

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ***Н. А. Власов*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	169
2. Общие свойства источников нейтронов	172
3. Реакции (α, n)	186
4. Реакции (d, n)	196
5. Разрыв дейтеронов большой энергии	219
6. Реакции (p, n)	227
7. Реакции (γ, n)	242
8. Котёл как источник нейтронов	246

1. ВВЕДЕНИЕ

Применение нейтронов в настоящее время вошло в практику большого числа лабораторий и позволяет решать целый ряд важных задач физики атомного ядра и других отраслей науки. В физике атомного ядра нейтроны являются незаменимым средством исследования законов взаимодействия ядерных частиц и системы ядерных уровней. Искусственная радиоактивность, получаемая при помощи нейтронов, всё шире применяется для исследований в области физики, химии, биологии и медицины. Наряду с рентгеновыми лучами, а иногда и с большим успехом, нейтроны применяются для количественного и структурного анализа различных материалов.

Многообразие потребностей в нейтронах требует многообразия в способах их получения. Техника получения нейтронов претерпела большое развитие, в особенности в последние годы, в связи с усовершенствованием старых и изобретением новых ускорителей заряженных частиц и осуществлением ценной реакции деления. Интенсивный процесс ядерных превращений в урановых котлах в этом отношении имеет большое значение не только как мощный источник нейтронов сам по себе, но и как способ получения изотопов, не существующих в природе (например, H^3) и находящих себе применение в качестве мишеней при бомбардировке заряженными частицами для получения нейтронов. В связи с этим

систематическое изучение важнейших источников нейтронов становится необходимым для большого круга работников не только науки, но и техники. В настоящей статье изложены основные особенности ядерных превращений, используемых для получения нейтронов, и характеристики наиболее важных источников нейтронов.

Известно, что нейтроны наряду с протонами входят в состав атомных ядер и, следовательно, составляют добрую половину всего земного вещества. Но в свободном состоянии нейтроны практически не встречаются в природе, если не считать очень небольшого количества их, образуемого космическими лучами, а также испускаемого тяжёлыми ядрами в процессе спонтанного деления. Эти естественные источники нейтронов настолько слабы и рассредоточены, что не имеют никакого практического значения.

Отсутствие свободных нейтронов объясняется прежде всего их склонностью вступать в соединение с атомными ядрами. В земных условиях время жизни свободного нейтрона измеряется микросекундами и ограничивается именно актами захвата нейтронов ядрами. В разреженном космическом пространстве, где столкновения с ядрами очень редки, свободный нейтрон, повидимому, также не может долго существовать, но уже по другой причине, а именно потому, что он должен испытывать радиоактивный распад и превращаться в протон и электрон.

Теоретически можно предсказать период радиоактивного распада нейтрона¹. Он должен быть не меньше 10 минут и не больше года.

Очевидно, что в земных условиях нейтрон должен в подавляющем большинстве случаев захватываться ядрами и лишь очень редко распадаться. Поэтому экспериментальное доказательство распада нейтрона требует очень тонких и кропотливых исследований. Такие исследования проводились в течение нескольких лет⁵, и последние результаты их^{83, 84}, повидимому, можно считать свидетельством распада свободного нейтрона с периодом, приблизительно равным 20 минутам. Если это так, то не может быть и речи о запасе свободных нейтронов не только на Земле, но и в любом месте космического пространства. Только в составе атомных ядер нейтроны могут существовать и существуют неограниченно долго. Поэтому свободные нейтроны могут быть получены лишь в результате ядерных превращений.

Любое атомное ядро, за исключением ядра обычного водорода (протона), содержит в своём составе нейтроны и может испустить их, если применить достаточно сильное для этого воздействие. Нейтроны довольно прочно связаны в ядрах, и для вырывания хотя бы одного из них из ядра необходимо затратить энергию порядка нескольких *Мэв*. В таблице I приведены значения энергий связи нейтрона в некоторых ядрах, вычисленные на основании таблицы масс, данной в приложении к книге Гудмена².

Таблица I

Энергия связи нейтрона в некоторых ядрах (в Мэв)

H ²	2,18	F ¹⁹	10,17	A ³⁶	14,82
H ³	6,15	Ne ²⁰	16,73	A ³⁸	11,76
He ⁴	20,51	Ne ²¹	7,50	A ⁴⁰	8,22
Li ⁶	5,17	Ne ²²	9,42	K ³⁹	12,67
Li ⁷	7,15	Na ²³	11,78	K ⁴⁰	7,10
Be ⁹	1,63	Mg ²⁴	8,31	Ca ⁴³	7,19
Be ¹⁰	6,69	Mg ²⁵	8,31	Ti ⁴⁷	9,61
B ¹⁰	8,33	Mg ²⁶	23,58	Ti ⁴⁸	9,80
B ¹¹	11,42	Al ²⁷	11,10	Ti ⁴⁹	6,92
C ¹²	18,67	Si ²⁸	16,04	Ti ⁶⁰	10,63
C ¹³	4,88	Si ²⁹	8,31	Cr ⁵²	10,17
C ¹⁴	8,16	Si ³⁰	11,47	Cr ⁵³	8,31
N ¹⁴	10,52	P ³¹	11,11	Fr ⁵⁷	8,12
N ¹⁵	10,75	S ³²	16,70		
O ¹⁶	15,57	S ³³	9,14		
O ¹⁷	4,12	S ³⁴	11,01		
O ¹⁸	7,94	Cl ³⁵	9,64		
		Cl ³⁷	9,52		

Многочисленные опыты показывают, что нейтрон может быть испущен любым ядром, если этому ядру будет сообщена энергия, превышающая энергию связи нейтрона ϵ_n . При этом оказывается несущественным способ возбуждения ядра, т. е. способ передачи ему энергии. Следовательно, любой способ получения достаточно сильно возбуждённых ядер пригоден для получения свободных нейтронов. Практически такими способами являются или бомбардировка ядер протонами, дейтеронами, α -частицами и другими заряженными и даже незаряженными частицами, а также гамма-лучами, или осуществление процесса деления ядер, в результате которого испускаются сильно возбуждённые осколки, или, наконец, получение тем или иным способом радиоактивных распадов, в результате которых могут образоваться ядра с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона (запаздывающие нейтроны при делении или «нейтронный распад» ядра N¹⁴). Следовательно, разнообразие процессов, приводящих к получению свободных нейтронов, довольно велико.

Если, кроме того, учесть, что и бомбардировка лишь одним сортом частиц, например α -частицами, лишь одного определённого ядра может дать нейтроны путём различных превращений, например (α, n), ($\alpha, 2n$), (α, pn) и т. д., то очевидно, что разнообразие процессов становится практически необозримым. Мы ограничимся рассмотрением простейших ядерных превращений (α, n), (d, n), (p, n), (γ, n) и деления, имеющих наибольшее значение в качестве источников нейтронов и в достаточной степени изученных.

2. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

а) Выход и сечение

Важнейшей характеристикой источника нейтронов является его интенсивность, определяемая количественно числом нейтронов, испускаемых в единицу времени (в секунду). Если при каждом ядерном превращении в источнике испускается ν нейтронов, то интенсивность источника равна произведению ν на число превращений в секунду. Например, в урановом котле ν приблизительно равно 2,5 на каждый акт деления³, и интенсивность котла как источника нейтронов численно в 2,5 раза больше числа актов деления, происходящих в секунду. Это число в свою очередь пропорционально энергетической мощности, выделяемой в котле. Следовательно, нейтронная интенсивность котла также пропорциональна его мощности.

В простейших ядерных реакциях на каждое ядерное превращение испускается один нейтрон, следовательно $\nu = 1$ и интенсивность источника равна числу соответствующих превращений в секунду. Очевидно, что число превращений пропорционально числу бомбардирующих частиц i , следовательно, интенсивность источника пропорциональна интенсивности потока бомбардирующих частиц.

Например, в ускорителях заряженных частиц нейтронная интенсивность источника пропорциональна току через мишень, создаваемому ускоренными частицами. Эта зависимость тривиальна и не нуждается в обсуждении.

Число ядерных превращений, приходящихся на одну бомбардирующую частицу (называемое выходом реакции), зависит от характера превращения и энергии бомбардирующей частицы. Если энергия для всех бомбардирующих частиц имеет одно определенное значение E , то выход V определяется выражением

$$V = \sigma n x,$$

где σ — эффективное сечение реакции, n — число ядер в 1 см^2 мишени и x — толщина мишени в см .

Это выражение справедливо только для тонкой мишени, т. е. для мишени такой толщины, в которой потери энергии бомбардирующих частиц малы. В противном случае условие одинаковости энергии бомбардирующих частиц не соблюдается, и выражение для выхода усложняется, так как сечение реакций σ зависит от энергии E .

Таким образом, выход нейтронов (или реакции) при тонкой мишени пропорционален сечению реакции и толщине мишени. С точки зрения выхода выгодно пользоваться толстой мишенью, т. е. такой, в которой бомбардирующие частицы теряют энергию

до полного торможения и, следовательно, толщина которой превосходит длину пробега бомбардирующих частиц. Однако в толстой мишени бомбардирующие частицы могут вступать в реакцию с любой энергией от начальной до нулевой. Между тем от энергии бомбардирующей частицы зависит и энергия испускаемого в реакции нейтрона. Поэтому применение толстой мишени возможно лишь в тех случаях, когда энергия получаемых нейтронов безразлична. Для получения нейтронов с определённой энергией, т. е. монохроматических нейтронов, необходимо пользоваться тонкой мишенью, причём очевидно, чем тоньше мишень, тем более монохроматичны получаемые нейтроны.

Выход от толстой мишени можно подсчитать, если известны зависимость сечения реакции от энергии частиц и закон потерь энергии в толщине мишени. В тонком слое dx , находящемся на глубине x , выход

$$dB = \sigma(x)n dx.$$

Полная действующая глубина мишени равна пробегу бомбардирующих частиц R и, следовательно, полный выход равен

$$B = n \int_0^R \sigma(x) dx.$$

Обычно сечение реакций σ известно (если оно известно вообще) как функция энергии E бомбардирующей частицы, поэтому интеграл удобнее преобразовать к переменной E .

Если мы введём под интеграл $\sigma(E)$ вместо $\sigma(x)$, то вместо dx нужно подставить

$$\frac{dx}{dE} dE = \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE$$

и соответственно изменить пределы интегрирования, учитывая, что глубине 0 соответствует энергия E_0 , а глубине R — энергия $E = 0$. Тогда

$$B = n \int_{E_0}^0 \frac{\sigma(E)}{\frac{dE}{dx}} dE = n \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)}{-\frac{dE}{dx}} dE.$$

Закон торможения, выражаемый величиной $-\frac{dE}{dx}$, известен для большинства употребляемых для бомбардировки частиц в широком интервале энергии, и если известно $\sigma(E)$, то выход из толстой мишени может быть вычислен для любого значения начальной энергии E_0 .

Из полученного выражения следует, что выход $E(E_0)$, являющийся функцией начальной энергии бомбардирующих частиц, тем

больше, чем больше эта энергия E_0 , чем больше сечение σ и чем меньше потери энергии — $\frac{dE}{dx}$ (ионизационные потери).

Во многих случаях $\sigma(E)$ неизвестно вообще или известно только для отдельных значений энергии. Тогда выход из толстой мишени вычислить невозможно и он определяется непосредственно на опыте.

С другой стороны, знание выхода $B(E_0)$ в зависимости от энергии бомбардирующих частиц E_0 позволяет определить $\sigma(E_0)$. Действительно, дифференцируя по пределу E_0 , найдём:

$$\sigma(E) = \frac{1}{n} \frac{dE}{dx} \frac{dB}{dE}.$$

11-ком. & мишени

Следовательно, измерение выхода из толстой мишени для разных энергий бомбардирующих частиц даёт возможность определить зависимость сечения реакции от энергии. Однако производная экспериментальной кривой известна всегда менее точно, чем сама кривая, поэтому этот способ определения сечения оказывается довольно грубым.

Эффективные сечения различных ядерных реакций колеблются в очень широких пределах и, кроме того, для каждой реакции обнаруживают довольно сложную зависимость от энергии бомбардирующих частиц. Общий характер зависимости σ от E существенно определяется энергией реакции. Энергия реакции Q считается положительной для экзотермических реакций, т. е. реакций, идущих с выделением энергии (сумма кинетических энергий продуктов реакции больше суммы кинетических энергий реагирующих частиц), и отрицательной для эндотермических реакций.

Экзотермические ядерные реакции, дающие нейтроны, возможны при бомбардировке ядер заряженными частицами. Реакции (γ, n) всегда эндотермичны. Экзотермические ядерные реакции возможны при любой энергии бомбардирующих частиц. Но заряженная частица с малой кинетической энергией наталкивается на потенциальный барьер ядра, и сечение реакции при этих условиях определяется проницаемостью барьера. Проницаемость барьера отлична от нуля при любой, даже очень малой, энергии E , поэтому сечение экзотермической реакции также отлично от нуля уже при очень малых значениях E . Так как проницаемость барьера экспоненциально возрастает с энергией частицы, то и сечение возрастает экспоненциально. Когда энергия частицы достигает значений, близких к энергии барьера E_0 , рост сечения прекращается и оно достигает некоторой величины, почти не меняющейся с дальнейшим ростом энергии. Абсолютное значение сечения в этой области близко к геометрическому сечению ядра $\pi R^2 = \pi r_0^2 A^{2/3}$ ($R = r_0 A^{1/3}$ — радиус ядра, A — массовое число), если реакция с испусканием нейтрона

является единственно возможной, т. е. если не существует конкурирующих процессов распада ядра. При наличии конкурирующих процессов геометрическое сечение πR^2 делится между ними и сечение реакции с испусканием нейтрона может быть значительно меньше πR^2 .

Характерный пример³ зависимости σ от энергии E для экзотермической реакции представлен на рис. 1 (реакция $D(d,n)He^3$). В области малых энергий график недостаточно нагляден, но известно, что реакция начинается уже при энергии дейтронов, меньшей 50 *кэв*, и по мере увеличения энергии выход быстро возрастает.

При $E_d \cong 1,5$ *Мэв* сечение достигает «насыщения» и оказывается равным 0,1 барна, а затем сохраняется по величине вплоть до

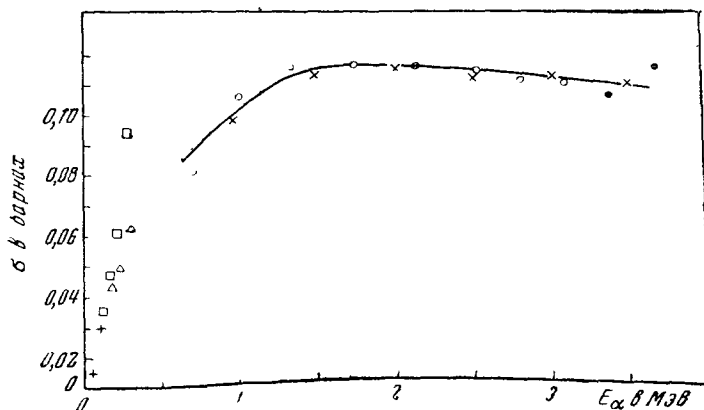


Рис. 1. Сечение реакции $D(d, n) He^3$.

$E_d = 3,6$ *Мэв*. Конкурирующим процессом в данном случае является испускание протона в реакции $D(d,p)H^3$. Полное сечение делится приблизительно пополам между этими двумя процессами.

Аналогичной оказывается зависимость σ от E и для других экзотермических реакций с тем лишь отличием, что в случае более тяжёлых ядер барьер выше, и область насыщения сечения смещается вправо, к большему значению E .

В некоторых случаях указанная плавная зависимость нарушается резонансными эффектами. Если энергия возбуждения E^* компаунд-ядра, образующегося из бомбардируемого ядра и бомбардирующей частицы, равна энергии одного из его квантовых квазистационарных состояний, то сечение реакции резонансно возрастает при соответствующем значении E . Так как энергия возбуждения компаунд-ядра равна сумме $\epsilon + E$, где ϵ — энергия связи

бомбардирующей частицы в компаунд-ядре, а E — её начальная кинетическая энергия, то условие резонанса $\varepsilon + E = E_0^*$ выполняется только при одном для каждого уровня значении E . Примером резонансной зависимости сечения от E является реакция $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ (рис. 2).

Эндотермические реакции возможны только при энергии бомбардирующей частицы, превышающей некоторый предел, называемый порогом реакции Π . Следовательно, при $E < \Pi$ сечение реакции равно нулю. Значение порога Π не равно абсолютному значению энергии реакции

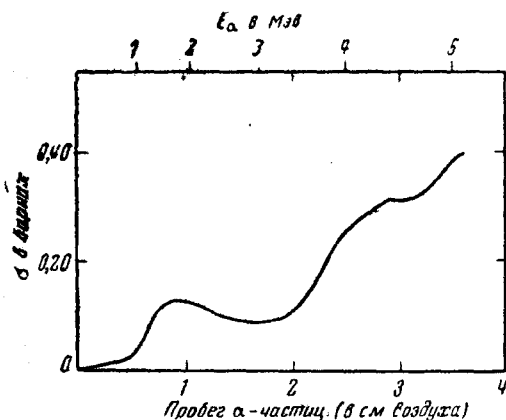


Рис. 2. Сечение реакции $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$.

Q , а всегда превышает его, так как часть кинетической энергии бомбардирующей частицы передаётся компаунд-ядру, которое принимает её импульс. Связь между Π и Q выражается простой формулой, вытекающей из законов сохранения энергии и импульса,

$$\begin{aligned} \Pi &= - \frac{M+m}{M} Q = \\ &= - \left(1 + \frac{m}{M}\right) Q, \end{aligned}$$

где M и m — массы бомбардируемого ядра и бомбардирующей частицы соответственно. Чем меньше отношение $\frac{m}{M}$, тем ближе значение порога к значению энергии реакции.

При значениях $E > \Pi$ сечение реакции возрастает с энергией, вообще говоря, значительно быстрее, чем для экзотермических реакций. Характер возрастания зависит от соотношения между порогом и барьером E_b . Если $\Pi < E_b$, то сечение быстро возрастает до значений, определяемых проникаемостью барьера, а затем изменяется так же, как и сечение экзотермической реакции, т. е. достигает насыщения или даже максимума при $E \cong E_b$, причём значение при насыщении или равно геометрическому сечению ядра, или меньше его, если существуют конкурирующие процессы распада. Если $\Pi > E_b$, то сечение очень быстро за порогом достигает насыщения. Во всяком случае в эндотермических реакциях сечение и выход очень резко возрастают за порогом реакции, поэтому порог определяется очень чётко и с хорошей точностью. Этим широко пользуются для градуировки высоковольтных уско-

рителей, не снабжённых достаточно надёжной аппаратурой для измерения абсолютного значения ускоряющего напряжения.

Указанный общий характер зависимости сечения от энергии для эндотермических реакций, как и в случае экзотермических реакций, может существенно искажаться резонансными явлениями.

В качестве примера можно указать на зависимость сечения от энергии протона в реакции $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ (рис. 22, стр. 230). Сразу же за порогом ($\Pi = 1,882 \text{ Мэв}$) сечение очень круто возрастает, достигая 0,24 барна и оставаясь затем постоянным. Но при энергии протона, близкой к $2,2 \text{ Мэв}$, наблюдается резонансный максимум сечения, обязанный квазистационарному состоянию компаунд-ядра Be^8 с энергией возбуждения $E^* = 19,1 \text{ Мэв}$.

Второй пример — сечение реакции $\text{T}^3(p,n)\text{He}^3$ (рис. 30, стр. 237). (Здесь и в дальнейшем символом T^3 обозначен сверхтяжёлый изотоп водорода H^3 — тритий.) Порог этой реакции $\Pi = 1,019 \text{ Мэв}$. За порогом сечение резко возрастает, но, несмотря на то, что энергия бомбардирующего протона превосходит энергию потенциального барьера, рост сечения продолжается вплоть до энергии протона, равной $2,4 \text{ Мэв}$. Отсутствие насыщения сечения в данном случае указывает на существование резонансного пика сечения при энергии протона, превышающей $2,4 \text{ Мэв}$, что соответствует возбуждённому состоянию компаунд-ядра He^4 с энергией около 20 Мэв .

Учитывая общие закономерности в зависимости сечения реакций от энергии бомбардирующих частиц, можно сделать следующие выводы относительно выхода нейтронов. Выход от тонкой мишени, пропорциональный сечению реакции при соответствующей энергии, испытывает нерегулярные колебания от одной реакции к другой, а также меняется и для определённой реакции в зависимости от энергии бомбардирующих частиц. При заданной не очень большой энергии частиц выход тем больше, чем меньше потенциальный барьер ядра для бомбардирующей частицы. Поэтому в качестве мишеней более выгодны и обычно употребляются лёгкие вещества с малым зарядом ядра. Правда, для лёгких веществ геометрическое сечение меньше, чем для тяжёлых, но это не приводит к понижению выхода, так как геометрическое сечение пропорционально числу частиц A в степени $\frac{2}{3}$ ($\pi R^2 = \pi r_0^2 A^{2/3}$).

Между тем тормозная способность мишени для бомбардирующих частиц, исходя из которой выбирается толщина, приблизительно пропорциональна числу электронов в мишени, т. е. пропорциональна заряду ядра Z , а следовательно, и числу частиц в ядре A . Благодаря этому при одинаковой тормозной способности, т. е. при одинаковом значении средних потерь энергии, мишень из более лёгкого элемента содержит большее число ядер и суммарное

геометрическое сечение всех ядер мишени пропорционально $A^{-1/3}$, т. е. больше для лёгких веществ, чем для тяжёлых.

Выход из толстой мишени, определяемый приведённой выше интегральной зависимостью от σ и $\frac{dE}{dx}$, очевидно, всегда монотонно возрастает с энергией бомбардирующих частиц. В тех случаях, когда сечение можно считать не зависящим от энергии, например, когда энергия бомбардирующих частиц много больше энергии барьера и сечение остаётся постоянным в большом интервале энергий, выход можно считать пропорциональным пробегу бомбардирующих частиц. В самом деле, вынося σ из-под интеграла, получим:

$$B = n \int_0^{E_0} \frac{\sigma}{-dE/dx} dE = n\tau R.$$

Для наиболее существенного интервала энергий порядка нескольких $Mэв$ пробег бомбардирующих заряженных частиц можно считать пропорциональным $E^{3/2}$; следовательно, и выход из толстой мишени при бомбардировке частицами с энергией, сильно превосходящей энергию барьера, приблизительно пропорционален $E^{3/2}$.

б) Энергия нейтронов

Второй существенной характеристикой источника является энергетический спектр испускаемых им нейтронов. Самые грубые спектральные характеристики нейтронов выражаются установившимися понятиями «быстрые нейтроны» и «медленные нейтроны». Строгой границы этих понятий не существует: она может меняться в зависимости от точки зрения. Можно считать медленными такие нейтроны, длина волны которых $\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$ много больше размеров ядра, т. е. определять медленные нейтроны из условия

$$\lambda \gg R,$$

где R — радиус ядра. Сущность такого определения сводится к тому, что медленными считаются нейтроны, сечения захвата которых, достигающие в случае резонанса значений $\sigma_{\text{рез}} = \pi\lambda^2$, могут быть много больше геометрического сечения ядра.

Исходя из этого определения, медленными можно считать нейтроны с энергией, меньшей 50—20 $kэв$, в том числе, конечно, и тепловые нейтроны. Так, например, Бете понимает под медленными⁴ «нейтроны с энергией не более нескольких тысяч электрон-вольт». Нейтроны с большими энергиями соответственно считаются быстрыми.

подавляющее большинство источников непосредственно испускает быстрые нейтроны. Для получения медленных нейтронов источник помещают внутрь какого-нибудь замедлителя, в котором нейтроны теряют энергию в результате многократных столкнове-

ний с ядрами. В этом случае, очевидно, спектр быстрых нейтронов, непосредственно испускаемых источником, существенен лишь в том отношении, что от него слегка зависят оптимальные условия замедления. Например, чем больше энергии первичных нейтронов, тем больше должна быть толщина замедлителя. Вообще же процесс замедления, можно сказать, не оставляет никаких воспоминаний о первичном спектре нейтронов, поэтому для получения медленных нейтронов существенны лишь выход и интенсивность источника и допустим любой первичный спектр.

Но для целого ряда весьма интересных и важных задач ядерной физики требуется не только знание спектра быстрых нейтронов источника, но и возможность управления им. Так, изучение сечений взаимодействия нейтронов с ядрами, вскрывающее систему энергетических уровней ядер, требует применения монохроматических нейтронов с переменной энергией. В связи с этой и подобными ей задачами вопрос о спектре нейтронов приобретает решающее значение, и выбор источника определяется его спектральной характеристикой обычно даже в ущерб выходу.

Энергия нейтронов, испускаемых источником, зависит в первую очередь от энергии соответствующей реакции Q и кинетической энергии бомбардирующих частиц E . (Вопрос об энергии нейтронов при делении мы пока оставим в стороне и обсудим ниже.) Эту зависимость можно установить, исходя из законов сохранения энергии и импульса. Обозначим через E , p , v и m энергию, импульс, скорость и массу бомбардирующей частицы, E_a , P_a , V_a и M_a — соответствующие величины для бомбардируемого ядра (заметим, что E_a и P_a можно считать равными нулю), E_b , P_b , V_b , M_b — для ядра-продукта и E_n , p_n , v_n , m_n — для нейтрона.

Тогда закон сохранения энергии можно записать в виде

$$E + Q = E_b + E_n,$$

а закон сохранения импульса в виде

$$P_b^2 = p^2 + p_n^2 - 2pp_n \cos \theta,$$

где θ — угол между направлением вылета нейтрона и направлением бомбардирующей частицы.

Пользуясь соотношением

$$E = \frac{p^2}{2M}$$

и исключая из обоих уравнений E_b , легко получить следующую формулу:

$$Q = \left(1 + \frac{m_n}{M_b}\right) E_n - \left(1 - \frac{m}{M_b}\right) E - \frac{2}{M_b} \sqrt{mm_n EE_n} \cdot \cos \theta, \quad (a)$$

выражающую в неявном виде зависимость энергии нейтрона от энергии реакции Q , энергии бомбардирующей частицы E , угла вылета нейтрона θ и соотношений масс частиц, участвующих

в реакции. Решение этого уравнения относительно E_n в общем виде представляется довольно громоздким и неудобным для анализа. Характер зависимости E_n от указанных величин лучше проследить на частных случаях.

Зависимость E_n от угла вылета θ можно установить, приведя формулу (а) к следующему виду:

$$\sqrt{E_n} (\sqrt{E_n} - a \cos \theta) = A. \quad (6)$$

$$\text{Здесь } a = \frac{2\sqrt{mm_n}}{M_b + m} \sqrt{E} \text{ и } A = \frac{M_b - m}{M_b + m_n} E + \frac{M_b + m_n}{M_b} Q -$$

величины, постоянные для данной реакции и заданной энергии E бомбардирующих частиц. Из формулы (6) следует, что $\sqrt{E_n}$, а следовательно, и E_n , с увеличением угла θ убывает, так как постоянные a и A существенно положительны. Это, впрочем, очевидно и из простых физических соображений. Зависимость E_n от угла вылета определяется скоростью компаунд-ядра. В координатах центра тяжести скорость нейтрона не зависит от угла вылета. Скорость же нейтрона в лабораторной системе координат равна векторной сумме его скорости в системе центра тяжести (т. е. компаунд-ядра) и скорости центра тяжести в лабораторной системе. Последняя всегда направлена вперед, т. е. в направлении скорости бомбардирующей частицы ($\theta = 0$). Благодаря этому скорость, а следовательно, и энергия, в лабораторных координатах максимальна для нейтронов, летящих вперед под углом $\theta = 0$, и убывает с увеличением угла θ . Масштаб этого изменения скорости и энергии с углом θ определяется величиной коэффициента

$$a = \frac{2\sqrt{mm_n}}{M_b + m_n} \sqrt{E}.$$

Очевидно, что чем больше масса бомбардирующей частицы по сравнению с массой M_b ядра-продукта (а следовательно, и бомбардируемого ядра), тем шире диапазон изменений энергии с углом. Если, например, одни и те же ядра-продукты возникают в результате двух реакций (α, n) и (p, n), то при одинаковых энергиях бомбардирующих частиц энергия нейтронов будет значительно больше меняться с углом в первой реакции, чем во второй, так как масса α -частицы в четыре раза больше массы протона, следовательно, больше и коэффициент a при $\cos \theta$.

Для одной и той же реакции зависимость энергии нейтрона от угла θ тем сильнее, чем больше энергии E бомбардирующей частицы, чем, следовательно, больше скорость компаунд-ядра. Примеры угловой зависимости E_n можно найти ниже в описании характеристик отдельных источников.

Изменение E_n с углом θ представляет большие практические удобства, так как позволяет в одной и той же реакции при не-

изменной энергии бомбардирующих частиц получать нейтроны разной энергии. Это обстоятельство широко использовалось в работах с источником $D(dn)He^3$.

Зависимость энергии нейтрона E_n от энергии бомбардирующих частиц E и энергии реакции Q удобно проследить, положив $\theta = 90^\circ$ ($\cos \theta = 0$), т. е. для нейтронов, вылетающих под прямым углом к пучку бомбардирующих частиц. Так как зависимость E_n от угла всегда плавна и монотонна, то $E_n(90^\circ)$ представляет некоторое среднее значение энергии нейтронов, получаемых в каждой реакции. При условии $\cos \theta = 0$ уравнение (а) можно переписать в виде

$$E_n(90^\circ) = \frac{M_b - m}{M_b + m_n} E + \frac{M_b}{M_b + m_n} Q. \quad (в)$$

Мы видим, что $E_n(90^\circ)$ всегда растёт с энергией бомбардирующих частиц. Случай $M_b - m < 0$, для которого этот вывод был бы несправедлив, неосуществим в реакции с испусканием нейтрона. Монотонный рост E_n с увеличением E наблюдается также для всех углов $\theta < 90^\circ$. Однако для $\theta > 90^\circ$, в частности для $\theta = 180^\circ$, изменения E_n с ростом E сложнее. В некоторых случаях может наблюдаться уменьшение $E_n(180^\circ)$ с ростом E . Эти случаи можно выяснить, анализируя подробно уравнение (а), но мы не будем на этом останавливаться. Укажем лишь в качестве примера на зависимость $E_n(180^\circ)$ от E в реакции $D(d, n)He^3$ и $T^3(d, n)He^4$ (рис. 11, 16, стр. 205 и 215).

Во всяком случае для нейтронов передней полусферы, а иногда и для нейтронов, летящих назад, энергия увеличивается с ростом энергии бомбардирующих частиц. Благодаря этому в одной и той же реакции и в одном и том же направлении относительно лучка бомбардирующих частиц (например, вперёд) можно получать нейтроны разной энергии, если имеется возможность управлять энергией бомбардирующих частиц. Этот приём очень широко используется в настоящее время в опытах с монохроматическими быстрыми нейтронами.

Зависимость $E_n(90^\circ)$ от Q также очевидна из формулы (в). Энергия нейтронов тем больше, чем больше энергия реакции. Это правило справедливо для любых углов и любых значений энергии E .

Однако энергия Q для одной и той же реакции может принимать несколько различных значений, если ядро-продукт образуется в результате реакции не только в основном, а и в возбуждённых состояниях. В таком случае каждому значению энергии бомбардирующих частиц и угла вылета соответствует несколько различных значений энергии нейтрона. Следовательно, при любых прочих условиях монохроматические нейтроны не могут быть получены в реакции, имеющей несколько значений Q . В луч-

шем случае спектр может оказаться линейчатым. Следует заметить, что число возможных значений Q в каждой реакции зависит от энергии бомбардирующих частиц. Действительно, отрицательным значениям Q соответствует некоторый порог реакции, поэтому они могут проявляться только в том случае, когда $E > P$. Вследствие этого число возможных значений Q может возрастать с энергией бомбардирующих частиц, и может случиться, что, например, реакция, пригодная для получения монохроматических нейтронов с небольшой энергией, окажется непригодной для больших энергий, так как к первоначальной группе нейтронов добавится примесь новой группы с меньшей энергией.

Это обстоятельство оказывается весьма важным. Оно ограничивает возможность получения монохроматических нейтронов с большой энергией или, точнее говоря, устанавливает некоторый верхний предел энергии монохроматических нейтронов, получаемых в ядерных реакциях. В самом деле, всякое ядро, получающееся в результате реакции, имеет возбужденные уровни, которые неизбежно будут образовываться, как только энергия бомбардирующих частиц превысит соответствующий порог реакции. При этом следует ожидать, что переход на возбужденный уровень будет более вероятен, чем на основной, так как испускаемый нейтрон имеет меньшую энергию и, следовательно, как правило, более близкую к среднему значению энергии частиц в возбужденном ядре. Согласно статистической теории ядра (см., например, ⁶) спектр частиц, испускаемых возбужденным ядром, имеет максимум в области энергий, близких к средней энергии возбуждения, приходящейся на одну частицу ядра. Хотя к легким ядрам статистическую теорию можно применять лишь с некоторой осторожностью, но основные выводы тем более пригодны, чем выше энергия возбуждения. Вместе с тем многочисленные опыты показывают, что даже в реакциях с легкими ядрами испускание быстрых частиц, уносящих всю энергию возбуждения ядра, всегда мало вероятно.

Благодаря этому оказывается вообще невозможным беспредельное увеличение энергии нейтронов, получаемых в обычных ядерных реакциях, за счёт увеличения энергии бомбардирующих частиц. Правда, в настоящее время физические лаборатории уже располагают искусственно получаемыми нейтронами с энергией порядка 100 Мэв, но спектр их сплошной и механизм образования совсем иной. Мы обсудим его ниже.

в) Угловое распределение интенсивности

Угловым распределением называется обычно зависимость интенсивности излучения, в данном случае нейтронного, от угла θ между направлением бомбардирующих частиц и направлением из источника на точку наблюдения. Само собой разумеется, что по-

нятие углового распределения имеет смысл лишь тогда, когда выделено направление бомбардирующих частиц. Если же бомбардирующие частицы попадают на бомбардируемое вещество в любых направлениях с одинаковой вероятностью, как, например, в источниках $Ra + Be$, то и нейтронный поток распределён по всем направлениям равномерно, независимо от характера угловой зависимости в элементарных актах реакции.

Практическое значение углового распределения очевидно. Знание его позволяет выбрать наиболее выгодные условия облучения и оценить интенсивность пучка нейтронов в любом направлении. Угловое распределение можно характеризовать или относительными числами, пропорциональными плотности потока нейтронов, т. е. числу нейтронов, распространяющихся в данном направлении в единице телесного угла, или дифференциальным эффективным сечением.

Практически удобно определить дифференциальное эффективное сечение как величину, которой равнялось бы полное сечение, если бы интенсивность во всех направлениях была такой же, как под данным углом. При таком определении полное сечение оказывается результатом усреднения дифференциального сечения по углам. Может оказаться, что некоторому углу $\theta = \theta_1$ соответствует дифференциальное сечение, например, вдвое превосходящее численно полное сечение. Это означает, что интенсивность потока в данном направлении вдвое больше средней по всем углам. В некоторых случаях дифференциальным сечением называют величину, в 4π раз меньшую.

Для теоретического анализа углового распределения обычно ради простоты и наглядности пользуются системой координат, связанной с центром инерции реагирующих частиц. В этой системе координат суммарный импульс равен нулю, а скорость самой системы относительно лаборатории (в лабораторных координатах) определяется соотношением

$$V_c = \frac{m}{M_a + m} v,$$

где V_c — вектор скорости центра инерции, m — масса бомбардирующей частицы, M_a — масса бомбардируемого ядра и v — вектор скорости бомбардирующей частицы в лабораторных координатах.

Скорость бомбардируемого ядра в лабораторной системе при этом считается равной нулю. Для перехода от углового распределения $I(\theta)$ в лабораторной системе, непосредственно наблюдаемого на опыте, к угловому распределению $I_0(\theta_0)$ в системе центра инерции можно воспользоваться соотношением

$$I_0(\theta_0) d\omega_0 = I(\theta) d\omega,$$

где $d\omega_0 = 2\pi \sin \theta_0 d\theta_0$ и $d\omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ — элементы телесного угла в системе центра инерции и в лабораторной системе

с увеличением энергии бомбардирующей частицы угол θ при вершине конуса, включающего все испускаемые нейтроны, увеличивается и достигает 90° , когда энергия достигает значения

$$E_k = -\frac{M_a + m + m_n}{M_a - m_n} Q = -\frac{M_b}{M_b - m} Q = \frac{M_a(M_a + m - m_n)}{(M_a - m_n)(M_a + m)} \Pi = \\ = \frac{M_b(M_b - m + m_n)}{(M_b - m)(M_b + m_n)} \Pi.$$

При энергиях $E > E_k$ нейтроны могут вылетать уже во всех направлениях, в том числе и под углами $\theta > 90^\circ$.

Таким образом, при $E_k > E > \Pi$ угол вылета нейтронов не превышает некоторого предельного значения θ_m , которое при $E = \Pi$ равно нулю, а с увеличением E возрастает и достигает 90° при $E = E_k$. Заметим, что в этом интервале энергий E каждому направлению вылета соответствуют два значения энергии нейтрона. Наибольшее из них соответствует вылету нейтрона в системе центра инерции вперёд и наименьшее — назад. При $E > E_k$ зависимость между энергией нейтрона и углом вылета θ однозначна.

Отсюда очевидно, что в эндотермической реакции под углом $\theta = 0$ не могут быть получены монохроматические нейтроны со сколь угодно малой энергией. Уже при энергии бомбардирующей частицы E , равной порогу Π , энергия нейтронов E_n равна

$$E_n = \frac{mm_n}{(M_a + m)^2} \Pi,$$

а с увеличением E возникают две группы нейтронов. Энергия одной из них растёт с E , другой — убывает, достигая нуля при $E = E_k$. Однако под углами $\theta > 90^\circ$ испускается всегда одна энергетическая группа нейтронов, причём её энергия равна нулю при $E = E_k$, а с дальнейшим увеличением E монотонно возрастает.

3. РЕАКЦИИ (α , n)

Реакции типа (α , n) привели к открытию нейтрона и, следовательно, оказались исторически первыми источниками нейтронов. В течение довольно большого срока они были единственными источниками. Только с расцветом техники искусственного ускорения заряженных частиц, в особенности при помощи циклотронов, появились иные возможности получения нейтронов, в частности путём бомбардировки различных ядер дейтеронами. Но и после этого реакции (α , n) не утратили значения. Источники нейтронов, в которых бериллий бомбардируется α -частицами естественно радиоактивных элементов (Ra + Be, Rn + Be), имеют наибольшее распространение и в настоящее время вследствие стабильности, компактности и простоте переноски источников.

В большинстве случаев реакции (α , n) оказываются эндотермическими, т. е. идущими с поглощением энергии. Этого и следует

ожидать, если принять во внимание, что бомбардирующая α -частица является очень прочной системой с большой энергией упаковки, а бомбардируемое ядро обычно стабильно. Между тем конечное ядро отличается от бомбардируемого двумя протонами и только одним нейтроном, т. е. обладает избытком протонов, поэтому оказывается слабо связанным и обычно радиоактивным. Очевидно, что превращение прочных систем в менее прочные требует затраты энергии. Однако среди лёгких ядер встречаются такие, бомбардировка которых α -частицами приводит к экзотермическим реакциям. Одним из важнейших примеров таких реакций является реакция $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$. Здесь конечное ядро C^{12} оказывается не только стабильным, но и одним из наиболее прочно упакованных, поэтому реакция идёт с выделением энергии.

Выход реакции (α, n) существенно определяется проникаемостью барьера, который для α -частиц велик даже на лёгких ядрах. Например, уже у ядра Be^9 высота барьера для α -частицы около 4 Мэв. На тяжёлых ядрах при энергиях α -частиц порядка 5—10 Мэв реакции практически неосуществимы, так как проникаемость барьера очень мала (см. ⁴). Поэтому для получения нейтронов в реакциях (α, n) в качестве мишеней используются лишь лёгкие ядра.

Наиболее распространённым и важным источником нейтронов этого типа является реакция $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$. Она осуществляется путём бомбардировки металлического бериллия α -частицами искусственно радиоактивных элементов.

В зависимости от того, какой из активных элементов употребляется, источник получает одно из следующих обозначений: $\text{Ra} + \text{Be}$, $\text{Rn} + \text{Be}$, $\text{Po} + \text{Be}$ и т. д. Например, обозначению $\text{Ra} + \text{Be}$ соответствует источник, в котором бериллий бомбардируется α -частицами радия и продуктов его распада.

а) Источник $\text{Ra} + \text{Be}$

В настоящее время общепринятой является ⁵ следующая процедура изготовления препаратов $\text{Ra} + \text{Be}$. Тонкий порошок металлического бериллия в количестве 3—5 г на 1 г радия (чистого) заливается раствором соли радия (обычно RaBr_2). Затем растворитель выпаривается, а порошок бериллия с осадком соли радия, распределённым по поверхности крупинок, растирается и засыпается в стеклянную или металлическую ампулу и запаивается. В такой смеси α -частицы Ra и продуктов его распада, пронизывая порошок, бомбардируют ядра Be и в некоторых случаях образуют нейтроны, которые и испускаются из ампулы во всех направлениях.

Стеклянные ампулы более просты для изготовления, но непрочны и требуют осторожного обращения. Более удобны металлические ампулы (например, медные). Для большинства опытов наилучшей является сферическая металлическая ампула, 1 г Ra

с соответствующим количеством порошка Ве может быть упакован в сферическую ампулу диаметром 2,5—3 см. В тех случаях, когда стремятся получить препарат очень малых размеров, применяют перед упаковкой в ампулу прессование порошка под большим давлением⁸. Благодаря этому плотность порошка увеличивается, и то же количество смеси можно заключить в меньший объём. Помимо этого, прессование порошка оказывается желательным для некоторых целей ещё и потому, что оно превращает смесь в твёрдое тело, сохраняющее и форму, и относительное расположение компонент, поэтому обеспечивает более надёжную стабильность источника.

Оптимальное количество бериллия выбирается, исходя из следующих соображений. Выход нейтронов, очевидно, будет тем больше, чем больше относительная концентрация бериллия в источнике. Столкновения с атомами Ра или Вг приводят лишь к торможению α -частиц и понижают вероятность реакции. Так как тормозная способность вещества приблизительно пропорциональна его массе, то выход нейтронов из источника Ра + Ве можно считать пропорциональным дроби

$$\frac{M_{\text{Ве}}}{M_{\text{Ве}} + M_{\text{РаВг}}},$$

где M — массы соответствующих компонент.

Таким образом, выход на каждый грамм Ра тем больше, чем больше количество бериллия. Однако тем больше и размеры источника. Так как компактность источника оказывается весьма желательной для многих целей, обычно ограничиваются отношением $M_{\text{Ве}}:M_{\text{Ра}} = 5$, т. е. 5г Ве на 1 г чистого Ра.

Бретчер, Кук, Мартин и Вилкинсон²⁷ предложили любопытный способ изготовления из радия и бериллия нейтронного источника, отличающегося сравнительно небольшим выходом, но удобного в качестве эталона. Они ввели радий химически в состав кристаллического флуорита RaBeF_4 . В таком кристалле распределение компонент геометрически идеально, поэтому выход нейтронов, конечно, очень хорошо воспроизводим и пропорционален количеству радия, если общий размер кристалла значительно больше длины пробега α -частиц, так что доля частиц, покидающих кристалл путём выхода через его поверхность, мала. Однако относительная концентрация бериллия в таком источнике очень мала (по весу около 3%), поэтому и выход мал. Согласно измерениям авторов 1 г RaBeF_4 даёт в среднем $1,84 \cdot 10^6$ нейтронов в секунду (с точностью порядка 10%), тогда как обычный источник даёт в 4—6 раз больше. Заметим, что в кристаллическом источнике RaBeF_4 образование нейтронов идёт не только в реакции $\text{Ве}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$, а также и в реакции $\text{F}^{19}(\alpha, n)\text{Na}^{22}$.

Источник $Ra + Be$ даёт нейтроны в результате реакции $Be^9(\alpha, n)C^{12}$, вызываемой α -частицами как самого Ra , так и продуктов его распада*). В радиоактивном семействе урана, начиная с Ra , имеются следующие пять α -излучателей:

1. Ra $E_\alpha = 4,791$, $T = 1590$ лет, $A_n = 5,2\%$.
2. Rn $E_\alpha = 5,486$, $T = 3,825$ дня, $A_n = 11,1\%$.
3. RaA $E_\alpha = 5,998$, $T = 3,05$ мин., $A_n = 18,1\%$
(далее β -излучатели RaB — 27 мин. и RaC — 23 мин.).
4. RaC' $E_\alpha = 7,680$, $T = 1,5 \cdot 10^{-4}$ сек., $A_n = 56,5\%$
(далее β -излучатель RaD — 25 лет).
5. Po $E_\alpha = 5,298$, $T = 140$ дней $A_n = 9,1\%$.

Если все продукты распада находятся в равновесии, то каждый из них испытывает то же число распадов в секунду, что и радий, и, следовательно, полное число α -частиц впятеро больше того, что даёт сам радий. Значит, на каждый грамм Ra источник испускает не $3,7 \cdot 10^{10}$, а $1,85 \cdot 10^{11}$ α -частиц в секунду.

Выход нейтронов в реакции $Be^9(\alpha, n)C^{12}$ и, в частности, от источника $Ra + Be$ исследовался в большом числе опытов. На рис. 2 приведена кривая зависимости сечения реакции от остаточного пробега или энергии α -частиц⁹, снятая при бомбардировке тонкой ($0,22$ мг/см²) бериллиевой мишени α -частицами полония. Аналогичные кривые были получены и ранее¹⁰⁻¹³. Сечение имеет заметную величину уже при энергии α -частиц ниже 1 Мэв и растёт с увеличением энергии, как и следовало ожидать для экзотермической ядерной реакции. При энергии α -частиц около $1,5$ Мэв обнаруживается резонансный максимум, который соответствует возбуждённому состоянию компаунд-ядра C^{13} с энергией $13,8$ Мэв.

При $E_\alpha > 3$ Мэв сечение снова возрастает. Излом кривой в области $E_\alpha = 4$ Мэв указывает на возможность второго резонансного уровня. При полной энергии α -частиц Po , равной $5,3$ Мэв, сечение достигает значения $0,4$ барна. При больших энергиях сечение продолжает расти.

На рис. 3 кривая I изображает¹³ выход нейтронов из толстой бериллиевой мишени, бомбардируемой α -частицами ThC' . Кривая II представляет собой начало кривой I в увеличенном масштабе. Кривая III изображает отношение выхода медленных нейтронов к выходу быстрых. Наличие интенсивной группы медленных нейтронов отмечалось многими авторами. Их происхождение приписывается реакции $Be^9(\alpha, n)3He^4$, которая начинается при энергии бомбардирующей частицы около $4,8$ Мэв.

*) Помимо α -частиц, нейтроны образуются ещё и γ -лучами по реакции $Be^9(\gamma, n)Be^8$. Но количество этих фотонейтронов столь мало, что их можно не учитывать.

Амальди и Ферми¹⁴ нашли, что выход из толстой мишени по крайней мере втрое больше от α -частиц RaC' , чем от α -частиц R_n или RaA .

Относительный выход нейтронов от различных α -излучателей — продуктов распада радия — по данным Бьержа¹² приведён выше в списке α -излучателей в виде величины A_n , выраженной в процентах к общему выходу.

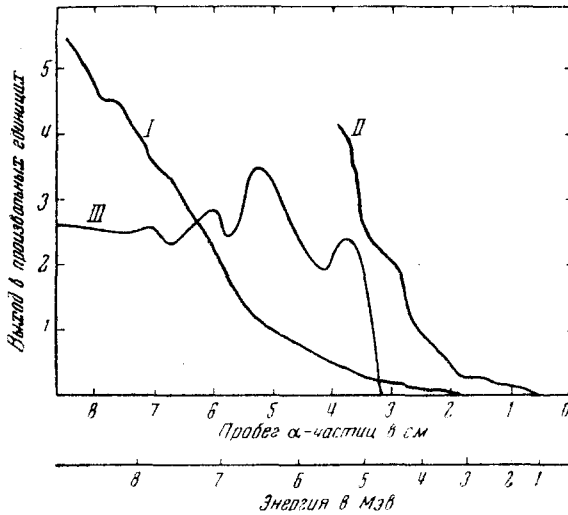


Рис. 3. Выход нейтронов в реакции $\text{Be}^9(\alpha, n)$. I — быстрые нейтроны, II — то же в увеличенном масштабе, III — отношение выхода медленных к выходу быстрых.

Абсолютный выход нейтронов источника $\text{Ra} + \text{Be}$ согласно различным измерениям^{15–18} колеблется от 6700 до 25 000 нейтронов в сек. на 1 мг Ra . Столь большой разброс результатов различных измерений объясняется не только и, повидимому, не столько разнообразием самих использованных источников, сколько погрешностями опытов.

Метод этих измерений в большинстве случаев сводился к определению радиоактивности марганца, растворённого в большом баке с водой и поглощавшего практически все нейтроны, исходящие из источника, расположенного в центре бака. При установившемся равновесии активность марганца, т. е. число распадов, происходящих в секунду, равна числу случаев захвата нейтронов ядрами марганца, следовательно, числу нейтронов, испускаемых источником. Техника этих измерений описана в перечисленных работах. Более поздние измерения, проведённые

с большей надёжностью, дают следующие результаты. Андерсон и Фельд⁸ приводят формулу для определения выхода прессованных источников $\text{RaBr}_2 + \text{Be}$, согласно которой выход равен

$$1,7 \cdot 10^7 \frac{M_{\text{Be}}}{M_{\text{Be}} + M_{\text{RaBr}_2}} \text{ нейтронов в секунду на } 1 \text{ г Ra.}$$

При соотношении 5 г Be на 1 г Ra (1,66 г RaBr_2) выход прессованного источника, изготовленного согласно процедуре, описанной подробно в⁸, оказывается равным $1,28 \cdot 10^7$ нейтронов в секунду на 1 г Ra.

Для источника, изготовленного обычным способом²⁰ из 504 мг Ra (в виде RaBr_2) и 3 г Be на основании измерений, сводящихся к определению количества гелия, образующегося в реакции $\text{B}^{10}(\text{n}, \alpha)\text{Li}^7$ при захвате бором всех нейтронов источника, получено²⁰ значение выхода $(5,5 \pm 0,4) \cdot 10^6$ нейтронов в секунду, что эквивалентно $(1,09 \pm 0,08) \cdot 10^7$ нейтронов в секунду на 1 г Ra. Даже в этих измерениях точность не превышает 8%, так как измерения довольно трудны. На основании последних данных, не выходя за пределы их точности, можно полагать, что для обычных источников $\text{Ra} + \text{Be}$ выход составляет 10^7 нейтронов в секунду на 1 г Ra или 10^4 на 1 мг, т. е. один нейтрон на 18 500 α -частиц или приблизительно $5 \cdot 10^{-5}$ нейтронов на одну α -частицу.

Если источник $\text{Ra} + \text{Be}$ изготовлен из радия, освобождённого от продуктов распада, как и случается обычно, то его нейтронная активность оказывается довольно сложной функцией времени, совсем не похожей на экспоненту с периодом 1580 лет, характеризующую распад самого радия. На основании данных Бьержа¹² об относительном выходе нейтронов от отдельных групп α -частиц можно установить приблизительно следующий характер изменений нейтронной активности со временем.

Пока источник содержит чистый радий без продуктов распада, которые ещё не успели накопиться, его активность будет составлять 5,2% полной равновесной активности. Следующие за радием α -излучатели — Rn, RaA и RaC' — будут накапливаться с периодом эманации 3,8 дня, так как периоды распада всех продуктов, от RaA до RaC', включительно, малы. В течение 25 дней их активность достигнет 99% равновесной, возрастая по закону $1 - e^{-\lambda t}$, где λ — постоянная распада эманации. При этом нейтронная активность источника возрастает от 5,2 до 90,9% равновесной. Остальные 9,1% равновесной нейтронной активности, относящиеся за счёт α -частиц Po, будут нарастать с периодом 25 лет, который принадлежит предшественнику полония — RaD. Следовательно, источник $\text{Ra} + \text{Be}$, изготовленный из радия, очищенного от продуктов распада, оказывается далеко не стабильным. Правда, спустя месяц после изготовления, нарастание активности становится довольно медленным, но всё же составляет величину порядка

0,2% за каждый год, недалёкий от момента изготовления. При точных измерениях с источником это следует учитывать.

Спектр нейтронов источника Ra + Be оказывается сплошным и довольно сложным. Формулу (а), определяющую энергию нейтрона, для данного случая (полагая $m_n = 1$, $m = 4$, $M_b = M_c^{12} = 12$) можно представить в виде

$$Q = \frac{13}{12} E_n - \frac{8}{12} E_\alpha - \frac{1}{3} \sqrt{E_n E_\alpha} \cdot \cos \theta. \quad (a_1)$$

Прежде всего отметим, что энергия реакции Q имеет несколько значений, соответствующих различным состояниям возбуждения конечного ядра C^{12} . Схема возбуждённых состояний ядра C^{12} до сих пор остаётся недостаточно хорошо изученной. Согласно обзору Лауритсена и Горника²¹ энергия возбуждённых состояний равна 3 Мэв, 4,3 Мэв, 7,1 Мэв, 9,5 Мэв и т. д. Переходу C^{12} в основное состояние соответствует значение энергии реакции $Q_0 = 5,75$ Мэв, а в перечисленные состояния возбуждения соответственно $Q_1 = 2,75$ Мэв, $Q_2 = 1,45$ Мэв, $Q_3 = -1,35$ Мэв, $Q_4 = -3,75$ Мэв. Если бы тонкий слой бериллия бомбардировался монохроматическим пучком α -частиц, то в любом направлении относительно этого пучка наблюдалось бы несколько групп нейтронов с энергиями, соответствующими приведённым значениям Q согласно формуле (а₁). Иначе говоря, спектр нейтронов в данном случае был бы линейчатым.

Однако в действительных источниках Ra + Be имеется прежде всего пять групп α -частиц с различными энергиями. Кроме того, внутри порошка бериллия все α -частицы тормозятся до полной потери энергии и, следовательно, вступают в реакцию с любой энергией от максимальной до нулевой. Наконец, направления α -частиц произвольны, следовательно, произвольны и углы вылета нейтронов.

Все эти факторы приводят к размытию спектральных линий в широкие полосы, которые безусловно перекрываются, и в след-

Таблица II
Энергия нейтронов Po + Be под углами
 $\theta = 0$ и $\theta = 180^\circ$

Q в Мэв	$E_n(0^\circ)$	$E_n(180^\circ)$	Относительная интенсивность
5,8	11,8	6,8	10^{-3}
2,8	7,8	4,4	10
1,4	6,5	3,4	3,5
-0,6	4,1	1,8	1

ствие этого спектр нейтронов Ra + Be оказывается несомненно сплошным и довольно сложным. В самом деле, уже одной зависимости энергии нейтрона от угла вылета достаточно, чтобы превратить линейчатый спектр в сплошной. В таблице II приведены значения энергий нейтронов, вылетающих под углами $\theta = 0$ (вперёд) и $\theta = 180^\circ$ (назад) при бомбардировке тонкого слоя бе-

риллия α -частицами, полония для разных значений энергии реакции.

Как видно из таблицы, диапазон энергий в каждой группе довольно велик, так что группы заметно перекрываются.

В четвертом столбце приведены относительные интенсивности различных групп согласно определению Бернадини²². Непосредственное исследование спектра нейтронов проводилось Даннингом²³, изучавшим распределение по пробегам протонов отдачи, выбитых нейтронами из тонкого слоя парафина. Правда, Даннинг

пользовался источником $Rn + Be$, а не $Ra + Be$, но в отношении спектра нейтронов эти два источника существенно не отличаются. Результаты измерений изображены на рис. 4. Число протонов отдачи убывает по мере увеличения их пробега. Местами образуются не очень чёткие обрывы кривой, указывающие на наличие отдельных энергетических групп нейтронов. Так как изучались

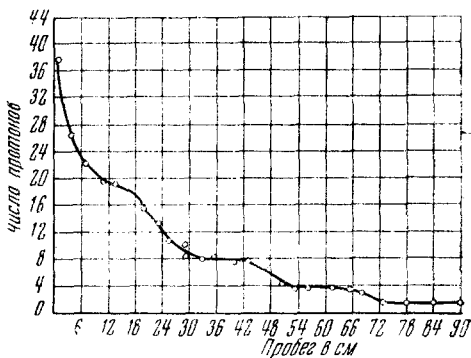


Рис. 4. Кривая поглощения протонов отдачи от нейтронов $Rn + Be$.

протоны, выбитые вперёд, то их энергия равна энергии соответствующих нейтронов, и по положению обрывов, пользуясь кривыми энергия — пробег, можно найти энергии соответствующих групп нейтронов. Однако появлению этих групп следует скорее удивляться, чем придавать им серьёзное значение. Кривую Даннинга следует рассматривать лишь в качестве довольно грубой характеристики спектра нейтронов $Ra + Be$. Она, в частности, указывает на наличие большого числа нейтронов с малой энергией, возникающих, по видимому, в реакции $Be^9(\alpha, n)3He^4$.

Недавно опубликована работа Тейхера²⁴, исследовавшего спектр нейтронов $Ra + Be$ по протонам отдачи, образуемым в толстослойной фотоэмульсии. В этих измерениях регистрировались протоны отдачи, направленные вперёд в пределах угла 10° с энергией не ниже $0,5$ Мэв. Распределение протонов по энергиям изображено на рис. 5 чёрными точками. От спектра протонов можно перейти к спектру нейтронов, пользуясь хорошо известной зависимостью сечения рассеяния нейтрона на протоне от энергии. Полученный на основании соответствующего расчёта спектр нейтронов изображён на том же рисунке кружками. Заштрихованные прямоугольники характеризуют статистические погрешности измерений. Точность результатов невелика, но они подтверждают

очевидный вывод о том, что спектр нейтронов сплошной, простирающийся до значений энергии свыше 11 *Мэв*, причём наибольшая интенсивность приходится на интервал энергии от 3 до 7 *Мэв*.

В последнее время опубликован целый ряд работ⁷⁶⁻⁸¹, посвящённых исследованию спектра нейтронов и гамма-лучей в реакции $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$. В большинстве из них убедительно и отчётливо обнаруживается возбуждённый уровень ядра C^{12} с энергией

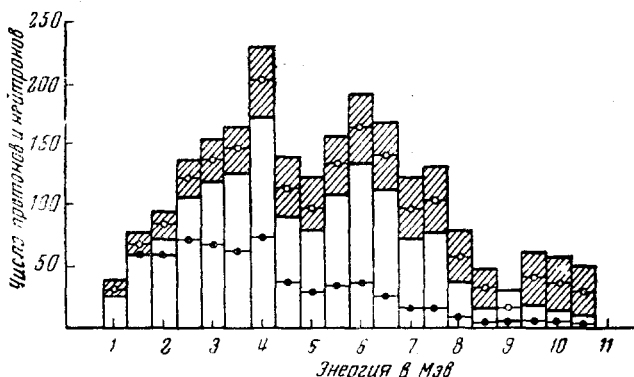


Рис. 5. Спектр нейтронов $\text{Ra} + \text{Be}$, измеренный по пробегаем протонов отдачи в фотоэмульсии. * — протоны, o — нейтроны.

около 4,5 *Мэв*, которому соответствует энергия реакции $Q = 1,3$ *Мэв*, но относительно других возбуждённых уровней результаты не согласуются, и их существование остаётся пока сомнительным. На основании этих данных можно считать несомненным наличие в спектре нейтронов $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ двух групп, соответствующих двум значениям энергии реакции: 5,8 и 1,3 *Мэв*. Результаты прежних измерений спектра нейтронов^{23,24}, повидимому, вполне можно согласовать с предположением об отсутствии других групп.

б) Источник $\text{Rn} + \text{Be}$

Этот источник широко применялся и до сих пор применяется благодаря простоте изготовления при наличии эманационной установки. Его можно сделать ещё более компактным, чем $(\text{Ra} + \text{Be})$ -источник. Недосток его заключается в том, что он значительно менее стабилен, чем $(\text{Ra} + \text{Be})$ -источник, и быстро распадается. Приготавливается источник обычно в стеклянной

ампуле. Ампула наполняется порошком бериллия, припаявается к эманационной установке, откачивается, а затем заполняется эманацией, которая распределяется в порах между крупинками бериллия. После заполнения эманацией ампула отпаявается, и источник готов к употреблению. Размеры ампулы могут быть очень небольшими. Например, источник, содержащий 500 мС эманации, можно изготовить в виде ампулы длиной 3—5 см и диаметром 3—6 мм.

Выход нейтронов приблизительно такой же, как и от (Ra + Be)-источника, так как отсутствующие группы α -частиц Ra и Po являются наименее эффективными, а остальные три группы одинаковы. С другой стороны, относительная концентрация бериллия в этом источнике всегда больше. Спектр нейтронов практически совпадает со спектром нейтронов от (Ra + Be)-источника.

Зависимость нейтронной активности от времени, однако, совсем иная. Ясно, что эманация вводится в ампулу в чистом виде, без последующих продуктов распада. В первые минуты после изготовления нейтронная активность $Rn + Be$ обязана одной только группе α -частиц самой эманации. В дальнейшем накапливаются RaA с периодом 3 минуты и RaC' с периодом порядка 1 часа (RaB — 27 мин., RaC — 23 мин.). В течение первых часов нейтронная активность растёт, достигая максимума, а затем спадает с периодом полураспада эманации (3,8 дня).

в) Источник Po + Be

Этот источник^{77, 78} отличается относительно небольшим выходом нейтронов, поэтому употребляется реже предыдущих. Но по сравнению с ними он более удобен в тех случаях, когда нужно применять монохроматические α -частицы, так как полоний испускает только одну группу α -частиц с энергией 5,298 Мэв. Кроме того, распад полония сопровождается очень слабым γ -излучением (порядка 10^{-5} квантов на распад), тогда как Ra и Rn являются сильными источниками γ -лучей. В тех случаях, когда желательнее иметь источник нейтронов без сильного сопровождающего гамма-излучения, источник Po + Be оказывается более удобным, чем предыдущие. Для изготовления источника полоний высаживается тонким слоем на металлическую поверхность, а затем приводится или в непосредственный контакт с металлическим бериллием, или ставится на некотором расстоянии от бериллиевой мишени в зависимости от назначения источника. Активность источника убывает со временем также, как α -активность полония, т. е. с периодом 140 дней.

Помимо рассмотренной реакции $Be^9(\alpha, n)$, источником нейтронов может служить и любая другая реакция (α, n) , т. е. реакция с любым другим ядром в качестве мишени. Известно, однако, что

выход нейтронов с другими мишенями значительно меньше. Наибольший после бериллия выход даёт при бомбардировке α -частицами бор по реакции $B^{11}(\alpha, n)N^{14}$. Зависимость сечения реакции от энергии α -частиц ²⁵ представлена на рис. 6. Выход из толстой мишени приблизительно в 10 раз меньше, чем в реакции $Be^9(\alpha, n)C^{12}$.

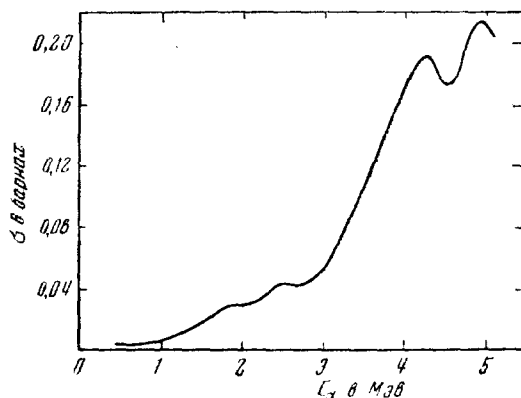


Рис. 6. Сечение реакции $B^{10, 11}(\alpha, n)N^{13, 14}$.

Бомбардировка α -частицами других элементов даёт в десятки раз меньший выход, поэтому для получения нейтронов она практически не употребляется.

4. РЕАКЦИИ (d, n)

С развитием техники искусственного ускорения заряженных частиц чрезвычайно широкое распространение в качестве источника нейтронов получила реакция (d, n). Среди других реакций она выделяется большим выходом нейтронов. В подавляющем большинстве случаев для получения нейтронов на циклотронах и других ускоряющих устройствах используются дейтроны.

Реакция (d, n) сводится к переселению протона из бомбардирующего дейтерона в бомбардируемое ядро, в результате чего нейтрон освобождается. Энергия реакции равна разности энергии связи протона в конечном ядре и в дейтероне. Так как энергия связи протона (и нейтрона) в дейтероне очень мала (2,18 Мэв), а в большинстве других ядер значительно больше, то разность, а следовательно и энергия реакции Q, обычно положительна. Поэтому реакции (d, n), как правило, экзотермические и могут наблюдаться при любой, даже очень малой, энергии дейтронов E_d . Выход при малых E_d определяется проникаемостью потенциального барьера для дейтерона. Так как заряд дейтерона равен единице и

вдвое меньше заряда α -частицы, потенциальный барьер также приблизительно вдвое ниже, а проникаемость его значительно больше. Поэтому, вообще говоря, выход значительно больше при бомбардировке ядер дейтеронами, чем α -частицами той же энергии. У всех ядер с зарядом $Z < 12$ высота потенциального барьера не превышает 3 Мэв . Следовательно, для дейтеронов, ускоренных даже на небольшом циклотроне, потенциальный барьер вообще не является препятствием, мешающим ядерному взаимодействию с лёгкими ядрами.

Помимо реакции (d, n) , источником свободных нейтронов при бомбардировке ядер дейтеронами может служить процесс простого расщепления дейтерона в кулоновском поле ядра на протон и нейтрон, т. е. процесс (d, pn) , в котором бомбардируемое ядро остаётся прежним.

Ландау и Лифшиц²⁶ произвели теоретический расчёт эффективного сечения процесса (d, pn) и показали, что в некоторых случаях оно даже в несколько раз больше, чем сечение процессов (d, n) и (d, p) . Возможно, что нейтроны, полученные в результате бомбардировки ядер дейтеронами, обязаны обоим процессам, т. е. и (d, n) , и (d, pn) .

Однако в фактически важных случаях процесс (d, pn) не наблюдался, и его роль, повидимому, невелика, хотя и не изучена окончательно.

Для получения дейтерия обычно пользуются электролитическим разложением тяжёлой воды в специальной установке. Газобразный дейтерий через узкое отверстие пропускается в ионный источник, в котором тем или иным путём вызывается ионизация. Образовавшиеся в ионном источнике ионы дейтерия отсасываются электрическим полем в ускоряющее устройство.

При этом, однако, получаются не только свободные дейтроны, но и молекулярные ионы D_2^+ , число которых может даже превышать число дейтеронов. Если ионы ускоряются в высоковольтной трубке и, следовательно, все проходят один и тот же ускоряющий потенциал, то энергия дейтеронов на выходе трубки будет зависеть от того, прошли ли они ускоряющее поле в одиночку или парой. В самом деле, заряд и у отдельного дейтерона, и у молекулярной пары одинаков, поэтому одна и та же энергия приходится то на один, то на пару дейтеронов. Благодаря этому смешанный атомно-молекулярный пучок дейтеронов, ускоренных в трубке, будет неоднородным по энергиям. Если это явление нежелательно, например, в тех случаях, когда необходимо получать монохроматические нейтроны, то нужно применять анализ пучка при помощи, скажем, магнитного поля. В циклотронах и других резонансных ускорителях такой анализ происходит автоматически, так как условия резонанса при одинаковом заряде выполняются для одного значения массы.

а) Реакция $D(d, n)He^3$

Бомбардировка дейтеронами дейтерия очень широко применялась и до настоящего времени применяется для получения нейтронов. Главными положительными особенностями реакции $D(d, n)He^3$ являются:

1) довольно большой выход нейтронов уже при очень малых энергиях бомбардирующих дейтронов, например при $E_d = 50$ кэв,

2) монохроматичность пучка получаемых нейтронов в любом направлении при тонкой мишени, а в некоторых случаях и при толстой мишени,

3) сильная зависимость энергии нейтронов от угла вылета, позволяющая получать монохроматические нейтроны в широком интервале энергий даже при неизменной энергии дейтронов.

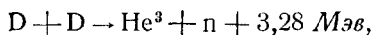
В отношении выхода нейтронов при малых E_d реакция $D(d, n)He^3$ до последнего времени была наивыгоднейшей. Ни одна из известных других реакций не давала столь большого выхода при энергиях дейтронов $E_d < 700$ кэв. Благодаря этому на ускорителях, дающих частицы с энергией в несколько сот кэв (например, 200—300 кэв), нейтроны в достаточном для многих опытов количестве получались только в этой реакции. В течение почти целого десятилетия реакция $D(d, n)He^3$ была практически единственным источником монохроматических нейтронов с переменной энергией.

В настоящее время найдена³ другая реакция — $T^3(d, n)He^4$, дающая ещё больший выход нейтронов при малых энергиях дейтронов. В тех случаях, когда имеется достаточное для изготовления мишени количество трития, а спектр получаемых нейтронов несуществен, реакция $D(d, n)He^3$ теряет свои исключительные преимущества, уступая первое место реакции $T^3(d, n)He^4$. Однако изотоп T^3 является радиоактивным и получается искусственно в небольших количествах, поэтому оказывается довольно дорогим и далеко не общедоступным. Кроме того, в реакции $T^3(d, n)He^4$ получаются очень быстрые нейтроны с энергией свыше 13 Мэв. Поэтому для получения монохроматических нейтронов с энергией от 2 до 13 Мэв реакция $D(d, n)He^3$ остаётся до сих пор наивыгоднейшей.

Дейтериевая мишень готовится обычно в виде слоя тяжёлого льда, намороженного на металлическую подкладку, охлаждаемую во время бомбардировки жидким воздухом. Более выгодной, конечно, является газовая мишень, содержащая чистый дейтерий. При одинаковой тормозной способности выход из газовой мишени должен быть приблизительно в 5 раз больше, чем из мишени, изготовленной из тяжёлого льда, так как относительная концентрация дейтерия в газе в 5 раз больше, чем в D_2O . Но применение газовой мишени требует введения фольги или

плёнки, отделяющей мишень от вакуумной камеры ускорителя. Проходя эту фольгу, дейтероны, естественно, тормозятся. Потеря энергии в фольге ведёт к снижению выхода. Так как фольга не может быть сделана очень тонкой, то при малой начальной энергии дейтеронов торможение в фольге настолько снижает выход, что лишает газовую мишень её преимуществ. Поэтому при ускорении дейтеронов до энергии 200—500 *кэв* чаще применяется мишень из тяжёлого льда, чем газовая. Другие соединения с тяжёлым водородом в качестве мишени применяются очень редко. В некоторых опытах, например, применялся «тяжёлый парафин». В нём относительная концентрация дейтерия немного выше, чем в тяжёлой воде (CD_2 вместо D_2O), но его труднее приготовить, чем тяжёлый лед. Ради большей стойкости иногда применяется $D_2O(P_2O_6)$, но при такой мишени выход значительно ниже.

Реакция $D(d, n)He^3$ исследована довольно хорошо. Как и большинство реакций (d, n) , она является экзотермической, причём энергия реакции $Q = 3,28$ *Мэв*. Для наглядности схему реакции обычно представляют в виде



вводя значение энергии реакции Q в виде слагаемого в правую часть. Отрицательные значения Q будут соответствовать эндотермическим реакциям.

Наряду с реакцией $D(d, n)He^3$ при бомбардировке дейтеронов дейтеронами идёт вторая реакция $D(d, p)H^3$ с энергией $Q = 4,0$ *Мэв*. Сечения обеих реакций приблизительно одинаковы в большом интервале энергий дейтерона E_d , поэтому иногда об интенсивности одной из них судят, наблюдая другую.

Реакция $D(d, n)$ даёт заметный выход нейтронов уже при энергии дейтеронов, равной 50 *кэв*. Согласно Цинну и Сили²⁸ смешанный атомно-молекулярный пучок дейтеронов с энергией 60 *кэв*, бомбардирующий мишень из тяжёлого льда, даёт количество нейтронов, эквивалентное 125 милликюри $Rn + Be$ на каждый миллиампер. При увеличении энергии дейтеронов на 20 *кэв* выход удваивается. Амальди, Хафстад и Тюв²⁹ исследовали выход как функцию E_d в интервале от 0,300 до 1,0 *Мэв* при бомбардировке дейтеронами различных мишеней, в том числе и тяжёлого льда. Их результаты представлены на рис. 7. Следует заметить, что на этом рисунке значение выхода, выраженного в абсолютном числе нейтронов, повидимому, завышено приблизительно вдвое, так как выход нейтронов от источника $Rn + Be$, принятого за стандарт, принимался по данным Амальди и Ферми равным 25 000 нейтронов в секунду на 1 милликюри, что приблизительно вдвое выше общепринятого в настоящее время числа. На основании данных Амальди, Хафстада и Тюва можно сделать вывод, что реакция $D(d, n)He^3$ с мишенью D_2O является

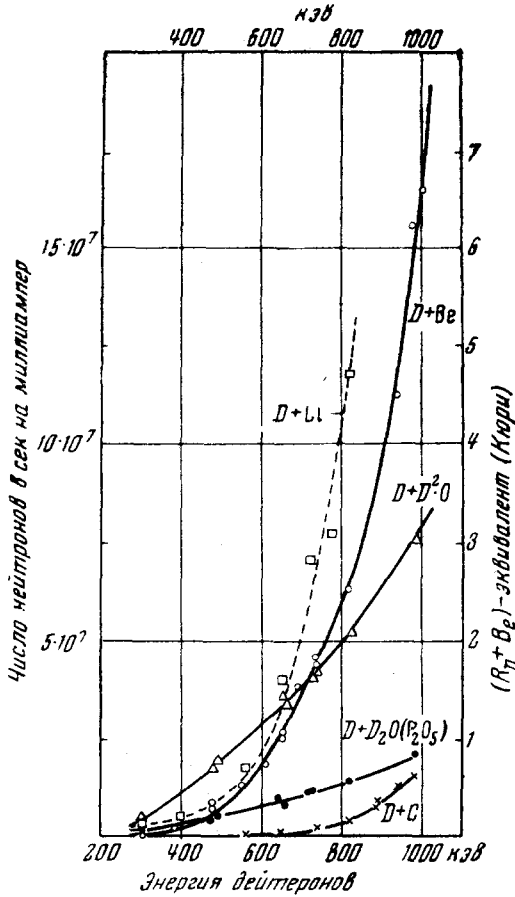


Рис. 7. Выход нейтронов в реакции (d, α) с различными мишенями.

наилучшей в отношении выхода нейтронов при энергиях дейтронов ниже 700 кэв.

На рис. 8 изображена кривая выхода нейтронов при бомбардировке толстой мишени из тяжёлого льда дейтеронами с энергией от 100 до 300 кэв¹⁸.

Результаты опытов с тонкими мишенями дают возможность определить эффективное сечение реакции.

Наиболее детальное исследование реакции для энергий дейтронов от 0,5 до 3,7 Мэв проведено Гюнтером и Ричардсом³⁰. Полученная ими на основании собственных данных, сопоставленных с другими, кривая зависимости сечения от E_d представлена на рис. 1.

В области энергий ниже 0,5 Мэв различные данные не очень хорошо согласуются между собой, но несомненно, что сечение монотонно возрастает с энергией, достигая максимального значения 0,1 барна при $E_d \cong 1,5$ Мэв, а затем очень медленно убывает с энергией дейтрона. При $E_d = 10$ Мэв согласно измерениям Эриксона, Фаулера и Стовала³¹ сечение реакции равно 0,07 барна.

Угловое распределение нейтронов довольно сложно меняется с энергией бомбардирующих дейтронов. Уже при энергиях порядка 200 кэв оно заметно отличается от сферически симметричного в координатах центра инерции. Дифференциальное сечение в этих координатах, естественно, всегда симметрично относительно угла 90° , т. е. одинаково для углов $90^\circ + \varphi$ и $90^\circ - \varphi$, так как бомбардирующий и бомбардируемый дейтроны движутся навстречу с одинаковыми скоростями и неразличимы. При любой энергии дифференциальное сечение больше под углами 0 и 180° , чем под углом 90° . Отношение соответствующих значений сечения возрастает с энергией дейтронов.

Результаты детальных исследований углового распределения, проведённых Гюнтером и Ричардсом³⁰, представлены на рис. 9. По оси абсцисс отложен угол θ , в координатах центра инерции, по оси ординат—дифференциальное сечение реакции. Различные кривые относятся к различным энергиям дейтронов. С ростом энергии отклонение от сферически симметричного распределения усиливается. При $E_d > 1,5$ Мэв монотонный рост сечения от угла 90° к 0° и 180° нарушается; появляются минимумы при углах приблизительно 60° и 120° .

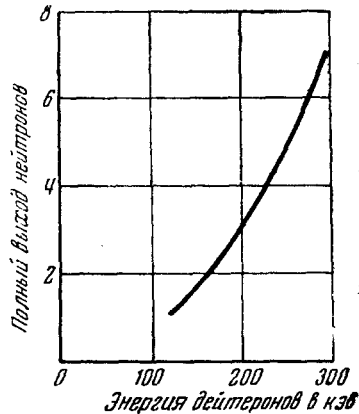
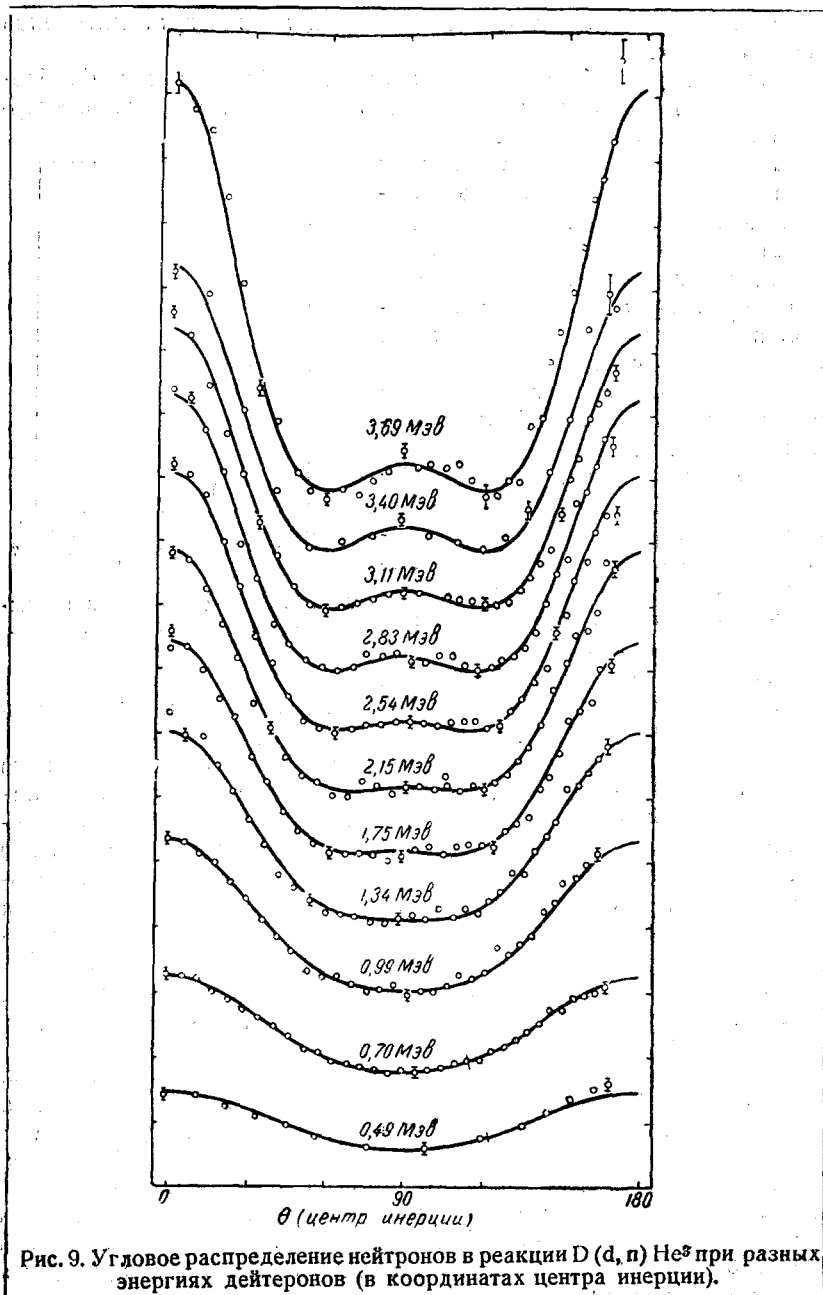


Рис. 8. Выход нейтронов в реакции $D(d, n)$ из толстой мишени D_2O .



Такая сложная зависимость углового распределения от энергии дейтронов объясняется тем, что реакция идёт в результате столкновений дейтронов с различными значениями момента количества движения, причём относительная роль различных значений момента меняется с энергией дейтрона. Дифференциальное сечение можно представить в виде разложения в ряд по сферическим функциям $P_l(\cos \theta_0)$:

$$\sigma(\theta_0) = A_0 P_0 + A_2 P_2 + A_4 P_4 + A_6 P_6 + \dots$$

Коэффициенты разложения A_l определяют вероятность столкновений с различными значениями момента l . Оказывается, что в исследованном интервале энергий следует считать все четыре коэффициента A_l отличными от нуля, и только в этом случае разложение в ряд может быть удовлетворительно согласовано с экспериментальными данными. Иначе говоря, даже столкновения со столь большим значением момента, как $l=6$, имеют заметную вероятность. Значения A_l , соответствующие различным энергиям E_d , приведены в работе Гюнтера и Ричардса³⁰.

Обычно угловое распределение нейтронов представляют в виде более удобного разложения в ряд по косинусам

$$\sigma(\theta_0) = K(1 + A \cos^2 \theta_0 + B \cos^4 \theta_0 + C \cos^6 \theta_0 + \dots).$$

В этом ряду коэффициенты K, A, B, C также являются функциями энергии, вид которых дан графически в³⁰. Коэффициент A меняет знак при $E_d \cong 1,4$ Мэв; остальные коэффициенты положительны и монотонно растут с энергией.

Угловое распределение в лабораторных координатах, более интересное для практических целей, изображено на рис. 10. Плотность потока нейтронов, пропорциональная дифференциальному эффективному сечению, изображённому на рисунке, всегда больше под углом $\theta = 0$, т. е. в направлении пучка дейтронов.

При $E_d = 3,69$ Мэв плотность потока вперёд приблизительно в 8 раз больше, чем под углом 90° ; при меньших энергиях дейтрона отношение меньше.

Энергию нейтронов, получающихся в реакции $D(d, n)He^3$, можно вычислить по формуле (а), которая при подстановке соответствующих значений масс приводится к виду

$$Q = \frac{4}{3} E_n - \frac{1}{3} E_d - \frac{2\sqrt{2}}{3} \sqrt{E_d E_n} \cos \theta.$$

Энергия реакции Q имеет единственное значение 3,28 Мэв (по некоторым данным 3,30 Мэв) при энергиях дейтронов до 10 Мэв. Благодаря этому в данной реакции можно получить монохроматические нейтроны, если использовать тонкую мишень

Для вычисления энергии нейтрона при разных значениях E_d и θ можно решить последнее уравнение, как квадратное относительно $\sqrt{E_n}$.

Решение имеет вид

$$\sqrt{E_n} = 0,3535 \cos \theta \cdot \sqrt{E_d} \pm \pm \sqrt{(0,125 \cos^2 \theta + 0,250) E_d + 2,475}.$$

Результаты вычислений E_n по этой формуле представлены графически на рис. 11, где по оси абсцисс отложен угол вылета

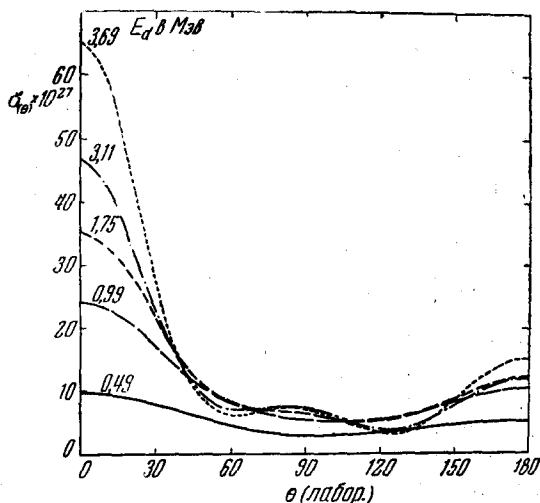


Рис. 10. Угловое распределение нейтронов в реакции $D(d, n)He^3$ в лабораторных координатах.

нейтрона θ в градусах, по оси ординат — энергия нейтрона E_n . Разные кривые соответствуют разным значениям энергии бомбардирующих дейтронов от 0,2 до 4 Мэв.

Как видно из графика, в реакции $D(d, n)He^3$ можно получить нейтроны с энергией от 1,65 Мэв и выше. Максимальная энергия нейтронов, соответствующая углу $\theta = 0$, при заданной энергии дейтронов равна приблизительно $E_d + Q$. Это равенство выполняется тем точнее, чем больше E_d . Энергия нейтронов, вылетающих назад, т. е. под углом θ , близким к 180° , с энергией дейтронов меняется слабо и немонотонно. При изменении E_d от 0 до 5 Мэв (приблизительно) $E_n(180^\circ)$ медленно убывает от 2,20 Мэв до 1,65 Мэв, а затем начинает так же медленно возрастать. Очевидно, что под большими углами, для которых зави-

симось E_n от E_d слабая даже при толстой мишени, нейтроны будут монохроматическими. Как видно из хода кривых, каждому значению E_d соответствует некоторое значение угла θ , под которым E_n почти не зависит от E_d . При изменении E_d от 0 до 5 Мэв это значение θ растёт от 90 до 180°. Весьма монохроматические

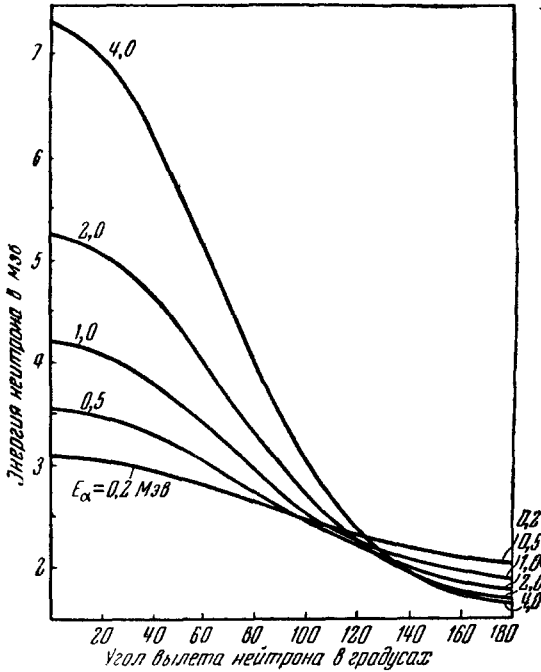


Рис. 11. Энергия нейтронов в реакции $D(d, n) He^3$ как функция угла вылета для разных значений энергии дейтерона.

нейтроны с энергией около 2,5 Мэв могут быть получены даже при толстой мишени под углом, близким к 90°, если E_d мала, например не больше 200 кэв. Для нейтронов, вылетающих под углом $\theta = 90^\circ$, энергия определяется очень простым выражением, вытекающим из общего, если положить $\cos \theta = 0$:

$$E_n = \frac{3}{4} Q + \frac{1}{4} E_d .$$

В частности, если E_d меняется благодаря торможению в толстой мишени от 200 кэв до 0, то E_n меняется от 2,47 Мэв до 2,52 Мэв, т. е. на 50 кэв, или на 2%.

Диапазон изменённой энергии нейтрона с углом θ тем шире, чем больше E_d . Например, при $E_d = 4$ Мэв E_n меняется от 1,65 до 7,30 Мэв. Правда, при этом сильно меняется с углом и интенсивность пучка нейтронов (рис. 10), и, вообще говоря, для получения нейтронов разной энергии более выгодно изменять энергию дейтронов, наблюдая всегда нейтроны, идущие вперёд.

Но если возможности изменения энергии дейтронов ограничены, то даже при неизменной энергии наблюдение под разными углами доставляет нейтроны с энергией, меняющейся в очень широком интервале.

Реакция $D(d, n)He^3$ особенно существенна как источник монохроматических нейтронов с энергией от 2 до 10 Мэв. Других источников для этого интервала энергий практически не существует. Следует, однако, заметить, что при больших энергиях дейтронов наряду с монохроматическими нейтронами реакции $D(d, n)He^3$ появляются неизбежные примеси нейтронов других энергий, происходящих от столкновений дейтронов с различными элементами установки — диафрагмами, плёнками, остатками газа. Необходимость исключать эффект этих примесей требует специальных мер предосторожности и усложняет соответствующие опыты.

б) Реакция $Be^9(d, n)B^{10}$

Бомбардировка бериллия дейтеронами является обычным способом получения нейтронов при помощи циклотронов⁸³. С момента появления первых циклотронов и до появления урановых котлов, т. е. в течение приблизительно десятилетия, реакция $Be^9(d, n)B^{10}$ была самым интенсивным и весьма распространённым источником нейтронов. Но и до настоящего времени, несмотря на развитие техники цепных реакций, поставляющей весьма интенсивные потоки и пучки нейтронов, циклотрон как источник нейтронов не утратил значения. Например, для очень важной области исследований — изучения взаимодействия монохроматических медленных нейтронов с веществом при помощи селекторов с «мигающим пучком»⁷³, циклотрон является самым удобным и практически единственным источником нейтронов. И в этом и в других применениях для получения нейтронов на циклотроне обычно используется реакция $Be^9(d, n)B^{10}$.

Бериллиевая мишень циклотрона изготавливается обычно из чистого металлического бериллия в виде пластинки или слоя порошка, напессованного на подкладку из другого металла, например медную. Мишень припаяется или приклепывается к медной подкладке, охлаждаемой во время бомбардировки проточной водой. Охлаждение необходимо потому, что пучок дейтронов передаёт мишени довольно большую энергию, которая превращается почти исключительно в тепло. Средней величины циклотрон может дать

пучок дейтеронов с энергией 8 *Мэв* и интенсивностью внутри камеры (между дуантами) порядка 100 *мкА*. Мощность такого пучка, очевидно, равна

$$8 \cdot 10^6 \cdot 100 \cdot 10^{-6} = 800 \text{ вт},$$

т. е. больше мощности обычной электрической плитки. Почти вся эта мощность выделяется в виде тепла в поверхностном слое мишени толщиной до 0,5 *мм* и площадью порядка 1 *см*², если мишень внутренняя, и нескольких *см*², если мишень внешняя (за отклоняющей пластиной). Без охлаждения мишень очень быстро расплавилась бы или даже испарилась. Даже с применением водяного охлаждения легкоплавкая мишень оказывается непригодной для циклотрона. Бериллий является довольно тугоплавким и слабо распыляющимся металлом, поэтому бериллиевая мишень очень стойко выдерживает бомбардировку. Из рис. 7 ясно, что бомбардировка лития дейтеронами даёт больший выход нейтронов, чем бомбардировка бериллия. Однако металлический литий очень легкоплавок ($t_{\text{плавл.}} = 179^\circ\text{C}$) и летуч, а также химически очень активен, поэтому применение его в качестве мишени циклотрона практически исключается. Если же пользоваться стойкими соединениями лития, то выход снижается. Поэтому бериллий, применяемый в чистом металлическом виде, оказывается и в отношении выхода наимыгоднейшим материалом для мишени.

Выход нейтронов в реакции $\text{Be}^9(d, n)\text{B}^{10}$ при энергии дейтеронов до 1 *Мэв* по измерениям Амальди, Хавстада и Тюва²⁹ представлен на рис. 7.

Выход довольно быстро, но плавно возрастает с энергией дейтеронов E_d и при $E_d = 1$ *Мэв* достигает приблизительно 7 г ($\text{Ra} + \text{Be}$)-эквивалента на микроампер дейтеронного тока.

Относительно выхода при больших энергиях дейтеронов имеются данные, полученные на различных циклотронах и электростатических генераторах и суммированные Ливингстоном³². Эти данные не являются точными и вполне совместимыми между собой, но представляют интерес за неимением более систематических. Ниже мы приводим выписку из таблицы Ливингстона, в которой даны выходы нейтронов в грамм-эквивалентах $\text{Ra} + \text{Be}$ на микроампер дейтеронного тока из толстой бериллиевой мишени.

Те же данные графически представлены на рис. 12.

Корног и Либби³³ указывают, что 60-дюймовый циклотрон в Беркли при энергии дейтеронов, равной 16 *Мэв*, из толстой бериллиевой мишени даёт 1 нейтрон на каждые 200 дейтеронов.

Расхождение между цифрами, соответствующими циклотронам и электростатическим генераторам при одинаковых энергиях дейтеронов, вероятно, относится, по крайней мере частично, за счёт

Таблица III

Выход нейтронов из толстой бериллиевой мишени на различных установках на 1 *мк*а дейтеронного тока

Установка	Циклотроны				Электростатические генераторы	
	Калифорнийского университета	Гарвардского университета	Рочестерского университета	Корнельского университета	института Корнеги	института Корнеги
Энергия в <i>Мэв</i> . .	16	8—12	3—7	1—2	3—5	1—2
Интенсивность пучка в <i>мк</i> а . .	200	20—100	4—50	25	15—50	10
Выход в грамм-эквивалентах Ra+Be на 1 <i>мк</i> а	6000	3000	200	40	100	7

того, что на генераторах применялся неанализированный смешанный атомно-молекулярный пучок, поэтому энергия дейтронов в действительности ниже, чем указано.

Все данные получены при измерениях интенсивности пучка нейтронов, направленных вперед, по направлению пучка дейтронов.

Ливингстон отмечает, что рост выхода с энергией дейтронов идет значительно быстрее, чем глубина проникновения дейтронов в мишень, пропорциональная $E^{3/2}$. Так, от

3,5 до 16 *Мэв* действительный выход возрастает в шесть раз быстрее, чем $E^{3/2}$. Это расхождение может объясняться двумя причинами. Во-первых, интенсивность пучка нейтронов, направленного вперед, растет с увеличением энергии дейтрона быстрее, чем ин-

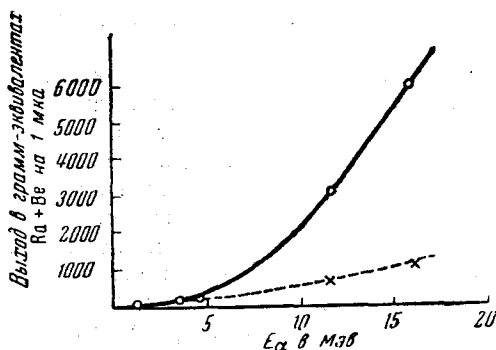


Рис. 12. Выход нейтронов из толстой бериллиевой мишени циклотрона по Ливингстону.

тегральная; во-вторых, часть нейтронов может образовываться в результате простого расщепления дейтерона в поле ядра, т. е. процесса (d, pn) , вероятность которого растёт с увеличением энергии.

Угловое распределение интенсивности потока нейтронов по наблюдениям на Калифорнийском циклотроне не очень сильно отличается от сферически симметричного. Так, при энергии дейтронов, равной 16 Мэв, поток нейтронов вперёд всего в 1,7 раза интенсивнее, чем назад. Однако более поздние наблюдения Фалка, Крейца и Зейтца³⁴ указывают на довольно сильную концентрацию пучка нейтронов в небольшом интервале малых углов вылета. Полученная ими кривая углового распределения нейтронов, образующихся при бомбардировке дейтеронами с энергией 15 Мэв толстой мишени из $LiBO_2$, приведена на рис. 13.

Для толстой бериллиевой мишени, как указывают авторы, распределение приблизительно такое же и вообще оно слабо зависит от материала мишени. Как видно из рисунка, угловое распределение характеризуется резкой направленностью вперёд, так как под углом $\theta = 0$ кривая имеет довольно острый максимум.

Для бериллиевой мишени угловая ширина пучка между направлениями, соответствующими интенсивности, вдвое меньшей, чем максимальная (при $\theta = 0$), равна всего 26° . Уже под углом $\theta = 40^\circ$, как видно из рис. 13, интенсивность спадает приблизительно до 10% максимальной. Очевидно, что при меньших энергиях дейтронов следует ожидать меньших концентраций потока нейтронов в области малых углов, поэтому интегральная интенсивность, конечно, растёт с энергией значительно медленнее, чем интенсивность под малыми углами.

Энергия нейтронов, получающихся в реакции $Be^9(d, n)B^{10}$, может быть вычислена на основании формулы

$$Q = 1,1 E_n - 0,8 E_d - 0,28 \sqrt{E_d E_n} \cdot \cos \theta.$$

Энергия реакции Q имеет несколько значений. Исследования спектра нейтронов при тонкой мишени и малой энергии дейтронов

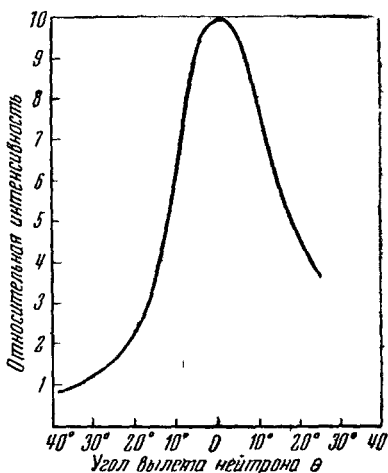


Рис. 13. Угловое распределение нейтронов при бомбардировке $LiBO_2$ дейтеронами с энергией 15 Мэв.

(до 1 Мэв)^{35, 36, 37} обнаружили четыре группы нейтронов, соответствующие четырём значениям Q . Более поздние опыты^{38, 39} с дейтеронами до 1,6 Мэв обнаруживают пятую группу и дают следующие пять значений энергии реакции Q : 4,33; 3,70; 2,19; 0,73 и — 0,74 Мэв. Первое значение Q соответствует основному состоянию ядра V^{10} , остальные — возбуждённым, со следующими значениями энергии возбуждения: 0,69; 2,20; 3,66 и 5,13 Мэв. Соотношение интенсивностей различных групп нейтронов довольно сильно меняется с изменением энергии дейтронов; поэтому на основании этих данных предсказать спектр нейтронов, получающихся при энергии дейтронов в несколько Мэв, невозможно. По мере увеличения энергии дейтронов следует ожидать появления новых групп нейтронов, соответствующих отрицательным значениям Q , т. е. более высоким уровням возбуждения конечного ядра V^{10} .

Таблица IV

Энергии нейтронов (в Мэв), получающихся в реакции $Ve^9(d, n)V^{10}$ при $E_d = 8$ Мэв для разных значений энергии реакции Q и углов вылета θ

Q в Мэв	$E_n(0^\circ)$	$E_n(90^\circ)$	$E_n(180^\circ)$
4,4	12,4	9,8	7,8
3,7	11,7	9,2	7,5
2,2	10,2	7,8	6,0
0,7	8,5	6,5	5,0

четырёх значений Q даёт таблица IV, в которой приведены значения энергии нейтронов, вылетающих под углами $\theta = 0, 90$ и 180° при энергии дейтрона, равной 8 Мэв, вычисленные по приведённой формуле.

Рассматривая таблицу IV, легко понять, что в случае толстой мишени отдельные группы нейтронов, сильно размываясь, перекрывают одна другую и образуют сплошной спектр с граничной энергией, равной приблизительно $Q + E_d$.

в) Реакции $Li^7(d, n)2He^4$ и $Li^7(d, n)Ve^8$.

Бомбардировка лития дейтеронами, как видно из рис. 7, даёт очень хороший выход нейтронов и не находит очень широкого применения лишь благодаря трудностям изготовления мишени. Реакция, дающая нейтроны, в данном случае идёт двумя разными путями, изображёнными в заголовке параграфа. В первом случае компаунд-ядро Ve^9 делится сразу на три частицы: нейтрон и две

тонкой мишени должен быть ланейчатым и состоящим из четырёх или большего числа групп, а при толстой мишени — сплошным и довольно сложным.

Общее представление об энергии нейтронов и её зависимости от угла вылета для

α -частицы; во втором случае — на две: нейтрон и Be^8 . Энергия реакции для обоих вариантов имеет довольно большие значения — 15,05 *Мэв* и 14,91 *Мэв* соответственно, поэтому и нейтроны получаются с очень большой энергией. Именно для получения нейтронов с энергией порядка 15 — 20 *Мэв* обычно и применялась бомбардировка лития дейтеронами.

Спектр нейтронов, образующихся при реакции $\text{Li} + d$, зависит от того, каким путём идёт реакция. В первом случае, т. е. при расщеплении сразу на три частицы, спектр нейтронов должен быть сплошным. В самом деле, законы сохранения энергии и импульса можно выполнить, задав одной из трёх частиц любую энергию от нулевой до некоторой максимальной. Следовательно, возможно образование как нейтрона, так и α -частицы с любой энергией, и в результате множества различных случаев образуются оба сорта частиц со сплошным распределением по энергиям.

Во втором случае расщепление компаунд-ядра происходит на две частицы: нейтрон и ядро Be^8 . Правда, ядро Be^8 неустойчиво и довольно быстро распадается в свою очередь на две α -частицы. Но если этот распад происходит после расщепления Be^8 , то спектр нейтронов не может быть сплошным при определённой энергии дейтеронов. Как и во всех предыдущих случаях, здесь энергия нейтрона однозначно определяется энергией дейтрона, углом вылета и энергией реакции Q .

Если Q имеет несколько значений, спектр нейтронов должен быть линейчатым, если же значение Q одно, то и энергия нейтрона имеет одно значение для каждой энергии дейтрона и определённого угла вылета.

Опыты показали, что в действительности оба пути реакции осуществляются. Сплошной спектр α -частиц, образующихся в реакции $\text{Li}^7(d, p)2\text{He}^4$, наблюдали в 1933 г. Олифант, Кинсей и Резерфорд⁴⁰. Спектр нейтронов изучался рядом исследователей^{41, 42, 74, 75}, причём были обнаружены сплошной спектр нейтронов, простирающийся от очень малых энергий до 14 *Мэв*, и наряду с ним однородная группа нейтронов с энергией около 14 *Мэв*, соответствующая второму варианту реакции. На рис. 14 представлен спектр нейтронов, направленных вперёд, полученный⁴² при бомбардировке тонкой литиевой мишени дейтеронами с энергией 0,7 *Мэв*. При увеличении энергии дейтеронов и энергия однородной группы нейтронов растёт, но относительная интенсивность её убывает. Нейтроны с энергией 20 *Мэв* могут быть получены при энергии дейтеронов около 6 *Мэв*. Формула для расчёта энергии нейтронов в данном случае может быть представлена в виде

$$Q = \frac{9}{8} E_n - \frac{3}{4} E_d - \frac{1}{4} \sqrt{2E_d E_n} \cos \theta.$$

г) Реакция $T^3(d, n)He^4$

В 1948 — 1949 гг. был опубликован целый ряд работ^{3, 44, 45, 46}, посвящённых ядерным реакциям со сверхтяжёлым изотопом водорода — тритием. Тритий радиоактивен и поэтому в составе естественного водорода не встречается. Он распадается с периодом около 12 лет, испуская электроны с максимальной энергией около 19 кэв. В настоящее время тритий может быть получен в различных ядерных реакциях⁴³, например в реакции $Li^6(p, \alpha)T^3$ в количествах вполне весомых.

Из ядерных реакций между тритием и другими частицами особенно многообещающей оказалась реакция $T^3(d, n)He^4$. Она мо-

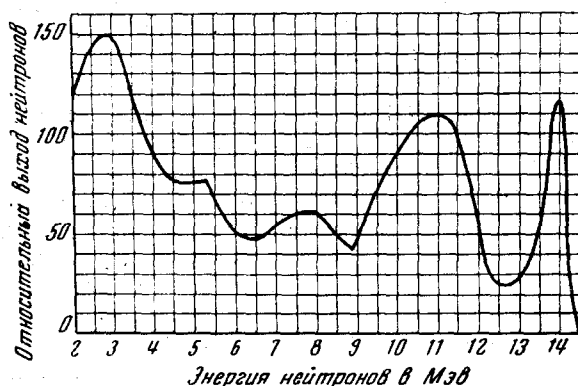


Рис. 14. Спектр нейтронов в реакции $Li^7(d, n)$ под углом $\theta = 0$ при $E_d = 0,7$ Мэв.

жет быть осуществлена и осуществлялась в действительности как путём бомбардировки дейтерия ионами трития, так и, наоборот, путём бомбардировки трития дейтеронами. В первом случае для получения ионов газообразный тритий, как и другие газы, вводился в ионный источник, откуда ионы поступали в ускоряющее устройство.

В качестве мишени при бомбардировке дейтеронами тритий употребляется или в виде газа, заключённого в специальную камеру, отделённую тонкой фольгой от вакуумного пространства ускоряющего прибора, или в виде слоя, адсорбированного металлической пластинкой. Очень хорошо поглощают водород, а следовательно и тритий, и удерживают его при бомбардировке такие металлы, как тантал или цирконий³. Газовая мишень, конечно, более выгодна в отношении выхода нейтронов, так как в ней выше концентрация трития, но при малой энергии бомбардирующих дейтеронов торможение их в фольге может повести к снижению выхода и тем самым лишить газовую мишень преимуществ.

Техника применения газовой мишени из трития имеет некоторые особенности, связанные с необходимостью экономного использования малых количеств дорогостоящего газа. Одна из установок, приспособленных для этой цели, описана в⁴⁴. Твёрдая мишень с адсорбированным тритием более проста и удобна в обращении. Относительно выхода нейтронов из толстых мишеней приводятся следующие данные³: газовая мишень при энергии дейтронов 600 *кэв* даёт $5 \cdot 10^8$ нейтронов на микрокулон дейтронов; циркониевая мишень при энергии 200 *кэв* даёт 10^8 нейтронов на микрокулон. Применение мишени из сверхтяжёлого льда T_2O оказывается практически неудобным, так как мишень быстро загрязняется обычной водой, всегда присутствующей в парах в различных элементах установки.

Реакция $T^3(d, n)He^4$ является сильно экзотермической, так как в результате её за счёт двух слабо связанных ядер T^3 и D^2 получается очень прочное ядро He^4 . Энергия реакции $Q=17,6$ *Мэв*. Благодаря этому реакция принципиально возможна при сколь угодно малой энергии дейтронов (или ионов трития). В самом деле, опыты показали, что заметный выход нейтронов получается уже при E_d порядка нескольких *кэв*. В первых опытах⁴⁵ ускорялись ионы трития и был обнаружен сильный резонанс при малых энергиях. В дальнейшем⁴⁶ измерения были проведены с дейтронами в качестве бомбардирующих частиц и в более широком интервале энергий. Способ измерения сечения реакции оказывается в данном случае довольно простым и надёжным благодаря тому, что наряду с нейтроном в реакции образуется довольно быстрая α -частица (с энергией порядка 3—4 *Мэв*). Очевидно, что полное число α -частиц, вылетающих из тонкой мишени, равно полному числу нейтронов. Между тем абсолютное число α -частиц может быть подсчитано при помощи пропорционального счётчика или ионизационной камеры с высокой точностью, которой весьма трудно достигнуть, регистрируя непосредственно поток самих нейтронов. Результаты измерений сечения реакции систематизированы в обзоре Хансона, Ташека и Вильямса³. Зависимость сечения от энергии дейтронов E_d наилучшим образом выражается следующей формулой:

$$\sigma = \frac{58}{E_d} \cdot \frac{e^{-\frac{1,72}{\sqrt{E_d}}}}{1 + \frac{(E_d - 0,036)^2}{0,174^2}}$$

(E_d — в *Мэв*, σ — в барнах).

Формула представляет собой произведение двух множителей, из которых один $(E_d^{-1/2} e^{-1,72 \cdot E_d^{-1/2}})$ определяет проникаемость потенциального барьера, второй — резонансную зависимость сечения от

энергии, вытекающую из известной дисперсионной формулы Брейта-Вигнера. Постоянные в этой формуле подобраны из условия наилучшего согласия с опытными данными. Постоянная $0,096 \text{ Мэв} = 96 \text{ кэв}$ соответствует резонансному значению энергии дейтерона, а $0,174 \text{ Мэв}$ —ширине резонанса.

На рис. 15 зависимость σ от E_d представлена графически. Точки соответствуют опытным данным, а сплошная кривая—приведённой формуле.

Как видно из формулы и рис. 15, резонанс наблюдается при очень небольшой энергии дейтронов, а между тем сечение достигает в максимуме довольно большого значения—свыше 4 барн. При той же энергии дейтронов сечение реакции $D(d, n)He^3$ по крайней мере в 100 раз меньше, а для реакций (d, n) с другими элементами тем более. Отсюда очевидно, что реакция $T^3(d, n)He^4$ является весьма мощным источником нейтронов, причём большой выход может быть получен уже при энергии дейтронов порядка

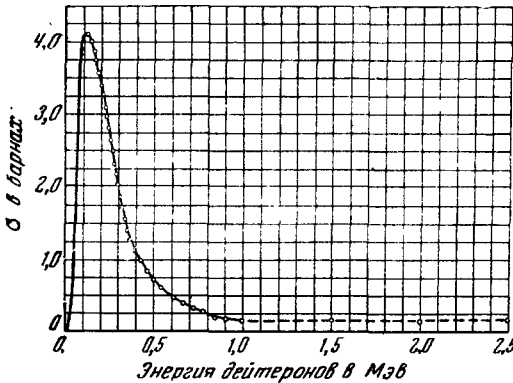


Рис. 15. Сечение реакции $T^3(d, n)He^4$.

100 кэв, а такие дейтроны можно создать при помощи стандартной рентгеновской установки. Повидимому, такому источнику нейтронов принадлежит большое будущее. Несомненно, что он получит весьма широкое распространение, как только активный, но довольно долго живущий изотоп водорода — тритий станет доступным для большого числа лабораторий.

Энергия нейтронов, получающихся в реакции $T^3(d, n)He^4$, может быть вычислена на основании формулы

$$Q = 17,6 \text{ Мэв} = \frac{5}{4} E_n - \frac{1}{2} E_d - \frac{1}{2} \sqrt{2E_n E_d} \cdot \cos \theta.$$

Так как энергия реакции Q имеет значение $17,6 \text{ Мэв}$, то энергия нейтронов довольно велика. Очевидно, что при E_d , близкой к нулю,

$$E_n = \frac{4}{5} Q = 14 \text{ Мэв},$$

а с увеличением E_d увеличивается и энергия нейтронов, распро-

страняющихся в передней полусфере, в особенности под малыми углами θ .

На рис. 16 изображена зависимость энергии нейтронов от угла θ_n для разных значений E_d . Как видно из рисунка, при энергии дейтеронов около 3,5 Мэв в реакции $T^3(d, n)He^4$ можно получить нейтроны с энергией от 12 до 20 Мэв. Так как конечное ядро He^4 не имеет возбужденных уровней с энергией ниже

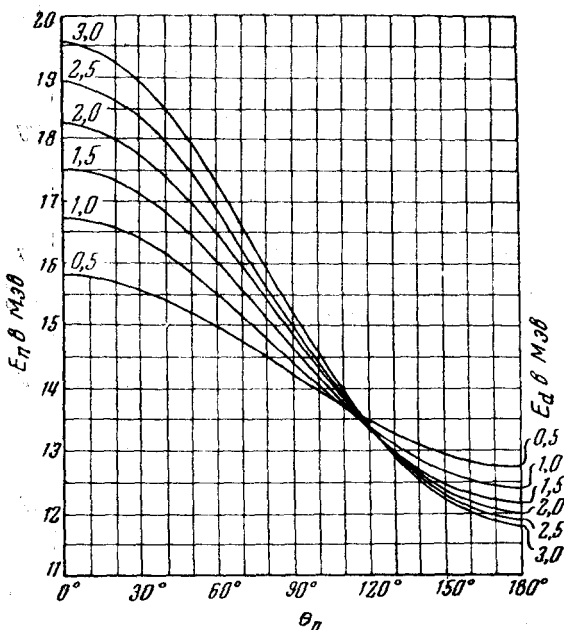


Рис. 16. Энергия нейтронов в реакции $T^3(d, n)He^4$.

20 Мэв, энергия реакции Q имеет единственное значение 17,6 Мэв и энергия нейтронов зависит только от угла θ . В случае тонкой мишени в каждом направлении распространяется монохроматическая группа нейтронов с большой энергией. Впрочем, при небольшой энергии дейтеронов и толстая мишень не приводит к сильным нарушениям монохроматичности нейтронов, так как их энергия велика.

Реакция $T^3(d, n)He^4$ является источником самых быстрых монохроматических нейтронов. Возможность получения монохроматических нейтронов с энергией свыше 20 Мэв в этой реакции зависит от наличия или отсутствия возбужденных состояний у конечного ядра He^4 . В цитированных работах имеются

указания³ на наличие возбуждённого состояния с энергией свыше 29 Мэв. Если такой уровень действительно существует и переход конечного ядра He^4 в реакции $\text{T}^3(d, n)\text{He}^4$ на этот уровень возможен, то при энергии дейтронов свыше 3—4 Мэв наряду с основной группой нейтронов должна появиться значительно более медленная. Несмотря на это, реакция не утрачивает значения как источник очень быстрых монохроматических нейтронов,

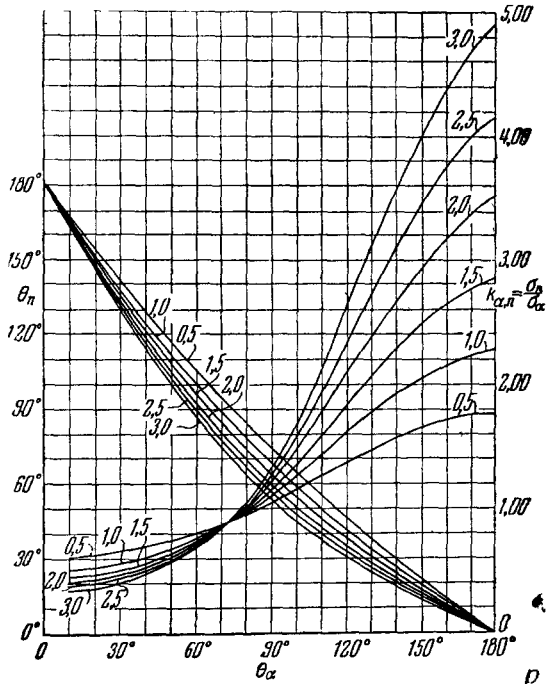


Рис. 17. Зависимость угла вылета нейтрона θ_n от угла вылета α -частицы θ_α в реакции $\text{T}^3(d, n)\text{He}^4$.

так как возможная вторая группа благодаря очень сильному отличию в значении энергии может быть отделена фильтрами, а в некоторых опытах вообще может не приниматься во внимание.

Угловое распределение нейтронов можно установить на основании результатов изменений^{43,3} углового распределения α -частиц. Очевидно, что при каждом значении энергии дейтрона E_d между углом вылета нейтрона θ_n и углом вылета α -частицы θ_α существует однозначная зависимость. На рис. 17 группа спадающих кривых изображает эту зависимость. Разные кривые соответствуют различным значениям энергии дейтрона, указанным на рисунке

(в Мэв). Так как энергия реакции велика, оба сорта частиц могут вылетать под любыми углами от 0 до 180°. Чем меньше угол вылета α -частицы, тем больше угол вылета нейтрона, и наоборот.

На том же рисунке возрастающими кривыми изображено отношение $k_{n\alpha}$ — плотности потока нейтронов под углом θ_n к плотности потока α -частиц под углом θ_α , соответствующим θ_n в смысле связи, установленной между этими углами предыдущими кривыми рис. 17.

Иначе говоря,

$$k_{n\alpha} = \frac{\sigma_n(\theta_n)}{\sigma_\alpha(\theta_\alpha)}$$

есть отношение дифференциального сечения реакции с образованием нейтрона, вылетающего под углом θ_n , к дифференциальному сечению реакции с образованием α -частицы, вылетающей под соответствующим углом θ_α . При помощи кривых рис. 17 можно найти угловое распределение нейтронов на основании измеренного углового распределения α -частиц, которое изображено на рис. 18.

Верхняя половина рис. 18 изображает угловое распределение α -частиц в лабораторной системе координат. Углы θ_n и θ_α на рис. 17 соответствуют той же системе координат. Хотя α -частицы

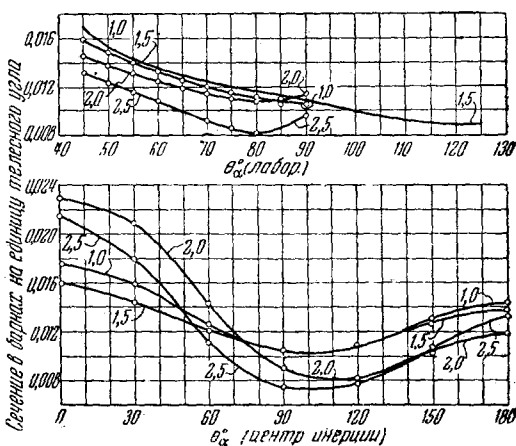


Рис. 18. Угловое распределение α -частиц в реакции $T^3(d, n)He^4$.

с большей вероятностью вылетают под малыми углами, чем под большими, а малым θ_α соответствуют большие θ_n , угловое распределение нейтронов оказывается также сгущённым больше в области малых углов, так как отношение $k_{n\alpha}$ рис. 17 растёт с увеличением θ_α . Чтобы построить угловое распределение нейтронов, пользуясь верхней половиной рис. 18, нужно каждому значению угла θ_α , изображённого по оси абсцисс, найти соответствующее значение θ_n по рис. 17, а ординату кривой рис. 18 умножить на соответствующее значение отношения $k_{n\alpha}$. Полученное таким путём число будет равно дифференциальному сечению образования нейтрона, вылетающего под углом θ_n .

Вторая (нижняя) половина рис. 18 изображает угловое распределение α -частиц в системе центра инерции. При малой энергии дейтеронов угловое распределение близко к сферически симметричному. С увеличением E_d распределение усложняется, причём отклонения его от сферически симметричного не монотонно растут с энергией. Так, например, при $E_d = 1$ Мэв отклонения сильнее, чем при $E_d = 1,5$ Мэв, а при $E_d = 2$ Мэв сильнее, чем при $E_d = 2,5$ Мэв.

д) Прочие реакции (d, n)

Помимо перечисленных реакций (d, n), возможно и известно множество других с различными элементами в качестве мишеней. Однако в отношении выхода нейтронов ни одна из этих реакций не может выдержать сравнения с перечисленными — важнейшими источниками нейтронов. Благодаря этому в настоящее время прочие реакции (d, n) могут представлять интерес лишь как источники монохроматических нейтронов с энергией, лежащей в интервале, недоступном фактически для основных источников. Как видно из рассмотрения предыдущих источников, монохроматические нейтроны с плавно меняющейся энергией в интервале от 2 до 6 Мэв могут быть получены в реакции $D(d, n)He^3$, если пользоваться дейтеронами с энергией до 3—4 Мэв, ускоренными при помощи электростатических генераторов. Применение циклотронов для этой цели оказывается практически неудобным, так как пучок самих дейтеронов в циклотроне оказывается недостаточно монохроматическим, а для изменения энергии дейтеронов на циклотроне практически существует только один способ — перемещения мишени вдоль радиуса внутри камеры между дуантами. Условия работы с внутренней мишенью в качестве источника нейтронов в большинстве случаев оказываются неудовлетворительными, так как возможность приближения к мишени с измерительной установкой ограничена, а наличие массивных элементов конструкции циклотрона (стенки и крышки камеры, полюсы магнита и пр.) в непосредственной близости к мишени приводит к неизбежному рассеянию нейтронов — упругому и неупругому, в результате которого спектр нейтронов усложняется.

Монохроматические нейтроны с энергией до 2 Мэв могут быть получены в описываемых ниже реакциях (p, n). Таким образом, интервал энергий нейтронов от очень малых до 5—6 Мэв оказывается вполне доступным для современных источников монохроматических нейтронов. Реакция $T^3(d, n)He^4$ даёт нейтроны с энергией свыше 12 Мэв. Остаётся недоступным, таким образом, интервал энергий от 5—6 до 12 Мэв. Для заполнения этого интервала желательно найти реакции с энергией Q , имеющей единственное значение порядка 5 Мэв. Одной из таких является реакция $N^{14}(d, n)O^{16}$,

которой соответствует энергия $Q = 5,1$ Мэв. Других значений при энергии дейтронов до 1 Мэв не обнаружено^{47,3}.

Выход нейтронов в этой реакции в 2—3 раза меньше, чем в реакции $D(d, n)He^3$ при $E_d = 1$ Мэв, угловое распределение более равномерное. Таким образом, в этой реакции можно получить монохроматические нейтроны с энергией от 5 Мэв и выше. Однако возможность появления более медленных групп при энергии дейтронов свыше 1 Мэв не исключена и даже имеются указания⁴⁸ на наличие значения $Q = 1,1$ Мэв; поэтому вопрос о возможном интервале доступных энергий требует дополнительных специальных исследований.

Хансон, Ташек и Вильямс³ указывают, кроме того, на реакцию $C^{12}(d, n)N^{13}$ с энергией $Q = -0,26$ Мэв как на удобный источник монохроматических нейтронов с энергией до 2 Мэв. По сравнению с реакциями (p, n) она выгоднее тем, что имеет более низкий порог и более высокое сечение.

5. РАЗРЫВ ДЕЙТРОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

Для получения очень быстрых нейтронов вполне естественно стремиться к увеличению энергии бомбардирующих частиц, в частности дейтронов. Однако ядерные реакции, даже с очень быстрыми бомбардирующими частицами, повидимому, не могут дать очень быстрых нейтронов, так как даже при очень сильных возбуждениях ядро испускает с наибольшей вероятностью частицы с энергией, близкой к доле энергии возбуждения, приходящейся в среднем на одну частицу ядра, а при большом числе частиц в ядре эта доля оказывается небольшой. Иначе говоря, нейтрон, испускаемый в результате ядерной реакции с очень быстрой бомбардирующей частицей, с наибольшей вероятностью уносит лишь незначительную долю энергии бомбардирующей частицы. С этой точки зрения задача получения очень быстрых нейтронов представляется практически разрешимой лишь путём использования в качестве мишеней очень лёгких ядер, например дейтронов.

Однако опыты с очень быстрыми дейтеронами с энергией до 200 Мэв, полученными на 184-дюймовом фазотроне^{49,50}, показали, что бомбардировка любой мишени приводит к образованию быстрых нейтронов. При этом оказалось, что быстрые нейтроны распространяются вперёд в довольно узком конусе вокруг направления пучка бомбардирующих дейтронов, и раствор этого конуса, а также выход нейтронов слабо зависят от материала мишени. Это явление трудно объяснить с точки зрения обычных представлений о ядерных реакциях как процессах, проходящих через обязательную стадию формирования компаунд-ядра. В самом деле, если бы бомбардировка вела к захвату дейтерона не очень лёгким ядром с массовым числом, например, не меньше 100, то компаунд-ядро имело

бы энергию возбуждения, приблизительно равномерно распределённую между всеми частицами, и могло бы испускать нейтроны с небольшой энергией и практически в любых направлениях.

Повидимому, механизм образования быстрых нейтронов в результате бомбардировки ядер быстрыми дейтеронами является совсем иным. Обсуждению этого механизма посвящены работы Сербера^{51, 52} и Данкова⁵³. Согласно представлениям, развитым в работах Сербера, образование быстрых нейтронов при столкновении с ядром быстрых дейтеронов возможно или в результате непосредственного выбивания дейтероном одного из нейтронов ядра, или в результате такого расщепления самого дейтерона при столкновении с ядром, когда нейтрон освобождается от протона, но не захватывается ядром.

Первый случай — выбивание нейтрона из ядра — возможен, когда нейтрон находится у края ядра и, получив толчок от дейтерона, вылетает, практически не взаимодействуя с остальными частицами. Однако средняя энергия, передаваемая быстрым дейтероном нейтрону, как указывает Сербер, не может быть очень большой и равна приблизительно 25 Мэв , поэтому очень быстрые нейтроны не могут появиться таким путём даже при столкновении дейтеронов с нейтронами, находящимися у края ядра. Если же дейтрон столкнулся с нейтроном, который впоследствии должен проходить ещё сквозь ядро, то при столкновениях с другими частицами ядра нейтрон потеряет и эту, относительно небольшую, энергию, и таким образом, результат такого столкновения сведётся к образованию сильно возбуждённого ядра, которое затем обычным способом должно распадаться испуская нейтроны или другие частицы небольшой энергии.

Вследствие этого, повидимому, главным механизмом образования быстрых нейтронов при столкновении быстрых дейтеронов с ядрами является разрыв самого дейтерона. Так как связь частиц в дейтероне очень слаба, разрыв этой связи может происходить и при небольшой кинетической энергии дейтерона и тем более вероятно, когда энергия дейтерона около 200 Мэв . Причиной разрыва может оказаться как электростатическое, так и ядерное взаимодействие дейтерона с ядром. Иначе говоря, разрыв может произойти как в кулоновском поле ядра, так и в поле ядерных сил.

Сечение разрыва дейтерона в кулоновском поле ядра подсчитано Данковым⁵³, в поле ядерных сил — Сербером⁵¹. Сопоставление полученных результатов показывает, что разрыв в кулоновском поле оказывается значительно менее вероятным, чем в ядерном, даже при бомбардировке самых тяжёлых ядер. Например, для ядра урана сечение разрыва в кулоновском поле составляет приблизительно 25% от сечения разрыва в ядерном поле. С уменьшением заряда ядра вероятность разрыва в кулоновском поле убывает значительно быстрее, чем в ядерном.

Экспериментальные данные находятся в полном соответствии с этими теоретическими выводами. Энергетический спектр и угловое распределение быстрых нейтронов хорошо согласуются с результатами вычислений Сербера, но не согласуются с результатами вычислений Данкова, имеющего в виду кулоновское взаимодействие.

Из всех возможных случаев взаимодействия дейтерона с ядром посредством ядерных сил Сербер учитывает только такие случаи, когда дейтерон попадает в край ядра. Дейтерон можно представить как систему, подобную гантели, состоящую из двух частиц — протона и нейтрона, — находящихся на расстоянии r , которое, вообще говоря, меняется со временем, но за время столкновения очень быстрого дейтерона с ядром может считаться постоянным. К разрыву дейтерона с освобождением одной из частиц (или протона, или нейтрона), очевидно, может привести такое столкновение, при котором только одна из частиц попадает в область эффективного сечения ядра, а другая проходит вне этой области. Частица, столкнувшаяся с ядром, будет или захвачена им, или сильно рассеяна. При этом вторая частица, связанная с первой довольно слабо (энергия связи $2,18 \text{ Мэв}$), пройдет мимо ядра, испытав относительно небольшое ускорение в момент разрыва, так как её кинетическая энергия много больше $2,18 \text{ Мэв}$.

Если представить себе ядро в виде непрозрачной сферы радиуса R , то эффективное сечение таких столкновений $\sigma_{\text{пр}}$ будет равно площади кругового слоя $2\pi Rl$, где l — усреднённое по всем возможным ориентациям значение проекции среднего радиуса дейтерона \bar{r} на плоскость, перпендикулярную к первоначальной траектории дейтерона. Легко подсчитать, что $l = \frac{1}{2} \bar{r}$ и, следовательно, $\sigma_{\text{пр}} = \pi R \bar{r}$. Если не учитывать кулоновское взаимодействие дейтерона с ядром, то можно ожидать, что число случаев освобождения нейтрона в результате разрыва будет равно числу случаев освобождения протона, поэтому сечение образования быстрого нейтрона σ_n будет вдвое меньше $\sigma_{\text{пр}}$, т. е.

$$\sigma_n = \frac{1}{2} \pi R \bar{r}.$$

Кулоновское отталкивание, действующее на протон, вообще говоря, должно повести к увеличению вероятности нахождения протона в момент столкновения дальше от ядра и, следовательно, к относительному уменьшению вероятности освобождения нейтрона в результате разрыва. Однако энергия кулоновского взаимодействия мала по сравнению с кинетической энергией частиц, если энергия дейтерона около 200 Мэв ; поэтому вероятность образования свободного нейтрона приблизительно равна вероятности образования свободного протона.

Принимая $\bar{r} = 2,1 \cdot 10^{-3}$ см и $R = 1,5 \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{13}$ см, Сербер получает следующее выражение для эффективного сечения образования быстрого нейтрона в результате разрыва дейтерона на краю ядра с числом частиц A :

$$\sigma_n = \frac{1}{2} \pi R \bar{r} = 5 \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-26} \text{ см}^2.$$

Таким образом, сечение довольно слабо зависит от массы ядра-мишени. Так, для ядра Be оно равно 0,1 барна, а для ядра U — 0,3 барна. Это вполне согласуется с экспериментально установленной слабой зависимостью выхода быстрых нейтронов от материала мишени.

Зная величину сечения σ_n , легко подсчитать выход быстрых нейтронов из любой мишени. Так, например, выход из бериллиевой мишени толщиной 1,25 см, в которой дейтроны с начальной энергией 190 Мэв теряют на ионизацию 20 Мэв, составляет 2%, т. е. один нейтрон на каждые 50 дейтронов.

Вопрос об энергии нейтронов разрыва решается следующим путём. Если бы нейтрон был очень слабо связан в дейтероне, то в момент разрыва его кинетическая энергия не менялась бы и оставалась бы равной той доле энергии дейтерона, которая приходится на нейтрон, т. е. приблизительно (с точностью до различия в массах нейтрона и протона) половине энергии дейтерона; в этом случае получались бы монохроматические нейтроны с энергией $E_n = \frac{1}{2} E_d$. Однако связь дейтерона пренебречь нельзя. Учёт влияния связи на спектр нейтронов разрыва можно провести, рассматривая движение нейтрона относительно центра масс дейтерона. Если в момент разрыва импульс нейтрона в координатах центра масс дейтерона равнялся p_n , то импульс в лабораторных координатах после разрыва будет равен сумме p_n и импульса центра масс p_0 . Благодаря движению нейтрона внутри дейтерона его энергия после разрыва может оказаться и больше и меньше $\frac{1}{2} E_d$ в зависимости от того, совпадает ли направление p_n с направлением p_0 или, наоборот, их направления противоположны. Так как направления p_n произвольны и абсолютная величина их имеет различные значения, спектр нейтронов разрыва должен быть сплошным. Иначе говоря, помимо нейтронов со средней энергией $\frac{1}{2} E_d$, могут образоваться и более быстрые и более медленные, причём относительный разброс по энергиям должен быть тем больше, чем больше отношение энергии связи дейтерона ϵ_d к его кинетической энергии E_d . Пользуясь волновой функцией дейтерона для нахождения p_n , Сербер приходит к выводу, что спектр нейтронов должен изображаться колоколообразной кривой, имею-

щей максимум при $E_n = \frac{1}{2} E_d$ и полуширину $\Delta E_n = 1,533 \sqrt{E_d \epsilon_d}$.

При $E_d = 190$ Мэв полуширина $\Delta E = 31$ Мэв.

Форма спектра изображается следующей формулой, дающей эффективное сечение σ как функцию энергии нейтрона:

$$d\sigma = \frac{1}{4} \pi R r^- \frac{E_d \epsilon_d}{\left[\left(E_n - \frac{1}{2} E_d \right)^2 + E_d \epsilon_d \right]^{3/2}}.$$

Зависимость сечения от энергии нейтрона имеет характер резонансной, так как приведенная формула отличается от резонансной только степенью $3/2$ вместо 1 в знаменателе. Для получения полного эффективного сечения σ формулу нужно проинтегрировать по энергии от 0 до E_d .

Этот вывод довольно хорошо согласуется с экспериментальными данными. Правда, непосредственное измерение спектра нейтронов представляется довольно сложным, но о спектре нейтронов можно судить по спектру протонов, получающихся также в процессе разрыва дейтерона. С точностью до сравнительно слабого влияния кулоновского поля спектры нейтронов и протонов разрыва должны быть одинаковы.

Спектр протонов, получающихся при бомбардировке дейтеронами с энергией 190 Мэв медной мишени толщиной 19 мм, изучался⁵⁰ следующим путём. На разных расстояниях от мишени внутри камеры фазотрона устанавливались детекторы быстрых протонов. Протоны, выходящие из мишени, естественно, загибаются магнитным полем фазотрона и описывают приблизительно круговые траектории, причём радиус кривизны зависит от энергии протонов. Благодаря этому, чем дальше от мишени стоял детектор, тем большей энергии протоны могли на него попадать. Энергия протонов определялась по известному расстоянию и значению напряжённости магнитного поля. Детекторами служили пластинки из графита, в которых в результате реакции $C^{13}(p, np)C^{11}$ образуется позитронно-активный углерод C^{11} с периодом полураспада, равным 20,5 минуты. Сечение реакции $C^{13}(p, np)C^{11}$ остается практически постоянным для протонов с энергией выше 50 Мэв⁵⁴, поэтому активности всех детекторов служили одинаковой мерой интенсивности потока протонов. Для того чтобы детекторы не мешали основному пучку ускоряемых дейтронов и не освещались им, они устанавливались ниже дуанта, поэтому попадавшие в них протоны проходили в действительности не по окружностям, а по винтовым линиям.

Результаты измерений представлены на рис. 19, где по оси абсцисс отложен радиус кривизны траекторий протонов (нижняя шкала) или их энергия (верхняя шкала), а по оси ординат — относительная интенсивность. Точки изображают экспериментальные

результаты, а кривая — результат вычислений Сербера. Как видно из рис. 19, спектр протонов действительно сплошной и довольно близок по форме к вычисленному Сербером. Максимум спектра соответствует значению энергии, близкому к $\frac{1}{2} E_d$. Среднее значение E_d ниже 190 Мэв вследствие потерь энергии в толщине мишени. Полуширина спектра порядка 40 Мэв.

Отсюда следует, что теоретические расчёты [Сербера вполне пригодны для определения спектра нейтронов разрыва, поэтому ими практически и пользуются.

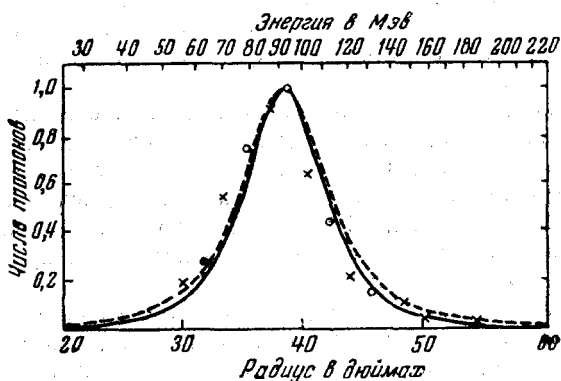


Рис. 19. Спектр протонов при разрыве дейтериев с энергией 190 Мэв. Кривая — вычислена теоретически (по Серберу).

Угловое распределение быстрых нейтронов исследовалось⁴⁹ непосредственно при помощи углеродных детекторов, активируемых быстрыми нейтронами в результате реакции $C^{12}(n, 2n)C^{11}$. Детекторы устанавливались в различных положениях вне камеры фазотрона так, что угол между направлениями на них из мишени и направлением пучка дейтериев менялся в широких пределах. Активность каждого детектора считалась пропорциональной интенсивности потока нейтронов в соответствующем направлении.

На рис. 20 представлены результаты измерений углового распределения для бериллиевой и урановой мишеней. Точки соответствуют опытным данным, кривые — результатам вычислений Сербера.

Как видно из кривых, быстрые нейтроны распространяются вперёд в довольно узком конусе. Максимум интенсивности, естественно, наблюдается в направлении пучка дейтериев. Интенсивность спадает до половины максимальной под углом всего лишь около 5° при бериллиевой мишени и около $6,5^\circ$ при урановой

мишени и до 0,1 от максимальной под углом меньше 15° для обеих мишеней.

Вычисления углового распределения, проведённые Сербером, аналогичны вычислениям спектра. Угол вылета нейтрона определяется величиной поперечной составляющей импульса нейтрона относительно центра масс дейтерона, которая также может быть найдена на основании волновой функции дейтерона. Для полу-

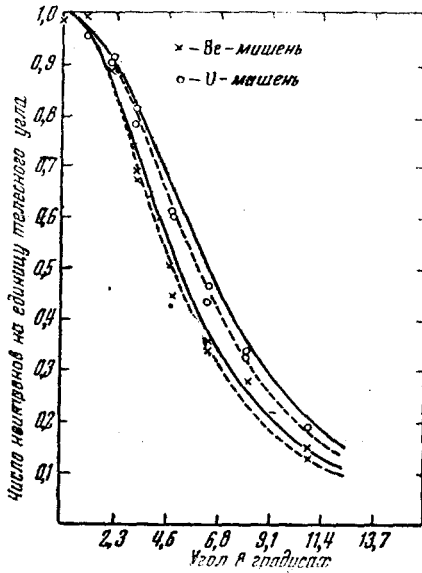


Рис. 20. Угловое распределение нейтронов при разрыве дейтеронов с энергией 190 Мэв. Кривые — теоретические (по Серберу).

ширины углового распределения Сербер даёт следующее выражение:

$$\Delta\theta = 1,601\theta_0 = 1,601 \sqrt{\frac{\epsilon_d}{E_d} \left(1 - \frac{E_d}{8Mc^2}\right)},$$

где M — масса протона; остальные обозначения прежние.

Форма углового распределения даётся выражением

$$d\sigma = \frac{R\bar{r}}{\pi(1+\zeta^2)^{3/2}} \left\{ 1 - \frac{1}{2\zeta^2} \left[\frac{(1+\zeta^2)}{\operatorname{tg}\zeta} - \zeta \right] \right\} d\Omega,$$

где $\zeta = \frac{\theta}{\theta_0}$, θ — угол вылета нейтрона, θ_0 — угол, определяемый предыдущим выражением для $\Delta\theta$, и Ω — телесный угол.

Хорошее согласие результатов вычислений Сербера с экспериментальными позволяет пользоваться его формулами и для нахождения углового распределения нейтронов. Следует заметить, однако, что в формулах Сербера появляются несколько отличающиеся множители в зависимости от того, предполагается ли ядро непрозрачным для дейтронов или частично прозрачным. Точность приведённых выше экспериментальных результатов недостаточна для того, чтобы отдать предпочтение одному из этих двух теоретических предположений. Имеющиеся данные по рассеянию быстрых нейтронов указывают на то, что для частиц с энергией порядка 100 *Мэв* и выше ядро следует считать частично прозрачным. Для совершенно прозрачного ядра Сербер даёт следующие формулы:

Спектр нейтронов:

$$d\sigma = \frac{\sqrt{E_d \varepsilon_d}}{\pi \left[\left(E_n - \frac{1}{2} E_d \right)^2 - E_d \varepsilon_d \right]} dE_n.$$

Полуширина спектра:

$$\Delta E_n = 2 \sqrt{E_d \varepsilon_d}.$$

Угловое распределение:

$$d\sigma = \frac{Rr}{\pi (1 + \zeta^2)^{3/2}} d\Omega.$$

Полуширина углового распределения:

$$\Delta\theta = 1,533 \theta_0.$$

Спектральное распределение оказывается более широким для прозрачного ядра, а угловое, наоборот, для непрозрачного. Впрочем, разница в угловом распределении невелика, что видно уже из сравнения коэффициентов в выражении для $\Delta\theta$ (1,601 для непрозрачного ядра, 1,533 для прозрачного).

Таким образом, экспериментальные результаты, полученные при бомбардировке различных мишеней дейтеронами с энергией 190 *Мэв*, и согласующиеся с ними теоретические формулы Сербера устанавливают, что бомбардировка ядер очень быстрыми дейтеронами даёт интенсивный пучок быстрых нейтронов, направленных вперёд в узком конусе, угловая ширина которого тем меньше, чем больше энергия дейтронов. Энергия нейтронов в среднем равна половине энергии дейтронов, но колеблется вокруг этого значения в довольно широких пределах, следовательно, спектр нейтронов сплошной.

Помимо нейтронов разрыва, бомбардировка ядер быстрыми дейтеронами несомненно должна давать более медленные ней-

троны, испускаемые сильно возбужденными ядрами. В результате каждого столкновения с дейтерием, в том числе и столкновения, приводящего к разрыву дейтерием, ядро должно сильно возбуждаться и испускать нейтроны или другие частицы. Угловое распределение таких нейтронов должно отличаться значительно меньшей направленностью вперед, а полное число их может даже превосходить число нейтронов разрыва.

Сложные расщепления ядер с вылетом одной или нескольких заряженных частиц при бомбардировке быстрыми дейтериями наблюдались. В этих наблюдениях нейтроны не регистрировались, но это не указывает на их отсутствие. Наоборот, нет никаких оснований сомневаться в том, что они также испускаются ядрами.

В упомянутых измерениях углового распределения нейтронов разрыва нейтроны, испускаемые возбужденными ядрами, могли остаться незамеченными, так как реакция $C^{12}(p, 2n)C^{11}$ в детекторе имеет большой порог (свыше 20 Мэв) и возбуждается только очень быстрыми нейтронами разрыва.

6. РЕАКЦИИ (p, n)

Реакция (p, n) сводится к замене в бомбардируемом ядре одного нейтрона протоном. Конечное ядро является изобаром начального, бомбардируемого. Стабильные изобары, как известно, весьма редки, поэтому одно из ядер—бомбардируемое или конечное—должно быть радиоактивным.

Если стабильно бомбардируемое ядро, то радиоактивным оказывается конечное. Как правило, радиоактивность конечного ядра позитронная (или K -захват), поэтому в результате распада конечное ядро снова спонтанно превращается в начальное бомбардируемое. Так как спонтанный радиоактивный распад не может быть эндотермическим процессом, то обратный процесс [т. е. реакция (p, n)] должен быть эндотермическим. Таким образом, если бомбардируемое ядро стабильно, то реакция (p, n) должна быть эндотермической и обладать порогом.

Как всякая эндотермическая реакция, реакция (p, n) в отношении выхода нейтронов менее выгодна, чем экзотермические реакции. Тем не менее использование реакции (p, n) в качестве источника нейтронов практикуется довольно часто, в особенности в последнее время.

Причиной широкого использования реакции (p, n) как источника нейтронов является возможность получать монохроматические нейтроны, энергию которых можно удобно менять в широких пределах. В частности, в этой реакции можно получить монохроматические нейтроны с очень небольшой энергией порядка нескольких *кэв*.

В качестве источника монохроматических нейтронов реакция (p, n) используется чаще всего на ускорителях типа генератора

Вант-Граафа. Техника монохроматизации пучка протонов, контроля, стабилизации и точного измерения ускоряющего напряжения в последнее время очень хорошо разработана в целом ряде лабораторий. Применение очень тонких мишеней в сочетании с этой техникой позволяет получать очень хорошо монохроматизированные пучки нейтронов с точно известной энергией. Кроме того, имеется возможность плавно менять энергию протонов, а следовательно, и нейтронов. Всё это делает генератор Вант-Граафа почти идеальным источником монохроматических нейтронов, позволяющим вести детальные исследования зависимости от энергии сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. Примерами исследований этого типа являются измерения полного сечения алюминия для нейтронов с энергией от 10 до 1000 *кэв*, в которых обнаружено свыше десяти резонансных максимумов⁵⁵, и измерения сечения рассеяния серы для нейтронов с энергией от 16 до 250 *кэв*, которые впервые убедительно доказали интерференцию потенциального и резонансного рассеяния, приводящую к характерной зависимости сечения от энергии⁵⁶.

Наиболее широко используемой из этого типа реакций является реакция $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$.

а) Реакция $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$

Бомбардировка лития протонами, как известно, дала исторически первую ядерную реакцию, вызванную искусственно ускоренными частицами. Это была реакция $\text{Li}^7(p, \alpha)\text{He}^4$, которая имеет положительную энергию Q порядка 17 *Мэв*, начинается уже при очень малых энергиях протона порядка 10 *кэв* и сопровождается гамма-лучами с энергией около 17 *Мэв*.

Реакция $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$, как и все реакции (p, n) , эндотермическая, имеющая порог $\Pi = 1,882$ *Мэв* и энергию $Q = -1,647$ *Мэв*. Энергия нейтронов, получаемых в реакции, в грубом приближении равна $E_p - \Pi$.

Для получения монохроматических нейтронов, что является основной задачей источника $\text{Li}^7(p, n)$, помимо монохроматизации пучка протонов, которая в высокой степени достигается путём применения магнитного анализа на выходе ускоряющей трубки, необходимо пользоваться очень тонкой литиевой мишенью. Толщину мишени в данном случае удобнее выражать не в граммах на 1 см^2 , как обычно, а непосредственно числом, определяющим среднюю потерю энергии протона в толще мишени. Это число характеризует степень монохроматичности протонов, вступающих в реакцию, и связанную с ней степень монохроматичности нейтронов. В некоторых опытах толщина мишени доходила до 1 *кэв*, что соответствует приблизительно 10 микрограммам лития на 1 см^2 .

Мишень готовится обычно путём испарения в вакууме металлического лития на подкладку из тяжёлого металла, напри-

мер тантала⁸. Толщина подкладки принципиально не существенна, так как в ней протоны с энергией в несколько Мэв никаких ядерных превращений не вызывают из-за большой высоты потенциального барьера тяжёлых ядер. Выбор толщины подкладки диктуется условиями взвешивания, необходимого для определения толщины литиевого слоя, и условиями охлаждения мишени. Кроме того, желательно конструировать мишень так, чтобы в ближайших окрестностях её не было массивных деталей, способных сильно рассеивать нейтроны и тем самым нарушать не только их угловое распределение, но и монохроматичность.

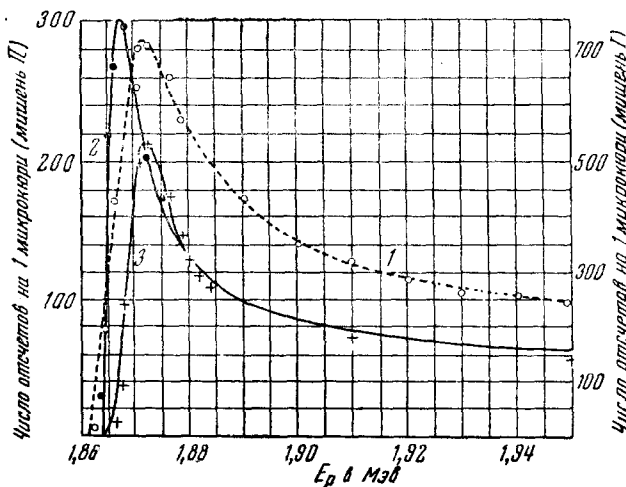


Рис. 21. Кривые выхода нейтронов в реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ под углом $\theta = 0$, используемые для определения толщины мишени.

Определение толщины мишени путём взвешивания в вакууме даёт удовлетворительные результаты лишь для не очень малых толщин. Трудность определения малых толщин связана прежде всего с неизбежными загрязнениями мишени. Существует, однако, непосредственный и довольно удобный способ измерения толщины мишени в киловольтах. Он основан на том, что при E_p , близкой к порогу реакции, нейтроны распространяются только вперёд, поэтому интенсивность пучка нейтронов под углом $\theta = 0$ очень резко возрастает у порога и достигает довольно чёткого максимума при энергии протона, превышающей порог на величину, численно равную толщине мишени в энергетической мере. На рис. 21 приведены кривые, иллюстрирующие этот способ измерения толщины. Толщина определяется как разность энергии протона, соответствующей максимуму кривой, и энергии, соответствующей её

началу (порогу). Три кривые относятся к двум разным толщинам мишени—9 *кэв* (кривая 1) и 2 *кэв* (кривая 2—для свежизготовленной мишени, кривая 3—для той же мишени, бывшей в употреблении в течение 4 недель). Сравнение кривых 2 и 3 иллюстрирует накопление загрязнений со временем.

Следует заметить, что максимум выхода нейтронов вперёд, изображённый на рис. 21, вовсе не связан с какой-нибудь резонансной зависимостью сечения реакции от энергии, а происходит

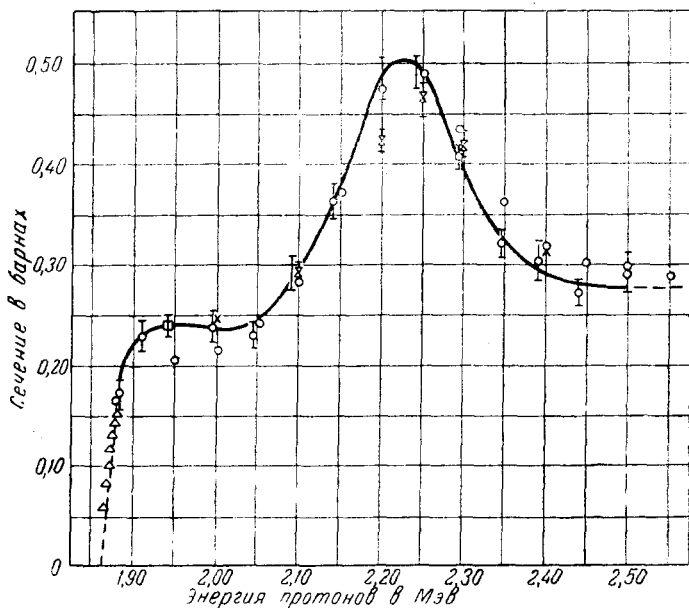


Рис. 22. Полное сечение реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$.

лишь вследствие особенностей углового распределения нейтронов в эндотермических реакциях вблизи порога, обсуждённых выше.

Так как металлический литий химически очень активен, изготовление мишени и установка её на рабочее место должны проводиться в вакууме или в атмосфере благородного газа.

Исследованию реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ посвящено довольно большое число опубликованных работ. Основные результаты, полученные приблизительно к середине 1949 г., кратко изложены в обзоре Хансона, Ташека и Вильямса³, из которого мы заимствуем большинство нижеследующих сведений.

Полное сечение реакции измерялось⁵⁷ путём сравнения потока нейтронов из мишени с потоком, создаваемым источником $\text{Ra}+\text{Be}$, прокалиброванным с точностью до 5%.

Для сравнения мишень и источник $Ra-Be$ поочерёдно помещались в большой бак с раствором $MnSO_4$ в воде. Раствор облучался нейтронами каждый раз в течение нескольких часов, затем хорошо перемешивался, после чего из него отбиралась стандартная проба, активность которой в определённых условиях измерялась при помощи бета-счётчика.

Таким методом регистрируется полный поток нейтронов, и результат не зависит от спектра, если объём бака с раствором достаточно велик. Но измерения с баком оказываются

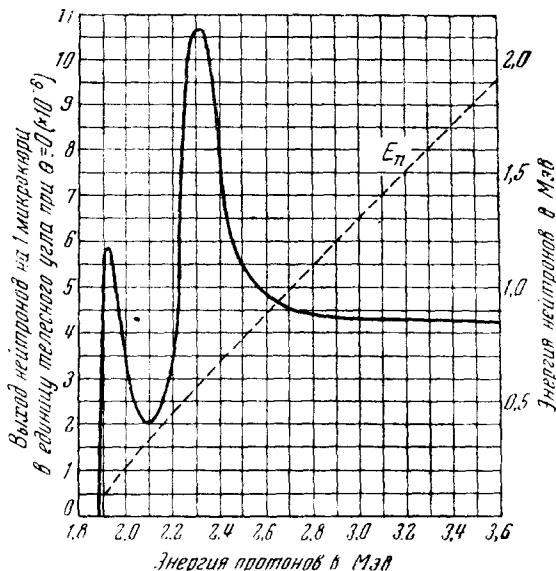


Рис. 23. Выход нейтронов в реакции $Li^7(p, n)Be^7$ под углом $\theta = 0$ из мишени толщиной 40 $kэв$. Пунктирная кривая — энергия нейтронов.

довольно длительными и неудобными, так как активность раствора спадает с периодом 2,5 часа (Mn^{56}), а начинать новое измерение раньше, чем распадётся активность от предыдущего, неудобно—это ведёт к понижению точности измерений. Поэтому в действительности сравнение по активности марганца производилось лишь для двух значений энергии протона, а положение остальных точек кривой определялось по гамма-активности Be^7 , накапливающегося в мишени в результате каждого облучения.

Результаты измерений полного сечения реакции $Li^7(p, n)Be^7$ изображены на рис. 22. Сечение резко возрастает за порогом, достигает величины 0,24 барна при энергии $E_p = 1,92$ Мэв, затем остаётся постоянным до $E_p = 2,05$ Мэв, и, наконец, образует

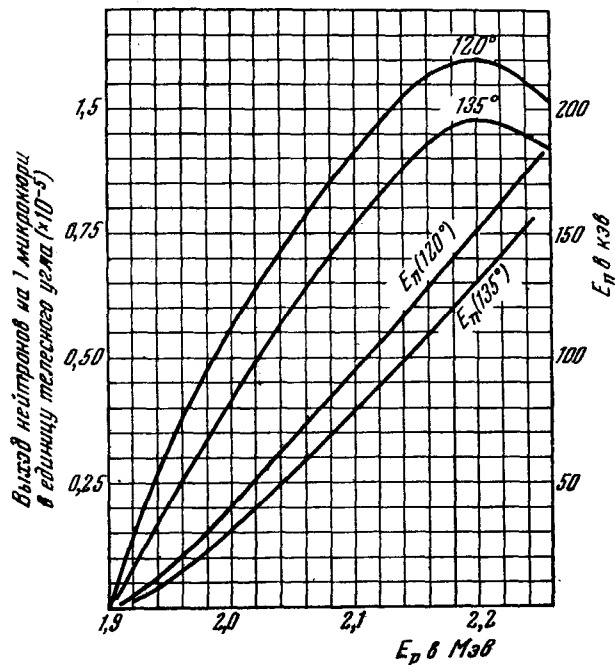


Рис. 24. Выход и энергия нейтронов в реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ под углами $\theta = 120$ и $\theta = 135^\circ$.

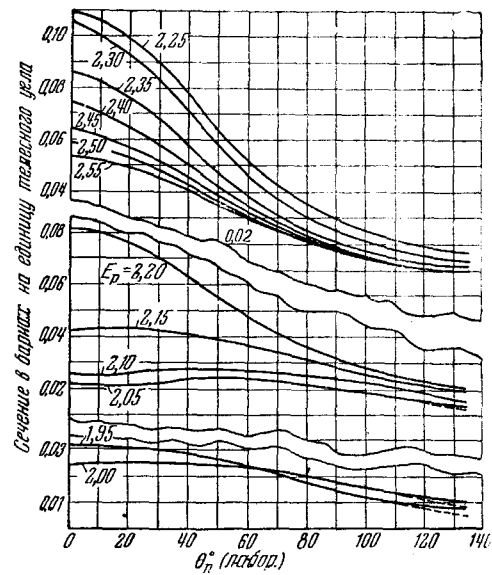


Рис. 25. Угловое распределение нейтронов в реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ в лабораторных координатах.

широкую резонансную линию с максимумом в области 2,23 Мэв, где достигает 0,5 барна.

Дифференциальное сечение, пропорциональное интенсивности потока нейтронов под некоторым углом вылета θ , меняется совсем иначе, чем полное, в особенности при энергиях протона, близких к порогу, опять-таки вследствие особенностей углового распределения в эндотермических реакциях. На рис. 23 изображена кривая выхода нейтронов под углом $\theta = 0$ (вперёд), полученная с мишенью толщиной 40 кэв (при $E_p = 1,9$ Мэв). Первый максимум, как уже было отмечено, не связан с резонансом, второй соответствует резонансу и здесь выражается значительно ярче, чем на кривой полного сечения. Выход под большими углами (120 и 135°) изображён двумя верхними кривыми на рис. 24. В отличие от предыдущей обе эти кривые не имеют первого максимума, как и следовало ожидать, а резонансный максимум оказывается значительно более расплывчатым.

Угловое распределение нейтронов для различных E_p изображено на рис. 25. Как видно из кривых, оно довольно сложно и не монотонно меняется в области резонанса. Ташек и Хеммендингер, анализируя угловое распределение, приходят к выводу, что в координатах центра инерции оно может быть представлено в виде разложения

$$\begin{aligned} \tau(\theta_0, E_p) = \\ = A_0 P_0 + A_1 P_1 + A_2 P_2 \dots, \end{aligned}$$

где P_l — полином Лежандра l -го порядка от $\cos \theta_0$, θ_0 — угол вылета нейтрона в координатах центра инерции, A_l — коэффициент разложения, зависящий от энергии протона. Графики коэффициентов A_0, A_1, A_2 представлены на рис. 26. Коэффициент A_1 при полиноме 1-го порядка, как видно из рисунка, меняет знак при переходе через резонанс, остальные остаются всегда положительными. Анализ относится к интервалу энергии протона от порога до 2,55 Мэв.

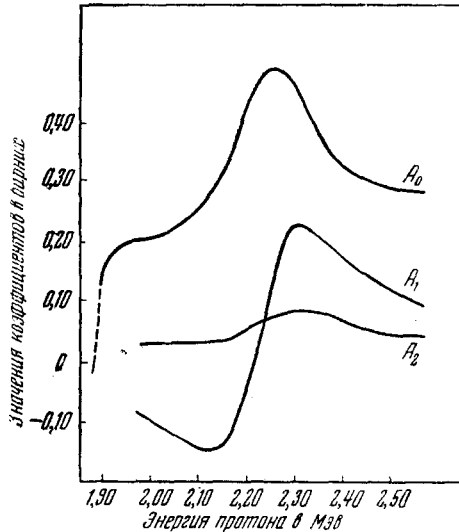


Рис. 26. Коэффициенты разложения углового распределения нейтронов в реакции $Li^7(p, n)$ в ряд по сферическим функциям в зависимости от энергии протона.

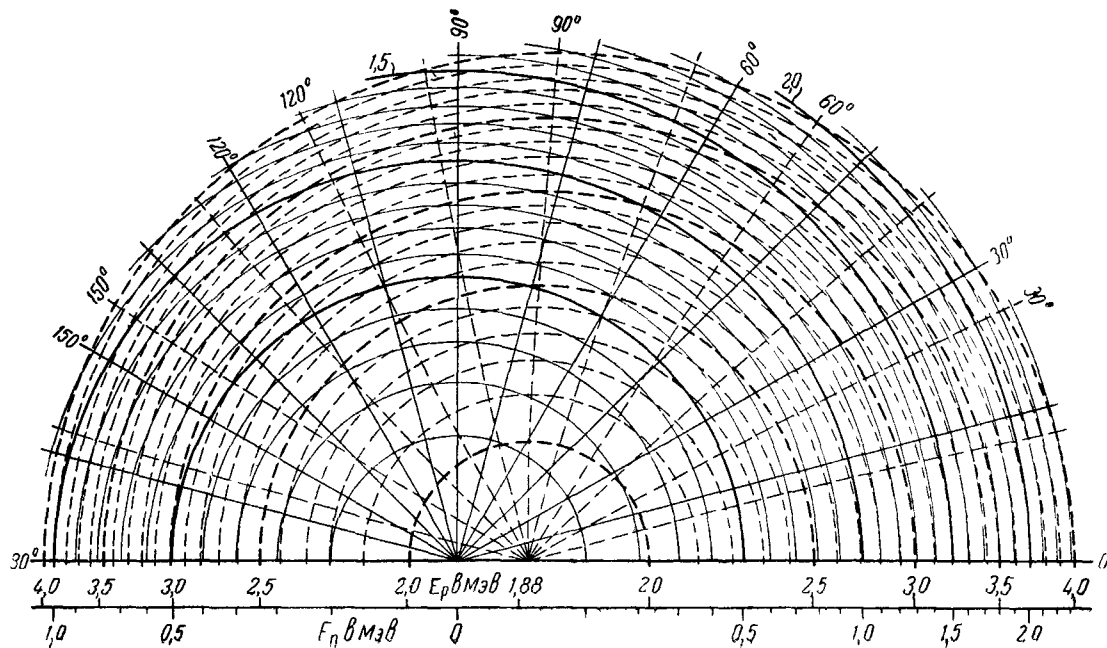


Рис. 27. Номограмма для определения энергии нейтрона в реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$.

Энергия нейтронов, получающихся в реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$, может быть вычислена на основании формулы

$$Q = -1,647 \text{ Мэв} = \frac{8}{7}E_n - \frac{6}{7}E_p - \frac{2}{7}\sqrt{E_n E_p} \cos \theta.$$

В частности, под углом $\theta = 90^\circ$

$$E_n = \frac{3}{4}E_p - 1,882 \text{ Мэв}.$$

На рис. 27 изображена номограмма, позволяющая найти энергию нейтрона для любых значений E_p (от порога до 4 Мэв) и θ (от 0 до 180°). Способ пользования диаграммой рассмотрим на одном примере. Пусть $E_p = 2500 \text{ кэв}$ и нужно найти E_n для угла $\theta = 30^\circ$. Находим на шкале E_p значение 2500 кэв и следим за соответствующей пунктирной окружностью до точки пересечения её со сплошным лучом 30° . Из точки пересечения опускаем дугу, параллельную сплошным окружностям, до пересечения с осью E_n (нижняя горизонтальная ось). Точка пересечения даёт значение E_n по шкале на оси E_n , в данном случае 750 кэв. В обратном порядке можно найти E_p по заданным E_n и θ , используя пунктирные лучи.

Рассматривая диаграмму, нетрудно установить, что при $E_p < 1,92 \text{ Мэв}$ нейтроны не могут распространяться в задней полусфере, а каждому значению угла θ в передней полусфере соответствует два значения E_n , как и следовало ожидать на основании соображений, изложенных в разделе 2,в. Энергия нейтронов, вылетающих под углом $\theta = 0$, соответствующая пороговому значению $E_p = 1,882 \text{ Мэв}$, равна 29 кэв. При увеличении E_p от 1,882 до 1,92 Мэв энергия одной группы нейтронов при $\theta = 0$ растёт от 29 до 80 кэв, другой — уменьшается от 29 кэв до нуля.

Монохроматические нейтроны с энергией $E_n < 80 \text{ кэв}$, могут быть получены только под углами $\theta > 90^\circ$. При этом энергия

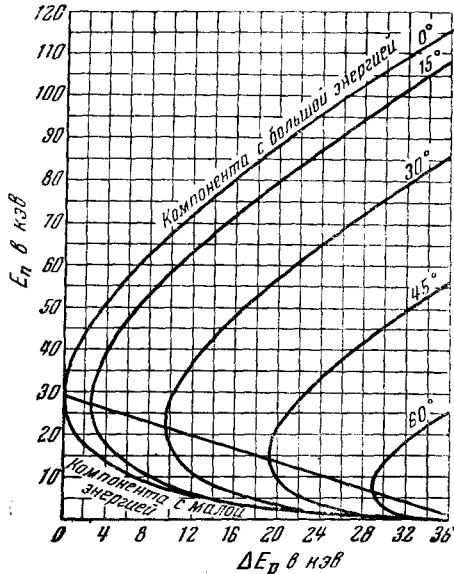


Рис. 28. Энергия нейтронов в реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ как функция избытка энергии протона над порогом $\Delta E_p = E_p - 11$ для различных углов вылета.

протонов должна быть больше 1,92 Мэв, так как при меньших значениях E_p в задней полусфере нейтронов нет.

Значения E_n для $\theta = 0$ и разных E_p изображены пунктирной кривой на рис. 23, а для $\theta = 120$ и 135° — двумя нижними кривыми на рис. 24. На рис. 28 даны значения E_n для $\Delta E_p = E_p - \Pi$ (избыток E_p над порогом) при разных значениях θ .

В обзоре³ указано, что попытки установить наличие других групп нейтронов, соответствующих значению энергии реакции Q ,

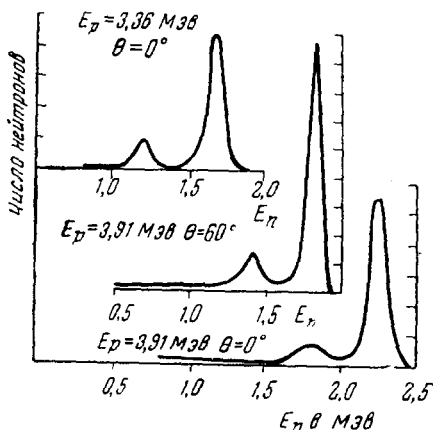


Рис. 29. Спектр нейтронов в реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$.

отличному от $-1,664$ Мэв, привели к отрицательному результату. Последующими работами^{58, 59}, однако, достоверно установлено наличие второй группы нейтронов, соответствующей переходу конечного ядра Be^7 в возбужденное состояние с энергией 435 кэв при $E_p = 3,36$ и 3,91 Мэв. На рис. 29 представлен спектр протонов отдачи, образованных в фотоэмульсии нейтронами источника $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$. Наряду с основной группой нейтронов несомненно обнаружена и вторая, правда, более слабая по интенсивности. Её относительная интенсивность $\theta = 0^\circ$ и 16% для $\theta = 60^\circ$ при $E_p = 3,31$ Мэв равна 9% для $\theta = 0^\circ$ и 17% для $\theta = 60^\circ$ при $E_p = 3,91$ Мэв.

Это обстоятельство является весьма досадным, так как лишает главного преимущества — монохроматичности пучка нейтронов — весьма распространённый и широко использованный источник $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$. На результатах проведённых ранее работ это может и не отразиться, так как интенсивность второй группы невелика, но в дальнейших работах наличие её необходимо учитывать.

Любопытно заметить, что возбуждённый уровень Be^7 имеет почти ту же энергию, что и хорошо известный уровень «зеркального» ядра Li^7 (478 кэв).

б) Реакция $\text{T}^3(p, n)\text{He}^3$

Благодаря возможности получения трития в количествах, достаточных для приготовления мишени, реакции с ним могут рассматриваться как вполне осуществимые практически, в частности, для получения нейтронов. Наряду с рассмотренной выше сильно экзотермической реакцией $\text{T}^3(d, n)\text{He}^4$ в качестве источника

нейтронов представляет интерес эндотермическая реакция $T^3(p, n)He^3$, схеме которой можно написать в виде



Энергия реакции $Q = -0,764 \text{ Мэв}$, порог $\Pi = 1,019 \text{ Мэв}$.

Реакция $T^3(p, n)$ имеет значение в качестве источника монохроматических нейтронов и является более удобной, чем реакция $Li^7(p, n)$, так как она, во-первых, имеет значительно более низкий порог и, следовательно, может осуществляться при помощи протонов меньшей энергии, во-вторых, имеет немного большее сечение и, следовательно, позволяет получить больший выход нейтронов и, наконец, в-третьих, даёт монохроматические нейтроны в значительно более широком интервале энергий.

Техника изготовления мишени, приведённая выше при описании реакции $T^3(d, n)$, пригодна и в данном случае. Однако влияние толщины мишени на относительную монохроматичность пучка нейтронов здесь, очевидно, сильнее, поэтому использование толстой мишени с адсорбированным на металлическую подкладку слоем трития, повидимому, является нежелательным. Газовая мишень, несомненно, более удобна, так как её толщина (в граммах на 1 см^2 мишени) может легко регулироваться и очень хорошо измеряться. Тормозищие свойства фольги, отделяющей газовую мишень от вакуума в ускоряющем устройстве, не очень существенны, так как протоны должны иметь энергию свыше 1 Мэв . Важно знать лишь абсолютное значение средней потери энергии протонов в этой фольге и учесть зависимость этой потери от энергии, так как с увеличением энергии протонов потери будут убывать. Впрочем, если фольга не очень толстая, то изменение потерь может оказаться несущественным.

Полное эффективное сечение реакции $T^3(p, n)$ в зависимости от энергии протонов (от порога до $2,4 \text{ Мэв}$) представлено на рис. 30.

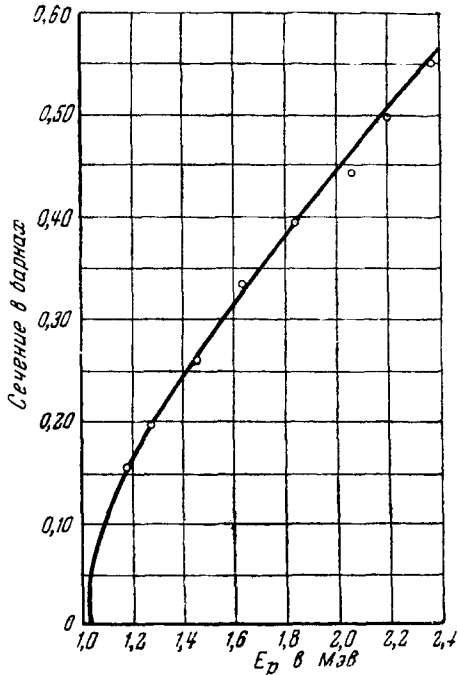


Рис. 30. Полное сечение реакции $T^3(p, n)He^3$.

Вблизи порога сечение возрастает очень резко, как и в случае реакции $\text{Li}^7(p, n)$, а затем, в интервале энергий протона от 1,2 до 2,4 Мэв, увеличивается почти линейно от 0,17 до 0,56 барна. Непрерывающийся рост сечения вплоть до энергии 2,4 Мэв является несколько удивительным, так как высота барьера в данном случае не выше 1 Мэв. Повидимому, рост сечения обусловлен резонансом при энергии протона вблизи 2,4 Мэв (может быть несколько выше), который соответствует образованию возбужденного ядра He^4 с энергией порядка 20 Мэв. Помимо этого факта,

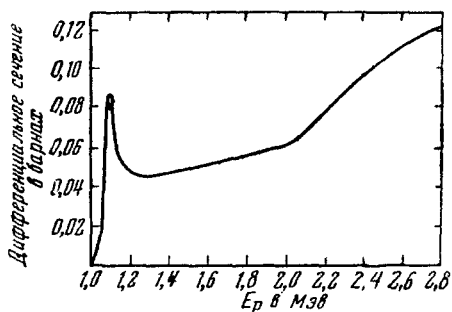


Рис. 31. Выход нейтронов в реакции $\text{T}^3(p, n)\text{He}^3$ под углом $\theta = 0$ из тонкой мишени.

на существование возбужденного уровня He^4 указывают наблюдения ⁶¹ довольно интенсивного гамма-излучения с энергией около 20 Мэв, появляющегося в результате радиационного захвата протонов тритием. Характер роста сечения указывает, кроме того, на большую ширину уровня. Сравнение рис. 30 и рис. 22 показывает, что при энергии протона до 2,4 Мэв, а также, повидимому, и выше, сечение реакции $\text{T}^3(p, n)$ всегда больше, чем реакции $\text{Li}^7(p, n)$, следовательно, выше и выход нейтронов при одинаковой в отношении тормозной способности толщине мишени, так как число ядер трития при одной и той же толщине вдвое больше, чем число ядер лития.

Выход нейтронов под углом $\theta = 0^\circ$ в зависимости от энергии протона изображен на рис. 31. Вблизи порога, как и в случае реакции $\text{Li}^7(p, n)$, образуется острый максимум выхода, связанный с особенностями углового распределения, но не с резонансом.

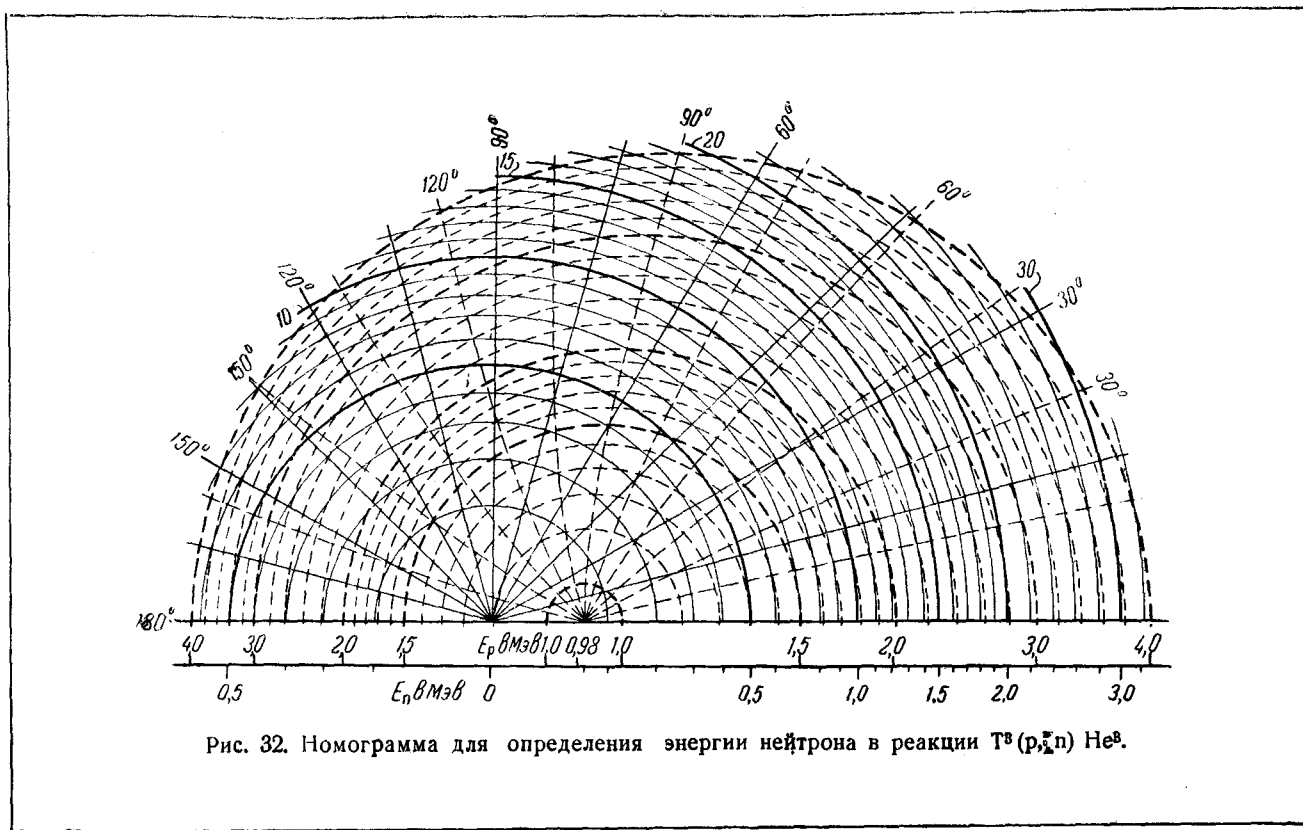
Энергия нейтронов, образующихся в реакции $\text{T}^3(p, n)\text{He}^3$, может быть вычислена на основании формулы

$$Q = -0,764 \text{ Мэв} = \frac{4}{3} E_n - \frac{2}{3} E_p - \frac{2}{3} \sqrt{E_p E_n} \cos \theta.$$

В частности, под углом $\theta = 90^\circ$

$$E_n(90^\circ) = \frac{1}{2} E_p - 0,573 \text{ Мэв}.$$

Зависимость E_n от угла вылета здесь сильнее, чем в реакции $\text{Li}^7(p, n)$, так как бомбардируемое ядро значительно легче и скорость центра инерции в лабораторных координатах больше. На рис. 32 изображена номограмма для определения E_n по заданным



значениям E_p и θ , аналогичная приведённой выше номограмме для реакции $\text{Li}^7(p, n)$ (см. рис. 27).

Исследования реакции $\text{D}(d, n)\text{He}^3$ показали, что конечное ядро He^3 не образуется в возбуждённых состояниях при энергии дейтерона вплоть до 10 *Мэв*. Отсюда следует, что возбуждённые состояния He^3 не проявляются в интервале энергий возбуждения от 0 до 11 *Мэв*.

На этом основании можно ожидать, что и реакция $\text{T}^3(p, n)\text{He}^3$, имеющая тоже ядро He^3 в качестве ядра-продукта, будет иметь единственное значение энергии $Q = -0,764$ *Мэв* для энергий протона до 12 *Мэв*. Следовательно, в реакции $\text{T}^3(p, n)$, вообще говоря, могут быть получены монохроматические нейтроны с энергией от 0 до 10 *Мэв*, а может быть, и выше.

Минимальная энергия нейтронов, вылетающих вперёд, соответствующая пороговому значению энергии протона, равна 60 *кэв*. Нейтроны меньшей энергии могут быть получены лишь под большими углами, где, однако, выход значительно меньше.

Угловое распределение нейтронов в этой реакции отличается сильной сосредоточенностью вокруг направления вперёд, т. е. под углами θ , близкими к нулю. Засечения от угла θ_0 в системе

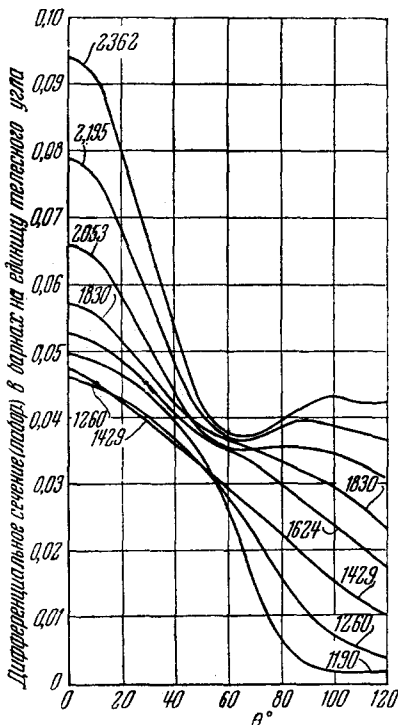


Рис. 33. Угловое распределение нейтронов в реакции $\text{T}^3(p, n)\text{He}^3$ в координатах центра инерции.

зависимости дифференциального сечения инерции представлена на рис. 33.

Отдельные кривые соответствуют различным значениям энергии протона, указанным (в *Мэв*) на рисунке. Зависимость углового распределения от энергии протона, как видно из рисунка, оказывается довольно сложной.

в) Прочие реакции (p, n)

Недостатком реакций $\text{Li}^7(p, n)$ и $\text{T}^3(p, n)$ как источников монохроматических нейтронов, помимо относительно высокого порога, является трудность получения нейтронов малой энергии (порядка нескольких *кэв*). В направлении пучка протонов в реак-

ции $\text{Li}^7(p, n)$ можно получить нейтроны с энергией не ниже 29 *кэв*, в реакции $\text{T}^3(p, n)$ — не ниже 60 *кэв*. Под углами $\theta > 90^\circ$ могут быть получены, вообще говоря, сколь угодно медленные нейтроны, но интенсивность их очень низка. Рассеяние значительно более интенсивного потока нейтронов, направленных вперёд, даже в небольших деталях установки может повести к существенным нарушениям чистоты спектра нейтронов, наблюдаемых под большими углами. Это и создаёт трудности.

В связи с этим более удобными для получения нейтронов малой энергии порядка 10 *кэв* и ниже являются реакции (p, n) с более тяжёлыми ядрами. Минимальная энергия нейтронов, вылетающих вперёд, в этом случае ниже, а угловое распределение более равномерно. Благодаря этому уже при наблюдении под углом $\theta = 0^\circ$ можно получить относительно медленные нейтроны и наблюдение под большими углами не усложняется рассеянием нейтронов, вылетающих вперёд, в такой степени, как в реакциях с лёгкими элементами.

В качестве примеров таких реакций Хансон, Ташек и Вильямс³ рассматривают реакции $\text{V}^{51}(p, n)$, $\text{Cr}^{51}(Q = -1,50 \text{ Мэв})$ и $\text{Sc}^{45}(p, n)$ $\text{Ti}^{45}(Q = -2,8 \text{ Мэв})$. Последняя реакция даёт значительно более высокий выход вблизи порога, но сам порог оказывается довольно большим. В обзоре Хансона и др.³ приводятся кривые выхода нейтронов из толстых мишеней для этих реакций при разных энергиях протонов. Выходы вообще ниже, чем для реакций с лёгкими элементами, поэтому для получения быстрых нейтронов реакции не представляют интереса.

Если иметь в виду возможность использования в качестве мишеней долго живущих радиоактивных изотопов, получаемых в настоящее время искусственно в достаточных количествах, то следует обратить внимание на реакции $\text{Be}^{10}(p, n)\text{V}^{10}$ и $\text{C}^{14}(p, n)\text{N}^{14}$. Энергии этих реакций легко подсчитать, зная границы β -спектров, испускаемых этими изотопами (0,56 *Мэв* и 0,15 *Мэв* соответственно), и разность масс нейтрона и протона (1,25 *Мэв*). Обе реакции оказываются эндотермическими, но энергии Q имеют небольшие абсолютные значения — 0,18 *Мэв* и —0,6 *Мэв* соответственно. Пороги обеих реакций невысоки (0,20 и 0,64 *Мэв*); следовательно, они могут быть осуществлены при помощи ускорителей с относительно невысоким ускоряющим напряжением. Относительно спектра нейтронов можно высказать некоторые предположения, основываясь на известных данных о схемах уровней конечных ядер⁶². Ядро V^{10} имеет несколько довольно низко расположенных уровней; самый низкий из них 0,411 *Мэв*. Следовательно, в реакции $\text{Be}^{10}(p, n)\text{V}^{10}$ монохроматическими будут только нейтроны с энергией не выше 0,5 *Мэв*. При дальнейшем увеличении энергии протонов, повидимому, появятся более медленные группы нейтронов, соответствующие переходу V^{10} в возбуждённые состояния.

Для ядра N^{14} неизвестны уровни с энергией ниже 4 *Мэв*. Если их действительно нет, то реакция $C^{14}(n, p)N^{14}$ окажется пригодной для получения монохроматических нейтронов с энергией от 3 *кэв* до 4—5 *Мэв*, а может быть, и выше.

7. РЕАКЦИИ: (γ, n)

Расщепление ядер гамма-лучами (фоторасщепление) с вылетом нейтрона (фотонейтронный эффект) довольно широко использовалось для получения монохроматических нейтронов в особенности в 30-х годах, когда другие источники монохроматических нейтронов не были известны или не могли быть осуществлены из-за отсутствия подходящих ускорителей. Например, целая серия важных работ, посвящённых исследованию взаимодействия быстрых нейтронов с веществом, была выполнена с помощью фотонейтронов А. И. Лейпунским с сотрудниками (см., например, ⁶³).

В настоящее время благодаря развитию техники получения монохроматических нейтронов с управляемой энергией в реакциях (p, n) и (d, n) фотонейтронные источники утратили своё значение, если не считать возможных применений их для создания стандартов или эталонов. Кроме того, реакции (γ, n) привлекают внимание современных исследователей сами по себе благодаря возможности выяснить с их помощью механизм взаимодействия гамма-лучей с ядрами (опыты по угловому распределению нейтронов) и определить энергии связи нейтронов.

Эффективные сечения взаимодействия гамма-лучей с ядрами очень малы, — значительно меньше, чем с электронами, так как ядра состоят из тяжёлых частиц. Наибольшее известное значение сечения фоторасщепления около $1,5 \cdot 10^{-27}$ *см*², т. е. порядка 0,001 барна. Сечения взаимодействия гамма-лучей с электронами порядка барна, поэтому, попадая на вещество, пучок гамма-лучей ослабляется главным образом за счёт взаимодействия с электронами, а расщепления ядер производит очень редко. Таким образом, фотонейтронные источники оказываются довольно слабыми по интенсивности, и использовать для получения нейтронов даже такой мощный источник гамма-лучей, как бетатрон, оказывается нецелесообразным. Реакции с заряженными частицами обычно дают значительно более высокий выход нейтронов.

Реакции фоторасщепления (γ, n), естественно, всегда экзотермичны, так как суть их состоит в вырывании из ядра связанного в нём нейтрона. Энергия реакции равна энергии связи нейтрона в ядре (с точностью до знака).

Значение порога реакции очень близко к значению энергии реакции. Связь между ними можно установить, основываясь на законах сохранения энергии и импульса. Если энергия кванта $h\nu$

равна пороговому значению $\sum(h\nu)_n = \Pi$, то можно написать:

$$\begin{aligned} \Pi &= -Q + E_c, \\ P &= \frac{\Pi}{c}, \end{aligned}$$

где E_c — кинетическая энергия ядра, расщепленного квантом, и движущегося так, что относительная скорость нейтрона и остаточного ядра равна нулю, P — импульс того же ядра, равный импульсу кванта.

Исключая E_c и P , получим:

$$-Q = \Pi \left(1 - \frac{\Pi}{2Mc^2} \right),$$

где M — масса ядра.

Второй член в скобке является небольшой поправкой и, пользуясь тем, что Q и Π близки по абсолютному значению, можно заменить в нём Π на Q . Тогда получится:

$$\Pi = -Q \left(1 + \frac{Q}{2Mc^2} \right).$$

Величина Q порядка нескольких $Mэв$, а $2Mc^2$ порядка нескольких миллиардов $эв$ (нескольких $Бэв$), поэтому очевидно, что отличие Π и Q по абсолютной величине порядка десятых долей процента, т. е. порядка киловольта. Практически почти всегда можно считать порог фоторасщепления равным энергии связи частицы в ядре. Значения энергии связи нейтронов и других частиц в различных ядрах приведены в таблице I.

Для вырывания из ядра заряженной частицы недостаточно того, чтобы энергия кванта равнялась порогу реакции, так как в этом случае частица имеет нулевую скорость и не сможет преодолеть потенциальный барьер. Благодаря влиянию барьера вероятность вырывания квантом заряженной частицы, вообще говоря, меньше вероятности вырывания нейтрона при одинаковых избытках энергии кванта над порогом.

Среди стабильных ядер наименьшими значениями энергии связи нейтрона отличаются Be^9 ($1,63 Mэв$) и D^2 ($2,18 Mэв$), которые обычно и употребляются в качестве мишеней для получения фотонейтронов. Впрочем, понятие «мишень» в данном случае имеет ограниченный смысл, так как слои бомбардируемого гамма-лучами вещества могут быть и должны быть довольно велики. В самом деле, гамма-лучи без заметного ослабления проходят довольно большие толщи вещества. Например, для ослабления пучка гамма-лучей с энергией $3 Mэв$ в $e = 2,7$ раза требуется слой металлического бериллия толщиной около $15 см$. Очевидно, что выход фотонейтронов тем больше, чем толще слой бомбардируемого вещества, и для лучшего использования гамма-лучей необходимо

применять слои бериллия или тяжёлой воды в несколько сантиметров толщиной.

Обычно для получения фотонейтронов используются гамма-лучи радиоактивных препаратов. Препарат помещается в центре объёма, занимаемого бериллием или тяжёлой водой. Образование фотонейтронов происходит во всём объёме. Мощность данного элемента объёма как источника нейтронов зависит от интенсивности источника гамма-лучей I , сечения фотонейтронного эффекта σ , расстояния от источника r и коэффициента поглощения гамма-лучей μ . В случае точечного источника монохроматических гамма-лучей, заключённого в сплошном однородном блоке вещества, число нейтронов, образующихся в секунду в единице объёма на расстоянии r , равно

$$b = I \frac{n\sigma}{4\pi r^2} e^{-\mu r}.$$

Здесь I — число квантов, испускаемых источником в секунду во всех направлениях, n — число ядер расщепляемого вещества в единице объёма.

Полное число нейтронов, образующихся в бесконечном объёме, равно

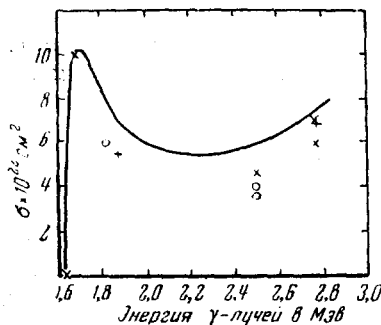


Рис. 34. Сечение реакции $\text{Be}^9(\gamma, n)$.
Кривая — теоретическая.

$$B = \int_0^{\infty} 4\pi r^2 b dr = I \frac{n\sigma}{\mu}.$$

т. е. максимальный выход фотонейтронов определяется отношением ядерного коэффициента поглощения гамма-лучей σ к полному коэффициенту μ .

В конечном блоке вещества выход, очевидно, меньше. Его можно определить для всякого конкретного случая, взяв интеграл с конечным верхним пределом, который определяется величиной и формой блока. Так, для сферического блока радиуса R получим:

$$B = I \frac{n\sigma}{\mu} (1 - e^{-\mu R}).$$

Эффективные сечения фоторасщепления дейтерия и бериллия в последнее время исследовались в большом числе работ. Сводные данные относительно полных сечений приведены, например, в работах, посвящённых теоретическим расчётам сечения ^{64, 65}.

Сечение дейтерия для $h\nu = 2,62 \text{ Мэв}$ равно $14,8 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, для $h\nu = 2,76 \text{ Мэв}$ — $15,5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ (среднее из трёх значений) и для $h\nu = 6,2 \text{ Мэв}$ $11,6 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$.

Зависимость сечения бериллия от $h\nu$ представлена на рис. 34. Точки изображают различные экспериментальные результаты, сплошная кривая — теоретическая.

Энергия фотонейтронов с достаточной во многих случаях точностью может быть вычислена по простой формуле

$$E_n = \frac{M}{M+1} (h\nu - Q),$$

где M — масса конечного ядра (масса нейтрона равна единице).

Зависимость E_n от угла вылета θ для фотонейтронов довольно слабая, так как импульс кванта, передаваемый ядру, мал, следовательно, мала скорость центра инерции. Точную связь между $h\nu$ и E_n можно получить из уравнений энергии и импульсов

$$h\nu = E_n + E_r + Q,$$

$$P_r^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + p_n^2 - 2 p_n \frac{h\nu}{c} \cos \theta.$$

Здесь E_n и p_n — энергия и импульс нейтрона, E_r и P_r — энергия и импульс конечного ядра; остальные обозначения прежние. Исключая из этих уравнений $E_r = p_r^2/2M$, получим:

$$E_n = \frac{M}{M+1} \left[\left(1 - \frac{h\nu}{2Mc^2}\right) - Q \right] + \frac{h\nu}{Mc} \sqrt{2E_n} \cos \theta.$$

Третий член в скобке определяет зависимость энергии нейтрона E_n от угла вылета. Так как он вообще мал, можно подставить в него приближённое значение $E_n = \frac{M}{M+1} (h\nu - Q)$.

Тогда уравнение примет вид

$$E_n = \frac{M}{M+1} \left[\left(1 - \frac{h\nu}{2Mc^2}\right) - Q \right] + \frac{h\nu}{M+1} \sqrt{\frac{2M(h\nu - Q)}{(M+1)^2}} \cos \theta.$$

Оценим коэффициент при $\cos \theta$, который определяет величину поправки ΔE_n к средней энергии нейтрона в зависимости от угла, для реакций $D^2(\gamma, n)$ и $Be^9(\gamma, n)$, полагая энергию кванта $h\nu = 2,6 \text{ Мэв}$.

В первом случае $M = 1$, $Q = 2,2 \text{ Мэв}$ и $\Delta E_n = 25 \text{ кэв}$.

Так как средняя энергия нейтрона равна $0,2 \text{ Мэв}$, то относительное изменение энергии в зависимости от угла вылета укладывается в пределах $\pm 12,5\%$. Энергия нейтрона в направлении кванта равна 225 кэв , в обратном направлении — равна 175 кэв .

Во втором случае (для Be) $M = 8$, $Q = -1,6 \text{ Мэв}$ и $\Delta E_n = -20 \text{ кэв}$.

Среднее значение $E_n = 0,9 \text{ Мэв}$, относительное изменение энергии с углом составляет $\pm 2,2\%$.

Таким образом, пучок фотонейтронов оказывается недостаточно монохроматическим даже при использовании монохроматических гамма-лучей, если направление γ -лучей не выделено.

Монохроматичность фотонейтронов, помимо угловой зависимости, нарушается ещё одним неизбежным обстоятельством. Так как

для получения заметного выхода фотонейтронов приходится применять толстые слои бериллия или тяжёлой воды, а оба эти вещества являются хорошими замедлителями, то всякий реальный источник будет испускать наряду с первичными нейтронами, возникшими непосредственно в реакции, также нейтроны замедлившиеся. Очевидно, что чем больше толщина слоя вещества, тем больше замедляющихся нейтронов. В связи с этим для получения монохроматических фотонейтронов необходимо применять толщины, малые по сравнению со средней длиной пробега нейтронов.

В большинстве работ с фотонейтронами⁶³ в качестве источников гамма-лучей использовались ThC'' и RaC . В спектре гамма-лучей ThC'' имеется единственная линия с энергией (2,62 *Мэв*), превышающей порог фоторасщепления Be и D . Поэтому источники $\text{ThC}''(\gamma) + \text{Be}$ и $\text{ThC}''(\gamma) + \text{D}$ дают при небольшой толщине слоя приблизительно монохроматические нейтроны.

В спектре RaC' самая жёсткая линия имеет энергию 2,193 *Мэв*, следующая за ней — энергию 1,76 *Мэв*. Оба значения энергии выше порога фоторасщепления Be , но второе очень близко к нему, поэтому нейтроны даёт практически только более жёсткая линия. Для фоторасщепления дейтерона энергия этой линии достаточна, но сечение очень мало, поэтому нейтроны $\text{RaC}(\gamma) + \text{D}$ обнаруживаются с трудом.

В 1947 г. Ваттенберг⁶⁶ применил для получения фотонейтронов целый ряд искусственно-радиоактивных элементов, полученных при облучении в котле и испускающих жёсткие гамма-лучи.

Все упомянутые источники дают небольшой набор значений энергий фотонейтронов. Монохроматические нейтроны с плавно меняющейся энергией получить невозможно, пока нет способа монохроматизации гамма-лучей с переменной энергией. Тормозное гамма-излучение бетатрона имеет сплошной спектр и может дать фотонейтроны со сплошным распределением по энергиям. Но это не представляет интереса, так как нейтроны сплошного спектра могут быть с большим выходом получены в реакциях с заряженными частицами.

8. КОТЁЛ КАК ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ

Известно, что цепная реакция в урановом котле осуществляется благодаря тому, что захват медленного нейтрона ядром урана вызывает деление этого ядра, сопровождающееся испусканием вторичных нейтронов в количестве около 2,5 в среднем на один акт деления⁶⁷. Эти вторичные нейтроны имеют энергии порядка одного *Мэв*. Результаты измерений спектра нейтронов деления, полученные Цинном и Сциллардом⁶⁸, представлены на рис. 35. Наибольшее число вторичных нейтронов имеет энергии, заключённые в интервале от 0,5 до 3,5 *Мэв*. Другие измерения⁶⁷ устанавливают, что ^{113}B нейтронов имеет энергии выше 1,4 *Мэв*, ^{115}B — свыше

2,4 Мэв, но имеется небольшое количество нейтронов с энергией до 11 Мэв. Есть указания, что спектр нейтронов деления сходен со спектром нейтронов Ra + Be. Хотя все эти указания неточны, но они, несомненно, устанавливают, что вторичные нейтроны деления являются быстрыми с энергиями порядка 1 Мэв и со сплошным распределением по энергиям.

Сталкиваясь с ядрами замедлителя, нейтроны теряют энергию и в большинстве случаев достигают тепловых скоростей, прежде чем окажутся снова захваченными. Следовательно, внутри котла на расстояниях от урановых блоков, сравнимых со средним пробегом быстрых нейтронов в замедлителе, имеются как быстрые, так и медленные нейтроны, т. е. нейтроны всех скоростей, начиная от самой малой тепловой и кончая максимальной, соответствующей энергии порядка 11 Мэв. Распределение по скоростям в тепловой области довольно хорошо совпадает с распределением Максвелла

$$N(v) dv = K v^2 e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} dv,$$

где $N(v)$ — число нейтронов со скоростями в интервале от v до $v + dv$, K — постоянная, $v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ — средняя квадратичная скорость теплового движения. В области больших (нетепловых) скоростей $N(v)$ приблизительно обратно пропорционально квадрату скорости⁴, т. е. энергии нейтрона

$$N(v) dv = \frac{K_1}{v^3} dv = \frac{K_2}{E} dv.$$

Такой характер спектра нейтронов в нетепловой области может быть легко понят, если принять во внимание, что число нейтронов с данной скоростью пропорционально времени жизни, величина которого определяется характером процесса замедления. Время между двумя столкновениями нейтрона с ядрами замедлителя обратно пропорционально скорости. Но, кроме того, абсолютное значение потерь скорости тем больше, чем больше сама скорость, и следовательно, один и тот же интервал скоростей нейтрон в среднем проходил бы в процессе замедления тем быстрее, чем больше его скорость, если бы время между столкновениями было одинаковым.

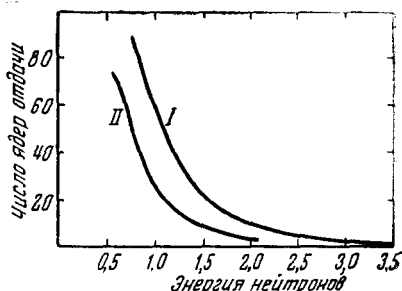


Рис. 35. Спектр нейтронов деления по Цинну и Сцилларду. Кривая I — ядра отдачи He, кривая II — протсы отдачи.

Два участка спектра плавно переходят один в другой в промежуточной области. Соотношение между полными количествами нейтронов в тепловой и затепловой областях, количественно выражаемое отношением констант K и K_1 (или K_2), определяется средним временем жизни тепловых нейтронов. Чем оно больше, тем больше тепловых нейтронов и относительно меньше затепловых.

На рис. 36 изображён спектр нейтронов, испускаемых центральной областью Аргонского котла с тяжёлой водой в качестве замедлителя, измеренный⁶⁹

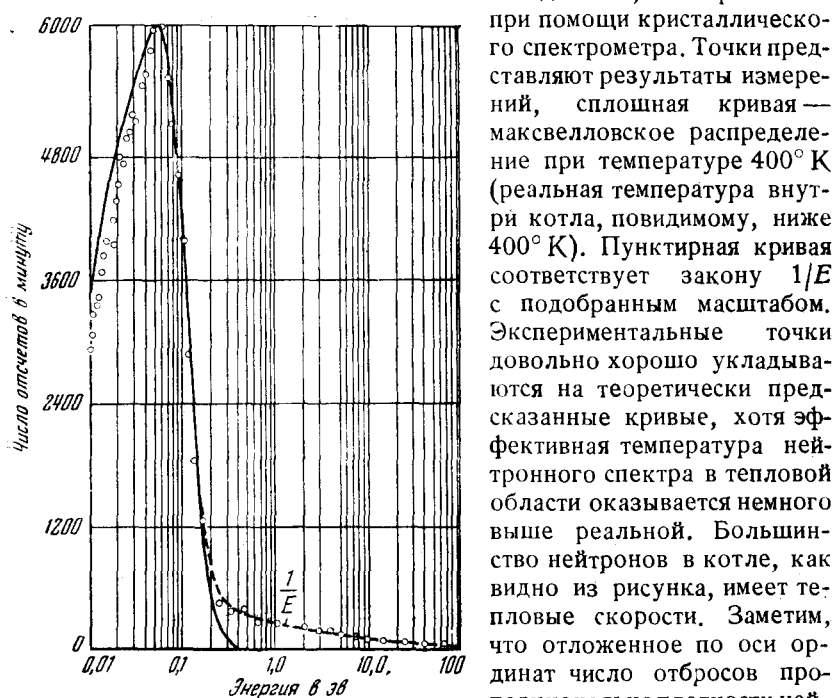


Рис. 36. Спектр нейтронов, выходящих из глубины урано-дейтериевого котла, измеренный при помощи кристаллического спектрометра. Сплошная кривая — распределение Максвелла при $T = 400^\circ \text{K}$, пунктир — $1/E$.

Для многих задач существенны не плотности нейтронов $N(v)$, а потоки через заданную поверхность, т. е. величины vN .

В объёме замедлителя — в точках, удалённых от урановых блоков на расстояния, большие по сравнению со средней длиной пробега быстрых нейтронов, например в толстых графитовых сте-

тяжёлой водой в качестве замедлителя, измеренный⁶⁹ при помощи кристаллического спектрометра. Точки представляют результаты измерений, сплошная кривая — максвелловское распределение при температуре 400°K (реальная температура внутри котла, по видимому, ниже 400°K). Пунктирная кривая соответствует закону $1/E$ с подобранным масштабом. Экспериментальные точки довольно хорошо укладываются на теоретически предсказанные кривые, хотя эффективная температура нейтронного спектра в тепловой области оказывается немного выше реальной. Большинство нейтронов в котле, как видно из рисунка, имеет тепловые скорости. Заметим, что отложенное по оси ординат число отбросов пропорционально плотности нейтронов в котле, а не их потоку, так как интенсивность измерялась при помощи детектора с чувствительностью, обратно пропорциональной скорости. Для мно-

нах, служащих отражателями нейтронов, или в так называемой тепловой колонне, представляющей собой большой блок графита, смонтированный в стену Аргонского котла, — быстрых нейтронов уже не может быть; сюда диффундируют только долго живущие тепловые нейтроны. В таких точках спектр нейтронов очень хорошо совпадает с распределением Максвелла⁷⁰, причём эффективная температура очень близка к реальной температуре замедлителя, так как время жизни нейтронов в замедлителе очень велико и тепловой спектр существенно не искажается маловероятным процессом захвата.

Распределение нейтронов в пространстве внутри котла в случае локализованных блоков урана⁷¹ является довольно сложной функцией координат. Очевидно, что внутри и в непосредственной близости блоков урана плотность тепловых нейтронов значительно меньше, чем в окружающих слоях замедлителя, так как уран сильно поглощает нейтроны, а замедлитель слабо. Для однородного котла, т. е. такого, в котором уран и замедлитель образуют сплошную однородную смесь (например, раствор), распределение тепловых нейтронов в пространстве может быть найдено путём решения уравнений диффузии².

Получающиеся решения можно считать применимыми к неоднородным котлам, представляющим собой правильную пространственную решётку с большим числом ячеек, если под найденной плотностью понимать плотность, усреднённую по объёму одной ячейки. Например, для кубического котла со стороной a , имеющего структуру, подобную кубической пространственной решётке, согласно Ферми⁷¹ плотность нейтронов n как функция координат x , y , z может быть представлена в виде

$$n(x, y, z) = n_0 \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi y}{a} \sin \frac{\pi z}{a},$$

где n_0 — плотность в центре котла. За начало координат принята вершина одного из углов куба.

Средняя плотность при таком распределении равна

$$\bar{n} = \frac{8}{\pi^3} n_0 = 0,26 n_0,$$

т. е. приблизительно вчетверо меньше максимальной плотности n_0 в центре. Вдоль каждой из осей кубического котла, проходящих через центры противоположных граней, плотность меняется как

$$\sin \frac{\pi x}{a}.$$

Абсолютное значение плотности зависит от мощности, выделяющейся в котле. Связь между плотностью нейтронов и мощностью котла можно установить следующим путём^{71, 2}.

Пусть каждый акт деления сопровождается выделением энергии 200 *Мэв*. Тогда для создания мощности в 1 *вт*, как легко

подсчитать, требуется $3 \cdot 10^{10}$ актов деления в секунду. Общее число случаев захвата нейтрона приблизительно вдвое больше числа актов деления, так как нейтроны захватываются не только делющимся изотопом, а и другими входящими в состав котла. Можно поэтому считать, что в котле, работающем на мощности 1 Вт , происходит $6 \cdot 10^{10}$ актов захвата нейтрона в секунду.

С другой стороны, число захватов в 1 см^3 в секунду равно $\frac{\bar{n}v}{\lambda}$, если \bar{n} — плотность нейтронов, v — скорость, а λ — средняя длина пути нейтрона до захвата или средний пробег относительно захвата, определяемый для однородного вещества равенством $\lambda = \frac{1}{N\sigma}$, где N — число атомов в 1 см^3 и σ — среднее сечение захвата на один атом.

Во всём котле объёма V в каждую секунду захватывается $\frac{\bar{n}v}{\lambda} V$ нейтронов (\bar{n} — средняя плотность).

Если мощность котла $W \text{ Вт}$, то

$$\frac{\bar{n}v}{\lambda} V = 6 \cdot 10^{10} W,$$

а средний поток нейтронов в котле

$$\bar{n}v = \frac{\lambda}{V} W 6 \cdot 10^{10} \text{ нейтронов в секунду на } 1 \text{ см}^2,$$

т. е. средний поток пропорционален мощности котла, среднему пробегу относительно захвата (следовательно, среднему времени жизни нейтрона $\tau = \frac{\lambda}{v}$) и обратно пропорционален объёму котла.

Величина λ обратно пропорциональна среднему сечению захвата нейтрона на один атом котла, следовательно, зависит от соотношения количеств урана и замедлителя в котле. Для чистого графита, например, λ около 25 м^{71} . Чем больше относительное содержание урана в котле, тем скорее нейтрон будет захвачен, тем, следовательно, меньше λ .

Если для некоторого определенного котла принять, следуя Ферми ⁷¹, $\lambda = 350 \text{ см}$, то

$$\bar{n}v = \frac{W}{V} 2,1 \cdot 10^{13} \text{ нейтронов в секунду на } 1 \text{ см}^2.$$

Поток нейтронов в центре кубического котла

$$n_0 v = 3,9 \bar{n}v = \frac{W}{a^3} 8,2 \cdot 10^{13}.$$

Серен, Фридляндер и Туркель ⁷², облучавшие в котлах Аргонской лаборатории большое число элементов и измерявшие для них сечение захвата тепловых нейтронов, указывают, что

в тепловой колонне мог быть получен поток нейтронов порядка 10^{11} , а в центре котла в 470 раз больше, т. е. около $0,5 \cdot 10^{14}$ нейтронов в секунду на 1 см^2 .

Вычисленные таким путём потоки следует принимать в расчёт в тех случаях, когда ведётся облучение тепловыми нейтронами образца малой толщины, т. е. такого, при прохождении которого поток нейтронов ослабляется незначительно. В случае толстых мишеней расчёт усложняется, но во всяком случае увеличение толщины ведёт к уменьшению потока.

Таким образом, урановый котёл оказывается весьма интенсивным источником замедленных тепловых нейтронов. Поток быстрых нейтронов внутри котла (или выходящих через отверстие наружу) имеет относительно меньшую интенсивность. Не менее, а может быть, и более концентрированный и интенсивный поток быстрых нейтронов можно получить при помощи циклотронов, например, в реакции $\text{Be}^9(d, n)$.

Все нейтроны котла — и быстрые и медленные — отличаются непрерывным распределением по энергиям, т. е. сплошным спектром. Получить монохроматические нейтроны из котла можно только при помощи специальных вспомогательных устройств типа механического селектора⁷³ или кристаллического монохроматора, выбирающих из сплошного спектра группу нейтронов с определённой энергией. В качестве лабораторного источника котёл используется главным образом для изучения свойств медленных нейтронов и для облучения ими различных веществ, в которых образуются радиоактивные изотопы в результате захвата нейтрона.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Берестецкий, И. Померанчук, ЖЭТФ 19, 756 (1949).
2. К. Гудмен, Научные и технические основы ядерной энергетики, т. 1, ИЛ, 1948.
3. A. O. Hanson, R. F. Taschek, J. H. Williams, Rev. Mod. Phys. 21, 635 (1949).
4. Г. А. Бете, Физика ядра, Гостехиздат, 1948, стр. 88.
5. A. H. Snell a. Miller, Bull. Amer. Phys. Soc. 23, 21 (1948).
6. А. Ахнезер, И. Померанчук, Вопросы теории ядра, ОГИЗ, 1948, стр. 133.
7. E. Konopinski, E. Teller, Phys. Rev. 73, 882 (1948).
8. H. L. Anderson, B. F. Feld, Rev. Scient. Instr. 18, 186 (1947).
9. I. Halpern, Phys. Rev. 76, 248 (1949).
10. G. Bernardini, Zeits. f. Physik 85, 557 (1933).
11. J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. 142, 1 (1933).
12. T. Byerge, Proc. Roy. Soc. 164, 243 (1938).
13. E. Stuhlinger, Zeits. f. Physik 114, 185 (1939).
14. E. Amaldi, E. Fermi, Phys. Rev. 50, 899 (1936).
15. R. Jaeckel, Zeits. f. Physik 91, 493 (1934).
16. F. A. Paneth, H. Loliet, Nature 136, 950 (1935).
17. F. A. Paneth, Proc. Roy. Soc. 157, 412 (1936).
18. G. A. Fink, Phys. Rev. 50, 738 (1936).
19. E. Amaldi, E. Fermi, Ric. Scient. 7, 454 (1936).

20. F. Seidl, S. P. Harris, *Rev. Scient. Instr.* **18**, 897 (1947).
21. W. F. Hornyak, T. Lauritsen, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 191 (1948).
22. G. Bernardini, D. Bocciarelli, *Atti Ac. Lincei* **29**, 139 (1936), *Ric. Scient.* **8**, 33 (1937).
23. J. R. Dunning, *Phys. Rev.* **45**, 587 (1934).
24. M. Teucher, *Zeits. f. Physik* **126**, 410 (1949).
25. R. L. Walker, *Phys. Rev.* **76**, 244 (1949).
26. Л. Ландау, Е. Лифшиц, *ЖЭТФ* **18**, 750 (1948).
27. E. Bretscher, G. B. Cook, G. R. Martin, D. H. Wilkinson, *Proc. Roy. Soc.* **195**, 436 (1949).
28. Zinn, Seeley, *Phys. Rev.* **50**, 1101 (1936).
29. Amaldi, Hafstad, Tuve, *Phys. Rev.* **51**, 896 (1937).
30. G. T. Hunter, H. T. Richards, *Phys. Rev.* **76**, 1445 (1949).
31. K. W. Erickson, J. L. Fowler, E. J. Stovall, *Phys. Rev.* **75**, 894 (1949); **76**, 1141 (1949).
32. M. S. Livingston, *J. Appl. Phys.* **12**, 339 (1941).
33. Cornog, Libby, *Phys. Rev.* **59**, 1046 (1941).
34. C. E. Falk, E. Creutz, F. Seitz, *Phys. Rev.* **76**, 322 (1949).
35. T. W. Bonner, W. M. Brubaker, *Phys. Rev.* **50**, 308 (1936).
36. C. F. Powell, G. E. Fertel, *Nature* **144**, 115 (1939).
37. H. H. Staub, W. E. Stephens, *Phys. Rev.* **55**, 131 (1939).
38. Evans, Malich, Risser, *Phys. Rev.* **75**, 1161 (1949).
39. W. D. Whitehead, C. E. Mandeville, *Phys. Rev.* **77**, 732 (1950).
40. Oliphant, Kinsey, Rutherford, *Proc. Roy. Soc.* **141**, 722 (1933).
41. T. W. Bonner, W. M. Brubaker, *Phys. Rev.* **48**, 742 (1935).
42. H. T. Richards, *Phys. Rev.* **71**, 796 (1947).
43. Б. В. Айвазов, М. Б. Нейман, *УФН* **36**, 145 (1948).
44. R. F. Taschek, G. A. Jarvis, A. Hemmendinger, G. G. Everhart, H. T. Gittings, *Phys. Rev.* **75**, 1361 (1949).
45. E. Bretscher, A. P. French, *Phys. Rev.* **75**, 1154 (1948).
46. R. F. Taschek, A. Hemmendinger, G. A. Jarvis, *Phys. Rev.* **75**, 1464 (1949).
47. W. M. Gibson, D. L. Livesey, *Proc. Roy. Soc.* **60**, 523 (1948).
48. Stephens, Dyanab, Bonner, *Phys. Rev.* **52**, 1079 (1937).
49. A. C. Helmholtz, E. M. McMillan, D. C. Sewell, *Phys. Rev.* **72**, 1003 (1948).
50. W. W. Chupp, E. Gardner, T. B. Taylor, *Phys. Rev.* **73**, 742 (1948).
51. R. Serber, *Phys. Rev.* **72**, 1008 (1948).
52. R. Serber, *Phys. Rev.* **72**, 1114 (1948).
53. S. M. Dancoff, *Phys. Rev.* **72**, 1016 (1948).
54. W. Heckrote, P. Wolf, *Phys. Rev.* **73**, 264 (1948).
55. Seagondollar, Barschall, *Phys. Rev.* **72**, 439 (1947).
56. R. K. Adair, C. K. Bockelman, R. E. Peterson, *Phys. Rev.* **76**, 308 (1949).
57. R. Taschek, A. Hemmendinger, *Phys. Rev.* **74**, 373 (1948).
58. T. A. Hall, *Phys. Rev.* **77**, 411 (1950).
59. V. R. Jonson, M. J. W. Laubenstein, H. T. Richards, *Phys. Rev.* **77**, 413 (1950).
60. G. A. Jarvis, A. Hemmendinger, Argo, R. F. Taschek, *Phys. Rev.* **76**, 168 (1949).
61. Argo, Gittings, Hemmendinger, Jarvis, Mayer, Taschek, *Phys. Rev.* **76**, 182 (1949).
62. В. Н. Кондратьев, *УФН* **38**, 153 (1949).

63. А. И. Лейпунский, ЖЭТФ **16**, 33 (1946).
64. I. F. E. Hanson, L. Hulthen, Phys. Rev. **76**, 1163 (1949).
65. E. Guth, C. J. Mullin, Phys. Rev. **76**, 234 (1949).
66. A. Wattenberg, Phys. Rev. **71**, 497 (1947).
67. К. Гудмен, Научные и технические основы ядерной энергетики, т. 2, ИЛ, 1950.
68. Zinn, Szillard, Phys. Rev. **56**, 619 (1939).
69. W. J. Sturm, Phys. Rev. **71**, 757 (1947).
70. E. Fermi, L. Marshall, J. Marshall, Phys. Rev. **72**, 193 (1947).
71. Э. Ферми, УФН **32**, 54 (1947).
72. L. Seren, H. N. Friedlander, S. H. Turkel, Phys. Rev. **72**, 888 (1947).
73. Н. А. Власов, УФН **35**, 352 (1948).
74. L. L. Green, W. M. Gibson, Proc. Phys. Soc. A. **62**, 407 (1949).
75. H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **23**, 239 (1950).
76. C. E. Bradford, W. E. Bennett, Phys. Rev. **78**, 302 (1950).
77. R. W. Pringle, K. I. Roulston, S. Standil, Phys. Rev. **78**, 627 (1950).
78. J. Terrel, Phys. Rev. **79**, 239 (1950).
79. P. R. Bell, W. H. Jordan, Phys. Rev. **79**, 332 (1950).
80. W. H. Guier, I. H. Roberts, Phys. Rev. **79**, 719 (1950).
81. B. G. Whitmore, W. B. Baker, Phys. Rev. **78**, 799 (1950).
82. М. Ливингстон, М. Розе, М. Намиас, Циклотрон, Гостехиздат, 1948.
83. A. H. Snell, F. Pleasonton, R. V. McCord, Phys. Rev. **78**, 310 (1950).
84. J. M. Robson, Phys. Rev. **78**, 311 (1950).
85. E. Kelly, C. Leith, E. Segre, C. Wiegand, Phys. Rev. **79**, 96 (1950).
86. R. S. Christian, E. W. Hart, Phys. Rev. **77**, 441 (1950).

ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

Недавно были получены нейтроны с энергией до 350 Мэв ⁸⁵ при бомбардировке мишеней протонами с энергией 350 Мэв . Взаимодействие нейтрона и протона носит обменный характер⁸⁶, благодаря чему наблюдается перезарядка протона при столкновении его с нейтроном ядра. Оказывается, что быстрый протон после столкновения с нейтроном рассеивается с одинаковой вероятностью как в виде протона, т. е. сохранив свой заряд, так и в виде нейтрона, т. е. передав свой заряд бывшему нейтрону, ставшему после столкновения протоном.

Образующиеся таким образом нейтроны имеют энергии, близкие к начальной энергии протонов. Результаты не очень точных исследований спектра нейтронов⁸⁵ показывают, что при бомбардировке протонами с энергией 350 Мэв бериллиевой мишени толщиной $5,03 \text{ см}$ в направлении пучка протонов распространяются нейтроны сплошного спектра, простирающегося от 350 Мэв в область меньших энергий во всяком случае дальше, чем до 200 Мэв . Максимум спектра соответствует энергии приблизительно 260 Мэв .
