Гостехиздат 1947.

Рицлер В. — Введение в ядерную физику. Изд-во иностранной литературы 1948.

Шпольский Э. В. — Атомная физика; т. 1—2. Гостехиздат. 1951.

---

60 коп.