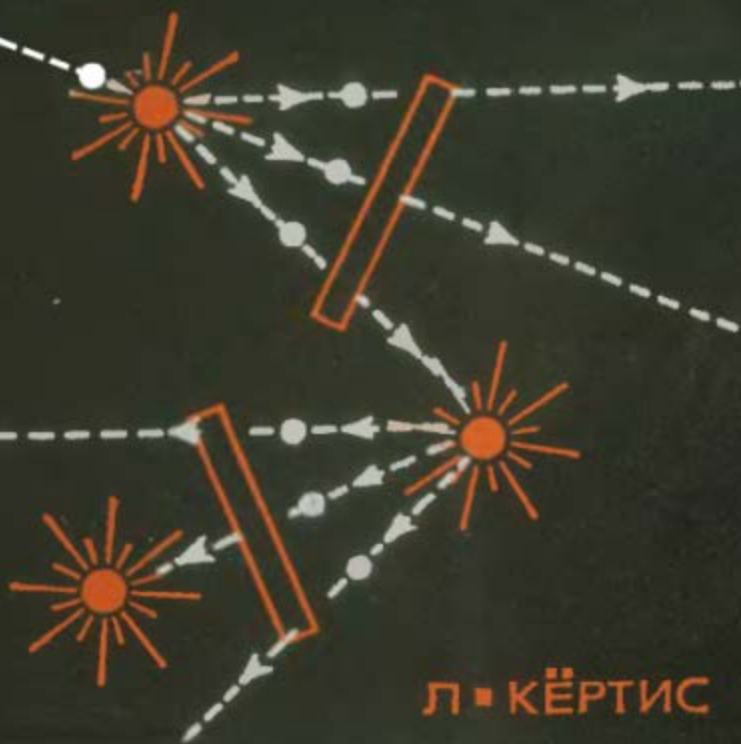


ВВЕДЕНИЕ В НЕЙТРОННУЮ ФИЗИКУ

Л. КЁРТИС



Л. КЁРТИС

# ВВЕДЕНИЕ В НЕЙТРОННУЮ ФИЗИКУ

Л ■ КЁРТИС

# ВВЕДЕНИЕ В НЕЙТРОННУЮ ФИЗИКУ

Перевод с английского *Д. А. Кардашева*  
под редакцией канд. физ.-матем. наук *В. П. Ковалева*



А т о м и з д а т М о с к в а 1965

*Introduction to*  
**NEUTRON PHYSICS**

---

*by*  
**L. F. CURTISS**

**D. VAN NOSTRAND COMPANY, INC.**  
**PRINCETON, NEW JERSEY**  
**TORONTO** **NEW YORK** **LONDON**

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора . . . . .	3
---------------------------------	---

## Глава I. Введение

1.1. Открытие нейтрона . . . . .	5
1.2. Предварительная оценка массы нейтрона . . . . .	7
1.3. Следствия открытия нейтрона . . . . .	8
1.4. Основные свойства нейтрона . . . . .	9
1.5. Масса нейтрона . . . . .	9
1.6. Заряд нейтрона и электронное взаимодействие . . . . .	11
1.7. Длина волны и нейтроны . . . . .	11
1.8. Статистика нейтрона и спин . . . . .	14
1.9. Распад нейтрона . . . . .	14
1.10. Магнитный момент нейтрона . . . . .	17
1.11. Нуклоны . . . . .	19
1.12. Классификация нейтронов по энергиям . . . . .	19
1.13. Медленные нейтроны . . . . .	19
1.14. «Холодные» нейтроны . . . . .	20
1.15. Тепловые нейтроны . . . . .	20
1.16. Надтепловые нейтроны . . . . .	20
1.17. Резонансные нейтроны . . . . .	21
1.18. Промежуточные нейтроны . . . . .	21
1.19. Нейтроны высоких и сверхвысоких энергий . . . . .	21
Задачи . . . . .	22
Литература . . . . .	22

## Глава II. Взаимодействие с частицами и ядрами

2.1. Взаимодействие с частицами . . . . .	23
2.2. Сечения . . . . .	23
2.3. Макроскопическое сечение . . . . .	25
2.4. Взаимодействие нейтронов с протонами . . . . .	26
2.5. Рассеяние нейтронов на протонах . . . . .	31
2.6. Влияние химической связи на сечение рассеяния нейтронов на протонах . . . . .	3
2.7. Рассеяние нейтронов на протонах при высоких энергиях . . . . .	3
2.8. Взаимодействие нейтронов с нейтронами . . . . .	3
2.9. Взаимодействие нейтронов с электронами . . . . .	3
2.10. Ядерные взаимодействия . . . . .	3
2.11. Составное ядро . . . . .	4
2.12. Ядерные резонансы . . . . .	4
2.13. Связанные и виртуальные уровни . . . . .	4
2.14. Ширина уровня . . . . .	4
2.15. Формула Брейта—Вигнера . . . . .	4
2.16. Модель независимых частиц . . . . .	44
2.17. Транспортное сечение . . . . .	59
2.18. Упругое рассеяние нейтронов . . . . .	58



2.19. Неупругое рассеяние нейтронов . . . . .	62
2.20. Измерение сечений неупругого рассеяния . . . . .	63
2.21. Неупругие взаимодействия нейтронов . . . . .	67
2.22. Ядерные реакции . . . . .	67
2.23. Уравнение ядерной реакции . . . . .	69
2.24. Радиационный захват . . . . .	70
2.25. Сечение реакции ( $n, \gamma$ ) . . . . .	72
2.26. Энергия связи нейтрона . . . . .	73
2.27. Реакция ( $n, 2n$ ) . . . . .	73
2.28. Сечение реакции ( $n, 2n$ ) . . . . .	74
2.29. Реакции ( $n, p$ ), и ( $n, \alpha$ ) . . . . .	76
2.30. Деление . . . . .	78
2.31. Асимметрия в делении . . . . .	80
Задачи . . . . .	81
Литература . . . . .	82

### Глава III. Источники

3.1. Радиоактивные источники . . . . .	84
3.2. Полоний-бериллиевые ( $\alpha, n$ )-источники . . . . .	85
3.3. Радий-бериллиевые ( $\alpha, n$ )-источники . . . . .	89
3.4. Плутоний-бериллиевые ( $\alpha, n$ )-источники . . . . .	91
3.5. Америций-бериллиевые ( $\alpha, n$ )-источники . . . . .	91
3.6. Радиоактивные ( $\gamma, n$ )-источники . . . . .	92
3.7. Ускорители как источники нейтронов . . . . .	96
3.8. Нейтроны из реакций ( $\alpha, n$ ) и ( $\alpha, 2n$ ) на ускорителях . . . . .	96
3.9. Реакция ( $p, n$ ) как источник нейтронов . . . . .	98
3.10. Моноэнергетические нейтроны . . . . .	101
3.11. Реакция $H^3(p, n)He^3$ . . . . .	105
3.12. Реакция ( $p, n$ ) в мишенях с большим атомным номером . . . . .	108
3.13. Нейтроны из реакции ( $p, n$ ) при высоких энергиях . . . . .	110
3.14. Реакция ( $d, n$ ) как источник нейтронов . . . . .	111
3.15. Реакция $H^2(d, n)He^3$ как источник нейтронов . . . . .	112
3.16. Реакция $H^3(d, n)He^4$ как источник нейтронов . . . . .	114
3.17. Реакция срыва на дейтроне для получения нейтронов . . . . .	116
3.18. Получение нейтронов в реакции ( $\gamma, n$ ) на ускорителях . . . . .	118
3.19. Ядерный реактор как источник нейтронов . . . . .	121
3.20. Гетерогенные тепловые реакторы на естественном уране . . . . .	122
3.21. Гетерогенные реакторы на обогащенном $U^{235}$ . . . . .	123
3.22. Гомогенные реакторы . . . . .	125
3.23. Энергетическое распределение нейтронов в реакторе . . . . .	125
3.24. Резонансные нейтроны . . . . .	126
3.25. Кадмиевое отношение . . . . .	127
3.26. Тепловая колонна . . . . .	128
3.27. Тепловые нейтроны . . . . .	130
Задачи . . . . .	132
Литература . . . . .	133

### Глава IV. Детектирование нейтронов

4.1. Принципы детектирования нейтронов . . . . .	134
4.2. Детектирование медленных нейтронов. Метод активации фольг . . . . .	134
4.3. Детекторы тепловых нейтронов, подчиняющиеся закону $1/v$ . . . . .	139
4.4. Измерение интенсивности пучков нейтронов методом активации фольг . . . . .	140
4.5. Реакция Сцилларда—Чалмерса и активационный метод регистрации нейтронов . . . . .	141
4.6. Ионизационные камеры и счетчики для детектирования медленных нейтронов . . . . .	142
4.7. Длинный счетчик . . . . .	146
4.8. Сцинтилляторы как детекторы медленных нейтронов . . . . .	147
4.9. Камеры деления для детектирования тепловых нейтронов . . . . .	151

4.10. Детекторы нейтронов в промежуточной области энергий . . .	152
4.11. Детектирование быстрых нейтронов . . .	153
4.12. Пропорциональные счетчики для детектирования быстрых нейтронов по протонам отдачи . . .	159
4.13. Сцинтилляционные детекторы быстрых нейтронов . . .	161
4.14. Детектирование нейтронов сверхвысоких энергий . . .	163
4.15. Пороговые детекторы . . .	167
4.16. Фотоэмульсии как детекторы нейтронов . . .	169
4.17. Камера Вильсона как детектор нейтронов . . .	174
Задачи . . .	177
Литература . . .	177

## Глава V. Спектрометры и монохроматоры

5.1. Ранние методы определения энергии нейтронов . . .	179
5.2. Борные поглотители для определения энергии нейтронов . . .	179
5.3. Механические монохроматоры . . .	182
5.4. Прерыватели пучков медленных нейтронов . . .	187
5.5. Прерыватель пучка быстрых нейтронов . . .	189
5.6. Импульсные ускорители в спектроскопии нейтронов по времени пролета . . .	192
5.7. Кристаллический монохроматор . . .	194
5.8. Спектрометры нейтронов на протонах отдачи . . .	197
5.9. Спектрометры на протонах отдачи для высоких энергий . . .	207
5.10. Ядерные эмульсии в качестве спектрометра нейтронов . . .	210
Задачи . . .	211
Литература . . .	211

## Глава VI. Взаимодействие нейтронов с веществом

6.1. Замедление нейтронов. Упругие соударения . . .	214
6.2. Средняя логарифмическая потеря энергии . . .	216
6.3. Плотность замедления . . .	220
6.4. Пространственное распределение плотности замедления . . .	221
6.5. Диффузия нейтронов . . .	226
6.6. Диффузия тепловых нейтронов от плоского источника . . .	227
6.7. Диффузия тепловых нейтронов от точечного источника . . .	230
6.8. Дифракция нейтронов . . .	231
6.9. Когерентное рассеяние нейтронов . . .	237
6.10. Волновое уравнение для рассеяния нейтронов . . .	237
6.11. Сечения когерентного и диффузного рассеяний . . .	238
6.12. Дифракция на порошках . . .	244
6.13. Дифракция нейтронов в жидкостях . . .	251
6.14. Дифракция нейтронов в магнитных веществах . . .	253
6.15. Отражение нейтронов . . .	258
6.16. Поляризация нейтронов . . .	262
6.17. Поляризация нейтронов при отражении . . .	264
Задачи . . .	268
Литература . . .	270

## Глава VII. Калибровка и стандарты

7.1. Метод абсолютного измерения интенсивности источника с помощью раствора борной кислоты . . .	271
7.2. Калибровка источника методом физического интегрирования . . .	283
7.3. Использование реактора для абсолютной калибровки нейтронных источников . . .	285
7.4. Калибровка нейтронных источников по образованию гелия . . .	289
7.5. Калибровка источников по счету $\beta$ — $\gamma$ -совпадений . . .	290
7.6. Абсолютное определение потока нейтронов . . .	293
7.7. Легко воспроизводимый стандарт плотности нейтронов . . .	295

7.8. Абсолютные измерения потока быстрых нейтронов . . . . .	296
7.9. Сравнение абсолютных методов измерения потока быстрых нейтронов . . . . .	304
7.10. Сравнение интенсивностей источников нейтронов . . . . .	307
7.11. Длинный счетчик . . . . .	308
7.12. Использование замедлителей для сравнения источников различных энергий . . . . .	308
7.13. Калиброванный счетчик для измерения интенсивности источников нейтронов . . . . .	311
7.14. Стандартные источники . . . . .	312
Задачи . . . . .	314
Литература . . . . .	315

## Приложения. Некоторые формулы нейтронной физики

Приложение I. Возрастное уравнение Ферми . . . . .	316
Приложение II. Формула Брейта — Вигнера для одного уровня . . . . .	317
Приложение III. Коэффициент преломления для нейтронов . . . . .	319
Приложение IV. Радиоактивные превращения в методе активации фольг . . . . .	320
Приложение V. Энергия нейтронов из фотонейтронного источника . . . . .	321
Приложение VI. Брэгговский закон отражения от кристалла . . . . .	323
Приложение VII. Плотность потока нейтронов . . . . .	324
Приложение VIII. Таблицы . . . . .	327
Литература . . . . .	346

## Предисловие редактора

Последнее десятилетие ознаменовалось крупными успехами ядерной энергетики, которая за это время из сферы экспериментов перешла в область широкого практического использования.

В основе современной ядерной энергетики лежит цепная реакция деления, вызываемая нейтронами. Нейтрон по своему выражению является ключом к получению ядерной энергии. Поэтому разработка физических основ ядерной энергетики связана в первую очередь с нейтронной физикой. В прошедшее десятилетие вместе с бурным развитием ядерной энергетики происходило интенсивное накопление экспериментальной и теоретической информации о свойствах нейтронов, а также о характере их взаимодействия с ядрами и частицами.

Результаты и основные понятия нейтронной физики стали в настоящее время достоянием не только физиков, но также инженеров и техников различных профилей, имеющих дело с получением и использованием ядерной энергии, излучений, радиоактивных изотопов, от которых в той или иной степени наряду с основной специальностью требуется знание и понимание основ нейтронной физики. Между тем, за исключением книги Н. А. Власова «Нейтроны»<sup>1</sup> и работы Б. Фельда<sup>2</sup> (в книге «Экспериментальная ядерная физика», под редакцией Э. Сегре), изданных в 1955 г., которые подчас трудны для чтения неспециалисту, на русском языке отсутствует полное изложение основных проблем нейтронной физики<sup>3</sup>. Предлагаемая читателю книга способна отчасти восполнить этот пробел.

В книге в той или иной степени освещены основные вопросы нейтронной физики. В гл. I автор подробно описывает историю открытия нейтрона и его свойства, дает классификацию нейтронов по энергии. Гл. II посвящена описанию взаимодействия нейтрона с частицами и ядрами. Здесь же подробно характеризуются основные модели ядер и реакции, вызываемые нейтронами. В гл. III и IV рассматриваются вопросы получения и регистрации нейтронов. В гл. V дана характеристика существующих методов спектрометрии нейтронов. Описанию взаимодействия нейтронов с веществом посвящена гл. VI. В книгу включены также разделы, описывающие калибровку и стандар-

---

<sup>1</sup> М., Гостехиздат, 1955.

<sup>2</sup> М., Изд-во иностр. лит., 1955.

<sup>3</sup> Некоторые вышедшие в последние годы монографии посвящены лишь отдельным специфическим областям нейтронной физики.

тизацию источников нейтронов и нейтронных потоков (гл. VII). Гл. VIII («Дозиметрия и защита от нейтронов»), написанная весьма кратко, при переводе опущена.

При изложении автор уделяет особое внимание экспериментальным фактам и методам, с помощью которых они получены. В необходимых случаях приводятся элементы теории, однако для облегчения чтения большинство уравнений дано без выводов. Вместе с тем для ознакомления читателя с применением математики к развитию теории, используемых в нейтронной физике, некоторые из наиболее часто применяющихся уравнений и формул выведены в приложении.

Лучшему усвоению материала в значительной степени способствуют приводимые в тексте числовые примеры и несложные задачи к каждой главе. Книга снабжена цифровыми данными, а также многочисленными рисунками и диаграммами, многие из которых иллюстрируют эксперименты, ставшие в настоящее время классическими. В конце каждой главы приведены списки литературы, обращение к которой поможет читателю глубже разобраться в том или ином вопросе.

При подготовке русского издания книги внесен ряд замечаний, главным образом справочного характера, которые даны в примечаниях редактора. Кроме того, обновлен некоторый цифровой материал, приведенный в виде таблиц, подвергшийся изменениям с момента выхода книги в свет. Расширена также библиография.

Можно надеяться, что предлагаемая книга будет полезна для инженеров и физиков, начинающих работу в области использования атомной энергии, и специалистов смежных областей, а также для студентов вузов.

*В. П. КОВАЛЕВ*

## ВВЕДЕНИЕ

## 1. 1. Открытие нейтрона

Открытие нейтрона Чедвиком [1] было кульминационным пунктом исследований в нескольких европейских лабораториях. Проведенные эксперименты стали одними из наиболее интересных в короткой истории ядерной физики. Главными участниками, кроме Чедвика, были Боте и Беккер в Германии и Жолио-Кюри в Франции. Они изучали сильно проникающую радиацию, вызываемую столкновением  $\alpha$ -частиц полония с бериллием. При рассмотрении работы с современных позиций становится совершенно очевидным, что обе лаборатории проводили эксперименты с нейтронами более чем за год до того, как Чедвик объявил об истинной природе «бериллиевой радиации». Ошибка исследователей заключалась в попытке объяснить новый эффект известными уже видами радиации. Полученные результаты привели их к мысли, что они имеют дело с сильно проникающим  $\gamma$ -излучением.

Аргументы и экспериментальные факты, использованные Чедвиком для доказательства того, что проникающая радиация состоит из нейтральных частиц с массой, приблизительно равной массе протона, в высшей степени поучительны. Они показывают, как тщательное сопоставление экспериментальных результатов приводит к правильной интерпретации данных.

Ирен и Фредерик Жолио-Кюри установили, что «бериллиевая радиация» выбивала из парафина протоны в довольно большом количестве. Пробег протонов в воздухе достигал 26 см.

Используя простую аппаратуру, изображенную на рис. 1.1, Чедвик также измерил пробег протонов и получил данные, приведенные на рис. 1.2. Он показал, что сечение рассеяния предполагаемого  $\gamma$ -излучения значительно превышает предсказание формулы Клейна — Нишины для рассеяния  $\gamma$ -лучей протонами. Дальнейшая трудность вызвана тем, что  $\gamma$ -лучи должны

были бы иметь вычисленную энергию порядка 50 Мэв для того, чтобы образовать ядра отдачи (вследствие комптон-эффекта) с наблюдаемыми скоростями. Чедвик не смог объяснить, как образуются  $\gamma$ -лучи такой высокой энергии при столкновении с

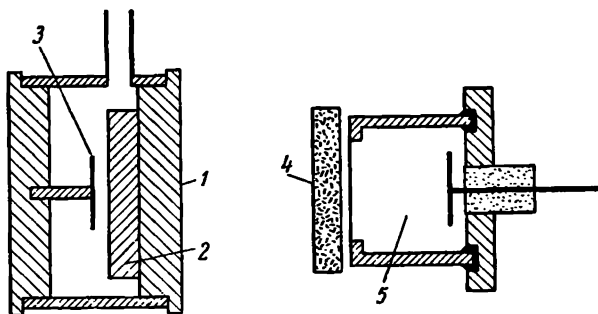


Рис. 1.1. Приборы, использованные Чедвиком [1] в экспериментах, которые привели к открытию нейтрона:

1 — источник нейтронов, 2 — блок бериллия, 3 — диск, покрытый полонием, 4 — слой парафина, в котором нейтроны образовывали протоны отдачи, 5 — импульсная ионизационная камера, связанная с усилителем и осциллографом.

бериллием  $\alpha$ -частиц с энергией около 5 Мэв. Нашли, что протоны выбиваются из парафина с энергией около 5,7 Мэв.

Поскольку максимум энергии  $E$ , который может быть передан частице с массой  $m$  при комптоновском рассеянии кванта энергии  $h\nu$ , равен

$$E = \frac{2h\nu}{2 + \frac{mc^2}{h\nu}}, \quad (1.1)$$

то можно рассчитать, что значение  $h\nu$ , требуемое для образования протонов с энергией 5,7 Мэв, приблизительно равно 55 Мэв.

В аналогичных экспериментах с ядрами азота энергия отдачи была най-

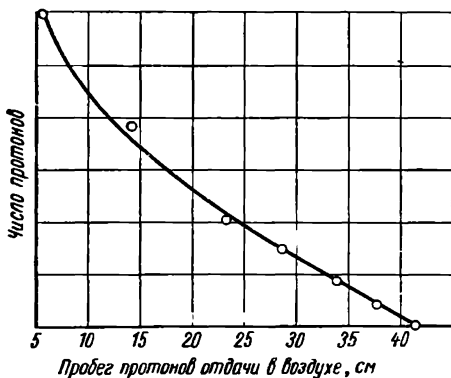


Рис. 1.2. Характеристика относительно-го числа протонов различных пробегов, выбиваемых из парафина, помещенного перед ионизационной камерой (рис. 1.1).

дена равной 1,2 Мэв. Применение формулы (1.1) к той же радиации при тех же обстоятельствах давало значение  $h\nu$  около 90 Мэв. Другими словами, с увеличением массы частиц мишени соответственно увеличивается энергия кванта для той

же радиации. Если в этих взаимодействиях импульс и энергия сохраняются, то предшествующая интерпретация радиации как  $\gamma$ -излучения не имеет никакого смысла. Однако Чедвик нашел, что возможна простая интерпретация, согласующаяся с законами сохранения энергии и импульса, если отказаться от гипотезы, что бериллиевая радиация является  $\gamma$ -излучением. В частности, если неизвестная радиация состоит из частиц с массой, примерно равной массе протона, то все трудности устраняются. Необходимо также предположить, что эти частицы не имеют электрического заряда, для того чтобы объяснить их повышенную проникающую способность. Поэтому их правильно было бы назвать нейтронами, предположив, что каждый из них состоит из протона и электрона, как указал Резерфорд [2] в 1920 г. Возможно, что наиболее замечательным в событиях, приведших к открытию нейтрона, является такое точное предсказание природы нейтрона за много лет до его открытия.

## 1. 2. Предварительная оценка массы нейтрона

Легко видеть, как введение нейтрона упростило интерпретацию наблюдений радиации, вызванной столкновением  $\alpha$ -частиц с ядрами бериллия. Теперь для падающих на парафин частиц с массой, приблизительно равной массе протона, протоны отдачи могут иметь любые скорости, вплоть до начальной скорости нейтронов. Максимум скорости протонов отдачи равен  $3,3 \cdot 10^9$  см/сек. Из информации, полученной при столкновениях нейтронов с протонами, с одной стороны, и с ядрами азота — с другой, приблизительно можно рассчитать массу нейтрона. Максимальную скорость  $V_p$  протона отдачи можно определить из формулы

$$V_p = \frac{2M}{M+1} V, \quad (1.2)$$

где  $M$  — масса нейтрона и  $V$  — его скорость. Аналогично максимальная скорость ядра отдачи азота равна

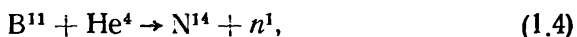
$$V_N = \frac{2M}{M+14} V. \quad (1.3)$$

Скорость ядер отдачи азота равна  $4,7 \cdot 10^8$  см/сек. Поэтому

$$\frac{M+14}{M+1} = \frac{V_p}{V_N} = \frac{3,3 \cdot 10^9}{4,7 \cdot 10^8},$$

откуда  $M = 1,15$  атомных единиц массы (а. е. м.)

Более точное значение массы нейтрона было получено Чедвиком при изучении ядерной реакции





в которой массы  $B^{11}$  и  $N^{14}$  были в то время известны с удовлетворительной точностью. Уравнение баланса реакции (1.4) имеет вид

$$M_{B^{11}} + M_{He^4} + E_{He^4} = M_{N^{14}} + M_{n^1} + E_{N^{14}} + E_{n^1}, \quad (1.5)$$

где  $M$  — массы, а  $E$  — кинетические энергии соответствующих частиц. Выражая величины в атомных единицах массы, получаем:

$$M_{B^{11}} = 11,00825; \quad M_{He^4} = 4,00106; \quad M_{N^{14}} = 14,0042;$$

$$E_{He^4} = 0,00565; \quad E_{n^1} = 0,0035; \quad E_{N^{14}} = 0,00061.$$

Подставив эти значения в уравнение (1.5), получим величину  $M_{n^1} \approx 1,0067$  а. е. м., которую можно сравнить с общепринятым значением  $M_{n^1} = 1,008982$  а. е. м.

### 1. 3. Следствия открытия нейтрона

Если бы результатом решения экспериментальной загадки, связанной с бериллиевой радиацией, было только открытие нейтрона, уже одно это имело бы громадное значение. В действительности влияние этого открытия на представления о структуре ядра, привело к таким последствиям, что последняя глава нейтронной физики не может быть написана еще много лет.

Как пример одной из наиболее запутанных проблем, имевших отношение к ядру до 1932 г., было объяснение отношения массы к заряду для всех ядер, исключая атом водорода. Единственной тяжелой частицей, которая могла бы входить в состав ядра, был протон. Поэтому казалось логичным, что каждый тип ядра содержит число протонов, равное его массовому числу. С другой стороны, атомный номер, равный номеру заряда ядра, равен приблизительно половине массового числа. Следовательно, требовалось введение некоторого числа электронов в ядро для того, чтобы понизить его заряд до соответствующего значения.

Это предложение вызвало смятение среди теоретиков, которые применяли принципы волновой механики к изучению структуры ядер. Длина волны электронов внутри ядра значительно превосходила известные размеры ядер. Эта трудность сразу исчезает, если к соответствующему числу протонов добавляются нейтроны, чтобы получить ядра с необходимыми массовыми и атомными числами<sup>1</sup>.

Другие следствия открытия нейтрона были не менее важны. Изучение нейтронов и их взаимодействий составляет в настоя-

<sup>1</sup> Гипотеза о том, что ядро состоит из протонов и нейтронов, принадлежит Д. Д. Иваненко [13] и В. Гейзенбергу.— *Прим. ред.*

щее время значительную часть ядерной физики. Цель книги — дать описание современного состояния некоторых наиболее значительных и хорошо изученных методов измерения нейтронов и исследований, в которых нейтроны играют важную роль. С этой точки зрения главным было подчеркнуть экспериментальную сторону рассмотрения. Хотя истинная природа нейтрона даже в настоящее время еще не понятна, в книге сделана попытка обойти детали, которые до сих пор являются спорными, и ограничиться теми характеристиками при изучении нейтрона, которые, вероятно, останутся правильными независимо от интерпретации, которую они могут получить в дальнейшем.

#### **1. 4. Основные свойства нейтрона**

Специфические свойства нейтрона определяют его поведение. Хотя не совсем правильно говорить о нейтроне как о фундаментальной частице в прямом смысле слова, легко идентифицировать его с помощью его свойств. Более того, можно считать, что нейтрон положил начало ядерной физике. Это справедливо не только вследствие упрощения концепции о ядерной структуре, не менее важно значение нейтрона как инструмента для исследования структуры ядер. Эту роль раньше отводили заряженным частицам, требующим значительной кинетической энергии, чтобы проникнуть в ядро.

#### **1. 5. Масса нейтрона**

Чедвик определил массу нейтрона, отличающуюся на 0,2% от общепринятого сейчас значения. Для многих обычно встречающихся задач такая точность была бы достаточной, в данном же случае желательно иметь более точное значение. Требование большей точности вызвано главным образом энергетической шкалой, связанной с массой в соответствии с принципом об эквивалентности массы и энергии. Одна атомная единица массы (а. е. м.) эквивалентна  $931 \cdot 10^6$  электронвольт (эв). Поэтому относительно малая разница между оценкой Чедвика и современным значением для массы нейтрона, равная  $0,00228$  а. е. м., составляет  $2,1 \cdot 10^6$  эв. Эта разница могла бы вызвать серьезное расхождение в определении энергетического баланса ядерного взаимодействия, в котором участвует нейтрон. Даже существующая в настоящее время неопределенность в массе нейтрона, предполагаемая обычно равной около  $\pm 0,000003$  а. е. м., составляет  $2,8 \cdot 10^3$  эв.

Общепринятое значение массы нейтрона основано на информации, аналогичной информации, использованной Чедвиком при первоначальной оценке. Величина массы нейтрона была получена косвенно из масс-спектрометрических измерений стабильных ядер и энергии, освобождаемой при испускании

нейтрона, когда ядра вступают в ядерную реакцию. Например, Чедвик и Гольдгабер [3] исследовали фотоядерную реакцию



используя  $\gamma$ -лучи  $\text{Tl}^{208}$  с  $h\nu = 2,62 \cdot 10^6$  эв.

Поскольку массы дейтрона и протона известны, для определения массы нейтрона необходимо найти кинетическую энергию протона и нейтрона. В действительности, поскольку кинетические энергии протона и нейтрона примерно равны, достаточно определить только энергию протона. Кинетическую энергию протона измерили посредством определения полного числа пар ионов, образованных в результате поглощения протонов в ионизационной камере. Сумма кинетических энергий протона и нейтрона была найдена равной  $2,1 \cdot 10^6$  эв, или около 0,0023 а. е. м. Эта энергия является энергией связи дейтрона. Это измерение было не очень точным, а полученная неопределенность в массах протона и дейтрона большая, чем в настоящее время. Чедвик и Гольдгабер нашли, что масса нейтрона колеблется от 1,0084 до 1,0090 а. е. м. Когда точность масс-спектрометрических измерений, определяющих массы протона и нейтрона, увеличилась, осталось только улучшить точность энергии связи дейтрона для получения лучшего значения массы нейтрона. Более точно энергию связи определили Бэлл и Эллиот [4], изучая реакцию, обратную фотодезинтеграции дейтрона. Когда протон поглощает нейтрон с образованием дейтрона, испускаются  $\gamma$ -лучи с энергией, равной энергии связи дейтрона, если все частицы являются покоящимися. При этом нет необходимости измерять кинетическую энергию. Экспериментом, удовлетворяющим требованию, чтобы кинетическая энергия была равна нулю, может быть эксперимент с тепловыми нейтронами. Реакция тогда записывается в виде



где  $h\nu$  —  $\gamma$ -лучи с энергией, равной энергии связи. Бэлл и Эллиот из уравнения (1.7) получили энергию  $\gamma$ -лучей, равную  $2,230 \pm 0,007$  Мэв, или 0,002395 а. е. м. Поэтому масса нейтрона из уравнения (1.7) равна

$$\begin{aligned} {}_0n^1 &= {}_1\text{H}^2 - {}_1\text{H}^1 + h\nu = 2,014735 - 1,008142 + 0,002395 = \\ &= 1,008988 \text{ а. е. м.} \end{aligned}$$

Однако Бейнбридж [5] скомбинировал результаты нескольких значений для энергии связи дейтрона и получил среднюю величину 0,002489 а. е. м., что дало значение массы нейтрона  $M_n$ , равное

$$M_n = 1,008982 \text{ а. е. м.}$$

## 1. 6. Заряд нейтрона и электронное взаимодействие

Раньше считали, что нейтрон это комбинация протона с электроном. Сейчас мы знаем, что такая картина не точна в деталях, однако она является первым приближением<sup>1</sup>. Равенство величин зарядов электрона и протона приводит к предположению, что заряд нейтрона должен быть равен нулю. Поскольку рассматриваются поля кулоновского типа, все попытки детектировать заряд нейтрона терпели неудачу. Так, было найдено, что невозможно детектировать ионизацию, определяемую прямым действием нейтронов на электроны в газе при прохождении нейтронов [6]. Тот факт, что атомы по всей периодической таблице являются электрически нейтральными вопреки различным комбинациям протонов и нейтронов в ядрах, также подтверждает мысль об отсутствии заряда у нейтрона. Любое другое предположение приводит к значительной трудности в объяснении полной нейтральности атома.

Если мы возвратимся к рассмотрению короткодействующих сил, которые существуют в ядре, то нейтрон выглядит несколько по-другому. Сложная природа нейтрона (насколько сложная — неизвестно) требует существования короткодействующих сил внутри нейтрона. Структура должна также объяснять магнитный дипольный момент нейтрона, который ответствен за малое, однако измеримое взаимодействие между нейтронами и электронами на расстоянии, сравнимом с размерами ядра. Из изучения нейтрон-электронного взаимодействия следует дополнительное доказательство отсутствия электрического заряда у нейтрона. Эксперименты Ферми и Маршалла [7], например, показывают, что рассеяние нейтронов на атомах ксенона сферически симметрично в пределах экспериментальных ошибок. Эта симметрия снижает величину электрического заряда нейтрона до пренебрежимо малой величины, которая была найдена равной  $10^{-18}$  заряда электрона.

## 1. 7. Длина волны и нейтроны

Волновые свойства не являются особенностью только нейтронов — они присущи всем частицам. В волновой теории любая материальная частица может быть описана волновым уравнением. Одной из наиболее значительных характеристик волн, связанных с частицами, является длина волны. Она определяется в квантовой теории как

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (1.8)$$

где  $h$  — постоянная Планка;  $mv$  — импульс частицы.

<sup>1</sup> Точнее, нейтрон можно представить как комбинацию протона и  $\pi^-$ -мезона [14]. — *Прим. ред.*

Уравнение (1.8) выполняется только для достаточно малых скоростей, когда пренебрежимо малы релятивистские поправки. Удобно выразить импульс частицы в терминах энергии нейтрона — в электронвольтах. Вводя обозначение  $M_n$  для массы нейтрона, можно написать

$$\lambda = \frac{h}{M_n v} = \frac{h}{\sqrt{2M_n E}} = \frac{6,625 \cdot 10^{-27}}{1,83 \cdot 10^{-12} \sqrt{E}},$$

которое определяет  $\lambda$  в сантиметрах, если энергия  $E$  выражена в эргах. Поскольку  $1 \text{ эрг} = 0,624 \cdot 10^{12} \text{ эв}$ , можно выразить все в электронвольтах, умножая числитель справа на  $0,624 \cdot 10^{12} = 0,79 \cdot 10^6$ , что дает

$$\lambda = \frac{2,86 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{E}} \text{ см},$$

где  $E$  в электронвольтах. Выражая  $\lambda$  в ангстремах, получаем

$$\lambda = \frac{0,286}{\sqrt{E}} \text{ А}.$$

Волновые свойства нейтронов играют главную роль при низких энергиях, поэтому нерелятивистское выражение длины волны было найдено пригодным для большинства случаев. Например, если  $E = 0,025 \text{ эв}$ , то соответствующая тепловым скоростям длина волны равна

$$\lambda = 1,82 \text{ А},$$

которая сравнима с размерами атома. При  $E = 1 \text{ Мэв}$ , где нерелятивистское выражение все еще дает хорошее приближение,

$$\lambda = 2,85 \cdot 10^{-12} \text{ см}$$

и приближается к размерам ядра. Такая длина волны частицы объясняет, почему нейтрон может быть составной частью ядер. Часто длину волны нейтрона выражают в терминах дираковского обозначения, при котором  $\lambda$  — дираковская длина волны равна

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (1.9)$$

Нерелятивистское уравнение для длины волны не дает правильного значения, когда энергия нейтрона стремится к энергии, соответствующей массе покоя нейтрона, равной

$$M_n c^2 = 939,5 \text{ Мэв}.$$

Недостаток простого уравнения при более высоких энергиях иллюстрируется на рис. 1.3. Длины волн, вычисленные из ре-

лятивистского уравнения, соответствующие энергии нейтрона в электронвольтах, показаны кружками, а прямая линия — расчеты длин волн из простой формулы. Легко видеть, что эта формула перестает быть справедливой, начиная с энергии 100 Мэв.

Из общей природы взаимодействия волн с материей очевидно, что явления, связанные с волновыми свойствами нейтрона, становятся особенно заметными, когда размеры материальной структуры, с которой взаимодействуют нейтроны, будут срав-

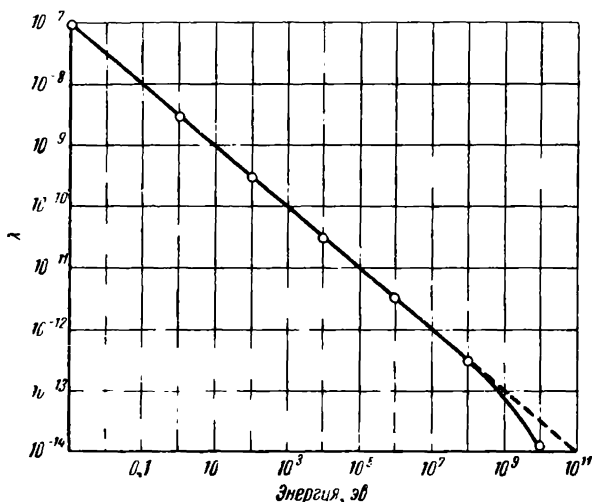


Рис. 1.3. Зависимость длины волны нейтрона  $\lambda$  от энергии нейтрона. Отклонение от прямой линии при энергии около  $10^8$  эВ обусловлено релятивистскими эффектами при высоких энергиях.

нимы с длиной волны нейтрона. Например, тепловые нейтроны имеют длины волн, приблизительно равные межатомным расстояниям в кристаллах, и возможен брэгговский тип отражения, когда тепловые нейтроны взаимодействуют с кристаллами. Поэтому были сконструированы спектрометры нейтронов, аналогичные кристаллическим спектрометрам рентгеновских лучей и действующие по принципу брэгговского отражения. Фактически главное различие между отражением нейтронов и рентгеновских лучей заключается в том, что нейтроны взаимодействуют с ядрами атомов, а рентгеновские лучи — с орбитальными электронами. Нейтроны с энергией от 1 до 100 Мэв имеют длины волн порядка размеров ядер. При увеличении скорости нейтронов до релятивистской области (от 10 до 100 Гэв) длины волн можно сравнить с расстоянием между нуклонами внутри ядра, что позволяет исследовать структуру ядер.

## 1. 8. Статистика нейтрона и спин

Следующей характеристикой нейтрона, которая может быть определена экспериментально, является статистика. Известны два типа статистики, следующие из свойств симметрии волновых функций в волновой теории: статистика Ферми и статистика Бозе. В статистике Ферми две идентичные частицы не могут существовать в одном и том же состоянии, и это соответствует принципу исключения Паули. Электроны подчиняются статистике Ферми, как известно из изучения атомных спектров.

Согласно статистике Бозе, любое число одинаковых частиц может находиться в одном состоянии. Было найдено, что нейтроны подчиняются статистике Ферми. Имеется много доказательств, подтверждающих это заключение. Тот факт, что все ядра с нечетными массовыми числами подчиняются статистике Ферми, а с четными массовыми числами — статистике Бозе, согласуется с предположением принадлежности нейтрона к статистике Ферми. Подтверждение этой точки зрения следует из измерений полосатых спектров молекул, содержащих дейтерий. Поскольку нейтрон принадлежит к статистике Ферми, его спин считают равным  $\frac{1}{2}$ . Величина спина нейтрона, равная  $\frac{1}{2}$ , была подтверждена Юзом и Берджи [8] с помощью отражения нейтронов от магнитных зеркал.

## 1. 9. Распад нейтрона

Мы видели, что нейтрон может рассматриваться как комбинация электрона с протоном. Тщательные измерения массы нейтрона показали, что она значительно больше массы протона. Это подтвердило гипотезу о сложной структуре нейтрона. Было также очевидным, что нейтрон вне ядра неустойчив и возможен его распад с испусканием  $\beta$ -частицы совместно с нейтрино и протоном. Аналогичные процессы объясняли  $\beta$ -эмиссию  $\beta$ -нестабильных радиоактивных ядер. Тем не менее понадобилось около 20 лет после открытия нейтрона, чтобы  $\beta$ -распад нейтрона был подтвержден измерениями энергии распада и времени жизни.

Основные черты радиоактивного распада нейтрона установил Робсон [9]. Экспериментальное устройство показано на рис. 1.4. Коллимированный пучок нейтронов из реактора отфильтровывался пробкой из висмута толщиной 12,7 см для уменьшения интенсивности  $\gamma$ -лучей, и попадал в «ловушку» пучка, которая поглощала нейтроны и сопровождающие их  $\gamma$ -лучи. При перекоче из реактора в ловушку нейтроны пересекали камеру. Справа от вакуумной камеры расположен спектрометр протонов, слева —  $\beta$ -спектрометр. Спектрометр протонов снабжен фотоэлектронным умножителем для регистрации протонов, а

в  $\beta$ -спектрометре использовали сцинтилляционный кристалл для регистрации  $\beta$ -частиц. Высоковольтный электрод создавал ускоряющее поле для того, чтобы направлять протоны в спектрометр.

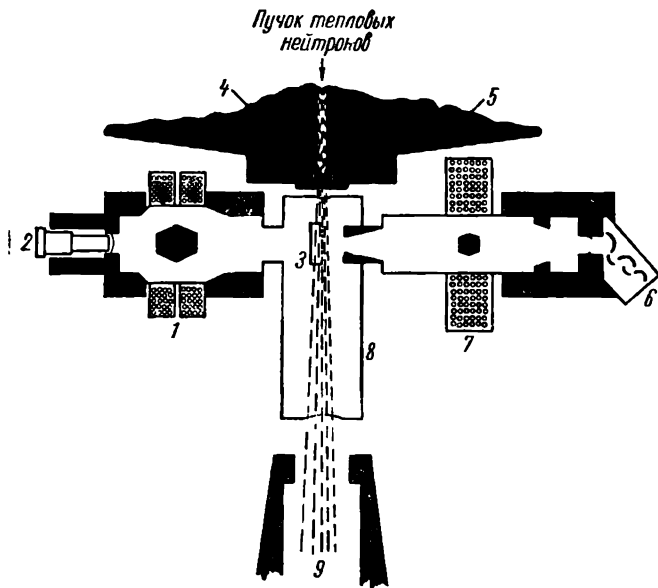


Рис. 1.4. Схема прибора, использованного Робсоном [9] для определения энергии распада нейтрона:

1 —  $\beta$ -спектрометр, 2 — сцинтилляционный детектор, 3 — высоковольтный электрод, отклоняющий протоны от движения нейтронов вправо в направлении спектрометра протонов, 4 — заслонка на пути пучка нейтронов, 5 — радиационная защита, 6 — фотоэлектронный умножитель для детектирования протонов, 7 — спектрометр протонов, 8 — откачанный бак, соединенный с обоими спектрометрами, 9 — ловушка пучка нейтронов. Зачерненные части сделаны из свинца.

Впервые протоны были зарегистрированы, когда пучок тепловых нейтронов, приблизительно равный  $1,5 \cdot 10^{10}$  нейтрон/сек, проходил через бак. К электроду прикладывали ускоряющий потенциал 13 кэв. При этом если протоны появлялись в баке, то спектрометр протонов регистрировал одиночный пик, когда изменялся ток в электромагните спектрометра протонов. Пик должен исчезнуть, когда пучок нейтронов перекрывали заслонкой из бора. Из рис. 1.5 видно, что эти предположения подтвердились. Пунктирная кривая показывает степень чувствительности электронного фотоумножителя при закрытой заслонке. В дальнейшем наблюдали совпадения между зарегистрированными протонами и  $\beta$ -частицами (рис. 1.6). Затем спектр  $\beta$ -частиц измеряли  $\beta$ -спектрометром и получили диаграмму Ферми (рис. 1.7). Экстраполяция кривой, приведенной на рис. 1.7, дает значение максимальной энергии спектра  $782 \pm 13$  кэв. Принимая во внимание энергию, требуемую для рождения электрона, по-



лучаем значение полной энергии, хорошо аппроксимирующей различие масс нейтрона и протона.

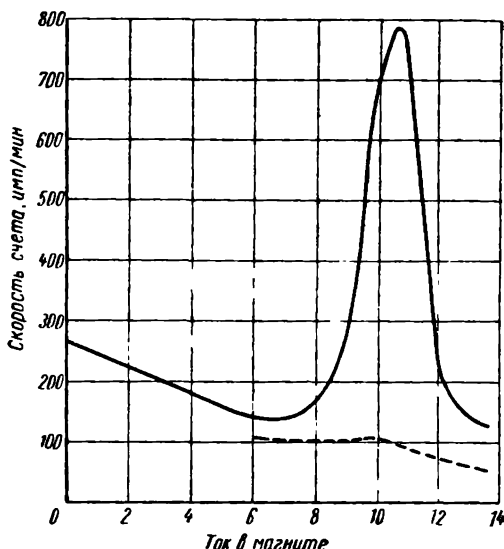


Рис. 1.5. Зависимость числа регистрируемых протонов от тока, протекающего через катушки протонного спектрометра:  
— — — данные, соответствующие закрытой заслонке.

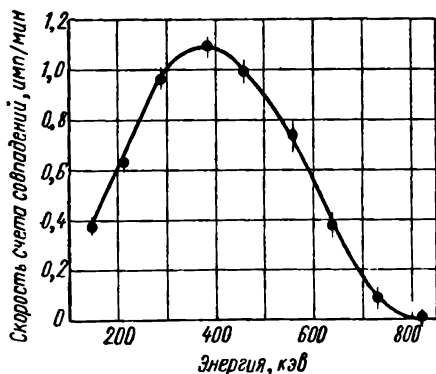


Рис. 1.6. Зависимость числа совпадений между  $\beta$ -частицами и протонами, образующимися при распаде нейтронов, от энергии  $\beta$ -частиц.

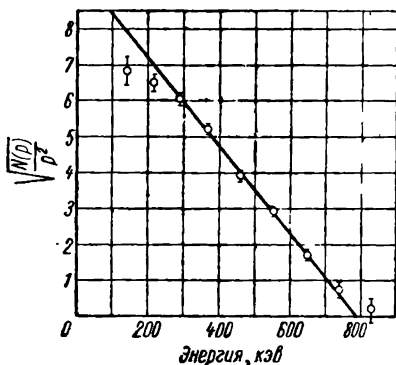


Рис. 1.7. Диаграмма Ферми для  $\beta$ -спектра нейтронов.  $N(p)$  — число совпадений на единичный интервал импульсов  $\beta$ -частиц.

Наконец, оценка периода полураспада нейтрона была получена из расчета числа нейтронов, распадающихся в 1 мин в единице объема пучка. В расчет входило определение объема

пучка, из которого протоны достигали фотоэлектронного умножителя и регистрировались им. Зная величину  $n$ , представляющую собой число нейтронов, распадающихся в пучке в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ мин.}$  и измеренную плотность нейтронов в пучке  $\rho$ , получаем период полураспада <sup>1</sup>

$$T_{1/2} = \frac{\rho}{n} \cdot 0,0693 = 12,8 \text{ мин.} \quad (1.10)$$

## 1. 10. Магнитный момент нейтрона

Нейтрон имеет дипольный магнитный момент, связанный с его спином. Значение этого момента было измерено достаточно еще в 1940 г. Альваресом и Блохом [10]. Проводимые ими измерения основаны на определении напряженности постоянного магнитного поля, в котором нейтроны прецессировали при наложении осциллирующего магнитного поля фиксированной частоты. Обозначая угловую частоту осциллирующего магнитного поля  $\omega$  и напряженность фиксированного поля  $H_0$ , получаем частоту ларморовой прецессии, равную  $2H_0\mu/\hbar$ , которая будет находиться в резонансе с осциллирующим полем при некотором значении  $H_0$ , равном  $H_0^*$ . Следовательно,

$$\frac{2H_0^*\mu}{\hbar} = \omega, \quad (1.11)$$

где  $\mu$  — магнитный момент нейтрона и  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ . Из уравнения (1.11)

$$\mu = \frac{\hbar\omega}{2H_0^*}. \quad (1.12)$$

На рис. 1.8 приведена аппаратура, использованная для измерения  $\mu$ . Термализованные нейтроны из тщательно стабилизированного циклотрона проходили через поляризующий магнит, меняющий ориентацию спина нейтронов, соленоид и постоянное поле магнита. Затем нейтроны поступали через анализирующий магнит в ВГЗ-счетчик. Частичное изменение числа пропущенных нейтронов  $\Delta I/I$  пропорционально вероятности изменения поляризации при прохождении от поляризатора до анализатора. Эта вероятность будет максимальной, когда

$$H_0 = H_0^*.$$

<sup>1</sup> Одновременно с Робсоном распад нейтрона исследовали Спивак П. Е. и Сосновский А. Н. в СССР и Сиелл и др. [15] в США. Спивак и Сосновский [16] получили наиболее точное значение периода полураспада нейтрона, равное  $12 \pm 1,5 \text{ мин.}$  Более поздние измерения этих же авторов с сотрудниками дали величину периода полураспада нейтрона  $T_{1/2} = 11,7 \pm 0,3 \text{ мин}$  [17] — Прим. ред.

В опыте изменяли ток, проходящий через катушку магнита, до тех пор пока не наблюдался минимум числа нейтронов, достигающих детектор. Поле  $H_0$  в этой точке равно  $H_0^*$ .

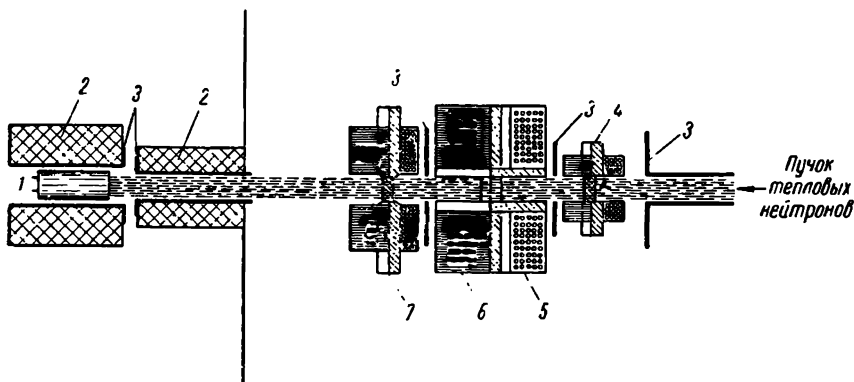


Рис. 1.8. Аппаратура, использованная Альварецом и Блохом [10] для измерения магнитного момента нейтрона:

1 — ионизационная камера, наполненная  $\text{BF}_3$ , 2 — защита от нейтронов из воды или парафина, 3 — кадмиевые экраны, 4 — магнит-поляризатор, 5 — соленоид, меняющий ориентацию спина нейтрона, 6 — катушка магнита, создающая поле  $H_0$ , 7 — магнит-анализатор.

На рис. 1.9 показана зависимость  $\Delta I/I$  от тока в магните при частоте  $\frac{\omega}{2\pi} = 1843$  кГц. В результате измерений опре-

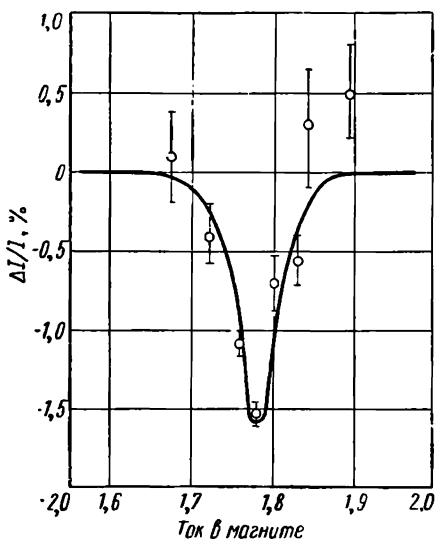


Рис. 1.9. Типичный резонансный провал для нейтронов, полученный при изменении тока, проходящего через магнит 6 (см. рис. 1.8).

делили величину  $\mu$ , равную  $-1,935$  ядерного магнетона. Это значение несколько превышает общепринятое. Самые последние данные получены Козном, Корнгольдом и Рамзеем [11], которые использовали резонансный метод, аналогичный методу Альварца и Блоха [10] для определения отношения магнитных моментов нейтрона и протона.

Улучшение техники получения поляризованных нейтронов позволило найти более точные значения, чем те, которые были получены в ранних экспериментах. Они нашли

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = 0,685057 \pm 0,000017,$$

откуда

$$\mu_n = -1,913148 \pm 0,000066 \text{ ядерного магнетона.}$$

Необходимо отметить, что простое соотношение

$$\mu_d = \mu_p + \mu_n,$$

где  $\mu_d$  — магнитный момент дейтрона, которое, казалось, подтверждалось в ранних измерениях, не подтвердилось в недавних более точных измерениях.

Еще не измерен электрический дипольный момент нейтрона. Смит [12] пытался измерить дипольный момент нейтронов; это привело к верхнему пределу для электрического дипольного момента нейтрона такому, как если бы положительные или отрицательные электронные заряды были разделены расстоянием  $5 \cdot 10^{-21}$  см.

## 1. 11. Нуклоны

Вследствие того что нейтроны и протоны внутри атомного ядра имеют аналогичные свойства, особенно с теоретической точки зрения, их часто называют нуклонами. Те свойства, которые позволяют нейтрону превращаться в состояние протона внутри и вне ядра, и способность протонов превращаться в нейтроны внутри ядра связывают эти две частицы в одно целое как два различных состояния одной более фундаментальной структуры. Исследование нуклонной структуры является теперь одной из наиболее значительных проблем ядерной физики.

## 1. 12. Классификация нейтронов по энергиям

Рассмотренные выше свойства нейтрона являются основой для объяснения наиболее важных сторон его поведения. Для более детального объяснения результатов взаимодействия нейтронов с веществом желательно также классифицировать их в соответствии с кинетической энергией нейтронов. Нейтроны различных энергий можно разделить на группы. Деление производят, учитывая особенности взаимодействий в определенных областях энергий. Хотя эти различные области могут сливаться друг с другом и даже перекрываться, такое деление по категориям очень удобно и часто необходимо для понимания некоторых специальных типов взаимодействий.

## 1. 13. Медленные нейтроны

Нейтроны с энергиями от 0 до 1000 эв обычно называют медленными нейтронами. В этой области делаются еще подклассификации. Наиболее важные из них приведены ниже.

## 1. 14. „Холодные“ нейтроны

Холодными нейтронами называют нейтроны со средней энергией, меньшей, чем энергия тепловых нейтронов. Эти нейтроны получают при когерентном рассеянии медленных нейтронов. Из закона Брэгга

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (1.13)$$

ясно, что когда длина волны нейтрона  $\lambda$  превышает  $2d$ , где  $d$  — постоянная решетки кристалла, то величина  $\sin \theta$  значительно больше единицы. Это невозможно математически. Следовательно, отражения не происходит. Если пучок тепловых нейтронов пересекает колонну из поликристаллического графита, то нейтроны с длиной волны меньше  $2d$  будут отражаться и выйдут из колонны. Таким образом, нейтроны с более высокими энергиями не проникнут внутрь колонны. Поскольку  $2d$  для графита равно  $6,7 \text{ \AA}$ , то рассчитанный максимум энергии прошедших нейтронов равен  $0,002 \text{ эв}$ . Это значительно ниже средней энергии теплового возбуждения для нейтронов при комнатной температуре.

## 1. 15. Тепловые нейтроны

Быстрые нейтроны, замедленные до средней энергии атомов среды, называют тепловыми нейтронами. Энергия и соответствующие скорости нейтронов зависят от температуры среды. Распределение скоростей нейтронов приближается к максвелловскому:

$$dn(v) = Av^2 e^{-\frac{Mv^2}{2kT}} dv, \quad (1.14)$$

где  $v$  — скорость нейтрона;  $M$  — его масса;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура.

Максимальное число нейтронов будет иметь энергию, равную  $kT$ . Величина  $kT$  при  $20^\circ\text{C}$  равна приблизительно  $0,025 \text{ эв}$ .

## 1. 16. Надтепловые нейтроны

Рассмотрим устройство, с помощью которого получают нейтроны при энергиях, значительно больших, чем тепловые, например источник нейтронов деления. Предположим, что источник нейтронов деления окружен замедлителем, который замедляет нейтроны до энергии нейтронов, находящихся в тепловом равновесии с молекулами замедлителя. Когда еще не установилось полное тепловое равновесие, распределение скоростей нейтронов будет содержать скорости, которые превышают любые возможные скорости, даваемые максвелловским распределением при температуре замедлителя. Такое распределение называется надтепловым, а нейтроны — надтепловыми.

## 1. 17. Резонансные нейтроны

В области энергий от 1 до 100 эв различные ядра сильно поглощают нейтроны при вполне определенных энергиях. Это поглощение называется резонансным, а нейтроны, имеющие соответствующие энергии,— резонансными нейтронами

## 1. 18. Промежуточные нейтроны

Область энергий между 1000 эв и 0,5 Мэв часто называют промежуточной областью энергий нейтронов. Данных о промежуточных нейтронах имеется меньше, чем о нейтронах более низких энергий, так как очень трудно получить эффективные детекторы для регистрации промежуточных нейтронов. Кроме того, очень мало источников нейтронов с энергиями в этой промежуточной области и эти взаимодействия изучены сравнительно слабо <sup>1</sup>.

## 1. 19. Нейтроны высоких и сверхвысоких энергий

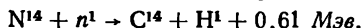
В области более высоких энергий классификация нейтронов по энергии определена менее строго. Обычно быстрыми нейтронами называют те, которые попадают в область от 0,5 до 10 Мэв. Ускорителей, позволяющих получать нейтроны с энергиями 50 Мэв и выше, часто называемых сверхбыстрыми, еще мало. Для исследований доступно относительно небольшое количество источников нейтронов в этой области. Поэтому остается еще много неизученного в отношении свойств сверхбыстрых нейтронов. Когда увеличится число ускорителей, производящих заряженные частицы с энергией, значительно большей 50 Мэв, то получение нейтронов со сверхвысокими энергиями станет возможным. Сейчас трудно предсказать окончательный предел размеров области энергий нейтронов. Достаточно большая исследовательская работа была проделана в области энергий 1—5 Гэв, чтобы показать общие тенденции взаимодействий нейтронов сверхвысоких энергий с ядрами. В этой области проведено исследование деления и скалывания ядер с атомными числами в районе висмута. Большинство ядер для нейтронов в этой области являются относительно прозрачными. Космическая радиация является также источником нейтронов с энергиями значительно выше тех, которые производятся сейчас ускорителями. Однако нейтроны космических лучей не так доступны для изучения, как нейтроны, производимые ускорителями.

---

<sup>1</sup> В 1960 г. в Дубне (СССР) ввели в строй импульсный быстрый реактор ИБР [17], позволивший расширить исследования с резонансными и промежуточными нейтронами.— *Прим. ред.*

## Задачи

1. Рассчитать массу нейтрона из ядерной реакции



2. Рассчитать энергию реакции  $Q$  в ядерной реакции



3. Рассчитать энергию, требуемую для рождения электрона с массой покоя  $9,1085 \cdot 10^{-28}$  г.

## Литература

1. Chadwick J. Proc. Roy. Soc., **A136**, 692 (1932).
2. Rutherford E. Proc. Roy. Soc., **A97**, 373 (1920).
3. Chadwick J., Goldhaber M. Proc. Roy. Soc., **A151**, 479 (1935)
4. Bell R. E., Elliott L. G. Phys. Rev., **74**, 1552 (1948); Phys. Rev., **79**, 282 (1950).
5. Bainbridge K. T. Experimental Nuclear Physics, Wiley (1953), Vol. I, p. 745.
6. Dee P. I. Proc. Roy. Soc., **A136**, 727 (1932).
7. Fermi E., Marshall L. Phys. Rev., **72**, 1139 (1947).
8. Hughes D. J., Burgy M. T. Phys. Rev., **81**, 498 (1951).
9. Robson J. M. Phys. Rev., **83**, 349 (1951).
10. Alvarez L. W., Bloch F. Phys. Rev., **57**, 111 (1940).
11. Cohen V. W., Corngold N. R., Ramsey N. F. Phys. Rev., **104**, 283 (1956).
12. Smith J. H. Harvard University Thesis (1951).
13. Иваненко Д. Д. Nature, **129**, 798 (1932).
14. Ферми Э. Лекции по атомной физике. М., Изд-во иностр. лит., 1952.
15. Snell A. H., Pleasonton F., McCord R. V. Phys. Rev., **78**, 310 (1950).
16. Власов Н. А. Нейтроны. М., Гостехиздат, 1955.
17. Сосновский А. И., Спивак П. Е. В кн. «Физические исследования» М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 235. (Докл. совет. делегации на Международ. конф. по мирному использ. атомной энергии. Женева, 1955.)
18. Сосновский А. И. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **36**, 1012 (1959).
19. Блохин Г. Е. и др. «Атомная энергия», **10**, 437 (1961).

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ЧАСТИЦАМИ И ЯДРАМИ

### 2. 1. Взаимодействие с частицами

Изучение взаимодействий нейтронов с другими ядерными частицами характеризует свойства нейтронов и строение ядер. Обсуждение основных особенностей взаимодействий нейтронов с частицами имеет большое значение для описания нейтрона и его свойств.

### 2. 2. Сечения

При исследовании взаимодействия нейтронов с другими формами материи ввели понятие «сечение». Хотя сечение является в настоящее время относительно известным понятием, рассмотрим некоторые его элементарные аспекты. Наиболее прямо и просто можно определить сечение с помощью уравнения

$$r = F\sigma N, \quad (2.1)$$

где  $F$  — поток частиц в падающем коллимированном пучке;  $\sigma$  — полная вероятность взаимодействия частиц с  $N$  — числом центров, облучаемых пучком. Эти центры, например, могут быть атомами в тонком поглощающем слое вещества. Тогда  $r$  — скорость, с которой в среднем для большинства случаев встречается этот тип взаимодействий.

Анализ размерности уравнения (2.1) показывает, что  $\sigma$  — площадь. Это следует из формы определения, в пределах которого определяется вероятность. Она обычно выражается в квадратных сантиметрах. Для большинства взаимодействий используют единицу  $10^{-24} \text{ см}^2 = 1 \text{ барн}$ . Поток нейтронов обозначим  $n v$ ,  $n$  — число нейтронов, а  $v$  — их скорость, он равен числу нейтронов в 1 сек на  $1 \text{ см}^2$ . Если число атомов  $N$  изменяется от их первоначального значения до некоторого другого вследствие



взаимодействия, то можно заменить  $r$  на  $dN/dt$ . Тогда получаем уравнение

$$\frac{dN}{dt} = -nv\sigma N, \quad (2.2)$$

интегрируя которое, будем иметь

$$N = N_0 e^{-nv\sigma t}, \quad (2.3)$$

где  $N$  — число атомов на площадке мишени в ее первоначальном состоянии в момент времени  $t$ ;  $N_0$  — то же число для  $t=0$ . Этот вывод получим, предположив, что  $nv$  должно быть постоянным по всей площадке мишени.

Понятие сечения используется также для описания выведения нейтронов из коллимированного пучка, скажем, из-за поглощения или рассеяния. Эта ситуация может быть описана сравнением площадки пучка  $A$  с поперечным сечением атомов мишени. Если  $N$  — число атомов на  $1 \text{ см}^3$  в мишени толщиной  $x$ , то полное число атомов, облучаемых пучком, будет равно  $NAx$ . Тогда «эффективной» площадью поперечного сечения этих атомов является величина  $NAx\sigma$ . Часть нейтронов, выводимых из входного пучка, будет равна  $NA\sigma x/A$ , или  $N\sigma x$ . Часть нейтронов, выводимых на элементе пути  $dx$  в мишени, равна

$$\frac{dn}{n} = -N\sigma dx, \quad (2.4)$$

что после интегрирования дает

$$n = n_0 e^{-N\sigma x}, \quad (2.5)$$

где  $n_0$  — интенсивность нейтронов в падающем пучке;  $n$  — интенсивность нейтронов после прохождения слоя толщиной  $x$ .

Снова предположим величину  $\sigma$  постоянной и соответственной скорости нейтронов неизменной;  $N$  также постоянная. Это справедливо с высокой степенью точности. Рассматриваемый тип взаимодействия должен полностью выводить нейтрон из хорошо коллимированного пучка при первом же столкновении. В качестве примера использования уравнения (2.5) рассмотрим пучок тепловых нейтронов с плотностью потока  $4 \cdot 10^3 \text{ нейтрон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$ , падающий на пластинку кобальта под прямым углом к пучку. Предполагается, что кобальт имеет толщину  $0,5 \text{ см}$  с плотностью  $8,71 \text{ г}/\text{см}^3$ .  $1 \text{ г}$  кобальта содержит

$$\frac{6,02 \cdot 10^{23}}{59} = 1,02 \cdot 10^{22} \text{ атом}.$$

Следовательно,  $N = 1,02 \cdot 10^{22} \cdot 8,71 = 8,88 \cdot 10^{22} \text{ атом}/\text{см}^3$ . Сечение поглощения тепловых нейтронов для кобальта равно  $37 \text{ барн}$ . Следовательно, мы имеем  $N\sigma x = 8,88 \cdot 10^{22} \cdot 37 \cdot 10^{-24} \cdot 0,5 = 1,64$ . Подставляя это значение  $N\sigma x$  в уравнение (2.5), получаем

$n = (4 \cdot 10^3) e^{-1,64} = 4 \cdot 10^3 \cdot 0,19 = 0,76 \cdot 10^3 \text{ нейтрон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$ ,  
проходящих через кобальт.

## 2. 3. Макроскопическое сечение

Символ  $\sigma$  определяет атомное, или ядерное сечение. «Макроскопическое сечение», как его обычно называют, обозначается  $\Sigma$  и определяется соотношением

$$N\sigma = \Sigma. \quad (2.6)$$

Вопреки обычно используемому термину «макроскопическое сечение» для  $\Sigma$ , величина  $\Sigma$  не представляет собой площадь, так как выражается в (сантиметрах)<sup>-1</sup> и, следовательно, является коэффициентом поглощения.

Из уравнения (2.4) имеем

$$\frac{dn}{n} = -\Sigma dx \quad (2.7)$$

и  $\Sigma dx$  — вероятность того, что нейтрон будет поглощен на пути длиной  $dx$ . Следовательно, среднее расстояние, которое нейтрон проходит до своего поглощения, будет равно статистическому среднему

$$\frac{\int_0^{\infty} x e^{-\Sigma x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\Sigma x} dx} = \frac{1}{\Sigma} = \lambda, \quad (2.8)$$

где  $\lambda$  — средняя длина поглощения в мишени, для которой макроскопическое сечение равно  $\Sigma$ . Уравнение (2.5), выраженное в терминах  $\lambda$ , будет иметь вид

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{x}{\lambda}}. \quad (2.9)$$

Следовательно, для пучка нейтронов  $\lambda$  является, очевидно, расстоянием, после прохождения которого начальная интенсивность уменьшится в  $e$  раз. Поэтому  $\lambda$  часто называют длиной релаксации.

Значение  $\Sigma$  необходимо рассчитывать для каждого образца поглощающего материала. Обычно на практике берут значения  $\sigma$  из таблицы. Например,  $N$  для пластинки золота плотностью  $19,3 \text{ г/см}^3$  равно

$$N = \frac{19,3 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{197} = 59 \cdot 10^{21} \text{ атом/см}^3.$$

Сечение поглощения атомом золота тепловых нейтронов равно  $98 \text{ барн}$ . Следовательно,

$$N\sigma = (59 \cdot 10^{21}) \cdot (98 \cdot 10^{-24}) = 5,8 \text{ см}^{-1} = \Sigma.$$

Тогда  $n/n_0 = e^{-\Sigma x} = e^{-0,58} = 0,25$ .

Когда выводили уравнение (2.1) для определения  $\sigma$ , то было установлено, что  $\sigma$  представляет собой вероятность взаимодействия определенного типа. Как понимать это утверждение? Для каждого типа взаимодействия имеется свое  $\sigma$ , а каждый тип взаимодействия имеет свой индекс. Так,  $\sigma_a$  обычно обозначает сечение поглощения нейтронов,  $\sigma_s$  — сечение рассеяния,  $\sigma_{el}$  — сечение упругого рассеяния и т. д.

## 2. 4. Взаимодействие нейтронов с протонами

Это взаимодействие является одним из основных в ядерных реакциях, вызываемых нейтронами. Так как дейтрон состоит из нейтрона, связанного с протоном ядерными силами, то он представляет собой систему для исследования обоюдного взаимодействия нейтрона с протоном. Способ, которым протон и нейтрон отделяются при расщеплении дейтрона, особенно важен. Энергия связи этой комбинации известна из различных наблюдений и приблизительно равна 2,23 Мэв. Если частицы или  $\gamma$ -квант, взаимодействующие с дейтроном, имеют энергию, большую чем 2,23 Мэв, дейтрон можно расщепить. Тот факт, что спин дейтрона численно равен сумме спинов протона и нейтрона, показывает, что спины протона и нейтрона в дейтроне должны быть направлены параллельно друг другу. Из возможных способов расщепления дейтрона наиболее привлекательным является реакция  $(\gamma, n)$ , иногда называемая фотоэффектом. В реакции принимают участие только две частицы — протон и нейтрон. Поэтому дезинтеграция дейтрона была хорошо изучена теоретически и экспериментально. Эта дезинтеграция является двойственным процессом, в котором играют роль электрическое и магнитное поля фотона. Электрическое поле взаимодействует с дипольным моментом, отщепляя протон от нейтрона и оставляя их спины параллельными. При энергии фотонов порядка нескольких мегаэлектронвольт выше порога магнитное поле фотонной радиации взаимодействует с магнитными моментами протона и нейтрона, расщепляя их с антипараллельными спинами. Эта переориентация спинов, которую впервые отметил Ферми [1], называется фотомагнитным процессом. Он имеет большое значение при энергиях фотонов выше 20 Мэв. Электрическое разделение протона и нейтрона включает в себя свойства нейтрон-протонного потенциала в триплетном состоянии (параллельные спины), а фотомагнитный процесс — свойства нейтрон-протонного потенциала в синглетном состоянии (антипараллельные спины). Шифф [2], Маршалл и Гут [3] показали, что потенциал Юкавы и экспоненциальный потенциал дают одно и то же значение для сечения дипольного перехода этой реакции и что угловое распределение  $f(\theta)$  имеет форму  $A + \sin^2\theta$ . Халперн и Вайншток [4] исследовали распределение протонов отдачи, используя тормозное излучение фотонов с

энергией 20 Мэв из мишени в бетатроне. Фотомагнитный эффект, выраженный коэффициентом  $A$  в функции распределения, относительно мал при этой энергии. Электрический квадрупольный переход  ${}^3S \rightarrow {}^3D$  видоизменяет переход благодаря

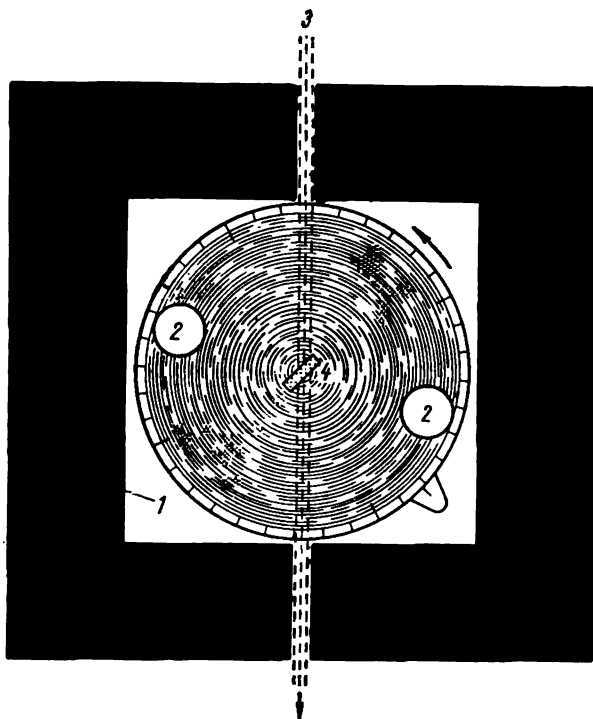


Рис. 2.1. Схема установки, использованной Халперном и Вайнштоком [4] при изучении фотодезинтеграции дейтрона:

1 — свинцовая защита (мишень и детекторы вращаются как одно целое относительно пучка  $\gamma$ -лучей), 2 — сцинтилляторы ZnS, 3 — пучок тормозного излучения энергией 22 Мэв, 4 — мишень парафина, насыщенного дейтерием.

интерференции с  ${}^3P$ -волной, давая асимметрию, представляемую распределением

$$\sin^2 \theta (1 + 2\beta \cos \theta),$$

где  $\beta = \sqrt{\frac{h\nu - \epsilon}{Mc^2}}$ ;  $h\nu$  — энергия фотона;  $\epsilon$  — энергия связи дейтрона;  $M$  — масса протона или нейтрона. Таким образом, функция распределения имеет вид

$$f(\theta) = A + \sin^2 \theta (1 + 2\beta \cos \theta).$$

Число протонов отдачи на один нейтрон измерили с помощью устройства, изображенного на рис. 2.1. Коллимированный пучок тормозного излучения энергии 22 Мэв падает на

мишень из парафина, в который введен дейтерий. Сцинтилляционные счетчики для детектирования протонов жестко смонтированы относительно мишени и друг друга. Вся система может вращаться относительно фотонного пучка вокруг оси, перпендикулярной пучку.

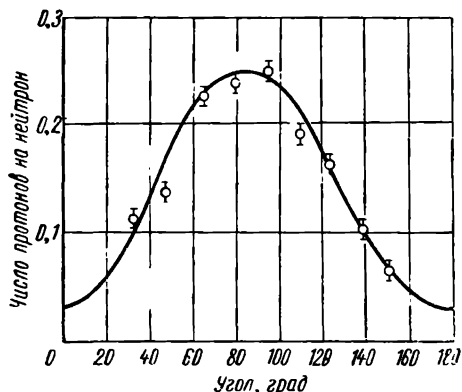


Рис. 2.2. Угловое распределение фотопротонов в системе центра масс:

сплошная линия — расчетная функция  $f(\theta)$ , точки — число протонов при различных углах в системе центра масс, полученные экспериментально (указаны статистические ошибки).

Результаты измерений приведены на рис. 2.2. Аналогичное согласие с теорией найдено при других исследованиях дезинтеграции дейтрона. Оно представляет собой одну из наиболее удовлетворительных ситуаций при изучении ядерных сил.

Поглощение нейтронов протонами является процессом, обратным фотодезинтеграции дейтрона, и теория применима к обоим явлениям. Теория предсказывает бесконечно малое сечение для фотоэлектрического процесса с медленными нейт-

ронами, поэтому необходимо найти другое объяснение экспериментам, которые доказывают, что нейтроны имеют измеримое сечение поглощения в водороде. Это послужило поводом к поиску других методов, один из которых привел Ферми к развитию теории фотоманнитного процесса. Рассматривая только  $S$ -состояния ( $l=0$ ) вместо  $P$ -состояний ( $l=1$ ), которые редко встречаются для медленных нейтронов, Ферми показал, что сечение для таких нейтронов должно следовать закону  $1/v$ . Кроме того, с помощью фотоманнитного процесса удалось объяснить наблюдаемое сечение водорода для тепловых нейтронов. Для величины сечения поглощения водородом тепловых нейтронов трудно получить точное значение. Отсутствие информации следовало главным образом из-за трудностей, связанных с измерением такого малого эффекта в ядерной реакции, которая приводит к нерадиоактивному продукту. Наилучшие общепринятые значения были получены при использовании котлового осциллятора, в котором поглощение нейтронов определили по уменьшению реактивности реактора и по измерению длины диффузии тепловых нейтронов в воде.

Скотт, Томсон и Райт [5] сообщили о применении диффузионного метода измерения  $\sigma_n$  — сечения поглощения для водорода. Они использовали бетатрон с мишенью для генерации тормозного излучения как средство получения пульсирующего

источника нейтронов (рис. 2.3). Вспышка  $\gamma$ -радиации из мишени попадает на урановый поглотитель и производит нейтроны. Эти нейтроны образовывались в результате реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, f)$  в уране и диффундировали в бак с водой. Пропорциональный счетчик наполнен  $\text{В}^{10}$ . Изменяя уровень воды в баке, получали зависимость среднего времени жизни нейтронов, измеренного восьмиканальным электронным временным анализатором, от геометрического параметра бака. Его геометрический параметр можно определить соотношением

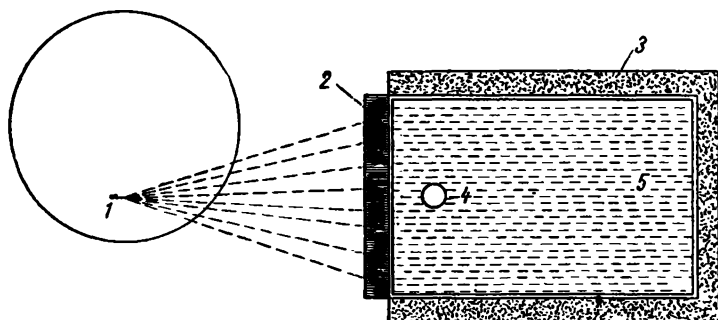


Рис. 2.3. Устройство, использованное Скоттом, Томсоном и Райтом [5] для измерения  $\sigma_n$  посредством определения среднего времени жизни нейтронов в конечном объеме воды:

1 — мишень бетатрона. 2 — уран, облучаемый  $\gamma$ -лучами, 3 — парафиновая защита (слой кадмия отделяет воду в баке от парафиновой защиты), 4 — пропорциональный счетчик, наполненный  $\text{В}^{10}\text{F}_3$ , 5 — вода.

тором, от геометрического параметра бака. Его геометрический параметр можно определить соотношением

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2, \quad (2.10)$$

где  $a$  и  $b$  — линейные размеры прямоугольного бака с водой. Из простой диффузионной теории следует

$$\frac{1}{t} = (1 + B^2 L^2) \Sigma_a v, \quad (2.11)$$

где  $L$  — диффузионная длина, т. е. расстояние, на котором плотность нейтронов понижается в  $e$  раз от ее начального значения;  $\Sigma_a$  — макроскопическое сечение поглощения в воде;  $v$  — скорость нейтронов со средним временем жизни  $t$ . Значение  $B^2$  стремится к нулю, когда объем бака стремится к бесконечности. В пределе

$$\frac{1}{t} = \Sigma_a v. \quad (2.12)$$

Величину  $\frac{1}{t}$  получают, экстраполируя  $B=0$  на графике зависимости  $1/t$  от  $B^2$  (рис. 2.4), что дает значение  $t = 213 \pm 4$  сек.

Поскольку  $\Sigma_a = N\sigma_a$ , где  $\sigma_a$  — атомное сечение поглощения, а  $N$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$ , то уравнение (2.12) дает

$$1/213 = (3,33 \cdot 10^{16}) \sigma_H (2,2 \cdot 10^5), \text{ или } \sigma_H = 0,323 \pm 0,008$$

для  $v = 2200 \text{ м/сек.}$

Используя метод, с помощью которого уровень средней мощности  $\bar{p}$  реактора осциллирует благодаря движению поглощающего образца внутрь и из реактора, Харрис с сотрудниками [6] сравнили значение  $\sigma_H$  с  $\sigma_v$ , т. е. с сечением поглощения

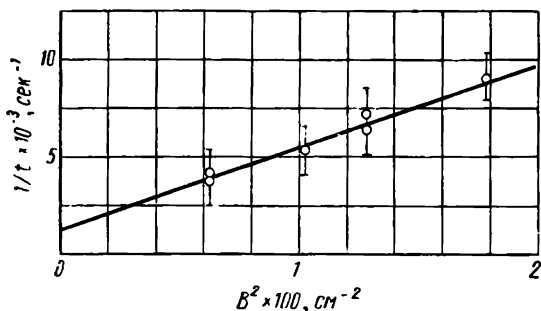


Рис. 2.4. Зависимость постоянной спада тепловых нейтронов от  $B^2$ .

бора, используя проградуйрованный образец бора. Значение  $\sigma_v$  для проградуйрованного образца, полученное из измерений по пропусканию, равно  $755 \pm 3 \text{ барн}$ . Изменение уровня мощности реактора следует закону  $\bar{p} N_a \sigma_a$ , где  $N_a$  — число поглощающих ядер, а  $\sigma_a$  — их сечение поглощения. Измерения в реакторе усложняются необходимостью знания определенных констант реактора, которые трудно определить точно. Однако Скотт, Томсон и Райт получили значение  $\sigma_H = 0,332 \pm 0,007 \text{ барн}$  при  $v = 2200 \text{ м/сек.}$  Хамермеш, Ринго и Векслер [7] изучали отношение поглощения нейтронов в боре и водороде в растворе, облученном нейтронами от постоянного источника. Активация, вызываемая поглощением нейтронов в NaJ, добавляемому к раствору, была использована для измерения плотности нейтронов в растворе. В одном эксперименте раствор состоял из NaJ в воде, а во втором к этому раствору добавлялась борная кислота. В условиях эксперимента преобладала 25-минутная активность  $J^{128}$ . Если  $R$  — отношение активностей йода в двух экспериментах за одно и то же время облучения и число атомов на  $1 \text{ см}^3$  для йода  $N_J$  не изменяется, то

$$R - 1 = \frac{N'_B \sigma_B + (N'_H - N_H) \sigma_H}{N_J \sigma_J + N_H \sigma_H}. \quad (2.13)$$

В каждом случае  $N$  — число атомов на  $1 \text{ см}^3$  без бора в растворе, а  $N'$  относится к эксперименту при наличии бора. Вследствие того что  $(N'_H - N_H)\sigma_H$  мало и концентрация NaJ выбиралась такой, чтобы сохранить  $N_H\sigma_H$  также малым, значение  $\sigma_H/\sigma_H$  легко рассчитать из уравнения (2.13). Этот метод с образцом бора, который использовал Харрис [6], дал значение  $\sigma_H = 0,329 \pm 0,004 \text{ барн}$  при  $v = 2200 \text{ м/сек}$ . Комбинируя результаты предшествующих измерений с другими, слегка отличающимися от них, Юз и Харви [8] нашли лучшее общепризнанное значение для сечения водорода на тепловых нейтронах<sup>1</sup>

$$\sigma_H = 0,330 \pm 0,003 \text{ барн.}$$

Эта величина хорошо согласуется с теоретическими расчетами сечения поглощения для водорода в предположении, что поглощение является фотомagnetным процессом, который связан со свойствами нейтрон-протонного взаимодействия в синглетном состоянии, и что  $^1S_0$ -состояние дейтрона является несвязанным.

## 2. 5. Рассеяние нейтронов на протонах

Имеется большое количество экспериментальных данных по результатам рассеяния нейтронов на протонах. Интерес к этому взаимодействию вызван возможностью изучения ядерных сил из характеристик рассеяния нейтронов на протонах при различных энергиях. Имеются большие возможности для сравнения экспериментальных результатов с теориями в этой области.

Очень часто теоретические расчеты могут точно предсказывать измеренные значения некоторых параметров, например сечение рассеяния нейтронов на протонах в области энергий от тепловых нейтронов до нейтронов с энергией 200 Мэв. На рис. 2.5 показана теоретическая кривая, взятая из работы Юза и Харви [8]<sup>2</sup>. Эта кривая была подтверждена во многих точках экспериментальными наблюдениями. Согласие теоретических и экспериментальных данных в этой области носит отчасти иллюзорный характер, потому что только недавно экспериментально измерили сечения с точностью, которая позволяет высчитать различия между вариантами теории.

Другие экспериментальные измерения показывали, где необходимо улучшение. Например, Вигнер [9] получил выраже-

<sup>1</sup> В настоящее время (1965 г.) общепринятым значением следует считать  $\sigma_H = 0,332 \pm 0,002 \text{ барн}$  [52]. — Прим. ред.

<sup>2</sup> Последние данные по этому вопросу можно найти, например, в работе [53]. — Прим. ред.



ние для сечения рассеяния на протоне, которое можно представить в виде

$$\sigma_s = \frac{4\pi\hbar^2}{\mu \left( \frac{E}{2} + |\varepsilon| \right)}, \quad (2.14)$$

где  $\varepsilon$  — энергия связи дейтрона.

В то время как уравнение (2.14) хорошо согласуется с измеренным сечением для нейтронов с энергией 1 Мэв, оно дает слишком малые значения для медленных нейтронов. Это несо-

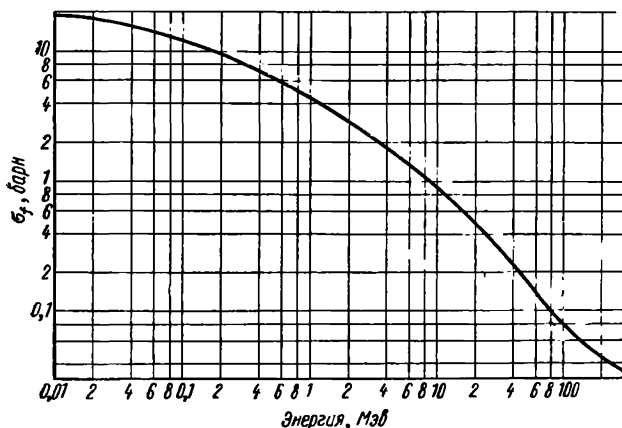


Рис. 2.5. Полное нейтронное сечение для водорода в области от 0,01 до 100 Мэв.

гласие было приписано различию в нейтрон-протонных силах для синглетного и триплетного состояний. Вследствие того что рассеяние медленных нейтронов должно происходить в синглетном состоянии, уравнение (2.14) должно быть изменено. Фактически  $\sigma_s = \frac{3}{4} \sigma_3 + \frac{1}{4} \sigma_1$ , где  $\sigma_3$  относится к триплетному состоянию, а  $\sigma_1$  — к синглетному.

## 2. 6. Влияние химической связи на сечение рассеяния нейтронов на протонах

Первоначально при исследовании рассеяния нейтронов на протонах наблюдали флуктуации в измеряемых значениях сечений. Эти флуктуации были впоследствии объяснены главным образом влиянием эффекта химической связи атомов водорода в химических соединениях. Этот эффект, в частности, отмечен для медленных нейтронов. Как только энергия нейтрона превосходит энергию химических связей, вариации в сечениях исчезают. Это навело на мысль измерить экспериментально  $\sigma_0$  — полное сечение рассеяния медленных нейтронов на свободных

протонах. Мелконян [10] использовал неопубликованную тогда теорию, развитую Плачемом, чтобы определить  $\sigma_0$  экспериментально. В соответствии с этой теорией измеряемое сечение  $\sigma$  определяется выражением

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{\beta}{E}, \quad (2.15)$$

где  $\beta$  — постоянная, зависящая от хорошо известных характеристик молекулы водорода;  $E$  — энергия нейтрона.

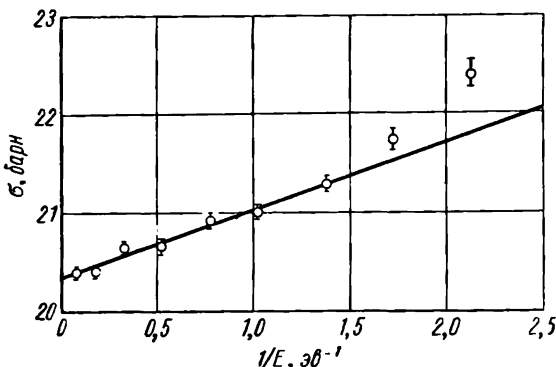


Рис. 2.6. Сечение для медленных нейтронов с газом  $\text{H}_2$  в энергетической области от 0,5 до 15 эв согласно данным Мелконяна.

Следовательно, график зависимости  $\sigma$  от  $1/E$  должен давать прямую линию со значением  $\sigma_0$  при пересечении оси ординат ( $1/E=0$ ). Данные, полученные Мелконяном, приведенные на

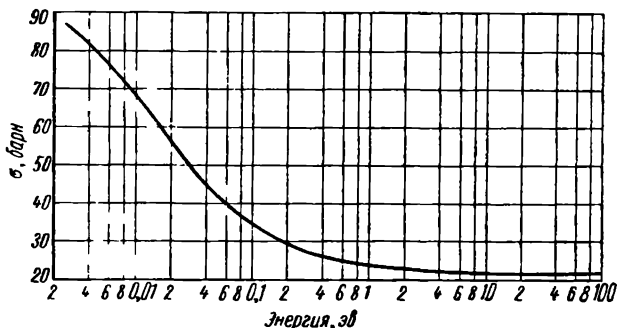


Рис. 2.7. Полное сечение на атом водорода воды при энергиях нейтронов от 0,002 до 100 эв.

рис. 2.6, определяют  $\sigma_0 = 20,36 \pm 0,10$  барн. Пример влияния химических связей на  $\sigma$  дают результаты Джонса [11], приведенные на рис. 2.7. На рис. 2.7 приведена зависимость полного

сечения для атома водорода воды от энергии нейтрона. Кривая начинается с энергии 100 эв, где  $\sigma = 20,4$  барн, соответствующее  $\sigma_0$  для свободных протонов. При энергии 0,5 эв кривая начинает расти и резко идет вверх. Незначительный рост при

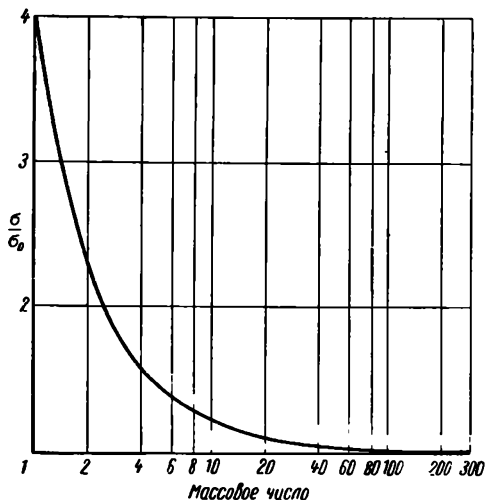


Рис. 2.8. Зависимость  $\sigma/\sigma_0$  от массового числа.

$\sigma$  — сечение рассеяния для связанных ядер в жидкостях или твердых телах,  $\sigma_0$  — сечение рассеяния для свободного ядра, уравнение кривой  $\sigma = \sigma_0 \left( \frac{A+1}{A} \right)^2$ , где  $A$  — массовое число.

очень низких энергиях обусловлен вкладом теплового движения молекул воды и сечением поглощения протонов, которое равно 1 барн при самой низкой энергии. Важность химической связи по отношению к сечению рассеяния уменьшается с увеличением массы рассеивающего ядра. На рис. 2.8 приведена зависимость отношения наблюдаемого сечения  $\sigma$  для связанных ядер к  $\sigma_0$  для свободных ядер от массового числа.

## 2. 7. Рассеяние нейтронов на протонах при высоких энергиях

В противоположность сферической симметрии рассеяния медленных нейтронов на протонах в системе центра масс при энергиях, превышающих 10 Мэв, экспериментально наблюдаются большие отклонения от сферической симметрии. На рис. 2.9 приведены данные де Пангера [12] при энергии 300 Мэв. Общепринятым объяснением этой асимметрии является то, что при высоких энергиях включаются состояния с более высокими угловыми моментами системы нейтрон — протон. В  $S$ -состоянии

угловой момент равен нулю, и рассеяние является сферически симметричным в системе центра масс. Теоретики использовали форму кривых углового распределения рассеяния, чтобы выявить природу потенциала ядерных сил. Распределения, по-ви-

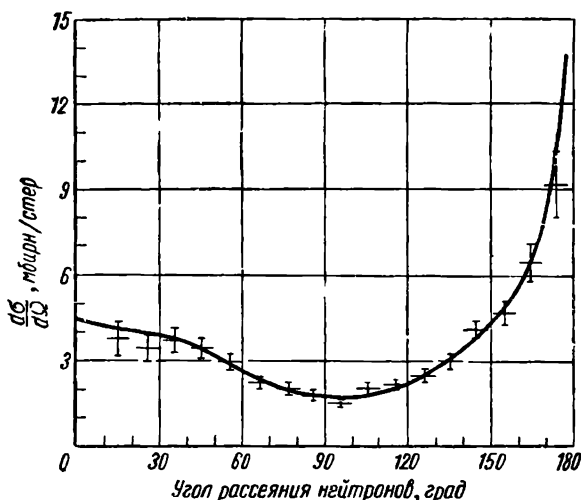


Рис. 2.9. Угловое распределение дифференциального сечения в системе центра масс для нейтронов, рассеянных протонами.

димому, отдают предпочтение обменным силам типа тех, которые были описаны Сербером в виде

$$V = \frac{1}{2} (1 + P^M) V(r), \quad (2.16)$$

где  $V$  — потенциал ядерных сил, а  $P^M$  — обменный оператор Майорана. Однако природа наблюдений и неполнота теории оставляют значительный пробел в информации о ядерных силах.

## 2. 8. Взаимодействие нейтронов с нейтронами

О взаимодействии нейтронов с нейтронами почти ничего неизвестно из экспериментов. Отсутствие плотностей свободных нейтронов, достаточно высоких для наблюдения рассеяния свободных нейтронов на свободных нейтронах, не позволяет непосредственно наблюдать взаимодействие нейтрона с нейтроном<sup>1</sup>. Выводы о силах между нуклонами внутри ядра недостаточно убедительны для свободных нейтронов. Внутри ядер нейтрон-

<sup>1</sup> Возможность прямого измерения сечения рассеяния нейтрона на нейтроне показана в работе [54].— *Прим. ред.*

нейтронные силы, по-видимому, должны быть равны протон-протонным силам, если пренебречь кулоновским отталкиванием между протонами.

Определенная экспериментальная информация о существовании или несуществовании гипотетического динейтрона (два нейтрона, связанные вместе) пролила бы некоторый свет на нейтрон-нейтронное взаимодействие. В настоящее время су-

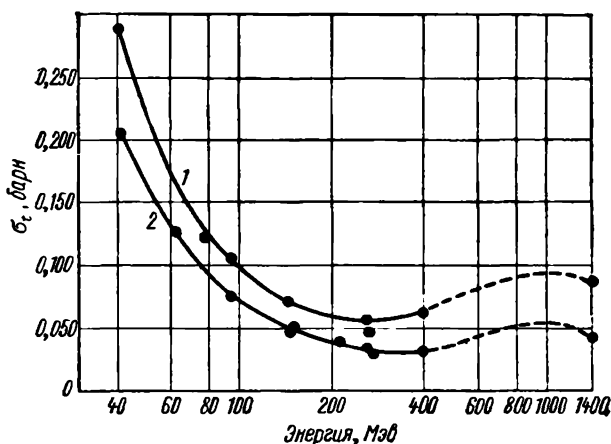
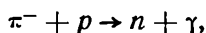


Рис. 2.10. Полные сечения взаимодействия нейтронов с дейтронами (кривая 1) и протонами (кривая 2) для энергий от 40 до 1400 МэВ (по данным работы [15]).

ществование динейтрона не доказано, но большинство косвенных доказательств указывает, что динейтрон нестабилен. В косвенных измерениях  $n$ — $n$ -взаимодействия Филлипс и Кроув [14] сравнили  $\gamma$ -спектр в двух реакциях



используя отрицательные  $\pi$ -мезоны (пионы), образованные протонами с энергией 333 МэВ на циклотроне в Беркли. Из уширения спектра  $\gamma$ -лучей в реакции с дейтронами определили длину рассеяния  $a$  для  $S$ -состояния нейтрон-нейтронного рассеяния равной  $-15,9 \cdot 10^{-13}$  см. Это приблизительно соответствует энергии связи 160 кэВ предполагаемого динейтрона<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Наиболее точные косвенные измерения длины рассеяния нейтрона на нейтроне [55] свидетельствуют о том, что в  $S$ -состоянии зарядовая инвариантность выполняется с большой точностью. Авторами [55] для длины рассеяния получено значение  $a_{nn} = -23,6_{-2}^{+1,6} \cdot 10^{-13}$  см, что соответствует энергии синглетного состояния  $\xi_{nn} = 67_{-9}^{+12}$  кэВ. Результаты работы [55] исключают возможность существования динейтрона. — Прим. ред.

В области сверхвысоких энергий, скажем от 100 до 1500 Мэв, длина волны нейтрона становится сравнимой с предполагаемым средним расстоянием между нейтроном и протоном. Можно предположить, что два нуклона рассеивают протоны независимо, и это позволило бы проникнуть в тайну нейтрон-нейтронного взаимодействия. При таком простом предположении  $\sigma(n-n) = \sigma(n-d) - \sigma(n-p)$ . Поэтому измерения рассеяния нейтронов на дейтронах и протонах могли бы дать значение  $\sigma(n-n)$ . Однако такая простая интерпретация вызывает много возражений. Когерентное упругое рассеяние от двух нуклонов может вызвать интерференцию, принцип исключения Паули может не допустить некоторых из конечных состояний при анализе или могут происходить сложные трехчастичные взаимодействия.

На рис. 2.10 нанесены данные, полученные различными авторами, по полным сечениям взаимодействия нейтронов с энергиями от 40 до 1400 Мэв с дейтронами и протонами [15].

## 2. 9. Взаимодействие нейтронов с электронами

Взаимодействие между нейтронами и электронами, связанное некоторым образом с короткодействующими силами, кажется несомненным. Однако величина и теоретическая интерпретация этого взаимодействия вызвали большие разногласия. Имеющиеся экспериментальные измерения очень неточны, а теория запутана. Рассматриваемое здесь нейтрон-электронное взаимодействие должно отличаться от магнитного взаимодействия нейтронов с электронами, происходящего из-за наличия магнитного момента нейтрона — сравнительно более сильно и достаточно хорошо понятного эффекта. Природа электронного взаимодействия с нейтронами, рассматриваемого здесь, становится более ясной при изучении некоторых объяснений, которые были предложены. Одно объяснение основано на предполагаемой структуре нейтрона, согласно которой его структура рассматривается как обратимое взаимодействие в пределах системы, включающей протон и пион. Это может быть представлено выражением

$$n \rightleftharpoons p + \pi^- \quad (2.17)$$

Находясь в диссоциированном состоянии, представленном правой частью уравнения (2.17), структура является все еще тесно связанной системой, едва отличимой от полностью связанного состояния, представляемого нейтроном  $n$ . Более того, теория утверждает, что спонтанно диссоциированное состояние существует только короткое время. При условии диссоциации имеется очень малое разделение положительных и отрицательных электрических зарядов, которые могут объяснить взаимодействие с электронами на расстоянии порядка эффективного радиуса

са ядерных сил. Нейтрон-электронное взаимодействие отличается от магнитного взаимодействия двух диполей тем, что оно не зависит от спина. Взаимодействие экспериментально исследовано Ферми и Маршаллом [16] и интерпретировано на основе гипотезы о диссоциации. Предполагая потенциальную энергию между нейтроном и электроном в виде функции  $V(r)$ , где  $r$  — расстояние между ними, получаем, что объемный интеграл от потенциала имеет вид

$$b = 4\pi \int_0^{\infty} V(r) r^2 dr. \quad (2.18)$$

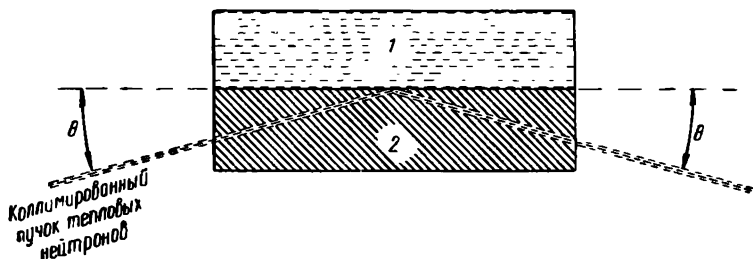


Рис. 2.11. Схема устройства, использованного Юзом с сотрудниками для исследования нейтрон-электронного взаимодействия: 1 — жидкий кислород, 2 — металлический висмут, — угол между пучком нейтронов и поверхностью раздела висмут — кислород.

Далее, произвольно предполагая этот объемный интеграл равным такому же интегралу для классического электрона и вводя экспериментальные данные об асимметрии рассеяния тепловых нейтронов на ксеноне, Ферми и Маршалл нашли глубину потенциальной ямы, равную  $V = 3000 \pm 500$  эв. Юз с сотрудниками [17] определили величину нейтрон-электронного взаимодействия, измеряя критический угол для полного отражения медленных нейтронов на поверхности раздела между висмутом и жидким кислородом. Эти элементы выбраны благодаря большой разнице их атомных номеров и, следовательно, большой разнице числа электронов их атомов, в то время как их ядерные взаимодействия примерно равны.

На рис. 2.11 приведено устройство для измерения критического угла отражения  $\theta_c$ . Данные по определению  $\theta_c$  приведены на рис. 2.12, откуда  $\theta_c = 3,66'$ . Угол  $\theta_c$  связан с амплитудой когерентного рассеяния нейтронов  $a_i$  на связанных электронах уравнением

$$\frac{\pi^2}{\lambda^2} \theta_c^2 = N_1 a_1 \left( \frac{N_2 a_2}{N_1 a_1} - 1 \right) + (N_1 Z_1 - N_2 Z_2) \cdot a_i, \quad (2.19)$$

где индексы 1 и 2 относятся к висмуту и к кислороду соответственно,  $N$  — число атомов на  $1 \text{ см}^3$ ,  $Z$  — атомный номер,  $a$  —

амплитуда когерентного рассеяния нейтронов,  $\lambda$  — длина волны нейтронов. Экспериментально нашли отношение  $N_2 a_2 / N_1 a_1$ .

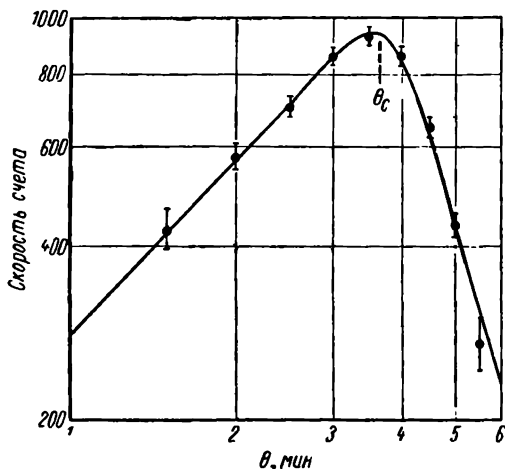


Рис. 2.12. Зависимость интенсивности отраженного пучка нейтронов от поверхности раздела висмут — кислород от угла падения  $\theta$ .

равное  $1,0204 \pm 0,0008$ . Вводя это значение и соответствующую величину  $Z$  в уравнение (2.19), получаем

$$a_l = \frac{\left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 \theta_c^2 - 0,0204 N_1 a_1}{83 N_1 - 8 N_2}.$$

После введения в это уравнение экспериментальных значений  $\theta_c$ ,  $N_1$ ,  $N_2$  и  $\lambda$  авторы [17] получили  $a_l = 1,40 \cdot 10^{-16}$  см. Это значение соответствует глубине потенциальной ямы  $V = 3680 \pm 370$  эв.

## 2. 10. Ядерные взаимодействия

Используя источник нейтронов, состоящий из радона, запаянного в стеклянную ампулу вместе с некоторым количеством бериллиевого порошка, Ферми [18] открыл, что в таких обыкновенных элементах, как фосфор, железо, кремний и йод, вызывается сильная радиоактивность, если облучить их нейтронами. Число элементов, которые показывали некоторую радиоактивность после облучения нейтронами, было значительным. Эти эксперименты положили начало совершенно новому методу получения так называемой искусственной радиоактивности. Облучение стабильных изотопов нейтронами для получения радиоактивных изотопов стало наиболее распространенным способом,



используемым в настоящее время. Во время ранних исследований не обращали внимания на замедлитель, используемый для замедления относительно быстрых нейтронов источника. Однако скоро нашли, что нейтронам не требуется кинетической энергии для прохождения кулоновского барьера при проникновении в ядро. Следовательно, вероятность реакции должна была бы увеличиваться, когда удлинялось время прохождения через поле ядерных сил. В первоначальных экспериментах, в которых были идентифицированы нейтроны, важную роль играла передача кинетической энергии нейтронов протонам. Столкновение с протонами является наиболее эффективным средством, пригодным для замедления нейтронов. В результате этого Мун и Тиллман [19] сумели показать, что нейтроны от Ra — Ве-источника были на 30% эффективнее при образовании радиоактивности в серебре и родии с парафином толщиной 1,5 см, помещенным между источником и мишенью, чем с «голым» источником. Сильными источниками медленных нейтронов в течение длительного времени считали Ra — Ве-источники в парафиновом замедлителе. Исследовали природу происходящих процессов, когда медленные нейтроны взаимодействовали с ядрами. В то время как Ферми предположил, что при попадании нейтрона в ядро испускается  $\alpha$ -частица или протон, Ли [20] нашел, что при поглощении нейтронов некоторыми элементами промежуточных атомных чисел образуются  $\gamma$ -лучи. Это было подтверждено Амальди с сотрудниками [21] для кобальта, кадмия, хлора и золота. Они также показали, что быстрые нейтроны не вызывают в этих элементах испускания  $\gamma$ -лучей. В статьях раннего периода изучения нейтрона обнаруживаются неопределенности относительно природы взаимодействий нейтронов с ядрами и специфических свойств нейтронов, влияющих на результаты наблюдений. Однако в дальнейшем смысл принципиальных процессов стал проясняться. Существование на медленных нейтронах реакций ( $n, \gamma$ ) для большого числа элементов, реакций ( $n, \alpha$ ) для некоторого числа легких элементов и редкой реакции ( $n, p$ ) на азоте было твердо установлено. За этими открытиями следовали открытия резонансного поглощения медленных нейтронов при определенных значениях их энергий. Было найдено, что точное значение резонансной энергии является характеристикой поглощающего ядра. При этих исследованиях часто было трудно правильно интерпретировать результаты наблюдений. Способы разрешения по энергии нейтронов были несовершенны, монохроматических источников еще не было, и эффекты рассеяния и поглощения часто путали. Поэтому многие ранние сообщения, касающиеся этой области, оказались противоречивыми.

Проследить путь постепенного развития общепринятых в настоящее время взглядов трудно. Поэтому рассмотрим современное положение дел.

## 2. 11. Составное ядро

В настоящее время существуют многочисленные экспериментальные данные по взаимодействиям нейтронов с ядрами одновременно с теориями о различных сторонах этих взаимодействий. Поскольку мы рассматриваем прежде всего результаты экспериментов, то подробное обсуждение теорий не приводим. Однако некоторые более простые теории могут быть полезны для понимания экспериментальных данных. Это остается справедливым даже тогда, когда теория, как в настоящее время, претерпевает быстрые изменения.

Возможно, что одной из наиболее важных концепций в теории была концепция о составном ядре. Согласно этой концепции, нельзя говорить о взаимодействии нейтрона с ядром до тех пор, пока нейтрон и ядро не сблизилось до очень короткой области взаимодействия их ядерных сил. Взаимодействие заканчивается, как только продукты его уходят из этой области. Когда в действие вступают мощные ядерные силы, ядро находится в составном состоянии, обычно просто называемом составным ядром. Бор [22] предположил, что составное ядро полезно рассматривать в двух стадиях: образование составного ядра и распад этой системы на ее продукты. Более того, обычно предполагают, что падающая частица теряет свою индивидуальность в первом состоянии и растворяется во вновь образованной нестабильной системе. Энергия, приносимая падающей частицей, статистически распределяется среди всех компонент составного ядра до тех пор, пока одна или несколько его составных частей не получат достаточной энергии, чтобы испариться. В некоторых случаях, когда не имеется достаточной энергии для выброса частицы, избыток энергии уносится фотонным излучением. Часто остаточное ядро является нестабильным и подвергается радиоактивному превращению до тех пор, пока не образуется стабильная форма ядра. Эта простая картина составного ядра нарушается в тех случаях, когда появляется новая информация в поддержку оболочечной модели ядра. Оболочечная модель предполагает, что существуют независимые орбиты для нуклонов в ядре и что взаимодействие нуклонов в составном ядре не так сильно или эффективно, как этого требует модель Бора. Тем не менее статистическая концепция составного ядра остается полезной, и многие экспериментальные результаты были объяснены с помощью этой теории. В настоящее время модель независимых частиц способна предсказать экспериментальные результаты только в некоторых разделах. Аналогичное утверждение можно сделать для модели составного ядра. Возможно, что некоторая комбинация модели независимых частиц и статистической модели будет в конце концов наиболее полезной. Подробное обсуждение различных теорий ядерных взаимодействий можно найти в книге [23].

## 2. 12. Ядерные резонансы

Одним из явлений, имеющих место при взаимодействии нейтронов с ядрами, к которым имеют непосредственное отношение ядерные теории, является ядерный резонанс. По аналогии с

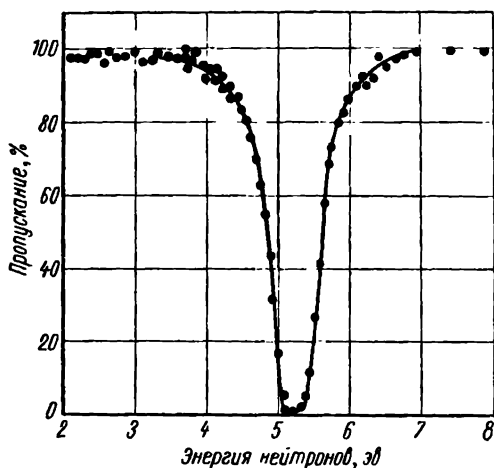


Рис. 2.13. Поглощение нейтронов серебром [24].

соответствующей ситуацией в атомной физике термин «резонанс» применяется при описании ядра. Нейтронные резонансы проявляются экспериментально как резкое возрастание сечения ядра-мишени при дискретных энергиях падающих нейтронов. Увеличенная вероятность взаимодействия предполагается обусловленной существованием соответствующего энергетического уровня в ядре-мишени. Поэтому резонансы являются свойством ядер. В качестве примера взяты результаты Зейдла с сотрудниками [24], которые приведены на рис. 2.13. Показано пропускание нейтронов для образца серебра в области медленных нейтронов с резонансным уровнем 5,2 эв. Пропускание  $T$  можно определить как

$$T = \frac{n}{n_0} = e^{-N\sigma x}, \quad (2.21)$$

где  $n_0$  — интенсивность падающих нейтронов;  $n$  — интенсивность после пропускания;  $N$  — число ядер-мишеней в  $1 \text{ см}^3$ ;  $\sigma$  — полное сечение поглощения, т. е. сумма сечений, поглощения и рассеяния;  $x$  — толщина образца мишени.

Резонанс на рис. 2.13 является преимущественно резонансом поглощения, однако резонансы встречаются также при упругом и неупругом рассеяниях.

## 2. 13. Связанные и виртуальные уровни

Если энергия вновь образованного уровня составного ядра является недостаточной для испускания частицы, то его называют связанным уровнем. Избыток энергии связанного уровня рассеивается с помощью испускания  $\gamma$ -излучения. Если нейтрон поглощается, то процесс называется радиационным захватом и обозначается  $(n, \gamma)$ . Это сокращение принято для обозначения

процесса, при котором нейтрон захватывается ядром с последующим испусканием  $\gamma$ -лучей.

Уровни составного ядра с энергиями возбуждения, достаточными для выбрасывания частиц, называются виртуальными. Распад с испусканием частицы приводит к основному состоянию уже другого ядра. Отсюда название «виртуальный уровень». Пример схемы ядерных уровней  $\text{Ne}^{20}$ , взятой у Айзенберга и Лауритсена [25], показан на рис. 2.14.

## 2. 14. Ширина уровня

Энергетическое состояние составного ядра, образованного при взаимодействии нейтрона со стабильным ядром, в статистической модели должно иметь конечное время жизни. Составное ядро живет достаточно долго, с тем чтобы иметь возможность распределить только что приобретенную энергию среди компонент ядра, прежде чем испустить  $\gamma$ -кванты или частицы в процессе снятия возбуждения. Принцип неопределенности Гейзенберга, который основан на волновых свойствах материи, требует, чтобы неопределенность  $\Delta E$  в энергии  $E$ -состояния удовлетворяла соотношению

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} \text{ эрг}, \quad (2.21)$$

где  $\Delta t$  — время жизни состояния;  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ;  $\Delta E$  — ширина уровня, обозначаемая обычно  $\Gamma$ . Величина  $\Gamma$  имеет большое значение при рассмотрении волнового уравнения для энергетического уровня. Если рассматривается вероятность снятия возбуждения, то уровень можно представить волновой функцией в виде

$$\psi = \psi_0 e^{-\frac{(w-i\frac{\Gamma}{2})t}{\hbar}} \quad (2.22)$$

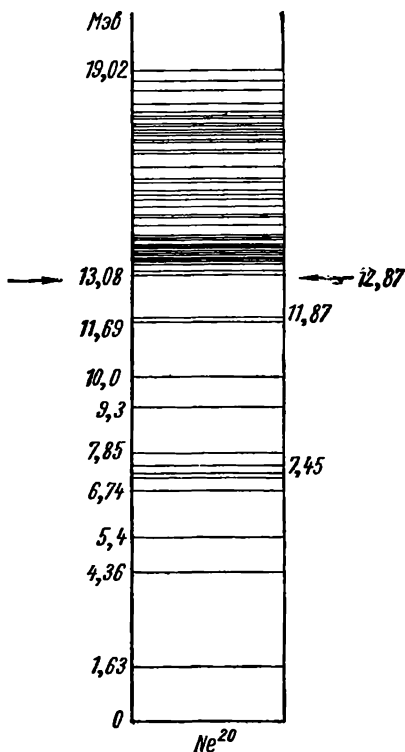


Рис. 2.14. Диаграмма энергетических уровней для  $\text{Ne}^{20}$  [25]. Уровни ниже 12,87 Мэв — связанные, распадающиеся только в основное состояние с испусканием  $\gamma$ -лучей. Энергии уровней ниже 12,87 Мэв недостаточны для вылета частицы. Уровни выше 12,87 Мэв — виртуальные, распадающиеся с испусканием частицы и образованием некоторого другого ядра, отличного от  $\text{Ne}^{20}$ .

с полной энергией, выраженной комплексной величиной:  $\omega - i\Gamma/2$ . Следовательно, вероятность существования уровня в течение времени  $t$  пропорциональна  $e^{-\Gamma t/\hbar}$  и  $\Gamma/\hbar$  — вероятность распада уровня в единицу времени. Поскольку  $\Gamma/\hbar$  равно  $1/\tau$ , где  $\tau$  — среднее время жизни уровня, то можно записать, если  $\tau$  измерено в секундах,

$$\Gamma = \frac{0,6579 \cdot 10^{-15}}{t} \text{ сек.} \quad (2.23)$$

Уравнение (2.23) показывает, что уровень с большим временем жизни будет иметь строго определенную энергию. Когда энергия возбуждения увеличивается, то среднее время жизни уровня уменьшается, а уровни уширяются и начинают перекрываться до такой степени, что не будет существовать уже дискретных уровней, т. е. величина  $\Gamma$  превышает среднее расстояние между уровнями  $D$ .

## 2. 15. Формула Брейта—Вигнера

Одна из ранних теорий, основанная на квантовой механике, о резонансных эффектах в ядре, была развита Брейтом и Вигнером [26]. Здесь мы следуем предположению Бора о разделении взаимодействия на две части: на образование составного ядра и на эмиссию энергии в форме частицы или  $\gamma$ -квантов. Обозначая испускаемую частицу  $a$ , получаем сечение  $\sigma(n, a)$  для взаимодействия с нейтроном

$$\sigma(n, a) = \sigma_c \frac{\Gamma_a}{\Gamma}, \quad (2.24)$$

где  $\sigma_c$  — сечение образования составного ядра;  $\Gamma_a$  — парциальная ширина уровня для эмиссии частицы  $a$ ;  $\Gamma$  — полная ширина уровня.

Теория Брейта — Вигнера для отдельного изолированного уровня дает следующее значение сечения образования составного ядра:

$$\sigma_c = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad (2.25)$$

так что

$$\sigma(n, a) = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_a}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad (2.26)$$

где  $2\pi\lambda$  — длина волны падающего нейтрона,  $g$  — статистический вес,  $E$  — кинетическая энергия нейтрона и  $E_0$  — энергия возбуждения резонансного уровня. Уравнение (2.26) является хорошо известной формулой для одного уровня, в которой пред-

полагается, что этот уровень не подвержен влиянию других уровней. Формула для одного уровня, когда  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ , может быть записана как

$$\sigma_a = \pi \lambda_0^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad (2.27)$$

где  $\sigma_a$  — сечение радиационного поглощения нейтрона ( $n, \gamma$ ). Соответствующее выражение для сечения рассеяния  $\sigma_s$  будет

$$\sigma_s = 4\pi \lambda_0^2 g \left| \frac{\frac{\Gamma_n}{2}}{E - E_0 + i\left(\frac{\Gamma}{2}\right)} + \frac{R}{\lambda_0} \right|^2 + 4\pi (1 - g) R^2, \quad (2.28)$$

где  $2\pi\lambda_0$  — длина волны нейтрона с кинетической энергией  $E_0$ ,  $g = \frac{1}{2} \left[ 1 \pm \frac{1}{2I+1} \right]$ ,  $I$  — спин ядра-мишени, а  $R$  — радиус ядра.

В более общих терминах  $g$  — статистический вес, который выражает вероятность того, что нейтрон со спином канала  $\hbar j$ , где  $j = l \pm 1/2$ , и ядро-мишень со спином  $\hbar I$  будут ориентироваться соответственно тому, чтобы дать  $\hbar J$  для полного углового момента рассматриваемого уровня составного ядра. Это можно выразить как

$$g_l = \frac{2J+1}{2(2I+1)}. \quad (2.29)$$

Поскольку для медленных нейтронов  $l=0$ ,  $j=l \pm 1/2$  переходит в  $j=1/2$  и  $J=I \pm 1/2$ , так что  $g_0 \approx 1/2$  для больших  $I$  и  $g_0=1$  для  $I=0$  [см. формулу (2.29)].

Формула Брейта — Вигнера, несмотря на ее ограниченное применение, использовалась Сейлором [27] для резонансного уровня 1,26 эв в родии; полученные им данные приведены на рис. 2.15. На эти данные накладывается сплошная кривая, вычисленная по формуле Брейта — Вигнера для одного уровня в виде

$$\sigma_t(E) = \sigma_{fa} + \left( \frac{E_0}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \sigma_0 \frac{\Gamma^2}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2}, \quad (2.30)$$

где  $\sigma_t(E)$  — полное сечение при энергии  $E$ ;  $\sigma_{fa}$  — сечение рассеяния на свободном атоме и  $\sigma_0$  — полное сечение при резонансной энергии  $E_0$ . Согласие нанесенных точек и сплошной кривой является исключительно хорошим. Такое согласие обусловлено главным образом тем, что в этой области для родия нет других уровней. Сейлор приводит подробный анализ данных в терминах формулы Брейта — Вигнера.

Общее выражение  $\sigma(n, a)$  уравнения (2.26) можно усовершенствовать для применения к рассеянию нейтронов ядром. Однако процесс рассеяния, согласно уравнению (2.28), предполагается состоящим из двух частей: чисто резонансного рассеяния с образованием составного ядра и потенциального рас-

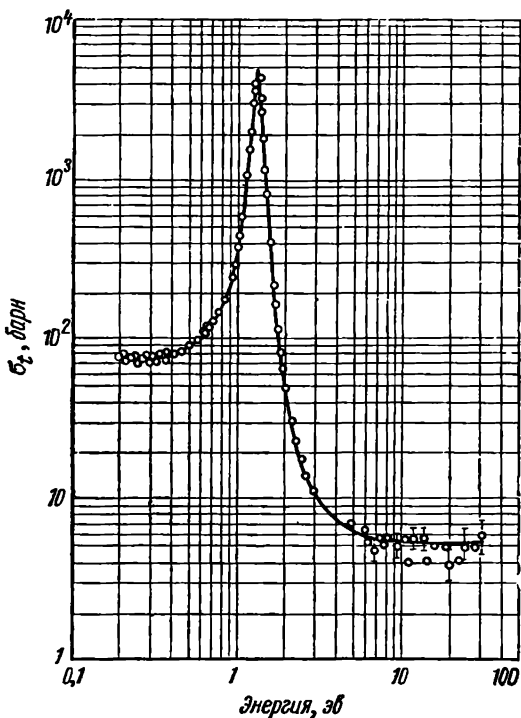


Рис. 2.15. Полное сечение взаимодействия нейтронов с радием [27]:

точки — данные Сейлора, кривая — данные, рассчитанные по формуле Брейта — Вигнера с  $E_0 = 1,260$  эв,  $\sigma_0 = 5000$  барн,  $\Gamma = 0,156$  эв и  $\sigma_{fa} = 5,5$  барн.

сеяния, при котором нейтрон не проникает в ядро, а отражается от его поверхности. Вероятность медленному нейтрону проникнуть в ядро много меньше единицы. Взаимодействие обуславливается главным образом величиной длины волны медленных нейтронов. Вероятность проникнуть нейтрону в ядро можно выразить как

$$P = \frac{4kK}{(k + K)^2}, \quad (2.3')$$

где  $K$  — волновое число, обратное длине волны нейтрона вне ядра;  $k$  — его волновое число внутри ядра. Волновые числа

$K$  и  $k$  могут быть определены следующими соотношениями:

$$k^2 = 2M_n \frac{E}{\hbar^2} = \frac{1}{k^2}, \quad K^2 = \frac{2M_n(E + \epsilon)}{\hbar^2} = k^2 + K_0^2,$$

где  $K_0^2 = \frac{2M_n \epsilon}{\hbar^2}$  и  $\epsilon$  — средняя кинетическая энергия нейтрона внутри ядра с  $\epsilon \gg E$ . Вследствие того, что для медленных нейтронов  $k$  приблизительно равно  $K_0$ , уравнение (2.31) имеет вид  $P \approx 4k/K_0$ , где  $K_0$  порядка  $10^{13} \text{ см}^{-1}$ . Потенциальное рассеяние можно записать как

$$\sigma_p = 4\pi\lambda^2 \sum_l (2l+1) \sin^2 \xi_l, \quad (2.32)$$

где  $\xi_l$  — фазовое смещение рассеянной парциальной волны с орбитальным моментом  $\hbar l$ . Уравнение (2.32) является очень общей формулой, которая также описывает случай когерентного рассеяния. Вследствие того что радиус  $R$  ядра в виде сферы много меньше, чем  $\lambda$  для медленных нейтронов и  $\xi_0 = kR$  с  $\xi_l$  для  $l > 0$  много меньше  $\xi_0$ , уравнение (2.32) становится приблизительно равным

$$\sigma_p \approx 4\pi\lambda^2 \sin^2 kR \sim 4\pi R^2. \quad (2.33)$$

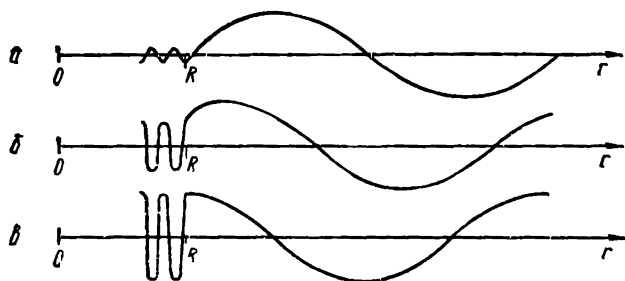


Рис. 2.16. Диаграмма нейтронной волновой функции на поверхности ядра [28]:

$a$  — условия, далекие от резонансного уровня;  $б$  — промежуточная ситуация;  $в$  — условия для резонансного уровня. В резонансе внутренняя и внешняя волны соединяются при полной амплитуде.  $0$  — центр ядра;  $r$  — радиальное расстояние от центра ядра;  $r=R$  — поверхность ядра.

Соотношение между потенциальным и резонансным рассеянием схематически приведено на рис. 2.16 [28]. Начало каждой диаграммы является центром ядра, которое имеет границу при  $r=R$ . Например, в случае  $a$  энергия нейтрона расположена между резонансами. Здесь падающая парциальная волна отражается на границе ядра. В промежуточном случае  $б$  показано приближение к резонансу. Условия в резонансе показаны в случае  $в$ , где внешняя и внутренняя волна «сшиваются» при полных амплитудах. Следовательно, когда энергия падающего нейтрона



далека от резонансной энергии, то потенциальное рассеяние является преимущественным процессом, однако в резонансе резонансное рассеяние через составное ядро становится наиболее важным. Резонансное и потенциальное рассеяния являются когерентными и интерферируют. Поэтому выражение для сечения упругого рассеяния  $\sigma(n, n)$  становится

$$\sigma(n, n) = \pi \lambda^2 g_l \left| \frac{i\Gamma_n}{(E - E_0) + i\frac{\Gamma_n}{2}} + e^{2i\epsilon_l} - 1 \right|^2 + \sigma'_p, \quad (2.34)$$

в котором  $\sigma'_p = \sigma_p - \pi \lambda^2 g_l |e^{2i\epsilon_l} - 1|$  — некогерентная часть потенциального рассеяния. Уравнение (2.34) непосредственно приводит к уравнению (2.21).

Эти выражения несимметричны относительно  $E_0$ .

На рис. 2.17 показана асимметрия при рассеянии медленных нейтронов около резонансного уровня. Значение сечения рассеяния  $\sigma_s$  проходит через минимум при энергии  $E_{\min}$ , меньшей, чем  $E_0$ . Если предположить  $\Gamma_n \lambda / R \ll \Gamma$ ,

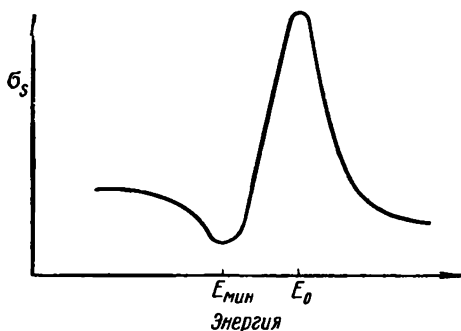


Рис. 2.17. Диаграмма изменения сечения рассеяния для нейтронов в окрестности резонанса:

$E_{\min}$  — энергия нейтрона, при которой сечение минимально,  $E_0$  — энергия резонанса.

$$E_0 - E_{\min} \approx \frac{\Gamma_n \lambda}{2R} \approx \frac{D}{\pi K_0 R_i}, \quad (2.35)$$

где  $D$  — расстояние между уровнями, и значение  $\sigma(n, n) = \sigma_s$  при  $E_{\min}$  равно

$$\sigma_s \approx 4\pi R^2 \left( 1 - g_0 + \frac{g_0 R^2 \Gamma^2}{\lambda^2 \Gamma_n^2} \right). \quad (2.36)$$

Таким образом, формула Брейта — Вигнера вновь успешно предсказывает сечения рассеяния нейтронов в окрестности изолированного резонанса.

На рис. 2.18 приведено значение  $\sigma_s/\sigma_t$  для резонансного уровня 5,19 эв в серебре, изображенное в виде кружков [29]. Сплошная кривая дает значения, вычисленные по двум формулам Брейта — Вигнера для сечений поглощения и рассеяния:

$$\sigma_a = \frac{\sigma_{c0} \Gamma^2 \left( \frac{E_0}{E} \right)^{1/2}}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2} \quad (2.37)$$

и

$$\sigma_s = \sigma_p + \frac{X + Y(E - E_0)}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2}, \quad (2.38)$$

где  $\sigma_{\infty}$  — сечение поглощения в резонансе;  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$  — полная ширина уровня ( $\Gamma_n$  — нейтронная ширина,  $\Gamma_\gamma$  — радиационная ширина);  $X = 4\pi G_J \lambda_0^2 \Gamma_n^{-2}$ ;  $Y = 16\pi G_J \lambda_0^2 R$ ;  $\sigma_p = 4\pi G_J R^2 + 4\pi G_J' R'^2$  — полное сечение потенциального рассеяния;  $G_J$ ,  $G_J'$  — спиновые статистические веса для резонансного и нерезонансного состояния составного ядра;  $R$  и  $R'$  — эффективные

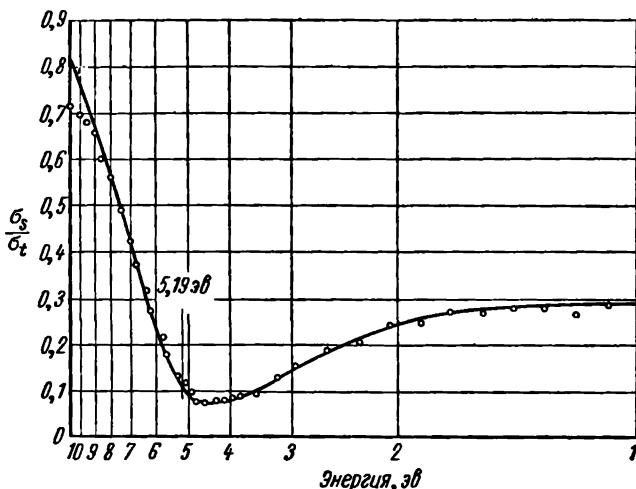


Рис.2.18. Зависимость отношения  $\sigma_s/\sigma_t$  от энергии:

О — данные Ширы и Мура для отношения сечения рассеяния к полному сечению при различных энергиях нейтронов около резонанса 5,19 эв для серебра; — — — данные, вычисленные по формуле Брейта—Вигнера с использованием параметров, приведенных в тексте.

радиусы ядер для резонансного и нерезонансного спиновых состояний.

Значения этих параметров, которые должны быть подставлены в уравнения (2.37) и (2.38), получали из экспериментальных кривых сечений или из других измерений:  $E_0 = 5,193$  эв,

$$\sigma_{10}\Gamma^2 = 366 \text{ барн} \cdot \text{эв}^2 = \frac{\sigma_{\infty} \Gamma^2}{1 - \frac{\Gamma_n}{\Gamma}}, J=1, \Gamma=0,128 \text{ эв}, \Gamma_n=0,0155 \text{ эв},$$

$\sigma_p = 5,90$  барн,  $\sigma_{10} = 22,200$  барн,  $R = 0,66$  барн $^{1/2}$ ,  $R' = 0,42$  барн $^{1/2}$ ,  $\sigma_p$  (на изотоп) = 5,64 барн,  $X = 44,43$  барн $\cdot$ эв $^2$ ,  $Y = 37,8$  барн $\cdot$ эв $^2$  (где  $\sigma_{10}$  — полное сечение в резонансе).

## 2. 16. Модель независимых частиц

Фешбах, Портер и Вайскопф [30] обратили внимание на несовершенство теорий, основанных на модели составного ядра с сильной связью между частицей, проникающей в ядро, и всеми другими частицами внутри ядра. Некоторые качествен-

ные заключения были сделаны из этой модели сильной связи.

1. Частичную ширину ядерных резонансов считают связанной с расстоянием между уровнями составного ядра  $D$ . Так, ширина  $\Gamma_n$  для испускания нейтронов с нулевым орбитальным моментом равна

$$\Gamma_n \approx \frac{2}{\pi} \frac{k}{K} D, \quad (2.39)$$

где  $k$  — волновое число падающего нейтрона и  $K$  — волновое число нейтрона внутри ядра.

2. Предполагают, что упругое рассеяние происходит при сложении резонансной амплитуды с медленно меняющейся амплитудой потенциального рассеяния. Резонансная амплитуда имеет значение только около резонанса, а амплитуда потенциального рассеяния равна той, которая получается от непроницаемой сферы радиусом, примерно равным радиусу ядра.

3. Полное сечение, усредненное по резонансам, равно полному сечению на сферической потенциальной яме с глубиной, которая определяет волновое число порядка  $K=10^{13} \text{ см}^{-1}$  и позволяет поглощать входящие волны на расстоянии порядка  $1/K$ .

Хотя уравнение (2.39) дает правильный порядок величины, согласно условию 2, полное сечение, усредненное по резонансам, должно быть гладкой функцией энергии и монотонно уменьшаться с увеличением энергии. Более того, эта функция должна быть подобной для всех массовых чисел и должна показывать непрерывную, медленно возрастающую тенденцию с увеличением  $A$ . Эти предсказания модели сильной связи экспериментально не подтверждаются даже приблизительно.

Рассмотрение особенностей в дополнение к успехам модели оболочек в других областях навело Фешбаха и его сотрудников [30] на мысль изучить следствия из слабого взаимодействия между нуклонами в ядре. Это привело к гипотезе о том, что падающий нейтрон может проникнуть в ядро и двигаться около его поверхности, не образуя составного ядра. Состояние составного ядра получается только тогда, когда частица проникает внутрь ядра с вероятностью, меньшей единицы. Предполагается, что ядро-мишень действует на падающий нуклон как потенциальная яма. Если образуется составное ядро, то этот процесс добавляет к рассеянию эффект поглощения. Авторы допускали, что при таком упрощении картины невозможно предсказать все черты ядерных взаимодействий, однако оно должно быть полезным для результатов, которые можно получить после усреднения по резонансам составного ядра.

При формулировке такой упрощенной модели вводятся специальные сечения и определение сечения образования составного ядра уточняется. Полное сечение  $\sigma_t$  равно

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_r, \quad (2.40)$$

где  $\sigma_{el}$  — сечение упругого рассеяния, а  $\sigma_r$  — сечение реакций. Сечение упругого рассеяния определяется как сечение рассеяния без изменения квантового состояния ядра; частица покидает ядро по тому же каналу, по которому она вошла.

Сделаем небольшое отступление, чтобы объяснить смысл термина «канал». Представим возможные результаты ядерной реакции схематически с помощью формулы

$$a + X \rightarrow \begin{cases} X + a, \\ X^* + a, \\ Y + b, \\ Z + c \\ \text{и т. д.} \end{cases}$$

Здесь  $a$  — падающая частица,  $X$  — ядро-мишень;  $b, c$  — испускаемые частицы;  $Y, Z, \dots$  — ядра-продукты. В первой реакции падающая частица вылетает после реакции с начальной энергией в системе центра масс. Поэтому она представляет упругое рассеяние. Во второй реакции, обозначающей неупругое рассеяние, падающая частица вылетает с энергией, меньшей, чем начальная, оставляя ядро-мишень в возбужденном состоянии. Во всех других случаях продукты реакции отличаются от ядра-мишени. Концепция каналов предлагает средство подразделения реакций в соответствии с квантовыми состояниями ядер-продуктов и вылетающих частиц для всех случаев, исключая упругое рассеяние. Систему каналов можно показать, следуя, например, Блатту и Вайскопфу [23], с помощью схемы, аналогичной приведенной схеме реакций, но с обозначениями квантовых состояний буквами греческого алфавита. Так,  $\alpha', \beta', \gamma', \dots$  относятся к квантовым состояниям ядер, а  $\alpha'', \beta'', \gamma'', \dots$  — к квантовым состояниям частиц. Если  $a, b, c$  — элементарные частицы, то  $\alpha'', \beta'', \gamma'', \dots$  относятся к их спиновым ориентациям. Это приводит к схеме

$$\alpha_{\alpha''} + X_{\alpha'} \rightarrow \begin{cases} X_{\alpha'} + \alpha_{\alpha''}, \\ X_{\beta'} + \alpha_{\beta''}, \\ Y_{\gamma'} + \alpha_{\gamma''}, \\ \dots \end{cases}$$

в которой члены с левой стороны обозначают входной канал, а с правой — возможные выходные каналы, или каналы реакции. Возможные пары ядер-продуктов и вылетающих частиц ограничены различными законами сохранения энергии, углового момента и четности. Каналы обозначаются буквами  $\alpha, \beta, \dots$  при этом подразумеваются оба индекса. Таким образом, канал  $\alpha$  означает компоненты реакции с индексами  $\alpha'$  и  $\alpha''$ .

Для того чтобы резюмировать обсуждения, определим сечение упругого рассеяния через его угловую зависимость:

$$\sigma_{el} = \int \frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\Omega} d\Omega. \quad (2.41)$$

В сечение реакции входят все процессы, в которых остаточное ядро отличается от ядра-мишени или находится в другом квантовом состоянии. Сечение упругого рассеяния  $\sigma_{el}$  равно

$$\sigma_{el} = \sigma_{se} + \sigma_{ce}. \quad (2.42)$$

где  $\sigma_{se}$  — сечение упругого рассеяния без образования составного ядра, а  $\sigma_{ce}$  — сечение упругого рассеяния через составное ядро с последующей эмиссией частицы во входной канал. Предполагается, что все реакции  $\sigma_{ce}$  происходят после образования составного ядра. Это приводит к сечению  $\sigma_c$  для образования составного ядра

$$\sigma_c = \sigma_{ce} + \tau_r. \quad (2.43)$$

Поэтому

$$\sigma_t = \sigma_{se} + \sigma_c. \quad (2.44)$$

Возможно, что предлагаемая модель предсказывает лишь  $\sigma_{se}$  и  $\sigma_c$ . Это приближение относится только к той части фазового пространства, в которой ядро-мишень находится в начальном состоянии. Образование составного ядра рассматривается как поглощение падающего пучка, но часть поглощения, обозначаемого  $\sigma_{ce}$ , приводит к процессу упругого рассеяния.

В модели независимых частиц ядро заменяется комплексным потенциалом вида

$$V = V_0 + iV_1. \quad (2.45)$$

Рассеяние в этой модели должно предсказывать форму  $\sigma_{se}$ , а поглощение, обусловленное мнимым членом  $iV_1$ , должно предсказывать форму  $\sigma_c$ . Член  $V_0$  описывает среднюю потенциальную энергию нейтрона в пределах ядра, и его форма должна определять форму потенциальной ямы внутри ядра. Можно ожидать, что  $V$  зависит от массового числа  $A$ , и связь между  $V$  и  $r$  — радиальным расстоянием от центра ядра — должна быть одинаковой для всех ядер. В простейшем случае выберем прямоугловую потенциальную яму. Поэтому

$$V_0 = -U \quad \text{для } r < R, \quad V_0 = 0 \quad \text{для } r > R, \quad V_1 = \zeta V_0,$$

где  $\zeta$  — дробный коэффициент, определяющий глубину мнимой части потенциала. Для данной  $U(r)$  функции потенциальной энергии внутри ядра и ее зависимости от  $A$ , сечения  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{se}$  и  $\sigma_c$  могут быть рассчитаны как функции энергии нейтрона и массового числа ядра-мишени. При значениях  $R =$

$= 1,45 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/2}$  см,  $V_0 = 42$  Мэв и  $\xi = 0,03$  эта модель очень хорошо предсказывает изменение полного нейтронного сечения в зависимости от энергии и массовых чисел ядер<sup>1</sup>. Почти так же хорошо она предсказывает угловую зависимость упруго рассеянных нейтронов как функцию  $\cos \theta$  и массовых чисел. Согласно с экспериментом недостаточно хорошее для значений  $\sigma_c$ . Теоретические кривые полных сечений приведены на рис. 2.19 и соответствующие экспериментальные кривые — на рис. 2.20. В то время как усовершенствование нерезонансной теории ядерных сечений (название получено из того факта, что сечения усредняются по многим резонансам) воспроизводит общие черты зависимости сечений от энергии и атомного числа, эта теория терпит неудачу при предсказании отдельных результатов. В качестве примера можно привести изучение углового распределения упруго рассеянных нейтронов на кадмии, олове и висмуте, по данным Сноудона и Уайтхеда [31]. При описании угловых распределений удобно использовать дифференциальное сечение упругого рассеяния на единицу телесного угла под углом  $\theta$ . Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\sigma_{el}(\theta)$  определяется отношением

$$\sigma_{el} = \int \sigma_{el}(\theta) d\Omega, \quad (2.46)$$

где  $\Omega$  — телесный угол, в который рассеиваются нейтроны. Выражение из усовершенствованной нерезонансной теории для значений  $\sigma_{el}(\theta)$ , усредненных по энергетическому интервалу, содержащему много резонансов, будет

$$\begin{aligned} \sigma_{el}(\theta) = \frac{1}{4} \lambda^2 \sum_l \sum_m (2l+1)(2m+1) [(1-\bar{\eta}_l)(1-\bar{\eta}_m^*) + \\ + (\langle \eta_l \eta_m^* \rangle_{cp} - \bar{\eta}_l \bar{\eta}_m^*)] P_l(\cos \theta) P_m(\cos \theta), \end{aligned} \quad (2.47)$$

где  $\eta$  — фазовая постоянная и  $P_l(\cos \theta) P_m(\cos \theta)$  полиномы Лежандра в форме

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n.$$

Член  $(1-\bar{\eta}_l)(1-\bar{\eta}_m^*)$  описывает распределение упругого рассеяния без образования составного ядра, а член  $(\langle \eta_l \eta_m^* \rangle_{cp} - \bar{\eta}_l \bar{\eta}_m^*)$  — упругое рассеяние через составное ядро. При использовании этой теории необходимо выбрать постоянные в уравнении (2.45). Наилучшее согласие получено с параметрами  $V = -19(1+i\xi)$  Мэв и  $\xi = 0,05$  — для потенциальной энергии внутри ядра и  $R = 1,45 \cdot 10^{-13} A^{1/2}$  см — для радиуса ядра.

<sup>1</sup> Более точные значения параметров оптического потенциала приведены в работе [56]. — *Прим. ред.*

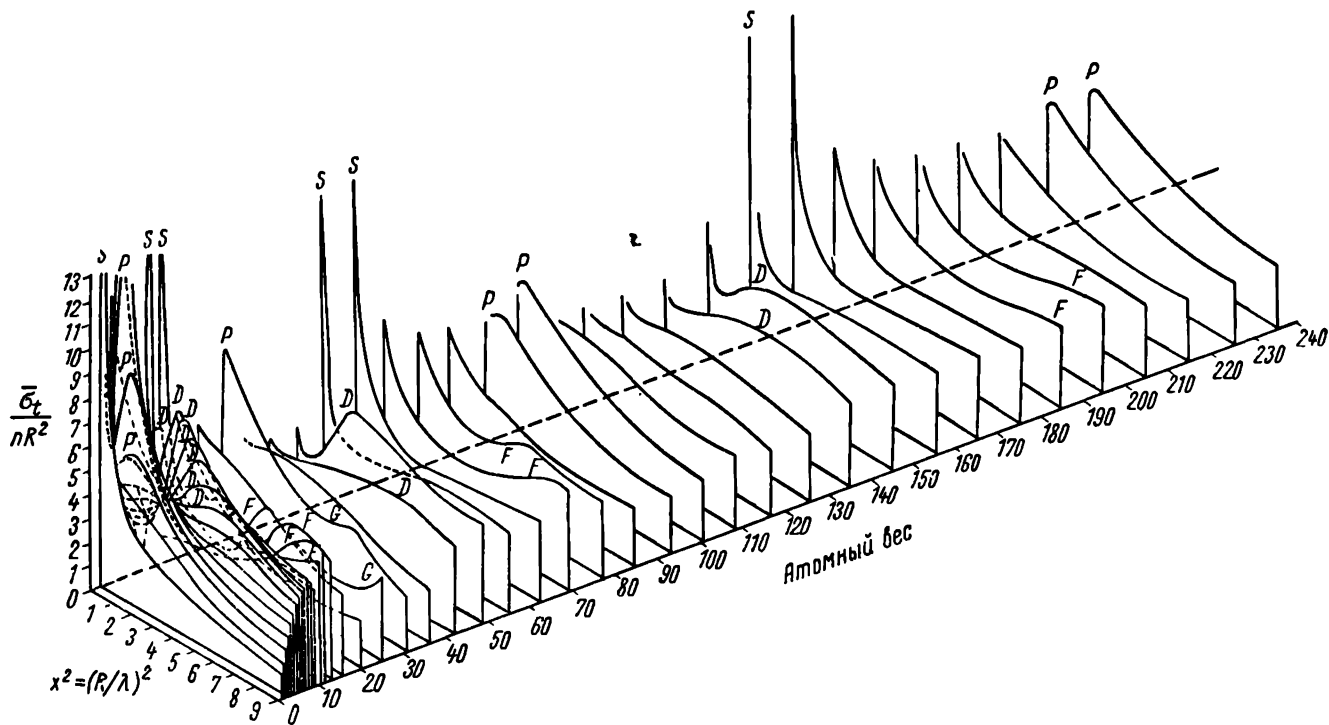


Рис. 2.19. Зависимость полных нейтронных сечений, вычисленных из непрерывной теории Фешбахом, Портером и Вайскопфом, от энергии и массового числа. Параметры, выбранные для расчета, следующие:  $R=1,45 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$  см;  $V_0=42$  Мэв;  $\xi=0,03$ . Энергия  $\epsilon$  выражена с помощью формулы  $x^2=A^{2/3} A/[10(A+1)]$ .

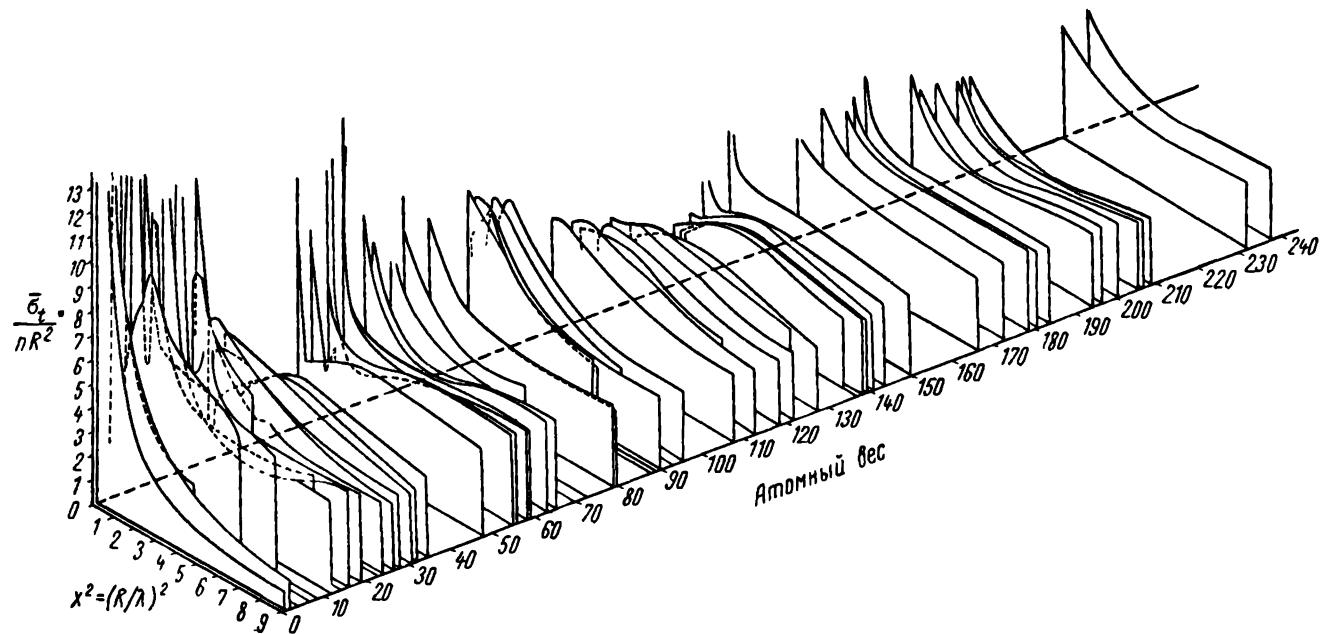


Рис. 2.20. Зависимость экспериментальных данных по полным нейтронным сечениям от энергии и массового числа.  
(Единицы те же, что и на рис. 2.19.)



На рис. 2.21 приведено устройство, с помощью которого проводили измерения.

Источник нейтронов с энергией 3,7 Мэв состоит из газовой дейтериевой мишени, бомбардируемой дейтронами с энергией 1 Мэв. Угол рассеяния  $\theta$  изменяется движением кольца вдоль оси. Результаты измерения в олове, кадмии и висмуте приве-

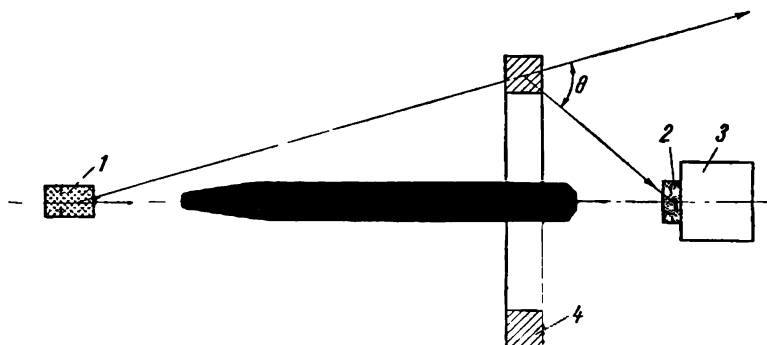


Рис. 2.21. Схема устройства, использующего кольцевой рассеиватель для измерения углового распределения упруго рассеянных нейтронов:

1 — источник нейтронов, состоящий из газа дейтерия, бомбардируемого дейтронами, 2 — сцинтилляционный детектор из люцита и ZnS, 3 — фотоумножитель, 4 — кольцевой рассеиватель (стальной цилиндр экранирует детектор от прямого излучения источника).

дены на рис. 2.22. Теоретические и экспериментальные данные согласуются не очень хорошо. Подбирая параметры ядерной модели для различных величин, можно получить лучшее согласие для одного из элементов, но это увеличит расхождение теоретических и экспериментальных данных для двух других элементов.

## 2. 17. Транспортное сечение

Дифференциальное сечение можно использовать для расчета транспортного сечения  $\sigma_{tr}$ , которое определяется соотношением

$$\sigma_{tr} = \sigma_t - \int \sigma_{el}(\theta) \cos \theta d\Omega. \quad (2.48)$$

Сечение  $\sigma_{tr}$  определяет длину пути, на которой нейтроны теряют первоначальное направление импульса. Фешбах и Вайскопф [32] рассчитали теоретические значения транспортного сечения в единицах  $\pi R^2$ , где  $R$  — радиус ядра, равный  $1,5 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$  см, в терминах  $x$ , где  $x = kR = 0,22 R E_n^{1/2}$ . Здесь  $E_n$  — кинетическая энергия падающего нейтрона и  $k$  — его вол-

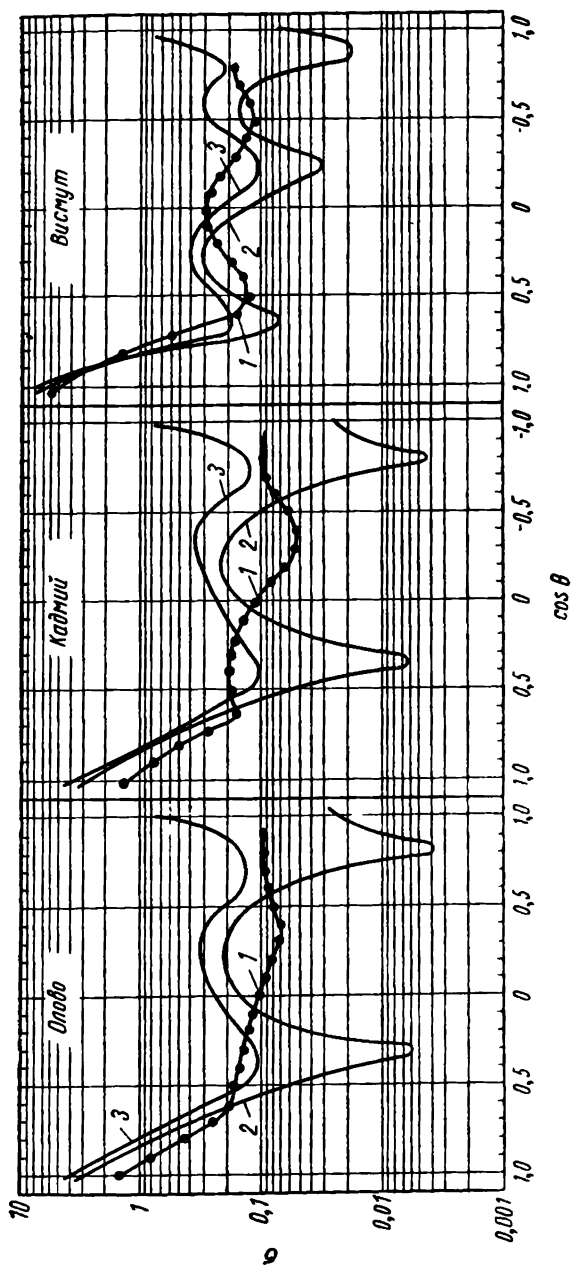


Рис. 2.22. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов по рассеянию нейтронов:

1 — экспериментальные данные, полученные с нейтронами энергии 3.7 Мэв при изменении дифференциального сечения упругого рассеяния в зависимости от  $\cos \theta$ , где  $\theta$  — угол рассеяния в системе центра масс; 2 — кривая сечения упругого рассеяния без образования составного ядра, предсказываемого нерезонансной теорией; 3 — кривая упругого рассеяния без образования составного ядра, предсказываемые нерезонансной теорией.

новое число. Кривые для двух ядерных моделей (при  $X_0=5$  и  $X_0=8$ ) приведены на рис. 2.23. Величины  $X_0=K_0R$  и  $K_0$  связаны с  $K$  — волновым числом нейтрона внутри ядра — выражением  $K^2=K_0^2+k_0$ . На рис. 2.23 приведены экспериментальные кривые Баршалла и сотрудников [33] для нейтронов с энергией 1,5 Мэв. Их данные удовлетворительно согласуются с теорией. Однако более поздние измерения  $\sigma_{tr}$  для различных элементов с нейтронами энергией 4,1 Мэв не дают хорошего согласия с теорией

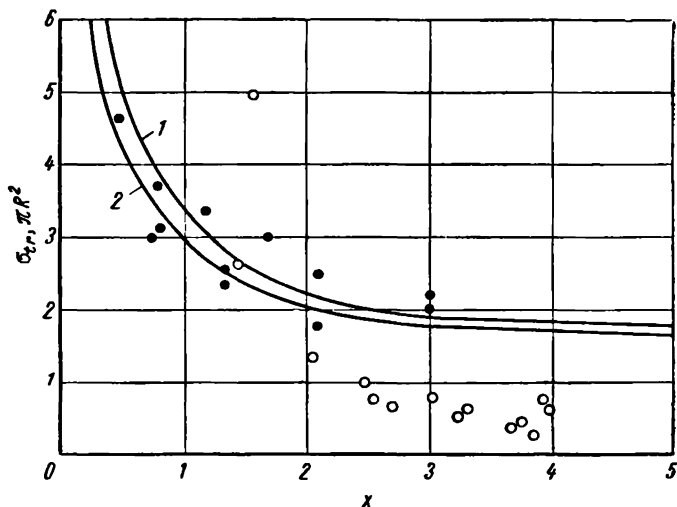


Рис. 2.23. Зависимость транспортного сечения в единицах  $\pi R^2$  от  $x=0,222 R \epsilon^{1/2}$ , где  $\epsilon$  — кинетическая энергия падающего нейтрона в мегаэлектронвольтах:

1 —  $X_0=5$ , 2 —  $X_0=8$ , где  $X_0 = kR$ , ● — измерения Баршалла и др. [33], ○ — измерения Уолта и Бейстера [34].

Эти точки при более высоких энергиях определяли Уолт и Бейстер [34]. Очевидно, что теорией могут быть предсказаны только приближенные значения  $\sigma_{tr}$ . Этот дефект теории является следствием специфических предположений, которые были использованы при развитии теории в терминах упрощенной ядерной модели.

## 2. 18. Упругое рассеяние нейтронов

Из формулы Брейта — Вигнера для рассеяния нейтронов следует, что сечение рассеяния можно рассматривать как сумму сечений упругого рассеяния через составное ядро и потенциального рассеяния, принимая во внимание спины состояний при когерентных эффектах. Для медленных нейтронов было отмечено, что взаимодействия в состоянии  $l=0$  преобладают, сечение потенциального рассеяния приблизительно равно  $4\pi R^2$  и сечение упругого рассеяния определяется из уравнения (2.34). Из-

меренные сечения рассеяния значительно отклоняются от  $4\pi R^2$ . Расхождение можно объяснить эффектами резонансных уровней в области измерения, так как резонансное рассеяние дает вклад в измеряемые значения сечений. На рис. 2.24 приведена зависимость потенциального рассеяния, равного  $4\pi R^2$ , где  $R = 1,5 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$  см, от массового числа. Величина  $\sigma_s$  измерена Юзом и Харви [8] для нескольких элементов, состоящих из отдельных изотопов. При переходе к более высоким энергиям нейтронов и к большим атомным числам рассеивающих ядер резонансное рассеяние становится характерной чертой процесса рассеяния.

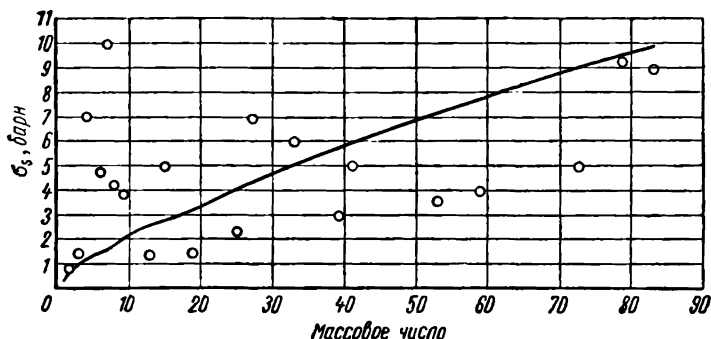


Рис. 2.24. Зависимость потенциального рассеяния от массового числа; ○ —  $\sigma_s$ , данные Юза и Харви [8].

В промежуточной области атомных чисел расстояние между уровнями часто велико и максимальное сечение в резонансе становится приблизительно равным  $4\pi\lambda_0^2 g$ . Когда расстояние между уровнями уменьшается, это приближение уже не выполняется.

Измеряемые максимумы сечений в резонансах отклоняются от предсказанных значений по двум причинам: первая обусловлена конечной разрешающей способностью устройства, использованного для измерения энергий нейтронов; вторая — интерференцией между резонансным и потенциальным рассеяниями. На рис. 2.25 приведены данные, полученные Стельсоном и Престоном [35], по полному сечению рассеяния нейтронов на натрия в области энергий от 120 до 1000 кэв. Разрешение по энергии нейтронов в этой области колеблется от 2,5 до 5 кэв, так что пики видны ясно. При еще больших атомных числах плотность резонансных уровней значительно увеличивается и нельзя разрешить их экспериментально. Кривая полного сечения поэтому становится почти прямой, показывая только общую тенденцию. На рис. 2.26 приведена зависимость полного сечения естественного урана от энергии нейтронов в диапазоне от

20 кэв до 20 Мэв [36]. Считают, что эта кривая может быть предсказана теорией Фешбаха, Портера и Вайскопфа [30].

Термин «упругое рассеяние» был использован для обозначения какого-либо из двух процессов. Один, как уже отмечалось,

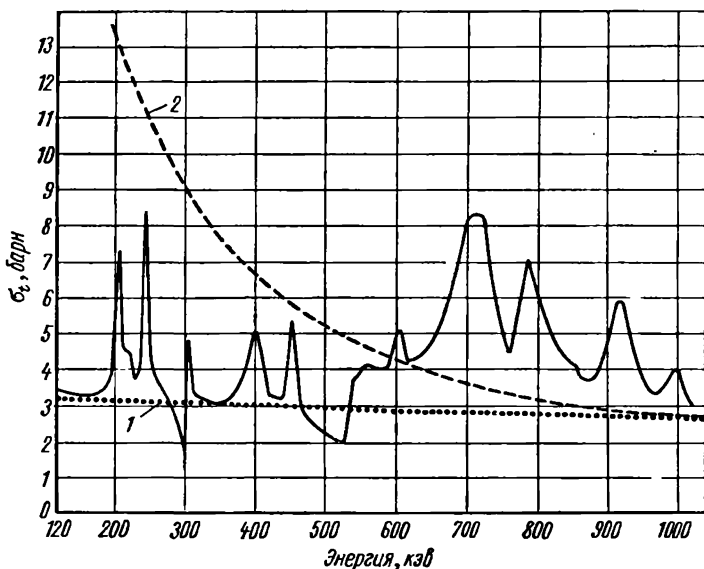


Рис. 2.25. Полное сечение взаимодействия нейтронов с натрием: 1 — рассчитанное потенциальное рассеяние для радиуса взаимодействия  $5,1 \cdot 10^{-13}$  см, 2 — зависимость  $4\pi\lambda^2$  от энергии нейтрона.

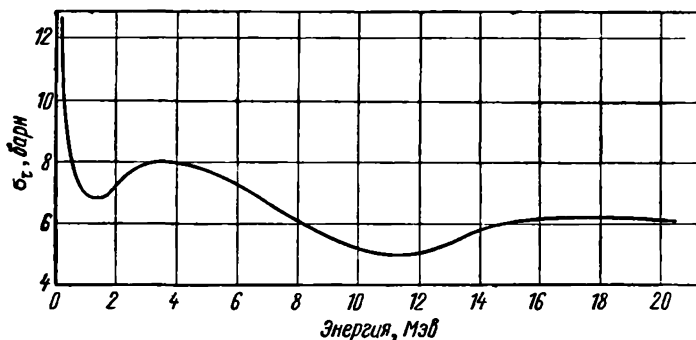


Рис. 2.26. Зависимость полного взаимодействия нейтронов с ураном от энергии.

предполагает, что падающий нейтрон поглощается и образует составное ядро. Затем этот нейтрон вновь испускается с энергией, приблизительно равной первоначальной. Второй предполагает, что изменяется только направление движения нейтрона, и никакого составного ядра не образуется. Это рассеяние

иногда называют дифракционным, поскольку длина волны падающих нейтронов является одним из определяющих параметров в процессе рассеяния. Зависимость от длины волны нейтрона позволяет отличить дифракционное рассеяние от рассеяния с образованием составного ядра, где структура составного ядра имеет сильное влияние на поведение рассеянных нейтронов. Дифракционное рассеяние теперь можно ясно отличить от рассеяния через составное ядро для быстрых нейтронов, для которых  $\lambda$  меньше  $R$ .

Действительно, для экспериментального разделения этих двух типов рассеянных нейтронов часто используют их различные угловые распределения. Блатт и Вайскопф [23] получили выражение для сечения на единицу телесного угла при рассеянии под углом  $\theta$ :

$$\frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\Omega} = \pi \lambda^2 \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \times \right. \\ \left. e^{2i\zeta} (A_{рез}^l + A_{пот}^l) Y_{l,0}(\theta) \right|^2,$$

где  $A$  — амплитуда рассеяния,  $\zeta$  — фазовая постоянная и  $Y_{l,0}(\theta)$  — сферическая гармоника, определенная в работе [23]. Когда  $\lambda$  становится много меньше  $R$ , что соответствует нейтронам с энергией от  $10^8$  эв и выше, то значение  $\sigma_{el} = \int d\sigma(\theta)$  будет приблизительно равно  $\pi(R + \lambda)^2$ . Поскольку в этой области энергий  $\sigma_t$  приблизительно равно  $2\pi(R + \lambda)^2$ , то дифракционное рассеяние дает вклад в полное сечение, грубо равный половине. Фернбах, Сербер и Тейлор [37] предложили оптическую модель ядра, предполагая, что нейтрон рассеивается сферой, имеющей коэффициент поглощения и показатель преломления. Недавно Кёллер, Фернбах и Шерман [38] применили

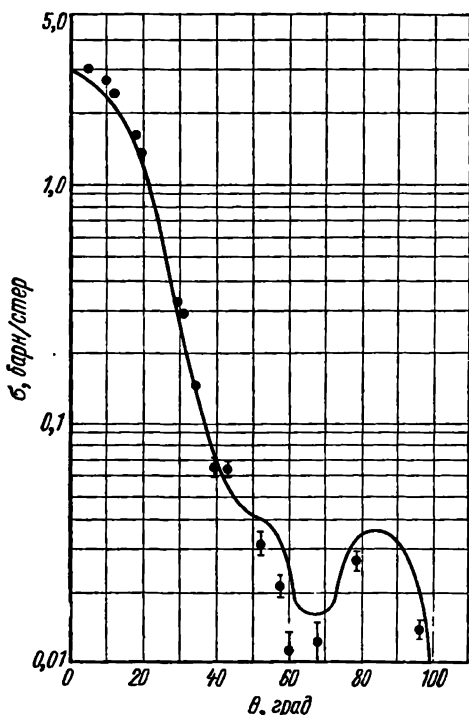


Рис. 2.27. Зависимость дифференциального сечения рассеяния, вычисленная по оптической модели ядра, от угла рассеяния  $\theta$  в лабораторной системе координат. (Кривая вычислена для непрямоугольной ямы, схема которой приведена на рис. 2.28. Точки изображают экспериментальные данные)

эту модель к упругому рассеянию нейтронов с энергией 14 Мэв. При соответствующем выборе потенциальной ямы ядра было получено хорошее согласие с экспериментальными данными. На рис. 2.27 приведена зависимость распределения  $\sigma(\theta)$  от  $\theta$ .

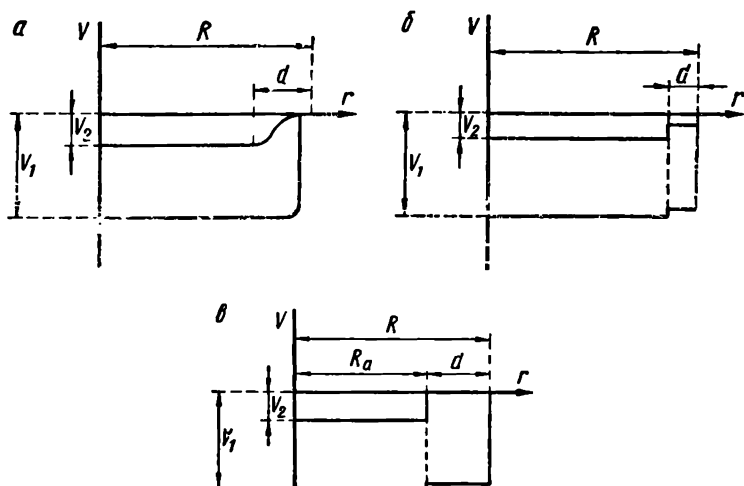


Рис. 2.28. Типы потенциальных ям, использованные для расчета  $\sigma(\theta)$  в оптической модели ядра:

*a*—непрямоугольная яма, где

$$V(r) = \begin{cases} -V_1 - iV_2, & r < R-d, \\ \sum_{n=0}^4 a_n r^n + \sum_{n=0}^4 b_n r^n, & R-d < r < R, \\ 0, & R < r; \end{cases}$$

*б*—ступенчатая яма, где

$$V(r) = \begin{cases} -V_1 - iV_2, & r < R-d, \\ -V'_1 - iV'_2, & R-d < r < R, \\ 0, & R < r \end{cases}$$

*в*—ступенчатая потенциальная яма, которая дает наилучшее согласие с экспериментальными данными, где  $V(r) = V_1 + iV_2$ ,  $V_1 = -42$  Мэв,  $V_2 = -11$  Мэв,  $R_a = 1,22 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$  см,  $d = 0,74 \cdot 10^{-13}$  см,  $R = R_a + d$ .

На рис. 2.28 приведены типы потенциальных ям, которые дают теоретические значения дифференциальных сечений рассеяния, хорошо согласующиеся с экспериментальными.

## 2. 19. Неупругое рассеяние нейтронов

Так называемое «рассеяние нейтронов через составное ядро» — термин, использованный для описания реэмиссии нейтрона, который был поглощен ядром,— может быть упругим

или неупругим. Если кинетическая энергия падающего нейтрона недостаточна, чтобы возбудить самый нижний уровень ядра, то нейтрон испускается приблизительно с той же кинетической энергией, которую он имел, когда входил в ядро. Поэтому этот процесс называется упругим рассеянием через составное ядро. Если энергия нейтрона достаточна для возбуждения ядра, то оно может быть оставлено в возбужденном состоянии после вылета нейтрона. Тогда кинетическая энергия вылетающего нейтрона соответственно меньше, чем та, с которой он вошел в ядро.

Этот процесс рассеяния, при котором падающие нейтроны отдают часть своей начальной энергии ядру, называется неупругим рассеянием через составное ядро или просто неупругим рассеянием. Очевидно, неупругое рассеяние позволит исследовать некоторые детали структуры ядра. Действительно, этот процесс был использован для определения значений энергии низлежащих ядерных уровней по потере в кинетической энергии неупруго рассеянных нейтронов. Другим применением является определение расстояний между уровнями. В процессе неупругого рассеяния рассеивающие ядра остаются в возбужденном состоянии и при снятии возбуждения испускают  $\gamma$ -лучи. Определение энергий этих  $\gamma$ -лучей непосредственно приводит к схеме уровней ядра.

В настоящее время можно получить лишь незначительную информацию при изучении неупругого рассеяния нейтронов. Этот недостаток в информации объясняется техническими трудностями, которые возникают при исследовании неупругого рассеяния. Так, недоступны необходимые моноэнергетические источники нейтронов в достаточно большой области энергий. Разрешение по энергии детектирующих устройств быстро падает до минимума требований для получения прецизионных данных. Даже относительные интенсивности рассеянных нейтронов, которые объяснили бы нейтронную ширину испускания для отдельных процессов, иногда трудно установить<sup>1</sup>.

## 2. 20. Измерение сечений неупругого рассеяния

Для измерения сечений неупругого рассеяния используются геометрические устройства, в которые входят источник, рассеивающий материал и детектор. Эти устройства имеют кольцевой рассеиватель, часто используемый при изучении упругого рассеяния. Значительного улучшения в интенсивности рассеянных нейтронов можно достичь, используя рассеивающее вещество в форме сферической оболочки. При этом детектор помещают внутри оболочки, а источник — вне ее, как показано на рис. 2.29.

---

<sup>1</sup> Результаты обширных исследований неупругого рассеяния нейтронов, проведенных в последнее время, описаны в работах [57, 58]. — *Прим. ред.*



Это удобное экспериментальное устройство может быть рассмотрено математически в обратной геометрии (источник и детектор меняются местами). Математика упрощается при такой

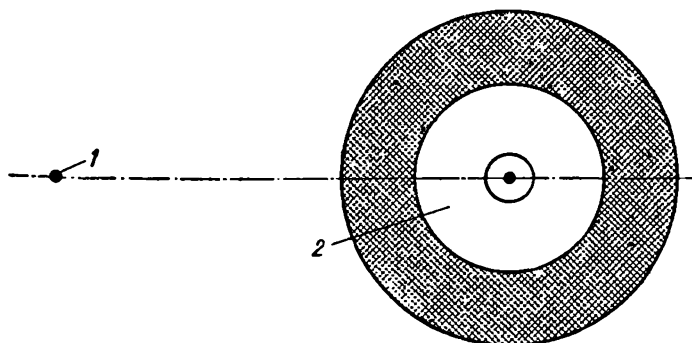


Рис. 2.29. Схема устройства для измерения пропускания нейтронов сферической оболочкой материала:  
1 — источник, 2 — детектор.

перестановке, а результаты расчетов идентичны в каждом случае. Имеется прямое соотношение, хотя и довольно сложное,

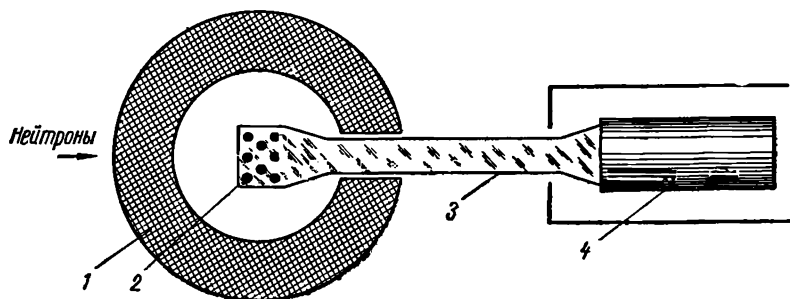


Рис. 2.30. Схема устройства, использованного Бейстером с сотрудниками [39] для измерения пропускания сферической оболочкой:  
1 — сферическая оболочка, 2 — сцинтилляционный детектор, 3 — кварцевый светопровод, 4 — фотоумножитель.

между пропусканием и значением сечения неупругого рассеяния  $\sigma_{in}$ . Пропускание сферической оболочки определяется как отношение скорости счета нейтронного детектора с оболочкой, окружающей детектор, к скорости счета детектора без оболочки.

Это определение пропускания предполагает постоянным поток нейтронов от источника во время наблюдений. На рис. 2.30 приведено устройство, использованное Бейстером с сотрудни-

ками [39]. Падающие нейтроны имели энергию от 4,0 до 4,5 Мэв. Детектор состоял из малых сфер пластического сцинтиллятора, поддерживаемых соответственно сконструированными кварцевыми дисками. Свет, возбуждаемый в сцинтилляторе протонами отдачи, проходил через кварцевый светопровод к фотоумножителю. Эта конструкция нейтронного детектора была разработана для того, чтобы уменьшить чувствительность сцинтиллятора к  $\gamma$ -лучам, возникающим в рассеивающем материале.

Одной из наиболее серьезных проблем при измерении сечений неупругого рассеяния являются поправки на потерю энергии нейтронов из-за упругого рассеяния. Хотя нейтроны теряют сравнительно небольшую энергию при упругих рассеяниях эта малая разница может изменять эффективность, с которой детектируются нейтроны. Так как нейтроны, которые теряют энергию, имеют низкую вероятность детектирования в большинстве методов по протонам отдачи, возникает неопределенность наблюдаемых результатов измерений сечений неупругого рассеяния. Это особенно заметно для счетчиков на протонах отдачи, настроенных так, чтобы детектировать только нейтроны, энергия которых близка к энергии падающих нейтронов. Величину этого эффекта можно вычислить из уравнения

$$\Delta\sigma = \sigma_{el} [1 - S(\bar{E})], \quad (2.49)$$

где  $\bar{E}$  — средняя энергия после упругого столкновения, а  $S(\bar{E})$  — относительная эффективность детектирования нейтрона с этой средней энергией. Важность поправок на потери энергии вследствие упругих соударений показана на рис. 2.31 [31].

Как упоминалось, взаимодействие типа  $(n, n')$ , где  $n$  — падающий нейтрон, а  $n'$  — нейтрон, вылетающий при более низкой энергии, оставляет бомбардируемое ядро в возбужден-

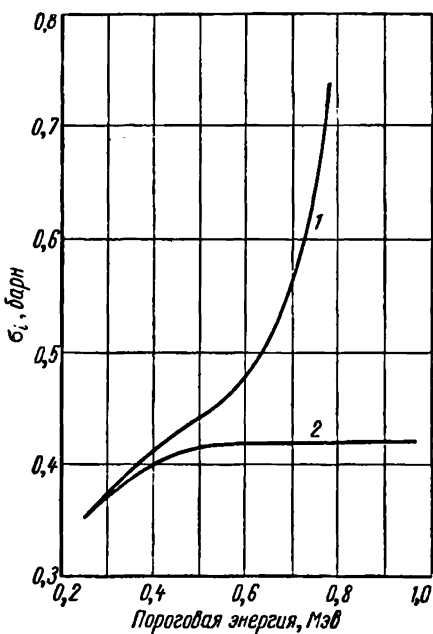


Рис. 2.31. Измеренные сечения неупругого рассеяния для железа при энергии нейтронов 1 Мэв:

1 — до внесения поправок на потерю энергии в упругих столкновениях, 2 — после внесения поправок.

ном состоянии. Измерение энергий и интенсивностей  $\gamma$ -лучей, испускаемых ядром при возвращении в основное состояние, может быть также использовано для определения значений  $\sigma_{in}$ . Изучение при фиксированной энергии нейтронов дает данные об энергиях уровней и о сечениях. Изменяя энергию нейтрона,

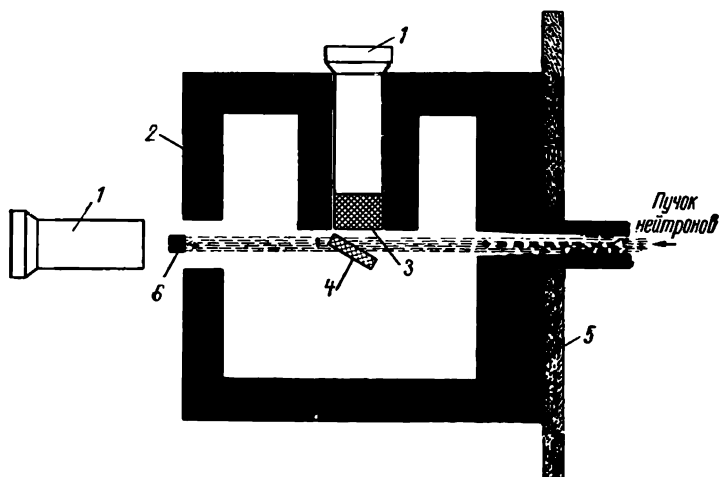
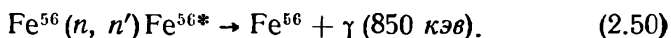


Рис. 2.32. Аппаратура для измерения сечений неупругого рассеяния по  $\gamma$ -лучам, испускаемым рассеивающим веществом:  
1 — фотоумножитель, 2 — свинцовая защита, 3 — кристалл NaJ(Tl) для детектирования  $\gamma$ -лучей, 4 — рассеивающий образец, 5 — защита из борного парафина, 6 — сцинтиллятор из сернистого цинка для детектирования нейтронов.

можно измерить порог и кривую возбуждения для данного взаимодействия. Метод использования  $\gamma$ -лучей для измерения сечений неупругого рассеяния хотя в принципе и простой, но содержит фундаментальные экспериментальные трудности.  $\gamma$ -Лучи от рассеивателя и нейтронный поток через него должны быть измерены абсолютно. Отношение этих двух измерений используется при расчете  $\sigma_i$ . Если некоторые ядерные уровни возбуждаются одновременно, давая в результате  $\gamma$ -лучи нескольких различных энергий, то требуется относительно высокое разрешение по энергии для детектора  $\gamma$ -лучей, чтобы получить достаточно точные данные. Используя аппаратуру, приведенную на рис. 2.32, ван Лоеф и Линд [40] измерили  $\sigma_{in}$ , регистрируя  $\gamma$ -лучи.

Чувствительность используемого детектора  $\gamma$ -лучей с кристаллом из NaJ(Tl) представлена на рис. 2.33. Стрелка показывает положение пика при 850 кэв, соответствующего распаду отдельного возбужденного уровня в ядре-мишени. Уравнение этой реакции можно записать в виде



(Звездочка обычно используется для обозначения ядра в возбужденном состоянии.)

Результаты измерений  $\sigma_{in}$  при энергиях нейтронов от 0,8 до 1,8 Мэв приведены на рис. 2.34 [41]. В этом случае для основного и возбужденного состояний спин и четность предполагаются равными соответственно  $0^+$  и  $2^+$ .

## 2. 21. Неупругие взаимодействия нейтронов

Для описания неупругого рассеяния была создана специальная терминология. Эта терминология находится в стадии формирования, поэтому часто необходимо пересматривать определения, которые отчасти изменяются, когда открываются новые факты или дается новая интерпретация существующих наблюдений. Рассмотрим термин «неупругое взаимодействие», примененный к нейтронам. При экспериментальных наблюдениях неупругого рассеяния, в частности в области энергий нейтронов от 3 до 15 Мэв, действительно измеряемой величиной является полное сечение минус сечение упругого рассеяния. Это сечение, определенное как  $\sigma_t - \sigma_{el}$ , обычно называют сечением неупругих столкновений. Оно включает все процессы, в которых нейтрон теряет энергию. Эти процессы включают, например, неупругое рассеяние и реакцию  $(n, 2n)$ . При высоких энергиях сечение неупругих столкновений приближается к значению сечения реакции. При низких энергиях, когда могут возбуждаться только несколько состояний бомбардируемого ядра, сечение неупругих столкновений плюс сечение упругого рассеяния через составное ядро равно значению сечения реакции<sup>1</sup>. Термин «неупругое рассеяние» применяют для обозначения процесса  $(n, n')$ . Символ  $(n, n')$  показывает, что нейтрон проникает в ядро и покидает его при энергии, более низкой, чем та, с которой он поглощен ядром. Когда в эти процессы входят изменения спинов, то возникают дальнейшие осложнения в дифференциации индивидуальных процессов. В дальнейшем, возможно, выявятся общепринятые определения и символы.

## 2. 22. Ядерные реакции

Хотя термины «взаимодействие» и «реакция» иногда используются как взаимозаменяемые, существует тенденция использовать термин «реакция», относя его к взаимодействиям, в которых ядро-продукт отличается массовым числом, или атомным номером, от ядра-мишени. Следовательно, при более узком использовании термина ядерная реакция имеет некоторое сходство с химической реакцией. В этой главе рассмотрим некоторые ядерные реакции, в которых участвуют нейтроны и в кото-

<sup>1</sup> Под «сечением реакции» автор, очевидно, подразумевает сечение образования составного ядра.— *Прим. ред.*

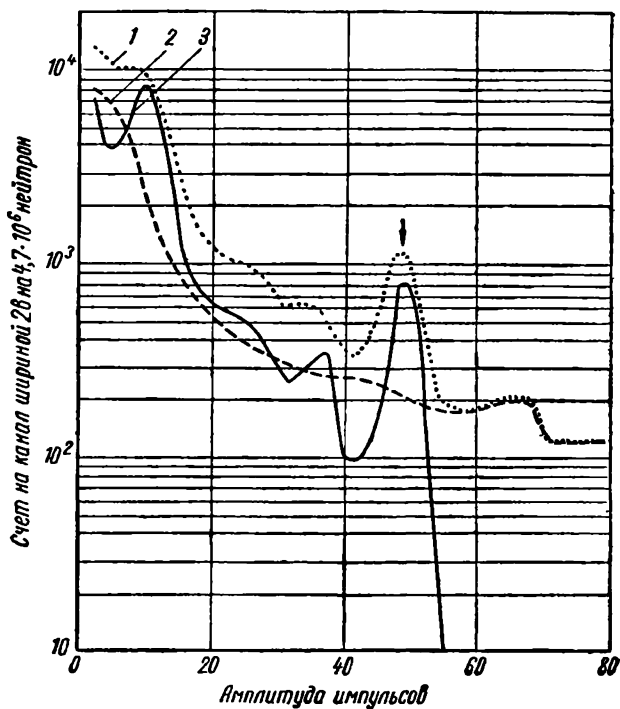


Рис. 2.33. Спектр амплитуд импульсов от  $\gamma$ -лучей, наблюдаемый при рассеянии нейтронов с энергией 1,2 Мэв на  $\text{Fe}^{56}$ :

1 — данные, полученные с рассеивателем, 2 — наблюдения без рассеивателя, 3 — разность между кривыми 1 и 2, представляющая спектр  $\gamma$ -лучей.

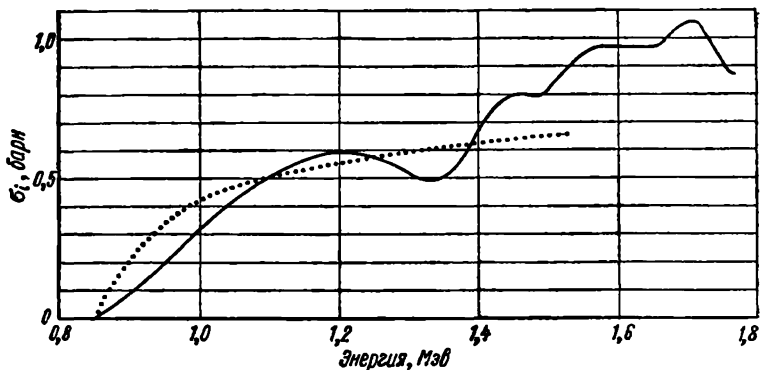


Рис. 2.34. Кривая возбуждения для  $\gamma$ -лучей с энергией 850 кэв, сопровождающих неупругое рассеяние нейтронов в  $\text{Fe}^{56}$ .

..... — данные, рассчитанные по теории Хаузера и Фешбаха [41] для «черного ядра».

рых ядра-продукты отличаются от ядер-мишеней. Реакция, которые происходят при облучении атомных ядер нейтронами различных энергий, подразделяются на несколько типов. Точная природа этих реакций зависит от многих факторов, наиболее важными из которых являются структура ядра и энергия нейтронов. Некоторые из этих реакций возможны для нейтронов любой энергии, как, например, радиационный захват, обозначаемый  $(n, \gamma)$ . Другие нейтронные реакции, так же как и те, при которых из составного ядра испускаются заряженные частицы, обозначаемые, например,  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$ , имеют пороги энергий, которые должны быть меньше, чем кинетическая энергия нейтрона, для того чтобы реакция была энергетически возможной

Конечная природа продуктов реакции зависит от «конкуренции» в пределах составного ядра между различными возможными процессами, снимающими возбуждение. Мы видели, что вероятность какой-либо реакции определяется парциальным сечением для этого типа реакции в данном ядре. Экспериментально эти сечения могут быть измерены, даже если детали конкуренции, ответственные за них, не всегда хорошо понятны.

## 2. 23. Уравнение ядерной реакции

По аналогии с уравнением для химической реакции имеется уравнение для ядерного процесса. Уравнение для ядерной реакции выражает баланс массы и энергии между компонентами, вступающими в реакцию и выходящими из нее. При ядерной реакции, включающей нейтрон, обозначения в левой части уравнения представляют массы нейтрона и ядра-мишени. Обозначения в правой части — массы продуктов плюс кинетическая энергия, освобождаемая или поглощаемая в реакции. Поглощенная или освобожденная энергия называется энергией реакции и обозначается  $Q$ . Таким образом, для реакции  $(n, \gamma)$  с ядром-мишенью  $X$ , атомным номером  $Z$  и массовым числом  $A$ , записанными как  ${}_Z X^A$ , уравнение примет вид

$${}_Z X^A + {}_0 n^1 \rightarrow {}_Z X^{A+1} + \gamma, \quad (2.51)$$

где  $\gamma$  — радиация представляет величину  $Q$  реакции. Значение  $Q$  в мегаэлектронвольтах равно разности масс, умноженной на  $931 \text{ Мэв}$  — энергетический эквивалент 1 а. е. м.

Для  $(n, p)$ -реакции ядерное уравнение запишем в виде

$${}_Z X^A + {}_0 n^1 \rightarrow {}_{Z-1} X^A + {}_1 H^1 + Q, \quad (2.52)$$

где  $Q$  — энергия ядерной реакции в мегаэлектронвольтах.

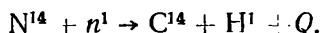
Аналогично для  $(n, \alpha)$ -реакции

$${}_Z X^A + {}_0 n^1 \rightarrow {}_{Z-2} X^{A-3} + {}_2 \text{He}^4 + Q. \quad (2.53)$$

Эти уравнения являются балансом по атомным и массовым числам. Величину  $Q$  определяют по изменению масс индивидуальных компонент реакции, ее можно рассчитать для любой реакции, где известны массы составных частей. Более определенно

$$Q = 931 [M_n + M_x - (M_x + M_y)] \text{ Мэв}, \quad (2.54)$$

где  $M_n$  — масса нейтрона;  $M_x$  — масса любой частицы, испускаемой в реакции;  $M_x$  — масса ядра-мишени;  $M_y$  — масса ядра-продукта в атомных единицах массы. Для численного примера можно взять действительную ядерную реакцию:



Вводя соответствующие атомные единицы масс в уравнение (2.54), найдем

$$Q = 931 [1,008982 + 14,007515 - (1,008142 + 14,007682)] = \\ = 0,627 \text{ Мэв}.$$

Уравнение (2.54) можно использовать для определения массы любой из компонент, если известны значения  $Q$  и другие массы. Важно отметить, что  $Q$  может быть и положительным и отрицательным. Когда оно положительно, то нейтронам не требуется кинетической энергии для реакции. По аналогии с химической терминологией такая реакция называется экзотермической. Когда  $Q$  отрицательно, и реакция эндотермическая, нейтрон должен иметь достаточную кинетическую энергию, чтобы компенсировать дефицит. Значение кинетической энергии нейтрона, при которой эндотермическая реакция становится возможной, называется пороговой энергией  $E_T$ , определяемой как

$$E_T = \frac{M_x + M_n}{M_x} Q. \quad (2.55)$$

## 2. 24. Радиационный захват

Захват медленных нейтронов ядрами известен как реакция, благодаря которой стало доступным большое число радиоактивных изотопов. Составное ядро, образующееся при поглощении нейтрона, имеет высокую энергию возбуждения. Как мы увидим в разделе 2.26, это возбуждение порядка 8 Мэв. Если нейтрон не испускается вновь, то энергия должна рассеиваться посредством какого-либо другого способа снятия возбуждения. В большинстве случаев возбуждение снимается испусканием  $\gamma$ -лучей, и эта реакция известна как радиационный захват. Этот процесс всегда конкурирует с рассеянием через составное ядро и связанными с этим явлениями, относительная частота различ-

ных процессов определяется с помощью соответствующей парциальной ширины уровней в составном ядре, часто называемой радиационной шириной. Парциальную ширину радиационного захвата  $\Gamma_\gamma$  можно теоретически определить как

$$\Gamma_\gamma = \frac{\hbar}{\tau}, \quad (2.56)$$

где  $\tau$  — среднее время жизни возбужденного состояния. Для медленных нейтронов  $\Gamma_\gamma = 0,1$  эв; следовательно,  $\tau \approx 10^{-14}$  сек для мгновенного излучения  $\gamma$ -лучей. Образование радиоактив-

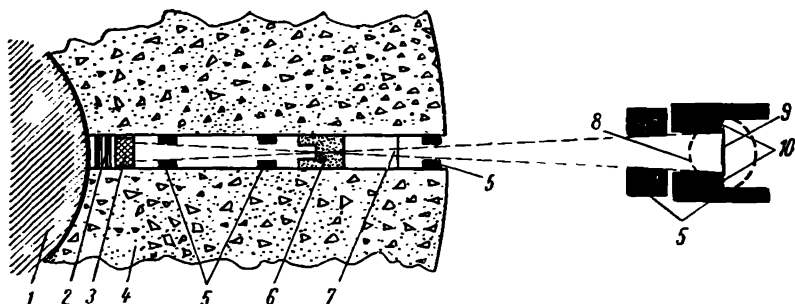


Рис. 2.35. Парный спектрометр и коллимирующая система, использованные Кинси для измерения спектра  $\gamma$ -лучей в реакции  $(n, \gamma)$ :

1 — активная зона реактора (источник медленных нейтронов), 2 — пробка из висмута для поглощения  $\gamma$ -лучей из реактора, 3 — образец, в котором нейтроны испытывают поглощение, 4 — защита реактора, 5 — свинцовые коллиматоры, 6 — борный парафин, 7 — кадмиевый фильтр, 8 — магнитные полюса парного спектрометра, 9 — радиатор, в котором образуется пара от измеряемых  $\gamma$ -лучей, 10 — счетчики электронов и позитронов.

ных ядер с помощью радиационного захвата — следствие того факта, что это мгновенное излучение  $\gamma$ -лучей обычно не уносит всю энергию возбуждения, оставляя ядро-продукт нестабильным. Избыток энергии тогда рассеивается с помощью процессов, называемых в совокупности радиоактивностью. Спектр  $(n, \gamma)$   $\gamma$ -лучей содержит несколько линий. Энергии этих линий могут быть идентифицированы иногда как ядерные уровни, определенные другими методами измерения. Это независимое подтверждение дает дополнительную уверенность при изучении  $(n, \gamma)$ -спектра как способа исследования энергетических уровней ядер. Кинси, Бартоломью и Уокер [42] описали аппаратуру, использованную для определения  $(n, \gamma)$ -спектра нескольких изотопов. Используя ядерный реактор как источник медленных нейтронов, они собрали систему фильтров и коллиматоров, показанную на рис. 2.35. Для  $\gamma$ -лучей с энергией в диапазоне от 2 до 8 Мэв, используемых в этой работе, образование пар является более эффективным методом детектирования, чем сцинтилляторы или ионизационные камеры. Поэтому парный спектрометр, содержащий металлическую фольгу для конвертирования



$\gamma$ -лучей в электронные пары, использовали для измерения энергии ( $n, \gamma$ )-лучей. Спектрометр, калибровали по энергиям падающих  $\gamma$ -лучей. Типичный спектр показан на рис. 2.36.

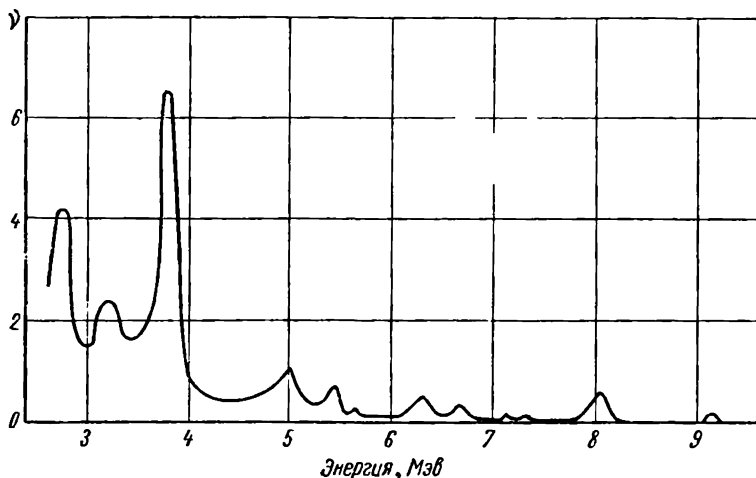


Рис. 2.36. Энергетический спектр  $\gamma$ -лучей захвата в реакции  $Mg^{26}(n, \gamma)Mg^{26}$ .

## 2. 25. Сечения реанции ( $n, \gamma$ )

Знание сечений ( $n, \gamma$ )-процесса важно для практических вопросов. Сечение ( $n, \gamma$ )-реакции используется для расчета выхода радиоактивных изотопов из различных материалов-мишеней в реакторе. Во многих экспериментах с медленными нейтронами материалы с малым или большим сечением ( $n, \gamma$ )-реакции используются в зависимости от того, будет ли использован материал как окно для медленных нейтронов или как экран для исключения медленных нейтронов. Важность сечений ( $n, \gamma$ )-реакции приводила в последние годы к бесчисленным компиляциям известных величин. В настоящее время наиболее современная и обширная компиляция содержится в работе [8]<sup>1</sup>. Так как зависимость сечения для медленных нейтронов у большинства ядер имеет форму  $1/v$ , удобно дать в таблицах значение сечения поглощения нейтронов при определенной скорости нейтронов. Тепловые нейтроны имеют скорость 2200 м/сек. Впоследствии мы увидим, что это соответствует абсолютной температуре  $T=293^\circ K$ . При энергии нейтронов 1 Мэв или больше сечение поглощения изменяется как  $1/E_n$ . Эта зависимость  $1/E$  сечения обусловлена частично тем фактом, что измеряемые величины являются средними по очень

<sup>1</sup> См. также работу [53]. — Прим. ред.

большому числу ядерных уровней. Необходимо также отметить, что ядерное сечение является свойством конкретного ядра. Поэтому сечение реакции  $(n, \gamma)$  будет различно для каждого изотопа многоизотопного элемента. Сечение для элемента является средним значением отдельных сечений изотопов, определенным в согласии с относительным содержанием изотопов в элементе.

## 2. 26. Энергия связи нейтрона

В реакции  $(n, \gamma)$  нейтрон поглощается и избыток энергии составного ядра испускается в виде  $\gamma$ -излучения. Энергетический баланс уравнения этой реакции приводит к количественному измерению энергии связи нейтрона в ядре-продукте. В левой части уравнения (2.51) имеем массы  $M_n + M_X$ . С правой стороны  $M_Y + Q$ , где  $Q$  — энергия испускания  $\gamma$ -лучей, а также энергия связи нейтрона в ядре  ${}_Z X^{A+1}$  массы  $M_Y$ . Поэтому энергию связи нейтрона можно получить из уравнения

$$E_B = 931 [(M_n + M_X) - M_Y] \text{ Мэв}$$

со всеми массами, выраженными в атомных единицах масс (а. е. м.). Когда последнее уравнение применили к типичным реакциям  $(n, \gamma)$ , то нашли, что  $E_B$  порядка 8 Мэв, т. е. порядка энергий возбуждения составного ядра в результате поглощения медленных нейтронов.

## 2. 27. Реанция $(n, 2n)$

Порог реакции  $(n, 2n)$  равен приблизительно энергии связи нейтрона в ядре-мишени. Поэтому реакция  $(n, 2n)$  возможна только с нейтронами высоких кинетических энергий — от 10 Мэв и выше. В реакции  $(n, 2n)$ , как и в реакции  $(n, \gamma)$ , ядро-продукт является изотопом по отношению к ядру-мишени и часто радиоактивен. Наведенная радиоактивность значительно содействует изучению выходов и кривых возбуждения. В некоторых случаях реакцию  $(n, 2n)$  использовали для измерений энергий и интенсивностей нейтронов. Из-за технических трудностей при измерениях, а также из-за недостатка источников нейтронов высокой энергии реакция  $(n, 2n)$  еще недостаточно изучена экспериментально. Имеются данные о числе радиоактивных изотопов, образующихся в результате реакции  $(n, 2n)$ . Значения пороговых энергий  $E_T$  для реакции  $(n, 2n)$  могут быть получены из реакции  $(\gamma, n)$ . Бетатроны, генерирующие  $\gamma$ -лучи требуемой энергии, позволяют значительно расширить изучение  $(\gamma, n)$ -реакции. Порог  $E_{T(\gamma, n)}$  для реакции  $(\gamma, n)$  может быть связан с порогом реакции  $(n, 2n)$   $E_{T(n, 2n)}$  простым соотношением

$$E_{T(n, 2n)} = \frac{A+1}{A} E_{T(\gamma, n)}, \quad (2.57)$$

где  $A$  — массовое число изучаемого изотопа. Значения порогов реакции  $(n, 2n)$  приведены для ряда ядер в таблице [43].

Т а б л и ц а 2.1

Пороги реакции  $(n, 2n)^1$

Мишень	$E_T$ , Мэв	Мишень	$E_T$ , Мэв	Мишень	$E_T$ , Мэв	Мишень	$E_T$ , Мэв
$^1_1\text{H}^2$	3,34	$^8_6\text{O}^{16}$	17,3	$^{14}_{14}\text{Si}^{21}$	8,7	$^{4}_{48}\text{Cd}^{118}$	6,6
$^3_3\text{Li}^6$	6,2	$^9_9\text{F}^{19}$	10,9	$^{13}_{13}\text{P}^{31}$	12,6	$^{57}_{57}\text{La}^{131}$	8,9
$^3_3\text{Li}^7$	8,2	$^{11}_{11}\text{Na}^{23}$	12,6	$^{16}_{16}\text{S}^{32}$	15,3	$^{73}_{73}\text{Ta}^{181}$	7,6
$^4_{18}\text{Be}^9$	1,85	$^{11}_{11}\text{Mg}^{24}$	17,1	$^{16}_{16}\text{S}^{34}$	11,2	$^{77}_{77}\text{Ir}^{193}$	7,8
$^5_5\text{B}^{10}$	9,4	$^{12}_{12}\text{Mg}^{25}$	7,5	$^{23}_{23}\text{V}^{51}$	11,4	$^{79}_{79}\text{Au}^{197}$	8,1
$^5_5\text{B}^{11}$	12,6	$^{12}_{12}\text{Mg}^{26}$	11,6	$^{25}_{25}\text{Mn}^{55}$	10,3	$^{83}_{83}\text{Bi}^{209}$	7,4
$^6_{12}\text{C}^{12}$	20,3	$^{13}_{13}\text{Al}^{27}$	13,2	$^{27}_{27}\text{Co}^{57}$	10,5	$^{90}_{90}\text{Th}^{232}$	6,4
$^7_{14}\text{N}^{14}$	11,3	$^{14}_{14}\text{Si}^{28}$	17,4	$^{33}_{33}\text{As}^{75}$	10,4	$^{92}_{92}\text{U}^{238}$	6,0

## 2. 28. Сечение реакции $(n, 2n)$

Вайскопф и Эвинг [44] получили простое теоретическое выражение для расчета  $\sigma(n, 2n)$  для ядер с массовым числом больше 50 и для энергии падающих нейтронов больше 1 Мэв. Если остающееся после реакции  $(n, n)$  ядро имеет энергию возбуждения, большую, чем энергия связи нейтрона, то будет испускаться второй нейтрон. Вероятность эмиссии второго нейтрона значительно превышает вероятность снятия возбуждения с испусканием  $\gamma$ -радиации. Сечение реакции  $(n, 2n)$  можно рассчитать из распределения вылетающих нейтронов. Это дает

$$\sigma(n, 2n) = \pi R^2 \frac{\int_0^{\epsilon'} I(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{\epsilon_{n(\text{макс})}} I(\epsilon) d\epsilon}, \quad (2.58)$$

где  $I(\epsilon)$  — интенсивность вылетающих нейтронов с энергией  $\epsilon$ ;  $\epsilon'$  — максимум энергии вылетающего нейтрона, после испускания которого остаточное ядро еще способно испустить другой нейтрон, и  $\epsilon_{n(\text{макс})}$  — максимум энергии, которую может иметь

<sup>1</sup> Данные по пороговым энергиям реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(\gamma, n)$  приведены более полно в работе [61]. — *Прим. ред.*

вылетающий нейтрон. Следовательно,

$$\varepsilon' = \varepsilon_{n(\text{макс})} - E_{T(n, 2n)}. \quad (2.9)$$

Интегрирование уравнения (2.58) дает

$$\sigma(n, 2n) \approx \pi R^2 \left[ 1 - \left( 1 + \frac{\Delta\varepsilon}{b} \right) e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{\theta}} \right], \quad (2.60)$$

где  $\Delta\varepsilon$  — избыток энергии падающего нейтрона над порогом энергии  $E_{T(n, 2n)}$  и  $\theta = 2 \left( \frac{5\varepsilon}{A} \right)^{1/2}$ , Мэв, если энергия  $\varepsilon$  выражена в мегаэлектронвольтах.

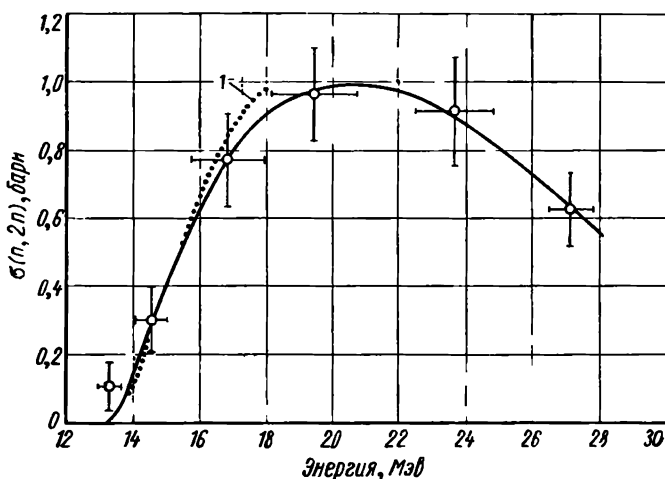


Рис. 2.37. Зависимость сечения реакции  $\text{Mo}^{92}(n, 2n)\text{Mo}^{91}$  от энергии нейтрона. Поправки были сделаны на изотопическую распространенность  $\text{Mo}^{92}$  и конкуренцию  $K$ -захвата с испусканием позитронов в ядре-продукте:

I — предсказание статистической теории, пренебрегающей конкуренцией с испусканием протонов из ядра-мишени.

Для проверки этой теории и получения информации относительно реакции  $(n, 2n)$  Броллей, Фаулер и Шлакс [45] измерили зависимость сечения  $(n, 2n)$  для нескольких элементов от энергии падающих нейтронов. В результате реакции все исследуемые ядра становились радиоактивными. Поэтому выходы реакций определяли измерением абсолютной активности, наведенной в мишени. На рис. 2.37 приведена зависимость экспериментальных результатов  $\sigma(n, 2n)$  от энергии падающих нейтронов. Пунктирная кривая соответствует уравнению (2.60). Значение порога для реакции  $(n, 2n)$  в  $\text{Mo}^{92}$ , т. е.  $\text{Mo}^{92}(n, 2n)\text{Mo}^{91}$ , приведено на рис. 2.37 при 13,2 Мэв.

## 2. 29. Реанции $(n, p)$ и $(n, \alpha)$

Эксперименты показали, что заряженные частицы могут испускаться из составного ядра, образованного поглощением нейтрона. Хотя эти реакции ограничены нейтронами с энергиями в области мегаэлектронвольт, существует хорошо известная реакция  $(n, p)$ , в которой поглощаются медленные нейтроны, — реакция  $(n, p)$  на азоте. В любом случае энергия возбуждения составного ядра вследствие захвата нейтрона должна быть достаточной, чтобы дать заряженной частице заметную вероятность проникнуть через кулоновский барьер, если в результате реакции возникает заряженная частица. Этот факт объясняет.

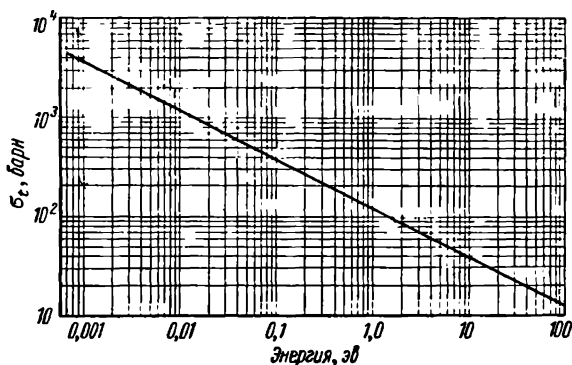
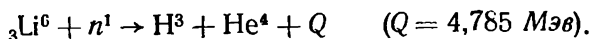
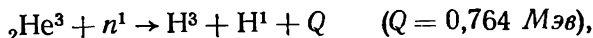


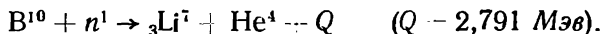
Рис. 2.38. Зависимость полного сечения медленных нейтронов для  $\text{В}^{10}$  от энергии нейтронов в области, где выполняется закон  $1/v$ .

почему реакции с вылетом заряженных частиц при захвате медленных нейтронов ограничены легкими ядрами, у которых кулоновский барьер низок. Более того, реакция с заряженной частицей на медленных нейтронах должна быть экзотермической, поскольку падающий нейтрон не может сообщить ядру энергию, требуемую для испускания заряженной частицы из ядра. Существует небольшое число реакций с заряженными частицами на медленных нейтронах, две из них используются для приготовления трития:

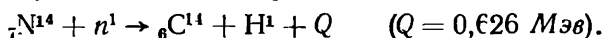


Изотоп  $\text{He}^3$  имеет 0,00013%-ную распространенность и сечение для реакции  $(n, p)$  5400 барн. Изотоп  $\text{Li}$  имеет распространенность 7,52% и сечение реакции 945 барн для тепловых нейтронов. Другая реакция на медленных нейтронах с вылетом заряженной частицы  $\text{В}^{10}$   $(n, \alpha)$   $\text{Li}^7$  представляет собой

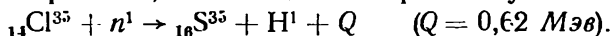
обычный способ детектирования медленных нейтронов методом счета  $\alpha$ -частиц. Изотоп  $B^{10}$  очень полезен для детектирования медленных нейтронов, потому что в дополнение к большому сечению поглощения тепловых нейтронов его сечение следует закону  $1/v$  в области энергий нейтронов более чем до  $10^4$  эв, как показано на рис. 2.38 [8]. Реакция с  $B^{10}$  может быть записана как



Распространенность изотопа  $B^{10}$  составляет 18,8%, и сечение захвата тепловых нейтронов равно 3837 барн. Изотоп  $C^{14}$  обычно получают с помощью реакции



Распространенность изотопа  $N^{14}$  99,6%, а сечение  $(n, p)$  реакции на тепловых нейтронах 1,75 барн. Среди реакций с заряженными частицами на медленных нейтронах должна быть упомянута реакция, с помощью которой получают  $S^{35}$ :



Распространенность изотопа  $Cl^{35}$  75,4%, и сечение реакции  $(n, p)$  на тепловых нейтронах 0,3 барн.

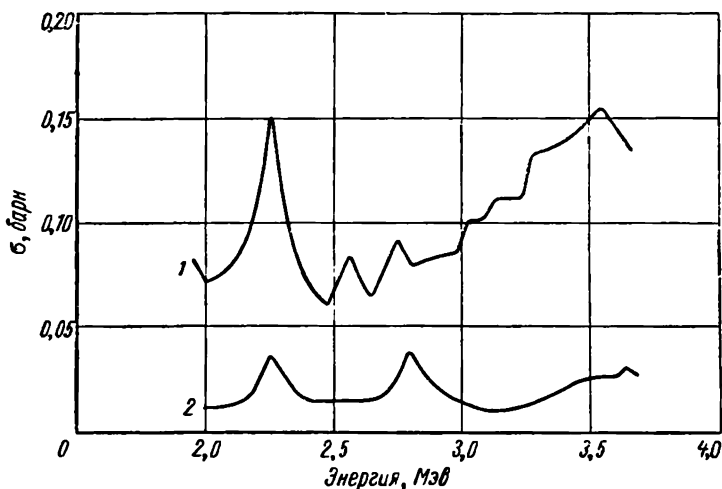


Рис. 2. 39. Сечение реакции  $N^{14}(n, d)B^{11}$  (1) и реакции  $N^{14}(n, p)C^{14}$  (2) в одной и той же области энергий падающих частиц.

При промежуточных энергиях падающих нейтронов реакции с заряженными частицами показывают ожидаемые резонансы. Результаты конкуренции между  $(n, p)$ - и  $(n, \alpha)$ -распадами составного ядра можно увидеть в изменении сечений с энергией нейтронов. Разделение резонансных пиков для двух типов рас-

падов с заряженными частицами может быть использовано для интерпретации сложного спина и соотношений четности в составном ядре при этих условиях. Закон  $1/v$  не выполняется в области промежуточных энергий нейтронов. Типичные кривые сечений показаны на рис. 2.39 [46]. Сравним ход сечения реакции  $(n, \alpha)$  с кривой, показывающей вероятность  $\alpha$ -частице проникнуть через кулоновский барьер рассматриваемого ядра. В некоторых случаях две кривые проходят совершенно параллельно

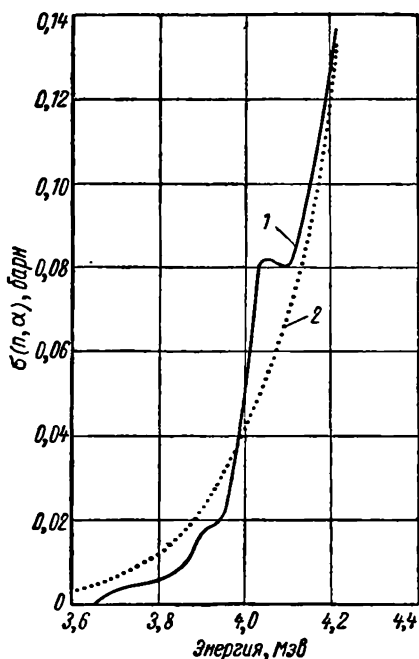


Рис. 2.40. Экспериментальные данные (1) сечения реакции  $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$  и результаты расчета вероятности проникновения частицы через кулоновский барьер (2).

одна другой, указывая на роль, которую играет кулоновский барьер в реакциях с заряженными частицами. На рис. 2.40 [47] показаны результаты экспериментальных наблюдений сечения для реакции  $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$  и результаты расчета вероятности для  $\alpha$ -частиц проникнуть через кулоновский барьер. При расчете предполагалось, что  $\alpha$ -частица испускается с  $l=0$ , а радиус ядра равен  $4,02 \times 10^{-13}$  см. Сходство между двумя кривыми очевидно.

## 2. 30. Деление

Вероятно, наиболее замечательным эффектом, производимым нейтронами при поглощении в ядрах, является деление ядер. Реакция  $(n, f)$  происходит благодаря особому свойству ядер, при котором энергия связи на нуклон уменьшается с

увеличением массового числа, начиная примерно с  $A=60$ . Следовательно, при делении ядра, находящегося в конце периодической таблицы элементов, приблизительно пополам освобождается энергия, обусловленная увеличением энергии связи в осколках деления. Это увеличение энергии связи объясняет, почему энергетически возможно деление с высоким значением  $Q$ . Но такое объяснение почти не дает информации о внутренних деталях процесса. Модель жидкой капли ядра была предложена для объяснения деления ядра на две приблизительно равные части. Энергия возбуждения, приносимая ней-

троном, как предполагается в этой модели, приводит к колебаниям, которые продолжаются до тех пор, пока ядро не разделится. Это объяснение деления с помощью модели жидкой капли не учитывает внутреннюю структуру капли и, следовательно, ядра. Если ядро расщепляется, то последствия могут быть рассчитаны. Например, если ядро  $U^{238}$  расщепляется на два ядра, каждое с  $A=119$ , то энергия связи осколков увеличивается приблизительно на 0,9 Мэв на один нуклон. Умножая

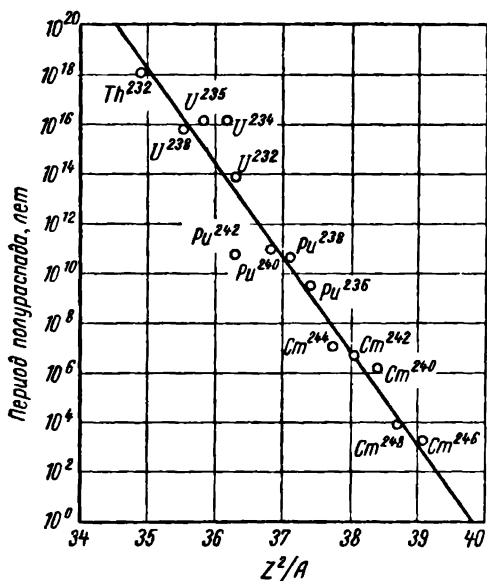


Рис. 2.41. Зависимость периодов полураспада для спонтанного деления от  $Z^2/A$ .

эту величину на полное число нуклонов, получаем приблизительно 214 Мэв для энергии, которая должна быть освобождена. Это значение освобождаемой энергии очень близко к среднему наблюдаемому значению. В процессе деления вылетает в среднем 2,5 нейтрона на одно деление, что позволяет поддерживать цепную ядерную реакцию, лежащую в основе работы ядерных реакторов. То, что деление ядер происходит при поглощении нейтронов в нескольких тяжелых элементах, указывает на определенную нестабильность этих ядер при делении на две части. При этом возникают вопросы: почему деление не происходит спонтанно и почему оно не вызывается в других тяжелых элементах при поглощении медленных нейтронов? Ответ состоит в том, что спонтанное деление происходит, однако его период полураспада для элементов с порядковыми числами меньше 96 так велик, что его трудно измерить. В трансурановых элементах, особенно среди недавно открытых, были



найлены некоторые примеры относительно коротких периодов полураспада спонтанного деления. На рис. 2.41 [48], приведены результаты измерения периодов спонтанного деления для некоторых наиболее тяжелых ядер. На рисунке также показано эмпирическое экспоненциальное соотношение между отношением  $Z^2/A$  и периодом спонтанного деления. Спонтанного деления ядер в других тяжелых элементах не возникает потому, что в ядрах имеется потенциальный барьер, иногда называемый барьером Гамова, который мешает делению. Энергия возбуж-

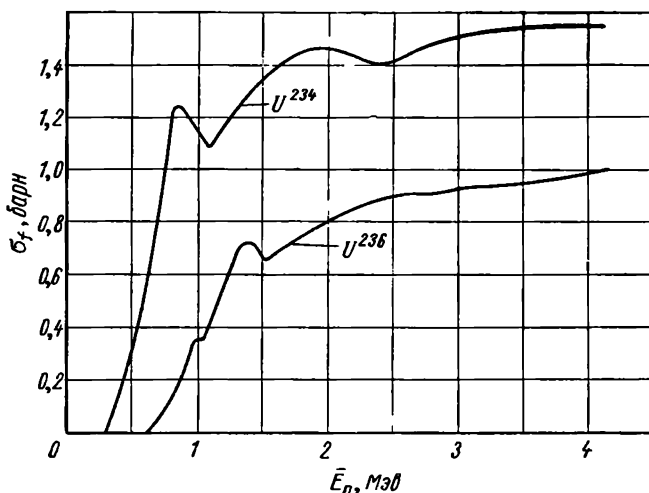


Рис. 2.42. Зависимость сечения деления от энергии нейтронов.

дения должна превысить этот барьер, прежде чем произойдет деление. Эванс [49] объяснил природу и истоки потенциального барьера кулоновскими и ядерными силами. Некоторые ядра могут подвергаться делению медленными нейтронами, большинство имеют пороговые энергии для падающего нейтрона. Поэтому эти реакции объединяют в класс реакций, который может быть использован при исследовании энергии нейтронов, известных как пороговые реакции. Мишени, используемые для определения нейтронных энергий, часто называют пороговыми детекторами. Изменения  $\sigma_f$  с энергией нейтронов показаны на рис. 2.42 и измерены Ламфером и Грином [50]. На графике показано также положение порогов.

## 2. 31. Асимметрия в делении

Расщепление тяжелых ядер при делении является преимущественно асимметричным. Существует сравнительно мало делений, которые дают продукты равных масс, и кривая, показывающая зависимость процента выхода от массового числа,

имеет глубокое седло в центре с горбами с каждой стороны. Святецкий [51] обратил внимание на явно линейное соотношение между степенью асимметрии и  $Z^2/A$ . Согласно модели жидкой капли имеются две асимметричные седловые точки, что можно выразить как

$$\text{Асимметрия} = \pm c \left[ \left( \frac{Z^2}{A} \right)_0 - \frac{Z^2}{A} \right]^{1/2}, \quad (2.61)$$

где  $c$  — постоянная и  $(Z^2/A)_0$  — предельное значение, вне которого капля становится нестабильной относительно деforma-

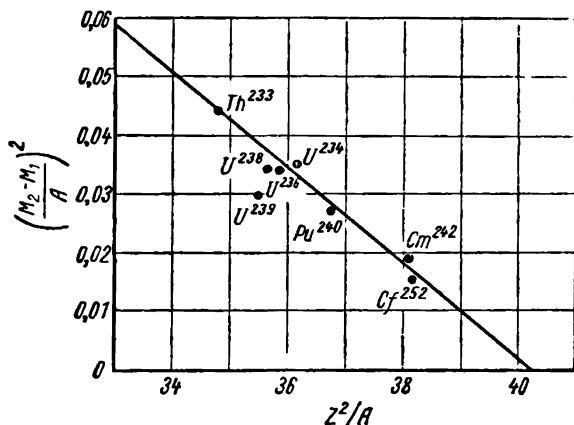


Рис. 2.43. Зависимость квадрата относительной симметрии при делении, выраженная как  $[(M_2 - M_1)/A]^2$  от  $Z^2/A$ .

ций простейшего типа. Степень асимметрии можно выразить в терминах  $(M_2 - M_1)$  — разности масс между горбами на кривой выхода делений. Запишем

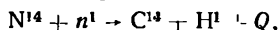
$$\text{Асимметрия}^2 = b \left[ \left( \frac{Z^2}{A} \right)_0 - \frac{Z^2}{A} \right] = \left[ \frac{M_2 - M_1}{A} \right]^2$$

и выберем  $[(M_2 - M_1)/A]^2$  как параметр для ординат кривой, показанной на рис. 2.43. Уравнение прямой линии приводит к полуэмпирической формуле<sup>1</sup>

$$M_2 - M_1 = 0,090 \left( 40,2 - \frac{Z^2}{A} \right)^{1/2} A. \quad (2.62)$$

### Задачи

1. Рассчитать значение  $Q$  в ядерной реакции

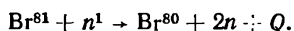
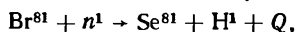
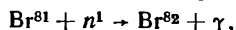


используя таблицу масс, приведенную в приложении.

<sup>1</sup> Последние достижения в физике деления ядер и современное состояние этой области отражены в работах [59, 60]. — *Прим. ред.*

2. Рассчитать энергию уровня 12,87 Мэв из рис. 2.14 и объяснить этапы расчета.

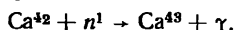
3. Рассчитать значения  $Q$  для следующих реакций:



4. В эксперименте по пропусканию нейтронов отношение  $n/n_0=0,67$  Поглощающий слой имеет толщину  $1,5 \cdot 10^{20}$  атомов на  $1 \text{ см}^2$ . Рассчитать значение сечения поглощения  $\sigma_a$  в барнах.

5. В поглощающей среде плотность тепловых нейтронов уменьшается в 0,45 раза на расстоянии 10 см в направлении от источника тепловых нейтронов, т. е. если  $n_0$  представляет плотность нейтронов в начале пути, то 0,45  $n_0$  является плотностью в конце ее. Рассчитать  $\lambda_a$  — среднюю длину поглощения в сантиметрах.

6. Были испущены  $\gamma$ -кванты, оставляющие ядро-продукт в основном состоянии в предполагаемой реакции



Определить энергию  $\gamma$ -лучей в мегаэлектронвольтах.

7. Если сечение потенциального рассеяния ядра равно 7 барн, то каково приближенное значение радиуса ядра в сантиметрах?

8. Рассчитать энергию связи нейтрона в  $\text{Ca}^{43}$ .

## Литература

1. Fermi E. Phys. Rev., 48, 570 (1935).
2. Schiff L. I. Phys. Rev., 78, 733 (1950).
3. Marshall J. F., Guth E. Phys. Rev., 78, 738 (1950).
4. Halpern J., Weinstock E. V. Phys. Rev., 91, 934 (1953).
5. Scott F. R., Thomson D. E., Wright W. Phys. Rev., 95, 582 (1954).
6. Harris S. P. et al. Phys. Rev., 91, 125 (1953).
7. Hamermesh B., Ringo G. R., Wexler S. Phys. Rev., 90, 603 (1953).
8. Hughes D. J., Harvey J. A. Neutron Cross Sections, McGraw-Hill (1955).
9. Wigner E. P. Z. Phys., 83, 253 (1933).
10. Melkonian E. Phys. Rev., 76, 1744 (1949).
11. Jones W. B. Phys. Rev., 74, 364 (1948).
12. De Pancher J. Phys. Rev., 99, 1447 (1955).
13. Christian R. S., Hart E. W. Phys. Rev., 77, 441 (1950).
14. Phillips R. H., Crowe K. M. Phys. Rev., 96, 484 (1954).
15. Coor T. et al. Phys. Rev., 98, 1369 (1955).
16. Fermi E., Marshall L. Phys. Rev., 72, 1139 (1947).
17. Hughes D. J. et al. Phys. Rev., 90, 497 (1953).
18. Fermi E. Nature, 133, 757 (1934).
19. Moon P. B., Tillman J. R. Nature, 135, 904 (1935).
20. Lea D. E. Proc. Roy. Soc., 150, 637 (1935).
21. Amaldi E. et al. Proc. Roy. Soc., 149, 522 (1935).
22. Bohr N. Nature, 137, 344 (1936).
23. Blatt J. M., Weisskopf V. F. Theoretical Nuclear Physics, Wiley (1952).
24. Seidl F. G. P. et al. Phys. Rev., 95, 476 (1954).
25. Ajzenberg F., Lauritsen T. Rev. Mod. Phys., 27, 77 (1955).
26. Breit G., Wigner E. P. Phys. Rev., 49, 519 (1936).
27. Sailor V. L. Phys. Rev., 91, 53 (1953).

- 28 Feshbach H., Peaslee D. C., Weisskopf V. F. Phys. Rev., **71**, 145 (1947).
29. Sheer C., Moore G. Phys. Rev., **98**, 565 (1955).
30. Feshbach H., Porter C. E., Weisskopf V. F. Phys. Rev., **96**, 448 (1954).
31. Snowdon S. C., Whitehead W. D. Phys. Rev., **94**, 1267 (1954).
32. Feshbach H., Weisskopf V. F. Phys. Rev., **76**, 1550 (1949).
33. Barschall H. H. et al. Phys. Rev., **72**, 881 (1947).
34. Walt M., Beyster J. R. Phys. Rev., **98**, 677 (1955).
35. Steison P. H., Preston W. M. Phys. Rev., **88**, 1354 (1952).
36. Henkel R. L. et al. Phys. Rev., **94**, 141 (1954).
37. Fernbach S., Serber R., Taylor T. B. Phys. Rev., **75**, 1352 (1949).
38. Culler G., Fernbach S., Sherman N. Phys. Rev., **101**, 1047 (1956).
39. Beyster J. R. et al. Phys. Rev., **98**, 1216 (1955).
40. Van Loef J. J., Lind D. A. Phys. Rev., **101**, 103 (1956).
41. Hauser W., Feshbach H. Phys. Rev., **87**, 366 (1952).
42. Kinsey B. B., Bartholomew G. A., Walker W. H. Phys. Rev., **83**, 519 (1951).
43. Feld B. T., Segrè (Ed.). Experimental Nuclear Physics, Wiley (1953), 2.
44. Weisskopf V. F., Ewing D. H. Phys. Rev., **57**, 472 (1940).
45. Brolley J. E., Fowler J. L., Schlacks L. K. Phys. Rev., **88**, 618 (1952).
46. Bollman W., Zündt W. Helv. Phys. Acta, **24**, 517 (1951).
47. Seitz J., Huber P. Helv. Phys. Acta, **28**, 227 (1955).
48. Huizenga J. R. Phys. Rev., **94**, 158 (1954).
49. Evans R. D. The Atomic Nucleus, McGraw-Hill (1955), p. 387.
50. Lamphere R. W., Greene R. E. Phys. Rev., **100**, 763 (1955).
51. Swiatecki W. J. Phys. Rev., **100**, 936 (1955).
52. Hughes D. J., Shwartz R. B. Neutron Cross Section BNL-325, 1958. Hughes D. J., Magurno B. A., Brussel M. K. Neutron Cross Section BNL-325, Suppl. I, 1960.
53. Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
54. Бондаренко И. И., Ковалев В. П., Золотухин В. Г. «Ядерная физика», **2,5** (1965).
55. Войтовецкий В. К. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **47**, 1612 (1964).
56. Немировский П. Э. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960.
57. Thomson T. H. Phys. Rev., **129**, 1649 (1963).
58. Пасечник М. В. Вопросы нейтронной физики средних энергий. Киев, Изд-во АН УССР, 1962.
59. Физика деления атомных ядер. Сб. статей. М., Атомиздат, 1957.
60. Физика деления атомных ядер. Сб. статей. Под ред. Н. А. Перфилова и В. П. Эйсмонта. М., Госатомиздат, 1962.
61. Эгелстафф П. Э. Справочник по ядерной физике. М., Физматгиз, 1963.

## ИСТОЧНИКИ

### 3. 1. Радиоактивные источники

К этой категории относятся источники нейтронов, приготовленные из материала мишени, смешанного или сплавленного с естественно распадающимся компонентом, который дает излучение для получения нейтронов. Радиоактивные источники имеют небольшой объем, поэтому их легко транспортировать и приспособлять к конкретным экспериментальным устройствам. Эти источники можно точно калибровать, и выход нейтронов постоянен, или изменения его с распадом радиоактивной компоненты точно определены. Существует несколько типов радиоактивных источников нейтронов, отличающихся друг от друга материалом мишени или радиоактивным ядром, дающим излучение. Некоторые наиболее часто используемые радиоактивные источники рассмотрены ниже. Интенсивность источников нейтронов, которая может быть достигнута сравнительно легко — ограничена. Размеры таких источников стали бы неприемлемо большими, для того чтобы полное число испускаемых нейтронов было порядка  $10^8$  нейтрон/сек. Небольшой размер составляет одно из главных преимуществ этих источников. Поэтому радиоактивные источники, которые использовались в прошлом, имели порядок интенсивности нейтронов, немного превышающий  $10^7$  нейтрон/сек.

Рассмотрим сначала радиоактивные ( $\alpha$ ,  $n$ )-источники, так как они исторически связаны с открытием нейтрона и являются наиболее полезными радиоактивными источниками.

$\alpha$ -Частицы радиоактивного распада не имеют энергий, значительно превышающих 5 Мэв. Это автоматически ограничивает элементы, которые могут служить мишенями для источников. Те ядра, которые имеют пороги реакций ( $\alpha$ ,  $n$ ), лежащие внутри этой области энергий, незначительно увеличивают выход нейтронов, когда  $\alpha$ -частица превышает порог. Функция возбуждения возрастает более быстро, когда энергия  $\alpha$ -частицы приближается к максимуму энергии  $\alpha$ -частиц из радиоактивного

источника. Бериллий имеет наибольший выход из всех элементов для  $\alpha$ -частиц полония. Выход для толстой мишени бериллия приблизительно в четыре раза больше выхода для бора, его ближайшего конкурента. Бериллий имеет выход нейтронов в шесть раз больше, чем фтор, — еще один элемент, который дает значительный выход нейтронов для  $\alpha$ -частиц полония. Благодаря высокому выходу нейтронов бериллий обычно используют в источниках как материал мишени. Выход нейтронов из тон-

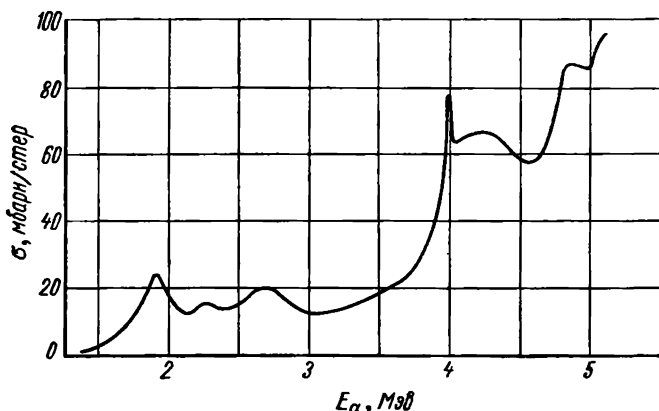
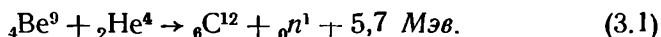


Рис. 3.1. Выход нейтронов при бомбардировке  $\alpha$ -частицами тонкой мишени из бериллия в лабораторной системе координат.

кой мишени бериллия, бомбардируемой  $\alpha$ -частицами, измерили Боннер с сотрудниками [1]. Кривая возбуждения, полученная с ускорителем как источником  $\alpha$ -частиц, показана на рис. 3.1. Интервал  $E_{\alpha}$ -энергии  $\alpha$ -частиц приблизительно соответствует энергии  $\alpha$ -частиц, испускаемых радиоактивным источником.

### 3. 2. Полоний-бериллиевые ( $\alpha$ , $n$ )-источники

Полоний-бериллиевый источник нейтронов имеет исторический интерес, потому что он был использован при открытии нейтрона. Этот источник испускает  $\gamma$ -лучи очень низкой интенсивности — преимущество, которым обладают немногие другие радиоактивные источники. С другой стороны, Po—Be-источники имеют относительно высокую скорость распада. Po<sup>210</sup>, используемый в этих источниках, имеет период полураспада, равный примерно 140 дням. Реакцию ( $\alpha$ ,  $n$ ), в результате которой возникают нейтроны, можно записать в виде



Следовательно, реакция экзотермична. Максимум энергии  $\alpha$ -частиц Po—Be-источника равен 5,3 Мэв. Поэтому распределе-

ние нейтронов из реакции будет лежать в интервале от 6,7 до 10,9 Мэв в зависимости от того, испускается ли нейтрон в том же направлении, что и падающая  $\alpha$ -частица, или в противоположном направлении. Энергия нейтрона  $E_n$  в лабораторной системе координат определяется довольно сложным соотношением

$$E_n = \frac{2M_\alpha M_n}{(M_n + M_C)^2} E_\alpha \cos^2 \theta + \frac{M_C - M_\alpha}{M_n - M_C} E_\alpha + \frac{M_C}{M_n + M_C} Q \pm \frac{2 \sqrt{M_\alpha M_n E_\alpha}}{M_n + M_C} \cos \theta \times \\ \times \sqrt{\frac{M_\alpha M_n}{(M_n + M_C)^2} E_\alpha \cos^2 \theta + \frac{(M_C - M_\alpha) E_\alpha}{M_n - M_C} E_\alpha + \frac{M_C Q}{M_n + M_C}}. \quad (3.2)$$

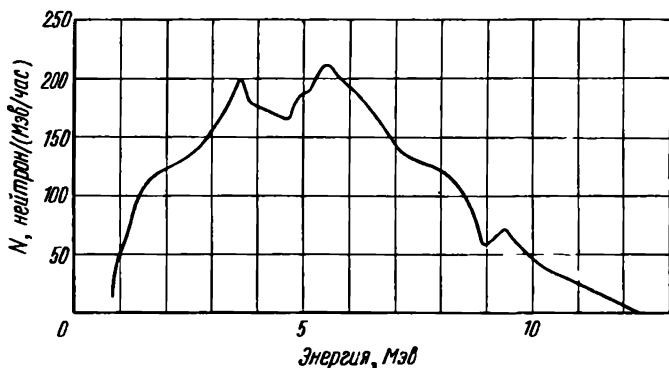


Рис. 3.2. Энергетический спектр нейтронов Po—Be-источника.

В уравнении (3.2), полученном из законов сохранения энергии и количества движения,  $\theta$  — угол между направлениями падения  $\alpha$ -частицы и испускания нейтрона,  $M_n$  — масса нейтрона,  $M_\alpha$  — масса  $\alpha$ -частицы,  $M_C$  — масса ядра углерода.

Для оценки энергетического распределения нейтронов использовали постоянное значение энергии  $\alpha$ -частицы, равное 5,3 Мэв. В действительности не все  $\alpha$ -частицы достигают ядра бериллия с этой энергией из-за энергетических потерь в материале мишени. Ядро  $C^{12}$  может быть оставлено в возбужденном состоянии, поэтому эта энергия возбуждения вычитается из энергии нейтрона. Наконец, сечение реакции ( $n, \alpha$ ) изменяется с изменением  $E_\alpha$ , что также должно быть принято во внимание при расчете спектра нейтронов. Различные исследователи измеряли энергетическое распределение нейтронов Po—Be-источника. На рис. 3.2 приведены данные Эллиота, Мак-Гарри и Фауста [2]<sup>1</sup>. Они использовали нейтронный спектрометр на совпадениях для

<sup>1</sup> См. также работу [38].— Прим. ред.

проведения этих измерений. Спектрометр с 20-канальным амплитудным анализатором позволяет провести значительно больше измерений каждой точки спектра, чем метод фотоэмульсий, в котором измеряются длины треков протонов отдачи. В последнем методе энергия нейтронов рассчитывается из длины трека протона, измеренной микроскопом. Ро—Ве-источники изготавливают различной формы. Наиболее обычный метод приготовления — это смешивание тонкого бериллиевого порошка с рас-

пределений этих измерений. Спектрометр с 20-канальным амплитудным анализатором позволяет провести значительно больше измерений каждой точки спектра, чем метод фотоэмульсий, в котором измеряются длины треков протонов отдачи. В последнем методе энергия нейтронов рассчитывается из длины трека протона, измеренной микроскопом. Ро—Ве-источники изготавливают различной формы. Наиболее обычный метод приготовления — это смешивание тонкого бериллиевого порошка с рас-

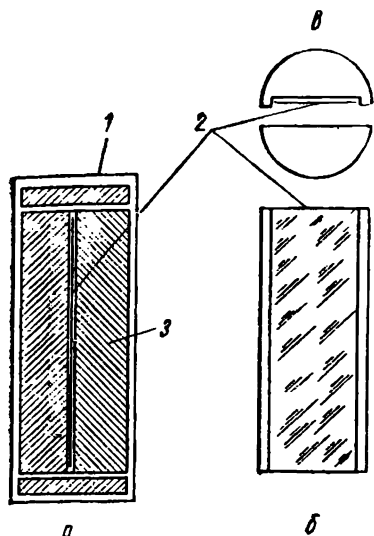


Рис. 3.3. Схема Ро—Ве-источника:

а — продольное сечение источника; 1 — металлическая капсула, 2 — платиновая фольга, покрытая с одной стороны полонием, 3 — бериллиевые полуцилиндры; б — профиль бериллиевого полуцилиндра; в — вид бериллиевого полуцилиндра сверху.

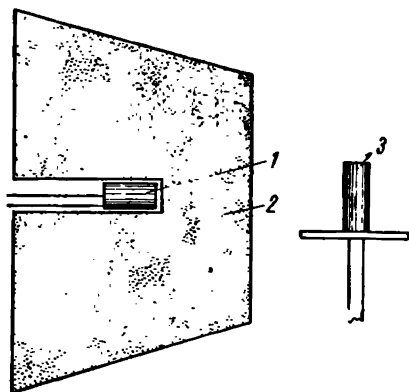


Рис. 3.4. Устройство для измерения углового распределения быстрых нейтронов из Ро—Ве-источника:

1 — пропорциональный счетчик, наполненный  $\text{BF}_3$ , 2 — блок парафина, 3 — источник нейтронов.

твором полония. После тщательного высушивания смесь прессуют в небольшую таблетку, которую помещают в контейнер. Полоний относительно летуч при температуре выше комнатной. Еще более опасно освобождение скопления атомов в результате отдачи при испускании  $\alpha$ -частицы. В результате этого некоторые атомы полония попадают в воздух. Чтобы уменьшить возможность поражения при изготовлении сильных источников нейтронов, Спинкс и Грэхем [3] создали Ро—Ве-источники типа «сэндвич». Полоний электролитически осаждали на одну сторону платиновой фольги, которую вводят в узкую щель между двумя бериллиевыми полуцилиндрами (рис. 3.3). Самое большее 50%  $\alpha$ -частиц участвуют в реакции, тем не менее источники заметно большей интенсивности, чем обычно изготавливаемые, могут быть сделаны с минимальным риском для здоровья оператора. Спинкс и Грэхем измерили угловое распределение бы-



стрых нейтронов из источника. Используемое ими экспериментальное устройство показано на рис. 3.4. ВФ<sub>3</sub>-счетчик, окруженный парафиновым замедлителем, оставался фиксированным, а источник вращался. Результаты измерений приведены в полярных координатах на рис. 3.5. Кривая *a* представляет распределение относительно продольной оси цилиндрического источника, а кривая *б* — распределение относительно оси, перпендикулярной середине продольной оси. Симметрия кривой *a* и искривле-

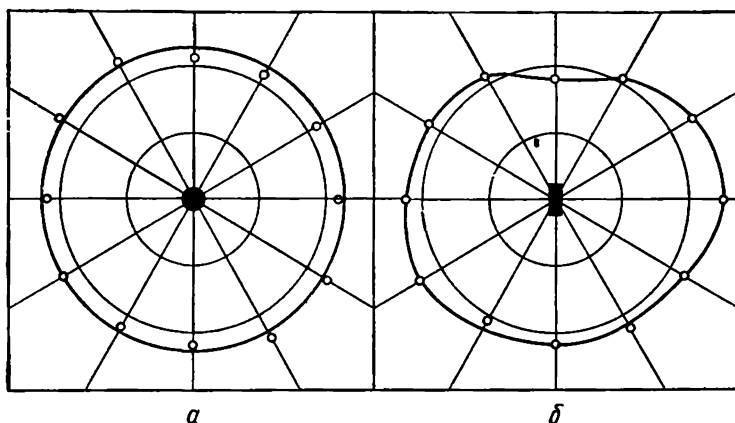


Рис. 3.5. Угловое распределение быстрых нейтронов из цилиндрического Po—Be-источника относительно продольной оси источника (*a*) и относительно оси, перпендикулярной оси цилиндра (*б*).

ние кривой *б* достаточно типичны для всех цилиндрических источников нейтронов. Следовательно, если желательно иметь сферически симметричное распределение нейтронов из источника, то форма источника должна быть как можно ближе к сферической. В табл. 3.1 приведен радиевый  $\gamma$ -эквивалент трех различных источников, изготовленных по методу «сэндвича». Обращает внимание низкая интенсивность  $\gamma$ -лучей из сильного Po—Be-источника нейтронов.

Таблица 3.1  
Гамма-излучение из Po—Be-источников

Номер источника . . . . .	1	2	3
Активность Po, <i>кюри</i> . . . . .	2,1	3,2	3,5
Интенсивность $\times 10^6$ , <i>нейтрон/сек</i> . .	2,0	3,0	3,2
$\gamma$ -Эквивалент радия, <i>мг</i> . . . . .	0,2	0,3	0,35

### 3. 3. Радий-бериллиевые ( $\alpha$ , $n$ )-источники

Многочисленные эксперименты, требующие умеренных потоков нейтронов, проводили с помощью источников нейтронов, в которых использовали смесь тонкого порошка бериллия и бромида радия. До развития и широкого использования ускорителей и реакторов Ra—Be ( $\alpha$ ,  $n$ )-источник наиболее часто использовали для получения нейтронов.

Его распространенность была основана на легкости получения больших количеств радия и на том факте, что радий имеет большой период полураспада. Его период полураспада 1690 лет гарантирует, что скорость испускания нейтронов будет постоянной во времени. Ra—Be-источники испускают интенсивное довольно жесткое  $\gamma$ -излучение.  $\gamma$ -Лучи опасны для здоровья и вызывают

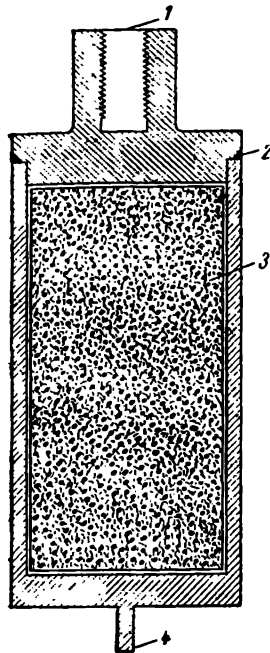


Рис. 3.6. Сечение Ra—Be ( $\alpha$ ,  $n$ )-источника:

1 — нарезная втулка для присоединения ручки, 2 — шов из твердого сплава, 3 — спрессованная смесь бромида радия и порошка бериллия, 4 — бобышка для поддержания капсулы при присоединении или удалении ручки.

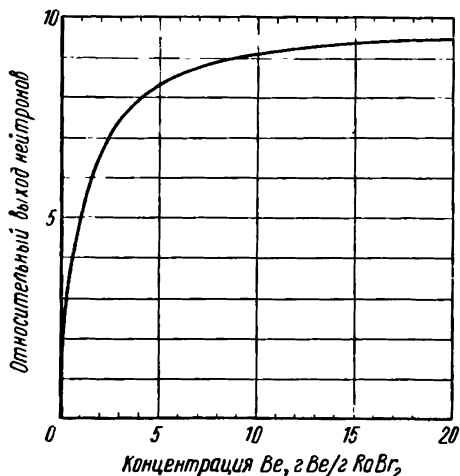


Рис. 3.7. Зависимость выхода нейтронов из спрессованного Ra—Be-источника от количества газа порошка бериллия на 1 г бромида радия.

нежелательные эффекты в некоторых типах детекторов нейтронов. От  $\gamma$ -лучей источников, содержащих более 1 г бромида радия, трудно защититься. Кроме того, радон, производимый источниками, содержащими радий, представляет постоянную угрозу радиоактивного загрязнения воздуха в лаборатории. Часть радона освобождается в виде свободного газа внутри капсулы, содержащей источник нейтронов. Чтобы предотвратить его утеч-

ку, необходимо, чтобы капсула была абсолютно герметичной. Радон сам не может развить достаточного давления, чтобы разрушить запаянную металлическую капсулу. Однако следы воды, которые могут остаться в источнике, разлагаются под действием сильного  $\gamma$ -излучения. Давление продуктов разложения воды может вызвать и часто вызывает разрушение слабо запаянных швов. Раньше Ra — Be-источники обычно помещали в латунные трубки, закрытые винтами и запаянные смесью свинца и олова.

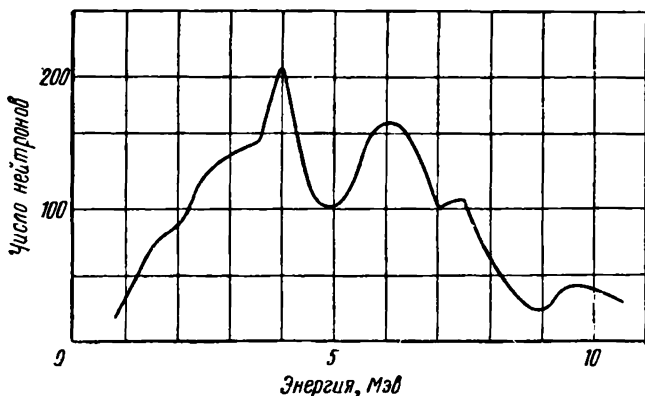


Рис. 3.8. Энергетический спектр нейтронов Ra—Be-источника.

Однако почти во всех капсулах появлялись утечки радона. Совсем недавно в качестве контейнеров начали использовать такие стойкие против коррозии сплавы, как монель-металл или нержавеющая сталь. Швы запаивают припоем с высокой точкой плавления, так что капсула с большой вероятностью остается герметичной. Смесью бромида радия и бериллиевых порошков приготавливали различными способами. Объем может быть значительно уменьшен, если спрессовать смесь до плотности около  $1,75 \text{ г/см}^3$ . Общая схема Ra — Be-источника приведена на рис. 3.6. Приспособление для временного присоединения длинной рукоятки помогает уменьшить  $\gamma$ -облучение при работе с источником. По данным Андерсена и Фельда [4], спрессованный Ra—Be-источник имеет на 1 г Ra выход нейтронов, равный приблизительно

$$1,7 \cdot 10^7 \frac{M_{\text{Be}}}{M_{\text{Be}} + M_{\text{RaBr}_2}} \text{ нейтрон/с} \cdot \text{г Ra},$$

где  $M_{\text{Be}}$  — масса бериллия и  $M_{\text{RaBr}_2}$  — масса бромида радия. Относительный выход для различных весов порошка бериллия, смешанного с солью, содержащей 1 г радия, показан на рис. 3.7. При отношении 10 г бериллия к 1 г радия дальнейшее добавление бериллия вызывает только небольшое увеличение выхо-

да нейтронов. Тейхер [5] измерил энергетический спектр нейтронов Ra—Be-источника с помощью фотоэмульсий. Полученные данные приведены на рис. 3.8. Как и предполагали, имеется некоторое сходство между этой кривой и кривой спектра нейтронов Po—Be-источника, приведенной на рис. 3.2.

### 3. 4. Плутоний-бериллиевые ( $\alpha$ , $n$ )-источники

Плутоний образует интерметаллическое соединение с бериллием PuBe<sub>13</sub> плотностью 3,7 г/см<sup>3</sup>. Легко доступным изотопом плутония является Pu<sup>239</sup>, который испускает  $\alpha$ -частицы с энергией 5,1 Мэв. Период полураспада Pu<sup>239</sup> равен 2,3·10<sup>4</sup> лет.  $\gamma$ -Лучи, испускаемые при радиоактивном распаде, имеют низкую интенсивность и энергию. Поэтому Pu—Be-источники обладают преимуществами Ra—Be-источников (большой период полураспада) и Po—Be-источника (низкая интенсивность  $\gamma$ -излучения). Выход нейтронов ниже для Pu—Be-источников, чем для Ra—Be. Цилиндрический источник диаметром приблизительно 20 и высотой 30 мм дает 10<sup>6</sup> нейтрон/сек. Стюарт [6] измерил спектр нейтронов и абсолютный выход Pu—Be-источника, содержащего 13 г плутония и 7 г бериллия. Энергию нейтронов измеряли методом фотоэмульсий. Нашли, что выход нейтронов равен 1,2·10<sup>6</sup> нейтрон/сек.

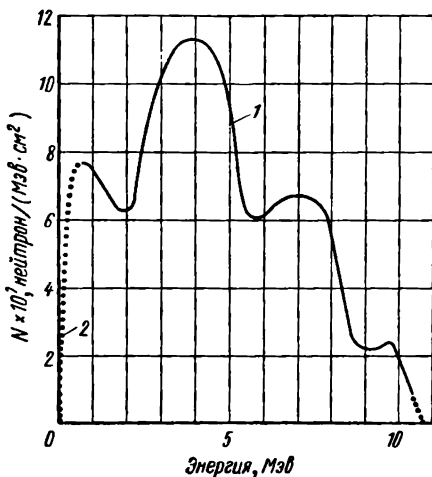


Рис. 3.9. Энергетический спектр нейтронов Pu—Be-источника.

Энергетическое распределение нейтронов показано на рис. 3.9. Совершенно очевидно, что Pu — Be-источники могут заменить другие типы ( $\alpha$ ,  $n$ )-источников, когда плутоний станет более доступным.

### 3. 5. Америций-бериллиевые ( $\alpha$ , $n$ )-источники

Америций смешивают с бериллием, образуя соединение AmBe<sub>13</sub>. Изотоп Am<sup>241</sup> имеет период полураспада около 470 лет, распадаясь, Am<sup>241</sup> испускает  $\alpha$ -частицы с энергией около 5,4 Мэв, сопровождающиеся в большинстве случаев  $\gamma$ -лучами с энергией 40—60 кэв. Это  $\gamma$ -излучение делает америций менее пригодным, чем плутоний, для изготовления нейтронных источников. Ран-

нелс и Бухер [7] описали приготовление двух смесей Am—Be. Одна из них имела отношение атомов

$$\frac{B^a}{Am} = \frac{263}{1},$$

а другая, идентифицируемая как AmBe<sub>13</sub>,

$$\frac{Be}{Am} = \frac{14}{1}.$$

Наблюдаемые выходы нейтронов приведены в табл. 3.2. Измеренный таким же способом источник PuBe<sub>13</sub> дает около 40 нейтронов на 10<sup>6</sup> α-частиц.

Таблица 3.2

Выход нейтронов из Am—Be-источников

Номер источника . . . . .	1	2
Отношение атомов бериллия к атомам амс- риция . . . . .	263:1	14:1
α-Активность америция, × 10 <sup>1</sup> расп/сек . . .	2,97	3,24
Выход нейтронов, × 10 <sup>5</sup> нейтрон/сек . . .	2,13	1,57
Число нейтронов на 10 <sup>6</sup> α-частиц . . . . .	71,7	48,5

### 3. 6. Радиоактивные (γ, n)-источники

Существуют только два ядра, которые имеют пороги для (γ, n)-реакции внутри интервала энергий γ-лучей, испускаемых радиоактивным ядром при его распаде. Это ядра H<sup>2</sup> и Be<sup>9</sup>. Следовательно, все радиоактивные (γ, n)-источники содержат в качестве материала мишени дейтерий или бериллий. Сечения реакции (γ, n) для этих ядер около порога имеют порядок миллибарн. Приблизительное изменение σ<sub>γ</sub> для дейтерия и бериллия в зависимости от энергии γ-лучей E<sub>γ</sub> вблизи порога приведено на рис. 3.10. Для источников нейтронов наиболее существенной чертой этих сечений является то, что они малы. Это означает, что фотонейтронный источник с H<sup>2</sup> и Be<sup>9</sup> в качестве мишени будет испускать во много раз больше γ-лучей, чем нейтронов. Поэтому возможно, что нежелательные эффекты γ-лучей в этих источниках будут выражены более резко. В принципе радиоактивные фотонейтронные источники позволяют получить моноэнергетические нейтроны. Если радиоактивное ядро испускает только одну γ-линию с энергией выше порога реакции (γ, n) в бериллии или

дейтерии, то все испускаемые нейтроны должны иметь одинаковую энергию, за исключением разброса из-за различия в направлениях  $\gamma$ -лучей и испускаемых нейтронов. Ваттенберг [9] исследовал выход фотонейтронов. Он дает следующее уравнение для энергии испускаемого нейтрона:

$$E_n = \frac{A-1}{A} \left[ E_\gamma - E_T - \frac{E_\gamma^2}{1862(A-1)} \right] + \delta. \quad (3.3)$$

Соотношение (3.3) получено из законов сохранения энергии и количества движения при взаимодействии фотона с ядром. Здесь

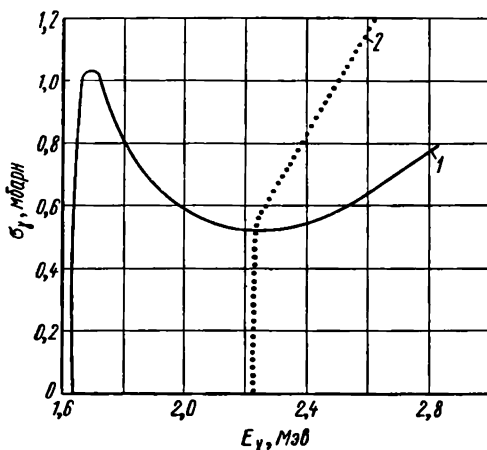


Рис. 3.10. Сечение реакции  $(\gamma, n)$  для бериллия и дейтерия при энергиях  $\gamma$ -лучей, даваемых радиоактивными источниками:

1 — теоретические значения для бериллия, которые достаточно хорошо согласуются с экспериментальными значениями. 2 — тенденция экспериментальной кривой для дейтерия.

$A$  — масса ядра мишени;  $E_\gamma$  — энергия  $\gamma$ -лучей, Мэв;  $E_T$  — пороговая энергия для реакции  $(\gamma, n)$ . Поправочный член  $\delta$  можно выразить как

$$\delta \approx E_\gamma \cos \theta \left[ \frac{2(A-1)(E_\gamma - E_T)}{931A^3} \right]^{1/2}, \quad (3.4)$$

где  $\theta$  — угол между направлениями  $\gamma$ -кванта и испускаемого нейтрона. Практически нейтроны имеют значительно больший разброс по энергии, чем можно ожидать из уравнения (3.3). Энергия нейтрона, испускаемого из материала мишени, зависит от многих факторов. Нейтроны рассеиваются в мишени и теряют энергию при вылете. Подобным же образом  $\gamma$ -лучи рассеиваются в мишени и не являются монохроматическими при соударении с ядрами. Чтобы получить большую интенсивность нейтронов, необходимо иметь толстую мишень, но в толстой мишени эффекты

нежелательного взаимодействия увеличиваются. Рассел с сотрудниками [10] измерили выходы нейтронов из нескольких ( $\gamma$ ,  $n$ )-источников, которые могли бы иметь практическое значение. Они проводили эксперименты с разборным источником нейтронов,

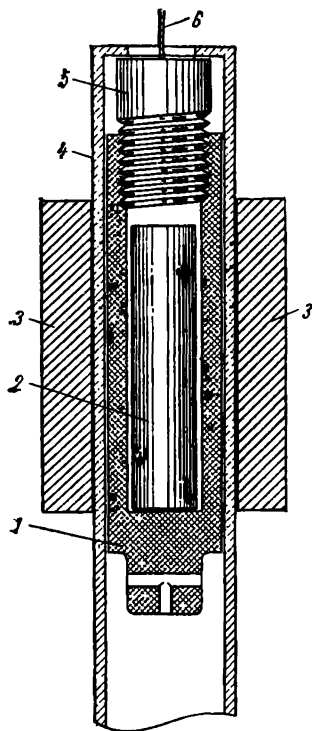


Рис. 3.11. Устройство для изучения выхода нейтронов из фотонейтронных источников:

1 — графитовый патрон для радиоактивного источника, 2 — источник  $\gamma$ -лучей, 3 — бериллиевый цилиндр, прикрепленный к латуниной трубке, 4 — латуниная трубка, 5 — графитовая пробка, 6 — трос для поднятия радиоактивного источника. Для источников с дейтерием используется идентичной формы тонкостенный латуинный цилиндр, заполненный вместо бериллия тяжелой водой.

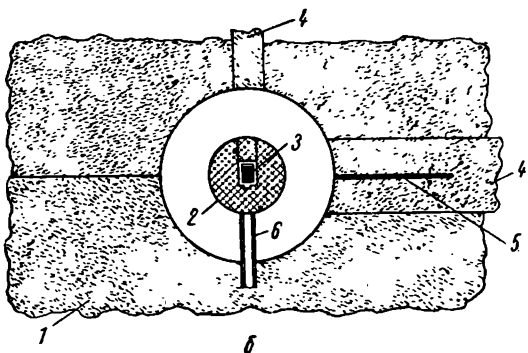
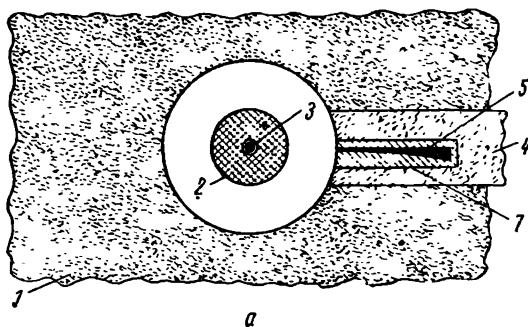


Рис. 3.12. Устройство для измерения выхода нейтронов в реакции ( $\gamma$ ,  $n$ ) на дейтерии и бериллии:

*a* — горизонтальное; *b* — вертикальное сечение: 1 — парафин, 2 — бериллиевая сфера, 3 — радиоактивный источник, 4 — подвижные парафиновые пробки, 5 — параболическая индиевая фольга, 6 — алюминиевая трубка, поддерживающая бериллиевую сферу (идентичные сферы, содержащие  $D_2O$ , используются вместо бериллиевой сферы при измерениях с дейтерием), 7 — экраны из кадмия, расположенные с каждой стороны фольги.

показанным на рис. 3.11. Графитовый патрон, несущий радиоактивный источник, вводят внутрь бериллиевого или дейтериевого цилиндра на время измерений. В остальное время его опускают в защищенный могильник, чтобы уменьшить облучение работающих  $\gamma$ -лучами. Детектор нейтронов представляет собой ионизационную камеру, наполненную  $BF_3$  и окруженную парафиновым

цилиндром. Это устройство детектировало нейтроны всех энергий с приблизительно одинаковой эффективностью. Скорость испускания нейтронов приводили в соответствие со скоростью испускания, наблюдаемой у источника 1 кюри радиоизотопа на расстоянии 1 см от 1 г материала мишени. В табл. 3.3 приведены данные, полученные для нескольких источников фотонейтронов, использующих различные радиоизотопы в качестве источников  $\gamma$ -лучей.

Снелл, Баркер и Штернберг [11] измерили также выходы фотонейтронов из сфер  $D_2O$  и Be с источниками  $\gamma$ -лучей  $Na^{24}$  и  $Ga^{72}$  внутри центральной полости сфер. Используемое ими устройство показано на рис. 3.12. Нейтроны детектировали посредством активации индиевой фольги, вмонтированной в большой блок парафина вблизи источника нейтронов. Чтобы не интегрировать наведенную активность по объему замедлителя, индиевой фольге была придана форма, показанная на рис. 3.12. Так как каждый элемент этой параболической фольги имеет длину, пропорциональную квадрату расстояния этого элемента до центра сферы, то активность этого элемента будет также пропорциональна  $r^2$ .

Поэтому измеряемая активность пропорциональна активности, которая была бы использована при интегрировании, умноженной на коэффициент  $r^2$ . Фольга, покрытая кадмием и чувствительная к нейтронам индиевого резонанса, имела длину около 150 мм, так что она перекрывала всю область нейтронов индиевого резонанса. Для получения окончательного результата фольгу прокалибровывали, заменив исследуемый фотонейтронный источник калиброванным источником тех же размеров. Результаты измерений выходов нейтронов слабо отличаются от

Таблица 3.3

Выходы нейтронов из фотонейтронных источников

Источник	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}, \text{Мэв}$	$E_n, \text{Мэв}$	Выход, $\times 10^4$ нейтрон/сек
$Na^{24} + D_2O$	14,8 ч	2,76	0,2	29
$Na^{24} + Be$	14,8 ч	2,76	0,8	14
$Mn^{56} + D_2O$	2,6 ч	2,7	0,2	0,3
$Mn^{56} + Be$	2,6 ч	1,8; 2,1; 2,7	0,15; 0,3	2,9
$Ga^{72} + D_2O$	14 ч	2,5	0,13	6,9
$Ga^{72} + Be$	14 ч	1,8; 2,2; 2,5	0,2	5,9
$In^{116} + Be$	54 мин	1,8; 2,1	0,3	0,8
$Sb^{124} + Be$	60 дней	1,67	0,02	19
$La^{140} + D_2O$	40 ч	2,5	0,15	0,7
$La^{140} + Be$	40 ч	2,5	0,6	0,2



приведенных в табл. 3.3. Из этого описания радиоактивных источников видно, что они имеют ограниченную применимость. То же самое можно сказать почти о всех радиоактивных источниках, так как в настоящее время существуют более мощные контролируемые источники нейтронов.

Радиоактивные источники применяют как небольшие лабораторные источники и как стандарты. Однако калиброванные портативные источники нейтронов могут быть полезны для абсолютного сравнения измерений в различных лабораториях или экспериментальных условиях.

### **3. 7. Ускорители как источники нейтронов**

Ускорители, которые могут сообщать энергию пучкам заряженных частиц, превышающую пороговую энергию, необходимую для освобождения нейтронов в мишени, могут быть использованы как источники нейтронов.

В тех случаях, когда реакция в мишенях экзотермична и нет порога, в ускорителе можно использовать пучок частиц весьма низкой энергии. Так как контроль за энергией заряженных частиц в пучках ускорителей вместе с методами измерения энергии пучка улучшился, стало возможным получать нейтроны с хорошо определенной энергией. Кроме того, энергия, до которой могут быть ускорены заряженные частицы, возросла, поэтому возрос интервал ядер-мишеней. Многочисленные комбинации, которые использовали для получения нейтронов, невозможно подробно описать. Однако некоторые основные свойства реакций, наиболее часто используемых для получения нейтронов, кратко рассмотрим.

### **3. 8. Нейтроны из реакций $(\alpha, n)$ , $(\alpha, 2n)$ на ускорителях**

Многие ускорители заряженных частиц ускоряют  $\alpha$ -частицы до энергий, больших, чем те, которые можно получить от радиоактивных источников. Некоторые ускорители использовали для получения нейтронов с помощью реакций  $(\alpha, n)$ . Если можно получить  $\alpha$ -частицы с энергиями порядка 20 Мэв, то интервал возможных ядер-мишеней для реакций  $(\alpha, n)$  перекрывает всю периодическую таблицу. В то время как сечения для реакций  $(\alpha, n)$  часто малы, порядка миллибарн, высокая интенсивность пучков  $\alpha$ -частиц в ускорителях может компенсировать этот недостаток.

Чтобы показать ожидаемую величину сечений, на рис. 3.13 приведены кривые возбуждений для реакций  $\text{Ag}^{109}(\alpha, n)$ ,  $\text{Ag}^{109}(\alpha, 2n)$ , измеренные Тендамом и Брадтом [12]. Кривая для зависимости реакции  $(\alpha, n)$  от  $E_\alpha$  — энергии  $\alpha$ -частиц —

резко возрастает вскоре после того, как  $E_\alpha$  проходит пороговую энергию, необходимую для освобождения нейтрона. Когда достигается порог реакции  $(\alpha, 2n)$ , сечение этой реакции ведет себя так же. Обе кривые начинают выравниваться при сечении около 100 мбарн. Когда  $E_\alpha$  превышает 20 Мэв, в некоторых ядрах появляются реакции типа  $(\alpha, n)$ ,  $(\alpha, 3n)$ ,  $(\alpha, 4n)$ .

Если энергия пучка  $\alpha$ -частиц остается постоянной и в пучок вводятся мишени с возрастающим атомным весом, выход нейтронов быстро падает. Уменьшение выхода наблюдается даже при величине  $E_\alpha$ , значительно превышающей пороги всех ядер.

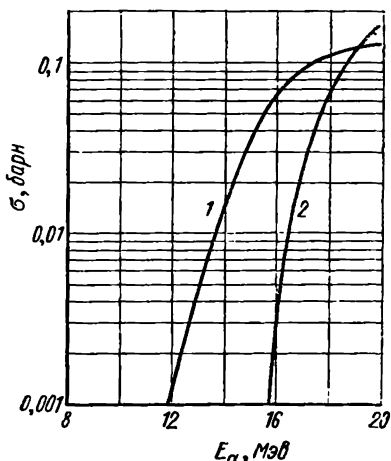


Рис. 3.13. Сечения реакций:  
1 —  $\text{Ag}^{109}(\alpha, n)$ ; 2 —  $\text{Ag}^{109}(\alpha, 2n)$ .

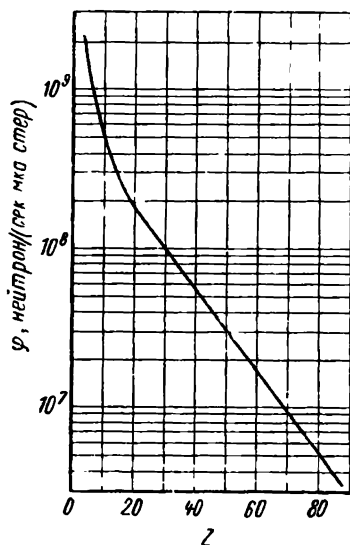


Рис. 3.14. Зависимость потока быстрых нейтронов  $\phi$  в направлении вперед для элементов от бериллия до висмута от атомного номера  $Z$  при бомбардировке  $\alpha$ -частицами с энергией 30 Мэв.

Выход нейтронов измерен Алленом с сотрудниками [13]. Они использовали пучок  $\alpha$ -частиц с энергией 30 Мэв. На рис. 3.14 приведена экспериментальная кривая, которую они получили, используя мишени от бериллия до висмута. Поток нейтронов  $\phi$  выражен как число быстрых нейтронов в направлении вперед в секунду на стерадиан на микроампер пучка ускорителя. По некоторым причинам реакция  $(\alpha, n)$  не очень полезна как источник нейтронов в ускорителях. Главная причина состоит в том, что трудно получить пучок  $\alpha$ -частиц и выход нейтронов низок. Ускорители с пучками  $\alpha$ -частиц используются для исследований ядерных уровней, которые можно изучать с помощью кривых возбуждений.

### 3. 9. Реакция $(p, n)$ как источник нейтронов

Как подразумевалось в предыдущем обсуждении,  $(p, n)$ -реакция является более популярной, чем реакция  $(\alpha, n)$ , в качестве источника нейтронов в ускорителях. Более низкие пороговые энергии и большие выходы нейтронов способствуют этому. В табл. 3.4 приведены величины  $E_T$  для реакции  $(p, n)$ , взятые из работы [14].

До настоящего времени реакция  $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$  наиболее широко используется в качестве источников нейтронов в киловольтной области. Уравнение реакции имеет вид

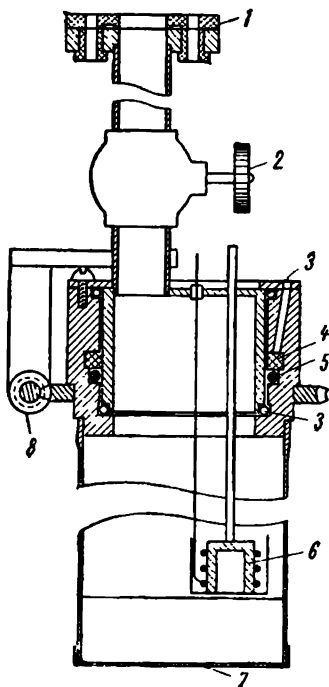
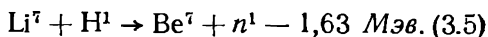


Рис. 3.15. Съемная вращающаяся литевая мишень:

1 — люцитовые изоляторы, 2 — клапаны, 3 — шарикоподшипники, 4 — фетровый сальник, 5 — вакуумное кольцевое уплотнение, 6 — печь для лития, 7 — крышка из тантала толщиной 0,25 мм, соединенная с трубкой, 8 — червячная пара.

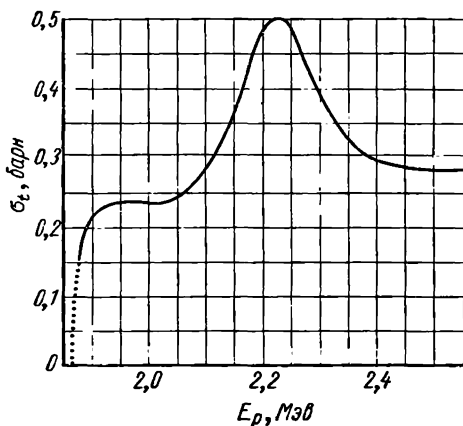


Рис. 3.16. Зависимость сечения реакции  $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$  от энергии протона  $E_p$ .

Для получения нейтронов с энергией ниже 80 кэв необходимы большие токи протонов на тонкие образцы и нейтроны должны быть взяты под углом больше  $90^\circ$  к направлению пучка протонов. Вопреки усложнениям, связанным с этими требованиями, большой выход нейтронов и низкая пороговая энергия реакции сделали этот метод пригодным для использования с ускорителями Ван-де-Граафа. Большие токи протонов заставляют использовать вращающуюся мишень, чтобы уменьшить испарение тонкой пленки лития при нагреве пучком. Литий наносят на подложку испарением в вакууме и соответствующим образом используют в

Таблица 3. 4

Пороговые энергии  $E_T$  реакции  $(p, n)$  для некоторых ядер

Ядро	$E_T, \text{Мэв}$	Ядро	$E_T, \text{Мэв}$	Ядро	$E_T, \text{Мэв}$	Ядро	$E_T, \text{Мэв}$
$\text{H}^3$	1,02	$\text{Cu}^{65}$	2,2	$\text{Ga}^{69}$	4,0	$\text{Ru}^{101}$	1,4
$\text{Li}^7$	1,88	$\text{Ni}^{60}$	2,8	$\text{Br}^{79}$	2,7	$\text{Cd}^{111}$	1,6
$\text{Sc}^{45}$	2,9	$\text{Ni}^{61}$	2,8	$\text{Rb}^{87}$	2,0	$\text{Cd}^{114}$	3,0
$\text{V}^{51}$	1,6	$\text{Ni}^{64}$	2,4	$\text{Yb}^{139}$	3,6	$\text{Cs}^{133}$	1,0
$\text{Cr}^{52}$	5,4	$\text{Zn}^{66}$	5,9	$\text{Zr}^{90}$	7,0	$\text{Ce}^{142}$	3,5
$\text{Cu}^{63}$	4,2			$\text{Ru}^{99}$	2,4		

ускорителе, чтобы избежать окисления. Лэмпи [15] описал устройство для приготовления литиевых мишеней, которое показано

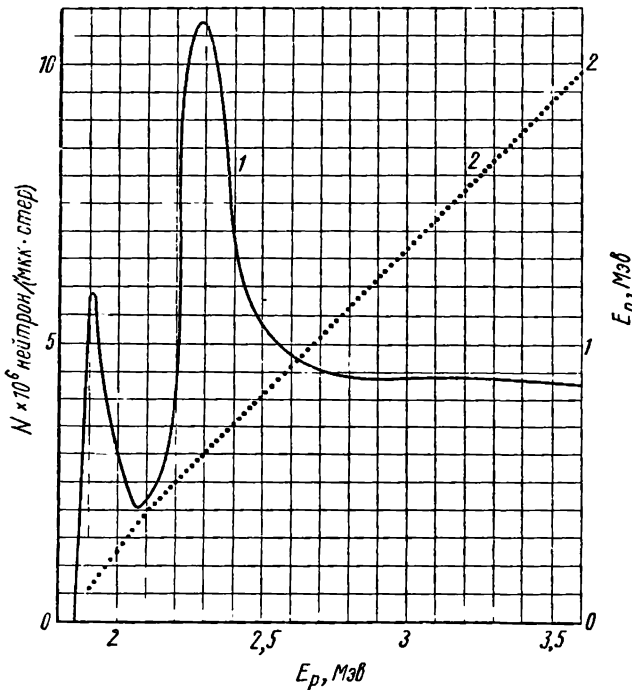


Рис. 3.17. Зависимость выхода и энергии нейтронов в направлении вперед для реакции  $\text{Li}(p, n)$  от энергии протонов.

на рис. 3.15. Вакуумная камера может быть удалена от ускорителя и соединена с вакуумной системой для нанесения слоя

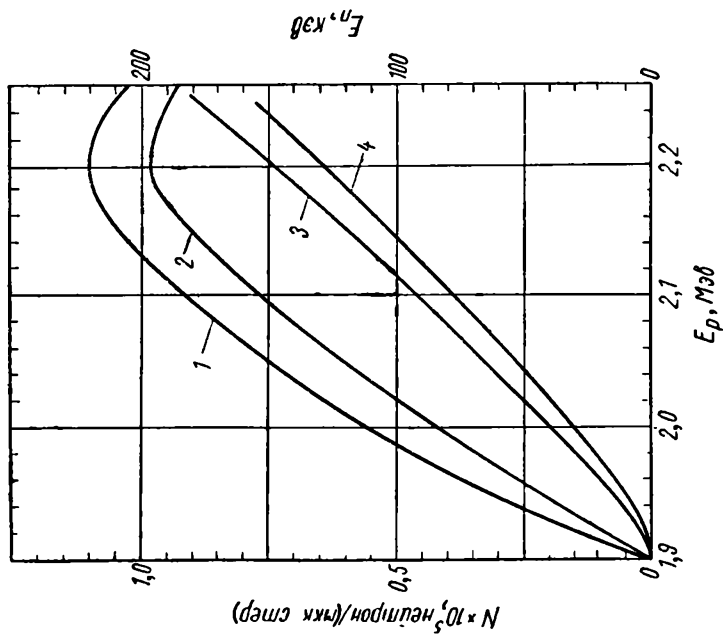


Рис. 3.18. Выход и энергия нейтронов в реакции  $\text{Li}(p, n)$  под углами 120 и 135°:

1 — число нейтронов под углом 120°, 2 — число нейтронов под углом 135° (ордината слева), 3 —  $E_n$  при 120°, 4 —  $E_n$  при 135° (ордината справа).

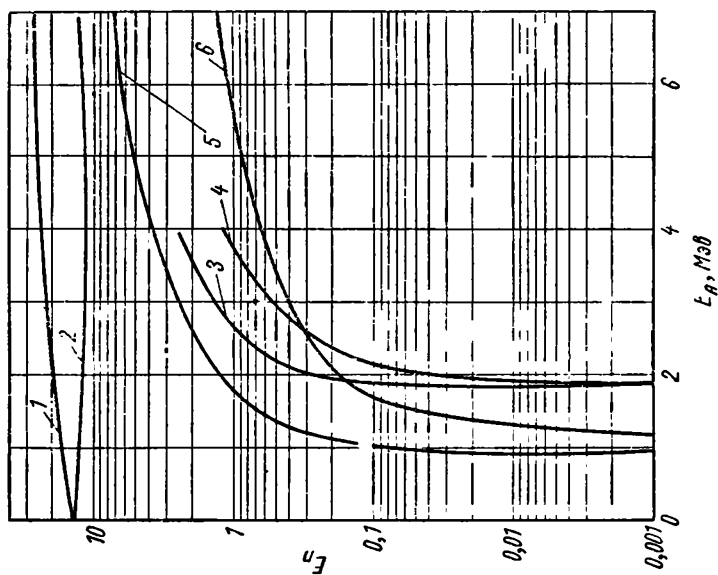


Рис. 3.19. Зависимость энергии нейтронов от энергии бомбардирующей частицы  $A$  под углами 0 и 180° для некоторых реакций:

1 —  $\text{H}^3(d, n) \text{He}^4$  при 0; 2 —  $\text{H}^3(d, n) \text{He}^4$  при 180; 3 —  $\text{Li}(p, n) \text{Be}^8$  при 0; 4 —  $\text{Li}^7(p, n) \text{Be}^8$  при 180; 5 —  $\text{H}^3(p, n) \text{He}^3$  при 0°; 6 —  $\text{H}^3(p, n) \text{He}^3$  при 180.

лития. С закрытым клапаном камеру переносят на ускоритель, который откачивается перед тем, как снова открывают клапан. Во время бомбардировки протонами образец вращается с помощью червячной передачи. Зависимость полного сечения реакции  $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$  от энергии протона показана на рис. 3.16 [16]. На рис. 3.17 приведена зависимость выходов нейтронов в направлении вперед из толстого образца от энергии протонов [16]. Пунктирная кривая показывает соответствующие величины энергии нейтрона  $E_n$  с ординатой справа. Эти энергии нейтронов лежат в области мегаэлектронвольт. Выходы и энергии  $E_n$  порядка килоэлектронвольт для тонкой литиевой мишени показаны на рис. 3.18. Кривые взяты под углами 120 и 135° по отношению к пучку протонов. Другие данные об энергиях нейтронов, полученные из реакции  $\text{Li}^7(p, n)$ , показаны на рис. 3.19 (кривые 3 и 4) [16]. Эти кривые дают энергию нейтронов для протонов с энергиями от 0 до 4 Мэв. Кривая 3 взята для 0° по отношению к пучку протонов, а кривая 4 — для 180°. Для сравнения показаны подобные же кривые 1 и 2 для реакции  $\text{H}^3(d, n)$  и кривые 5 и 6 для реакции  $\text{H}^3(p, n)$ .

### 3. 10. Моноэнергетические нейтроны

Свойства реакции  $\text{Li}^7(p, n)$  дают основание предположить, что ускоряемые заряженные частицы позволят получить приблизительно моноэнергетические нейтроны в широком интервале энергий. Фактически получение моноэнергетических нейтронов было одной из наиболее важных функций ускорителей. Для ограничения энергий нейтронов узким интервалом используют тонкие мишени, в которых отсутствуют потери энергии бомбардирующих частиц до их взаимодействия с ядрами. Обычно толщину мишени выражают в энергетических потерях, испытываемых бомбардирующей частицей при прохождении мишени. Это измерение толщины в единицах энергии следует из того факта, что потери энергии для конкретной частицы и мишени могут быть определены в малом интервале энергий выражением

$$- \frac{dE}{dx} \approx C,$$

где  $C$  — постоянная.

Следовательно, определение  $-dE$  для мишени дает также и величину  $dx$ : поэтому можно сказать, например, что мишень имеет толщину 2 кэв для протонов, и эта информация более важна, чем обычная толщина в обычных единицах. Кроме того, чтобы гарантировать приблизительно монохроматические нейтроны, необходимо ограничить телесный угол, под которым они вылетают. Если все другие параметры постоянны, то энергия нейтрона зависит от угла между направлением нейтрона и пучка бомбардирующих частиц. Так как энергия нейтрона зависит от

энергии протонов в пучке, то улучшение контроля энергии протонов в ускорителях уменьшит разброс энергии нейтронов. Соотношения между кинетической энергией протона и углом испускания нейтрона будут яснее при рассмотрении кинематики реакции.

На рис. 3.20, *а* показано положение протона массой  $M_p$  и ядра-мишени массой  $M_1$  до соударения. Ядро-мишень предполагается свободным в лабораторной системе координат, и протон имеет скорость  $V_p$ . Диаграмма на рис. 3.20, *б* показывает относительные положения после соударения, в котором протон был захвачен ядром-мишенью и нейтрон массой  $M_n$  со скоро-

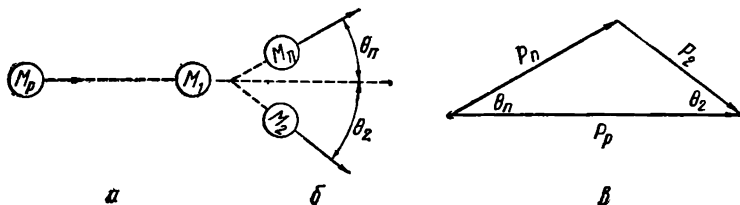


Рис. 3.20. Векторная диаграмма соударения протона с ядром массы  $M_1$  в реакции  $(p, n)$ :

Ядро-мишень предполагается свободным в лабораторной системе: *а* — положение перед соударением; *б* — после соударения; *в* — диаграмма импульсов.  $M_p$  — масса протона,  $M_1$  — масса ядра мишени,  $M_n$  — масса нейтрона,  $M_2$  — масса ядра продукта,  $\theta_n$  — угол испускания нейтрона в лабораторной системе координат,  $\theta_2$  — направление ядра продукта в лабораторной системе координат,  $P_n$  — импульс нейтрона:  $P_p$  — импульс протона,  $P_2$  — импульс ядра-продукта.

стью  $V_n$  испущен под углом  $\theta_n$  по отношению к начальному направлению протона. Ядро-продукт массой  $M_2$  движется со скоростью  $V_2$  в направлении  $\theta_2$ . До соударения кинетическая энергия протона равна  $M_p V_p^2/2$ , а его количество движения есть  $M_p V_p = P_p$ . Энергия и количество движения  $M_1$  равны нулю. Кроме того, предполагается, что при реакции поглощается или выделяется энергия. Применяя законы сохранения к соударению, имеем

$$E_n = E_p - E_2 + Q, \quad (3.6)$$

где  $E_2 = M_2 V_2^2/2$ , а  $Q$  может быть положительным или отрицательным. Подобно этому для количества движения

$$P_n = P_p - P_2, \quad (3.7)$$

что является векторным уравнением и может быть представлено векторной диаграммой рис. 3.9, *в*. Из этой диаграммы

$$P_n^2 = P_2^2 - P_p^2 + 2P_p P_n \cos \theta_n. \quad (3.8)$$

Так как  $P^2 = 2ME$ , уравнение (3.2) можно переписать в виде

$$\frac{P_n}{2M_n} = \frac{P_p}{2M_n} - \frac{P_2}{2M_2} + Q. \quad (3.9)$$

Чтобы получить  $E_n$ , из уравнений (3.8) и (3.9) можно исключить  $P^2$ , тогда имеем

$$E_n = \frac{P_n^2}{2M_n} = \frac{2M_p M_n}{(M_n + M_2)^2} E_p \cos^2 \theta_n + \frac{M_2 - M_p}{M_n + M_2} E_p + \\ + \frac{M_2}{M_n + M_2} Q \pm 2 \frac{\sqrt{M_p M_n E_p}}{M_n + M_2} \cos \theta_n + \\ \pm \sqrt{\frac{M_p M_n}{(M_n + M_2)^2} E_p \cos^2 \theta - \frac{M_2 - M_p}{M_n + M_2} \frac{M_2 Q}{M_n + M_2}}. \quad (3.10)$$

Уравнение (3.10) идентично по форме уравнению (3.2) для получения нейтронов при бомбардировке ядра  $\alpha$ -частицами. Это уравнение применимо к другим реакциям с заряженными частицами, если ввести соответствующие массы. В качестве численного примера использования уравнения (3.10) выберем реакцию  $H(p, n)He^3$  с  $Q = -0,735$  Мэв. Для простоты используем массовые числа вместо атомных единиц массы, так как это приближение не сильно отличается от более точного расчета. Предположим также  $\theta_n = 0$ . Подставляя в уравнение (3.10) соответствующие массовые числа, имеем

$$E_n = \frac{E_p}{8} + \frac{E_p}{2} + \frac{3Q}{4} + \frac{\sqrt{E_p}}{2} \sqrt{\frac{E_p}{8} + \frac{E_p}{2} + \frac{3Q}{4}} = \\ = \frac{5E_p}{8} + \frac{3Q}{4} + \frac{\sqrt{E_p}}{2} \sqrt{\frac{5E_p}{8} + \frac{3Q}{4}}.$$

Беря  $E_p = 1$  Мэв, получаем

$$E_n = \left( \frac{5}{8} - 0,55 \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{5}{8} - 0,55 \right)^{1/2} \text{ Мэв} = 0,0625 + \\ + 0,125 = 0,187 \text{ Мэв}.$$

Из численного примера ясно, что для члена, содержащего корни в уравнении (3.10), выбран положительный знак. Маккибен [17] построил номограммы зависимости  $E_n$  от  $E_p$  для  $\theta$  от 0 до  $180^\circ$ . Эти номограммы основаны на соотношении между  $\theta_n$  — углом испускания нейтронов в лабораторной системе координат и  $\varphi$  — углом испускания в системе центра масс.

Построение таких диаграмм возможно, так как  $E_n$  и  $E_2$  не зависят от величины  $\varphi$ . Кроме того,  $E_n$  можно рассматривать



состоящим из двух частей;  $A_n^2$ , пропорциональной скорости центра масс  $M_n$  и  $M_2$ , и  $B_n^2$ , пропорциональной скорости  $M_n$  в системе центра масс. Одинаковые массы соответствуют  $A_n$  и  $B_n$ ,

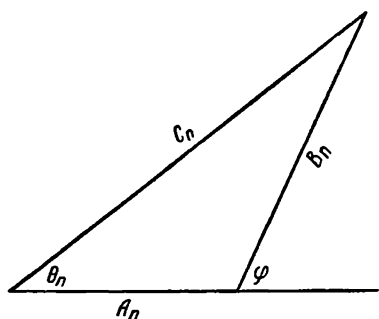


Рис. 3.21. Векторная диаграмма для энергии нейтрона:

$$E_n = A_n^2 + B_n^2 + 2A_n B_n \cos \varphi = B \times \left( \frac{\sin \theta}{\sin \theta_n} \right)^2,$$

где  $\varphi$  — угол испускания нейтрона в системе центра масс;

$$A_n = \frac{\sqrt{M_n + M_p}}{M_p + M_2} \sqrt{E_p};$$

$$B_n = \sqrt{\frac{M_1 M_0}{(M_p + M_1) M_n + M_2}} \times \sqrt{E_p - E_1};$$

$$E_1 = -\frac{M_p + M_1}{M} Q \text{ — пороговая энергия}$$

$$C_n = \sqrt{E_n}.$$

и их можно сложить векторно, чтобы дать  $C_n = E_n$ , как показано на рис. 3.21. Номограмма основана на этом сложении векторов. Схема общего метода построения приведена на рис. 3.22. Радиусы при различных величинах  $\theta_n$  проведены из нуля в пределах полуокружности. Величины  $E_n$  по диаметру от нуля до максимума соответствуют  $C_n$  на диаграмме 3.21. Полуокружности с нулем в центре проходят через эти точки. Величина  $E_n$  имеет постоянное значение на полуокружностях. С центрами на расстоянии  $A_n$  от нуля для величин  $E_p$  проведено несколько пунктирных полуокружностей с радиусами, пропорциональными  $B_n$ . Углы в системе пунктирных полуокружностей соответствуют  $\varphi$ , а пунктирные радиальные линии для постоянного  $\varphi$  искривлены из-за сдвига центра для каждой пунктирной полуокружности. На рис. 3.22 масштаб увеличен, чтобы показать соотношение между двумя системами полуокружностей. Точка в одном ряду полуокружностей номограммы

является также точкой другого ряда. Поэтому если  $E_p = E_b$ , то величина  $E_n$  для  $\theta = 45^\circ$  может быть найдена продвижением по дуге для  $E_b$  до радиуса при  $45^\circ$ .

От этого пересечения по сплошной окружности двигаются назад к шкале для  $E_n$ . Это приводит к величине  $E_n = E_2$  на диаграмме. Были созданы многочисленные номограммы для различных реакций. Если они начерчены достаточно подробно, чтобы избежать интерполяции, то их трудно читать, если они не воспроизведены в большом масштабе. Так как интерполяция производится в нелинейных интервалах, она может привести к ошибкам. Однако для приближенных оценок в повседневной работе диаграммы Маккибена полезны. Они также удобны для выявления главных характеристик реакций при получении ней-

тронов. Если одна или две величины энергии определены точно, то расчеты с использованием уравнения (3.10) более удобны.

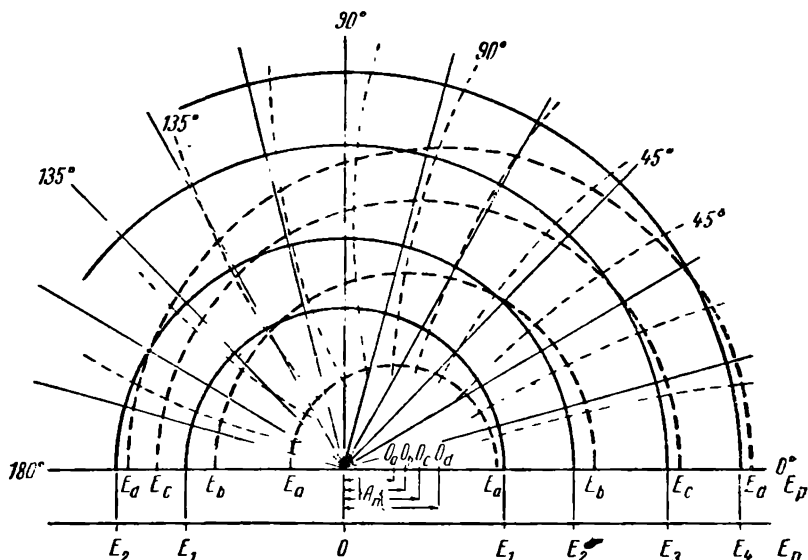
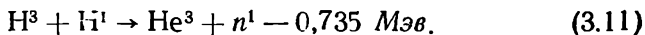


Рис. 3.22. Диаграмма Маккибена для реакции  $(p, n)$ .  $E_p$  — энергия бомбардирующего протона;  $E_n$  — энергия испускаемого нейтрона.

### 3. 11. Реакция $H^3(p, n) He^3$

В настоящее время тритий стал более распространенным, поэтому его часто используют для получения нейтронов. Одна из реакций, в которой тритий может быть использован для получения нейтронов, — реакция  $H^3(p, n) He^3$ ; ее можно записать в виде



Для бомбардировки трития необходимо, чтобы он имел форму удобной мишени. Мишень необходимо установить в положение, позволяющее получать нейтроны под определенными углами, когда требуются моноэнергетические нейтроны заданной энергии. Удобная газовая тритиевая мишень была разработана Джонсоном и Банта [18] (рис. 3. 23). Тритий заключен в цилиндрический объем на конце тубусной трубки, закрытой никелевой фольгой. Тритий вводят через дополнительную трубку по пространству между трубкой и тубусом. Тритиевую мишень можно бомбардировать любыми заряженными частицами от ускорителя. Можно использовать твердую тритиевую мишень. Большинство металлов поглощало и удерживало большие объемы изотопов водорода, если водород вводили при высоких тем-

пературах. Среди этих металлов выделяется цирконий. Поэтому тритиевые мишени изготавливают осаждением тонкого слоя циркония на подложку из металла с высокой точкой плавления, не-

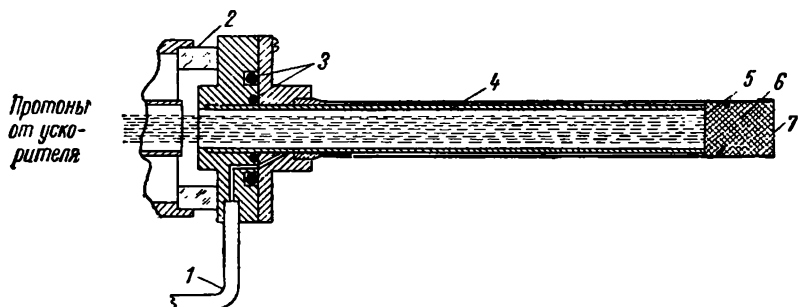


Рис. 3.23. Тритиевая газовая мишень:

1 — трубка для подачи трития, 2 — стеклянный изолятор, 3 — кольцевые уплотнения, 4 — трубка-держатель никелевой фольги, 5 — никелевая фольга, 6 — газовая ячейка, 7 — платиновая крышка.

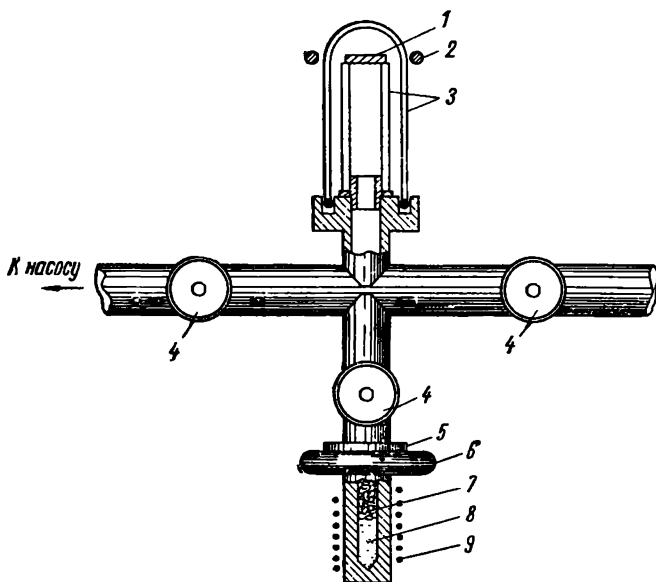


Рис. 3.24. Вакуумная система для приготовления твердых мишеней:

1 — материал мишени, 2 — индукционная нагревательная катушка, 3 — кварцевые трубки, 4 — клапаны, 5 — ловушка из нержавеющей стали, 6 — охлаждающая катушка, 7 — стеклянная вата, 8 — соединение U-образной трубки, 9 — нагревательная катушка.

проницаемого для водорода, например из вольфрама. Слой циркония обогащают тритием при повышенной температуре. В ре-

зультате обогащения получают твердую тритиевую мишень, в которой число атомов трития на единицу объема равно или превышает число атомов циркония. Устройство для насыщения цир-

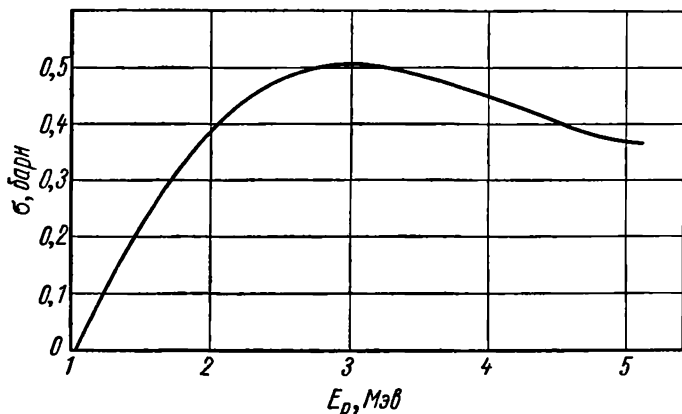


Рис. 3.25. Зависимость полного сечения реакции  $\text{H}^3(p, n)\text{He}^3$  от энергии протона.

кониевой мишени тритием описано Лили и Коннором [19], а схема устройства приведена на рис. 3.24. Конструкция системы металлическая, за исключением кварцевой трубки. Устройство

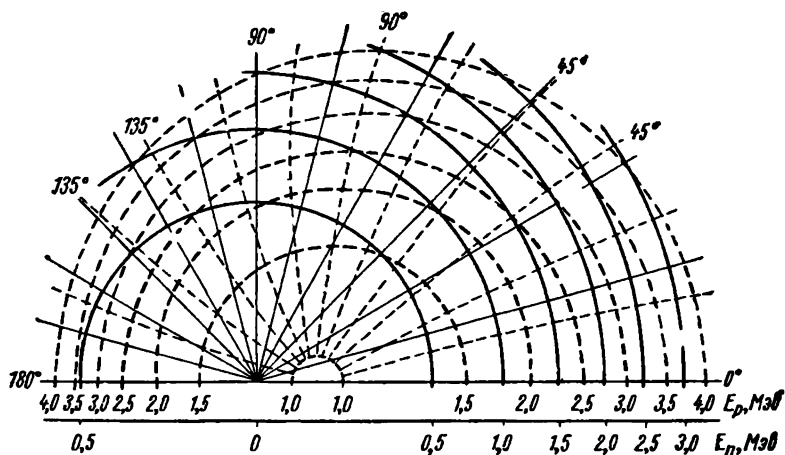


Рис. 3.26. Диаграмма Маккибена для реакции  $\text{H}^3(p, n)\text{He}^3$ .

снабжено клапанами для соединения с вакуумными насосами, источником трития или промывающим газом. Тритий освобождается из соединения  $\text{UT}_3$ , содержащегося в нижнем конце вер-

тикальной трубки. При нагревании это соединение выделяет тритий, а после охлаждения тритий рекомбинирует с ураном. Изготавливаемая мишень нагревается индукционной катушкой в процессе обогащения. Полное сечение реакции  $H^3(p, n)He^3$ , измеренное Уиллардом, Кингтоном и Бейером [20] приведено на рис. 3.25. Кривая определяет зависимость сечения от энергии протона  $E_p$  в пределах от порога 1,02 до 5 Мэв. Выход нейтронов вблизи порога довольно большой. Отсутствие возбужденных состояний  $He^3$  в области энергии, перекрываемой кривой на рис. 3.25, показывает, что нейтроны из этой реакции должны быть моноэнергетичны. Общие характеристики испускания нейтронов из реакции  $H^3(p, n)$  приведены на рис. 3.26.

### 3. 12. Реакция $(p, n)$ в мишенях с большим атомным номером

Мишени с низким атомным номером широко применяются для получения нейтронов. Брюггер, Боннер и Марион [21] обратили внимание на реакции  $Sc^{45}(p, n)Ti^{45}$  и  $Cu^{63}(p, n)Zn^{63}$  для получения моноэнергетических нейтронов с энергией в области килоэлектронвольт. Кроме очевидных преимуществ этих элементов, связанных с приготовлением мишеней, эти ядерные реакции имеют характеристики, которые делают их полезными для получения моноэнергетических нейтронов. Например, когда энергия протона превышает порог 4 Мэв в скандии, энергия нейтрона достигает 10 кэв. Если разброс энергии в пучке протонов 1 кэв, то разброс энергий нейтронов составляет 2 кэв. Когда энергия нейтронов достигает 20 кэв, разброс энергий нейтронов становится равным разбросу пучка протонов. Если под углом  $\theta_n = 0^\circ$  испускаются нейтроны с энергией 20 кэв, то при  $\theta_n = 15^\circ$  энергия нейтронов еще равна 19,5 кэв. Эта сравнительная однородность энергии нейтронов в пределах большого угла полезна, когда используют большие образцы для рассеяния или поглощения нейтронов. Другим преимуществом тяжелых мишеней является уменьшение доплеровского уширения энергии нейтронов. Диаграмма Маккибена для реакции  $Sc^{45}(p, n)Ti^{45}$  показана на рис. 3.27. Для реакции  $Cu^{63}(p, n)Zn^{63}$  протоны в энергетическом интервале 4,2 и 4,4 Мэв дают нейтроны с энергиями, соответствующими шкале энергий на рис. 3.27. Гиббонс, Маклин и Шмидт [22] предложили использовать резонансное испускание нейтронов в реакции  $V^{51}(p, n)Cr^{51}$  в качестве источника моноэнергетических нейтронов в интервале от 5 до 120 кэв. Эмиссионный спектр этих нейтронов в направлении вперед состоит из очень острых пиков, как показано на рис. 3.28. Кривая перекрывает интервал энергий протонов от порога 1,566 до 1,67 Мэв. Естественная ширина резонансов добавляется к разбросу энергии пучка протонов, составляющему меньше 1 кэв (толщины ва-

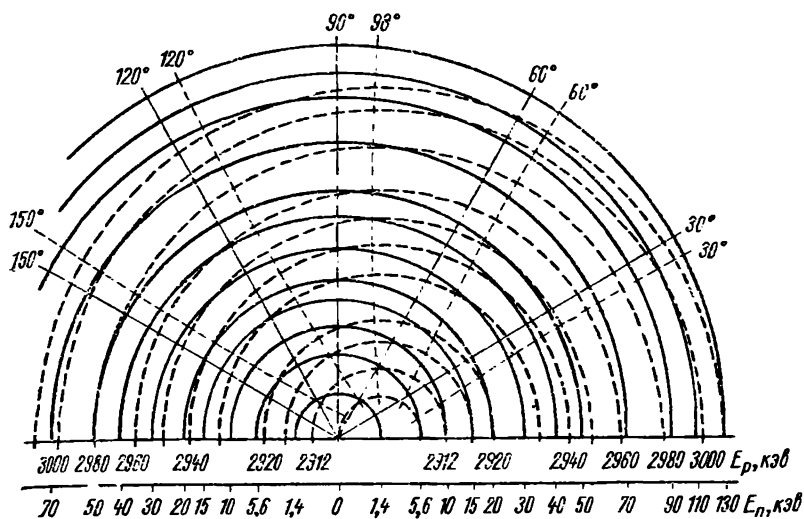


Рис. 3.27. Диаграмма Маккибена для реакции  $\text{Sc}^{45}(p, n)\text{Ti}^{45}$ .

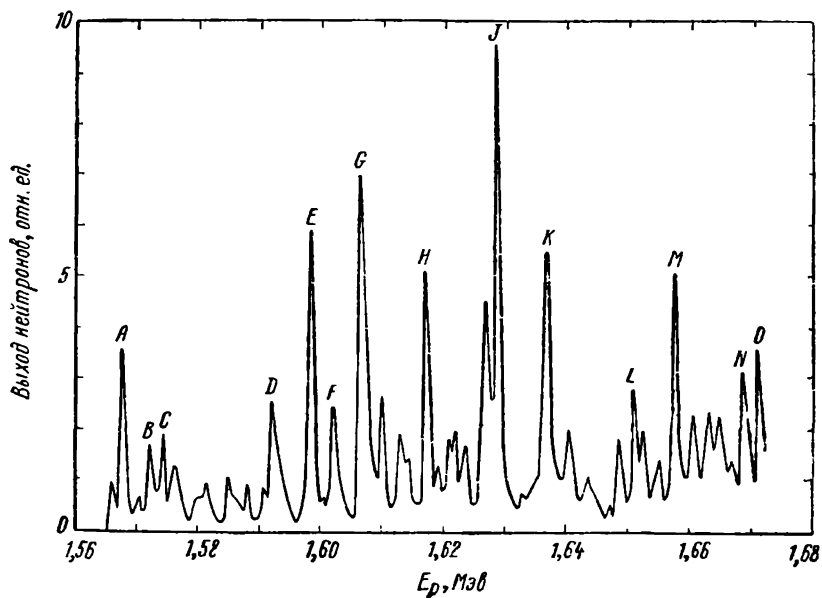


Рис. 3.28. Относительный выход нейтронов на микрокулон в зависимости от энергии протона для реакции  $\text{V}^{51}(p, n)\text{Cr}^{51}$ . Мишень толщиной 1 кэв, нейтроны в переднем конусе с половинным углом  $45^\circ$ .

надиевой мишени). Энергии нейтронов для отдельных пиков, приведенных на рис. 3.28, даны в табл. 3.5.

Т а б л и ц а 3. 5  
Энергии нейтронов, соответствующие резонансным пикам  
в реакции  $V^{51}(p, n)Cr^{51}$

Пик	$E_p$ , Мэв	$E_n$ , кэв	Пик	$E_p$ , Мэв	$E_n$ , кэв
1	1,568	4,8	8	1,617	61
2	1,573	11,3	9	1,629	74
3	1,575	13,6	10	1,637	82
4	1,592	34	11	1,651	97
5	1,598	40	12	1,658	104
6	1,603	45	13	1,669	116
7	1,607	50	14	1,672	119

### 3. 13. Нейтроны из реакции $(p, n)$ при высоких энергиях

Ускорители, которые могут давать пучки протонов с энергиями порядка 400 Мэв, используют для получения нейтронов приблизительно такой же энергии. Например, Гуддел с сотрудни-

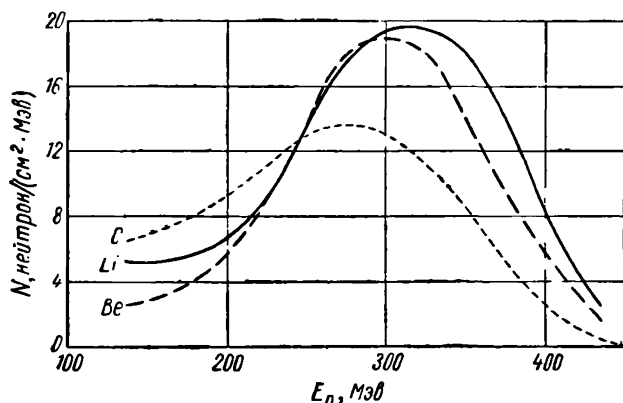


Рис. 3.29. Сравнение энергетических распределений нейтронов при бомбардировке C, Li и Be протонами с энергией 375 Мэв.

ками [23] исследовали энергетическое распределение нейтронов при бомбардировке мишеней бериллия, лития и углерода протонами с энергией 375 Мэв. Результаты оказались подобными

для всех образцов. Сравнительные кривые показаны на рис. 3.29. При измерениях в качестве монитора пучка протонов использовали висмутовую камеру деления. Камера давала «отсчет монитора», используемый при построении графика на рис. 3.29. Энергию нейтронов определяли измерением протонов отдачи, рассеянных на угол  $45^\circ$ , пластинкой полиэтилена. Файерман и Роулэнд [24] облучили воду и жидкий аммиак протонами с энергией 2,2 Гэв, чтобы исследовать нейтроны, получающиеся при этой очень высокой энергии.

Чтобы оценить результаты, они определили относительные выходы нейтронов из кислорода и азота в сравнении с нейтронами из Ra—Be-источников. Нейтроны детектировались с помощью покрытых кадмием индиевых фольг, расположенных на различных глубинах в парафиновом блоке вблизи материала мишени. Активация индия нейтронами, соответствующая энергии индиевого резонанса, была взята за меру количества нейтронов.

На рис. 3.30 приведена зависимость скорости счета индиевой фольги от глубины расположения фольги в парафиновом блоке для нескольких углов. Для сравнения спектры нейтронов деления  $U^{235}$  и нейтронов Ra—Be-источника измеряли в той же геометрии; результаты даны на рисунке (кривые 4 и 5 соответственно). Определяли также сечение выхода нейтронов из N и O при энергии протонов 2,2 Гэв — оно равно 1 и 0,65 барн соответственно.

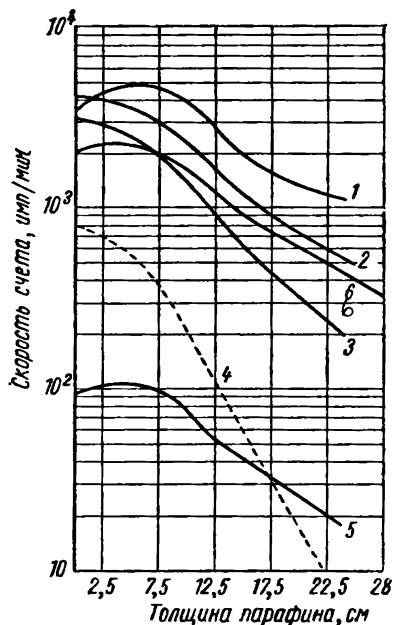


Рис. 3.30. Активности, наводимые в индиевых фольгах, покрытых кадмием, расположенных в блоке парафина, нейтронами, получающимися при взаимодействии протонов 2,2 Гэв с азотом и кислородом, в сравнении с активностями, наводимыми нейтронами деления и нейтронами стандартного Ra—Be-источника:

1 — нейтроны под углом  $60^\circ$  при облучении  $NH_3$ , 2 — нейтроны при облучении  $NH_3$  под углом  $90^\circ$ , 3 — нейтроны при облучении  $NH_3$  под углом  $120^\circ$ , 4 — нейтроны деления  $U^{235}$ , 5 — нейтроны Ra—Be-источника, 6 — нейтроны при облучении кислорода. Счет в минутах отнесен к результатам с Ra—Be-источником.

### 3. 14. Реакция ( $d, n$ ) как источник нейтронов

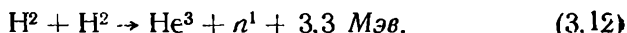
Почти все реакции ( $d, n$ ), которые использовались для получения нейтронов, сильно экзотермичны. Следовательно, реакции не имеют порогов, и нейтроны могут быть получены при энергиях дейтронов, приближающихся к нулю. Исключение составляет реакция  $C^{12}(d, n) N^{13}$ , которая эндотермична с  $Q =$



$= -0,28$  Мэв и пороговой энергией  $E_T = 0,33$  Мэв. Таким образом, устройства, которые могут ускорить дейтроны до энергии в несколько киловольт, могут быть использованы как источники нейтронов. Это обстоятельство способствовало созданию большого количества установок, использующих дейтроны для получения нейтронов, на раннем этапе развития ускорителей. Хотя число реакций  $(d, n)$  велико, только некоторые из них оказались ценными как источники моноэнергетических нейтронов. Фактически только две реакции пригодны для этой цели. Это реакции  $\text{H}^2(d, n)\text{He}^3$  и  $\text{H}^3(d, n)\text{He}^4$ . Другие реакции  $(d, n)$ , такие, как  $\text{Li}^7(d, n)\text{Be}^8$  с высокой величиной  $Q = 15$  Мэв и  $\text{Be}^9(d, n)\text{B}^{10}$  имеют большой выход, но не дают простого спектра нейтронов.

### 3. 15. Реакция $\text{H}^2(d, n)\text{He}^3$ как источник нейтронов

Эта реакция широко используется для получения моноэнергетических нейтронов. Одна из удобных характеристик  $\text{H}^2(d, n)\text{He}^3$  реакции — это большой выход нейтронов при энергии дейтронов ниже 1 Мэв. Уравнение реакции можно записать как



Обычный метод приготовления мишеней для использования в ускорителе — это замораживание тяжелой воды на охлаждаемой металлической подложке. Полный выход дейтронов для энергий бомбардирующих дейтронов ниже 1 Мэв из толстой ледяной мишени  $\text{D}_2\text{O}$  показан на рис. 3.31. Сечение выхода ней-

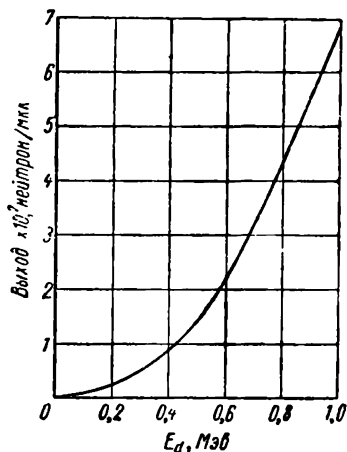


Рис. 3.31. Зависимость изменения полного выхода нейтронов для толстой ледяной мишени из  $\text{D}_2\text{O}$  от энергии дейтронов.

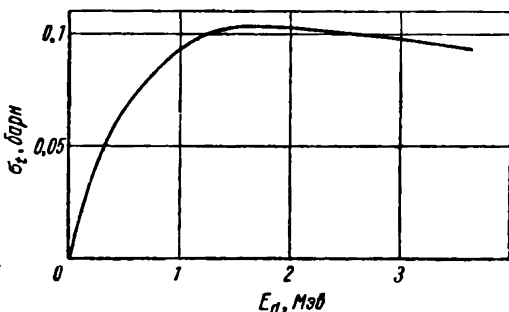


Рис. 3.32. Зависимость полного сечения реакции  $\text{H}^2(d, n)\text{He}^3$  от энергии дейтронов.

тронов приведено на рис. 3.32. Эти данные получены Хантером и Ричардсом [25], которые детально изучили выход нейтронов

из реакции  $\text{H}^2(d, n) \text{He}^3$ . Они получили результаты, используя газовую мишень длиной 2 см, соответствующую толщине 50—150 кэв. Конкурирующая реакция  $\text{H}^2(d, p) \text{H}^3$  обычно идет вместе с реакцией  $(d, n)$ . Сечение реакции  $(d, p)$  приблизительно равно сечению реакции  $(d, n)$ . Экспериментальные величины отношений  $\sigma_n/\sigma_p$ , полученные Макнейлом [26], использовавшим данные различных работ, приведены на рис. 3.33 для энергий дейтронов до 0,3 Мэв. Более точно отношение сечений реакций  $(d, n)$  и  $(d, p)$  в области энергий до  $E_d = 120$  кэв измерили Арнольд с сотрудниками [27]. Данные их работы приведены в табл. 3.6. Тот факт, что количество испускаемых протонов приблизительно равно количеству нейтронов при бомбардировке дейтронов дейтронами, был использован для контроля выхода нейтронов, так как протоны удобно детектировать.

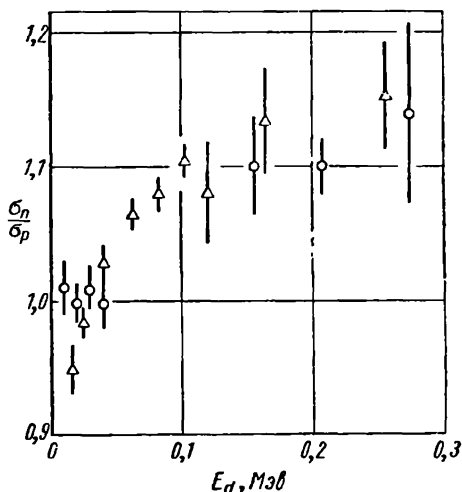


Рис. 3.33. Изменение отношения сечений  $\sigma_n$  для реакции  $\text{H}^2(d, n) \text{He}^3$  к  $\sigma_p$  для реакции  $\text{H}^2(d, p) \text{H}^3$  с энергией бомбардирующего дейтрона.

Таблица 3.6

Сечение реакций для  $\text{H}^2(d, p) \text{H}^3$  и  $\text{H}^2(d, n) \text{He}^3$  и отношение  $\sigma_n/\sigma_p$  для величин  $E_d$  до 120 кэв (данные получены при  $\theta = 90^\circ$ )

$E_d$ , кэв	$\sigma_p$ , мбарн	$\sigma_n$ , мбарн	$\sigma_n / \sigma_p$	$E_d$ , кэв	$\sigma_p$ , мбарн	$\sigma_n$ , мбарн	$\sigma_n / \sigma_p$
19	0,213	0,200	0,904	60	6,50	6,25	0,961
22	0,391	0,367	0,913	67	8,14	7,86	0,965
25	0,629	0,592	0,941	73	9,59	9,30	0,969
30	1,14	1,08	0,947	80	11,2	10,9	0,973
33	1,54	1,47	0,948	93	13,9	13,6	0,978
36	1,98	1,88	0,949	100	15,4	15,2	0,987
40	2,56	2,43	0,949	107	16,5	16,6	1,006
46	3,58	3,42	0,956	110	17,1	17,0	0,994
53	4,98	4,78	0,960	120	17,5	17,4	0,991

Определять выход нейтронов по измерению протонов удобно при низких энергиях дейтронов. При более высоких энергиях дейтронов используются ядра отдачи  $\text{He}^3$ . Упрощенная диаграмма Маккибена приведена на рис. 3.34.

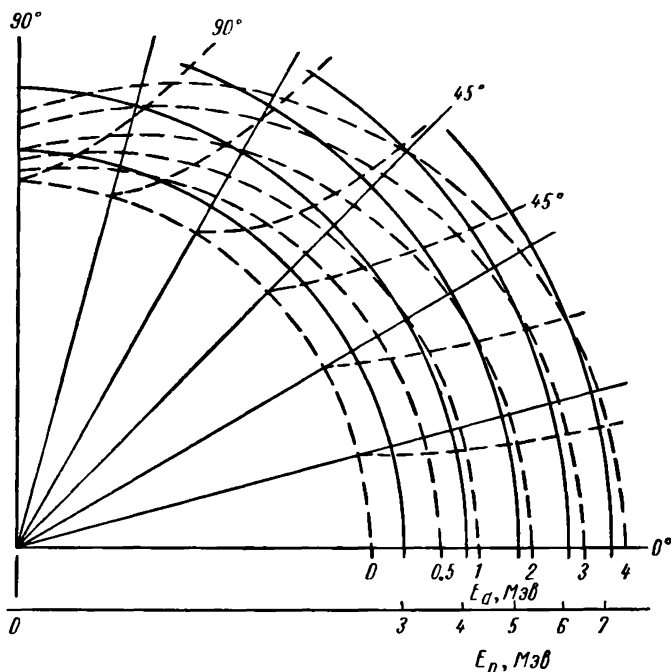
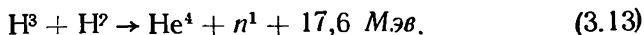


Рис. 3.34. Диаграмма Маккибена для реакции  $\text{H}^3(d, n)\text{He}^3$ .

### 3. 16. Реакция $\text{H}^3(d, n)\text{He}^4$ как источник нейтронов

Реакция  $\text{H}^3(d, n)$  выделяется среди других реакций  $(d, n)$ , которые использовались для получения моноэнергетических нейтронов, большой положительной величиной  $Q$ . Уравнение реакции можно записать в виде



Эта реакция характерна интенсивным выходом нейтронов высокой энергии при энергии бомбардирующих дейтронов порядка 100 кэв. Зависимость сечения от энергии дейтронов показана на рис. 3.35. Сплошная кривая — это расчет Коннера, Боннера и Смита [28], использовавших формулу Брейта — Вигнера для одного уровня в виде

$$\sigma = \frac{2J + 1}{2s + 1} \frac{\pi}{(2i + 1) k^2} \frac{\Gamma_d \Gamma_n}{(E_\lambda + \Delta_\lambda - E)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_d + \Gamma_n)^2}, \quad (3.13')$$

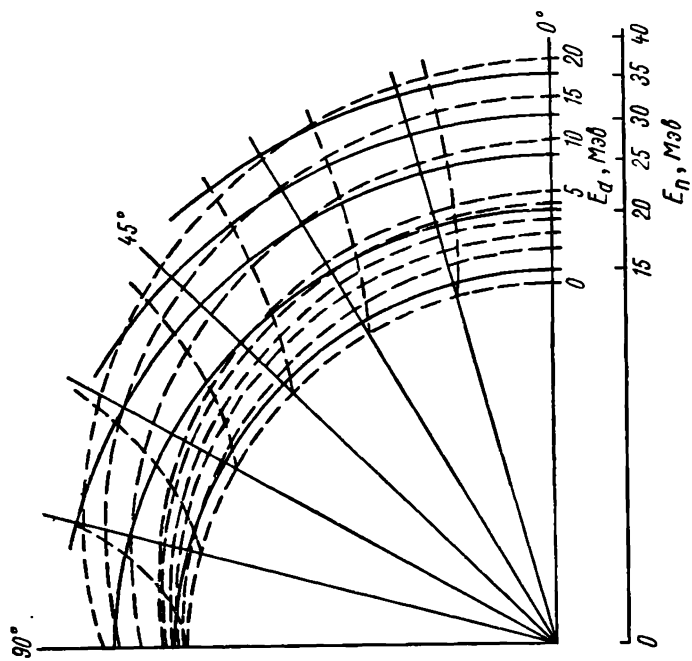


Рис. 3.36. Диаграмма Маккибена для реакции  $\text{H}^3(d, n)\text{He}^4$ .

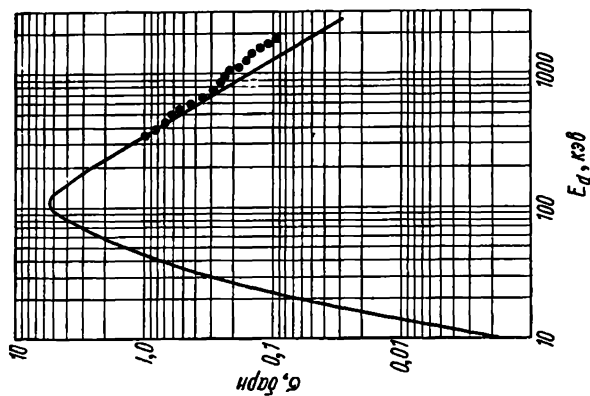


Рис. 3.35. Зависимость сечения реакции  $\text{H}^3(d, n)\text{He}^4$  от энергии дейтрона.

где  $J$  — угловой момент составного ядра;  $s$  и  $i$  — спины падающей частицы и ядра-мишени;  $k$  — волновое число относительного движения;  $\Gamma_d$  и  $\Gamma_n$  — дейтронная и нейтронная ширины уровней соответственно;  $E_\lambda$  — постоянная;  $\Delta_\lambda$  — сдвиг уровней;  $E$  — энергия в системе центра масс. Сечение измеряли в интервале энергий дейтронов, приведенном на рис. 3.35. Экспериментальная и теоретическая кривые согласуются очень хорошо, за исключением хвоста кривой, где отклонение экспериментальных результатов показано серией точек. Следовательно, кривая представляет изолированный резонансный пик с максимумом приблизительно 100 кэв. Существованием резонанса объясняется большой выход нейтронов при 100 кэв. При получении нейтронов с помощью реакции на дейтронах могут быть ускорены тритоны, падающие на дейтериевую мишень, или дейтроны, падающие на газовую мишень  $\text{H}^3$ . На рис. 3.36 приведена номограмма для этой реакции.

### 3. 17. Реакция срыва на дейтроне для получения нейтронов

Мы видели, что дейтрон можно рассматривать как комбинацию протона и нейтрона. Однако эта комбинация не очень твердо связана. Кажется весьма вероятным, что нейтрон и протон могут находиться вне области действия взаимных ядерных сил в течение значительного времени. Поэтому неудивительно, что дейтрон, проходя с высокой скоростью через мишень, может оставить свой протон, захваченный ядром, в то время как нейтрон будет продолжать свой путь. Такой процесс неоднократно наблюдался. Нейтрон удерживает около половины первоначальной энергии дейтрона. Это взаимодействие называют стриппингом или срывом дейтрона. Хотя обратная реакция, в которой захватывается нейтрон, а освобождается протон, также возможна, в данном обсуждении она представляет интерес только как конкурирующая реакция, которая может уменьшить число получаемых нейтронов. Нейтроны, получаемые посредством стриппинг-процесса, могут быть идентифицированы по максимуму их энергетического распределения, который лежит при энергии, равной половине энергии падающего дейтрона, как показано на рис. 3.38. Более важной характеристикой стриппинг-процесса является концентрация нейтронов в очень узком конусе около направления падения дейтронов. Существование этого конуса позволяет отличать нейтроны, образующиеся вследствие стриппинг-процесса, от нейтронов, производимых в обычных реакциях ( $d, n$ ). Сербер [29] получил функцию, дающую угловое распределение нейтронов относительно направления падения дейтронов. Распределение нейтронов в процессе срыва дейтронов с энергией около 190 Мэв исследовалось неоднократно. Шехтер с сотрудниками [30] получили результаты, приведенные

на рис. 3.37. Здесь дана зависимость относительной интенсивности нейтронов от угла в переднем конусе. На рисунке показаны горизонтальное и вертикальное распределение. Эти нейтроны

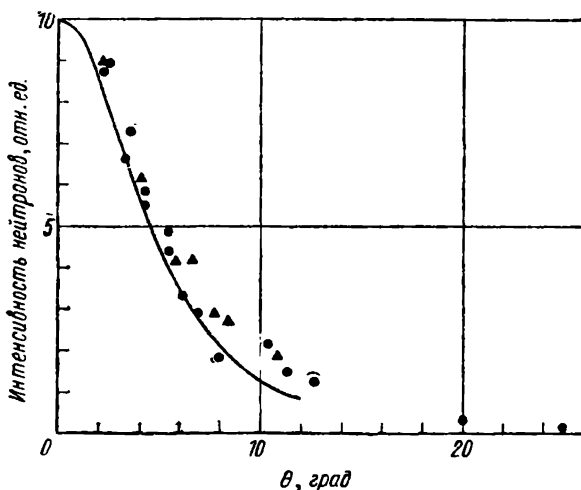


Рис. 3.37. Угловое распределение нейтронов при стриппинге дейтронов с энергией 190 Мэв на углероде:

▲ — вертикальное, ● — горизонтальное распределение, — — — данные рассчитаны Сербером [29].

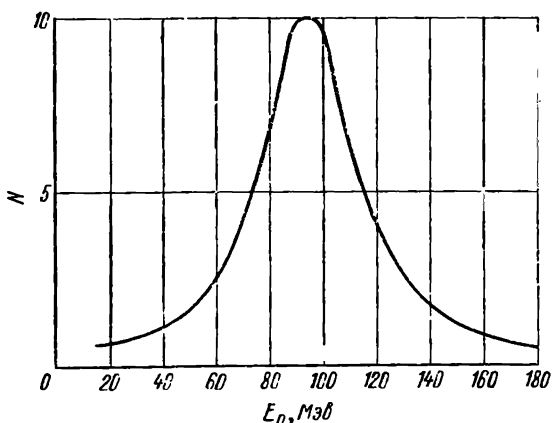


Рис. 3.38. Теоретическое распределение энергии нейтронов при стриппинге дейтронов 190 Мэв для ядра, прозрачного к нейтронам.

получаются в результате стриппинга дейтронов с энергией 190 Мэв в углеродной мишени. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных было интерпретировано как

подтверждение правильности теории. Нежелательной характеристикой нейтронов, образующихся в результате стриппинга дейтронов, является широкий разброс нейтронов по энергиям. При стриппинге дейтронов с энергией 190 Мэв разброс энергии может быть порядка 20 Мэв для пучка нейтронов, имеющих максимум при энергии около 85 Мэв.

Энергетическое распределение нейтронов при стриппинге было рассчитано Сербером; результаты приведены на рис. 3.37. Хадли с сотрудниками [31] измерили энергетическое распределение нейтронов, полученных в результате стриппинга дейтронов с энергией 190 Мэв на бериллии. Их данные также согласуются с данными рис. 3.37 в пределах экспериментальных ошибок.

Широкое распределение нейтронов по энергиям усложняет использование этих нейтронов в ядерных исследованиях, таких, как, например, измерение сечений. Только величины, усредненные по достаточно большой области энергий, могут быть получены с нейтронами, производимыми при стриппинг-процессе. Эти данные не отличаются резкими изменениями в зависимостях измеряемых величин от энергии нейтронов.

### 3. 18. Получение нейтронов в реакции ( $\gamma$ , $n$ ) на ускорителях

Когда на бетатронах обнаружили тормозное излучение с энергией, превышающей 20 Мэв, стало возможным получение нейтронов с помощью реакций ( $\gamma$ ,  $n$ ) на любом из элементов. Пороговые энергии для реакции ( $\gamma$ ,  $n$ ) изменяются от 10 Мэв для ядер с высоким атомным номером до 19 Мэв для  $A=12$ . Ниже  $A=12$  пороговые энергии снова уменьшаются. Некоторые величины порогов реакций ( $\gamma$ ,  $n$ ) приведены в табл. 3.7. Энергия

Таблица 3.7

Пороговые энергии  $E_T$  реакций ( $\gamma$ ,  $n$ ) для некоторых изотопов

Ядро	$E_T$ , Мэв	Ядро	$E_T$ , Мэв	Ядро	$E_T$ , Мэв	Ядро	$E_T$ , Мэв
C <sup>12</sup>	18,7	Si <sup>28</sup>	16,9	Ca <sup>40</sup>	15,8	Cu <sup>63</sup>	10,9
N <sup>14</sup>	10,8	Si <sup>29</sup>	8,5	Ca <sup>44</sup>	11,4	Cu <sup>65</sup>	10,2
O <sup>16</sup>	15,6	Si <sup>30</sup>	10,6	Se <sup>45</sup>	12,0	Zn <sup>64</sup>	11,6
F <sup>19</sup>	10,7	P <sup>31</sup>	12,4	Ti <sup>46</sup>	13,3	Br <sup>81</sup>	10,2
Mg <sup>24</sup>	16,6	S <sup>32</sup>	15,0	Fe <sup>54</sup>	13,8	Rb <sup>87</sup>	9,0
Mg <sup>25</sup>	7,2	K <sup>39</sup>	13,5	Co <sup>59</sup>	10,2	Mo <sup>92</sup>	13,3
Mg <sup>26</sup>	11,1	Ag <sup>40</sup>	9,8	Ni <sup>58</sup>	11,7	Nb <sup>93</sup>	8,7
Al <sup>27</sup>	12,7			Ni <sup>60</sup>	11,6		

фотонов  $E_{\text{макс}}$ , при которой сечение реакции ( $\gamma$ ,  $n$ ) имеет максимальную величину  $\sigma_{\text{макс}}$ , медленно изменяется от 13,5 Мэв для  $A=200$  до 22,5 Мэв в области  $A=20$ . В табл. 3.8 приведены при-

Таблица 3.8

Максимальное сечение реакции ( $\gamma, n$ )  $\sigma_{\text{макс}}$ , положение пика  $E_{\text{макс}}$ 

Мишень	$\sigma_{\text{макс}}$ , барн	$E_{\text{макс}}$ , Мэв	Мишень	$\sigma_{\text{макс}}$ , барн	$E_{\text{макс}}$ , Мэв
Li	0,004	17,5	Cr	0,105	19,7
C <sup>12</sup>	0,0083	22,5	Ni	0,05	16,5
O <sup>16</sup>	0,0114	24,2	Br	0,175	16,0
N <sup>14</sup>	0,0028	24,2	Sr <sup>86</sup>	0,155	16,0
Mg <sup>24</sup>	0,0085	20	Sr <sup>88</sup>	0,200	16,8
Mg <sup>25</sup>	0,016	20	Y <sup>89</sup>	0,190	16,3
Si <sup>28</sup>	0,023	15	Zr <sup>90</sup>	0,18	16,4
P <sup>31</sup>	0,0166	19	Zr <sup>91</sup>	0,200	16,3
Cl	0,033	19	Ta	0,63	15
Ar <sup>40</sup>	0,038	20	Pa	0,81	13,7
Ca <sup>40</sup>	0,015	19,5	Bi	0,92	14,2
V <sup>51</sup>	0,100	17,7			

ближенные значения величин  $\sigma_{\text{макс}}$  для реакций ( $\gamma, n$ ). При энергиях фотонов 20 Мэв и выше возможно несколько ядерных реакций. На рис. 3.39 приведена зависимость изменения сечения реакции ( $\gamma, n$ ) в Mg<sup>24</sup> от энергии фотона  $E_{\gamma}$  [32]. Эта кривая имеет резкий максимум, до которого сечение быстро возрастает от пороговой энергии. Затем величина  $\sigma$  резко уменьшается при увеличении  $E_{\gamma}$ . Такое поведение кривой сечения характерно для реакции ( $\gamma, n$ ). На рис. 3.39 на оси абсцисс стрелками показана пороговая энергия реакций ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, p$ ), ( $\gamma, 2p$ ) и ( $\gamma, pn$ ). В зависимости от величины  $E_{\gamma}$  несколько реакций может протекать одновременно и с различными интенсивностями. Из данных табл. 3.8 можно построить (рис. 3.40) кривую зависимости сечения  $\sigma_{\text{макс}}$  от массового числа ядра мишени [33]. Кривая показывает, что  $\sigma_{\text{макс}}$  изменяется как  $A^{\frac{1}{2}}$  в области, перекрываемой графиком. Чтобы показать величину выхода нейтронов в реакции ( $\gamma, n$ ), кривая выхода нейтронов для родия воспроизведена на рис. 3.41. Из этой кривой видно, что получение фотонейтронов на ускорителях имеет те же недостатки, которые были отмечены при изучении радиоактивных фотонейтронных источников. Интенсивность  $\gamma$ -лучей сильно превышает интенсивность нейтронов. В области много больших энергий фотонов этот недостаток усугубляется. Высокая интенсивность  $\gamma$ -радиации отчасти объясняет редкое использование реакции ( $\gamma, n$ ) как источника нейтронов в ускорителях. Фотонейтронные реакции, однако, используют для изучения ядерной структуры. Поэтому интересно исследование энергетического распределения фотонейтронов. Прайс [34] измерил энергетический спектр фотонейтронов из нескольких тяжелых ядер, облучаемых тормозным излучением с энергией 22 Мэв из бетатрона. Его результаты для висмута приведены на рис. 3.42. Теоретическая кривая получена на основе



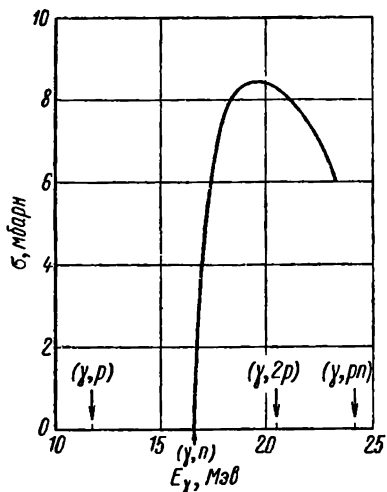


Рис. 3.39. Сечение реакции  $\text{Mg}^{24}(\gamma, n)\text{Mg}^{23}$ . (Стрелками показано расположение порогов для различных фотоядерных реакций в  $\text{Mg}^{24}$ .)

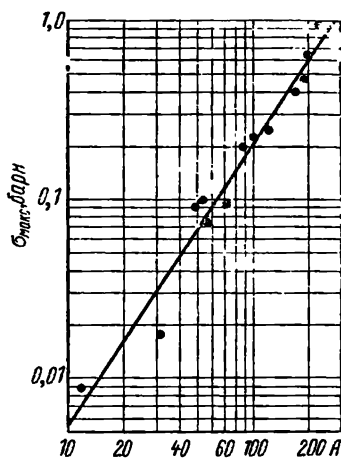


Рис. 3.40. Зависимость максимального сечения от массового числа  $A$ . (Прямая линия показывает, что  $\sigma_m$  пропорциональна  $A^{1/2}$ .)

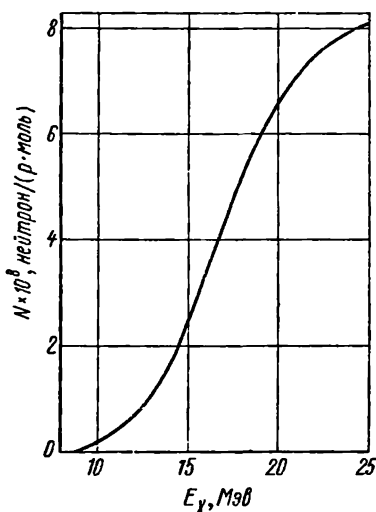


Рис. 3.41. Зависимость выхода нейтронов для реакции  $(\gamma, n)$  в радии от энергии  $\gamma$ -квантов

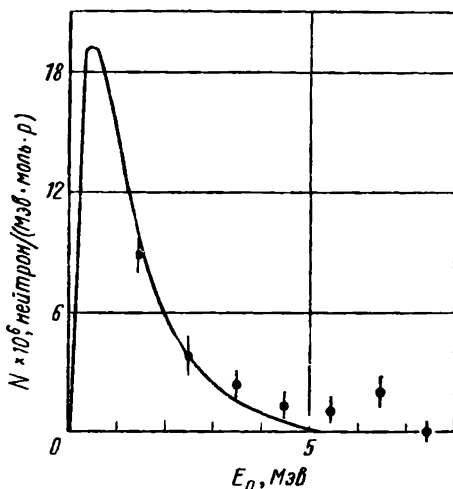


Рис. 3.42. Наблюдаемый спектр фото-нейтронов, испускаемых висмутом при облучения  $\gamma$ -квантами тормозного излучения с энергией 22 Мэв (кривая — теоретическое распределение для плотности уровней  $\omega_R = c e^{\frac{1}{2} \frac{a^2}{Z}}$ ; точки — данные Прайса [34]).

статистической модели с плотностью уровней для висмута, определяемой формулой

$$\omega_R = ce^{V_{as}}. \quad (3.14)$$

где  $c$  — постоянная,  $\varepsilon = E_n$  — энергия нейтронов и  $a = 1,6(A - 40)^{1/2}$  ( $A$  — массовое число) <sup>1</sup>.

Представленная кривая для энергетического распределения нейтронов, получающихся при взаимодействии фотонов с тяжелыми ядрами, не обнаруживает характеристик, которые сделали бы реакцию  $(\gamma, n)$  необходимой для многих исследований. Учитывая, что получение нейтронов в этой же области энергий обсуждалось в предыдущих главах и что рассмотренные ранее методы позволяют выбирать интервал энергий нейтронов, можно сказать, что фотонейтронные источники пригодны еще меньше.

### 3. 19. Ядерный реактор как источник нейтронов

Необычно большое сечение деления  $U^{235}$  на тепловых нейтронах позволяет использовать его как активную составляющую топливных элементов для большинства существующих реакторов. Высокие энергии, с которыми возникают нейтроны в процессе деления, требуют применение замедлителя. Это является основной чертой реакторов, использующих в качестве топлива  $U^{235}$ . Замедлитель служит для уменьшения энергий нейтронов деления до тепловых энергий при минимальной потере нейтронов вследствие захвата или утечки нейтронов. Поэтому реактор на тепловых нейтронах можно использовать как источник нейтронов в довольно широком интервале энергий. Полезный интервал энергий, однако, не так велик, как кажется с первого взгляда. Некоторые фундаментальные принципы работы реакторов будут обсуждены при рассмотрении взаимодействия нейтронов с веществом. Элементарное описание некоторых основных исследовательских реакторов, используемых для получения нейтронов, дано для изучения методов использования реакторов как источников нейтронов. Тепловые реакторы можно разделить на два основных типа в зависимости от того, распределено топливо в замедлителе однородно или в виде решетки, в которой топливо сконцентрировано в отдельных ячейках. Когда топливо смешано с замедляющей средой, реактор называется гомогенным, а когда топливные элементы расположены в виде решетки — гетерогенным. Заметное различие конструкции наблюдается даже тогда, когда в топливных элементах используется обогащенный  $U^{235}$ , или естественный уран, в котором отношение  $U^{238}$  к  $U^{235}$  равно 139.

<sup>1</sup> Более точная формула для плотности уровней и параметры модели получена в работе [43]. — *Прим. ред.*

### 3. 20. Гетерогенные тепловые реакторы на естественном уране

Низкая концентрация  $U^{235}$  в естественном уране требует специальной конструкции замедлителя, чтобы цепная ядерная реакция была самоподдерживающейся. Например, необходимо иметь

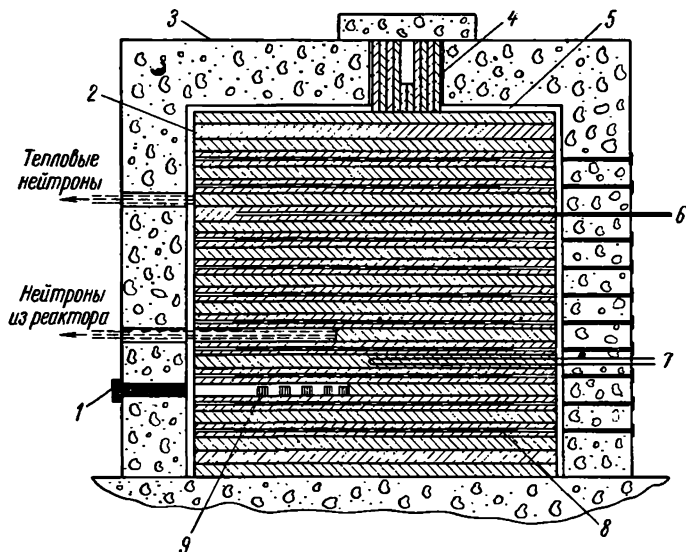


Рис. 3.43. Гетерогенный реактор с графитовым замедлителем на естественном уране:

1 — канал для облучения, 2 — отражатель, 3 — защита, 4 — тепловая колонна, 5 — канал для охлаждающего воздуха, 6 — управляющий стержень, 7 — пневматическая трубка для кратковременных облучений, 8 — урановая решетка, 9 — облучаемые образцы.

замедлитель больших размеров, особенно если в качестве замедляющего материала используется графит. Замедлитель должен захватывать мало нейтронов, т. е. иметь низкое сечение захвата тепловых нейтронов. Нашли, что два материала — очищенный графит и тяжелая вода — пригодны для использования в качестве замедлителей при использовании естественного урана. На рис. 3.43 приведена схема гетерогенного теплового реактора на естественном уране с графитовым замедлителем. Стержни из металлического урана распределены в виде решетки в графитовом кубе с ребром 508 мм. Особенностью почти всех реакторов, используемых для получения нейтронов в экспериментальных целях, является наличие тепловой колонны. Тепловая колонна — это графитовая колонна прямоугольного сечения примерно  $150 \times 180$  мм, проходящая от замедлителя реактора через защиту. Никаких источников тепловых нейтронов внутри тепловой колонны не существует. Нейтроны, выходящие из замедлителя,

постепенно становятся тепловыми в процессе диффузии через колонну. На рис. 3.44 приведена схема теплового реактора с естественным ураном и замедлителем из тяжелой воды. Такой реактор имеет несколько меньший размер, чем графитовый, так

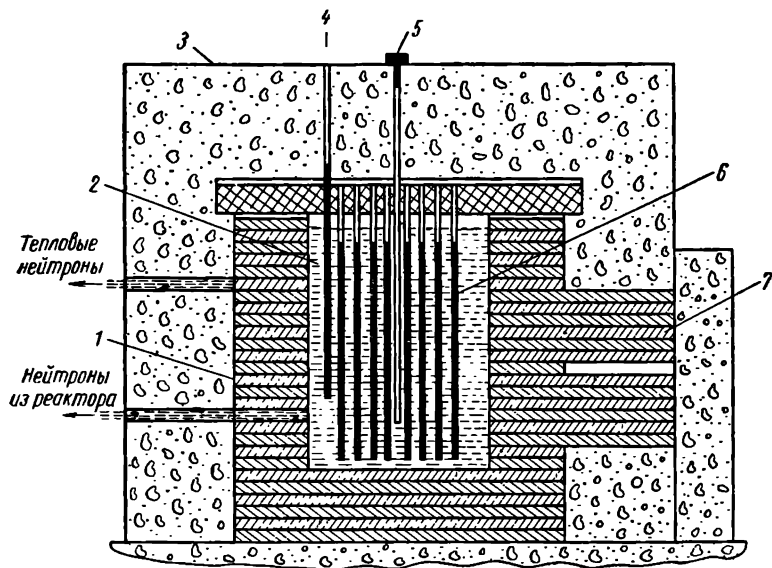


Рис. 3.44. Гетерогенный реактор на тяжелой воде и естественном уране:

1 — графитовый отражатель 2 — тяжелая вода, 3 — защита, 4 — управляющий стержень, 5 — канал для облучения, 6 — урановые стержни, 7 — тепловая колонна.

как нейтроны более быстро теряют энергию в тяжелой воде. Большая часть объема реактора на тяжелой воде состоит из защиты. Толщина защиты почти для всех реакторов одинакова — порядка 2100 мм бетона высокой плотности. Иногда ее называют биологической защитой.

### 3. 21. Гетерогенные реакторы на обогащенном $U^{235}$

Когда получили  $U^{235}$  с обогащением, большим чем в естественном уране, оказалось, что можно значительно уменьшить размер активной зоны теплового реактора. Кроме того, стали использовать обычную воду в качестве замедлителя, а также как основную часть биологической защиты. На рис. 3.45 показаны некоторые основные детали теплового реактора с обогащенным  $U^{235}$  и замедлителем из обычной воды. Графитовые от-

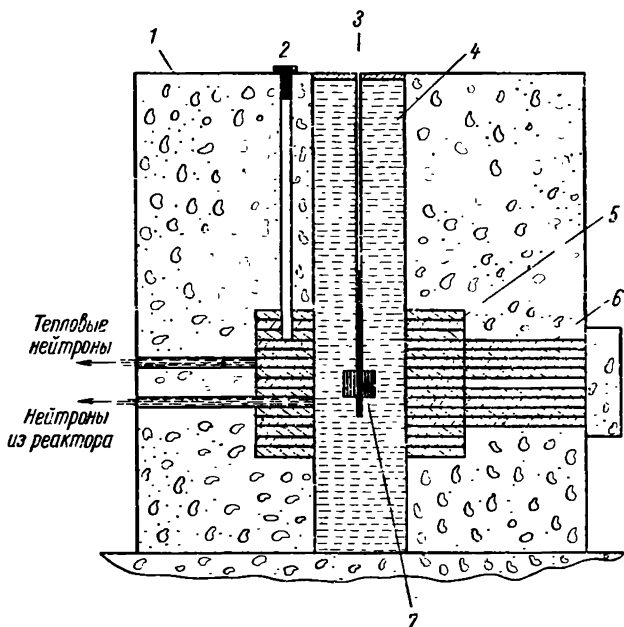


Рис. 3.45. Гетерогенный реактор на обогащенном  $U^{235}$  с обычной водой в качестве замедлителя:

1 — защита, 2 — канал для облучения, 3 — управляющий стержень, 4 — обычная вода, 5 — графитовый отражатель, 6 — тепловая колонна, 7 — активная зона.

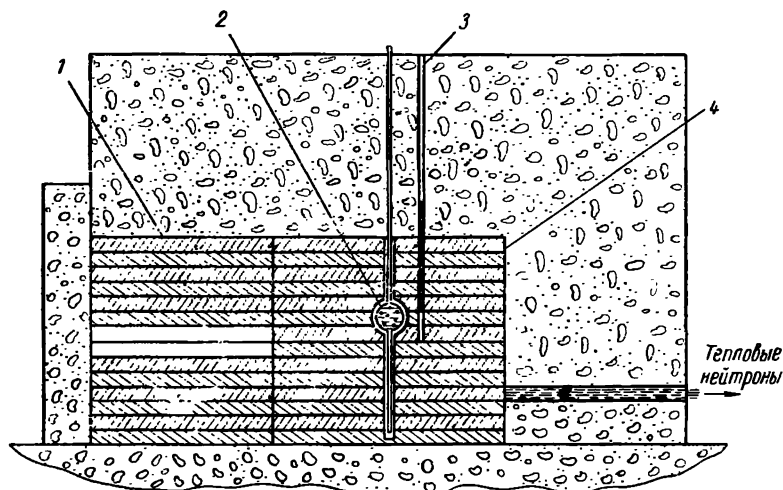


Рис. 3.46. Гомогенный кипящий реактор:

1 — тепловая колонна, 2 — раствор обогащенного  $U^{235}$  в воде, 3 — управляющий стержень, 4 — графитовый отражатель.

ражатели, предотвращающие утечку тепловых нейтронов из реактора, и тепловая колонна имеются в различных реакторах с обогащенными  $U^{235}$  и обычной водой.

### 3. 22. Гомогенные реакторы

Существуют различные конструкции гомогенных тепловых реакторов. Некоторые были построены как источники нейтронов. Наиболее известным из них является реактор с кипящей водой, схема которого приведена на рис. 3.46. В нем обогащенный уран растворен в обычной воде. Раствор урановой соли с обогащенным  $U^{235}$  заключен в сферу из нержавеющей стали диаметром около 300 мм. Более подробно конструкция реактора, разработанного в Лос-Аламосской научной лаборатории, описана в работе [35].

### 3. 23. Энергетическое распределение нейтронов в реакторе

Как источник нейтронов реактор содержит нейтроны всех энергий от максимальной энергии спектра деления до тепловой <sup>1</sup>. Спектр деления  $U^{235}$  представлен полуэмпирической кривой на рис. 3.47, которая выражается уравнением

$$n(E) = 1765 \sqrt{E} e^{-0,775E}$$

Эта кривая в пределах ошибок эксперимента согласуется с измерениями Кранберга и других [36]. Экстраполяция этой кривой к высоким энергиям указывает на существование нейтронов с энергией порядка 15 Мэв. Нейтроны такой энергии были обнаружены в реакторе. Замедление нейтронов существенно для работы реактора. В реакторе спектр деления образуется в среде, которая начи-

нает замедлять нейтроны до тепловых скоростей. Следовательно, кроме быстрых нейтронов спектра деления в реакторе существуют группы нейтронов, находящиеся в процессе замедления. Одной из особенностей процесса замедления является

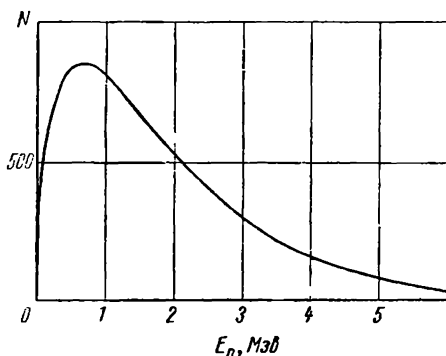


Рис. 3.47. Энергетическое распределение нейтронов деления  $U^{235}$ . Кривая представляет эмпирическое соотношение  $N(E) = 1765 \sqrt{E} e^{-0,775E}$

<sup>1</sup> Подробнее о нейтронах деления см., например, в работе [39].— *Прим. ред.*

то, что число нейтронов с энергией  $E$  пропорционально  $1/E$ . Поэтому имеется гораздо больше нейтронов, находящихся в процессе замедления, чем нейтронов, имеющих спектр деления. Присутствие спектра деления в реакторе почти полностью завуалировано большим числом более медленных нейтронов. Поток нейтронов деления приблизительно равен потоку тепловых нейтронов в тех областях реактора, где расположен уран. Приблизительное равенство объясняется тем, что каждый тепловой нейтрон при поглощении в уране дает около 1,4 нейтрона деления в замедлитель. Однако интенсивность спектра деления

экспоненциально падает по мере удаления от урана. Этого вполне достаточно для того, чтобы показать, что реактор не пригоден как источник нейтронов деления. Как уже отмечалось, очень трудно даже наблюдать спектр деления в реакторе. Однако пучок тепловых нейтронов из реактора может быть использован для получения нейтронов деления. Источник деления можно получить, поместив образец делящегося материала в пучок тепловых нейтронов, который превращает этот образец в удобный и интенсивный источник нейтронов деления<sup>1</sup>.

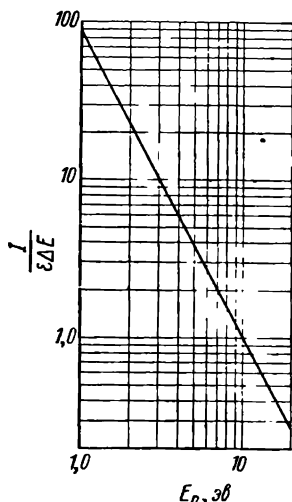


Рис. 3.48. Спектр резонансных нейтронов в пучке брукгейвского реактора, полученный с помощью кристаллического спектрометра.

### 3. 24. Резонансные нейтроны

Нейтроны, находящиеся в процессе замедления, часто называют резонансными нейтронами из-за их способности возбуждать нейтронные резонансные уровни ядер в области энергий, простирающихся от тепловых энергий до 1 Мэв. Они присутствуют в небольших количествах по сравнению с тепловыми нейтронами среди нейтронов, взятых непосредственно из замедлителя котла. Спектр этих нейтронов измерили Борст и Сейлор [37] для брукгейвского реактора. Результаты их исследований, полученные с помощью кристаллического спектрометра, приведены на рис. 3.48. Ординаты графика представляют относительные интенсивности потока нейтронов различных энергий на детектор спектрометра. Хотя полученная кривая показывает, что поток пропорционален  $E^{-1.92}$ , теория дает распределение потока пропорционально  $E^{-1}$ . Это расхождение вызвано отражениями от

<sup>1</sup> Методика физических исследований на нейтронах деления, получаемых с помощью конверторов тепловых нейтронов, подробно описана в работах [40, 41].— *Прим. ред.*

кристалла спектрометра. Известно, что коэффициент отражения кристалла также пропорционален  $E^{-1}$ , поэтому результаты действительно показывают, что наблюдаемое распределение потока пропорционально  $E^{-0,92}$ , что хорошо согласуется с теорией.

### 3. 25. Кадмиевое отношение

Присутствие резонансных нейтронов в реакторе мешает измерениям при наблюдении эффектов тепловых нейтронов. Один из способов определения отношения интенсивности тепловых и резонансных нейтронов — это измерение кадмиевого отношения.

Причина использования кадмия для исключения эффектов резонансных нейтронов ясна из рис. 3.49. Кривая показывает зависимость сечения поглощения кадмия от энергии в интервале от 0,01 до 10 эв. Из рисунка следует, что кадмий практически не прозрачен для тепловых нейтронов, но прозрачен для нейтронов с энергиями больше 0,4 эв. Кадмиевое отношение определяется как отношение между наблюдаемой интенсивностью нейтронов, регистрируемой конкретным детектором, к интенсивности, наблюдаемой с тем же самым детектором, окруженным слоем кадмия. В первом измерении детектор чувствителен к сумме тепловых и резонансных нейтронов, во втором — только к резонансным нейтронам. Если  $\varphi_{th}$  — поток тепловых, а  $\varphi_r$  — поток резонансных нейтронов, то для детектора с неизвестной чувствительностью кадмиевое отношение выражается уравнением

$$R_c = \frac{C_1 \varphi_{th} + C_2 \varphi_r}{C_2 \varphi_r} = 1 + \frac{C_1 \varphi_{th}}{C_2 \varphi_r}, \quad (3.15)$$

где  $R_c$  — кадмиевое отношение,  $C_1$  и  $C_2$  — константы чувствительности. Если  $C_1 = C_2$  для конкретного детектора, то

$$\frac{\varphi_{th}}{\varphi_r} = R_c - 1. \quad (3.16)$$

Уравнение (3.16) не дает абсолютных величин потоков, а только их отношение, если константы чувствительности детектора неизвестны. Возвращаясь к детектору  $1/v$  для измерения кадмиевого

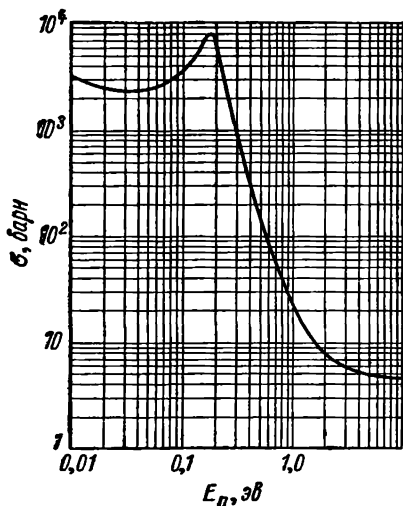


Рис. 3.49. Зависимость полного сечения кадмия от энергии нейтронов.



отношения, когда чувствительность детектора обратно пропорциональна скорости нейтрона или  $E_n^{1/2}$ , можно записать выражение

$$R_c - 1 = \frac{\varphi_{th} \sigma_{акт} f h}{\varphi_r \int_{0,4}^{\infty} \sigma_{кр} \frac{dE}{E}}, \quad (3.17)$$

в котором учитывается энергетическое распределение резонансных нейтронов  $dE/E$ . Вводя зависимость сечения от энергии нейтронов, получаем

$$R_c - 1 = \frac{\varphi_{th} \frac{1}{v \sqrt{0,025}}}{\varphi_r \int_{0,4}^{\infty} \frac{dE}{E^{3/2}}} = \frac{2\sigma_{th}}{\varphi_r}. \quad (3.18)$$

Уравнение (3.18) предполагает, что зависимость чувствительности детектора  $1/v$  распространяется на весь интервал энергий резонансных нейтронов.

### 3. 26. Тепловая колонна

Необходимость в получении нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой, вызвала появление тепловой колонны. Тепловая колонна является частью практически всех исследований

следовательских реакторов. Реактор является источником интенсивного  $\gamma$ -излучения, поэтому тепловую колонну часто отделяют от реактора соответствующим экраном из висмута толщиной несколько сантиметров. Висмут используется потому, что он имеет большой коэффициент поглощения  $\gamma$ -лучей и очень низкое сечение захвата тепловых нейтронов. Размер колонны с ребром около 210 см выбирается так, чтобы уменьшить утечки тепловых нейтронов через боковые стороны. Из рассмотрения кадмиевого

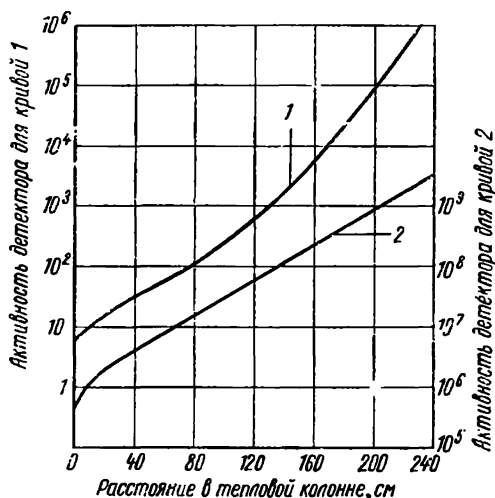


Рис. 4.50 Активности, равновесные в индийской фольге, расположенной на различных расстояниях в тепловой колонне:

1 — измерение с черной фольгой, покрытой кадмием, 2 — измерение с непытой фольгой.

отношения в тепловой колонне ее преимущества как метода выделения тепловых нейтронов становятся очевидными. Кривые на рис. 3.50 приблизительно следуют неопубликованным результатам, полученным Сереном для тепловой колонны первого реактора на тяжелой воде, построенного в Аргоннской национальной лаборатории. Поэтому кадмиевое отношение  $R_c$  получают делением ординаты кривой 2 на соответствующую ординату кривой 1.

Полученные отношения нанесены на рис. 3.51. В тепловой колонне у наружного края  $R_c = 7 \cdot 10^4$ . Затем  $R_c$  возрастает до величины порядка  $1,5 \cdot 10^5$ , оставаясь на этом уровне на расстоянии нескольких сантиметров. Затем кадмиевое отношение падает до тех пор, пока не достигает величины  $10^3$  у графитового отражателя реактора. Величина  $R_c$  уменьшалась бы, если измерения проводить внутри отражателя. Каждая

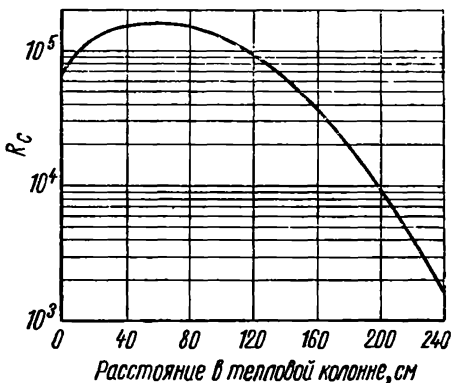


Рис. 3.51. Величина кадмиевого отношения  $R_c$ , рассчитанного из результатов рис. 3.50.

тепловая колонна будет иметь различные распределения кадмиевого отношения в зависимости от геометрического расположения составляющих частей реактора.  $R_c$  меняется и для данной колонны, если изменится загрузка топлива или распределение поглотителей нейтронов в реакторе. Там, где необходимо знать величину кадмиевого отношения, его обычно измеряют для каждого отдельного наблюдения. Так как  $R_c$  мало около центра реактора, где поток тепловых нейтронов имеет наибольшую величину, то эта область высокого потока не может быть использована для экспериментов с тепловыми нейтронами. Как уже отмечалось, эксперименты, требующие почти исключительно тепловых нейтронов, должны выполняться с нейтронами из тепловой колонны. Примером эксперимента, требующего высокого кадмиевого отношения, является измерение сечения тепловых нейтронов методом пропускания. Удаление надтепловых нейтронов приводит к уменьшению величины потока тепловых нейтронов, получаемых из тепловой колонны. Графитовые кирпичи часто вынимают из тепловой колонны, образуя открытый канал для вывода потока за защиту реактора, где проводят эксперименты. Расстояние, на которое этот канал проникает в глубь тепловой колонны, определяется допустимым нижним пределом кадмиевого отношения для проводимого эксперимента. Если это расстояние равно  $d$ , а площадь сечения канала  $A$ , то

поток нейтронов, равный  $\varphi$  на внутренней поверхности канала, даст поток  $\varphi_x$  на расстоянии  $d$ :

$$\frac{\varphi A}{4\pi d^2} = \varphi_x. \quad (3.19)$$

Когда расстояние  $d$  уменьшается, величина  $\varphi_x$  возрастает. Однако  $\varphi$  одновременно уменьшается почти так же. Следовательно, увеличивается кадмиевое отношение, когда  $d$  уменьшается до точки, где кадмиевое отношение начинает спадать вблизи внешней поверхности тепловой колонны. Это уменьшение  $R_c$  около внешней поверхности колонны вызвано надтепловыми нейтронами, вышедшими из других частей реактора и вошедшими в колонну снаружи. Поэтому распределение кадмиевого отношения вблизи внешней поверхности тепловой колонны определяется деталями конструкции реактора. В качестве примера использования уравнения (3.19) предположим, что в тепловой колонне образован канал длиной 2,5 м и сечением  $20 \times 20$  см<sup>2</sup>. Поток, выходящий с внутренней поверхности этого канала, составляет  $5 \cdot 10^{10}$  нейтрон/(см<sup>2</sup>·сек). Тогда поток на внешней поверхности канала равен

$$\varphi_x = \frac{5 \cdot 10^{10} \cdot 400}{4\pi \cdot 62500} = 2,54 \cdot 10^7 \text{ нейтрон/(см}^2 \cdot \text{сек)}.$$

### 3. 27. Тепловые нейтроны

Кинетика нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой, полностью описывается хорошо известной кинетической теорией газов. Число нейтронов на единицу объема в интервале скоростей  $dv$  дается выражением

$$\frac{dn}{dv} = \frac{4n}{v_0^3 \pi} v^2 e^{-v^2/v_0^2}, \quad (3.20)$$

где  $v_0^2 = 2kT/M_n$  — наиболее вероятная скорость при абсолютной температуре, а  $n$  — полное число нейтронов в единице объема. Эта скорость  $v_0$  соответствует максимуму плотности нейтронов на кривой распределения, показывающей относительные плотности тепловых нейтронов при различных скоростях;  $k$  — постоянная Больцмана. Для  $T$ , равного 20 °С, или 293 °К, можно рассчитать

$$v_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 293}{1,675 \cdot 10^{-24}}} = 2200 \text{ м/сек}.$$

Распределение, описываемое уравнением (3.20), показано на рис. 3.52 (кривая 1) с  $n(v_0)$ , нормированной к единице, при  $T=293$  °К. Очень часто полезно рассматривать распределение плотности потока тепловых нейтронов. Так как поток нейтронов получают умножением числа нейтронов данной скорости на эту

скорость и выражают как  $nv$ , распределение получают умножением уравнения (3.20) на  $v$ , что дает

$$\frac{d(nv)}{dv} = \frac{4n}{v_0^3 \sqrt{\pi}} v^3 e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}. \quad (3.21)$$

Распределение потока с наиболее вероятным потоком, вновь нормированным к единице, показано на рис. 3.52 (кривая 2).

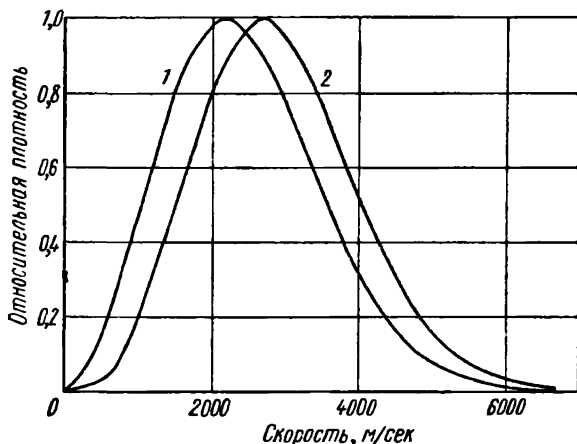


Рис. 3.52. Максвелловское распределение тепловых нейтронов при 20 °С:

1 — зависимость плотности нейтронов от скорости, 2 — плотность потока нейтронов в зависимости от скорости. Каждая кривая нормирована к максимуму ординаты, принятому за единицу.

Максимум потока оказывается не при  $v_0$ , а при  $\sqrt{\frac{3}{2}}v_0$ , как показано смещением кривой 2 относительно кривой 1.

В табл. 3.9 приведены величины, входящие в максвелловское распределение тепловых нейтронов.

Таблица 3.9

Определения для максвелловского распределения тепловых нейтронов

Величина	Определение
Нормированное распределение по скоростям $n(v)$ . . . . .	$\frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{M_n}{2kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{M_n v^2}{2kT}}$
Наиболее вероятная скорость $v_0$ . . .	$\sqrt{\frac{2kT}{M_n}}$

Величина	Определение
Средняя скорость . . . . .	$\frac{2v_0}{\sqrt{\pi}}$
Средняя квадратичная скорость . . . .	$\frac{3}{2} v_0$
Нормированное энергетическое распределение $n(E)$ . . . . .	$\frac{2}{\sqrt{\pi} k^3 T^3} \int_0^E e^{-E'/kT} dE'$
Наиболее вероятная энергия . . . . .	$\frac{kT}{2}$
Энергия, при которой поток максимален . . . . .	$kT$
Средняя энергия . . . . .	$\frac{3kT}{2}$

Очевидно, что нейтроны из любого источника могут быть замедлены до теплового распределения скоростей. В первых экспериментах с нейтронами многие типы источников использовались для этих целей. В настоящее время реакторы все чаще используются в качестве источников тепловых нейтронов. Высокие потоки в этих реакторах делают эксперименты с тепловыми нейтронами более удобными и быстрыми, чем прежде. Фактически реактор может дать пучки тепловых нейтронов с гораздо более высокой интенсивностью, чем любой другой источник, известный в настоящее время. Практически все реакторы, которые были сконструированы для экспериментальных целей, имеют средний поток, равный  $5 \cdot 10^{11}$  нейтрон/(см<sup>2</sup>·сек). Реактор МТР созданный в Арко-Айдахо в 1952 г., имеет средний поток тепловых нейтронов, равный  $2 \cdot 10^{14}$  нейтрон/(см<sup>2</sup>·сек) с максимумом достижимым потоком в отражателе вблизи активной зоны  $4,5 \times 10^{14}$  нейтрон/(см<sup>2</sup>·сек). Правда, эти потоки могут быть уменьшены на коэффициент  $10^3$  или больше, когда они станут полностью термализованным пучком вне реактора<sup>1</sup>.

### Задачи

1. Рассчитать наиболее вероятную скорость тепловых нейтронов при температуре 35 °С.

Какой энергии в электронвольтах соответствует эта скорость?

2. Рассчитать максимум энергии нейтронов, образующихся в результате ( $\gamma, n$ )-реакции на образце фосфора при энергии  $\gamma$ -лучей 17 Мэв.

3. Рассчитать энергию нейтронов, получаемых в реакции  $Li^7(p, n)$  под углом 80° к пучку протонов, если  $E_p = 2,9$  Мэв.

<sup>1</sup> Наибольший поток нейтронов —  $2,5 \cdot 10^{15}$  нейтрон/(см<sup>2</sup>·сек) достигнут в реакторе СМ-2, введенном в строй в СССР в 1962 г. После реконструкции реактора поток тепловых нейтронов будет составлять  $(5 \div 8) \cdot 10^{15}$  нейтрон/(см<sup>2</sup>·сек) [42]). — Прим. ред.

4. Индиевая фольга облучалась до активности насыщения в тепловой колонне и давала  $3,34 \cdot 10^6$  *отсчет/мин* при экстраполяции ко времени удаления из колонны. Облученная в этом месте в кадмиевом покрытии индиевая фольга дает 450 *отсчет/мин*. Рассчитать кадмиевое отношение.

5. Рассчитать энергию нейтронов, образующихся под углом  $\theta = 30^\circ$ , в реакции  $\text{Sc}^{45}(p, n)$  при  $E_p = 3,2$  Мэв.

6. Вывести соотношение между  $E_n$  и  $E_p$  — энергией, получаемой свободным протоном при соударении с нейтроном энергии  $E_n$ , если протон вылетает под углом  $\theta$  по отношению к направлению нейтрона.

## Литература

1. Bonner T. W. et al. Phys. Rev., **102**, 1348 (1956).
2. Elliot J. O., McGarry W. I., Faust W. R. Phys. Rev., **93**, 1348 (1954).
3. Spinks J. W. T., Graham G. A. R. Can. J. Res., **28A**, 60 (1950).
4. Anderson H. L., Feld B. T. Rev. Sci. Inst., **18**, 186 (1947).
5. Teucher M. Z. Phys., **126**, 410 (1949).
6. Stewart L. Phys. Rev., **98**, 740 (1955).
7. Ruppalls O. J. C., Boucher R. R. Nature, **176**, 1019 (1955).
8. Guth E., Mullin C. J. Phys. Rev., **76**, 234 (1949).
9. Wattenberg A. Phys. Rev., **71**, 497 (1947).
10. Russell I. B. et al. Phys. Rev., **73**, 545 (1948).
11. Snell A. H., Barker E. C., Sternberg R. L. Phys. Rev., **80**, 637 (1950).
12. Tendam D. J., Bradt H. L. Phys. Rev., **72**, 1118 (1947).
13. Allen A. J. et al. Phys. Rev., **81**, 536 (1951).
14. Blosser H. G., Handley T. H. Phys. Rev., **100**, 1342 (1955).
15. Lampi E. Rev. Sci. Inst., **22**, 429 (1951).
16. Hanson A. O., Taschek R. F., Williams J. H. Rev. Mod. Phys., **21**, 635 (1949).
17. McKibben J. L. Phys. Rev., **70**, 101A (1946).
18. Johnson C. H., Banta H. E. Rev. Sci. Inst., **27**, 132 (1956).
19. Lillie A. B., Conner J. P. Rev. Sci. Inst., **22**, 210 (1951).
20. Willard H. B., Bair J. K., Kington J. D. Phys. Rev., **90**, 865 (1953).
21. Brugger R. M., Bonner T. W., Marion J. B. Phys. Rev., **100**, 84 (1955).
22. Gibbons J. H., Macklin R. L., Schmitt H. W. Phys. Rev., **100**, 167 (1955).
23. Goodell W. F. et al. Phys. Rev., **89**, 724 (1953).
24. Fireman E. L., Rowland F. S. Phys. Rev., **97**, 780 (1955).
25. Hunter G. T., Richards H. T. Phys. Rev., **76**, 1445 (1949).
26. McNeill K. G. Phil. Mag., **46**, 800 (1955).
27. Arnold W. R. et al. Phys. Rev., **93**, 483 (1954).
28. Conner J. P., Bonner T. W., Smith J. R. Phys. Rev., **88**, 468 (1952).
29. Serber R. Phys. Rev., **72**, 1008 (1947).
30. Schechter L. et al. Phys. Rev., **97**, 184 (1955).
31. Hadley J. et al. Phys. Rev., **75**, 351 (1949).
32. Nathans R., Yergin P. F. Phys. Rev., **98**, 1296 (1955).
33. Nathans R., Halpern J. Phys. Rev., **93**, 437 (1954).
34. Price G. A. Phys. Rev., **93**, 1279 (1954).
35. Los Alamos Scientific Laboratory. Rev. Sci. Inst., **22**, 489 (1952).
36. Cranberg L. et al. Phys. Rev., **103**, 662 (1956).
37. Borst L. B., Sailor V. L. Rev. Sci. Inst., **24**, 141 (1953).
38. Медведки Л. «Атомная энергия», **13**, 583 (1962).
39. Terrell J. Phys. Rev., **113**, 527 (1959).
40. Юз Д. Нейтронные исследования на ядерных котлах. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
41. Бондаренко И. И., Ковалев В. П. Физические измерения на нейтронах деления с конверторами. Доклад на симпозиуме. Вена, 1960.
42. Гончаров В. В. Доклад № P/296 на Третьей женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1964.
43. Малышев, А. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **45**, 316 (1963).

## ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ

### 4. 1. Принципы детектирования нейтронов

Как и все нейтральные частицы, нейтроны могут детектироваться только с помощью вторичных заряженных частиц, которые они производят, проходя через вещество, или в результате других вторичных процессов, производящих ионизирующую радиацию. Вторичные частицы должны возникать с энергиями, которые могут вызвать ионизацию, надежно детектируемую устройствами, чувствительными к эффектам ионизации. Вторичными заряженными частицами могут быть протоны, возникающие в результате соударениями с ядрами водорода. Они могут возникать в результате ядерного распада, производимого нейтронами, подобно  $\alpha$ -частицам из реакции  $B^{10} + n \rightarrow Li + \alpha$  или при радиоактивном излучении ядер, которые становятся радиоактивными в результате захвата нейтрона. Медленные нейтроны при соударении с ядром водорода не образуют протонов, которые позволили бы удобно регистрировать ионизацию. В то же время быстрые нейтроны часто не имеют достаточно высокого сечения захвата, чтобы навести измеряемую активность в ядрах мишени. Следовательно, детектирование можно классифицировать по энергии нейтронов, которые должны быть зарегистрированы. Применение основных принципов детектирования нейтронов породило разнообразные устройства для регистрации нейтронов различных энергий. Некоторые устройства будут описаны в этой главе<sup>1</sup>.

### 4. 2. Детектирование медленных нейтронов. Метод активации фольг

Многие элементы имеют большое сечение активации для реакции  $(n, \gamma)$ . Они дают радиоактивные продукты с удобным периодом полураспада и могут быть использованы в качестве детекторов медленных нейтронов. Детекторы в виде тонких

<sup>1</sup> О методах регистрации нейтронов см. работу [34]. — *Прим. ред.*

фольг имеют площадь не более 3—4 см<sup>2</sup>. С их помощью определяют величины потоков нейтронов в небольших локализованных областях. На эти детекторы не влияет  $\gamma$ -излучение с энергией меньше 6 Мэв. Другое необходимое требование для этих детекторов — отсутствие резонансов с большими сечениями захвата для нейтронов с энергией вблизи медленной области. Мы увидим также, что зависимость сечения активации типа  $1/v$  является преимуществом. В табл. 4.1 приведены изотопы, которые использовали для детектирования медленных нейтронов, их распространенность в естественном элементе, сечение активации и среднее время жизни радиоактивного продукта. Приведены также некоторые интересные с точки зрения захвата нейтронов резонансы.

Таблица 4.1

Изотопы, используемые для детектирования медленных нейтронов в методе активации фольг

Мншень	Распространенность, %	$\sigma_{\text{акт}}$ , барн	$\tau$	Резонансы, эв
Mn <sup>55</sup>	100	13,4 ± 0,3	3,72 ч	337, 2360, 7200
Rh <sup>103</sup>	100	12 ± 2	6,5 мин	1,25
Ag <sup>107</sup>	51,35	140 ± 30	63,5 сек	—
		45 ± 4	3,3 мин	—
Ag <sup>109</sup>	48,65	3,2 ± 0,4	389 дней	—
		110 ± 20	34,9 сек	—
In <sup>113</sup>	4,23	56 ± 12	70,7 дня	—
		2,0 ± 0,6	103 сек	—
In <sup>115</sup>	95,77	155 ± 10	78,1 мин	1,46
		52 ± 6	18,7 сек	3,9; 9,1
Au <sup>197</sup>	100	96 ± 10	3,9 дня	4,9
Au <sup>198</sup> (2,7 дня)		26 000 ± 1200	4,6 дня	

Чтобы определить поток нейтронов  $\phi = nv$ , который должен быть измерен активационным методом, заметим, что фольга, имеющая площадь 1 см<sup>2</sup> и плотность  $N$  ядер в 1 см<sup>3</sup> толщиной  $x$  будет захватывать нейтроны со скоростью

$$nv_{\text{акт}} N x = R \quad (4.1)$$

или

$$\phi = \frac{R}{\sigma_{\text{акт}} N x} \text{ нейтрон/(см}^2 \cdot \text{сек)}. \quad (4.2)$$

Радиоактивный продукт характеризуется периодом полураспада  $T_{1/2}$ , откуда из соотношения  $\lambda = \ln 2/T_{1/2}$  может быть получена постоянная распада  $\lambda$ . Среднее время жизни равно  $\tau = 1/\lambda$ . Удобно считать радиоактивные распады, вводя эффективность  $\epsilon$ . Определим  $S_0$  как скорость счета, которая наблюдалась для такого времени облучения, когда дальнейшего возрастания ра-



диоактивности не будет. Это называется процессом облучения до насыщения. Тогда

$$R = \frac{C_0}{\varepsilon}. \quad (4.3)$$

Скорость счета  $C$  для времени облучения, меньшего чем требуется до насыщения, из законов радиоактивного распада равна

$$C = C_0 (1 - e^{-t/\tau}). \quad (4.4)$$

где  $t$  — продолжительность облучения. Обычно число частиц, испускаемых радиоактивным ядром, считают в течение интервала времени, начинающегося в момент  $t_1$  после окончания облучения и заканчивающегося в момент  $t_2$ . Если  $I$  — число отсчетов, наблюдаемых в интервале времени  $t_2 - t_1$  на 1  $\text{см}^2$  фольги, то

$$C_0 = \frac{I}{\tau (e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau}) (1 - e^{-t_2/\tau})}. \quad (4.5)$$

Из величины  $C_0$ , определенной из уравнения (4.5),  $\tau$  можно рассчитать с помощью уравнений (4.2) и (4.1). Для численного примера, иллюстрирующего использование этих уравнений, возьмем индиевую фольгу площадью 4  $\text{см}^2$ ,  $\sigma_{\text{акт}} = 145$  барн и  $Nx = 3,8 \cdot 10^{20}$  ядер на 1  $\text{см}^2$ . Среднее время жизни  $\text{I}^{116}\text{п}$  равно 78,1 мин. Предположим, что время облучения равно 100 мин, счет начинается через 20 мин после конца облучения и продолжается в течение 10 мин. Пусть общий счет  $I = 164\,000$  и  $\varepsilon = 0,95$ , тогда имеем

$$C_0 = \frac{41000}{78,1 (e^{-20/78,1} - e^{-30/78,1}) (1 - e^{-100/78,1})} =$$

$$= 6850 \text{ отсчет/мин};$$

$$R = \frac{6850}{0,95} = 7100 \text{ отсчет/мин} = 118 \text{ отсчет/сек};$$

$$\varphi = \frac{118}{145 \cdot 10^{-24} \cdot 3,8 \cdot 10^{20}} = 2140 \text{ нейтрон } (\text{см}^2 \cdot \text{сек}).$$

Во время измерения необходимы некоторые предосторожности и поправки при определении  $\varphi$ . Сущность этих поправок можно показать на примере индиевых детекторов. Детали измерения будут меняться в зависимости от образца, но принцип остается неизменным. Индий выбран в качестве примера потому, что его чаще использовали как детектор и некоторые поправки для него лучше известны. Индий используют при измерениях медленных нейтронов, не имеющих теплового распределения скоростей, посредством метода кадмиевой разности. Термин «кадмиевая разность» относится к уже известным измерениям наведенной активности в непокрытой индиевой фольге и повторному измерению с индием, окруженным кадмием, как и при определе-

нии кадмиевого отношения, описанного ранее. При использовании индия для измерения потока нейтронов прежде всего уделяют внимание толщине фольги, выбираемой для эксперимента. Возможно, что увеличение толщины фольги усилило бы эффективность детектирования, так как степень поглощения нейтронов пропорциональна числу ядер в образце. Однако это ожидаемое увеличение эффективности имеет место только до некоторой оптимальной величины, как показано на рис. 4.1. На этой экспериментальной кривой дана зависимость скорости счета индиевой

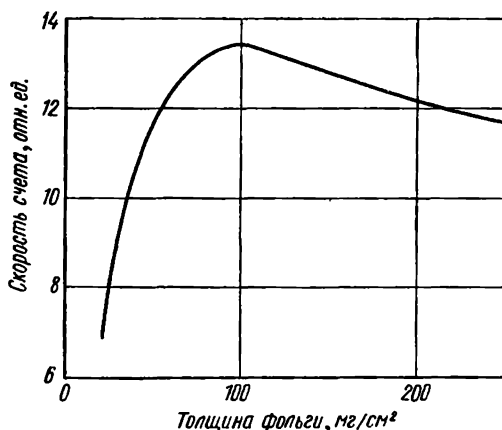


Рис. 4.1. Зависимость скорости счета от толщины индиевой фольги, облучаемой в потоке тепловых нейтронов.

фольги, активируемой в потоке нейтронов, от ее толщины [1, 2]. Когда толщина фольги достигает  $100 \text{ мг/см}^2$ , скорость счета начинает уменьшаться. Это уменьшение эффективности с возрастанием толщины фольги обусловлено влиянием двух факторов. При увеличении толщины фольги, начиная с некоторой толщины, часть  $\beta$ -частиц, испускаемых ядрами фольги, полностью поглощается в ней (эффект самопоглощения). К эффекту поглощения  $\beta$ -частиц добавляется эффект присутствия индия, который сильно поглощает нейтроны и уменьшает поток нейтронов в окрестности фольги в замедляющей среде ниже величины, которая была бы без индия. К счастью, этого нет в экспериментах с пучками нейтронов. Такое уменьшение потока также усиливается с увеличением толщины индия. Иногда трудно определить поправку на самопоглощение  $\beta$ -частиц в детекторе, поэтому обычно выбирают детектор достаточно тонким, чтобы влияние поглощения на скорость счета было незначительным. Поправки на ослабление плотности нейтронов из-за присутствия фольги могут быть сделаны методом, предложенным Боте [3]. Анализируя ослабление плотности нейтронов, Боте предположил, что фольга в форме

диска радиусом  $R$  будет эквивалентна влиянию на плотность нейтронов сферической оболочки радиусом  $2R/3$ . Сферическая оболочка вводится, чтобы упростить анализ. Из сравнения с экспериментальными данными найдено, что результаты лучше согласуются с наблюдениями, если радиус оболочки принять равным радиусу фольги в форме диска. Основы этого анализа станут яснее при обсуждении диффузии нейтронов, приведенном в гл. V.

Боте рассчитал фактор  $F$ , на который должна быть умножена скорость счета, чтобы получить истинную плотность нейтронов. Общая формула имеет вид

$$F = 1 + \frac{\alpha}{2} \left[ \frac{3R}{2\lambda_{tr}} \frac{L}{R+L} - 1 \right]. \quad (4.6)$$

Если  $L \gg R \gg \lambda_{tr}$ , как для непоглощающей среды, уравнение (4.6) принимает вид

$$F = 1 + \frac{3\alpha R}{4\lambda_{tr}}, \quad (4.7)$$

где  $\lambda_{tr}$  подставляется вместо длины рассеяния, использованной Боте;  $L$  — длина диффузии в замедляющей среде, а  $\alpha$  — величина из уравнения

$$\alpha = 1 - e^{-\mu x} (1 - \mu x) + \mu^2 x^2 \text{Ei}(-\mu x), \quad (4.8)$$

где  $\mu$  — коэффициент поглощения нейтронов в детекторе;  $x$  — толщина детектора, а  $\text{Ei}(-\mu x)$  — интегральная экспонента, взятая из работы [4]. Величина  $\alpha$  — это средняя вероятность поглощения нейтрона в изотропном потоке в слое материала толщиной  $x$ , имеющего коэффициент поглощения нейтронов  $\mu$ . На рис. 4.2 приведен график уравнения (4.8). Некоторые из обычно используемых величин  $L$  и  $\lambda_{tr}$  даны в табл. 4.2.

Таблица 4.2

Величины длины диффузии и транспортной длины для некоторых замедлителей

Замедлитель	$L$	$\lambda_{tr}$	Замедлитель	$L$	$\lambda_{tr}$
H <sub>2</sub> O	2,76	0,425	Парафин	2,42	0,39
D <sub>2</sub> O	116	2,4	Бериллий	21	1,43
C	50,2	2,7			

Вторая важная поправка должна быть применена к наблюдаемой резонансной активности, так как резонансные нейтроны поглощаются слоем кадмия, окружающим детектор. Резонансная поправка будет изменяться с изменением толщины индиевого

детектора и кадмиевого покрытия. Поправочный коэффициент  $F_{Cd}$  наиболее надежно определяется измерениями активации в том же потоке с различной толщиной кадмиевой фольги, окружающей детектор. Экстраполяция этих результатов к нулевой величине кадмия дает поправку. Если эта процедура проделана для индиевых детекторов различной толщины, то получают кривые, приведенные на рис. 4.3. На примере индия можно видеть еще одну особенность фольги, используемой в качестве детек-

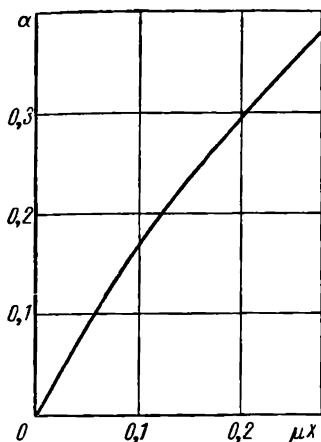


Рис. 4.2. Зависимость  $\alpha$  от  $\mu x$ .

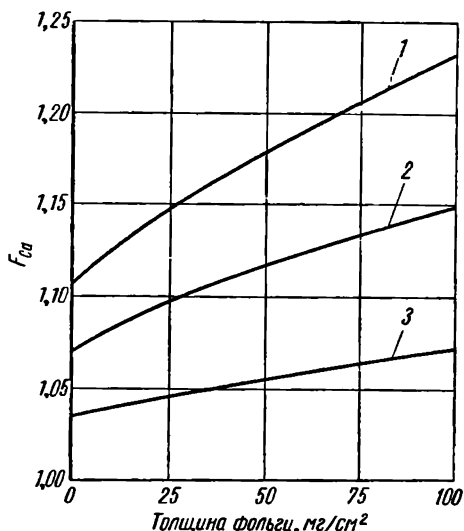


Рис. 4.3. Зависимость  $F_{Cd}$  от толщины индиевой фольги для трех различных толщин слоя кадмия:  
1—0.15 см. 2—0.10 см. 3—0.051 см.

тора нейтронов. Если  $^{115}\text{In}$  облучается тепловыми нейтронами, то возникают две активности. Одна имеет период полураспада 54,1 мин и сечение активации  $145 \pm 15$  барн. Эта активность используется для измерения нейтронов. Другая имеет период 13 сек и сечение активации  $52 \pm 6$  барн. Вторая активность спадает слишком быстро, чтобы быть полезной. Ее влияние на измерение активности 54,1 мин можно исключить, выжидая 7—8 периодов быстро спадающей активности, т. е. примерно 3 мин перед началом счета.

#### 4. 3. Детекторы тепловых нейтронов, подчиняющиеся закону $1/v$

Важным следствием использования детектора тепловых нейтронов, в котором сечение активации обратно пропорционально скорости нейтронов, является то, что измеряется плотность нейт-

ронов, а не поток. Это явление можно легко продемонстрировать, если подставить  $\sigma = \sigma_0 v_0 / v$ , где  $v_0$  определено в табл. 3.9, а  $\sigma$  — соответствующее сечение активации, в уравнение (4.1) и ввести  $\varrho = \int n(v) dv$ . Тогда имеем

$$N \chi \rho \sigma_0 v_0 = R, \quad (4.9)$$

где  $\sigma_0$ ,  $v_0$ ,  $N$ ,  $\chi$  — постоянные, так что  $R$  пропорционально  $\varrho$  и не зависит от скорости нейтрона в интервале скоростей, для которого выполняется закон  $1/v$ . Для тепловых нейтронов с максвелловским распределением скоростей знание плотности нейтронов эквивалентно знанию потока.

#### 4. 4. Измерение интенсивности пучков нейтронов методом активации фольг

Когда метод фольг используют для измерения потока тепловых нейтронов в пучке, фольгу обычно помещают перпендикулярно направлению движения нейтронов. Тогда скорость образования радиоактивных ядер на единицу площади фольги определяется уравнением

$$R = \int_0^{\infty} \varphi(E) dE (1 - e^{-N\sigma t}), \quad (4.10)$$

где  $\sigma$  — сечение активации,  $N$  — число ядер мишени на  $1 \text{ см}^3$  и  $t$  — толщина фольги. В случае, когда  $N\sigma t \gg 1$ , поглотитель называется черным и скорость образования радиоактивных ядер в фольге площадью  $A$  равна

$$R = A \int_0^{\infty} \varphi(E) dE. \quad (4.11)$$

Таким образом, активация непосредственно измеряет полный поток.

Если фольга относительно прозрачна к нейтронам, что соответствует малому сечению активации или очень тонкому детектору, то выражение для  $R$  имеет вид

$$R = NtA \int_0^{\infty} \varphi(E) \sigma(E) dE, \quad (4.12)$$

где  $\sigma(E)$  — сечение активации нейтронов. Так как изменение сечения велико для медленных нейтронов, то условия, встречающиеся здесь, меняются от условия, описываемого уравнением (4.11), до условия, представленного уравнением (4.12).

#### 4. 5. Реакция Сцилларда—Чалмерса и активационный метод регистрации нейтронов

Если велико сечение активации или поток, который должен быть измерен, то активность за счет реакции ( $n, \gamma$ ) дает радиоактивный источник, который очень удобно измерять. Если эти благоприятные условия отсутствуют, то активность может быть очень слабой и нельзя проводить надежные измерения. Радиоактивные продукты являются изотопами мишени, поэтому обычно невозможна никакая химическая концентрация для получения источника с большей удельной активностью. Исключение из этого правила может быть сделано при использовании реакции Сцилларда — Чалмерса. В этой реакции радиоактивный продукт может быть химически отделен от неактивного изотопа. Необходимо выполнить хотя бы три условия, чтобы реакция Сцилларда — Чалмерса была использована. Во-первых, радиоактивные атомы должны быть отделены от молекул, к которым они принадлежат, следовательно, мишень должна быть химическим соединением. Во-вторых, радиоактивные атомы не должны рекомбинировать с родительскими молекулами, и тепловой обмен с другими неактивными молекулами должен быть медленным. В-третьих, должен быть найден химический метод для выделения радиоактивных атомов в их новой химической форме. Первое условие выполнить довольно легко.  $\gamma$ -Лучи, испускаемые из атомов — продуктов реакции ( $n, \gamma$ ), — могут сообщить энергию отдачи, достаточную, чтобы разорвать химическую связь между радиоактивными атомами и молекулами, к которым они принадлежат. Энергия химической связи в большинстве случаев лежит в интервале от 1 до 5 эв. Энергия отдачи  $E_r$  в электронвольтах при испускании  $\gamma$ -луча с  $E_\gamma$  в мегаэлектронвольтах определяется из выражения

$$E_r = \frac{537 \cdot E_\gamma^2}{A}, \quad (4.13)$$

где  $A$  — массовое число атома отдачи. В табл. 4.3 приведены некоторые величины  $E_r$ , рассчитанные из уравнения (4.13).

Таблица 4.3  
Величины  $E_r$  для отдельных значений  $E_\gamma$  и  $A$

A	$E_\gamma, \text{Мэв}$			
	1	2	4	8
20	27 эв	108 эв	432 эв	1728 эв
40	14	54	216	864
80	7	27	108	432
160	3,5	14	54	216
231	2,7	11	43	171

В реакции  $(n, \gamma)$  была измерена энергия  $\gamma$ -лучей, равная 8,6 Мэв. Спектр  $\gamma$ -лучей реакции  $(n, \gamma)$  сложен и содержит много линий. Следовательно, угловые соотношения между последовательными  $\gamma$ -квантами могли бы частично погасить составляющую количества движения в направлении химической связи. Однако эксперименты показали, что энергия отдачи в реакциях  $(n, \gamma)$  часто достаточна, чтобы разорвать химические связи, которые держат радиоактивные атомы в молекулах. Второму требованию — отсутствию химического обмена радиоактивных атомов с подобными неактивными атомами в других молекулах — удовлетворить более трудно. Поэтому кажется вероятным, что скорость обмена является главным ограничением эффективности метода Сцилларда — Чалмерса. Но даже при этом ограничении в отдельных случаях наблюдались эффективности, близкие к 100%, в частности с галогенными соединениями. Таким образом были получены радиоактивные продукты  $\text{Cl}^{38}$ ,  $\text{Br}^{80}$ ,  $\text{Br}^{82}$  и  $\text{J}^{128}$  легко доступными химическими методами. Третье требование удобного химического метода для отделения радиоактивных атомов от их неактивных изотопов может быть выполнено различными способами в зависимости от химических свойств радиоактивных атомов. В случае галогенных соединений экстракция с водой часто дает достаточный выход. Разделение, основанное на разнице окисления перед и после захвата нейтрона, было также успешным. Большая часть активности  $\text{Mn}^{56}$  может быть удалена из облучаемого нейтронами нейтрального или кислого раствора перманганата в виде  $\text{MnO}_2$ . Вследствие ионизованного состояния радиоактивных атомов, в случае если материал, который должен быть отделен, используется в форме газа, активные атомы могут быть собраны на заряженных электродах. При этом положительные и отрицательные электроды захватывают радиоактивные атомы. Очевидно, реакция Сцилларда — Чалмерса представляет большой интерес при измерениях в условиях, когда потоки очень слабы, например, нейтронов, генерируемых космическим излучением.

#### 4. 6. Ионизационные камеры и счетчики для детектирования медленных нейтронов

Ионизационные камеры и счетчики, в которых для наполнения используется газ  $\text{BF}_3$ , обогащенный  $\text{B}^{10}$ , наиболее часто применяются для электрического детектирования медленных нейтронов. Процесс детектирования основан на реакции  $(n, \alpha)$  в  $\text{B}^{10}$ , которая имеет сечение поглощения тепловых нейтронов, равное 3837 барн. Возникающая  $\alpha$ -частица и ядро  $\text{Li}^7$  производят высокую удельную ионизацию в газах. Поэтому эти частицы можно легко зарегистрировать в присутствии других, более слабо ионизирующих частиц, например вторичных электронов от  $\gamma$ -лучей.

С помощью схем, которые дискриминируют импульсы с высотой ниже некоторого заданного уровня, фон  $\gamma$ -лучей может быть почти полностью исключен. Однако если присутствует интенсивный фон  $\gamma$ -лучей, то цепь усиления с низким разрешающим временем может зарегистрировать несколько близко расположенных импульсов от  $\gamma$ -лучей как большой одиночный импульс.

Энергии реакции для двух продуктов реакции  $B^{10}(n, \alpha)$  равны 1,473 Мэв для  $\alpha$ -частицы и 0,841 Мэв для возбужденного ядра лития. Эти энергии определяют отношение ионизации, производимой каждой частицей:  $I_{\alpha}/I_{Li}=1,75$ . Большинство измеренных отношений  $I_{\alpha}/I_{Li}$  несколько выше — около 1,85. Однако

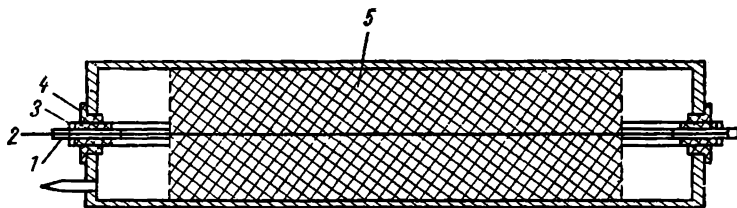


Рис. 4.4. Пропорциональный счетчик с трубками поля для локализации чувствительного объема:

1 — охранный цилиндр, 2 — центральная проволока, 3 — трубка поля, 4 — изолятор, 5 — чувствительный объем.

исследования де Юрена и Розенвассера [5] при тщательно контролируемых условиях дали величину отношения высот ионизационных импульсов, равную 1,78.

На рис. 4.4 приведена схема пропорционального счетчика с  $BF_3$ , используемого в качестве детектора медленных нейтронов. Существуют различные конструкции пропорциональных счетчиков. Приводимые здесь схемы характеризуют особенности конструкций счетчиков, предложенных Кокрофтом и Курраном [6]. Новым в их конструкции является введение охранных трубок. Эти трубки, изолированные от всех других частей, поддерживаются при потенциале, равном приблизительно  $1/3$  полной разности потенциалов между центральной проволокой и внешним металлическим цилиндром. Охранные трубки ограничивают чувствительный объем до определенного цилиндрического объема, который оканчивается на некотором расстоянии от концов трубки. Внутри этого объема очень мало искажается электрическое поле. Поэтому распределение амплитуд импульсов, характерное для нормальной работы счетчика, не искажается импульсами меньших амплитуд, которые возникают на концах счетчика при отсутствии охранных трубок. Очень часто во время эксперимента необходимо экранировать детектор от нейтронов, приходящих из других источников, помимо изучаемого. Экранирование проводят с помощью защиты, как показано на рис. 4.5. Детектор по-



крывают слоем материала, имеющего большое сечение поглощения нейтронов, например соединением бора или кадмием, за исключением переднего конца, куда входят регистрируемые медленные нейтроны. Этот поглощающий слой покрыт достаточно толстым слоем парафина, чтобы уменьшить скорость любых быстрых нейтронов, попадающих на детектор, до скоростей, близких к тепловым, в течение времени, за которое эти нейтроны достигают поглощающего слоя.

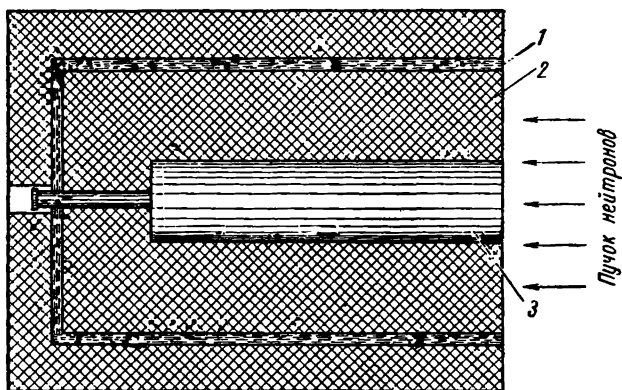


Рис. 4.5. Длинный счетчик:  
1 — поглотитель медленных нейтронов, 2 — парафиновая защита, 3 — счетчик.

Анализ процесса детектирования в ионизационной камере или пропорциональном счетчике происходит так же, как и в активационных фольгах. Чтобы пояснить это, предположим, что наполняющим газом является  $\text{BF}_3$ , обогащенный  $\text{B}^{10}$ , так что скорость реакции будет следовать закону  $1/v$  вплоть до энергий порядка 10 кэв. Тогда можно написать

$$R = NV \int n(v) v \sigma(v) dv. \quad (4.14)$$

Как и прежде, можно заменить  $\int n(v) dv$  на  $\rho$  — плотность нейтронов всех энергий в  $1 \text{ см}^3$  — и получить

$$R = NV \rho \sigma_0, \quad (4.15)$$

где  $R$  — число отсчетов в 1 сек,  $N$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$  и  $V$  — чувствительный объем ионизационной камеры или счетчика,  $\text{см}^3$ . Уравнение (4.15) по форме идентично уравнению (4.9). Теперь рассмотрим фактор эффективности, который играет важную роль в методе активации фольг, для ионизационных камер и счетчиков. Для счетчиков, наполненного газом  $\text{BF}_3$ , эффективность детектирования распадов, вызванных нейтронами, прибли-

жается к 100%. Стеночный эффект, т. е. потеря в счете в результате того, что ионизирующие частицы входят в стенку, пройдя в камере слишком короткий путь для того, чтобы произвести регистрируемую ионизацию, обычно очень мал. В пропорциональных счетчиках стеночным эффектом очень часто можно пренебречь. Определить эффективность можно с помощью коэффи-

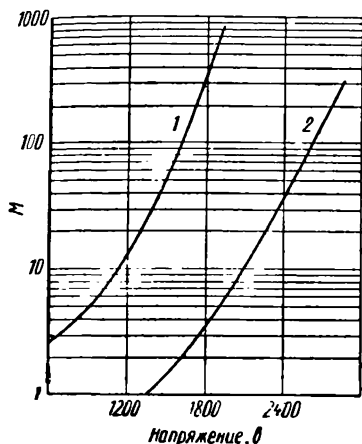


Рис. 4.6. Зависимость коэффициента газового усиления  $M$  от напряжения на пропорциональном счетчике с  $\text{BF}_3$ :

1 — диаметр центральной проволоки 0,254 мм, диаметр счетчика 38 мм, давление газа  $\text{BF}_3$  100 мм рт. ст., 2 — диаметр центральной проволоки 0,16 мм, диаметр счетчика 39,6 мм, давление газа 804 мм.

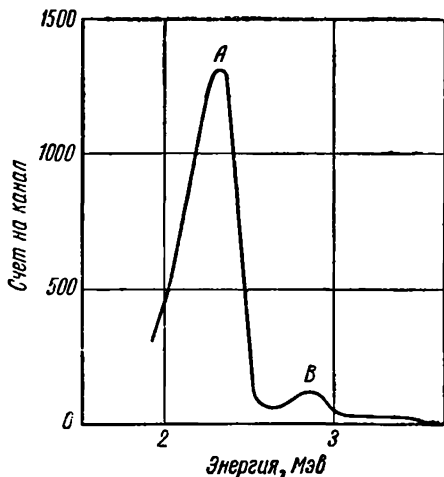


Рис. 4.7. Амплитудное распределение импульсов от пропорционального счетчика, наполненного  $\text{BF}_3$ , в потоке тепловых нейтронов.

циента поглощения нейтронов  $\mu = N\sigma$  для  $\text{BF}_3$ . Здесь  $\sigma$  — сечение реакции ( $n, \alpha$ ) в боре. При давлении 1 атм  $\mu = 0,103(0,025/E)^{1/2} \text{ см}^{-1}$ , где  $E$  — энергия нейтрона в электронвольтах. Поэтому счетчик длиной около 20 см изменялся бы от черного до прозрачного в интервале энергий тепловых нейтронов. Другими словами, при энергии нейтронов 0,025 эв произошло бы 0,91 распада на падающий нейтрон.

Импульсы как от ионизационных камер, так и от пропорциональных счетчиков имеют амплитуду, пропорциональную первичной ионизации. Однако пропорциональные счетчики имеют коэффициент газового усиления, который может быть равен 100 или больше для пропорционального счетчика с  $\text{BF}_3$ , как показано на рис. 4.6 [7]. Это означает, что для регистрации импульсов нужно меньшее электронное усиление. Время нарастания импульса в пропорциональном счетчике короче, чем в ионизационной камере. Это быстрое нарастание импульса дает пропорциональному счетчику большое преимущество над иони-

зационной камерой. Обрезающие схемы могут быть использованы в усилителе пропорционального счетчика, что позволяет вести более быстрый счет без наложения импульсов в цепи усиления. Термин «наложение» используется для определения процесса, в котором два или больше последовательных импульса не могут быть разрешены и регистрируются как одиночный импульс. Другим преимуществом пропорционального счетчика по сравнению с понизационной камерой является то, что в счетчике амплитуда импульса для данного числа первичных ионов почти не зависит от места расположения начальной точки ионизации в чувствительном объеме. Когда нейтроны тепловых энергий входят в пропорциональный счетчик, наполненный  $\text{BF}_3$ , то возникает амплитудное распределение импульсов, подобное приведенному на рис. 4.7 [8]. Большой пик  $A$  является результатом реакции  $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^{7*}$ , маленький пик  $B$  — результатом реакции  $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ .

#### 4. 7. Длинный счетчик

Пропорциональный счетчик, наполненный  $\text{BF}_3$ , Хансен и Маккибен [9] видоизменили и сделали чувствительным к быстрым нейтронам. Нейтроны, которые необходимо регистрировать, проходят параллельно длинной оси счетчика, поэтому этот счетчик назвали длинным.

Схема длинного счетчика показана на рис. 4.5. Пропорциональный счетчик заключен в парафиновый цилиндр, вокруг которого расположен слой поглотителя медленных нейтронов, покрытый слоем парафина, для защиты счетчика от блуждающих нейтронов. Последние два слоя необходимы, чтобы исключить нейтроны, рассеянные в направлении счетчика окружающими материалами. Нейтроны входят в длинный счетчик в направлении, обозначенном стрелками. Если нейтроны имеют энергии от тепловых до нескольких мегаэлектронвольт, то только нейтроны, поглощающиеся в боре по закону  $1/v$ , регистрируются с достаточной эффективностью. Однако быстрые нейтроны, проходя слой парафина, окружающий счетчик, замедляются до скоростей, попадающих в интервал, для которого справедлив закон  $1/v$ . Диффундируя в счетчик, эти замедленные нейтроны также будут регистрироваться. Если счетчик и парафиновый цилиндр достаточно длинны, чтобы замедлить нейтроны с самыми высокими энергиями в падающем пучке до области медленных нейтронов, перед тем как нейтроны смогут выйти с противоположного конца цилиндра, то они будут детектировать падающие нейтроны во всем интервале энергий. Фактически падающие нейтроны с энергией около 100 кэв регистрируются чаще, чем нейтроны более низких энергий. Это объясняется тем, что более быстрые нейтроны глубже проникают в парафин и имеют меньшую вероятность утечки с переднего конца счетного устройства

перед детектированием. Эксперименты подтвердили, что длинный счетчик имеет эффективность детектирования нейтронов, которая практически постоянна в значительном интервале энергий. Это показано на рис. 4.8 [10].

Чтобы получить эти данные, несколько источников нейтронов, каждый из которых имел широкий разброс энергии около различных средних величин, помещали последовательно на расстоянии 105 см от переднего конца длинного счетчика. Относительные



Рис. 4.8. Зависимость эффективности длинного счетчика от энергии нейтронов, выраженная в отсчетах на нейтрон, испускаемый источником, находящимся на расстоянии 105 см от передней части счетчика.

интенсивности источников были известны с точностью  $\pm 1\%$ , абсолютные выходы — с точностью  $\pm 5\%$ . Кривая на рис. 4.8 показывает, что эффективность, выраженная как число отсчетов на испускаемый источником нейтрон постоянна в пределах ошибок в области энергий от 5 Мэв до нескольких сотен килоэлектронвольт. Даже при 25 кэв кривая спадает только на 10%.

#### 4. 8. Сцинтилляторы как детекторы медленных нейтронов

Многие исследователи пытались разработать сцинтилляционные счетчики медленных нейтронов. Полученные данные позволили использовать для нейтронных измерений сцинтилляционную технику, которая способствовала прогрессу в измерениях  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений.

Особенностью сцинтилляционных счетчиков является быстрое нарастание световых импульсов в сцинтилляторе. Фотоумножители, используемые в сцинтилляционной технике, позволяют в полной мере использовать преимущества быстроты световых характеристик сцинтиллятора. Время прохождения электрона через фотоумножитель составляет  $5 \cdot 10^{-8}$  сек. Свет из сцинтиллятора достигает максимума за время того же порядка. Таким образом, быстрота срабатывания сцинтилляционного счетчика в 100 раз больше, чем пропорционального. Быстрота срабатывания позволяет получить очень короткое разрешение во времени, которое, как мы видели при обсуждении пропорциональных счетчиков, необходимо при регистрации нейтронов на сильном фоне  $\gamma$ -излучения. Нейтроны не могут произвести сцин-

тилляцию непосредственно, поэтому для детектирования медленных нейтронов в сцинтиллятор необходимо ввести какой-либо материал, который создает ионизирующее излучение при прохождении нейтронов через смесь. Наиболее ранний метод решения этой проблемы — это метод «сэндвичей», т. е. тонких слоев соединений бора и сульфата цинка.  $\alpha$ -Частицы, образуемые нейтронами в реакции с бором, детектируются сернистым цинком. Такой сэндвич был относительно нечувствителен к  $\gamma$ -лучам, но имел невысокую эффективность детектирования нейтронов. Не все ионизирующие частицы при распаде бора давали сцинтилляции, только часть света от сцинтилляции достигала фотоумножителя.

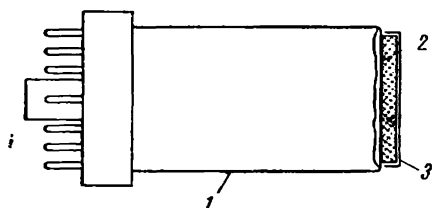


Рис. 4.9. Фотоумножитель и сцинтиллятор для детектирования тепловых нейтронов:

1 — фотоумножитель, 2 — сцинтиллятор, составленный из борного ангидрида и сернистого цинка, 3 — алюминиевое покрытие и отражатель.

Много света терялось из-за отражения и рассеяния на неоднородностях сэндвича. Эти трудности могут быть исправлены растворением  $ZnS$  в прозрачном слое борного ангидрида. Полученную смесь располагают непосредственно на фотоумножителе, как показано на рис. 4.9. Ганст, Коннор и Байярд [11] сообщили, что

сцинтилляторы такого типа имеют удовлетворительную эффективность к нейтронам в присутствии сильного фона  $\gamma$ -лучей. Определяя эффективность как скорость счета на единицу потока тепловых нейтронов при установке дискриминатора, регистрирующего 0,01  $\gamma$ -кванта в 1 сек, получим, что один из этих сцинтилляторов толщиной 0,13 мм имел эффективность к нейтронам 0,12  $p/ч$  в присутствии  $\gamma$ -излучения интенсивностью 70  $p/ч$ . Увеличение толщины «вафли» до 0,74 мм повысило эффективность нейтронов до 0,18  $p/ч$ . Амплитудное распределение импульсов, полученное Ганстом и др., показано на рис. 4.10. Одно из преимуществ сцинтилляционных детекторов для медленных нейтронов — высокая эффективность на единицу объема кристалла. Если кристаллическое соединение содержит элемент, чувствительный к нейтронам, то эффективность кристалла может приближаться к 100%. Высокую эффективность кристалла  $LiJ(Eu)^1$  исследовали Никольсон и Снеллинг [12]. Нейтроны детектируются в кристалле вследствие сцинтилляций, вызываемых продуктами реакции  $Li^6(n, \alpha)H^3$ . Энергия реакции 4,78 Мэв делится между  $\alpha$ -частицей и тритоном. Кривая эффективности кристалла к тепловым нейтронам, которую авторы рассчитали в зависимости от его толщины, показана на рис. 4.11. При использовании

<sup>1</sup> См. также работу [32]—Прим. ред.

кристалла  $\text{LiJ}(\text{Eu})$  для детектирования нейтронов в присутствии  $\gamma$ -лучей нужно иметь в виду, что кристалл  $\text{LiJ}(\text{Eu})$  имеет ту же эффективность детектирования  $\gamma$ -лучей, что и кристалл  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ .

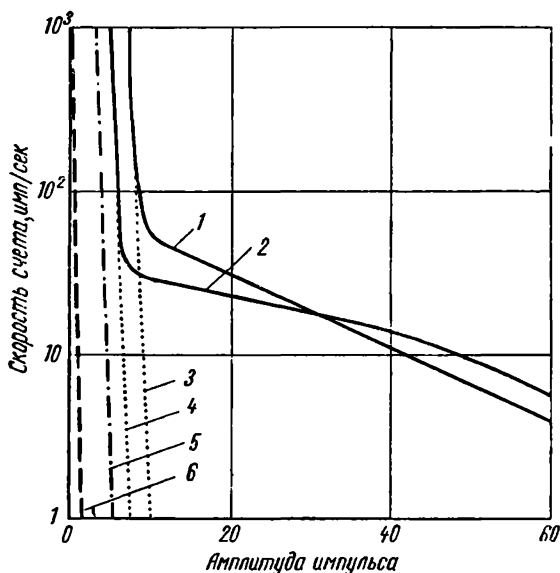


Рис. 4.10. Интегральные кривые для двух толщин сцинтиллятора, состоящего из смеси  $\text{ZnS}$  и  $\text{B}_2\text{O}_3$ , в потоке тепловых нейтронов около  $250 \text{ нейтрон}/(\text{см}^2 \text{ сек})$  и интенсивностью  $\gamma$ -лучей около  $70 \text{ р/ч}$ :

1 — нейтроны вместе с  $\gamma$ -лучами сцинтиллятора толщиной  $0.71 \text{ мм}$ , 2 — то же для сцинтиллятора толщиной  $0.13 \text{ мм}$ , 3 — только  $\gamma$ -лучи для сцинтиллятора толщиной  $0.74 \text{ мм}$ , 4 — то же для толщины  $0.13 \text{ мм}$ , 5 — без сцинтиллятора, 6 — шум.

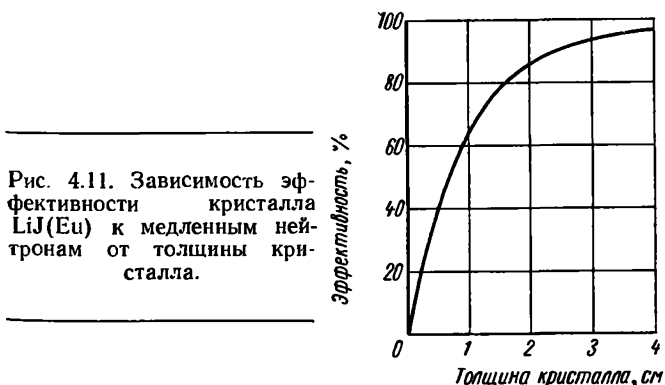


Рис. 4.11. Зависимость эффективности кристалла  $\text{LiJ}(\text{Eu})$  к медленным нейтронам от толщины кристалла.

На рис. 4.12 приведена кривая амплитудного распределения импульсов для кристалла  $\text{LiJ}(\text{Eu})$ . Пунктирная линия, обозначенная  $\gamma$ , показывает чувствительность кристалла  $\text{LiJ}$  к  $\gamma$ -лучам

незащищенного Ra—Be-источника, дающего дозу  $\gamma$ -лучей 10 *мр/ч*. Пик, обозначенный *n*, показывает чувствительность кристалла к Po—Be-источнику нейтронов, который дает полный счет в кристалле — 10 *имп/сек*. При этих условиях нет значительного наложения импульсов  $\gamma$ -лучей. С возрастанием интен-

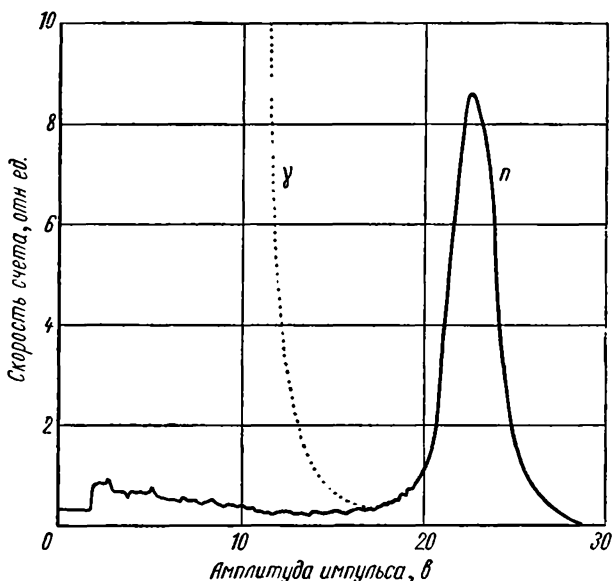


Рис. 4.12. Амплитудное распределение импульсов, показывающее чувствительность кристалла LiJ(Eu) к тепловым нейтронам в присутствии  $\gamma$ -лучей:

$\gamma$  — чувствительность к  $\gamma$ -лучам, *n* — чувствительность к нейтронам.

сивности  $\gamma$ -лучей наступает момент, когда совпадающие импульсы от  $\gamma$ -лучей полностью маскируют пик нейтронов. Уменьшение времени обрезания в усилителе полезно только до времени обрезания порядка высвечивания кристалла. Любое дальнейшее укорочение обрезания уменьшает величину импульсов от нейтронов. Для  $\gamma$ -лучей, с энергией меньшей 2 или 3 Мэв, возможна допустимая интенсивность около 20 *мр/ч*, если счет от нейтронов около 10 *отсчет/сек*. При больших энергиях  $\gamma$ -лучей возникает интерференция между импульсами от нейтронов и фотонов и отношение  $\gamma$ -лучей к нейтронам должно быть очень малым<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Подробное изложение вопросов, связанных с использованием сцинтилляционной техники для регистрации нейтронов, можно найти, например, в работе [33]. — *Прим. ред.*

#### 4. 9. Камеры деления для детенирования тепловых нейтронов

Относительно высокие сечения деления  $U^{235}$ ,  $Np^{237}$  и  $Pu^{239}$  привели к развитию детекторов тепловых нейтронов, в которых первичная ионизация в импульсной ионизационной камере или пропорциональном счетчике производится осколками деления. При создании камер деления возникают некоторые затруднения в конструкции. Одно из них вызвано сильным фоном  $\alpha$ -частиц,

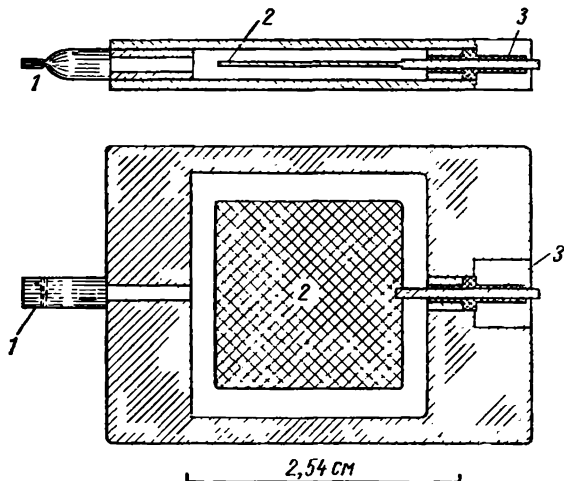


Рис. 4.13. Маленькая камера деления для детектирования медленных нейтронов:

1 — место запаивания, 2 — пластинка, на которую нанесен делящийся материал, 3 — изолятор.

обычно присутствующих в камерах деления, другое — коротким пробегом осколков деления в воздухе порядка 2 см. Следствием этих факторов является то, что чувствительный слой делящегося материала, введенного в камеру, должен быть очень тонким (порядка  $100 \text{ мкг/см}^2$ ), чтобы быть уверенным, что импульсы, производимые осколками деления, много больше импульсов от  $\alpha$ -частиц. Разрешающее время регистрирующей системы должно быть также высоким, чтобы уменьшить эффект наложения  $\alpha$ -частиц. Эти ограничения позволяют использовать камеры деления для детектирования тепловых нейтронов, когда требуются детекторы небольшого размера. Такой детектор описан Ноблзом и Смитом [13] и приведен на рис. 4.13. Центральный собирающий электрод состоит из маленькой металлической пластины площадью  $450 \text{ мм}^2$ , на которую нанесен слой делящегося материала. Камера наполнена спектрально чистым аргоном до давления 4 ат. Камеру запаивают после наполнения с предварительным обжатию медной трубки, используемой для наполнения камеры.



Высокое давление наполняющего газа обеспечивает почти полное поглощение осколков деления в газе камеры, тогда как  $\alpha$ -частицы, имеющие большой пробег, тратят в камере только часть энергии на ионизацию до удара о стенку камеры.

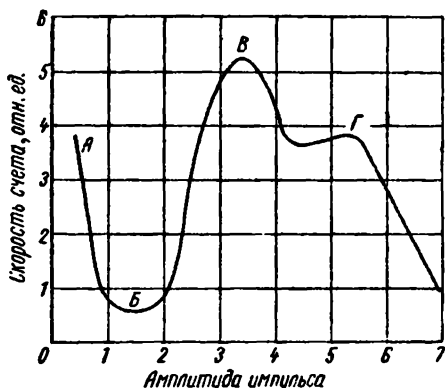


Рис. 4.14. Дифференциальная кривая амплитудного распределения импульсов для маленькой камеры деления.

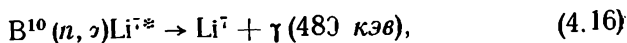
Дифференциальная кривая амплитудного распределения импульсов для описанной камеры, облученной тепловыми нейтронами, приведена на рис. 4.14.  $\alpha$ -Частицы и шум оказываются в области небольших импульсов А. Низкоэнергетичная часть импульсов переходит в область, где число импульсов имеет минимум (Б), который служит естественной точкой смещения дискриминатора электронной счетной схемы. Импульсы осколков деления создают два пика: В и Г, характерные для деления тепловыми

нейтронами. Главное преимущество камеры деления как детектора — это высокая чувствительность к тепловым нейтронам. Камеру деления можно использовать для измерения очень слабых потоков тепловых нейтронов, которые невозможно надежно измерить методом активации фольг.

#### 4. 10. Детекторы нейтронов в промежуточной области энергии

Существует очень мало хороших детекторов нейтронов, имеющих энергии в интервале от 10 до  $10^5$  эв.

Сечения в этом интервале энергий нейтронов настолько низки, что требуются толстые слои чувствительных материалов, чтобы получить приемлемую интенсивность ионизирующего излучения. Если это излучение является  $\alpha$ - или  $\beta$ -частицами, то самопоглощение радиации в детекторе препятствует использованию толстых слоев. Чувствительные элементы, которые испускают  $\gamma$ -лучи, не имеют этих ограничений. Рей и Боуэй [14] создали детектор, основанный на использовании мягких  $\gamma$ -лучей из реакции



для измерения нейтронов в промежуточной области энергий. Слой  $\text{B}^{10}$ , не прозрачный к нейтронам с энергией до 1 кэв, может быть использован как детектор. Эффективность детектора зависит главным образом от эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов.

Использование кристаллов NaJ с быстрым временем нарастания и одноканального спектрометра значительно уменьшило фон от других радиоактивных источников и космической радиации. Применяли также систему свинцовых экранов и защиту от нейтронов (рис. 4.15). Два фотоумножителя (каждый с кристаллом) обращены к борному детектору с противоположных сторон. Бор-

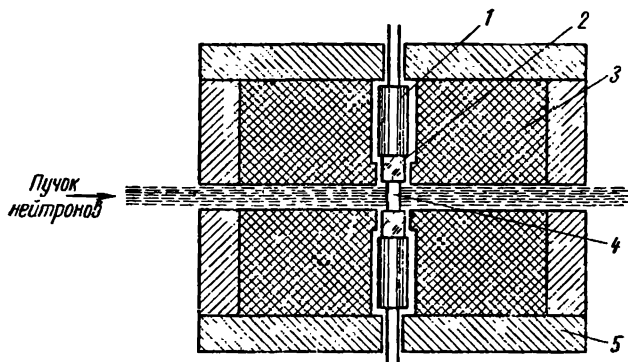


Рис. 4.15. Сцинтилляционный детектор нейтронов промежуточных энергий, использующий  $\gamma$ -лучи из реакции  $B^{10}(n, \alpha)Li^{7*} \rightarrow Li^{7} + \gamma$  (480 кэв):

1 — фотоумножители, 2 — кристаллы NaJ, 3 — свинцовая защита, 4 — тонкостенный алюминиевый цилиндр, наполненный  $B^{10}$ , 5 — защита из борного стекла.

ный детектор состоит из тонкостенного алюминиевого цилиндра диаметром 76,2 и высотой 31,6 мм, наполненного аморфным  $B^{10}$ . Пучок нейтронов пересекает этот цилиндр в направлении, перпендикулярном его оси и осям фотоумножителей. С одноканальным амплитудным анализатором, настроенным на счет полной энергии пика  $\gamma$ -радиации  $Li^{7*}$ , была получена эффективность детектирования нейтронов около 0,2—0,6%. Эта эффективность была постоянной до энергий около 1 кэв. Так как количество используемого бора не прозрачно для нейтронов выше этой энергии, то при 5 кэв можно ожидать спада в эффективности на 15%, а при энергии 50 кэв эффективность уменьшится до 1%. Следовательно, этот метод детектирования полезен только в интервале энергий от 10 до  $10^4$ — $10^5$  эв. Очень трудно также работать в присутствии  $\gamma$ -радиации.

#### 4. 11. Детектирование быстрых нейтронов

Сечение активации большинства изотопов очень мало для энергий нейтронов больше 1 Мэв. Величины сечений приведены в табл. 4.4 [15]. Низкие сечения активации практически исключают принцип активации как удобный метод детектирования

Реакция	Период полураспада	$\sigma$ , барн
$Al^{27}(n, p) Mg^{27}$	9,6 мин	0,079
$Al^{27}(n, \alpha) Na^{24}$	15 ч	0,135
$P^{31}(n, p) Si^{31}$	170 мин	0,091
$Fe^{56}(n, p) Mn^{56}$	2,6 ч	0,124
$Cu^{63}(n, 2n) Cu^{62}$	9,9 мин	0,510
$Cu^{65}(n, 2n) Cu^{64}$	12,8 ч	0,97
$Cu^{65}(n, p) Ni^{65} Ag^{106}$	2,6 ч	0,019
$Ag^{107}(n, 2n) Ag^{106}$	24,5 мин	0,56
$Ag^{109}(n, 2n) Ag^{108}$	2,3 мин	1,0

быстрых нейтронов. С другой стороны, наблюдение протонов отдачи в процессе рассеяния нейтронов на протоне позволяет использовать гораздо более толстые образцы, из которых выбиваются протоны.

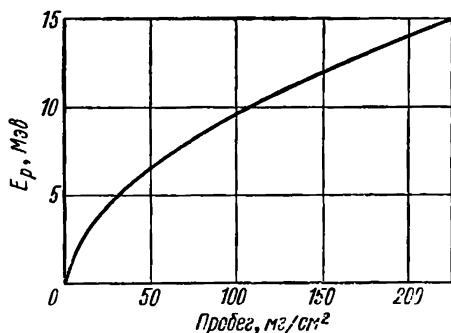


Рис. 4.16 Расчетная кривая пробег — энергия для протонов в парафине.

Для нейтронов с энергией 1 и 10 Мэв сечение рассеяния на водороде составляет около 4 и 1 барн соответственно. Величина выхода протонов из парафинового радиатора, бомбардируемого нейтронами, была изучена Роди и Гопкинсом [16]. Если соотношение пробег — энергия протонов в парафине известно, то можно рассчитать изменение выхода протонов из парафинового радиатора в зависимости от энергии

нейтронов. Хиршфельдер и Магги [17] рассчитали кривые пробега энергии для протонов в некоторых материалах, включая парафин. Их кривая для парафина приведена на рис. 4.16. Эти данные получены с использованием величин тормозных способностей для водорода, углерода и азота, рассчитанных по хорошо известной формуле Бете [18]. Она обычно записывается в виде

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 N}{mv^2} \left[ \ln \frac{2mc^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] - C_K, \quad (4.17)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $m$  — масса электрона;  $N$  — число атомов в  $1\text{ см}^3$ ;  $z$  — заряд движущейся частицы;  $Z$  — атомный номер поглотителя;  $v$  — скорость частицы;  $\beta = V/c$  ( $c$  — скорость света;  $V$  — средний потенциал ионизации атомов поглотителя);  $C_K$  — поправочный коэффициент на эффект К-электронов.

На рис. 4.17 приведены кривые, которые Роди и Гопкинс получили для протонов из парафиновых радиаторов для пяти различных толщин в зависимости от энергии нейтронов  $E_n$ .

Опишем коротко основные ступени расчета. Расчеты начинаются с уравнения для энергии пробега отдачи. В процессе упру-

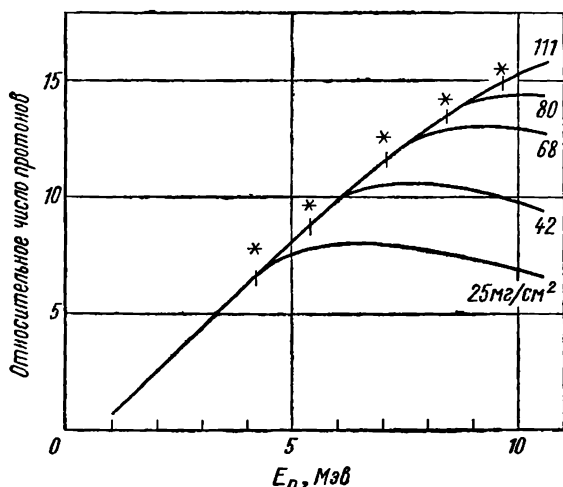


Рис. 4.17. Зависимость скорости счета от энергии нейтронов для пяти толщин парафинового радиатора. Звездочки показывают величину  $E$  для каждого радиатора.

го рассеяния применение законов сохранения энергии и количества движения приводит к выражению для энергии протона  $E_p$ , получаемой им при соударении с нейтроном:

$$E_p = E_n \cos^2 \theta, \quad (4.18)$$

где  $E_n$  — энергия падающего нейтрона и  $\theta$  — угол рассеяния протонов в лабораторной системе координат, как показано на рис. 4.18. В системе центра масс уравнение (4.18) приобретает вид

$$E_p = \frac{E_n}{2} (1 - \cos \varphi), \quad (4.19)$$

где  $\varphi$  — общий угол рассеяния для протона и нейтрона. Вероятность того, что протон получит энергию в интервале  $E$ ,  $E + dE$ , определяется выражением

$$P(E) dE = \frac{\sigma(\varphi) d\omega}{\sigma_s} = \frac{\sigma(\varphi)}{\sigma_s} \cdot 2\pi \sin \varphi d\varphi, \quad (4.20)$$

где  $\sigma(\varphi)$  — дифференциальное сечение рассеяния и  $\sigma_s$  — интег-

ральное сечение рассеяния. Дифференцируя (4.19) и имея в виду уравнение (4.20), получаем

$$P(E) = \frac{\sigma(\varphi)}{\sigma_s} \frac{4\pi}{E_n}. \quad (4.21)$$

Из известной симметрии рассеяния в системе центра масс  $\sigma(\varphi)/\sigma_s = \frac{1}{4\pi}$ ; следовательно,

$$P(E) = \frac{1}{E_n}, \quad E \leq E_n, \quad (4.22)$$

$$P(E) = 0, \quad E > E_n. \quad (4.23)$$

С точки зрения детектирования остаточная энергия протона после выхода из радиатора представляет определенный интерес. Обозначим эту энергию  $U$ , а дифференциальную функцию распределения  $f(U)$  нормируем так, чтобы она давала число протонов отдачи в единичном интервале энергий, деленное на полное число ядер отдачи. Подобно этому, интеграль-

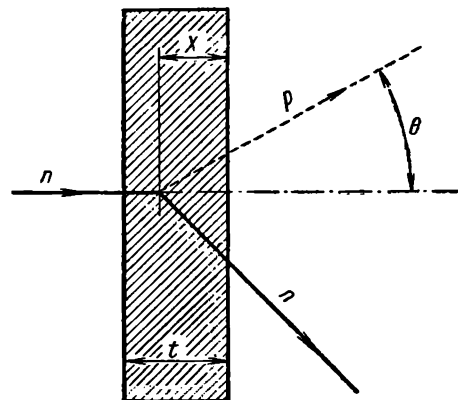


Рис. 4.18. Геометрия, используемая при анализе протонов отдачи из парафинового радиатора.

ное распределение  $F(U)$  представит часть полного числа протонов с энергией большей, чем какая-либо заданная величина. Поэтому нормированная таким образом величина интегрального энергетического распределения, соответствующая данной величине  $U$ , определяет эффективность детектирования, когда  $U$  выбрано равным  $M$ , если  $M$  — минимальная величина остаточной энергии протона, на которую настроен детектор. В дальнейшем удобно иметь дело с отношением остаточной энергии протона к энергии нейтрона  $f(U/E_n)$  и  $F(U/E_n)$ . Энергия протона отдачи является функцией энергии нейтрона. В газе

$$f\left(\frac{U}{E_n}\right) = P(E) E_n \frac{dE}{dU}, \quad (4.24)$$

$$F\left(\frac{U}{E_n}\right) = \int_{U'/E_n}^1 f\left(\frac{U}{E_n}\right) d\left(\frac{U}{E_n}\right), \quad (4.25)$$

где  $U'$  — какая-либо величина  $U$ . Эффективность радиатора может быть определена как среднее число протонов отдачи, производимых на один нейтрон, падающий на радиатор:

$$\varepsilon(E_n) = tQ\sigma_s(E_n), \quad (4.26)$$

где  $t$  — толщина радиатора,  $\text{мг/см}^2$ ;  $Q$  — число атомов водорода на единицу массы и  $\sigma_s(E_n)$  — сечение рассеяния. Для моноэнергетических нейтронов в коллимированном пучке, перпендикулярном к поверхности радиатора, скорость счета детектора равна

$$N = \varepsilon(E_n) F\left(\frac{M}{E_n}\right) = tQ\sigma_s(E_n) F\left(\frac{M}{E_n}\right). \quad (4.27)$$

В газе, где остаточная энергия отдачи равна полной энергии отдачи ( $E=U$ ), имеем

$$f\left(\frac{U}{E_n}\right) = 1, \quad E \leq E_n \quad (4.28)$$

и

$$f\left(\frac{U}{E_n}\right) = 0, \quad E > E_n. \quad (4.29)$$

Кроме того,

$$F \frac{U}{E_n} \int_{U/E_n}^1 d \frac{U'}{E_n} = 1 - \frac{U'}{E_n}. \quad (4.30)$$

Скорость счета, если пренебречь поправками на стеночный эффект, равна

$$N = tQ\sigma_s(E_n) \left(1 - \frac{M}{E_n}\right). \quad (4.31)$$

Для тонкого радиатора, из которого выходят все протоны отдачи, хотя при этом они теряют некоторую энергию, энергетические потери зависят от глубины, на которой родился протон отдачи, и угла отдачи. Обозначим  $R_E$  пробег протонов энергии  $E$  в радиаторе,  $X/\cos \varphi$  их путь в радиаторе,  $R(U)$  — остаточный пробег вне радиатора, так что

$$R(E) = \frac{X}{\cos \varphi} + R(U). \quad (4.32)$$

Подставляя величину  $\cos \varphi$  из уравнения (4.18), получаем

$$R(E) = X \sqrt{\frac{E_n}{E}} + R(U) \quad (4.33)$$

и часть полного числа протонов с энергией больше  $U$  будет

$$F(U) = \frac{1}{tE_n} \int_U^{E_n} X dE. \quad (4.34)$$

Чтобы скоррелировать уравнение (4.34) с опубликованными данными пробег — энергия, предположим, что

$$R(E) = kE^m. \quad (4.35)$$

и что можно приписать соответствующие величины  $k$  и  $m$ , чтобы получить согласие с опубликованными данными. Уравнение (4.35) пригодно для наших целей при рассмотрении быстрых нейтронов. Если  $R_0(E_n)$  — пробег протона с энергией, равной энергии нейтрона  $E_n$ , то уравнение (4.36) дает

$$X = R_0 \sqrt{\frac{E}{E_n}} \left[ \left( \frac{E}{E_n} \right)^m - \left( \frac{U}{E_n} \right)^m \right]. \quad (4.36)$$

Так что уравнение (4.34) приобретает вид

$$F \left( \frac{U}{E_n} \right) = \frac{1}{t} \int_{U'/E_n}^1 X \left( \frac{E}{E_n} \right), \left( \frac{U}{E_n} \right) d \left( \frac{E}{E_n} \right). \quad (4.37)$$

Для тонкого радиатора существует некоторая энергия протона  $E'$ , при которой  $X$  может стать равным  $t$ , т. е. когда энергия протона отдачи достаточна, чтобы протон мог пересечь полную толщину радиатора и быть зарегистрированным. Если  $X=t$ , то

$$t = R_0 \sqrt{\frac{E'}{E_n}} \left[ \left( \frac{E'}{E_n} \right)^m - \left( \frac{U}{E_n} \right)^m \right]. \quad (4.38)$$

При  $E' < E_n$  имеются два члена интегрирования и уравнение (4.37) приобретает вид

$$F = \frac{1}{t} \int_{U/E_n}^{E'/E_n} X d \left( \frac{E}{E_n} \right) + \frac{1}{t} \int_{E'/E_n}^1 t d \left( \frac{E}{E_n} \right). \quad (4.39)$$

Подставляя величину  $X$  в уравнение (4.36) и интегрируя, получаем

$$F = \frac{R_0}{t} \left[ \frac{4m}{6m+9} \left( \frac{U}{E_n} \right)^{m+\frac{3}{2}} + \frac{2}{2m+3} \left( \frac{E'}{E_n} \right)^{m+\frac{3}{2}} - \right. \\ \left. - \frac{2}{3} \left( \frac{U}{E_n} \right)^m \left( \frac{E'}{E_n} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{t}{R_0} \left( 1 - \frac{E'}{E_n} \right) \right]. \quad (4.40)$$

Так как  $X < t$  для толстого радиатора, то уравнение (4.37) имеет только один член, и после интегрирования получаем

$$F = \frac{R_0}{t} \left\{ \frac{4m}{6m+9} \left( \frac{U}{E_n} \right)^{m+\frac{3}{2}} + \frac{2}{6m+9} \left[ 3 - (2m+1) \left( \frac{n}{E_n} \right)^m \right] \right\}. \quad (4.41)$$

Скорость счета  $N$  можно определить из уравнения (4.31) для двух случаев

$$N(E_n \geq E') = Qkz_s(E_n) \left[ -\frac{4m}{6m+9} M^m \left( \frac{M}{E_n} \right)^{\frac{3}{2}} + \left( \frac{2}{2m+3} E'^m - \frac{2}{3} M^m \right) \left( \frac{E'}{E} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{t}{k} \left( 1 - \frac{E'}{E_n} \right) \right]; \quad (4.42)$$

$$N(E_n \leq E') = Qkz_s(E_n) \left\{ \frac{2}{2m+3} E_n^m + M^m \left[ \frac{4m}{6m+9} \left( \frac{M}{E_n} \right)^{\frac{3}{2}} - \frac{2}{3} \right] \right\}. \quad (4.43)$$

Кривые для  $M=0,5$  Мэв приведены на рис. 4.17. Они получены с помощью уравнений (4.42) и (4.43) с величинами  $k$  и  $m$ , удовлетворяющими кривой пробег — энергии на рис. 4.16. Эти величины равны  $m=1,72$  и  $k=1,9$ , где  $R$  — в  $\text{мг/см}^2$ , а  $E$  — в мегаэлектронвольтах в уравнении (4.35). Скорость счета (см. рис. 4.17) продолжает увеличиваться после того, как энергия нейтронов превышает  $E'$ , и затем спадает. Для толстых образцов скорость счета также приблизительно линейна вплоть до  $E'$ . Чтобы проверить правильность предыдущего расчета, Родн и Гопкинс измерили распределение длин треков протонов отдачи из парафинового радиатора в камере Вильсона. Они нашли, что интегральное распределение пробегов хорошо согласуется с рассчитанным распределением. Дифференциальное распределение, хотя с несколько большими отклонениями, также согласуется с экспериментальными данными в пределах статистических ошибок. В настоящее время метод протонов отдачи для детектирования быстрых нейтронов используется главным образом с двумя типами радиаторов. Первый тип радиатора — газ, содержащий молекулы водорода; второй — полиэтилен, используемый в виде тонких пластин в различных детекторах протонов.

#### 4. 12. Пропорциональные счетчики для детектирования быстрых нейтронов по протонам отдачи

Для нейтронов с энергией порядка 1 Мэв часто используются пропорциональные счетчики, наполненные специальными газами (см. рис. 4.4). Метан смешивают с наполняющим газом, чтобы дать водородсодержащий радиатор. Обычно для наполнения используют смесь 20% метана и 80% криптона. Чтобы повысить чувствительность, давление газа в счетчике доводят до 5—6 ат. Для нормальной работы счетчика необходимо, чтобы газы были чистыми. Часто не достаточно просто наполнить счетчик чистым газом. Необходимо поддерживать его в этом со-



стоянии. Магниева лента, нагретая до  $160^{\circ}\text{C}$ , удовлетворяла требованиям очистки. Чтобы поддерживать требуемую чистоту газа в счетчике, его непрерывно пропускают через очищающую камеру, содержащую нагретую магниевую ленту и постоянно соединенную со счетчиком. Нейтроны с энергией больше  $1\text{ Мэв}$  могут детектироваться газовыми счетчиками по протонам отдачи, если увеличить объем счетчика. Объем увеличивают, вводя

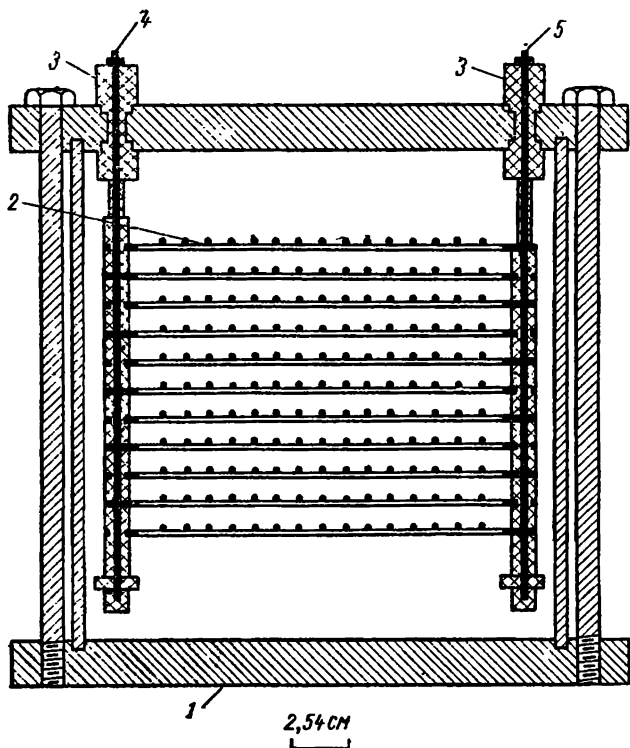


Рис. 4.19. Многосеточный пропорциональный счетчик для детектирования быстрых нейтронов.

1 — цилиндрическая металлическая камера, 2 — проволочные сетки, 3 — люцитовые изоляторы, 4 — вывод для собирающих электродов, 5 — вывод для высоковольтных электродов.

систему проволочных сеток в камеру с собирающими электродами, расположенными между высоковольтными электродами. Сетки снижают напряжение, необходимое для работы счетчика, по сравнению с камерой, имеющей одиночную проволоку того же размера, и сохраняют все особенности счетчиков с одной проволокой меньших размеров. На рис. 4.19 приведена схема многосеточного пропорционального счетчика, сконструированного Саном и Ричардсоном [19]. Счетчик содержит метан под давлением  $1.2\text{ ат}$  и работает при напряжении  $3400\text{ в}$ . Счетчик

обладает всеми характеристиками пропорциональных счетчиков, дающими им преимущество перед импульсными ионизационными камерами. Например, быстрый рост импульса, следовательно, возможность использования короткого времени обрезания, улучшающего разрешение и дискриминацию от  $\gamma$ -лучей. Кроме того, величина импульса почти не зависит от точки образования первичной ионизации в камере. Нашли, что многосеточная камера почти полностью нечувствительна к  $\gamma$ -излучению. Это было проверено при детектировании нейтронов в интервале энергий от 0,3 до 10 Мэв. Эффективность равна 0,17%.

#### 4. 13. Сцинтилляционные детекторы быстрых нейтронов

Вводя сцинтиллирующее вещество, чувствительное к протонам отдачи, как, например,  $ZnS$ , в пластик, служащий достаточно плотным радиатором, можно создать сцинтилляторы, ко-

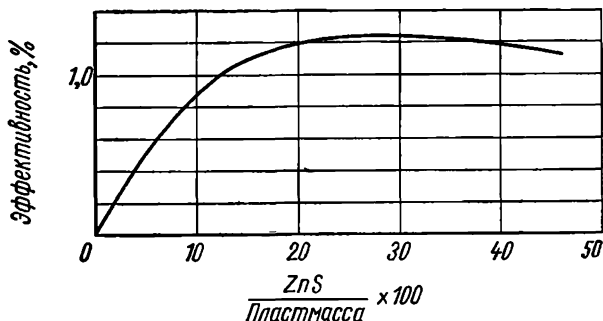


Рис. 4.20. Зависимость эффективности сцинтилляционного детектора быстрых нейтронов от отношения количеств  $ZnS$  и пластмассы для нейтронов  $Po-Be$ -источника.

торые будут эффективными детекторами быстрых нейтронов. Сцинтиллятор этого типа был описан Хорньяком [20]. Низкая чувствительность  $ZnS$  к быстрым электронам позволяет детектору, использующему эту смесь в качестве сцинтиллятора, работать с умеренной эффективностью к быстрым нейтронам в присутствии более интенсивного потока  $\gamma$ -лучей высокой энергии. На рис. 4.20 показана зависимость изменения эффективности сцинтиллятора к нейтронам  $Po-Be$ -источника от концентрации  $ZnS$  в люците. Другой важный фактор, влияющий на разделение нейтронов и  $\gamma$ -лучей, — это размер зерна фосфора. Диаметр зерна фосфора должен быть меньше, чем средний пробег протона отдачи. Для нейтронов с энергией около 4 Мэв этот пробег равен 35 мк. Большинство промышленных образцов  $ZnS$

имеют зерна меньшего диаметра и пригодны для использования без дальнейшей обработки. Окончательный вариант чувствительной к нейтронам «пуговицы» содержал 1,5 г  $ZnS$ , взвешенного в 10 г люцита, изготовленного в форме цилиндра диаметром 25 мм и толщиной 16 мм. Влияние на интегральный спектр шума,  $\gamma$ -лучей с энергией 17,6 Мэв и нейтронов в направлении вперед из толстого образца лития, бомбардируемого протонами с энергиями 2,35 Мэв, показаны на рис. 4.21<sup>1</sup>.

Пластические сцинтилляторы более эффективны для детектирования быстрых нейтронов, чем обычные счетчики на протонах отдачи.

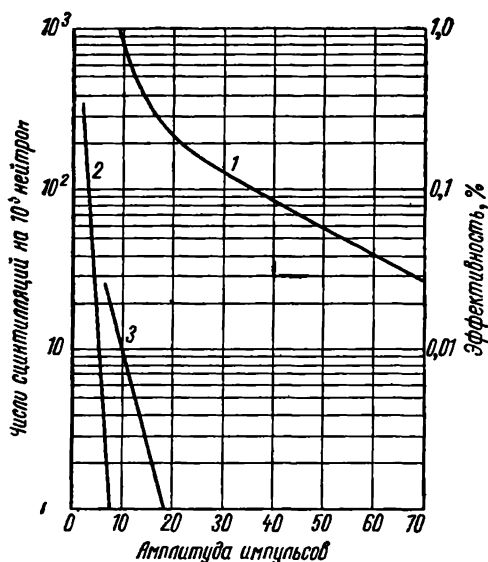


Рис. 4.21. Интегральные кривые для сцинтилляционного детектора, состоящего из  $ZnS$  в пластмассе.

1 — нейтроны с энергией 0,5 Мэв, 2 — шум, 3 —  $\gamma$ -лучи с  $E_\gamma = 17,6$  Мэв.

Эффективность пластических сцинтилляторов возрастает также с энергией нейтронов в интервале энергий, перекрываемых кривыми на рис. 4.22. Этот график показывает интегральный спектр импульсов и эффективность для трех различных энергий нейтронов.

Другой подход к проблеме детектирования быстрых нейтронов с помощью сцинтилляторов был предложен Маккрэри, Тэйлором и Боннером [21]. Они нашли, что изолированные сферы из антрацена дают более интенсивные сцинтилляции от протонов отдачи, чем от электронов, порождаемых  $\gamma$ -лучами, если диаметр антраценовых сфер равен 3—8 мм. Те же вто-

ричные электроны от  $\gamma$ -лучей с энергией порядка 5 Мэв не смогут возбудить более чем одну антраценовую сферу, если сферы разделены несколькими миллиметрами стекла или кварца.

На рис. 4.23 приведена схема устройства для изоляции антраценовых сфер, в котором каждая сфера непосредственно «видит» фотоумножитель, не закрытый никакой другой сферой. Это устройство дает приблизительно одинаковую амплитуду им-

<sup>1</sup> В некоторых работах для отделения импульсов, образуемых нейтронами, от импульсов за счет  $\gamma$ -квантов используется селекция по форме импульса (см. например, работу [33]). — Прим. ред.

пульса для протонов одной энергии. Если антраценовые сферы изолированы, как показано на рис. 4.23, большинство  $\gamma$ -лучей фона дают вклад за счет вторичных электронов с энергией меньше чем 1 Мэв, которые могут быть полностью поглощены в одиночной сфере. Электроны с такой энергией могут дать импульс, равный импульсу от нейтронов с энергией 2,5 Мэв.

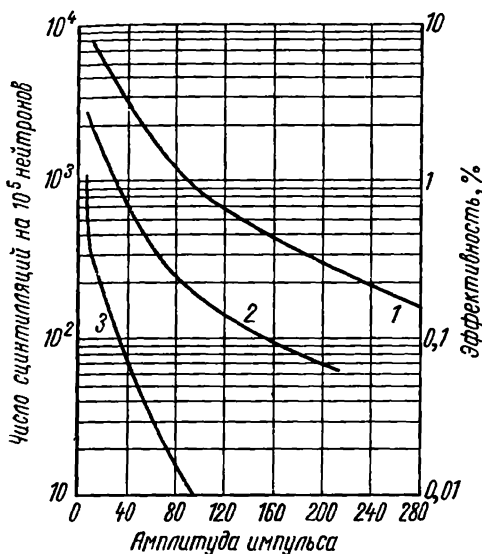


Рис. 4.22. Зависимость интегральных кривых для пластического сцинтиллятора и эффективности от смещения дискриминатора:

1 — нейтроны с энергией 14,2 Мэв, 2 — нейтроны от Po—Ве-источника, 3 — нейтроны с энергией 0,5 Мэв.

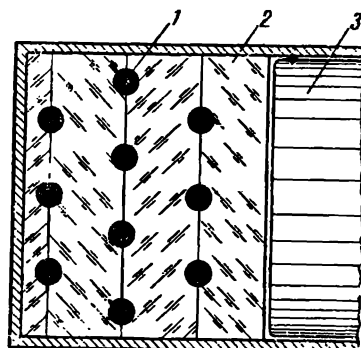


Рис. 4.23. Детектор нейтронов: 1 — сцинтиллирующие, чувствительные к нейтронам сферы, 2 — кварцевые пластины для уменьшения фона  $\gamma$ -лучей, 3 — фотоумножитель.

#### 4. 14. Детектирование нейтронов сверхвысоких энергий

Эффективности детекторов нейтронов с энергией больше 50 Мэв обычно низки. Протоны отдачи из тонкого водородсодержащего образца могут быть измерены телескопом, состоящим из трех пропорциональных счетчиков, расположенных последовательно и включенных на совпадение.

На рис. 4.24 приведена схема аппаратуры, использованной Хадли и др. [22]. Радиатор — это полиэтиленовая пластинка толщиной 150 мг/см<sup>2</sup>, совершенно прозрачная для нейтронов, используемых в эксперименте. Телескоп может быть не чувствительным к протонам, порождаемым нейтронами с энергией ниже, чем произвольно выбранная величина, определяемая толщиной поглотителя. С помощью телескопа можно измерить полный пробег протонов отдачи и непосредственно определить энергию нейтрона. Использование тонкого радиатора позволяет получить

хорошее разрешение. Однако эффективность от этого снижается и может быть порядка  $10^{-5}$  или меньше. Нейтроны с энергией больше 50 Мэв могут вызвать деление некоторых стабильных элементов, поэтому камеры деления с электродами из таких элементов можно использовать для детектирования нейтронов сверхвысоких энергий.



Рис. 4.24. Телескоп из счетчиков для детектирования протонов отдачи из радиатора, облучаемого быстрыми нейтронами:

1 — поглотитель, 2 — радиатор, 3 — счетчик.

Висмут имеет большее сечение деления, чем любой из его соседей в периодической системе. Поэтому Виганд [23] использовал висмут в камере деления (рис. 4.25). Половина тонких

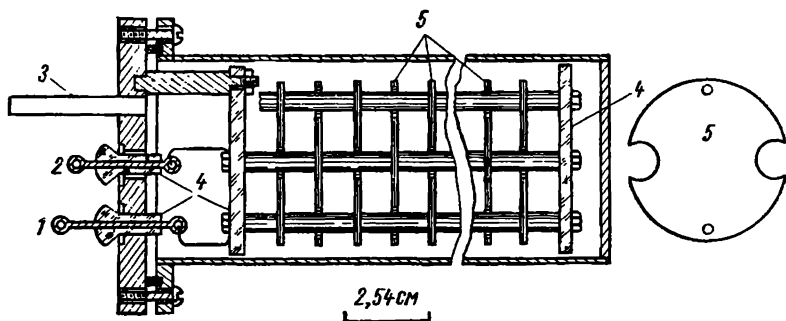


Рис. 4.25. Детектор нейтронов высоких энергий, в котором ионизацию производят осколки деления висмута:

1 — вывод для высоковольтных электродов, 2 — вывод для собирающих электродов, 3 — трубка для наполнения, 4 — изолятор, 5 — пластины электродов (справа контур пластины).

алюминиевых пластин, служащих электродами, была покрыта с обеих сторон тонким слоем висмута. В описываемой модели использовали 28 пластин, соединенных через одну с двумя раздельно изолированными системами металлических поддерживающих стержней, как показано на рис. 4.25. Пластины без висмутового покрытия присоединялись к усилителю через вывод 2.

Пластины, покрытые висмутом, соединялись через вывод 1 с источником напряжения 800 в. На отдельной пластине, показанной справа, видны вырезы, через которые проходили поддерживающие стержни другой системы электродов. Камера наполнялась смесью газов, состоящей из 96% аргона и 4% углекислого газа при давлении 1 *ати*. Если газы чистые, эта смесь дает импульсы с быстрым временем нарастания — около 4 *миксек*, что указывает на электронное собирание. Измерения показали,

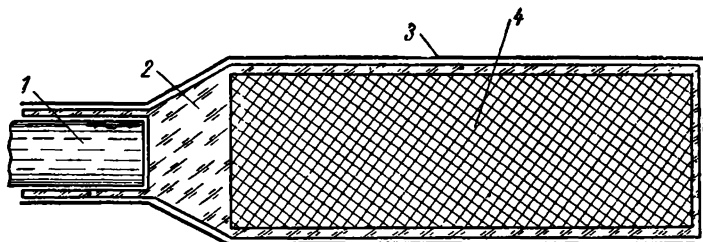


Рис. 4.26. Жидкий сцинтиллятор для детектирования нейтронов высоких энергий:  
1 — фотоумножитель, 2 — люцитовый контейнер, 3 — отражатель, 4 — сцинтиллирующая жидкость.

что эффективность такой камеры деления составляла  $10^{-6}$ . Поэтому такой детектор использовали главным образом в интенсивных пучках нейтронов. Недавно были исследованы свойства жидких сцинтилляторов для детектирования нейтронов сверхвысоких энергий [24]. Для сцинтилляционных счетчиков в опытах, где важно угловое разрешение, цилиндрический контейнер из люцита для сцинтиллирующей жидкости помещают на конце фотоумножителя (рис. 4.26). Сцинтиллирующая жидкость состояла из смеси 3 г пара-терфенила на 1 л фенилциклогексана. К этой смеси добавляли вещество, которое смещает длину волны сцинтилляций в область, где фотоумножитель наиболее чувствителен.

На рис. 4.27 приведен большой детектор, использующий девять фотоумножителей, сконструированный в форме металлического барабана (усеченного конуса).

Для нейтронов порядка 100 Мэв были получены высокие эффективности. Ниже 15 Мэв протоны отдачи выходят только из водорода. Часть этих протонов имеет пробеги, достаточные для того, чтобы достичь стенок контейнера. Следовательно, для нейтронов ниже 15 Мэв нейтрон с энергией  $E$  дает распределение протонов отдачи  $\Delta E/E$ . С другой стороны, для нейтронов порядка 100 Мэв протоны возникают также из углерода в жидкости и пробеги протонов достаточно велики, чтобы стеночные эффекты стали значительными. Кроме того, амплитуда импульсов от органического сцинтиллятора не пропорциональна поглощаемой им энергии. Эти усложнения для нейтронов высокой энергии при-

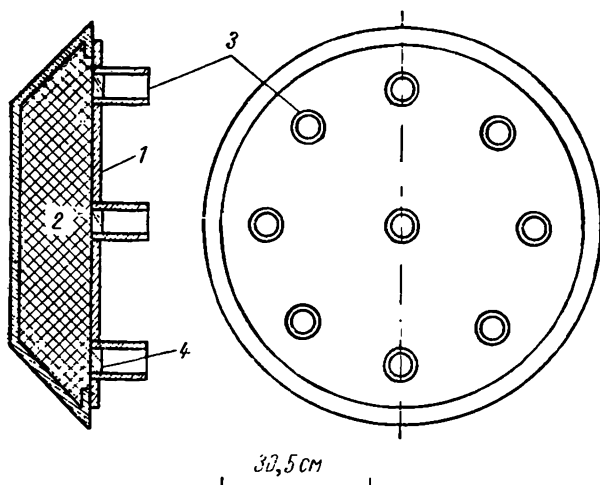


Рис. 4.27. Большой жидкий сцинтиллятор:  
 1 — стальной барабан, 2 — сцинтиллирующая жидкость,  
 3 — трубки для фотоумножителей, 4 — окно из люцита.

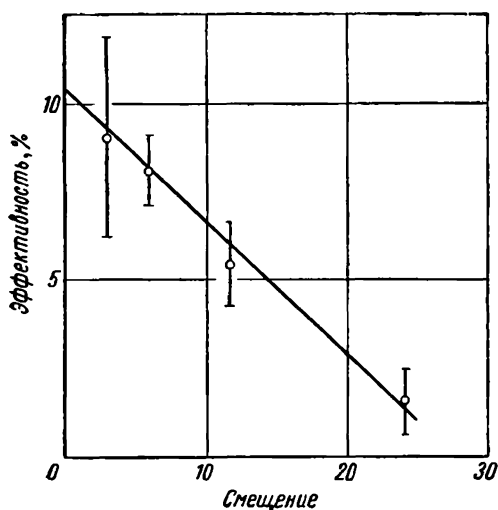


Рис. 4.28. Зависимость эффективности большого сцинтилляционного счетчика, изображенного на рис. 4.27, от смещения для энергии нейтронов 129 Мэв.

водят к тому, что доля наблюдаемых протонов отдачи сильно зависит от порога дискриминатора в электронной цепи, присоединенной к фотоумножителю. Порядок получаемой величины эффективности и ее зависимость от установки смещения показана на рис. 4.28 в виде экспериментальной кривой для нейтронов с энергией 129 Мэв.

#### 4. 15. Пороговые детекторы

Многие реакции нейтронов с ядрами имеют определенный порог для энергии нейтронов, ниже которой реакции не происходят. Эти пороги лежат в пределах от нескольких десятых до-

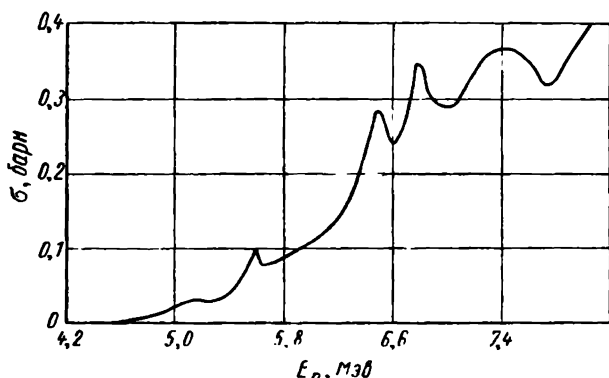


Рис. 4.29. Функция возбуждения для реакции  $\text{Si}^{28}(n, p)\text{Al}^{28}$ .

лей мегаэлектронвольта до 20 Мэв и выше и в области высоких энергий включают реакцию  $(n, 2n)$  или реакцию с вылетом заряженных частиц. Если продукт реакции радиоактивен и можно точно измерить наведенную активность, то методом активации с помощью нескольких детекторов с различными пороговыми энергиями приблизительно определяют спектральное распределение нейтронов из источника.

На рис. 4.29 приведена кривая возбуждения для реакции  $\text{Si}^{28}(n, p)\text{Al}^{28}$ , полученная Марионом, Брюггером и Чепменом [25]. Кривая показывает характерный быстрый рост сечения реакции сразу за порогом с последующим проявлением резонансных пиков в различных интервалах. Сечение мало по сравнению с сечениями активации для тепловых нейтронов, но многие реакции с вылетом заряженных частиц, вызванные нейтронами, имеют много меньшие сечения. Пороговый детектор чувствителен к нейтронам всех энергий выше порога. Однако сечение изменяется с энергией нейтрона. Это изменение сечения требует определения средней величины сечения  $\bar{\sigma}$  для удобства использования пороговых детекторов при оценке потоков нейтронов. Вели-



чину  $\sigma$  можно получить, измеряя радиоактивность, наведенную в детекторе известным потоком с тем же спектром нейтронов, как и поток, подлежащий измерению. Пороговый детектор точно не определяет потока, но его простота по сравнению с более точными методами позволяет использовать его там, где не требуется высокая точность измерений.

В качестве примера использования порогового детектора рассмотрим реакцию  $S^{32}(n, p)P^{32}$ , в результате которой возникает радиоактивный продукт, удобный для измерений с помощью счета  $\beta$ -частиц. Порог этой реакции равен 1 Мэв, но эффективный порог несколько выше — порядка 2,5 Мэв. Образец серы, имеющий толщину больше, чем пробег  $\beta$ -частиц в  $P^{32}$ , получит в данном потоке активность насыщения, зависящую только от площади образца. Для калибровки образец фосфора тех же размеров может быть облучен в известном потоке тепловых нейтронов, дающем известное число атомов  $P^{32}$  в реакции, имеющей сечение 0,23 *барн*. Из отношения скорости счета от фосфора и серы в неизвестном потоке и величины сечения  $\sigma = 0,03$  *барн* для реакции  $S^{32}(n, p)P^{32}$  поток нейтронов с энергией выше порога реакции, падающих на образец серы, можно рассчитать. Очевидно, что использование пороговых детекторов дает наилучшие результаты в интенсивных потоках, имеющих одинаковое спектральное распределение, например в потоках нейтронов деления. В качестве примера использования серы и фосфора, описанных в предыдущем параграфе, рассмотрим реакции  $P^{31}(n, \gamma)$  и  $S^{32}(n, p)$ , имеющие сечения, равные соответственно 0,23 и 0,03 *барн*. Предположим, что образцы из серы и фосфора имеют каждый площадь 1  $см^2$  и содержат по  $10^{22}$  атомов. Образец фосфора облучается в потоке тепловых нейтронов, равном  $10^6$  *нейтрон/(см<sup>2</sup>·сек)*. Скорость распада при насыщении будет  $10^6 \cdot 0,23 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{22} = 2300$  *расп/сек*. Эта скорость распада дала бы скорость счета 2300 *ε отсчет/сек* в счетчике с эффективностью  $\epsilon$ , однако мы используем тот же счетчик для измерения образца из серы и фактор эффективности сокращается. Пусть теперь образец из серы облучен в неизвестном потоке и скорость распада при насыщении составляет 1200 *расп/сек*. Неизвестный поток нейтронов  $\varphi$  с энергией выше порога для реакции  $S^{32}(n, p)$  равен

$$\varphi = \frac{1200}{10^{22} \cdot 0,03 \cdot 10^{-24}} = 4 \cdot 10^6 \text{ нейтрон/(см}^2 \cdot \text{сек)}.$$

В каждом случае считаются только  $\beta$ -частицы, выходящие с поверхности толстого образца, но этот фактор влияет на эффективность счетного устройства. Так как образцы имеют равную толщину, то коэффициент самопоглощения у них будет одинаков.

В табл. 4.5 [26] приведены изотопы, используемые в качестве пороговых детекторов в активационном методе.

Таблица 4. 5

## Изотопы, используемые в качестве пороговых детекторов нейтронов

Ядро-мишень	Порог. Мэв	Период полу- распада $T_{1/2}$	Используемый материал
(n, 2n)			
C <sup>12</sup>	20,3	20,5 мин	Графит
N <sup>14</sup>	11,3	10,1 »	Мочевина
O <sup>16</sup>	17,3	2,1 »	Целлофан
F <sup>19</sup>	10,9	112 »	LiF
P <sup>31</sup>	12,6	2,6 »	(NH <sub>4</sub> )H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>
Cr <sup>50</sup>	13,7	42 »	Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
Ni <sup>58</sup>	11,9	36 ч	Ni (металл)
As <sup>75</sup>	10,4	16 дней	As <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
Ag <sup>107</sup>	9,6	24,5 мин	Ag (металл)
Sb <sup>121</sup>	9,3	16 »	Sb <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
J <sup>127</sup>	9,5	13 дней	NH <sub>4</sub> J
Pr <sup>141</sup>	9,4	3,5 мин	Pr <sub>6</sub> O <sub>11</sub>
(n, p)			
Mg <sup>24</sup>	4,9	14,8 ч	Mg (металл)
Al <sup>27</sup>	1,96	10,2 мин	Al (металл)
P <sup>31</sup>	0,97	170 »	(NH <sub>4</sub> )H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>
S <sup>32</sup>	1,0	14,3 дня	S (порошок)
Ti <sup>46</sup>	1,1	57 мин	Ti (металл)
Cr <sup>52</sup>	2,8	3,9 »	Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
Fe <sup>56</sup>	2,1	2,6 ч	Fe (металл)

## 4. 16. Фотоэмульсии как детекторы нейтронов

Ядерные фотоэмульсии являются превосходными детекторами нейтронов, когда их энергия превышает приблизительно 2 Мэв. Треки протонов легко идентифицировать и эмульсии представляют в принципе простой и прямой способ измерения интенсивности или энергии нейтронов. Кроме того, визуально можно исключить эффекты от мешающих излучений, например  $\gamma$ -лучей. Для использования эмульсий при измерениях нейтронов необходимо знать пробег протона в эмульсии. В литературе уже описаны многочисленные исследования по определению соотношения пробег — энергия для протонов, а на рис. 4.30 приведены кривые, подобные полученным Баднером и др. [27]. Длину треков измеряют с помощью микроскопа, имеющего тщательно сконструированные микрометры. Затем просматривают ядерные пластинки. Это очень трудоемкая операция.

Розен [28] подробно описал использование фотоэмульсий для измерения энергетических спектров нейтронов. Радиатор, из которого выпускаются протоны, может быть внешним по отношению к фотопластинке, которая служит для регистрации только треков протонов. Внешний радиатор требует сильного потока нейтронов,

чтобы дать достаточное количество треков протонов для измерений. Например, при энергии 14 Мэв требуется проинтегрированный по времени поток нейтронов порядка  $10^8$  нейтрон/см<sup>2</sup>, чтобы произвести 25 треков на 1 мм<sup>2</sup> эмульсии толщиной 200 мк. Эта оценка предполагает, что протоны сосредоточены в конусе с половинным углом 10° и что треки начинаются и кончаются в эмульсии. Потеря в эффективности, вносимая внешним радиатором, компенсируется точностью, которая может быть достигнута, и гибкостью конструкции. Поэтому внешний радиатор позволяет измерить угловое распределение протонов отдачи введением системы щелей между радиатором и фотопластинкой. Эффективность возрастает примерно в 15 раз, когда ядерные эмульсии служат также и радиатором. Тогда регистрируются протоны, испускаемые водородом, содержащимся в эмульсии. Когда используется внешний радиатор, желательна коллимация пучка

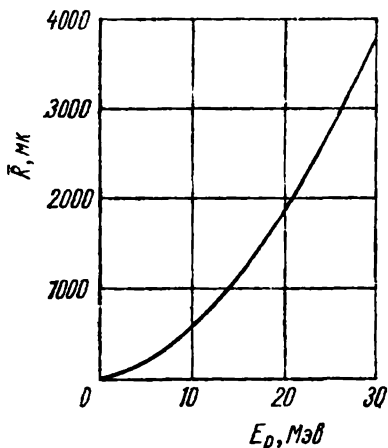


Рис. 4.30. Кривая пробег—энергия для протонов в ядерной эмульсии.

нейтронов. Коллимация позволяет защитить фотопластинку от пучка нейтронов и значительно уменьшить число протонов, возникающих в эмульсии от посторонних источников нейтронов. Без соответствующей нейтронной защиты нежелательный фон может завуалировать треки протонов, возникающих в радиаторе.

Устройство, предложенное Розеном для такой коллимации и защиты, показано на рис. 4.31. Выйдя из источника, нейтроны проходят через канал в толстой защите и входят в откачанную камеру, содержащую радиатор и фотопластинки. Защита состоит в основном из железа, так как оно имеет большое сечение рассеяния нейтронов высоких энергий. Этот процесс рассеяния уменьшает энергию нейтрона ниже уровня, при котором они могут произвести протоны, дающие измеримые треки в эмульсии. Толстый парафиновый блок между железной защитой и откачанной камерой еще больше снижает энергию нейтронов. Поэтому нейтроны вне коллимирующего канала не могут дать протонов отдачи в радиаторе. Для анализа измерений удобна геометрия, приведенная на рис. 4.32. Здесь  $\theta$  — телесный угол в лабораторной системе координат, стягиваемый просматриваемой площадью  $A$  к радиатору;  $D$  — расстояние от центра  $A$  до центра внешнего радиатора. Следовательно,

$$\theta = A \sin \varphi / D^2.$$

Телесный угол, стягиваемый к радиатору площадью  $A$  обозначен в системе центра масс  $\Omega$ ; его можно определить из выражения

$$\Omega = 4 \cos \bar{\psi} \theta,$$

где  $\bar{\psi}$  — средний угол между пучками протонов и нейтронов.

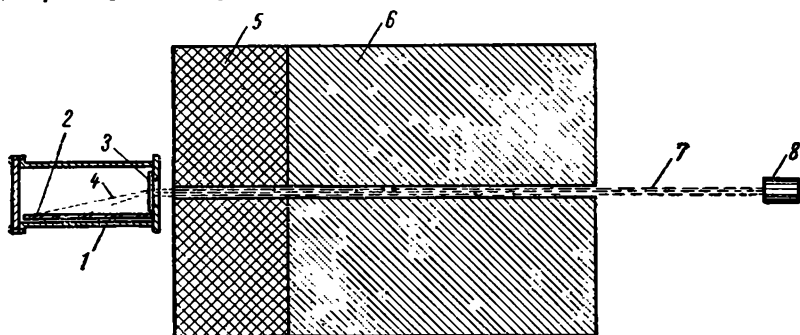


Рис. 4.31. Коллиматор, используемый с внешним радиатором, для регистрации протонов отдачи в ядерной эмульсии:  
1 — откатная камера, 2 — фотопластинка, 3 — радиатор, 4 — пучок протонов, 5 — парафин, 6 — железный блок, 7 — пучок нейтронов, 8 — источник нейтронов.

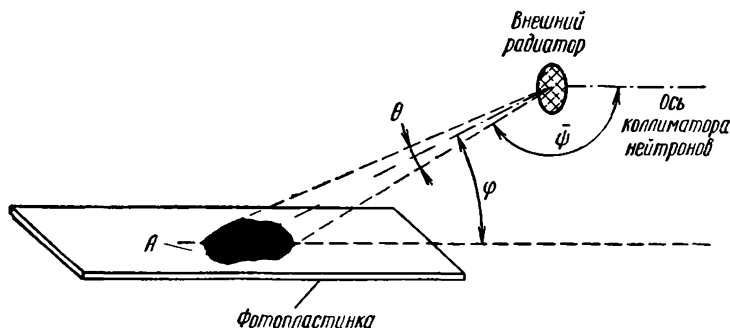


Рис. 4.32. Геометрия, используемая при анализе треков протонов от внешнего радиатора.

Распределение нейтронов может быть рассчитано из соотношения

$$N(E_p) dE_p = F(E_n) dE_n n_0 \frac{\sigma(E_n)}{4\pi} \Omega, \quad (4.44)$$

где  $n_0$  — число атомов водорода в радиаторе, облучаемом нейтронами,  $\sigma(E_n)$  — сечение  $(n, p)$ -рассеяния и  $E_p = E_n \cos^2 \bar{\psi}$ . Прямой расчет использовал бы энергетическое распределение протонов отдачи, чтобы получить  $N(E_p)$  и затем решить уравнение

(4.44) относительно  $F(E_n)$  — числа нейтронов энергии  $E_n$  на  $1 \text{ см}^2$  на  $1 \text{ Мэв}$ , падающих на радиатор. Однако более удобно определять число протонов, соответствующих по пробегу заранее выбранным интервалам энергий нейтронов, рассчитав для конечной точки каждого интервала энергии нейтронов соответствующие пробеги для протонов в эмульсии.

Число треков протонов в каждом интервале может быть затем умножено на коэффициент

$$\frac{\pi D^2}{n_0 \sigma(E_n) A \sin \varphi \cos \psi},$$

чтобы дать число нейтронов на  $1 \text{ см}^2$  на энергетический интервал как функцию энергии нейтронов. В этом коэффициенте

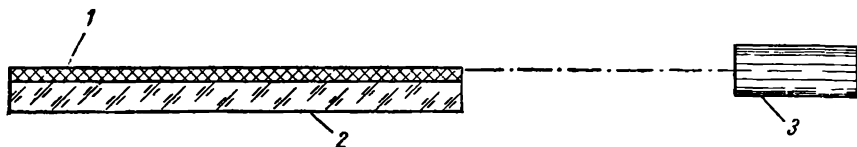


Рис. 4.33. Устройство для облучения ядерной эмульсии нейтронами, когда эмульсия служит также радиатором:

1 — эмульсия, 2 — фотопластинка, 3 — источник нейтронов.

только  $\sigma(E_n)$  изменяется с энергией нейтронов. Использование самих ядерных эмульсий в качестве радиатора не только более эффективно, чем использование внешнего радиатора, но позволяет также измерять нейтроны более низких энергий. На рис. 4.33 приведено простое устройство для облучения пластинки, когда эмульсия служит также и радиатором. Вклад нейтронов, которые не пришли прямо из источника, уменьшится при подвешивании пластины в положение, удаленное от плотных объемов, которые могут рассеять нейтроны. Измерения анализируют в терминах телесного угла  $\theta$ , выбранного для определения треков в эмульсиях. Поток  $F(E_n)$  для интервала энергий нейтронов  $E_n$  дается выражением

$$F(E_n) = \frac{4\pi}{n_0 t A \theta^4 \cos \psi} \cdot \frac{N_p(E_p) P_c(E_p) T_c(E_n)}{\sigma(E_n)}, \quad (4.45)$$

где  $t$  — толщина эмульсии, см;  $P_c(E_p)$  — поправка на вероятность трекам покинуть эмульсию и  $T_c$  — фактор ослабления для нейтронов, проходящих среднее расстояние в эмульсии или в эмульсии и стекле пластинки. Внешний радиатор, который испускает заряженные частицы, отличающиеся от протонов отдачи, также может быть использован для изучения спектров нейтронов и реакций, вызываемых нейтронами. Использование фотографической эмульсии с детектором, изображенным на рис. 4.34, описано в работе Альреда и др. [29]. Откачанная камера, содержащая фотопластинку, расположена перед открытым каналом теп-

ловой колонны реактора. Камера, облучаемая тепловыми нейтронами, содержит радиатор, представляющий собой тонкую пленку  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  на платиновой фольге  $\alpha$ -Частицы и тритоны из

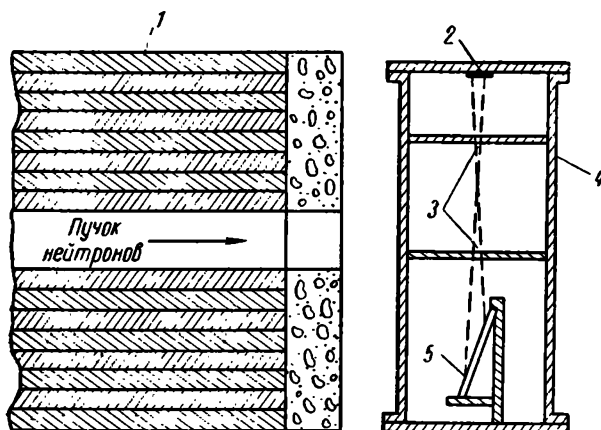


Рис. 4.34. Расположение источника и детектора для определения энергетического спектра заряженных частиц из ядерных реакций на тепловых нейтронах: 1 — тепловая колонна реактора. 2 — литиевая фольга. 3 — щели. 4 — откачанная камера. 5 — фотопластинка.

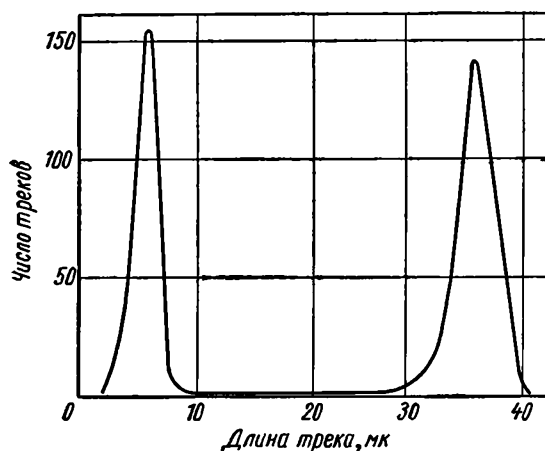


Рис. 4.35. Распределение пробегов протонов и  $\alpha$ -частиц из реакции  $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$  на тепловых нейтронах, измеренное ядерными эмульсиями.

экзотермической реакции  $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$  проходят через систему щелей и падают на фотографическую пластинку. В результате получают очень хорошее разрешение в распределении длин треков  $\alpha$ -частиц и тритонов (рис. 4.35). Рассчитывая из этих длин

треков энергию, получаем  $Q=4,67 \pm 0,21$  Мэв и сравниваем ее с величиной 4,9 Мэв, полученной другими методами. Ординаты кривой на рис. 4.35 дают действительное число наблюдаемых треков. Максимум кривой имеет статистическую ошибку  $\pm 10\%$ . Плохая статистика — один из недостатков метода фотоэмульсий. Измерение длин треков настолько трудоемко, что почти невозможно получить достаточное число треков, чтобы дать значительно лучшую статистику, чем на кривой рис. 4.35.

#### **4. 17. Камера Вильсона нан детектор нейтронов**

Треки, образуемые протонами отдачи при соударении нейтронов с водородом в камере Вильсона, аналогичны трекам протонов в ядерных эмульсиях, и результат наблюдений анализируется подобным же образом. Камера Вильсона по сравнению с фотоэмульсиями представляет менее плотную среду, в которой наблюдаются треки протонов, имеющие большую длину для протонов той же энергии. Эти треки можно измерить без мощного микроскопа посредством проектирования увеличенного изображения фотографии на экран. Природа газа, так же как и давление в камере, могут быть выбраны в соответствии с экспериментом. Одно из главных преимуществ камеры Вильсона перед эмульсиями — это визуальное наблюдение треков, что позволяет выбрать экспериментальные условия для получения наиболее благоприятных результатов. Однако камера Вильсона чувствительна только в течение части времени из полного цикла ее действия. Эти циклы повторяются через интервалы, равные  $\sim 1$  мин. Поэтому камера не является непрерывно чувствительной в процессе эксперимента, как фотоэмульсия<sup>1</sup>. Если камера сконструирована для автоматического действия, то автоматика составляет значительную часть оборудования. После получения фотографий измерение треков немного проще, чем подобная операция для ядерных эмульсий. Для наблюдения треков протонов отдачи камеру наполняют метаном. Давление в камере около 0,5 атм, если нужно регистрировать нейтроны относительно низкой энергии.

Боннер и др. [30] использовали камеру Вильсона для наблюдения протонов отдачи, образуемых запаздывающими нейтронами при делении  $U^{235}$ . Такое использование камеры Вильсона имело свое преимущество, так как наблюдения проводили через определенный выбранный интервал времени после облучения образца урана. Соответствующим выбором времени эффекты от испускания запаздывающих нейтронов с периодом по-

---

<sup>1</sup> В последнее время для регистрации нейтронов разработаны камеры непрерывного действия — диффузионные камеры (см. работу М. В. Пасечник. Вопросы нейтронной физики средних энергий. Киев. Изд-во АН УССР, 1962). — *Прим. ред.*

лураспада 2,1 сек могли быть усилены. Эта активность дает наиболее многочисленные и энергичные нейтроны. В этом эксперименте регистрировали нейтроны с энергией от 0,4 до 2,4 Мэв. Применение камеры Вильсона в специальных исследованиях описано в работе Шварца [31]. Он изучал соударения нейтронов высокой энергии с гелием. Циклотрон использовался для ускорения протонов до энергий 235 Мэв, и изучаемые нейтроны получались при взаимодействии протонов с бериллиевой мишенью.

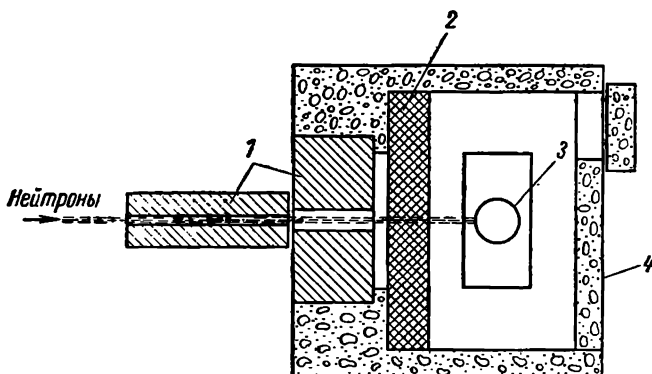


Рис. 4.36. Камера Вильсона, наполненная гелием, в пучке нейтронов для наблюдения ядер отдачи гелия:

1 — медный коллиматор и защита, 2 — защита из борированной воды, 3 — камера Вильсона, 4 — бетонная защита.

Защита и коллиматоры камеры Вильсона приведены на рис. 4.36. Пучок нейтронов прерывался внутри циклотрона, так что нейтроны входили в камеру Вильсона только в течение части рабочего цикла, когда камера оставалась чувствительной. Из анализа ядер отдачи в камере Вильсона, наполненной гелием, можно получить две группы треков. Одна группа треков от ядер отдачи гелия содержала треки, возникающие от нейтронов со следующими энергиями: определено меньше 30 Мэв; по всей вероятности, меньше 30 Мэв; возможно, меньше 30 Мэв. Полученная диаграмма измерения длин треков ядер отдачи приведена на рис. 4.37. Вторая главная группа характеризуется нейтронами следующих энергий: определено больше 50 Мэв; по всей вероятности, больше 50 Мэв; возможно, больше 50 Мэв.

Диаграмма для этой энергетической группы приведена на рис. 4.38. На каждом из этих рисунков  $\theta$  — это угол в лабораторной системе координат между направлением ядра — отдачи гелия и направлением падающего нейтрона. Плавная кривая на каждом рисунке — рассчитанное угловое распределение в предположении, что упругое рассеяние изотропно в системе центра масс. Экспериментальное распределение на рис. 4.37 показывает, что рассеяние изотропно в системе центра масс для нейтронов



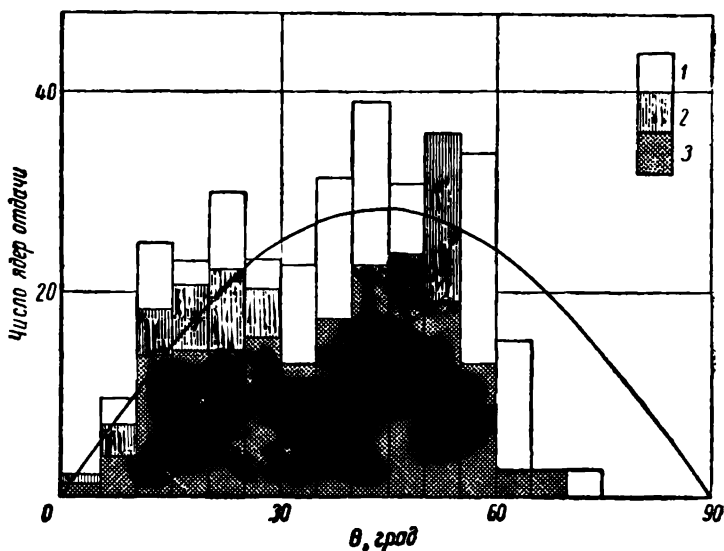


Рис. 4.37. Угловое распределение в лабораторной системе координат ядер отдачи гелия от нейтронов с энергией меньше 30 Мэв: 1 — нейтроны с энергией, возможно, меньше 30 Мэв, 2 — нейтроны с энергией, по всей вероятности, меньше 30 Мэв, 3 — нейтроны с энергией определению меньше 30 Мэв

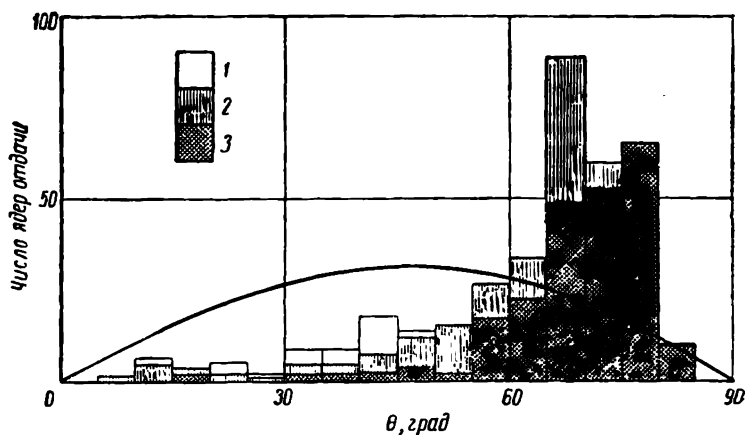


Рис. 4.38. Угловое распределение в лабораторной системе координат ядер отдачи гелия от нейтронов с энергией больше 50 Мэв: 1 — нейтроны, имеющие энергию, возможно, больше 50 Мэв, 2 — нейтроны, имеющие энергию, по всей вероятности, больше 50 Мэв, 3 — нейтроны, имеющие энергию определенно больше 50 Мэв.

с энергией ниже 30 Мэв. Результаты, приведенные на рис. 4.38, показывают, что рассеяние нейтронов с энергией больше 50 Мэв на гелии не изотропно в системе центра масс.

### Задачи

1. Марганцевую фольгу толщиной 0,1 мм с гранью 2 см облучали тепловыми нейтронами в течение 6 ч. Через 20 мин после конца облучения фольга была обсчитана в течение 10 мин на счетчике с эффективностью 0,38. Зарегистрированное число отсчетов равно 77 000. Рассчитать поток нейтронов, которым облучалась фольга.

2. Рассчитать поправку на депрессию потока нейтронов в графите для детектора радиусом 1 см и толщиной 1 мм, который имеет коэффициент поглощения  $0,6 \text{ см}^{-1}$ .

3. Образец аморфного  $\text{B}^{10}$ , имеющий толщину 2 см и плотность  $1,8 \text{ г/см}^3$ , помещен в пучок нейтронов. Предположим, что скорость распада  $\text{B}^{10}$  может быть измерена в потоке нейтронов и найдена равной  $4000 \text{ расп/(см}^2 \cdot \text{сек)}$ . Рассчитать величину потока тепловых нейтронов.

4. Золотую фольгу облучали тепловыми нейтронами в течение 2 ч. Скорость счета в момент окончания облучения равна  $2500 \text{ отсчет/мин}$ . Определить скорость счета, которая наблюдалась бы при насыщении.

5. Трек протона в эмульсии имеет длину 50 мк и расположен под углом  $15^\circ$  к направлению падающего нейтрона. Рассчитать кинетическую энергию нейтрона.

### Литература

1. Tittle C. W. Nucleonics, 8, 5 June (1951).
2. Tittle C. W. Nucleonics, 9, 60 July (1951).
3. Bothe W. Z. Phys., 120, 437 (1943).
4. Jahnke E., Emde F. Tables of Functions, N. Y. Dover Press, 1943.
5. De Juren J. A., Rosenwasser H. Phys. Rev., 93, 831 (1954).
6. Cockcroft A. L., Curran S. C. Rev. Sci. Inst., 22, 37 (1951).
7. Rossi B., Staub H. H. Ionization Chambers and Counters, N. Y., McGraw-Hill 1949, p. 83.
8. James D. B. et al. Can. J. Phys., 33, 219 (1955).
9. Hanson A. O., McKibben J. L. Phys. Rev., 72, 673 (1947).
10. Nobles R. A. et al. Rev. Sci. Inst., 25, 334 (1954).
11. Gunst S. B., Connor J. C., Bayard R. T. Rev. Sci. Inst., 26, 891 (1955).
12. Nicholson K. P., Snelling G. F. Brit. J. Appl. Phys., 6, 104 (1955).
13. Nobles R. A., Smith A. B. Nucleonics, 14, 60 Jan. (1956).
14. Rae E. R., Bowey E. M. Proc. Phys. Soc., 66A, 1073 (1953).
15. Forbes S. G. Phys. Rev., 88, 1309 (1952).
16. Rhody R. B., Hopkins J. I. Rad. Res., 2, 523 (1955).
17. Hirschfelder J., Magee J. L. Phys. Rev., 73, 207 (1948).
18. Bethe H. Handbuch der Physik, Vol. 24, Part I, p. 521. Livingston M., Bethe H. Rev. Mod. Phys. 9, 263 (1937).
19. Sun C. R., Richardson J. R. Rev. Sci. Inst., 25, 691 (1954).
20. Hornyak W. F. Rev. Sci. Inst., 23, 264 (1952).
21. McCrary J. H., Taylor H. L., Bonner T. W. Phys. Rev., 94, 808A (1954).
22. Hadley J. et al. Phys. Rev., 75, 351 (1949).
23. Wiegand C. Rev. Sci. Inst., 19, 790 (1948).
24. Christie E. R. et al. Rev. Sci. Inst., 27, 127 (1956).
25. Marion J. B., Brugger R. M., Chapman R. A. Phys. Rev., 101, 247 (1956).

26. Cohen B. L. Nucleonics, 8, 29 Feb. (1951).
27. Bradner H. et al. Phys. Rev., 77, 462 (1950).
28. Rosen L. Nucleonics, 11, 32 July, 38 Aug. (1953).
29. Allred J. C. et al. Rev. Sci. Instr., 21, 225 (1950).
30. Bonner T. W., Bame S. J., Jr., Evans J. E. Phys. Rev., 101, 1514 (1956).
31. Swartz C. Phys. Rev., 85, 73 (1952).
32. Murray R. B. Nucl. Instr., 2, 237 (1958).
33. Вяземский В. О. и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии М., Госатомиздат, 1961.
34. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. М., Изд-во иностр. лит. 1960.

## СПЕКТРОМЕТРЫ И МОНОХРОМАТОРЫ

### 5. 1. Ранние методы определения энергии нейтронов

При взаимодействии нейтронов с ядрами часто проявляются быстрые изменения сечений в зависимости от энергии. В первых главах рассматривались примеры изменений сечения при изменении энергии нейтронов. Вскоре после открытия нейтрона стало ясно, что методы определения энергии нейтронов могут быть использованы для исследования взаимодействия нейтронов с ядрами. На первой стадии оценки энергии нейтронов пытались получить пучки, состоящие только из медленных нейтронов. Один из методов состоял во введении поглотителей в пучок нейтронов, чтобы удалить быстрые нейтроны, но попытки оказались безуспешными потому, что медленные нейтроны имеют коэффициент ослабления для большинства веществ такой же большой или больше, чем для быстрых нейтронов. В ограниченной области при высоких энергиях пороговые детекторы оказались полезными при определении некоторых точек в спектрах нейтронов. Пороговые детекторы обычно калибруют в монохроматических пучках нейтронов от ускорителей, в которых энергия ускоряемого пучка частиц тщательно измерена. Если пороговая энергия для конкретного детектора установлена, то этот элемент можно использовать где угодно. Если их использовали с ускорителями, то не требовалось точного измерения энергии пучка в ускорителе. Для оценки энергии нейтронов использовали поглотители нейтронов, которые подчинялись закону  $1/v$ .

### 5. 2. Борные поглотители для определения энергии нейтронов

Уже в первых исследованиях с нейтронами было установлено, что легкие элементы, такие, как бор и литий, испускающие тяжелые частицы при захвате нейтрона, не имеют резонансных эффектов на медленных нейтронах. В дальнейшем предполо-

жили, что сечение поглощения медленных нейтронов должно быть обратно пропорциональным скорости нейтронов. Фриш и Плачек [1] отметили также, что поглотитель этого типа можно использовать для идентификации энергии нейтронов, например монохроматического пучка медленных нейтронов, если сечение для какой-либо отдельной энергии в области  $1/v$  известно.

В настоящее время с достоверностью установлено, что полное сечение для бора следует закону  $1/v$  от наинизших энергий до 100 эв. Следовательно, бор является подходящим элементом для измерения энергии нейтронов в этой области. Имеются различные способы использования бора для определения энергии

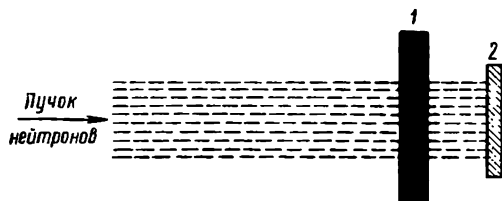


Рис. 5.1. Диаграмма использования борных фильтров для определения активационными нейтронами в области медленных нейтронов:

1 — борный фильтр, 2 — активируемая фольга.

нейтронов. Наиболее важным применением является идентификация энергий медленных нейтронов, захваченных в резонансах, что приводит к активации поглощающих ядер. Там, где существуют резонансы, активность, производимая в мишени, облучаемой пучком нейтронов различной энергии, почти полностью обусловлена захватом нейтронов с характерной резонансной энергией. Использование борного фильтра при этом можно пояснить следующим гипотетическим примером. Пример основан на предполагаемом существовании у поглощающего элемента двух резонансов. Проблема даже проще, чем при одном резонансе. Фольга из элемента, который должен быть изучен, облучается в коллимированном пучке нейтронов, как показано на рис. 5.1.

Предположим, что пучок содержит нейтроны с широким интервалом энергий, как, например, пучок замедленных нейтронов высокой энергии. Если нужны нейтроны с энергией выше 0,4 эв, в пучок помещают кадмиевый фильтр. Активация фольги измеряется затем без борного фильтра в пучке и измерения повторяются с борными фильтрами различной толщины. Скорость счета, получаемая на каждой ступени, затем откладывается в полулогарифмическом масштабе в зависимости от толщины борного фильтра, как показано на рис. 5.2 (сплошная кривая). Прямойлинейная часть этой кривой справа указывает на то, что вся кривая может быть разложена на несколько логарифмических компонент. Экстраполируя прямолинейную часть к нулевой тол-

щине бора, получаем прямую линию 1. Вычитание кривой 1 из сплошной линии дает прямую линию 2. Две прямые линии, соответствующие резонансам, обнаруживаемым таким образом, могут быть представлены уравнением (1.8). Наклон каждой линии равен  $-\sigma$ , где  $\sigma$  — полное сечение в боре для соответствующей

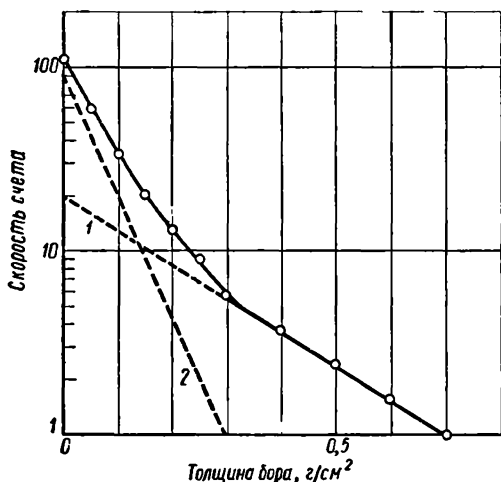


Рис. 5.2. Зависимости скорости счета активной фолги от толщины борного фильтра для гипотетического примера фолги, имеющей два резонанса.

ющей энергии нейтрона. Можно сделать расчеты для получения двух энергий нейтронов из кривых рис. 5.2. Для расчета  $\sigma$  имеем

$$\frac{n}{n_0} = \exp(-N\sigma x),$$

откуда

$$\ln n - \ln n_0 = -N\sigma x, \text{ или } \sigma = \frac{\ln n_0 - \ln n}{Nx}.$$

Для кривой 1

$$\sigma = \frac{\ln 20 - \ln 1}{0,7N},$$

где  $N$  — число атомов бора в  $1 \text{ см}^2$ , равной  $6,02 \cdot 10^{22}$ . Следовательно,

$$\sigma = \frac{3}{0,7 \cdot 6,02 \cdot 10^{22}} = 71,3 \text{ барн.}$$

Из кривой сечения для бора находим, что  $\sigma = 71,3 \text{ барн}$  при  $E_n = 2,9 \text{ эв}$ .

Для кривой 2

$$\sigma = \frac{\ln 90 - \ln 1}{0,3 \cdot 6,02 \cdot 10^{22}} = 377 \text{ барн.}$$

Для  $\sigma = 377$  барн из кривой сечения для бора находим  $E_n = 0,1$  эв. Метод борного фильтра менее точен, чем другие методы измерения нейтронов, которые будут описаны ниже. Однако благодаря простоте его часто использовали в экспериментах. В некоторых экспериментах удобно использовать плоскопараллельные пластинки боросиликатного стекла с известным химическим составом.

### 5. 3. Механические монохроматоры

Медленные нейтроны имеют скорости, для которых легко сконструировать механические устройства, позволяющие пропускать только нейтроны, лежащие в узком интервале скоростей

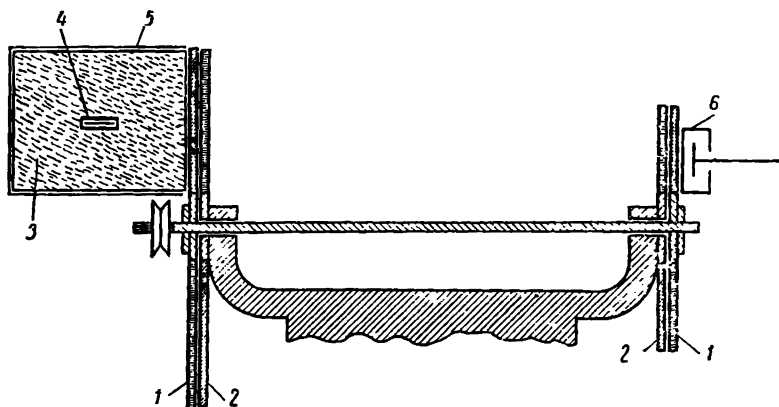


Рис. 5.3. Схема первого механического монохроматора для измерения энергий нейтронов:

1 — вращающиеся диски, 2 — неподвижные диски, 3 — парафиновый замедлитель, 4 — Ra—Be-источник нейтронов, 5 — защита от кадмия, 6 — ионизационная камера.

Даннинг и др. [2] первыми разработали механический монохроматор, конструкция которого показана на рис. 5.3. Нейтроны выходят из Ra—Be-источника, помещенного в парафиновый блок. Диски 1, разделенные расстоянием 540 мм, смонтированы на вращающемся стержне. Подобная пара дисков 2 с фиксированным положением имела входные и выходные щели для нейтронов. Эти диски были смонтированы рядом с вращающимися дисками, как показано на рис. 5.3. Устройство помещали между источником нейтронов и детектором. Диски 1 состояли из чередующихся полос кадмия и алюминия с угловой шириной  $3,6^\circ$ . Эта геометрия позволяет медленным нейтронам проникнуть во входную щель, когда каждая алюминиевая полоса находится напротив пучка, пройти через выходную щель могут только нейтроны с такими скоростями, при которых нейтроны подходят к выходной щели в момент ее открытия. Следовательно, при по-

стоянной скорости вращения стержня, несущего диски 1, из выходной щели должны выходить приблизительно монохроматические пучки нейтронов. На практике механическая селекция нейтронов по скоростям не так проста, как рассмотрено в данной конструкции.

В действительности этот селектор уменьшает число нейтронов, достигающих детектор, при определенных скоростях вращения, как показано на рис. 5.4. Полученная кривая является грубым приближением к максвелловскому распределению и представляет собой одно из первых экспериментальных распределений скоростей для нейтронов приблизительно тепловых энер-

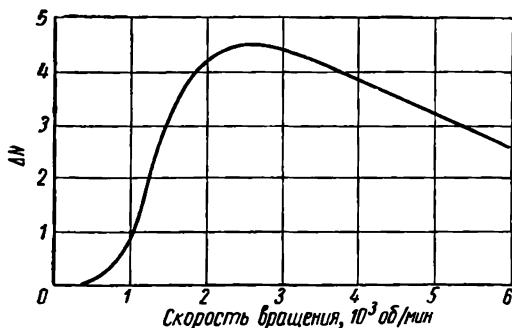


Рис. 5.4. Данные, полученные с устройством, приведенным на рис. 5.3, показывающие зависимость чувствительности детектора от скорости вращения дисков.

гий. Конец этой кривой при высоких скоростях спадает слишком медленно: это можно объяснить недостаточным количеством парафинового замедлителя для полной термализации нейтронов. Наиболее серьезным недостатком этого первого монохроматора был высокий фон, затруднявший точные измерения. Фон обуславливался главным образом сравнительной прозрачностью кадмия к надтепловым нейтронам.

Создание механических монохроматоров связано со многими препятствиями в процессе изготовления.

Наиболее точные и детальные исследования спектров нейтронов проведены другими методами. Механический монохроматор, или, как его часто называют, селектор скоростей, наиболее эффективен для холодных нейтронов. Даш и Соммерс [3] описали конструкцию монохроматора, который достигал высокой непрозрачности к надтепловым нейтронам благодаря ротору в форме цилиндра длиной 380 мм и диаметром 126 мм, составленного из люцитовых дисков, разделенных листами кадмия. Люцит замедляет быстрые нейтроны, а кадмий их поглощает. На рис. 5.5 приведена схема ротора. Продольные пазы, образующие каналы для нейтронов, обычно винтовые, и ось ротора смонтирована па-



параллельно к направлению коллимированного пучка нейтронов. Пазы могут быть также прямыми, а эффект винтовых вырезов может быть достигнут расположением оси ротора под небольшим углом к пучку нейтронов.

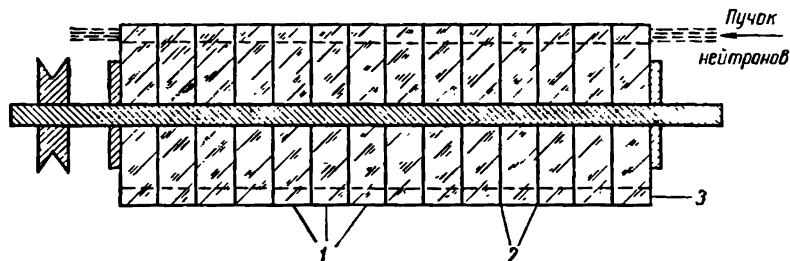


Рис. 5.5. Сечение ротора нейтронного селектора, непрозрачного для надтепловых нейтронов:

1 - люцитовые диски, 2 - кадмиевые диски, 3 - положение щелей.

Принцип прохождения монохроматического пучка нейтронов через ротор можно объяснить с помощью рис. 5.6, на котором приведена схема ротора с одним винтовым пазом. Если шаг

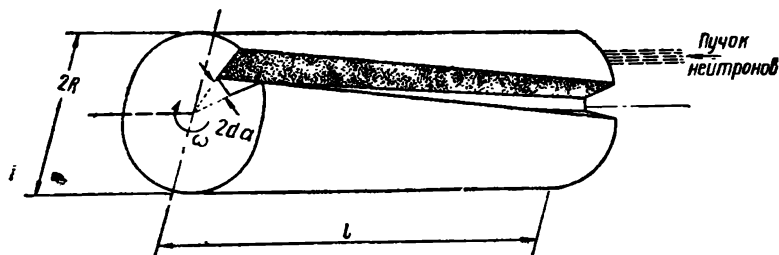


Рис. 5.6. Схема ротора селектора скоростей с винтовым пазом

винта равен  $dl/d\varphi$  и ротор вращается с угловой скоростью  $d\varphi/dt$ , то скорость и длину волны нейтронов можно определить выражениями

$$v = \frac{dl}{dt} = \frac{dl}{d\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\omega}{l\varphi_0}, \quad (5.1)$$

$$\lambda = \frac{h}{m\omega} \cdot \frac{\varphi_0}{l}, \quad (5.2)$$

где  $l$  — длина ротора, а  $\varphi_0$  — угол опережения винта на этом расстоянии. Селектор был прокалиброван с борным поглощающим фильтром.

На рис. 5.7 приведена зависимость длины волны нейтронов от показаний тахометра, используемого для определения скорости вращения. Эта прямая линия была получена измерением

сечений бора при двух скоростях ротора. Третья точка на градуировочной кривой получена с бериллиевым фильтром толщиной 10 см. Из закона отражения Брегга

$$n\lambda = 2d \sin \theta$$

ясно, что наибольшая длина волны, которая может быть отражена от кристалла с постоянной решеткой  $d$ , будет для  $\sin \theta = 1$ .

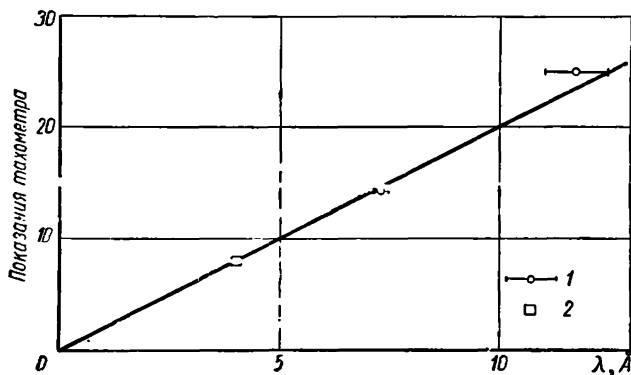


Рис. 5.7. Зависимость длины волны нейтронов от скорости вращения:

1 — измерение по поглощению в боре, 2 — измерение с бериллиевым фильтром.

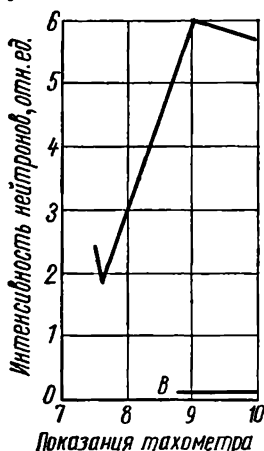
Если максимальный шаг решетки в поликристаллическом материале равен  $d_{\text{макс}}$ , то наибольшая длина волны, которая может быть отражена, равна

$$\lambda_{\text{макс}} = 2d_{\text{макс}}. \quad (5.3)$$

Кристаллический фильтр прозрачен для всех длин волн больше  $\lambda_{\text{макс}}$ . Для бериллия  $2/d_{\text{макс}} = 3.95 \text{ Å}$ . Эта градуировочная точка была определена с помощью бериллиевого фильтра, расположенного в пучке нейтронов, и измерения интенсивности прошедших нейтронов при заданной скорости вращения ротора. Данные приведены на рис. 5.8. Кривая показывает, что величина  $\lambda = 3.95 \text{ Å}$  должна быть приписана показанию тахометра, равному приблизительно 8. Надежность калибровки, таким образом, значительно возрастает. Специальный селектор скоростей описан Холтом [4]. У кристаллических монохроматоров для нейтронов основная трудность состоит в том, что при длинах волн 1 Å отражения высших порядков могут быть включены в отраженный пучок и смазать картину.

Для устранения помехи в отраженный пучок вводят фильтр. Для этого были выбраны кристаллы, не прозрачные для коротких длин волн высоких порядков и прозрачные для длинных

волн первого порядка отражения. Кристаллический фильтр дал не совсем удовлетворительные результаты. Для повышения эффективности толщина фильтров должна быть выбрана равной нескольким сантиметрам. Следовательно, они также значительно уменьшают интенсивность отражения первого порядка. Холт



развил метод, заменяющий фильтр специальным селектором скоростей, обладающим высокой прозрачностью для нейтронов низкой энергии, но совсем не прозрачным для нейтронов высших энергий.

Энергетический оптимум пропускания изменялся с изменением скорости вращения. Так как пучок нейтронов отражался от кристалла, то отсутствовали главным образом надтепловые нейтроны. Возвращаясь снова к рис. 5.6, для нейтрона со скоростью  $v$ , проходящего параллельно оси вращения, получим следующее условие прохождения паза в роторе:

$$v = \frac{\omega l}{\alpha}, \quad (5.4)$$

Рис. 5.8. Определение точки  $\lambda=3,95 \text{ \AA}$  на градуировочной кривой селектора скоростей поликристаллическим бериллиевым фильтром. (В обозначает фон.)

где  $l$  — длина ротора,  $\omega$  — его угловая скорость и  $\alpha$  — угол, на который поворачивается ротор за время прохождения нейтрона. При использовании ротора в качестве фильтра с радиальным пазом на выходном конце получим следующие условия блокировки отражения второго порядка:

$$v_{\text{макс}} < 2v, \quad (5.5)$$

где  $v_{\text{макс}}$  — максимальная скорость, с которой нейтрон может пройти через ротор. Условие, выражаемое уравнением (5.5), можно записать в виде

$$v_{\text{макс}} = \frac{\omega l}{\alpha - (2d\alpha + \beta)} = \frac{v}{1 - \frac{2d\alpha + \beta}{\alpha}}, \quad (5.6)$$

где  $\beta = \theta l/R$ , а  $\theta$  — расходимость коллимированного пучка нейтронов;  $2d\alpha$  — угловая ширина паза.

Ротор сконструирован на основе вышеприведенных расчетов. Он содержал 80 винтовых пазов, очерченных лопастями из покрытых кадмием стальных пластин. Вид ротора с торца представлен на рис. 5.9. Шаг винта равен 800 мм, а длина ротора 400 мм. Из уравнения (5.6) для  $\theta = 0,00573 \text{ рад}$  величина  $v_{\text{макс}} = 1,57 v$ . Угол  $\alpha = 0,313 \text{ рад}$  и  $2d\alpha = 0,0685 \text{ рад}$ . Этот ротор испытан экспериментально. Кристалл спектрометра устанавливался на длину волны  $10 \text{ \AA}$  и изменялась скорость вращения

ступенями от 2 до 4000 об/мин. Максимальная угловая скорость, при которой никакие нейтроны не проходят через ротор, дается выражением

$$\omega_{\text{макс}} = \omega \left( 1 + \frac{2dz + \beta}{a} \right). \quad (5.7)$$

В опыте  $\theta = 0,00344$  рад, что дало  $\omega_{\text{макс}} = 3950$  об/мин. Данные, приведенные на рис. 5.10, показывают что хорошее согла-

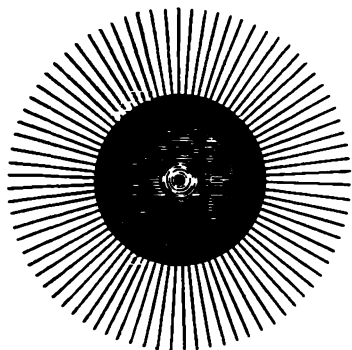


Рис. 5.9. Ротор селектора скоростей (вид с торца).

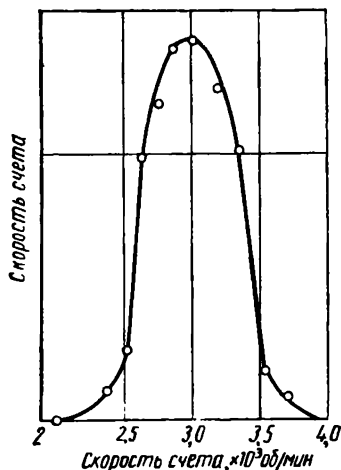


Рис. 5.10. Зависимость скорости счета от угловой скорости ротора для длины волны 10 Å.

сие. При этом  $\omega_{\text{макс}} = 1,44v$ , что заметно ниже критической величины  $2v$ , т. е. требование для исключения отражения второго порядка выполнено.

#### 5. 4. Прерыватели пучков медленных нейтронов

В прерывателях используется вращающаяся заслонка, которая закрывается и открывается определенное число раз за период вращения. Если заслонка закрыта, она обрезает пучок, а если открыта, то короткий сгусток нейтронов пройдет к детектору. Вспомогательное устройство (обычно электронные схемы) измеряет интервал времени между открытием заслонки и началом регистрации нейтронов детектором. Время, за которое нейтрон достигает детектор, измеряется многоканальным анализатором, в котором каждый канал соответствует узкому интервалу времени пролета. Анализатор регистрирует число нейтронов в каждом канале. Их может быть несколько сотен; таким образом получается распределение скоростей в пучке. Прерыва-

тели использовались с нейтронами, имеющими энергии от 0,001 до 10 000 эв. Прерыватель для медленных нейтронов, перекрывающий интервал от 0,001 до 0,1 эв, описан Эгелстафом [5] и приведен на рис. 5.11.

Коллимированный пучок из тепловой колонны падает на вращающуюся заслонку, которая состоит из нескольких последовательно друг за другом слоев кадмия и алю-

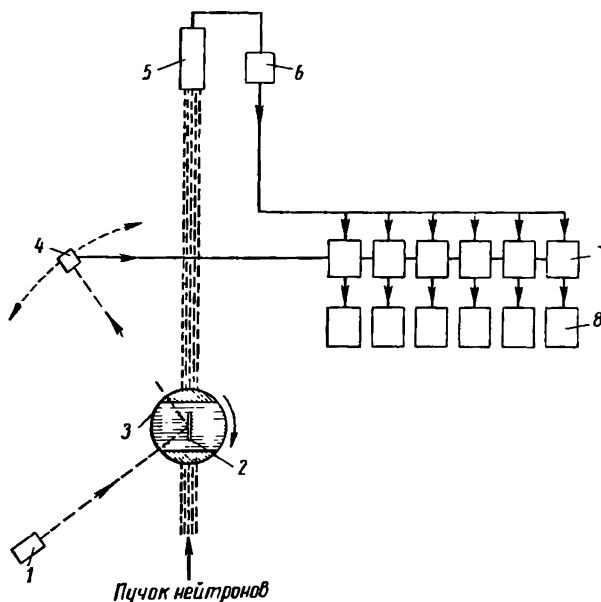


Рис. 5.11. Схема прерывателя медленных нейтронов с соответствующими электронными схемами для определения энергий нейтронов измерением времени пролета от прерывателя до детектора:

1 - источник света, 2 - зеркало, 3 - ротор, 4 - фотоэлемент, 5 - детектор, 6 - усилитель, 7 - стробирующие схемы, 8 - счетные устройства.

миния. На рис. 5.12 приведен квадрант ротора. Две вспышки нейтронов возникают при каждом обороте заслонки. Нейтроны проходят к пропорциональному счетчику, наполненному  $\text{BF}_3$ , служащему детектором, и регистрируются в соответствии со временем прихода их к детектору относительно вспышки света от фотоэлемента. Свет отражается от двухстороннего зеркала, расположенного на оси ротора. Момент времени по отношению к угловому положению ротора, при котором вспышка достигает фотоэлемента, контролируется настройкой фотоэлемента по дуге относительно оси ротора, как показано пунктирной линией. Сигнал с фотоэлемента попадает на электронную пропускающую ячейку, которая пропускает те импульсы от детектора, которые

приходят в течение короткого заранее заданного интервала времени немедленно после импульса от фотоэлемента. Когда пропускающая ячейка закрывается, открывается вторая ячейка, и нейтроны, приходящие в следующий интервал времени, регистрируются отдельным счетным устройством, соединенным со второй ячейкой. Этот процесс стробирования повторяется шесть раз по числу стробирующих единиц. Таким образом, счетное

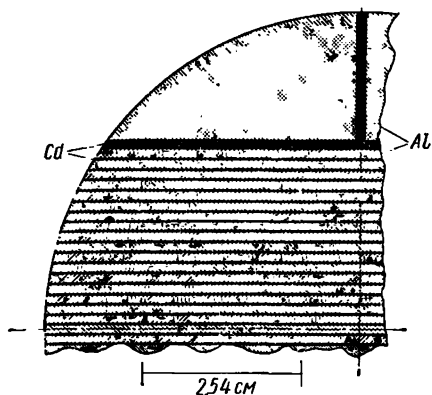


Рис. 5.12. Квадрант ротора прерывателя.

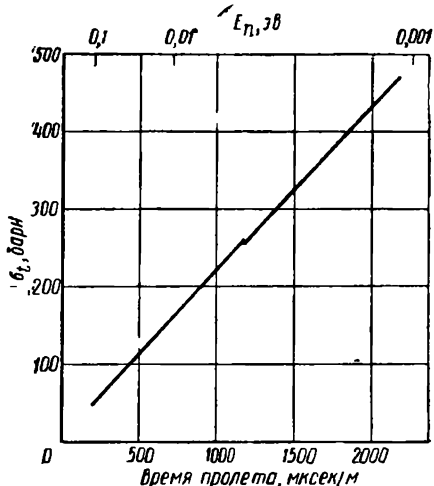


Рис. 5.13. Измерения, проведенные с аппаратурой, показанной на рис. 5.11.

устройство регистрирует шесть групп нейтронов, которые имеют различные смежные скорости. Цепь состоит из шестиканального анализатора, который может охватывать большой интервал скоростей с помощью подстройки положения фотоэлемента. На рис. 5.13 приведена зависимость полного сечения поглощения для золота от времени пролета, снятая таким прерывателем медленных нейтронов. Для энергий нейтронов от 0,001 до 0,1 эв эти результаты были получены введением поглотителя из золота в коллимированный пучок нейтронов и наблюдением уменьшения числа нейтронов в каждом канале. Кривая дает данные в пределах экспериментальных ошибок. Скачок около центра обусловлен поправкой на когерентное сечение рассеяния 0,4 барн. Из графика на рис. 5.13 получили сечение поглощения для золота, равное  $98,4 \pm 0,9$  барн для  $v = 2200$  м/сек. Эта величина хорошо согласуется с данными других авторов.

## 5. 5. Прерыватель пучка быстрых нейтронов

Применение кадмиевых прерывателей пучков медленных нейтронов упрощается большим сечением поглощения нейтронов с энергией меньше 0,4 эв. Поэтому заслонки из кадмия совер-

шенно не прозрачны в закрытом положении для нейтронов низших энергий. Очевидно также, что кадмий не может быть использован эффективно как прерыватель для быстрых нейтронов.

При исследовании других материалов нашли, что размер ротора необходимо увеличить, так как все вещества имеют низкий коэффициент поглощения быстрых нейтронов.

На рис. 5.14 приведена схема прерывателя быстрых нейтронов, сконструированного в Брукхейвенской национальной лабо-

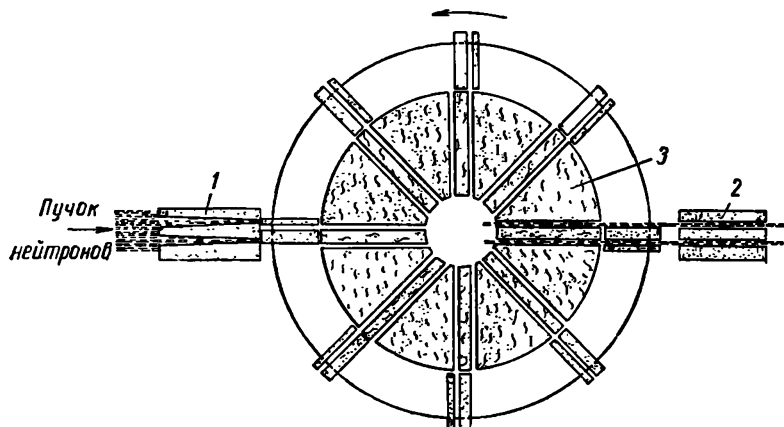


Рис. 5.14. Прерыватель быстрых нейтронов:

1 — входная щель, 2 — выходная щель, 3 — слой пластмассы.

ратории [6], который оказался очень эффективным и был скопирован другими лабораториями. Диаметр ротора равен 760 мм. Высокое содержание водорода в этом материале обеспечивает большую тормозную способность для быстрых нейтронов. Низкая плотность пластмассы также улучшает работу ротора, так как он должен вращаться со скоростью 6000—12 000 об/мин. Каналы в роторе позволяют иметь восемь вспышек нейтронов за каждый оборот. Временное разрешение при скорости 12 000 об/мин имеет форму почти равнобедренного треугольника с шириной на половине высоты 0,7 мксек. Основные особенности установки с быстрым прерывателем показаны на рис. 5.15 [7]. Защищенный прерыватель помещен на пути коллимированного пучка нейтронов из реактора. Обычно этот пучок фильтруется через висмутовый блок перед выходом из реактора, чтобы уменьшить интенсивность  $\gamma$ -излучения. Могут быть использованы пролетные расстояния с длинами от 16 до 60 м. Нейтронпровод, через который нейтроны летят к детектору, заполнен гелием при атмосферном давлении, так как гелий значительно слабее рассеивает нейтроны, чем воздух. Детектор обычно состоит

из группы пропорциональных счетчиков, наполненных  $\text{BF}_3$ , перекрывающих площадь пучка перед удаленным концом нейтроновода. Отметка времени для определения скоростей нейтронов делается радиотехнически вместе с прохождением пучка света через канал ротора, совпадающего с появлением вспышки нейтронов. Эта вспышка света попадает на фотозлемент и превращается в электрический импульс.

В одном из методов импульс фотозлемента запускает электронный генератор с известной стабилизированной частотой.

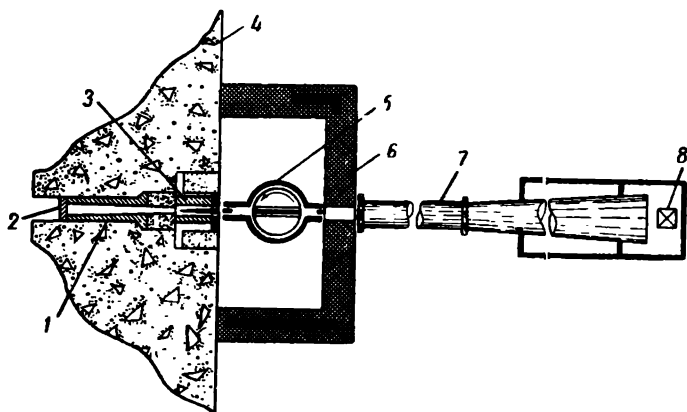


Рис. 5.15. Схема прерывателя быстрых нейтронов, расположенного перед реактором, для получения вспышки нейтронов, проходящих через нейтроновод:

1 — коллиматор, 2 — висмутовый фильтр, 3 — заслонка коллимирующей системы, 4 — бетонная защита, 5 — прерыватель, 6 — свинцовая защита, 7 — нейтроновод, 8 — детектор нейтронов.

Пересчетное устройство считает число колебаний до тех пор, пока генератор не будет остановлен прибывшими нейтронами. Эту цепь можно автоматизировать с помощью сканирующего импульса, переводящего показания каждого пересчетного устройства в один из регистраторов, сбрасывая в то же время пересчетное устройство на нуль. Эта операция заканчивается после прибытия нейтронов к детектору, но перед тем, как следующий фотоимпульс запустит генератор. Если анализатор имеет достаточное число каналов, то одновременно можно измерять всю кривую. На рис. 2.13 приведены данные, полученные с быстрым прерывателем. На рис. 5.16 дана зависимость полного сечения нейтронов на хлоре от энергии [8]. Хвост при высоких энергиях получен с быстрым прерывателем. Два ряда данных перекрываются в области от 20 до 50 эв. Кривая на рис. 5.16 показывает интервалы энергий, в которых удобно работать с этими двумя устройствами для определения энергий нейтронов. Разрешение для отдельных энергий нейтронов показано треугольниками



вдоль оси энергий. Сплошные треугольники относятся к кристаллическому спектрометру, а пунктирные — к прерывателю пучка. Усреднением раз разрешения в узком интервале энергий получают трапеции.

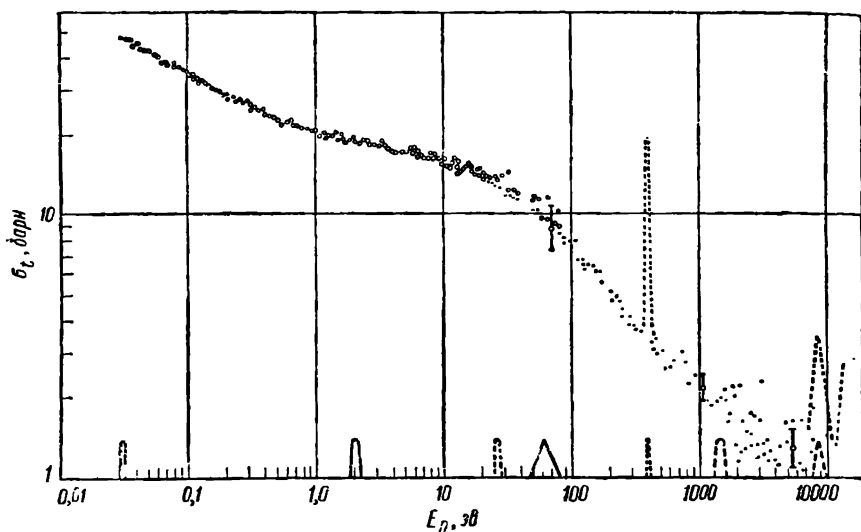


Рис 5.16. Полнос сечение нейтронов на хлоре: измерения с кристаллическим монохроматором, ● — измерения с прерывателем пучка.

## 5. 6. Импульсные ускорители в спектроскопии нейтронов по времени пролета

Метод времени пролета для определения энергий нейтронов применяют, когда для получения отметок времени могут быть использованы вспышки нейтронов соответствующей продолжительности. Пучок от циклотрона может прерываться с требуемой резкостью и частотой. Нейтроны для измерения по времени пролета с «мигающим» циклотроном обычно возникают в результате реакции  $\text{Be}(d, n)$  внутри камеры циклотрона. Модулируя пучок дейтронов, получают периодические вспышки нейтронов. Парафиновый замедлитель иногда помещают в нейтронный пучок около камеры циклотрона, как показано на рис. 5.17.

Принципы измерения скорости нейтронов подобны тем, которые применяются для прерывателей пучков нейтронов. Так как прерыватели можно использовать в интенсивных пучках из реакторов, а механическую часть — усовершенствовать, улучшив разрешение, то циклотрон в настоящее время все реже исполь-

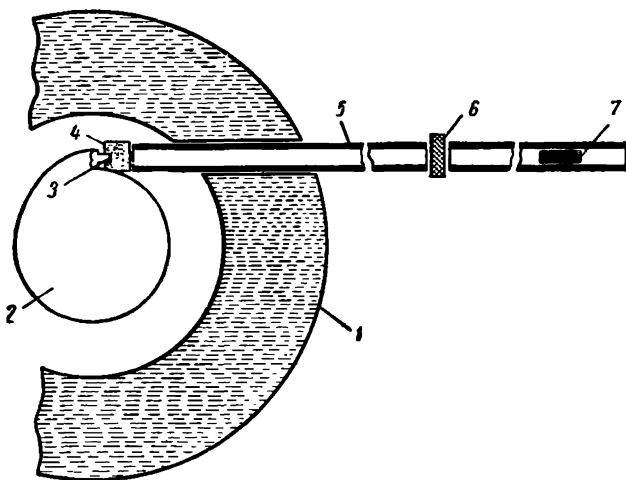


Рис. 5.17. Устройство для использования мигающего циклотрона при измерении энергии нейтронов по времени пролета:

1 — водяной бак для защиты от нейтронов, 2 — камера циклотрона, 3 — мишень циклотрона, 4 — парафиновый замедлитель, 5 — трубка, защищенная бором, 6 — образец или поглотитель, 7 — детектор нейтронов.

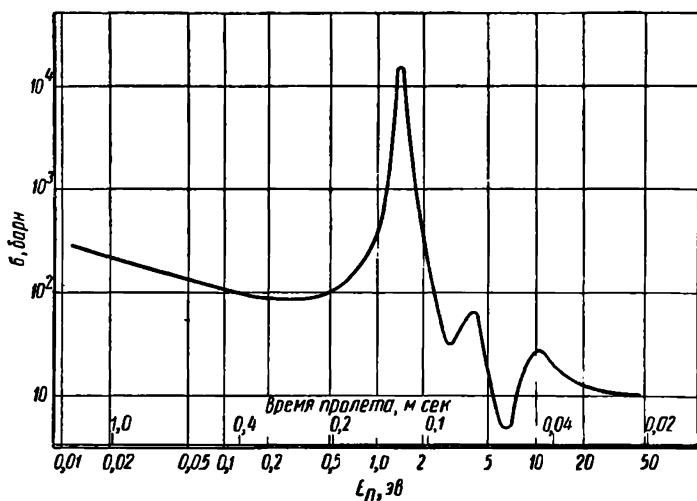


Рис. 5.18. Зависимость сечения индия от энергии нейтронов, определенная в измерениях по времени пролета с мигающим циклотроном.

зуется для измерений спектров нейтронов по времени пролета<sup>1</sup>. Однако в период, непосредственно предшествующий развитию ядерных реакторов, большинство информации об энергии нейтронов было получено из измерений по времени пролета с пульсирующими циклотронами. Например, Макданиэл [9] изучал зависимость сечения индия от энергии (рис. 5.18).

Йетер и др. [10] использовали бетатрон как пульсирующий источник нейтронов в измерениях энергии нейтронов по времени пролета. Бетатрон ускоряет электроны с помощью магнитной индукции по круговой орбите. Затем электронная орбита быстро сжимается и электроны попадают на толстый образец урана. Поэтому вспышки нейтронов из этого образца возникают с частотой повторения бетатрона 60 гц. Из-за очень низкого сечения ядерных реакций, вызываемых электронами, нейтроны возникают в урановом образце под действием тормозного излучения, порождаемого при торможении электронов. Если урановый образец поместить в камеру бетатрона, то тормозное излучение используется с более высокой интенсивностью, чем в случае, когда тормозное излучение, выходящее из бетатрона, падает на внешнюю урановую мишень.

## 5. 7. Кристаллический монохроматор

Мы уже рассматривали длину волны нейтрона и отражение Брэгга. Первоначально при изучении нейтронов источники были недостаточно сильными, чтобы можно было зарегистрировать нейтроны, отраженные от одиночного кристалла. Вскоре после введения в действие ядерных реакторов были сконструированы спектрометры нейтронов, полностью аналогичные кристаллическим спектрометрам для рентгеновских лучей. Основные принципы и соотношения для интенсивности отраженного излучения, связанные со структурой кристалла, во многом схожи. На рис. 5.19 приведена схема установки с нейтронным спектрометром, расположенным около реактора. Хотя интенсивность  $\gamma$ -лучей и нейтронов вблизи кристалла находится в пределах допустимого уровня для облучения человека, в некоторых случаях необходимо окружать весь спектрометр радиационной защитой и производить работу дистанционно.

Существует множество проблем, решаемых с помощью нейтронного спектрометра. Например, сечения нейтронов измеряли с кристаллическими спектрометрами до энергий больше 50 эв. Однако кристаллический спектрометр наиболее эффективен ни-

---

<sup>1</sup> Здесь автор, очевидно, имеет в виду только область низких энергий нейтронов. В настоящее время метод спектрометрии нейтронов, в том числе быстрых, во времени пролета является широко распространенным и дает наилучшие результаты. Подробно способы получения импульсных «вспышек» нейтронов и техника спектрометрии быстрых нейтронов по времени пролета изложены, например, в работах [19, 20].— *Прим. ред.*

же 20 эв. В области ниже 20 эв кристаллический спектрометр имеет некоторое преимущество перед методом времени пролета, особенно в отношении разрешения. Разрешение в обоих методах обычно выражается отношением  $\Delta E/E$ , где  $\Delta E$  — ширина функции разрешения на половине высоты. Величину  $\Delta E$  — можно выразить приближенно соотношением

$$\Delta E = \frac{k}{E^{3/2}},$$

где  $k$  — константа прибора.

При сравнении двух методов стремились выразить ширину разрешения в терминах качества  $K$ , где  $K = \Delta t/L$  ( $\Delta t$  — неопре-

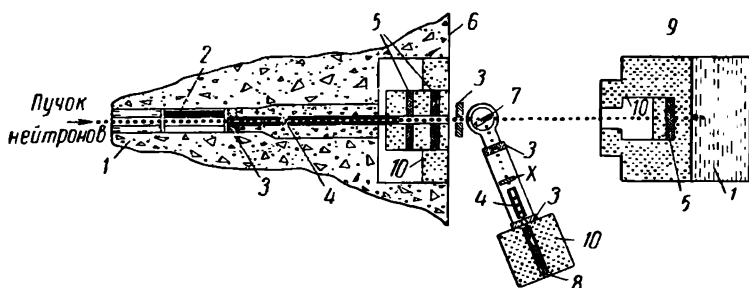


Рис. 5.19. Схема кристаллического спектрометра, смонтированного на пучке нейтронов, выходящих из реактора:

1 — водяной бак, 2 — заслонка пучка, 3 — диафрагма из бора, 4 — коллимирующие щели, 5 — свинцовые поглотители, 6 — защита реактора, 7 — кристалл, 8 — детектор нейтронов, 9 — ловушка для поглощения прошедшего пучка нейтронов, 10 — борный парафин.

деленность во времени пролета расстояния  $L$ ). Соотношение между  $k$  и  $K$  становится яснее, если заметить, что, выражая  $k$  в единицах (электронвольтах) $^{-1/2}$ , а  $K$  в микросекундах на метр, можно получить

$$K = 36,15k.$$

Сейлор и др. [11] построили кривые (рис. 5.20), показывающие соотношение между шириной разрешения и энергией нейтронов для нескольких величин  $K$ .

Функцию разрешения спектрометра используют при определении расстояния между резонансами, которые должны быть разрешены в эксперименте. Эта функция спектрометра устанавливает также точность определения параметров резонансов и указывает предел чувствительности спектрометра. В области тяжелых ядер резонансы обычно разрешены, если  $\Delta E$  не больше 3 эв. Этот предел показан горизонтальной линией А на рис. 5.20. Существование этого предела можно интерпретировать, если считать, что большинство резонансов будет наблюдаемо вплоть до 22 эв, если  $K = 1$  мксек/м, или до 110 эв, если  $K = 0,1$  мксек/м.

Таким образом, значение высокой разрешающей способности становится очевидным. Если параметры формулы Брейта — Вигнера для резонанса представляют интерес, то ширина разрешения должна быть меньше, чем естественная ширина или доплеровское уширение резонанса. Следовательно, если ширина уровня около 1 эв, то необходимо, чтобы  $\Delta E$  было меньше 1 эв. Это соображение устанавливает

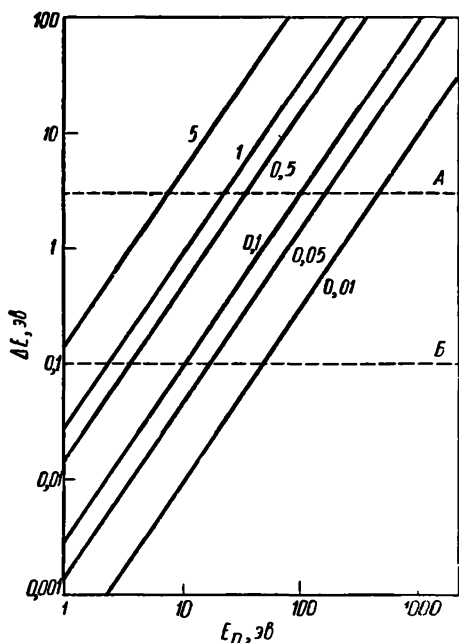


Рис. 5.20. Зависимость разрешения  $\Delta E$  от энергии нейтрона для нескольких величин  $K$  в интервале от 5 до 0,1 мксек/м.

другой предел, который показан пунктирной горизонтальной линией  $B$  на рис. 5.20. Следовательно, если  $K=1$  мксек/м, то оказывается, что точный детальный анализ резонансов может быть сделан только до 2,3 эв. Но если  $K=0,1$  мксек/м, то этот интервал расширяется до 11 эв. Существуют две основные причины отсутствия хорошего разрешения в кристаллическом спектрометре. Это — ограниченная степень коллимации нейтронного пучка и отличие кристаллической структуры всех кристаллов от идеальной. Эти два эффекта, складываясь, дают отраженный пучок, который имеет ширину на полувысоте  $\Delta\theta$ . Следовательно, разрешение  $\Delta E/E$  будет приблизительно равно  $2\Delta\theta/\theta$ , где  $\theta$  — угол отражения.

Разрешение можно улучшить, если уменьшить  $\Delta\theta$  или увеличить  $\theta$ . Лучшая коллимация уменьшит  $\Delta\theta$ , и улучшения в этом направлении постоянно развиваются. Использование кристаллов с меньшей постоянной решетки увеличивает  $\theta$ . Прогресс в этом направлении, к несчастью, ограничен тем, что интенсивность отраженного пучка уменьшается с уменьшением постоянной решетки.

Принимая во внимание дефекты кристалла и расходимость пучка из-за ограниченной степени коллимации, Сейлор и др. [11] вывели выражение для функции распределения интенсивности отраженного пучка при различных величинах  $\theta$ . В окончательной форме эта функция имеет вид

$$J(\delta) = J(0) e^{-\frac{2\delta^2}{(\alpha')^2}}, \quad (5.8)$$

где  $J(0)$  — интенсивность под углом отражения  $\theta$ , а  $J(\delta)$  — интенсивность под любым углом  $\theta'$ , так что  $\theta - \theta' = \delta$ ,  $\alpha' = \alpha/2(\ln 2)^{1/2}$ , где  $\alpha$  — угол расходимости коллимированного пучка.

Сейлор и др. [11] нашли подобное выражение для кривой разрешения кристалла. Кривая разрешения получается из измерений интенсивности отраженного пучка при различных углах установки кристалла с детектором в фиксированном положении. Если ширина выражается в терминах полной ширины на полувысоте, то уравнение имеет вид

$$J(\gamma) = J(0) e^{-\frac{8(\ln 2)\gamma^2}{\alpha^2 \gamma^2}}. \quad (5.9)$$

При выборе предполагалось, что детектор установлен под углом  $2\theta$  по отношению к осевой линии пучка нейтронов;  $\gamma$  — смещение плоскости кристалла от угла  $\theta$ . Знак будет положительным, когда угол Брэгга для индивидуального луча увеличивается. Величина  $J(0)$  — интенсивность отражения в центре кривой разрешения. Как и прежде,  $\alpha$  — угловая расходимость коллимированного пучка, а  $\beta$  — полная ширина распределения на полувысоте, обусловленная несовершенством кристалла.

Уравнение (5.9) было проверено экспериментально для монокристалла бериллия (1231) при энергии нейтронов 1,26 эв. Полученная кривая приведена на рис. 5.21 Кружочки представляют наблюдаемые интенсивности. Сплошная кривая проведена в соответствии с уравнением (5.9) по методу наименьших квадратов. Результаты наблюдений хорошо совпадают с теоретическим уравнением. Полезно проверить влияние улучшения разрешения спектрометра на измерение сечений. На рис. 5.22 приведены две экспериментальные кривые для сечений на резонансе тантала при энергии 4,28 эв [11]. Более острая кривая получена с кристаллическим спектрометром, имеющим  $K = 0,17$  мксек/м, более плоская — с  $K = 0,8$  мксек/м. Очевидно, тантальные, полученные с лучшим разрешением, более пригодны для анализа резонансов.

## 5. 8. Спектрометры нейтронов на протонах отдачи

Построено много нейтронных спектрометров различной конструкции, в которых энергия нейтронов определяется по энергии протонов отдачи. В некоторых из этих спектрометров протоны отдачи, так же как и падающие нейтроны, коллимируются так, что  $\cos \theta = 1$ . В других спектрометрах угол  $\theta$  не равен 0 и может изменяться, чтобы удовлетворять экспериментальным условиям. Рассмотрим несколько примеров для иллюстрации техники, используемой в различных областях энергий нейтронов. Мы уже видели, что метод протонов отдачи полезен главным образом для детектирования нейтронов с энергией больше 0,5 Мэв.

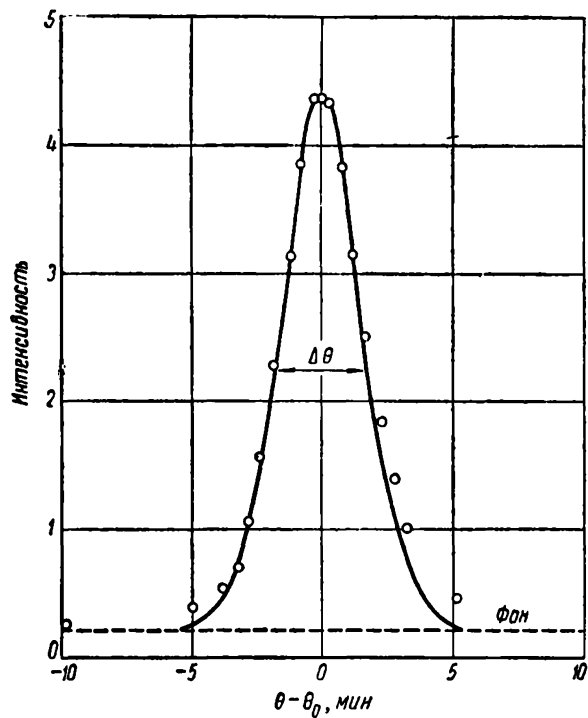


Рис. 5.21. Кривая разрешения для бериллиевого монокристалла.

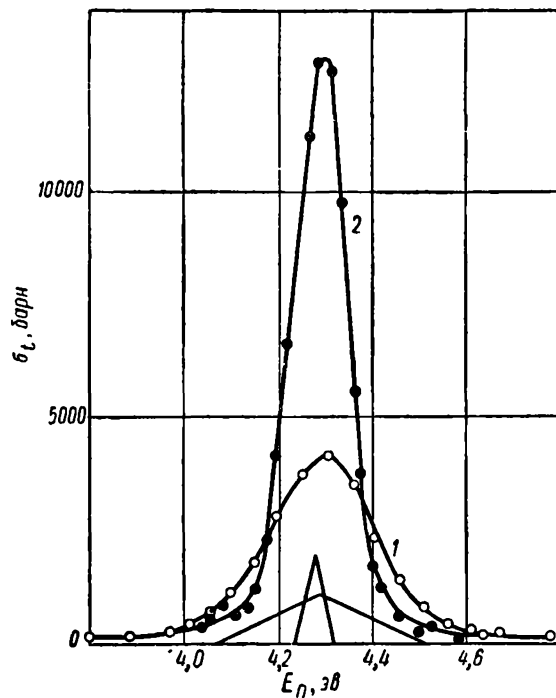


Рис. 5.22. Наблюдаемое сечение нейтронов для резонанса 4.28 эВ на тантале:

1 — данные, полученные со спектрометром, для которого  $K=0.86$  мксек/м, 2 — данные, полученные со спектрометром, имеющим улучшенное разрешение, соответствующее  $K=0.171$  мксек/м, — разрешение для двух случаев.

Одной из причин такого ограничения является использование твердых водородсодержащих радиаторов, для которых отношение  $t/R$  должно быть мало ( $t$  — толщина радиатора, а  $R$  — пробег протонов в радиаторе). Ясно, что разрешение улучшается, если это отношение поддерживается малым. Эта зависимость разрешения от  $t/R$  обуславливается тем, что, когда  $t/R$  приближается к 0, потеря энергии протонами отдачи в радиаторе также стремится к нулю. Для хорошо коллимированного пучка нейтронов, если для простоты пренебречь константой пропорциональности, можно для разрешения записать

$$\mathcal{R} = t/R. \quad (5.10)$$

Для эффективности  $\varepsilon$  имеем выражение

$$\varepsilon = \sigma t, \quad (5.11)$$

где  $\sigma$  — сечение  $(n, p)$ -рассеяния. Подставляя величину  $t$  из уравнения (5.10) в уравнение (5.11), получаем

$$\varepsilon = \sigma \mathcal{R} R. \quad (5.12)$$

Следовательно, при постоянных разрешении и сечении эффективность пропорциональна пробегу протонов в радиаторе. В действительности же сечение не постоянно с энергией, но изменение его меньше, чем изменение пробега протона с энергией. Это соображение качественно объясняет практический нижний предел 0.5 Мэв для энергий нейтронов, падающих на твердый радиатор в спектрометре по протонам отдачи. Перлоу [12] разработал спектрометр на протонах отдачи, в котором  $t=R$ , но в котором отсутствуют потери в разрешении, обусловленные твердым радиатором. В результате была получена эффективность на порядок выше, чем для твердого радиатора с тем же разрешением при той же энергии. Кроме того, этот спектрометр можно использовать в интервале энергий нейтронов от 0,05 до 1 Мэв, т. е. со значительно более низким нижним пределом, чем обычно. Улучшение достигнуто за счет использования газового радиатора и коллимации протонов, так что измеряют только протоны с малой расходимостью по отношению к пучку нейтронов.

Спектрометр представляет собой тройной телескоп с тремя счетчиками, наполненными газом  $\text{CH}_4$  (рис. 5.23). Газ в первом счетчике служит также радиатором. Два пропорциональных счетчика одинаковой конструкции, за исключением нижней части второго счетчика, соединены электрически сеткой тонких проволок. Счетчик 3 имеет четыре проволочных анода и состоит из полукольцевой камеры, прикрепленной к нижней части второго счетчика.

Первый и второй счетчики соединены коллимирующей системой, представляющей собой большие тонкие отверстия, просверленные в латунной пластинке. Давление метана изменяли от 8 до 140 мм рт. ст. в зависимости от энергии исследуемых нейтро-



нов. Нейтроны из коллимированного пучка падали на первый счетчик сверху. Протоны отдачи в направлении вперед, образованные в первом счетчике, могут пройти во второй счетчик. Они могут пройти и в третий счетчик, если имеют соответствующий пробег при данном давлении наполняющего газа. Счетчики включены на антисовпадение, и энергия протона дается суммой амплитуд импульсов от первого и второго счетчиков. Коллиматор достаточно точен по сравнению с пробегом протонов.

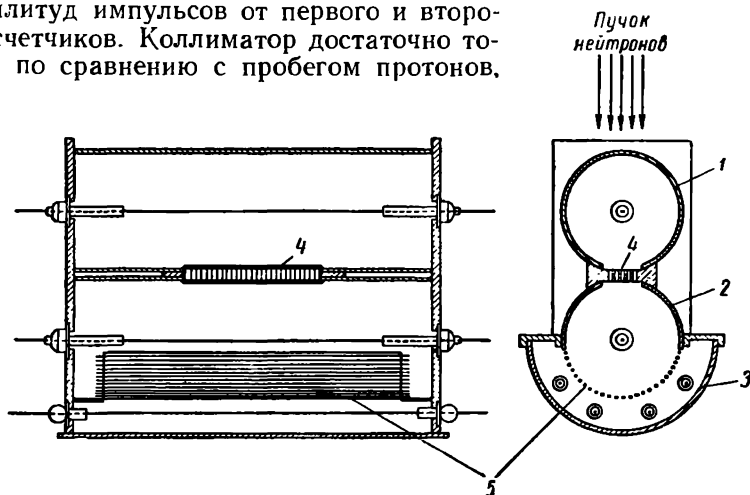


Рис. 5.23. Спектрометр нейтронов на протонах отдачи, в котором метан, используемый для наполнения счетчиков, служит также радиатором:

1 — первый счетчик, 2 — второй счетчик, 3 — третий счетчик, 4 — коллиматор протонов, 5 — проволочная сетка, образующая нижнюю часть катода второго счетчика.

чтобы сделать эту процедуру допустимой. При тройных совпадениях или, если импульс возникает только в первом или во втором счетчике, измерения не производят. Следовательно, действие спектрометра зависит от давления наполняющего газа. Имеется верхний предел давления, которое может быть использовано, определяемый двойным рассеянием одного нейтрона. Это дает также верхний предел энергии нейтрона, которая может быть исследована. Если нейтрон рассеивается один раз в первом счетчике, а затем во втором, то результат невозможно отличить от истинного совпадения, вызванного одним протоном отдачи. При излучении спектров нейтронов совпадения от первого и второго счетчиков регистрируются многоканальным амплитудным анализатором. На рис. 5.24 показано разрешение, полученное для нейтронов энергии  $496 \text{ кэВ}$  при давлении  $136,5 \text{ мм рт. ст.}$  Экспериментальные данные не поправлены на фон и эффективность.

При больших энергиях нейтронов разрешение постепенно ухудшается. Джонсон и Трейл [13] рассмотрели недостатки метода протонов отдачи для измерений энергий нейтронов в области

от 0,1 до 20 Мэв. Они обратили внимание на сложность измерений при использовании фотопластинок и камер Вильсона и указали, что такие характеристики этих приборов, как хорошее разрешение, высокая эффективность и легкое отделение фона, сводятся к нулю временем, требующимся для измерения длин треков. В то же время большинство телескопов на протонах отдачи имеют низкую эффективность, особенно при низких энергиях и твердом радиаторе.

Джонсон и Трейл пытались создать новую конструкцию, улучшив разрешение и уменьшив фон. Эффективность у этого спектрометра была низкой, но ее легко рассчитать с точностью, с которой известно сечение ( $n, p$ ). Следовательно, их прибор можно использовать для прямого измерения абсолютных сечений рассеяния. Для измерения энергии протонов отдачи применяли сцинтиллирующий кристалл. Необычный телескоп счетчиков отбирает для регистрации только протоны в узком переднем конусе.

На рис. 5.25 показано расположение радиатора и телескопа счетчиков по отношению к кристаллу NaJ(Tl). Телескоп составлен из двух счетчиков, расположенных торцом в торцом с удаленным верхним полуцилиндром каждого счетчика.

Удаление верхней части катода позволяет счетчикам реагировать на протоны, которые не проходят через ограниченный объем счетчиков. Чтобы пройти обе части телескопа, протон должен пройти мимо перегородки между счетчиками. Чтобы дать тройное совпадение, этот же протон должен попасть в кристалл. Поэтому все протоны, которые регистрируются как тройные совпадения, проходят от радиатора к кристаллу. Остаточная энергия этих протонов измеряется как амплитуда импульсов фотомножителя от сцинтилляций, производимых в кристалле. Пучок нейтронов не требует строгой коллимации. Чтобы установить оптимальное разрешение независимо от энергии, необходимы:

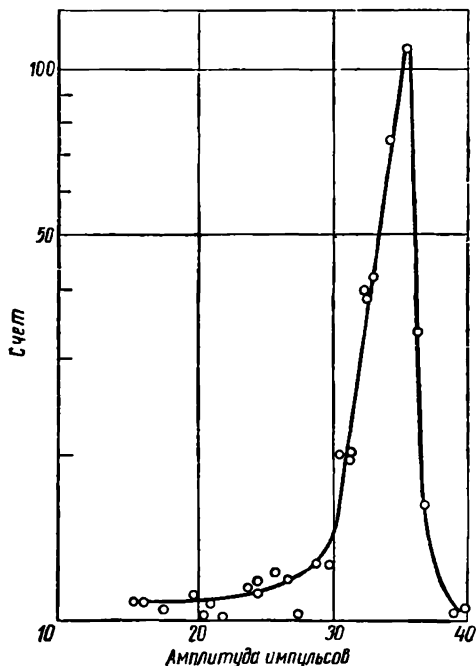


Рис. 5.24. Спектр импульсов от нейтронов с энергией 496 кэв для счетчика с давлением газа 136,5 см рт. ст.

разные толщины радиаторов. На рис. 5.25 показана схема, посредством которой соответствующий импульс от фотоумножителя отбирается и регистрируется многоканальным анализатором. Эффективность при разрешении с шириной на половине высоты 5,3% и фоне 6% составляет  $3,6 \cdot 10^{-6}$ . На рис. 5.26 показан

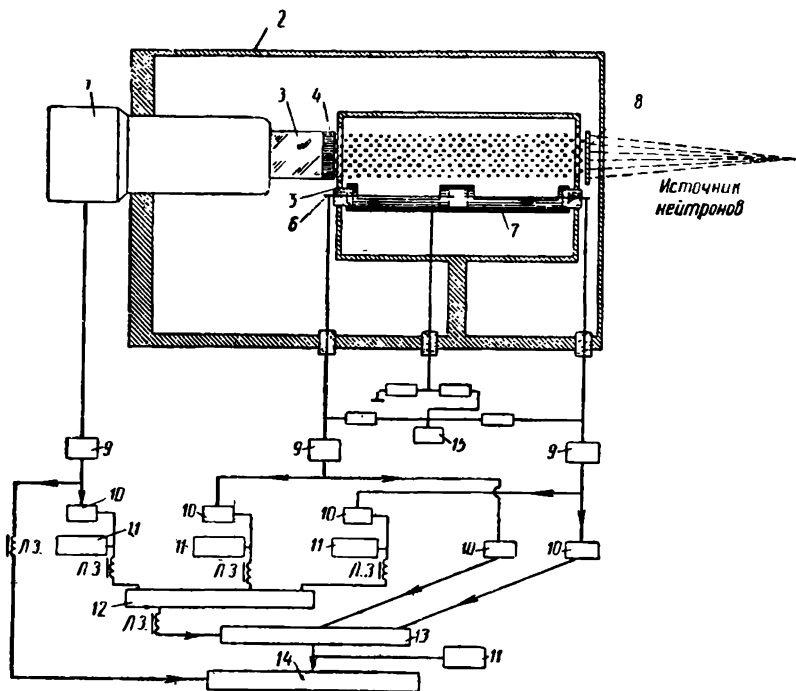


Рис. 5.25. Спектрометр на протонах отдачи, использующий кристалл NaJ(Tl) для измерения энергии протонов:

1 — фотоумножитель, 2 — герметичная металлическая камера, 3 — световод, 4 — кристалл NaJ(Tl), 5 — изоляторы, 6 — нить счетчика, 7 — телескоп пропорциональных счетчиков, 8 — радиатор, 9 — усилитель, 10 — дискриминатор, 11 — счетное устройство, 12 — схема быстрых совпадений, 13 — схема медленных совпадений, 14 — амплитудный дискриминатор, 15 — источник питания.

спектр ядер отдачи от нейтронов с энергией 13,7 Мэв из реакции  $\text{H}^3(d, n)\text{He}^3$  под углом  $117^\circ$  к пучку дейтронов. Эта кривая была поправлена на фон. Полиэтиленовый радиатор толщиной  $15 \text{ мг/см}^2$  был расположен на расстоянии 10 см от источника.

Бегиан и др. [14] описали спектрометр быстрых нейтронов, применимый к нейтронам с энергией больше 0,5 Мэв. Они пытались улучшить разрешение по сравнению с обычным методом протонов отдачи. В их приборе только протоны, которые возникали от почти лобовых соударений с нейтронами, отбирались для регистрации и измерений. В этих соударениях рассеянный нейт-

рон с очень низкой энергией движется в направлении, составляющем угол почти  $90^\circ$  с первоначальным направлением. Можно использовать импульсы от этих нейтронов для совпадений, либо пропуская их через систему щелей под углом  $90^\circ$  к главному пучку нейтронов, либо выбирая только нейтроны, движущиеся в этом общем направлении с очень низкой кинетической энергией.

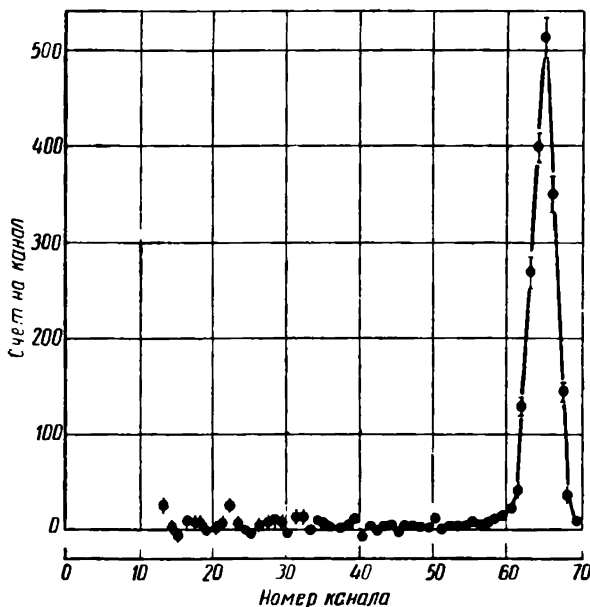


Рис. 5.26. Спектр протонов отдачи, полученный со спектрометром, изображенным на рис. 5.25. Пик представляет нейтроны с энергией 13,7 Мэв из реакции  $\text{H}^3(d, n)\text{He}^3$ . Ширина на половине высоты составляет 5,3% и обусловлена главным образом разрешением сцинтилляционного кристалла и толщиной раднатора.

Система щелей уменьшила бы интенсивность рассеянного пучка ниже уровня, обеспечивающего удовлетворительную работу. Проблема отбора протонов на совпадение с этими медленно движущимися нейтронами была решена посредством использования двух сцинтилляционных детекторов: один для регистрации протонов, а второй (под углом примерно  $90^\circ$ ) для детектирования рассеянных нейтронов с энергией меньше чем 30 кэв. Для нейтронов, имеющих начальные энергии несколько мегаэлектрон-вольт, протоны отдачи будут получать более 99% энергии нейтрона.

Импульсы от нейтронов с энергией 30 кэв идентифицировались по длине пробега между детекторами протонов и нейтронов

так, что с помощью запаздывающих совпадений отбирались импульсы только от нейтронов, поступающих в определенное время, соответствующее энергии нейтронов 30 кэв. Устройство для такого способа дискриминации по времени пролета приведено на рис. 5.27. Нейтроны, выходящие из мишени, падают на кристалл

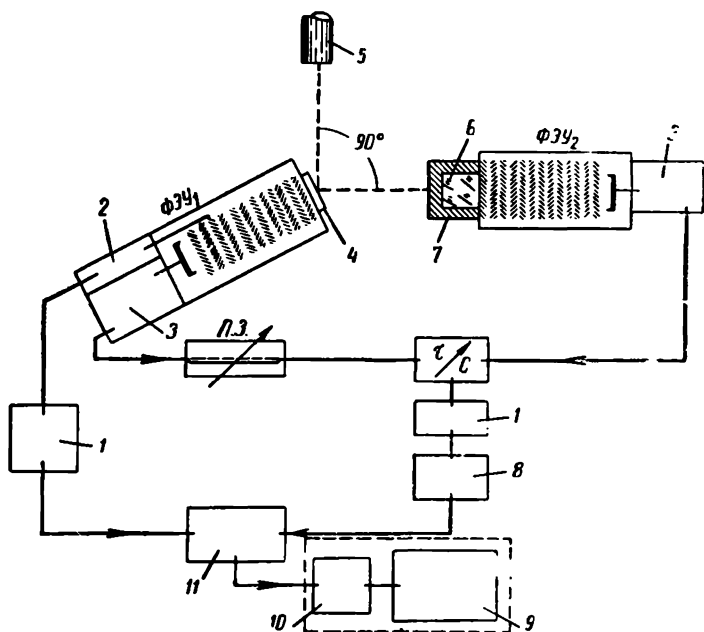


Рис. 5.27. Сцинтилляционный спектрометр нейтронов, который отбирает протоны отдачи для регистрации по отношению ко времени пролета рассеянного нейтрона:

1 — усилитель, 2 — катодный повторитель, 3 — ограничивающие цепи, 4 — кристалл стильбена, 5 — мишень ускорителя, 6 — кристалл NaI(Tl), 7 — серебряное покрытие, в котором нейтроны порождают  $\gamma$ -лучи, 8 — дискриминатор, 9 — амплитудный анализатор, 10 — усилитель и дискриминатор, 11 — ворота.

стильбена. Этот кристалл регистрирует протоны отдачи, производимые в нем, с помощью фотоумножителя ФЭУ<sub>1</sub>. Нейтроны, рассеянные на угол 90°, попадают на защиту из серебра, окружающую кристалл NaI(Tl). Кристалл чувствителен к  $\gamma$ -лучам, возникающим при захвате нейтрона в серебре. Импульсы с ФЭУ<sub>2</sub> попадают на схему совпадений. В нее введена линия задержки с тем, чтобы только нейтроны, которые попадают в соответствующий интервал времени после рассеяния нейтронов в кристалле стильбена, давали совпадение с соответствующими импульсами протонов с ФЭУ<sub>1</sub> и позволяли бы протонам быть зарегистрированными амплитудным анализатором. На рис. 5.28 приведены монохроматические нейтроны с энергией 2,8 Мэв из реакции  $H^2(d, n)$ .

Холт и Литерланд [15] описали оригинальный спектрометр на протонах отдачи. Этот спектрометр использовали с минимальным вспомогательным оборудованием для быстрого получения данных (рис. 5.29). Протоны, вылетающие из радиатора, проходят через четыре последовательных круглых отверстия, закрытых тонкими алюминиевыми окошками, которые служат также электродами двух импульсных ионизационных камер. Третья ионизационная камера — это часть герметичной камеры. Она имеет окошко в качестве высоковольтного электрода и пустой собирающий объем между сеткой и собирающим электродом. Окошки коллимируют протоны в пределах угла  $13^\circ$  в направлении вперед. Если камера заполнена аргоном, то пробеги протонов, которые проходят только через четвертое алюминиевое окошко, могут быть рассчитаны, если добавить толщину окошек к пробегу в аргоне. При измерениях давление аргона устанавливается таким, чтобы протоны, для которых пробег должен быть определен, проходили через вход в главную камеру, но не могли достичь сетки. Таким образом протоны останавливаются на некотором расстоянии от сетки.

Измерение этого расстояния по времени, необходимому для того, чтобы электроны, возникающие в аргоне, прошли от точки, где остановился протон, до сетки, позволяет рассчитать полный пробег.

Импульс совпадения, порождаемый протоном, проходящим через первую и вторую камеры, запускает развертку осциллографа, который получает также импульс с электрода на отклоняющие пластины. Этот импульс, возникающий в момент прибытия электронов на сетку, имеет острый фронт, который отмечает момент прибытия электронов от ближайшей точки на пути протона. Следовательно, расстояние на осциллооскопе от начала развертки до точки отклонения прямо пропорционально  $x$ . Калибровка для этого измерения состоит в подборе таких условий, чтобы протоны только проходили через окошко. На осциллооскопе виден след, который соответствует полной глубине главной камеры от входа до сетки. Эта камера имеет кольца для формирования поля, чтобы обеспечить однородное электрическое поле между входом и сеткой. Ложные импульсы на экране осцилло-

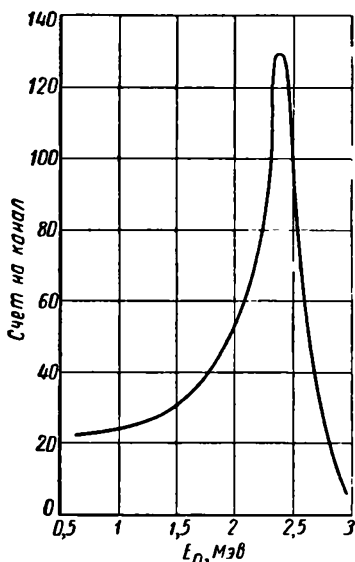


Рис. 5.28. Пик нейтронов с энергией 2,8 Мэв из реакции  $\text{H}^2(d, n)\text{He}^3$ , полученный со спектрометром, изображенным на рис. 5.27.

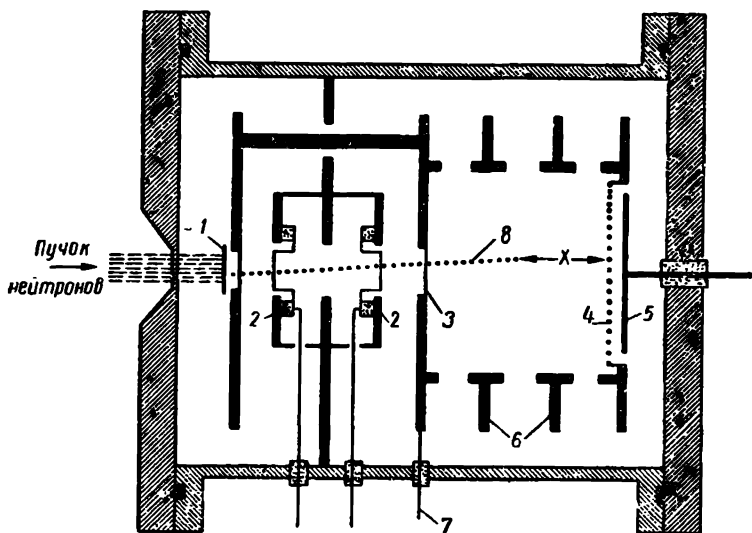


Рис. 5.29. Спектрометр быстрых нейтронов для области между 5 и 25 Мэв;

1 — радиатор, 2 — импульсные ионизационные камеры, 3 — вход в главную камеру, закрытый тонкой алюминиевой фольгой, 4 — сетка, 5 — собирающий электрод, 6 — кольца, формирующие поле, 7 — высоковольтный электрод, 8 — путь протона из радиатора.

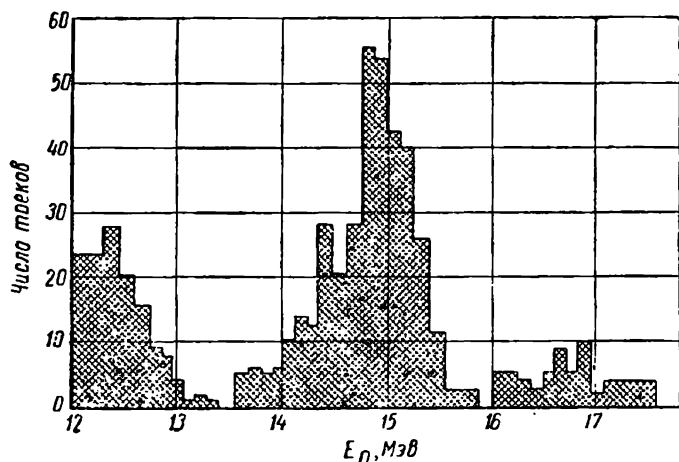


Рис. 5.30. Гистограмма, полученная визуально наложением миллиметровой бумаги на экран осциллографа и штриховкой соответствующих квадратов для каждого следа, производимого спектрометром, показанным на рис. 5.29. Гистограмма представляет часть спектра из реакции  $Al^{27}(d, n)Si^{28}$  при энергии дейтронов 8,5 Мэв.

скопа можно исключить из измерений, визуально наблюдая за ними. Это возможно из-за заметной разницы в форме большинства ложных импульсов и импульсов, производимых протонами. Наблюдения регистрируют с помощью миллиметровой бумаги, наклеиваемой на экран осциллоскопа, и отметки трека. Эта процедура позволяет быстро построить гистограмму, чтобы найти наиболее важные особенности спектра нейтронов. На рис. 5.30 приведены результаты, полученные для части спектра нейтронов из реакции  $Al^{27}(d, n) Si^{28}$ , производимой дейтронами с энергией 8,5 Мэв. Этот спектрометр нашел широкое применение при изучении угловых распределений нейтронов в реакциях стриппинга дейтронов [16]. При измерениях этот прибор оказался относительно надежным и имел удовлетворительные чувствительность и разрешение <sup>1</sup>.

### 5. 9. Спектрометр на протонах отдачи для высоких энергий

Когда нейтроны высоких энергий стали получать с помощью синхротронов и других типов ускорителей высоких энергий, возникла необходимость в нейтронных спектрометрах для соответствующих областей энергий. Метод протонов отдачи здесь еще применим, особенно если энергия протонов измеряется сцинтиллятором. Этот тип детектора, естественно, пригоден для измерений при высоких энергиях, рассматриваемых здесь, так как значительная часть протонов может быть поглощена в кристаллах умеренной толщины, предположим 10—20 мм. Некоторые обычно используемые кристаллы обладают также хорошим разрешением для протонов с энергией до 200 Мэв. Гернсей и др. [17] создали сцинтилляционный спектрометр нейтронов для интервала энергий от 50 до 230 Мэв. Протоны возникали в обычном радиаторе, помещенном в пучке нейтронов.

Телескоп протонов, состоящий из четырех сцинтиллирующих кристаллов, установлен под углом  $\theta$  к пучку нейтронов. Четвертый кристалл телескопа служил также для измерения энергий протонов. Два различных кристалла были использованы для измерений энергий протонов на различных стадиях исследования. Один — кристалл антрацена толщиной 11 мм, второй — кристалл стильбена толщиной 22 мм. На рис. 5.31 показано относительное расположение кристаллов в спектрометре.

Амплитудное распределение импульсов от фотоумножителя, соединенного с четвертым кристаллом, регистрировалось обычным многоканальным амплитудным анализатором вместе с анализатором совпадений, управляющими цепями и линией задержки (рис. 5.32). Разрешающая способность, определенная как

---

<sup>1</sup> В области энергий 0,2—1 Мэв хорошие результаты получены со спектрометром, в котором используется реакция  $He^3(p, n)H^3$  [21]. — Прим. ред.

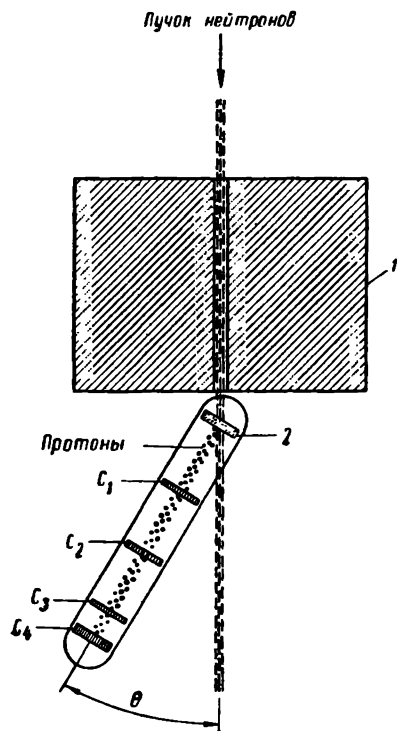


высота импульса, деленная на ширину на полувысоте и равная поэтому  $1/B$ , где  $B$  — разрешение, обычно пропорциональна корню квадратному из высоты импульса в сцинтилляционном спектрометре для измерения энергий  $\gamma$ -лучей.

Это соотношение имеет место потому, что полная энергия вторичных электронов поглощается в кристалле. Для рассматриваемых здесь быстрых протонов, которые не останавливаются в кристалле, возникают флуктуации в энергии, поглощенной кристаллом. Эти флуктуации могут быть обусловлены главным образом изменениями в небольшом количестве соударений в кристалле, в котором протон теряет большую часть своей энергии при однократном столкновении. При теоретическом выводе уравнений, описывающих этот эффект, Ландау [18] показал, что, например, протон с энергией 6 Мэв, останавливающийся в антраценовом кристалле толщиной 10 мм, мог бы дать разрешение 4%. Однако протон с энергией 240 Мэв, теряющий около 6 Мэв энергии при прохождении через тот же кристалл, имел бы разрешение около 15%. Гернсей измерил разрешение двух кристаллов, которые он использовал при нескольких энергиях протонов в этом интервале энергий.

Моноэнергетические протоны, отбираемые с помощью магнитного анализа из пучка синхротрона, использовались для измерения разрешения. Экспериментальные точки нанесены на рис. 5.33. Хотя результаты для

Рис. 5.31. Сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов: 1 — коллиматор, 2 — радиатор,  $C_1$ — $C_4$  — сцинтилляционные кристаллы телескопа.



стильбенового кристалла, соответствующие кривой 2, обнаруживают несколько лучшее разрешение, чем предсказываемое теорией, для кривой 1, полученной с кристаллом антрацена, справедливо обратное утверждение. В обоих случаях экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими.

Очевидно, что этот сцинтилляционный спектрометр требует калибровки амплитуд импульсов с фотоумножителя в зависимости от энергий протонов, входящих в кристалл телескопа. Эта калибровка была сделана измерением амплитуд импульсов протонов в зависимости от энергии на пучке протонов из синхро-

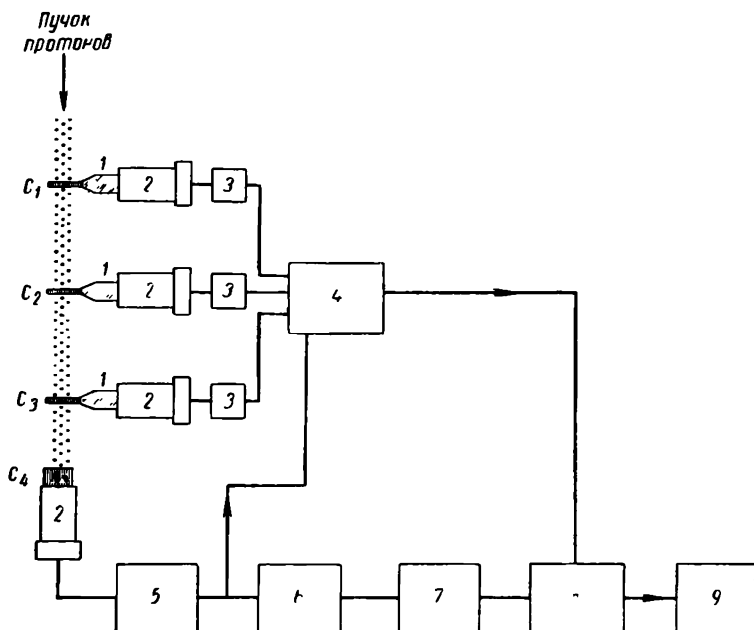


Рис. 5.32. Блок-схема сцинтилляционного спектрометра:  
1 — световоды, 2 — фотомножители, 3 — катодные повторители, 4 — анализатор совпадений, 5 — усилитель, 6 — аттенюатор, 7 — линия задержки, 8 — стробируемый усилитель, 9 — амплитудный анализатор.

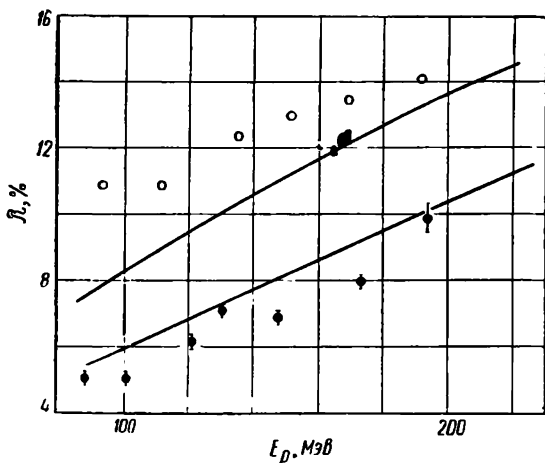


Рис. 5.33. Зависимость разрешения кристаллов от энергии протонов:

○ — кристалл антрацена толщиной 10,9 мм, ● — кристалл стильбена толщиной 22 мм, — — — — — теоретические данные.

циклотрона. Результаты такой калибровки для кристалла стильбена нельзя отличить от результата для кристалла антрацена. Калибровочная кривая, представляющая данные для обоих кристаллов в пределах экспериментальных ошибок, приведена на рис. 5.34. В качестве дальнейшего показания работы прибора спектр, полученный с протонами энергии 131 Мэв, падающими на четвертый кристалл, представленный сплошной кривой на рис. 5.35, может быть сравнен с пунктирной кривой, представляющей собой амплитудное распределение импульсов после

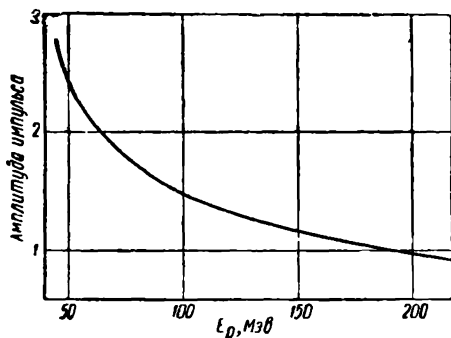


Рис. 5.34. Градуировочная кривая сцинтилляционного спектрометра — телескопа.

введения поглотителя в пучок протонов для уменьшения энергии протона до 121 Мэв. Дисперсия и разрешение ухудшаются при увеличении энергии протонов.

Это ухудшение является отчасти результатом приближения энергии к минимуму ионизации протонами, как можно видеть из градуировочной кривой на рис. 5.34. При энергии 240 Мэв удельная ионизация для протонов только в два раза больше минимальной, что дает практический предел полезности этого спектрометра. Улучшение разрешения, которое может быть получено с кристаллами большей толщины, невозможно из-за увеличивающегося ядерного поглощения протонов в кристалле. Это дает ложные импульсы, которые могут составлять 5% или больше в эффективности для кристаллов толщиной более 25 мм.

## 5. 10. Ядерные эмульсии в качестве спектрометра нейтронов

Использование фотоэмульсий для детектирования нейтронов и принципы, с помощью которых энергия нейтронов может быть

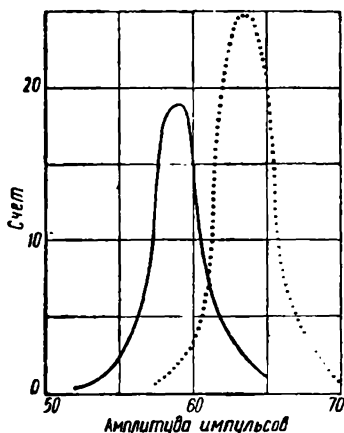


Рис. 5.35. Спектр амплитуд импульсов, полученный с протонами энергии 131 Мэв, падающими на четвертый кристалл спектрометра, изображенного на рис. 5.31:

— — — данные получены при введении поглотителя в пучок протонов для уменьшения их энергии до 121 Мэв.

рассчитана из измерения длины трека протонов отдачи в эмульсии, описаны в разд. 4.16. Фотоэмульсия является типом нейтронного спектрометра, который иногда еще находит применение, несмотря на свою трудоемкость.

### Задачи

1. Борные фильтры с толщинами, указанными ниже, введены в пучок нейтронов, падающих на фольгу, которая дает следующие активности насыщения в каждом случае.

Толщина борного фильтра, $г/см^2$	Скорость счета, $сек$
0,2	102
0,4	53
0,6	27

Определить энергию нейтронов в электронвольтах, вызывающих наводимую активность.

2. Отражение нейтронов первого порядка от кристалла с постоянной решетки  $1,8 \text{ \AA}$  наблюдается при  $\theta = 15^\circ$ . Рассчитать энергию нейтронов в отраженном пучке.

3. Время, необходимое, чтобы нейтрон прошел расстояние  $35 \text{ м}$ , равно  $1,45 \text{ мсек}$ . Рассчитать кинетическую энергию нейтронов в электронвольтах.

4. Рассчитать максимальное число пар ионов при полном поглощении протона отдачи от нейтрона с энергией, равной  $3 \text{ Мэв}$  в газе, для которого энергия, затрачиваемая на получение пары ионов, равна  $28 \text{ эв}$ . Рассчитать число пар ионов, которое может быть произведено протоном с углом отдачи  $30^\circ$  к направлению падающих нейтронов.

5. Ротор прерывателя пучка нейтронов вращается со скоростью  $9000 \text{ об/мин}$ . Рассчитать ширину канала нейтронов при диаметре ротора  $300 \text{ мм}$ , если ротор открывается на  $0,5 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ .

6. Плоскости кристалла в кристаллическом спектрометре расположены под углом  $12^\circ$  к падающему пучку нейтронов. Постоянная решетки кристалла равна  $3,84 \text{ \AA}$ . Рассчитать длину волны первого порядка отражения от кристалла. Экран из бора помещен в отраженный пучок перпендикулярно пучку. При толщине борного фильтра  $0,1 \text{ мм}$  рассчитать часть интенсивности отраженного пучка, прошедшую через бор.

7. Пропускание слоя материала, содержащего  $0,139 \cdot 10^{19} \text{ атом/см}^2$ , было измерено спектрометром по времени пролета и получены следующие результаты:

Время пролета, $мксек/м$	Пропускание
29; 29,5; 30; 30,5; 31;	1,0; 0,99; 0,98; 0,95;
31,5; 32,0; 32,5; 33; 33,5.	0,90; 0,75; 0,92; 0,97;
	0,99; 1,0;

Построить по этим данным кривую зависимости сечения от энергии нейтронов и, предполагая, что доплеровская ширина много меньше, чем ширина разрешения прибора, рассчитать разрешение спектрометра в процентах.

### Литература

1. Frisch O. R., Placzek G. Nature. 137, 357 (1936).
2. Dunning J. R. et al. Phys. Rev., 48, 704 (1935).
3. Dash J. G., Sommers H. S., Jr. Rev. Sci. Inst., 24, 91 (1953).
4. Holt N. Rev. Sci. Inst., 28, 1 (1957).
5. Egelstaff P. A. J. Nucl. Energy, 1, 57 (1954).

6. Seidl F. G. P. et al. Sjöstrand. Phys. Rev., **95**, 476 (1954).
7. Fluharty R. G., Simpson F. B., Simpson O. D. Phys. Rev., **103**, 1778 (1956).
8. Brugger R. M. et al. Phys. Rev., **104**, 1054 (1956).
9. Boyce D. McDaniel. Phys. Rev., **70**, 832 (1946).
10. Yeater M. L., Gaerttner E. R., Baldwin G. C. Rev. Sci. Inst., **28**, 514 (1957).
11. Sailor V. L. et al. Rev. Sci. Inst., **27**, 26 (1956).
12. Perlow G. J. Rev. Sci. Inst., **27**, 460 (1956).
13. Johnson C. H., Trail C. C. Rev. Sci. Inst., **27**, 468 (1956).
14. Beghian L. E. et al. Phys. Rev., **86**, 1044 (1952).
15. Holt J. R., Litherland E. Rev. Sci. Inst., **25**, 298 (1954).
16. Calvert J. M. et al. Proc. Phys. Soc., **68A**, 1008 (1955).
17. Guernsey G. L. et al. Rev. Sci. Inst., **23**, 476 (1952).
18. Landau L. J. Phys. USSR, **8**, 201 (1944).
19. Рыбаков Б. В., Сндоров В. А. Спектрометрия быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.
20. Физика быстрых нейтронов. Том. I. (Техника эксперимента). М., Госатомиздат, 1963.
21. Batchelor R. R. et al. Rev. Sci. Instr., **26**, 1037 (1955).

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

В предыдущих главах мы обсуждали главным образом результаты взаимодействия нейтронов с индивидуальными частицами и ядрами. При описании некоторых методов, с помощью которых изучали эти взаимодействия, упоминались процессы, включающие взаимодействие нейтронов с массой материала, в котором столкновения многих ядер с нейтронами дают вклад в конечные эффекты. Такие процессы, как замедление и дифракция на кристаллах, являются примерами двух общих типов взаимодействий нейтронов с веществом. Нейтроны замедляются с помощью повторяющихся столкновений с ядрами в больших массах вещества. При этих столкновениях нейтроны действуют независимо друг от друга и от присутствия других ядер в каждом столкновении. Основным эффектом является рассеяние нейтронов. Этот процесс называется некогерентным или диффузным рассеянием. Очень часто результаты можно рассчитать в терминах ядерных сечений и плотностей материала, через который проходят нейтроны. Дифракция, с другой стороны, является когерентным процессом, в котором структура вещества имеет решающее влияние на результаты. При этом проявляется волновая природа нейтрона и мы вступаем в область, часто называемую нейтронной оптикой. В действительности основное взаимодействие—упругое рассеяние—является во многих отношениях одинаковым при когерентном и некогерентном рассеянии.

Если среда состоит из случайно распределенных ядер, то интерференционные эффекты, характерные для когерентных взаимодействий, исчезают при суммировании индивидуальных процессов. Когда атомы рассеивающей среды приведены в периодическое пространственное распределение, аналогичное оптической дифракционной решетке, то становится возможным когерентное рассеяние. Рассмотрим некоторые аспекты обоих типов взаимодействий<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> См. также работу [32].— *Прим. ред.*

## 6. 1. Замедление нейтронов. Упругие соударения

Если нейтроны с высокими скоростями ввести в среду с малым сечением поглощения нейтронов, то они начинают терять свою энергию в результате столкновений с ядрами. При соответствующих условиях процесс замедления продолжается до тех пор, пока нейтроны не приобретут скорости, находящиеся в равновесии со скоростями ядер, обусловленными тепловым возбуждением. На практике некоторые нейтроны будут потеряны из-за поглощения, а некоторые могут вылететь через границы конечной среды.

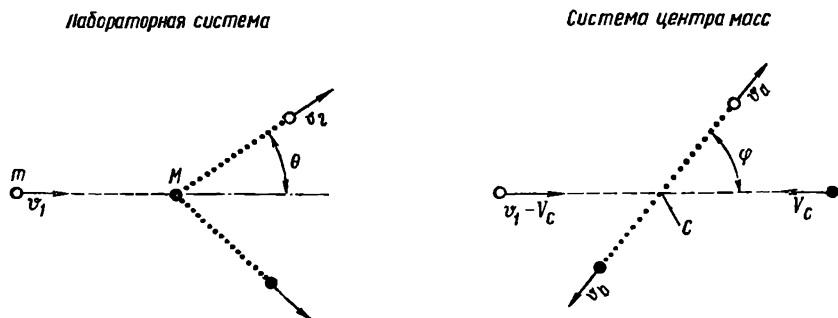


Рис. 6.1. Столкновение нейтрона с ядром в лабораторной системе координат и в системе центра масс:

$m$  — масса нейтрона и  $v_1$  — его скорость,  $M$  — масса ядра,  $v_c$  — скорость центра масс в лабораторной системе,  $C$  — центр масс,  $v_2$  — скорость нейтрона после столкновения в лабораторной системе координат,  $v_0$  — скорость нейтрона после столкновения в системе центра масс. Пунктирные линии изображают пути движения частиц при столкновении. В лабораторной системе координат ядро сначала находится в покое.

Эти и аналогичные эффекты имеют большое значение при проектировании ядерных реакторов. Детали теории реактора выходят за пределы данной книги. Необходимые сведения могут быть найдены в литературе, приведенной в специальной библиографии в конце приложения. Здесь мы ограничимся кратким рассмотрением, чтобы дать введение в эту область.

Столкновение нейтронов с ядрами можно представить в виде простой картины.

Рассмотрим использование координат системы центра масс при анализе. Чтобы показать на обычных диаграммах различия между системой центра масс и лабораторной системой координат, рассмотрим рис. 6.1. Нейтрон с массой  $m$ , скоростью  $v_1$ , сталкивается с ядром массой  $M$ , находящимся в покое в лабораторной системе координат. Штриховые линии — это пути движения частиц до столкновения, а пунктирные — после него. После столкновения нейтрон движется со скоростью  $v_2$  под углом  $\theta$  относительно его первоначального направления в лабораторной системе. В системе центра масс центр масс предполагается по-

кочащимся и ядро движется к нему со скоростью  $V_c$ , которая является скоростью центра масс в лабораторной системе. Нейтрон движется к центру масс со скоростью  $v_1 - V_c$ . После столкновения в системе центра масс нейтрон движется со скоростью  $v_a$  в направлении от центра масс под углом  $\varphi$  относительно его первоначального направления. Ядро испытывает отдачу со скоростью  $v_b$  в прямо противоположном направлении. Одним из упрощений, введенным благодаря использованию системы центра масс, является равенство нулю полного импульса до столкновения. Это значит, что импульс после столкновения также равен нулю. Из рис. 6.1 имеем

$$V_c = \frac{mv_1}{M+m}, \quad (6.1)$$

$$v_1 - V_c = \frac{Mv_1}{M+m}. \quad (6.2)$$

Полный импульс тогда равен

$$m \frac{Mv_1}{M+m} - M \frac{mv_1}{M+m} = 0. \quad (6.3)$$

Другим упрощением является неизменность скоростей нейтрона и ядра до и после столкновения. Закон сохранения импульса требует равенства

$$mv_a = Mv_b, \quad (6.4)$$

а закон сохранения энергии равенства

$$\frac{1}{2} m \left( \frac{Mv_1}{M+m} \right)^2 + \frac{1}{2} M \left( \frac{mv_1}{M+m} \right)^2 = \frac{1}{2} (mv_a^2) + \frac{1}{2} (Mv_b^2). \quad (6.5)$$

Из уравнений (6.4) и (6.5) получаем

$$v_a = \frac{Mv_1}{M+m} = v_1 - V_c \quad (6.6)$$

и

$$v_b = \frac{mv_1}{M+m} = V_c. \quad (6.7)$$

Следовательно, в системе центра масс скорости до и после столкновения отличаются только направлением. Значение  $v_2$  в лабораторной системе можно вычислить из анализа в системе центра масс как вектор суммы скорости нейтрона в системе центра масс и скорости центра масс в лабораторной системе, как это показано на рис. 6.2, а.

В процессе замедления мы интересуемся главным образом потерей энергии нейтрона. Имеются два предельных случая для значения  $\varphi$ , которые устанавливают соотношение между  $\varphi$  и потерей энергии. На диаграмме рис. 6.2, а при  $\varphi = 0^\circ$  находим  $v_2 = v_1$ . Если начальная энергия нейтрона равна  $E_1$ , то энергия



после столкновения  $E_2$  также равна  $E_1$ . Следовательно, взаимодействие является скользящим ударом, при котором нейтрон не теряет энергию. Когда  $\varphi=180^\circ$ , имеем

$$v_2 = \frac{M}{M+m} v_1 \text{ и } E_2 = \left( \frac{M-m}{M+m} \right)^2 E_1. \quad (6.8)$$

Этот случай — лобовое столкновение, при котором нейтрон теряет максимальную энергию. Для ядра водорода  $M=m$ ,  $E_2=0$ . Нейтрон теряет всю энергию в одном столкновении. Для углерода, часто используемого как замедлитель в реакторах,

$$E_2 = \left( \frac{12-1}{12+1} \right)^2 E_1 = 0,72 E_1. \quad (6.9)$$

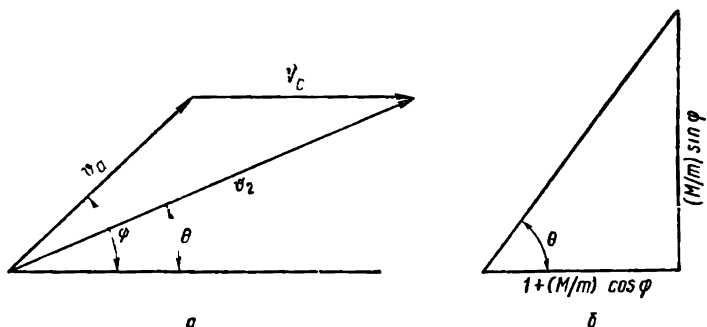


Рис. 6.2. Векторная диаграмма, показывающая соотношения между  $V_C, v_2$ . (Обозначения те же, что на рис. 6.1.)

Максимальная потеря энергии пропорциональна начальной энергии с коэффициентом пропорциональности, постоянным для данной среды.

## 6. 2. Средняя логарифмическая потеря энергии

Постоянство максимальной доли потери энергии нейтрона при нескольких столкновениях приводит к использованию логарифмической шкалы энергии. Удобство использования в расчетах логарифма энергии можно увидеть, предполагая, что нейтрон до первого столкновения имеет энергию  $E_n$ . В каждом столкновении нейтрон теряет постоянную часть, которую обозначим  $1/\alpha$  энергии, которую он имел до момента столкновения. Последовательные энергии можно представить как  $E_1=E_n$ ,  $E_2=(1/\alpha)E_n$ ,  $E_3=(1/\alpha)^2 E_n$ , ... . Если запишем  $\ln E_1=a$ ,  $\ln E_2=b$ ,  $\ln E_3=c$ , ..., то заметим, что  $a-b=b-c=c-d=\ln \alpha = \text{const}$ . Поэтому шкала уменьшения логарифма энергии линейна. Из рис. 6.2, а, используя теорему косинуса, получаем

$$v_2^2 = v_1^2 \left( \frac{M}{M+m} \right)^2 + v_1^2 \left( \frac{m}{M+m} \right)^2 + 2v_1^2 \left( \frac{M}{M+m} \right) \left( \frac{m}{M+m} \right) \cos \varphi. \quad (6.10)$$

Следовательно, отношение  $E_2$  к  $E_1$  равно

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{M^2 + m^2 + 2Mm \cos \varphi}{(M + m)^2}. \quad (6.11)$$

Для простоты введем отношение  $r = \left( \frac{M - m}{M + m} \right)^2$ , так что уравнение (6.11) примет вид

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1 + r}{2} - \frac{1 - r}{2} \cos \varphi. \quad (6.12)$$

Соотношение между  $\varphi$  и потерей энергии при столкновении остается неизменным. Когда  $\varphi = 180^\circ$  и  $\cos \varphi = -1$ , находим  $E_2 = rE_1$ , что соответствует случаю максимальной потери энергии. Когда  $\varphi = 0^\circ$  и  $\cos \varphi = 1$ , то  $E_2 = E_1$  и потери энергии нет. Соотношение между углами  $\varphi$  и  $\theta$  в двух системах координат показано на рис. 6.2, б, из которого

$$\operatorname{ctg} \theta = \frac{\cos \varphi + \left( \frac{m}{M} \right)}{\sin \varphi}, \quad (6.13)$$

$$\cos \theta = \frac{1 + \frac{M}{m} \cos \varphi}{1 + \left( \frac{M}{m} \right)^2 + 2 \frac{M}{m} \cos \varphi}. \quad (6.14)$$

Когда отношение  $M/m$  очень велико, то угол  $\varphi$  становится примерно равным углу  $\theta$  и лабораторная система и система центра масс становятся почти идентичными.

Средняя потеря энергии нейтронов представляет практический интерес, поэтому исследуем вероятность рассеяния в системе центра масс в зависимости от угла  $\varphi$ . Мы видели, что и экспериментально и теоретически рассеяние является изотропным в системе центра масс, по крайней мере для нейтронов с энергиями ниже  $10 \text{ Мэв}$ . Поэтому дифференциальное сечение для нейтронов, рассеянных в телесный угол  $d\Omega$ , равно  $\frac{\sigma_s}{4\pi} d\Omega$ , где

$\sigma_s$  — сечение рассеяния, определенное в предыдущих главах. Элемент телесного угла между  $\varphi$  и  $\varphi + d\varphi$  равен  $2\pi \sin \varphi d\varphi = -2\pi d(\cos \varphi)$ , и изотропное рассеяние требует, чтобы все значения  $\cos \varphi$  были равновероятны. Кроме того, отношение  $E_2/E_1$  является простой линейной функцией  $\cos \varphi$ . Следовательно, все значения  $E_2/E_1$  от 1 до  $r$  являются также равновероятными. Вероятность  $PdE$  того, что нейтрон потеряет энергию в одном столкновении от его начальной энергии  $E_1$  до конечной энергии в области от  $E_2$  до  $E_2 + dE$ , дается тогда выражением

$$PdE = \frac{dE}{E_1 - rE_1}, \quad (6.15)$$

где  $E_1 - rE_1$  — полный интервал энергии, в который может быть рассеян нейтрон. Теперь рассчитаем среднюю логарифмическую потерю энергии в отдельном столкновении, обозначенную  $\xi$ . Эта потеря определяется как средняя потеря логарифма энергии при одном соударении. Из определения имеем

$$\xi = \overline{\ln E_1 - \ln E_2} = \overline{\ln \frac{E_1}{E_2}}. \quad (6.16)$$

Чтобы определить среднее, запишем

$$\xi = \int_{rE_1}^{E_1} \ln \frac{E_1}{E_2} P dE = \int_{rE_1}^{E_1} \ln \frac{E_1}{E_2} \frac{dE}{E_1 - rE_1}.$$

Чтобы взять интеграл, предположим  $E_2/E_1 = x$ , что дает

$$\xi = \frac{1}{1-r} \int_1^r \ln x dx,$$

откуда

$$\xi = 1 + \frac{r}{1-r} \ln r, \quad (6.17)$$

где  $r = \left( \frac{M-m}{M+m} \right)^2$ . Когда  $M/m > 10$ , то уравнение (6.17) аппроксимируется с точностью до 1% через

$$\xi = \frac{2}{\frac{M}{m} + \frac{2}{3}}. \quad (6.18)$$

Когда  $M/m = 1$  с  $r = 0$ , уравнение (6.17) становится неопределенным. В этом случае для определения  $\xi$  нужно оценить предел

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{r}{1-r} \ln r.$$

Необходимо найти только  $\lim_{r \rightarrow 0} r \ln r$ , потому что  $1-r$  близко к 1.

Теперь, заменяя  $\ln r = -y$ ,  $r = e^{-y}$ , получаем  $\lim_{y \rightarrow \infty} \frac{-y}{e^y}$ . С помощью правила Лопиталья можно заменить числитель и знаменатель на их производные, и тогда получим

$$\lim_{y \rightarrow \infty} \frac{-1}{e^y} = \frac{1}{\infty} = 0.$$

Для  $M/m = 1$  находим, что уравнение (6.17) дает значение  $\xi = 1$ , соответствующее столкновениям в водороде. Следовательно, в среднем после столкновения нейтрон имеет в  $1/e$  раз меньшую энергию, чем до столкновения. Когда  $M/m$  очень велико,  $\xi$  стремится к нулю и нейтрон практически не теряет энергии.

Поэтому ядра элементов, расположенных в конце периодической таблицы, являются плохими замедлителями. Зная  $\xi$  для замедлителя, можно сразу рассчитать среднее число столкновений, которые должен испытать нейтрон при замедлении от одной энергии до другой. Это число равно полной потери энергии в логарифмическом масштабе, деленной на  $\xi$ . Например, чтобы найти среднее число столкновений, требующихся для замедления нейтрона от  $2 \text{ Мэв}$  до  $0,025 \text{ эв}$ , т. е. до тепловой энергии, приблизительно имеем

$$\frac{\ln(2 \cdot 10^6) - \ln(0,025)}{\xi} = \frac{\ln(8 \cdot 10^7)}{\xi} = \frac{18,2}{\xi}.$$

В табл. 6.1 даны значения массовых чисел  $A$ ,  $\xi$  и  $18,2/\xi$  для некоторых веществ.

Таблица 6.1

Средние логарифмические потери энергии для некоторых веществ

Вещество	$A$	$\xi$	$\frac{18,2}{\xi}$	Вещество	$A$	$\xi$	$\frac{18,2}{\xi}$
Водород	1	1	18,2	Бериллий	9	0,209	87
Дейтерий	2	0,725	25,1	Углерод	12	0,158	115
Гелий	4	0,425	43	Кислород	16	0,120	152
Литий	7	0,268	68	Уран	238	0,00838	2172

Наши расчеты основаны на изотропном рассеянии нейтронов в системе центра масс. Рассеяние в лабораторной системе не будет изотропным, исключая большие значения  $M$ , когда две системы почти идентичны. Отклонение в лабораторной системе от сферической симметрии пропорционально среднему значению  $\cos \theta$ , т. е.  $\overline{\cos \theta} = \frac{1}{4\pi} \int \cos \theta d\Omega$ . Используя значение  $\cos \theta$  из уравнения (6.14), получаем выражение

$$\overline{\cos \theta} = \frac{1}{2} \int_0^\pi \frac{1 + \frac{M}{m} \cos \varphi}{1 + (M/m)^2 + 2(M/m) \cos \varphi} \cos \varphi d\varphi,$$

которое после интегрирования дает

$$\overline{\cos \theta} = \frac{2}{3(M/m)}. \quad (6.19)$$

Для тяжелых ядер  $\overline{\cos \theta}$  очень мал и углы отклонения практически изотропны в лабораторной системе. Для водорода  $\overline{\cos \theta} = \frac{2}{3}$  и нейтроны рассеиваются главным образом в направлении вперед в лабораторной системе. Несмотря на это, в системе центра масс рассеяние все еще сферически симметрично.

### 6. 3. Плотность замедления

Теперь рассмотрим плотность замедления. Пренебрежем поглощением нейтронов в среде и утечкой нейтронов из нее. Понятие плотность замедления может быть объяснено в предположении, что нейтроны производятся в замедляющей среде с начальной энергией  $E$ .

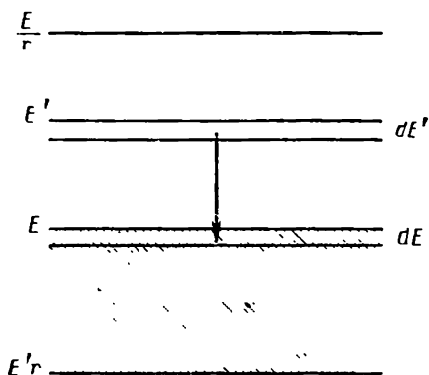


Рис. 6.3. Энергетическая диаграмма для расчета плотности замедления  $q(E)$ .

Введем  $q$ , равное числу нейтронов, произведенному в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ сек}$ . Следовательно,  $q$  представляет собой число нейтронов, которые в процессе замедления проходят мимо некоторой другой энергии  $E$  в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ сек}$ .

Нейтроны покидают интервал энергий  $dE$  вследствие рассеяния из него. Это можно выразить как  $n(E)dEv\Sigma_s$ , где  $n(E)dE$  — число нейтронов в  $1 \text{ см}^3$  в интервале энергий от  $E$  до  $E+dE$ ;  $\Sigma_s$  — макроскопическое сечение рассеяния, а  $v$  — скорость нейтрона.  $\Sigma_s v$  — вероятность того, что нейтрон

испытает рассеяние в  $1 \text{ сек}$ . При равновесии столько нейтронов вступают в  $dE$ , сколько и покидают его. Поэтому  $n(E)dEv\Sigma_s$  является также числом нейтронов, рассеянных в области энергии  $dE$  из области более высоких энергий. Если теперь рассмотрим область энергий между  $E$  и  $E+dE$  и вспомним, что энергия нейтрона может большей частью изменяться от  $E_1$  до  $rE_1$  при столкновении, то увидим, что максимум энергии для нейтронов, которые могут рассеяться в  $dE$ , определяется величиной  $E/r$ .

Теперь рассмотрим нейтроны, рассеянные в  $dE$  из области  $dE'$  при энергии  $E'$  между  $E$  и  $E/r$ , как указано на диаграмме рис. 6.3. Число нейтронов, рассеянных в  $dE$  из области более высоких энергий, равно интегралу по энергетической области от числа рассеивающих столкновений в  $dE'$ , т. е.  $n(E')v'\Sigma'_s dE'$ , умноженному на вероятность, определяемую как  $\frac{dE'}{E' - E/r}$ , того,

что будет происходить такая потеря энергии, которая сместит энергию из  $dE'$  в  $dE$ . Другими словами,

$$n(E)v\Sigma_s dE = \int_E^{E/r} n(E') dE' v' \Sigma'_s \frac{dE}{E' - E/r}. \quad (6.20)$$

Решением является  $n(E)v\Sigma_s = \frac{c}{E}$ , где  $c$  — постоянная. Чтобы найти  $c$ , можно раскрыть выражение для  $q(E)$ . Число нейтронов

в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ сек}$ , проходящих при замедлении энергию  $E$  и выходящих из  $dE'$ , определяется числом рассеивающих столкновений в  $dE'$ , умноженных на часть нейтронов из  $dE'$ , которые теряют энергию больше, чем  $E' - E$ , и поэтому вступают в заштрихованную область на рис. 6.3 между  $E$  и  $E'r$ . Это произведение можно записать как

$$n(E') v' \Sigma_s' dE' \frac{E - E'r}{E' - E'r}.$$

Для получения  $q(E)$  проинтегрируем это выражение по всей энергетической области и запишем

$$q(E) = \int_E^{E/r} n(E') v' \Sigma_s' dE' \frac{E - E'r}{E' - E'r}, \quad (6.21)$$

которое с помощью замены  $n(E') v' \Sigma_s' = \frac{c}{E'}$ , следуя уравнению (6.20), приводит к

$$q = c \left( 1 + \frac{r}{1-r} \ln r \right), \quad (6.22)$$

не зависящему от энергии. Выражение в скобках уравнения (6.22) есть как раз  $\xi$ . Следовательно,  $c = q/\xi$ , и мы имеем

$$\Sigma_s n(E) v = \frac{q}{\xi E}, \quad (6.23)$$

а поток замедления равен

$$n(E) v = \frac{q}{\xi \Sigma_s} \cdot \frac{1}{E}. \quad (6.24)$$

Следовательно, поток в энергетической области  $dE$  обратно пропорционален энергии  $E$ , которую нейтроны проходят при замедлении.

## 6. 4. Пространственное распределение плотности замедления

При обсуждении сечений нашли, что нейтрон имеет среднюю длину пробега, которая связана обратным соотношением с макроскопическим сечением. Таким образом, для сечения поглощения средняя длина поглощения равна  $\frac{1}{\Sigma_a}$ . Аналогично средняя длина рассеяния  $\lambda_s$  равна  $\frac{1}{\Sigma_s}$ . Рассеяние в лабораторной системе не сферически симметричное для ядер, являющихся хорошими замедлителями, существует преимущественное рассеяние в направлении вперед. Из предыдущего раздела  $\cos \theta = \frac{2}{3A}$ , где  $\theta$  — угол отклонения в лабораторной системе

и  $A = \frac{M}{m}$  так что для нейтронов  $A$  равно массовому числу рассеивающего ядра. Поэтому, кроме средней длины рассеяния  $\lambda_s$ , необходима соответствующая величина, которая будет учитывать избыток рассеяния вперед. Эта величина называется средней транспортной длиной, обозначаемой как  $\lambda_{tr}$ . Она определяется с помощью  $\cos \theta$  как

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - \cos \theta} = \frac{1}{\Sigma_s (1 - \cos \theta)}. \quad (6.25)$$

Пространственное распределение плотности замедления нейтронов представляет интерес в теории реакторов. Здесь дано предварительное объяснение, которое может иллюстрировать значение «возраста» нейтронов. Хотя возраст, обычно обозначаемый  $\tau$ , также встречается в теории реакторов, он имеет и другие применения. Плотность замедления в физической среде является функцией координат  $x, y, z$  и энергии  $E$ .

Качественно условия в реакторе могут быть описаны введением величины  $Q(E_1)$ , представляющей собой начальное число быстрых нейтронов энергии  $E_1$ , генерируемых при делении. в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ сек}$ . Результирующий поток нейтронов  $nv$  при тепловых энергиях будет пропорционален  $Q(E_1)$ . Вследствие непродуктивного поглощения и утечки нейтронов происходят потери нейтронов. Учет потери нейтронов из-за утечки. Поток тепловых нейтронов максимален в центре реактора. Существует непрерывный поток нейтронов по направлению к границам замедлителя. В процессе диффузии нейтроны теряют энергию, и чем ниже энергия нейтронов, тем большее пространство они занимают. В стационарном состоянии число нейтронов, которые выходят из  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ сек}$  в области энергий от  $E$  до  $E + dE$ , равно —  $\frac{\lambda_{tr}}{3} \nabla^2 n \times (E) v dE$ . Эта потеря должна быть скомпенсирована величиной  $Q(E) dE$ , которую можно записать как

$$Q(E) dE = q(E + dE) - q(E) = \frac{\partial q}{\partial E} dE, \quad (6.26)$$

где  $q(E)$  — плотность замедления. Равным образом имеем

$$- \frac{\lambda_{tr}}{3} \nabla^2 n(E) v dE = \frac{\partial q}{\partial E} dE, \quad (6.27)$$

где  $\nabla^2$  — оператор Лапласа, определение которого дано в следующем разделе диффузии нейтронов. При введении потока замедления  $n(E)v = \frac{q}{\xi \Sigma_s E}$  преобразуется в уравнение (6.27)

$$\frac{\lambda_{tr}}{3} \frac{1}{\xi \Sigma_s E} \nabla^2 q + \frac{\partial q}{\partial E} = 0, \quad (6.28)$$

которое может быть упрощено введением величины  $\tau$ , определенной уравнением

$$d\tau = \frac{\lambda_{tr}}{3\xi\Sigma_s} dE, \quad (6.29)$$

так что уравнение (6.28) примет вид

$$\nabla^2 q + \frac{\partial q}{\partial \tau} = 0, \quad (6.30)$$

где  $q$  — функция координат и энергии, связанной с  $\tau$ . Интегрирование уравнения (6.29), определяющего  $\tau$ , выполнено таким образом, что  $\tau=0$  для тепловых нейтронов. Поэтому

$$\tau(E) = \int_{E_{th}}^E \frac{\lambda_{tr}}{3\xi\Sigma_s} \frac{dE}{E} = \int_{E_{th}}^E \frac{1}{3\Sigma_s\xi\Sigma_{tr}} \frac{dE}{E}. \quad (6.31)$$

Интегрирование определяет величину  $\tau(E)$ , которая имеет размерность квадрата длины и не связана со временем. Тем не менее элемент времени может быть связан с определением  $\tau$ , если запишем

$$\tau(E) = \int_{E_{th}}^E \frac{\lambda_{tr}\lambda_s}{3\xi} \frac{dE}{E} = \int_{E_{th}}^E \frac{\lambda_{tr}\lambda_s}{3\xi v} \frac{dE}{E} = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\lambda_{tr}v}{3} dt. \quad (6.32)$$

Время  $t_2 - t_1$  является временем замедления, поэтому  $\lambda_s/v$  — среднее время между столкновениями и  $\xi$  — потеря в  $\ln E$  при столкновении.

С помощью определений соответствующих средних значений  $\lambda_{tr}$  и  $\Sigma_s$  находим посредством интегрирования уравнения (6.31)

$$\tau(E) = \frac{\overline{\lambda_{tr}}}{3} \left[ \frac{\ln \frac{E}{E_{th}}}{\xi \Sigma_s} \right]. \quad (6.33)$$

Так как величина, стоящая в квадратных скобках уравнения (6.33), является средним полным зигзагообразным расстоянием  $x$ , проходимым нейтронами при замедлении от  $E$  до  $E_{th}$ , то можно написать

$$\tau(E) = \frac{\overline{\lambda_{tr}}}{3} x. \quad (6.34)$$

Теперь рассмотрим применение уравнения (6.30) для простейшего точечного источника при  $x=y=z=0$ , который испускает  $Q_0$  нейтронов в 1 сек при одной и той же энергии  $E_0$  с  $\tau=\tau_0$ . Граничные условия того, что полный нейтронный поток через сферу радиусом  $r$  должен стремиться к  $Q_0$ , когда  $r \rightarrow 0$ , и что



поток нейтронов является конечным и постоянным во всех точках, могут быть выражены как

$$q(x, y, z, \tau_0) = Q_0 \delta(x, y, z),$$

где  $\delta(x, y, z)$  —  $\delta$ -функция, которая равна нулю во всех точках, исключая начало и  $\int \delta(x, y, z) dV = 1$ , если объем интегрирования включает начало. Уравнение (6.30) тогда имеет решение

$$q(x, y, z, \tau) = \frac{Q_0}{[4\pi(\tau_0 - \tau)]^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4(\tau_0 - \tau)}}, \quad (6.35)$$

где  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ . Это решение показывает, что  $q(r)$  имеет отдельное гауссово распределение для каждого частного значения  $\tau$ . Высота и ширина гауссовых кривых зависят от  $\tau$  [ширина равна  $2\sqrt{\tau_0 - \tau}$  на уровне  $1/e$  полной высоты (рис. 6.4)].

При измерении  $\tau$  обычно определяют величину  $r^2$ .

Связь между  $\tau$  и  $\bar{r}^2$  может быть получена, если взять  $r^2$ , представляющее средний квадрат расстояния от точечного источника, скажем, нейтронов деления, на котором нейтроны только что стали тепловыми, где  $\tau = 0$ :

Рис. 6.4. Зависимость плотности замедления  $q$  от  $r$  — расстояния до точечного источника нейтронов:

1 — данные для нейтронов высоких начальных энергий  $\tau \approx \tau_0$ . 2 — для низких начальных энергий  $\tau \approx 0$ .

$$\bar{r}^2 = \frac{\int r^2 q_{th}(r) dV}{\int q_{th}(r) dV} = \frac{\int_0^\infty r^3 e^{-\frac{r^2}{4\tau_0}} \cdot 4\pi r^2 dr}{\int_0^\infty e^{-\frac{r^2}{4\tau_0}} \cdot 4\pi r^2 dr} = 6 \tau_0. \quad (6.36)$$

Если используется достаточно большой объем замедлителя вокруг источника для уменьшения утечки нейтронов до пренебрежимой величины, то распределение нейтронов около источника будет сферически симметричным. Фольги детекторов приобретают активность  $A$ , которая будет функцией их расстояния  $r$  от источника. При этих условиях

$$\bar{r}^2 = \frac{\int A(r) r^4 dr}{\int A(r) r^2 dr}. \quad (6.37)$$

В качестве грубого численного примера метода определения  $\tau$  из оценки  $\bar{r}^2$  рассмотрим данные табл. 6.2. Первая колонка содержит наблюдаемые значения  $A$  для соответствующих значений  $r$ , приведенных во второй колонке. С помощью численного

интегрирования можно получить более точное значение  $\overline{r^2}$ , однако для иллюстрации используем приближенные значения интегралов уравнения (6.37), взяв сумму данных двух первых колонок табл. 6.2. Таким образом,  $\overline{r^2} = 8\,757\,500/16\,400 = 534\text{ см}^2$ , откуда  $\tau_0 = \frac{534}{6} = 89\text{ см}^2$ . Если фольга детектора активируется главным образом при резонансной энергии, как в случае индиевой фольги, покрытой кадмием, которая поглощает нейтроны с энергией

Таблица 6. 2

Данные для определения  $\overline{r^2}$

$A$	$r, \text{ см}$	$A\overline{r^2}$	$A\overline{r^4}$
44	5	1100	27 500
35	10	3500	350 000
14	20	5600	2 240 000
6	30	5400	4 860 000
0,5	40	800	1 280 000
		16 400	8 757 500

1,44 эв, то активационный метод определения  $\overline{r^2}$  дает возраст от начальной энергии до энергии резонансного поглощения. В экспериментах этого типа необходимо учитывать поправку на вклад возраста для энергий до 0,025 эв, если требуется тепловой возраст. Необходимы поправки на нейтроны вне области  $r$ , где наведенная активность может быть измерена экспериментально. В этой области наведенная активность будет уменьшаться экспоненциально и не будет следовать гауссовой кривой. Нейтроны, оказавшиеся на значительном расстоянии от источника, испытывают немного столкновений, поэтому интенсивность определяется выражением

$$I = \frac{C}{r^2} e^{-\frac{r}{\lambda_s}},$$

где  $C$  — постоянная, а не гауссовским распределением вида

$$I = C e^{-\frac{r^2}{4\tau}}.$$

Проведенное обсуждение основано на предположении, что нейтроны замедляются в непрерывном процессе. Из самой природы механизма столкновений ясно, что это предположение не соответствует действительности. Тем не менее результаты расчетов верны для таких замедлителей, как графит, где  $\xi$  мало.

Уравнения возраста неприменимы достаточно хорошо для воды, когда отдельное столкновение нейтрона с ядром водорода может привести к потере почти всей его энергии.

## 6. 5. Диффузия нейтронов

Развитие теории диффузии применительно к нейтронам произошло главным образом вследствие полезности ее при проектировании ядерных реакторов. Диффузия нейтронов является важным процессом в реакторах. Диффузионная теория используется также при измерениях нейтронов. Здесь будет дано введение в диффузионную теорию нейтронов, достаточное для ее понимания. Применение ее в теории реакторов подробно описано в работах, приведенных в конце главы.

Можно ожидать, что нейтроны как электрически нейтральные частицы обладают многими свойствами обычных атомов и молекул. В частности, уравнение Больцмана для диффузии в газах можно применить непосредственно к диффузии нейтронов. Это позволяет, например, ввести понятие температуры нейтронов. При абсолютной температуре  $T$  нейтроны имеют среднюю кинетическую энергию  $kT/2$  эрг на одну степень свободы и среднюю кинетическую энергию поступательного движения  $3kT/2$  эрг аналогично случаю диффузии газов. Кинетическая теория более применима к движению нейтронов, когда в меньшей степени проявляются их особые свойства, связанные с поглощением в ядрах. В среде, где сечение поглощения мало по сравнению с сечением рассеяния, нейтроны имеют возможность диффундировать среди ядер так же, как атомы и молекулы в газе. Поэтому диффузия нейтронов является важным процессом в материалах, которые являются хорошими замедлителями. Чтобы быть хорошим замедлителем, вещество должно состоять из атомов с малыми массами и небольшими сечениями поглощения нейтронов.

Выражение, обычно называемое диффузионным уравнением, определяет условие непрерывности после установления равновесия, когда плотность нейтронов является постоянной во времени в любой произвольной точке среды. Диффузионное уравнение можно записать для простоты объяснения в виде

$$\frac{\lambda_{tr}v}{3} \nabla^2 n(x, y, z) - \frac{v}{\lambda_a} n(x, y, z) + q(x, y, z) = \frac{dn}{dt} = 0, \quad (6.38)$$

где  $q$ , как и раньше, — скорость образования нейтронов в  $1 \text{ см}^3$ ;  $\nabla^2$  — оператор Лапласа, представляющий дивергенцию градиента плотности нейтронов. Применительно к плотности нейтронов в прямоугольных координатах его можно записать как

$$\nabla^2 n = \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}.$$

Значение каждого члена в уравнении (6.38) легко найти. Первый член представляет диффузию нейтронов внутрь элемента объема и из элемента объема. Второй является потерей нейтронов в этом объеме из-за поглощения. Третий член представляет любой источник нейтронов в пределах объема. Мы не упоминали ничего относительно скорости нейтронов, однако очевидно, что диффузионное уравнение является наиболее полезным в тепловой области. Образование тепловых нейтронов в элементе объема обычно происходит при замедлении нейтронов, которые становятся в нем тепловыми. Мы также пренебрегали в настоящем обсуждении тем фактом, что тепловые нейтроны имеют максвелловское распределение скоростей, и предполагали  $v$  одинаковой для всех нейтронов.

Чтобы привести уравнение (6.38) к более привычной форме диффузионного уравнения, разделим его на  $\frac{\lambda_{tr}v}{3}$  и получим

$$\nabla^2 n - \frac{3}{\lambda_{tr}\lambda_a} n + \frac{3q}{\lambda_{tr}v} = 0. \quad (6.39)$$

## 6. 6. Диффузия тепловых нейтронов от плоского источника

Этот вид диффузии нейтронов выбран благодаря его простоте. На рис. 6.5 заштрихованная плоскость  $y, z$  является частью бесконечной плоскости, которая испускает  $Q$  нейтронов

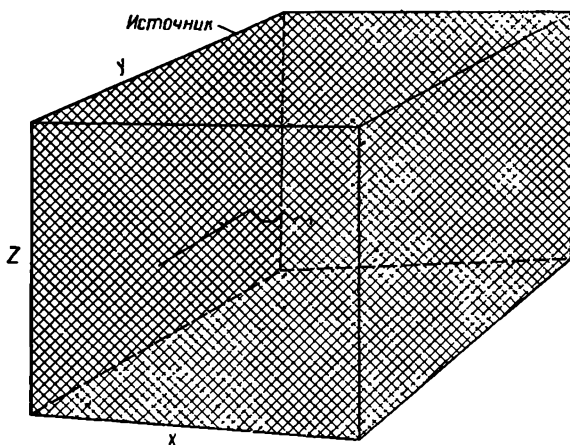


Рис. 6.5. Диффузия нейтронов от бесконечного плоского источника в непоглощающей среде.

с  $1 \text{ см}^2$  в  $1 \text{ сек.}$  Рассмотрим только те нейтроны, которые диффундируют в пространство, простирающееся в направлении положительных значений  $x$ . Следовательно, рассматриваемая си-

ла источника  $Q/2$ . Среда, в которую диффундируют нейтроны, предполагается также имеющей бесконечные размеры, что в дальнейшем упрощает расчет.

Плотность нейтронов  $n$  является постоянной в направлениях  $y$  и  $z$  при любом значении  $x$ . Лапласиан  $\nabla^2 n = \frac{d^2 n}{dx^2}$ , и диффузионное уравнение можно записать как

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{3}{\lambda_{tr} \lambda_a} n. \quad (6.40)$$

Как мы увидим, фактор  $\frac{3}{\lambda_{tr} \lambda_a}$  можно заменить величиной  $1/L^2$ , где  $L$  — диффузионная длина. Уравнение (6.40) имеет решение

$$n(x) = C e^{-x/L}, \quad (6.41)$$

где  $L$  — расстояние, на котором плотность нейтронов понижается в  $e$  раз.

Для оценки  $C$  используем тот факт, что нейтронный поток, пересекающий единицу площади, равен

$$j_x = -\frac{\lambda_{tr} v}{3} \cdot \frac{dn}{dx}$$

и из уравнения (6.41)  $\frac{dn}{dx} = -\frac{C}{L} e^{-x/L}$ .

Следовательно,

$$j_x = \frac{\lambda_{tr} v}{3} \frac{C}{L} e^{-x/L}.$$

Тогда при  $x=0$

$$j_{x_0} = \frac{\lambda_{tr} v}{3} \cdot \frac{C}{L} = \frac{Q}{2},$$

откуда

$$C = \frac{3LQ}{2\lambda_{tr} v} = n_0.$$

Таким образом, уравнение (6.41) принимает вид

$$n(x) = n_0 e^{-x/L}. \quad (6.42)$$

Его график приведен на рис. 6.6.

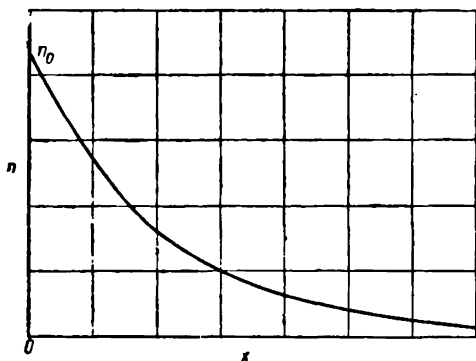


Рис. 6.6. Зависимость плотности нейтронов  $n$  от  $x$  — расстояния от бесконечно-го плоского источника.

Диффузионную длину  $L$  можно выразить как  $L = \sqrt{\frac{\lambda_{tr}\lambda_a}{3}}$ ,

она является геометрическим средним, деленным на  $\sqrt{3}$ . Здесь  $L$  — среднее кратчайшее расстояние от плоскости  $x=0$ , которое проходит нейтрон до поглощения. Это можно видеть при расчете средних статистических значений  $x$  из уравнения (6.42). Полный средний путь нейтронов по их зигзагообразному расстоянию между столкновениями равен  $\lambda_a$ . Однако среднее расстояние короче на  $\sqrt{\lambda_{tr} 3\lambda_a}$ . На рис. 6.7 показано соотношение между  $\lambda_a$  и  $L$ . Простая форма диффузионного уравнения, использованная здесь, правильна, если только сечение поглощения в среде мало, другими словами, когда  $\lambda_a \gg \lambda_{tr}$ . Диффузионная длина является полезным параметром диффузионной среды.

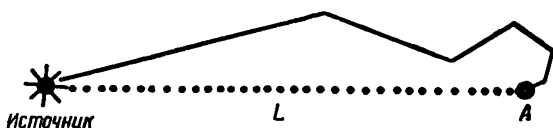


Рис. 6.7. Путь нейтрона между источником и точкой поглощения  $A$  равен  $\lambda_a$ ;  $L$  — расстояние между двумя точками.

Ее величину измеряли или рассчитывали на основе других известных констант для некоторых веществ, используемых в качестве замедлителей. Некоторые типичные значения приведены в табл. 6.3.

Таблица 6. 3

Диффузионные константы некоторых веществ, используемых как замедлители<sup>1</sup>

Вещество	$L$ , см	$\lambda_{tr}$ , см	$\lambda_a$ , см
Вода	$2,725 \pm 0,03$ $2,765 \pm 0,023$ $2,85 \pm 0,03$	$0,420 \pm 0,013$ $0,48 \pm 0,01$ $0,425 \pm 0,02$	45
Окись дейтерия	$116 \pm 4$ 100 $170 \pm 20$	$2,4 \pm 0,1$ $2,65 \pm 0,15$ $2,45 \pm 0,07$	$3,28 \cdot 10^4$
Бериллий	$20,8 \pm 1,0$ $22,1 \pm 1,0$ 23,6	$1,43 \pm 0,05$ 2,1 2,0	904
Углерод	$51 \pm 3$ 50	$2,53 \pm 0,03$ $2,58 \pm 0,02$	2760

<sup>1</sup> В таблице данные взяты из справочника (Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963). — Прим. ред.

## 6. 7. Диффузия тепловых нейтронов от точечного источника

Другим простым примером является диффузия нейтронов от точечного источника. Здесь величина  $n$  зависит только от  $r$  — радиального расстояния от источника. Лапласиан для этого случая записывается как

$$\nabla^2 n(r) = \frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{r}{2} \frac{dn}{dr}.$$

Вводя новую переменную  $F$ , равную

$$F = nr \text{ с } \frac{d^2 F}{dr^2} = \frac{d^2 n}{dr^2} r + 2 \frac{dn}{dr},$$

и подставляя в уравнение (6.39), получаем уравнение

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d^2 F}{dr^2} = \frac{F}{r} \cdot \frac{1}{L^2}, \quad (6.43)$$

которое имеет решение

$$F = \frac{C}{r} e^{-r/L}.$$

При замене  $F$  на  $nr$  имеем

$$n = \frac{C}{r} e^{-r/L}. \quad (6.44)$$

Чтобы определить  $C$ , предположим полную скорость поглощения нейтронов равной силе источника и запишем

$$\int_0^{\infty} \frac{nv}{\lambda_a} \cdot 4\pi r^2 dr = Q.$$

Вводя значение  $n$  из уравнения (6.44), имеем

$$\frac{4\pi v C}{\lambda_a} \int_0^{\infty} e^{-r/L} r dr = Q = \frac{4\pi C v L^2}{\lambda_a},$$

откуда

$$C = \frac{3Q}{4\pi \lambda_{tr} v},$$

так что уравнение (6.44) становится

$$n = \frac{1}{r} \frac{3Q}{4\pi \lambda_{tr} v} e^{-r/L}. \quad (6.45)$$

Из уравнения (6.45) видно, что процессы рассеяния и поглощения при диффузии обуславливают уменьшение плотности нейтронов обратно пропорционально расстоянию от источника. Это

соотношение заменяет закон обратной пропорциональности квадрату расстояния, который является, например, характерным для электромагнитной радиации. Без рассеяния нейтронов их интенсивность уменьшалась бы в соответствии с законом обратного квадрата. Из уравнения (6.45) можно рассчитать средний квадрат расстояния, которое нейтроны проходят до поглощения. Он равен

$$\overline{r^2} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 n(r) r^2 dr}{\int_0^{\infty} n(r) r^2 dr} = 6L^2. \quad (6.46)$$

## 6. 8. Дифракция нейтронов

Волновые свойства нейтронов были исследованы сразу после открытия нейтрона. Эти свойства легче наблюдать при низких энергиях, но ранние исследования были затруднены из-за низ-

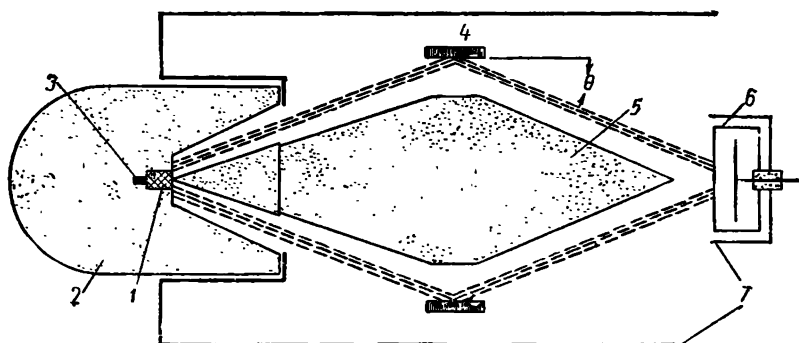


Рис. 6.8. Устройство для демонстрации брэгговского отражения нейтронов монокристаллами [1]:

1 — свинцовый экран, 2 — парафин, 3 — источник нейтронов, 4 — кольцо из монокристаллов окиси магния, 5 — поглотитель, 6 — детектор, 7 — кадмиевая защита.

ких интенсивностей источников медленных нейтронов, существовавших в то время. Однако еще в 1936 г. Митчелл и Пауэрс [1] показали существование брэгговского отражения нейтронов монокристаллами (рис. 6.8). Радий-бериллиевый источник нейтронов, помещенный в парафиновый замедлитель, служил источником медленных нейтронов.

Во время эксперимента наблюдалась утечка многих быстрых нейтронов из замедлителя, которые создавали высокий фон в детекторе. Чтобы обеспечить достаточную для детектирования интенсивность в отраженном пучке, брали кристаллический об-



разец в виде кольца монокристаллов окиси магния. Кольцо кристаллов было смонтировано так, что средний угол падения  $\theta$  для нейтронов был равен  $22^\circ$ . Отраженная длина волны должна равняться около  $1,5 \text{ \AA}$ , что соответствует постоянной решетки в кристаллах окиси магния  $2d=4,0 \text{ \AA}$ .

Чтобы проверить присутствие брэгговского отражения, кристаллы наклоняли под углом примерно  $25^\circ$  к нормальному положению и скорость счета нейтронов детектора сравнивали со скоростью, наблюдаемой для нормального положения. Обнаружили шести — восьмикратное увеличение фона, когда кристаллы поворачивали в положение под прямым углом к брэгговскому отражению. Большая угловая расходимость в пучке нейтронов позволяла использовать значительную область длин волн и тем самым способствовала успеху эксперимента вопреки низкой интенсивности нейтронов.

Когда стали доступными более интенсивные пучки медленных нейтронов, смогли обнаружить отражение монохроматических пучков нейтронов от одного монокристалла. При использовании термина «монохроматический» по отношению к нейтронам должно быть указано их отличие от аналогичного случая для рентгеновских лучей. Как следует из природы характеристических линий рентгеновского спектра, с помощью отражения можно выделить отдельную линию рентгеновского спектра с определенной длиной волны. Пучок нейтронов, падающий на кристалл, не имеет характеристических линий в своем спектре и кристалл может выделить только узкую полосу длин волн. Ширина этой полосы, как мы видели в гл. V при обсуждении нейтронных кристаллических спектрометров, зависит главным образом от угла расходимости коллимированного пучка. Другое отличие заключается в том, что отражается очень малая часть падающего пучка нейтронов.

Следовательно, монокристаллы можно использовать для получения монохроматических пучков нейтронов с помощью так называемого пропускания. В этом случае отраженный пучок проходит через весь кристалл. В действительности нет различия в дифракционном процессе для этих двух способов использования кристалла.

Связь между методом отражения и методом пропускания показана на рис. 6.9, где видна часть кристалла, имеющего две плоскости, расположенные друг к другу под углом  $45^\circ$ .

Пучок нейтронов падает сверху, как указано жирной линией. Этот пучок образует угол  $\theta$  с направлением продольных плоскостей кристалла. Пучок, отраженный от этих плоскостей в направлении прерывистых линий, изображает случай отражения. Падающий пучок образует также угол  $\theta'$  с направлением поперечных плоскостей, и нейтроны, отраженные в направлении пунктирных линий, показывают случай пропускания. Очевидно,

для процесса пропускания можно использовать любой набор плоскостей в соответствии с ориентацией кристалла. В методе пропускания кристалл много меньшей ширины достаточен чтобы пересечь полную ширину коллимированного пучка при малых значениях угла  $\theta$ , обычно используемого на практике. Сильные

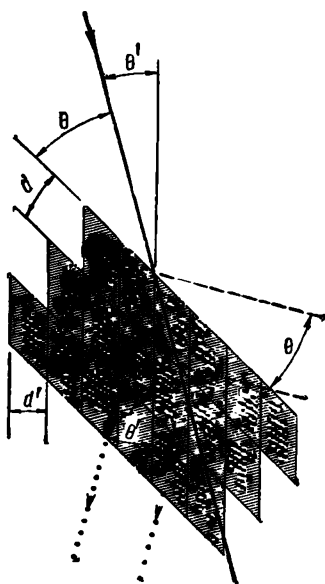


Рис. 6.9. Диаграмма дифракции нейтронов при пропускании (пунктирные линии) и при отражении (штрихованные линии) для соответствующих брэгговских углов. (В этом гипотетическом случае  $\theta$  и  $\theta'$  различны. Это справедливо и для  $d$  и  $d'$  и для дифрагированных длин волн.)

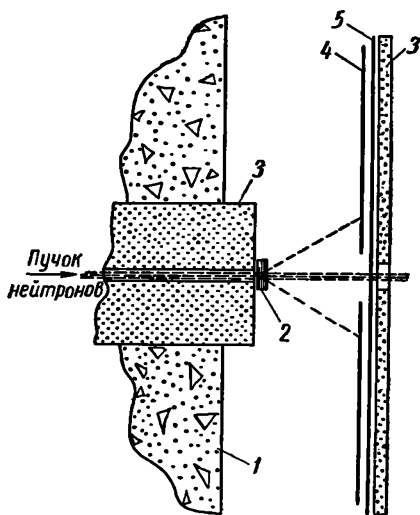


Рис. 6.10. Фотографическая пленка в пучке из реактора для получения дифракционной картины по методу Лауэ:

1 — защита реактора, 2 — монокристалл NaCl, 3 — борная пластмасса для защиты от нейтронов, 4 — индиевая фольга, активируемая дифрагированными нейтронами, 5 — фотографическая пленка.

пучки из ядерных реакторов использовали также для демонстрации существования дифракционных картин, образованных нейтронами аналогично картине Лауэ и создаваемых рентгеновскими лучами.

На рис. 6.10 приведено экспериментальное устройство, использованное Волланом, Шуллом и Мэрнейем [2] для получения картины Лауэ от монокристалла хлористого натрия (рис. 6.11). Коллимированный пучок нейтронов из реактора пересекал кристалл NaCl, и дифрагированные нейтроны попадали на пластинку индиевой фольги, которая покрывала фотографическую пленку. Главный пучок проходил через центральное отверстие в индиевой фольге. Индиевая фольга не позволяла нейтронам

производить фотографический эффект непосредственно.  $\beta$ -Активность наводилась в индии и электроны облучали фотографическую пленку по площади, активируемой дифрагированными нейтронами. Защитная пластинка из карбида бора также с центральным отверстием экранировала фотографическую пленку с за-

ди. Падающий пучок нейтронов имел непрерывное спектральное распределение от 0,5 до 3,0 Å. Центральный белый диск на рис. 6.11 изображает облучение фотографической пленки нейтронами и  $\gamma$ -лучами, рассеянными назад от фотокассеты через центральное отверстие в защите из бора. Несмотря на значительные различия в деталях, обсуждаемых в дальнейшем, между явлениями интерференции рентгеновских лучей и нейтронов, практически каждый тип дифракционного эксперимента, возможного с рентгеновскими лучами, имеет своего двойника в

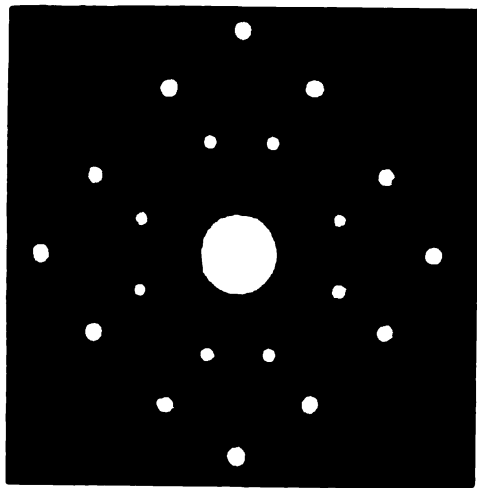


Рис. 6.11. Диаграмма Лауэ, полученная с помощью приспособления, приведенного на рис. 6.10.

нейтронной дифракции. Ферми и Маршалл [3] в ранних экспериментах с пучками тепловых нейтронов от реактора использовали метод вращающегося кристалла для изучения кристаллической структуры (рис. 6.12). В этой работе экспериментаторы интересовались определением фазы рассеянной нейтронной волны по сравнению с фазой падающей волны. Используя аппаратуру, показанную на рис. 6.13, Ферми и Маршалл показали, главным образом из измерений интенсивностей при различных брэгговских порядках отражения, что разность фаз между падающей и рассеянной волнами равна обычно  $180^\circ$ . Для таких элементов, как водород, титан и магний, где разность фаз равна нулю, этот факт объясняется существованием резонансов при энергиях, значительно больших, чем энергия тепловых нейтронов. Для магния имеются резонансы при 300 и 2400 эв; оба дают вклад в нулевую разность фаз между падающей и рассеянной волнами.

Метод Дебая — Шеррера изучения кристаллической структуры, использующий рентгеновские лучи, нашел широкое применение в экспериментах, в которых монохроматичные нейтроны заменяли рентгеновское излучение. Кристаллический образец

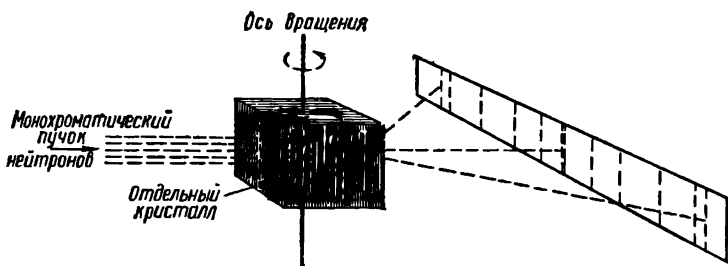


Рис. 6.12. Метод вращающегося кристалла для наблюдения дифракции нейтронов. Линии соответствуют различным плоскостям кристалла, когда их с помощью вращения приводили в положение, соответствующее брэгговским углам. Для детектирования нейтронов вместо фотографической пленки использованы пропорциональные счетчики, наполненные  $\text{BF}_3$ .

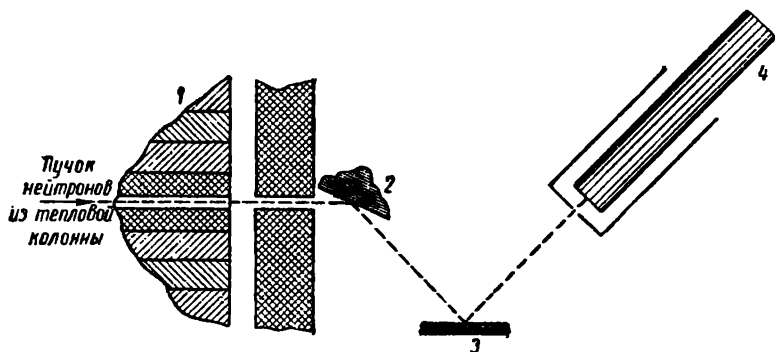


Рис. 6.13. Монохроматор для наблюдения интенсивностей брэгговских отражений нейтронов различных порядков:

1 — реактор, 2 — кристаллический монохроматор, 3 — исследуемый кристалл, 4 — счетчик нейтронов, наполненный  $\text{BF}_3$ .

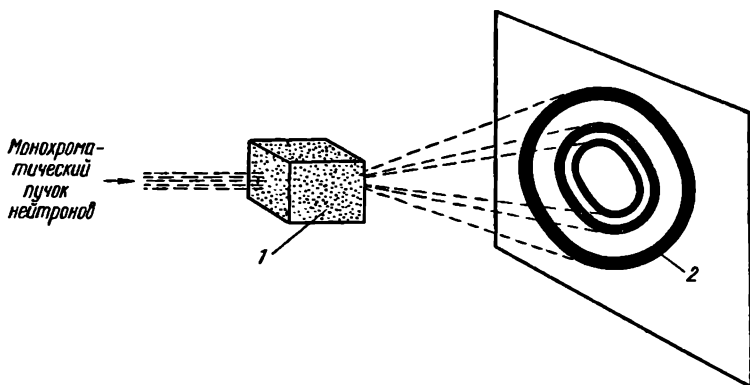


Рис. 6.14. Схема для наблюдения дифракции нейтронов с помощью порошковых кристаллов или другого поликристаллического материала:

1 — образец в виде порошка, 2 — кольца Дебая—Шеррера. Для определенного брэгговского угла отражения интенсивность распределена по всему кольцу.

изготавливали в форме порошка или другого поликристаллического препарата. Здесь рассеянные нейтроны проявлялись в виде конического распределения относительно падающего пучка, как указано на рис. 6.14.

Угловая расходимость каждого конуса равна  $2\theta$ , где  $\theta$  — брэгговский угол для определенного ряда рассматриваемых кристаллических плоскостей. В методе дифракции на порошках интенсивность нейтронов в любой малой области кольца относи-

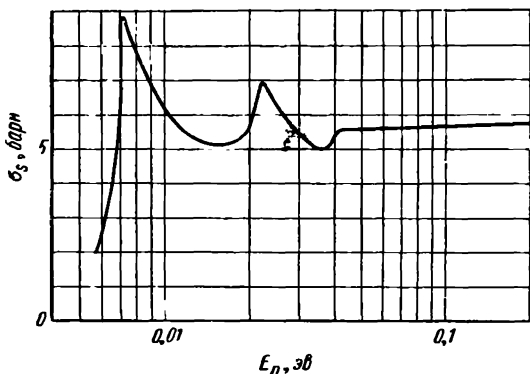


Рис. 6.15. Зависимость сечения рассеяния  $\sigma_s$  для окиси бериллия от энергии нейтрона  $E_n$ .

тельно низка вследствие того, что рассеянные нейтроны под данным углом  $\theta$  распределяются по всему кольцу. Это создает затруднения при использовании нейтронных счетчиков для детектирования рассеянных нейтронов. Этот недостаток можно преодолеть, используя более мощные падающие пучки. Ферми, Штурм и Сакс [4] впервые изучали пропускание медленных нейтронов через микрокристаллические вещества. Используя кристаллы с линейными размерами меньше  $1 \text{ мк}$ , они определили зависимость сечения рассеяния бериллия от энергии нейтрона. Сечения определяли из измерений пропускания  $T$ , определенного как

$$T = \frac{R_a}{R_0}, \quad (6.47)$$

где  $R_a$  — чистая скорость счета с кристаллическим препаратом в монохроматическом пучке, а  $R_0$  — скорость счета без препарата. Сечение рассеяния  $\sigma_s$  равно

$$\sigma_s = -\frac{\ln T}{N}, \quad (6.48)$$

где  $N$  — число атомов бериллия в  $1 \text{ см}^3$ . Зависимость  $\sigma_s$  от энергии нейтрона показана на рис. 6.15.

## 6. 9. Когерентное рассеяние нейтронов

Оптический тип интерференции нейтронных волн зависит от существования когерентного рассеяния. С когерентным рассеянием связано соответствующее сечение  $\sigma_{\text{ког}}$ . Значение этого сечения для индивидуальных типов ядер вместе со структурными параметрами рассеивающей среды определяет природу интерференции между рассеянной волной и волной падающих нейтронов.

При обсуждении когерентного рассеяния рассмотрим так называемое потенциальное рассеяние, представляющее в идеальной модели рассеяние от ядра в виде непроницаемой сферы. Эта концепция различает потенциальное и резонансное рассеяние, при котором падающий нейтрон не просто отражается от поверхности ядра, а взаимодействует с составными частями ядра. Не все потенциальное рассеяние будет рассеянием когерентного типа. Диффузное рассеяние происходит в отсутствие некоторой однородной системы рассеивающих ядер или когда структура этой системы и компоненты таковы, что явления интерференции не наблюдаются. Поэтому часто удобнее рассматривать полное сечение рассеяния  $\sigma_s$  как сумму когерентного и диффузного сечений:

$$\sigma_s = \sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{диф}}. \quad (6.49)$$

Аналоги для этих двух процессов существуют в рассеянии света. Если имеется случайное распределение отдельных состояний между рассеивающими центрами, то возникает диффузное рассеяние света без интерференционных эффектов. Это справедливо и для нейтронов. Кроме того, имеются другие причины некогерентного рассеяния нейтронов. Одна из них — присутствие различных изотопов с разными сечениями рассеяния в системе рассеивающих центров, однородной во всех других отношениях. Возможна также некогерентность, происходящая от различия в ориентации спина нейтрона, относительно рассеивающего ядра.

## 6. 10. Волновое уравнение для рассеяния нейтронов

Рассмотрим плоскую волну, представляемую волновой функцией

$$\psi = e^{ikz}, \quad (6.50)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число. Когда эта волна падает на ядро, то образуется сферически симметричная рассеянная волна, имеющая форму

$$\psi = -\frac{a}{r} e^{ikr}, \quad (6.51)$$

где  $r$  — расстояние от рассеивающего центра, в котором ядро жестко закреплено;  $a$  — амплитуда рассеяния. Нейтронная волна после рассеяния равна

$$\psi = e^{ikz} - \frac{a}{r} e^{ikr}. \quad (6.52)$$

Обычно амплитуда рассеяния является комплексной величиной, представляемой как

$$a = \alpha + i\beta, \quad (6.53)$$

однако в отсутствие поглощения  $a$  полностью действительна. Сечение рассеяния тогда равно

$$\sigma_s = 4\pi a^2, \quad (6.54)$$

что аналогично формуле для сечения потенциального рассеяния с заменой радиуса ядра на амплитуду рассеяния.

## 6. 11. Сечение когерентного и диффузного рассеяний

Эффект спина рассеивающего ядра можно показать с помощью выделения рассеивающего вещества, содержащего только один изотоп со спином  $i$ , не равным нулю. Результирующий спин составного ядра может быть равен  $(i - 1/2)$  или  $(i + 1/2)$ . Для каждого случая существуют отдельные амплитуды рассеяния, которые можно представить как  $a_+$  и  $a_-$  соответственно. Блатт и Вайскопф [5] показали, что для неполяризованных нейтронов относительная вероятность  $g(S)$  того, что падающая частица будет найдена со спином канала  $S$ , равна

$$g(S) = \frac{2S + 1}{(2s + 1)(2i + 1)},$$

где  $s$  — спин частицы,  $S$  — векторная сумма  $i$  и  $s$ , так называемый спин канала составного ядра. Для нейтронов  $s = 1/2$  и  $S = i \pm 1/2$

$$g(S) = \frac{1}{2} \left( 1 \pm \frac{1}{2i + 1} \right) \text{ для } l = 0,$$

где  $l$  — квантовое число орбитального углового момента в канале. Когда  $S = i + 1/2$ , имеем

$$g(S)_+ = \frac{i + 1}{2i + 1},$$

и для  $S = i - 1/2$

$$g(S)_- = \frac{i}{2i + 1}.$$

Следовательно,

$$\frac{g(S)_+}{g(S)_-} = \frac{i + 1}{i}. \quad (6.55)$$

Используя статистический вес из этих уравнений, можно записать среднюю амплитуду когерентного рассеяния

$$a_{\text{кор}} = 4\pi \left( \frac{i+1}{2i+1} a_+ + \frac{i}{2i+1} a_- \right). \quad (6.56)$$

Величина  $a_{\text{кор}}$  является амплитудой рассеяния, характеризующей оптические свойства нейтронов, такие, как интерференция и преломление. Из  $a_{\text{кор}}$  получаем непосредственно сечение

$$\sigma_{\text{кор}} = 4\pi a_{\text{кор}}^2. \quad (6.57)$$

Полное сечение рассеяния можно рассчитать из суммы амплитуд рассеяния для индивидуальных спинов, усредненных в согласии со статистической вероятностью появления. Следовательно,

$$\sigma_s = 4\pi \frac{i+1}{2i+1} a_+^2 + 4\pi \frac{i}{2i+1} a_-^2. \quad (6.58)$$

Сечение диффузного рассеяния тогда равно

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{диф}} = \sigma_s - \sigma_{\text{кор}} &= 4\pi \left[ \frac{i+1}{2i+1} a_+^2 + \frac{i}{2i+1} a_-^2 - \right. \\ &\left. - \left( \frac{i+1}{2i+1} a_+ + \frac{i}{2i+1} a_- \right)^2 \right] = 4\pi \frac{i(i+1)}{(2i+1)^2} (a_+ - a_-)^2. \end{aligned} \quad (6.59)$$

Из сечения диффузного рассеяния можно получить амплитуду диффузного рассеяния

$$a_{\text{диф}} = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{диф}}}{4\pi}} = \frac{\sqrt{i(i+1)}}{2i+1} (a_+ - a_-). \quad (6.60)$$

Анализ соотношений между когерентным и диффузным рассеяниями позволяет понять поведение соответствующих сечений. Например, диффузное рассеяние будет равно нулю, если  $a_+ = a_-$ , поскольку тогда  $\sigma_s$  равно  $\sigma_{\text{кор}}$ . Если два члена в правой части уравнения (6.56) становятся равными и их индивидуальные амплитуды рассеяния имеют противоположные знаки, то  $a_{\text{кор}} = 0$  и  $\sigma_{\text{кор}} = 0$ . Это предположение подтверждается экспериментально.

Можно проследить как спин-диффузный, так и изотопически-диффузный эффекты рассеяния в измеряемых значениях амплитуд рассеяния и в сечениях. Например, водород имеет полное сечение рассеяния 81,4 *барн* при когерентном сечении рассеяния, составляющем только 1,79 *барн*. Их разница является спин-диффузным сечением. Это большое диффузное сечение обусловлено амплитудой  $a_+$ , связанной с  $a_-$ , которая является достаточно большой, чтобы слегка перекрыть неблагоприятное статистическое усреднение от 3 до 1 и получить малую отрицательную амплитуду когерентного рассеяния. С другой стороны, главные изотопы никеля являются ядрами с четными массами  $n$ , следовательно, имеют нулевой спин. Любое диффузное рас-



сеяние должно происходить от изотопической некогерентности вследствие различия масс. Измеренное значение  $\sigma_s$  для элемента равно 18 *барн*,  $\sigma_{\text{ког}}$  составляет 13,4 *барн*. Амплитуды когерентного рассеяния изотопов были измерены Келером, Волланом и Шуллом [6], результаты их измерений приведены в табл. 6.4.

Таблица 6.4

Амплитуды рассеяния для изотопов никеля

Содержание, %	Изотоп	$a$ , $10^{-12}$ см	Величина $a$ , исправленная на процентное содержание
67,76	Ni <sup>58</sup>	1,43	0,925
26,16	Ni <sup>60</sup>	0,294	0,077
3,66	Ni <sup>62</sup>	-0,865	-0,0316
			Полная 0,914

Из измеренного значения  $\sigma_{\text{ког}} = 13,4$  *барн*  $a_{\text{ког}}$  должно быть равно

$$a_{\text{ког}} = \sqrt{\frac{13,4 \cdot 10^{-24}}{4\pi}} = 1,03 \cdot 10^{-12} \text{ см},$$

что дает убедительное подтверждение правильности предыдущего анализа. Для изотопической некогерентности относительная распространенность изотопов заменяет статистический вес, используемый при расчете спин-диффузных сечений рассеяния.

В проводимом обсуждении изотопическое рассеяние и рассеяние, зависящее от спина, рассматривались как имеющие аналогичные случайные изменения в амплитудах рассеяния из-за наличия разных ядер в рассеивающей среде. Это рассмотрение приводит к правильным оценкам сечений, однако оставляет неясным различие в деталях физических процессов в двух типах рассеяния. Изотопическое некогерентное рассеяние не изменяет рассеивающие ядра и оставляет спин вылетающих нейтронов неизменным. Однако можно переориентировать спин нейтрона в процессе рассеяния, зависящего от спина. Таким образом, спин рассеивающих ядер будет также изменяться на  $\hbar$ , т. е. на 1. Халперн и Джонсон [7] рассчитали вероятность этой переориентации спина:

$$P = \frac{2i(i+1)(a_+ - a_-)^2}{3(2i+1)[(i+1)a_+^2 + ia_-^2]}. \quad (6.61)$$

В терминах сечений можно записать

$$P = \frac{2}{3} \cdot \frac{\sigma_{\text{нф}}}{\sigma_s}. \quad (6.62)$$

Таким образом, максимальная величина  $P=0,66$  независима от  $i$ . Значение этой вероятности можно показать при рассмотрении пучка поляризованных нейтронов со спинами, ориентированными в одном направлении. Полностью некогерентное рассеяние, зависящее от спина, оставит только  $1/3$  спинов в их первоначальном направлении. Оставшиеся  $2/3$  нейтронов будут иметь перевернутые спины. В действительности полностью некогерентное рассеяние, зависящее от спина, редко. Однако по крайней мере для двух элементов это свойство заметно. Для водорода  $\sigma_{\text{ког}}=1,8$  барн и  $\sigma_s=38$  барн. Аналогично для ванадия

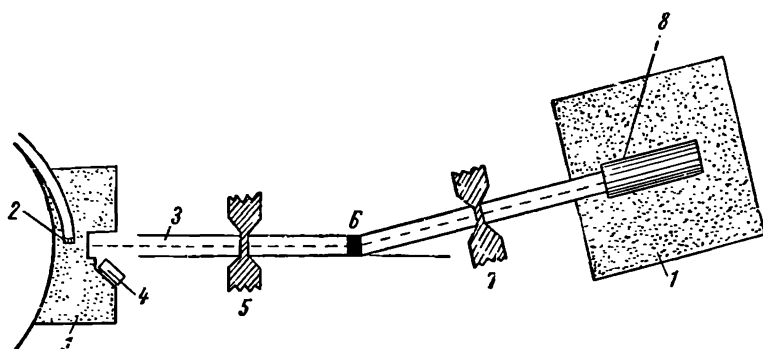


Рис. 6.16. Устройство для изучения деполяризации, или переориентации спина, при рассеянии:

1 — парафиновый замедлитель, 2 — бериллиевая мишень циклотрона, 3 — кадмиевая трубка, 4 — нейтронный монитор, 5 — магнит-поляризатор, 6 — рассеивающий образец, 7 — магнит-анализатор, 8 —  $\text{BF}_3$  пропорциональный счетчик. Угол  $\theta$  был фиксирован при  $14^\circ$ .

$\sigma_{\text{ког}}=0,032$  барн и  $\sigma_s=5,1$  барн. Водород можно считать одноизотопным, а  $\text{V}^{51}$  составляет 99,8% в этом элементе. Изотопическая некогерентность, следовательно, пренебрежимо мала для обоих элементов. Амплитуда когерентного рассеяния  $a$  отрицательна в обоих случаях. Мейерхоф и Никодемус [8] использовали аппаратуру, приведенную на рис. 6.16, для измерения вероятности переориентации спина в углероде, водороде и фосфоре. Измерения на углероде и водороде использовали для проверки надежности метода. Для определения вероятности переориентации шесть раз измеряли интенсивности прошедшего пучка нейтронов.

Интенсивность измеряли четыре раза с прямой кадмиевой трубкой, не показанной на рисунке, без рассеивающего материала в пучке. Получили следующие интенсивности:

- $I_D$  — интенсивность с намагниченными поляризатором и анализатором;
- $I_P$  — интенсивность только с намагниченным поляризатором;
- $I_A$  — интенсивность только с намагниченным анализатором;
- $I_0$  — интенсивность с ненамагниченными поляризатором и анализатором.

Из этих измерений рассчитали эффект двойного прохождения

$$\eta_D = \frac{I_D - I_0}{I_0},$$

эффект однократного прохождения с поляризатором

$$\eta_p = \frac{I_p - I_0}{I_0}$$

и эффект однократного прохождения с анализатором

$$\eta_A = \frac{I_A - I_0}{I_0}.$$

При измерениях с рассеивающим материалом и изогнутой кадмиевой трубкой получили следующие интенсивности:  $I_D^*$  — интенсивность с намагниченными поляризатором и анализатором и с рассеивателем;  $I_0^*$  — интенсивность с ненамагниченными поляризатором и анализатором и с рассеивателем. Из этих двух интенсивностей эффект двойного прохождения при рассеянии  $\eta_D$  равен

$$\eta_D^* = \frac{I_D^* - I_0^*}{I_0^*}.$$

Авторам удалось показать, что вероятность переориентации спина  $P$  равна

$$P = \frac{\eta_D - H\eta_D^*}{2[\eta_D - (\eta_p + \eta_A)]}, \quad (6.63)$$

где  $H$  — поправочный фактор, близкий к единице, который рассчитывается из теории поляризации нейтронов в намагниченном железе. Его обсудим позднее.

Экспериментальные результаты для углерода дали  $P = -0,09 \pm 0,21$ , согласующееся с теоретическим предсказанием  $P=0$  и в согласии с отсутствием измеримого некогерентного рассеяния, зависящего от спина, для углерода. Для водорода  $P = 0,56 \pm 0,10$ , что согласуется со значением  $P = 0,650$ , полученным при подстановке теоретического сечения диффузного рассеяния 19,9 *барн* и полного сечения рассеяния 20,4 *барн* в уравнение (6.62). Для фосфора  $P = 0,73 \pm 0,15$ . Оно приводит к сечению некогерентного рассеяния, зависящему от спина,  $\sigma_{\text{диф}} = 3,7 \pm 0,8$  *барн* и  $\sigma_{\text{ког}} < 0,5$  *барн*. Некогерентное рассеяние является изотропным для изотопического эффекта и эффекта, зависящего от спина. Для получения полного эффекта от большого числа атомов надо складывать не амплитуды рассеяния, а интенсивности. С другой стороны, полное когерентное рассеяние получают при суммировании когерентных амплитуд для всех атомов и возведении в квадрат суммы, как предлагается уравнением (6.54).

При сравнении дифракций рентгеновских лучей и нейтронов встречаются как различия, так и аналогии. Основное различие — это поведение амплитуды рассеяния для различных углов между направлениями падения и рассеяния.

Для рентгеновских лучей амплитуды рассеяния резко уменьшаются с увеличением брэгговского угла  $\theta$ . Однако амплитуды рассеяния нейтронов не изменяются с  $\theta$ . Разница поведения показана на рис. 6.17 [9]. Кривая 2 дает зависимость амплитуды рассеяния для атома калия от  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$

для рентгеновских лучей, и линия 1 — соответствующую информацию для нейтронов. Предлагаемое объяснение для этого различия заключается в том, что электронные оболочки атома сравнимы с размерами длин волн рентгеновских лучей. Для нейтронов ядро совсем мало по сравнению с длинами волн.

Аналогия между дифракцией рентгеновских лучей и нейтронов проявляется во влиянии температуры на рассеяние. Атомы кристалла, имеющего температуру  $T$ , колеблются около средних положений в решетке, поэтому когерентное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов будет уменьшаться от значения для фиксированных атомов на величину, зависящую от температуры, длины волны и угла рассеяния. Это сведение к сечению когерентного рассеяния для фиксированных атомов можно получить с помощью хорошо известного коэффициента Дебая — Уэллера [10], который дается формулой

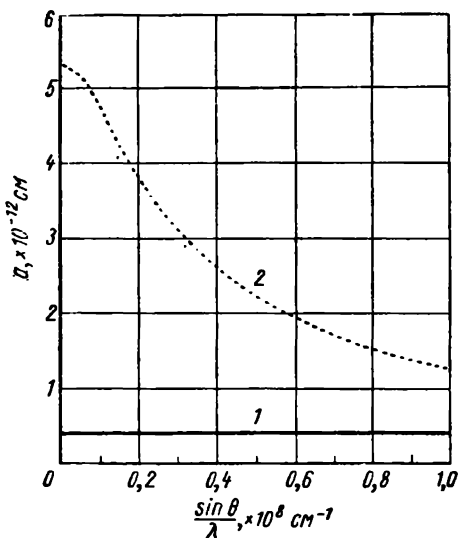


Рис. 6.17. Сравнение изменения амплитуды когерентного рассеяния с  $\sin \theta / \lambda$  для атомов калия:

1 — для нейтронов, 2 — для рентгеновских лучей.

$$\sigma_{\text{ког}}(\text{эфф}) = \sigma_{\text{ког}} \cdot e^{-K \left( \frac{\sin \theta}{\lambda} \right)^2}, \quad (6.64)$$

где  $\sigma_{\text{ког}}(\text{эфф})$  — наблюдаемое сечение, обусловленное температурными колебаниями, а  $K$  определяется как

$$K = \frac{3h^2}{Mk\theta} \cdot \frac{\varphi(x)}{x},$$

где  $M$  — масса атомов,  $h$  — постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\theta$  — характеристическая температура кристалла и

$\chi = \theta/T$  ( $T$  — абсолютная температура кристалла в момент наблюдения).

Величина  $\varphi(x)$  определяется как

$$\varphi(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \frac{\xi d\xi}{e^\xi - 1}.$$

Как было указано ранее, все выражения для  $\sigma_{\text{ког}}$  предполагают, что ядро находится в фиксированном положении. Уравнение (6.64) дает уменьшение в когерентном рассеянии с температурой, но не позволяет рассчитать тепловое диффузное рассеяние, происходящее от температурных колебаний атомов в кристаллической решетке. Тепловое диффузное рассеяние можно изучить вне брэгговского обрезания при  $\lambda > 2d$ , где не имеется когерентного рассеяния. В этой области больших длин волн полное сечение можно представить в виде

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_{\text{бес}} + \sigma_{\text{неупр}}, \quad (6.65)$$

где  $\sigma_a$  — сечение поглощения по закону  $1/v$ ;  $\sigma_{\text{бес}}$  не зависит от  $\lambda$  и является «хаотическим» сечением, возникающим от несовершенства кристалла, и  $\sigma_{\text{неупр}}$  — неупругое рассеяние, происходящее от обмена энергией между нейтронами и колеблющимися атомами. При этом обмене нейтрон теряет или приобретает энергию. Сечение неупругого рассеяния изменяется в зависимости от  $\lambda$  и температуры. В действительности быстрое увеличение неупругого сечения с ростом температуры кристалла является одним из средств, с помощью которых оно может быть идентифицировано.

## 6. 12. Дифракция на порошках

Мы не приводим в этой книге многочисленную информацию, которая была получена при изучении нейтронной дифракции. В этой главе будет дано введение в методы получения дифракции нейтронов на порошках.

Техника дифракции на порошках широко используется и имеет по крайней мере два преимущества по сравнению с методами, требующими монокристаллов. Очевидным преимуществом является то, что порошкообразный кристаллический материал получить легче, чем монокристаллы. Порошковая техника позволяет также наиболее удобно определить абсолютные значения интенсивностей рассеяния. Кроме того, по сравнению с дифракцией рентгеновских лучей изучение дифракционных картин от порошков позволяет определять положение атомов водорода в кристаллических решетках. На практике невозможно локализовать атомы водорода по рентгеновским лучам из-за очень низкой отражающей способности атома водорода для рентгеновских лучей.

Низкая отражающая способность водорода показана на рис. 6.18 [11]. Дифракционные картины от порошка NaH, полученные с помощью рентгеновских лучей и нейтронов, показывают заметное различие на этих графиках. Эти различия обу-

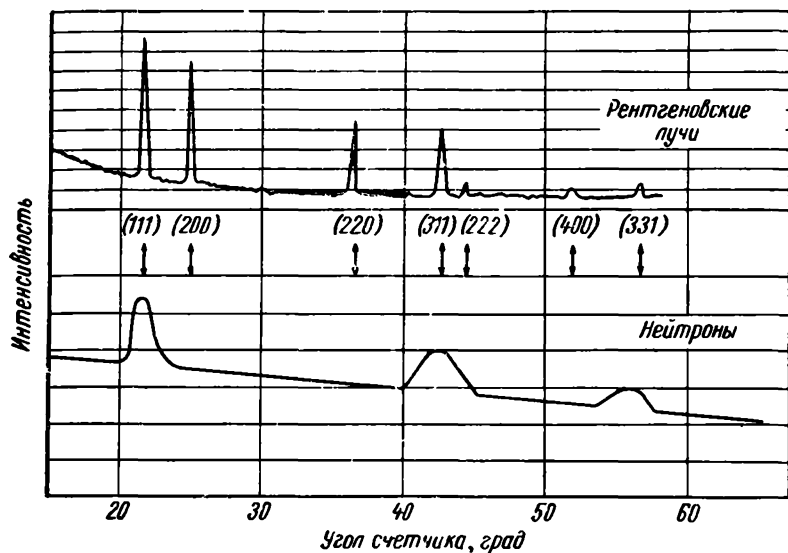


Рис. 6.18. Сравнение дифракций нейтронов и рентгеновских лучей от порошка NaH. Картина для рентгеновских лучей определяется только атомами натрия, и различие между картинами обнаруживает эффект рассеяния нейтронов на водороде.

словлены различной степенью отражения двух типов волн от атомов натрия и водорода. На кривой рентгеновских лучей отражения регистрируются только от тех плоскостей, которые определены атомами натрия. Наоборот, кривая для нейтронов содержит отражения только от плоскостей, определенных атомами водорода. Из этих картин можно установить, что NaH имеет гранецентрированную кубическую структуру. Эта способность нейтронной дифракции локализовать легкие атомы в кристаллах является одним из наиболее ценных ее свойств.

Кристаллические препараты, используемые в нейтронной дифракции, могут содержать порошок в тонкой прямоугольной оболочке в виде параллелепипеда или контейнер может быть круглым цилиндром. В каждом случае обычно используется метод пропускания, как показано на рис. 6.19. Прямоугольный препарат пересекает весь монохроматический пучок нейтронов, в то время как цилиндрический образец имеет меньшие поперечные размеры, чем площадь поперечного сечения пучка. Следовательно, удобно использовать цилиндрический образец, когда доступ-

ны лишь малые количества кристаллического материала. Степень отклонения  $I$  нейтронов в нейтронный счетчик от прямоугольного образца дается выражением

$$I = I_0 \frac{\lambda^3 h e^{-\mu t \sec \theta}}{4\pi r \sin^2 \theta} \cdot \frac{t \rho'}{\rho} j V_c^2 F^2 e^{-K \left( \frac{\sin^2 \theta}{\lambda} \right)^2}, \quad (6.66)$$

где  $I_0$  — количество монохроматических нейтронов, падающих на образец в 1 сек;  $h$  — высота щели счетчика;  $r$  — расстояние

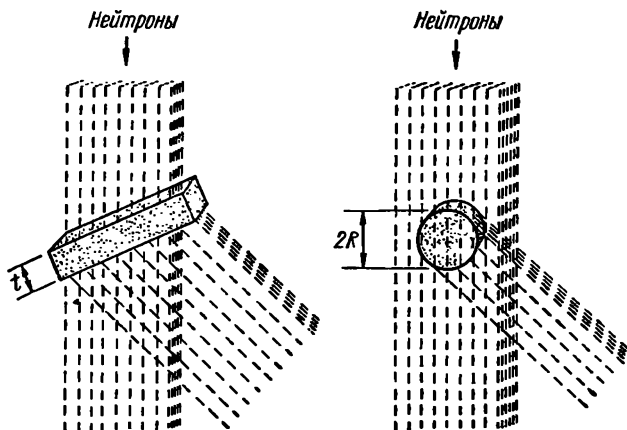


Рис. 6.19. Для прямоугольных образцов из порошка образец больше, чем площадь поперечного сечения пучка, и дифрагированный пучок имеет большую площадь, чем падающий пучок (а); цилиндрические образцы полностью погружаются в падающий пучок, и дифрагированный пучок имеет меньшую площадь поперечного сечения, чем падающий пучок (б).

от образца до счетчика;  $t$  — толщина образца;  $\mu$  — линейный коэффициент поглощения нейтронов в образце;  $j$  — число плоскостей, участвующих в отражении;  $\rho'$  — плотность порошка;  $\rho$  — плотность твердого кристалла;  $N_c$  — число единичных ячеек в  $1 \text{ см}^3$  и  $F$  — структурный фактор.

Для некоторых кристаллических плоскостей ( $h, k, l$ ) структурный фактор аналогично случаю кристаллографии рентгеновских лучей определяется как

$$F_{h, k, l} = \sum_j a_j e^{2\pi i (hx_j + ky_j + lz_j)}, \quad (6.67)$$

где суммирование идет по атомам единичных ячеек с использованием координат  $x_j, y_j, z_j$  и когерентных амплитуд  $a_j$ . Член  $e^{-\mu t \sec \theta}$  уравнения (6.66) дает эффект поглощения в образце, и  $\mu t$  можно найти из измерений пропускания при  $\theta = 0^\circ$ .

Для цилиндрического образца формула принимает вид

$$I = I_0 \frac{\lambda^3 h}{4\pi r} \cdot \frac{V\rho'}{\rho \sin \theta \cdot \sin^2 \theta} j N_c^2 F^2 A_{hkl} e^{-K \left( \frac{\sin \theta}{\lambda} \right)^2}, \quad (6.68)$$

где  $I_0$  — поток монохроматических нейтронов;  $V$  — объем образца и  $A_{hkl}$  — фактор поглощения. Поглощение здесь невозможно определить непосредственно, как для прямоугольного образца. Бэкон [9] составил таблицу, в которой даны значения  $A_{hkl}$  для различных величин  $\mu R$  и  $\theta$ , где  $R$  — радиус образца. Эти данные приведены в табл. 6.5. Рассмотрим монохроматор и спектрометр, описанные Волланом и Шуллом (рис. 6.20) [12].

Таблица 6.5  
Фактор поглощения  $A_{hkl}$  для цилиндрических образцов

$\mu R$	$\theta$ , град				
	0	22,5	45	67,5	90
0,1	0,845	0,845	0,847	0,852	0,857
0,2	0,718	0,718	0,719	0,724	0,729
0,3	0,610	0,611	0,612	0,621	0,628
0,4	0,518	0,519	0,528	0,545	0,554
0,5	0,440	0,442	0,458	0,478	0,491
0,6	0,374	0,377	0,397	0,420	0,437
0,7	0,318	0,323	0,345	0,372	0,390
0,8	0,272	0,278	0,304	0,332	0,352

Особое внимание было обращено на устройство для получения концентрированного монохроматического пучка. Кристалл монохроматора, работающий в фиксированном положении, был смонтирован близко к отверстию в защите реактора. Этот кристалл из NaCl имел срез под углом  $6,5^\circ$  к плоскости (200) [13]. Нейтроны из первичного пучка шириной 2,5 см сжимались в пучок шириной 1,7 см, как показано на рис. 6.21. Утомительную процедуру снятия отсчетов спектрометра заменили автоматическим вращением стола с образцом счетчика и использованием записывающего устройства при снятии данных. Автоматика позволяла работать ночью, когда не было помех от других устройств. Энергетический спектр от NaCl кристалла, включающий также шкалу длин волн (рис. 6.22), обнаруживает дифрагированный пучок с уширением около 10%. Максимум интенсивности найден при 1,06 А, что находится в окрестности пика максвелловского распределения для тепловых нейтронов. Тщательное изучение со вторым кристаллом на столике спектрометра



обнаружило диффузно рассеянное излучение (около 3% дифрагированного пучка) и второй порядок отражения (около 1,6%), соответствующего  $n=2$  в формуле Брэгга.

На рис. 6.23 приведена нейтронная дифракционная картина от порошка [14]. Наблюдения, представленные в виде точек, прослеживают хорошо определенные отражения от различных плоскостей  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$  кристалла. Плоскости для трех наиболее интенсив-

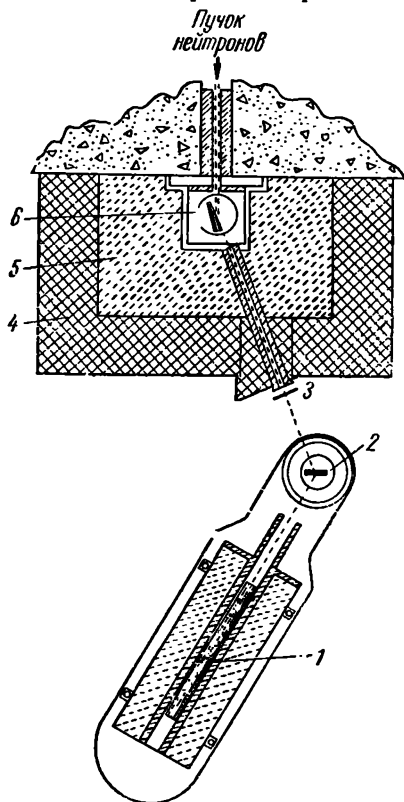


Рис. 6.20. Монохроматор для наблюдения дифракции нейтронов из порошковых образцов:

1 —  $\text{BF}_3$  — пропорциональный счетчик.  
2 — образец из порошка. 3 — нейтронный затвор, 4 — свинец, 5 — борный парафин, 6 — кристалл монохроматора.

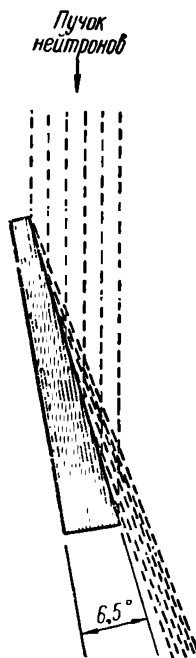


Рис. 6.21. Диаграмма кристалла, срезанного согласно предложению Фанкюченена [13]

ных отражений идентифицированы, однако остальные пики могут быть связаны с соответствующими плоскостями.

Хотя температурный фактор Дебая—Уэллера из уравнения (6.64) может быть рассчитан, часто более удобно определять соответствующую поправку экспериментально. На рис. 6.24 показана поправка для дифракционной картины от образца из порошка свинца [15]. Наблюдаемые данные, соответствующие

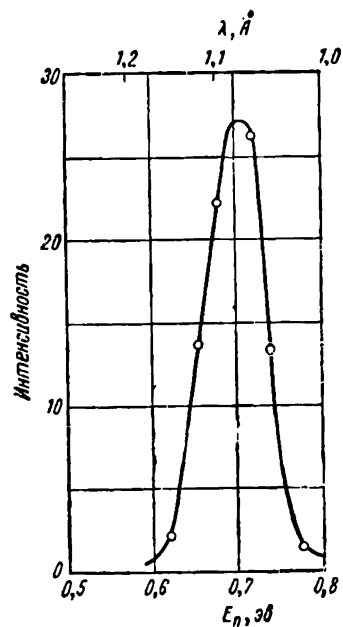


Рис. 6.22. Распределение нейтронов от кристалла монокроматора по энергии и длинам волн.

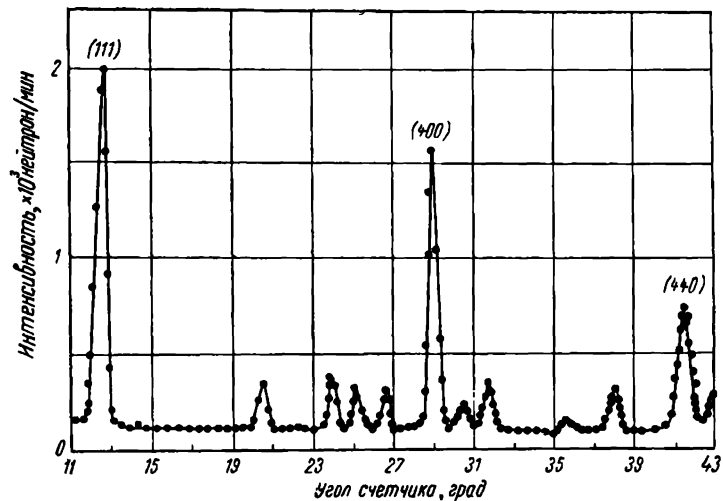


Рис. 6.23. Картина дифракции нейтронов от поликристалла  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$  при комнатной температуре.

фактору кристаллической структуры  $F$ , нанесены на графике в логарифмическом масштабе по оси  $y$  относительно соответствующих значений  $(\sin \theta/\lambda)^2$  в линейной шкале по оси  $x$ . Эк-

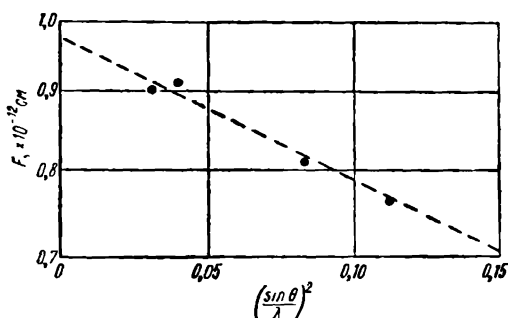


Рис. 6.24. Зависимость амплитуды рассеяния  $F$  в логарифмическом масштабе от  $(\sin \theta/\lambda)^2$  для свинца: — — — — — ожидаемое изменение в  $F$  для дебаевской температуры  $88^\circ\text{K}$ . Пересечения при  $0^\circ$  рассеяния дает амплитуду когерентного рассеяния для свинца.

страполирование линии, связывающей наблюдаемые точки. к  $x=0$  дает амплитуду когерентного рассеяния для свинца независимо от температурного фактора Дебая—Уэллера.

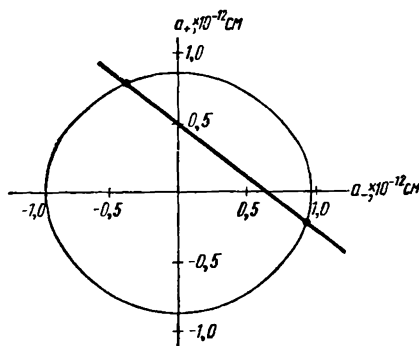


Рис. 6.25. Графический метод оценки амплитуды рассеяния, зависящей от спина, применительно к кобальту. Пересечения прямой линии, представляющей собой амплитуды когерентного рассеяния, с эллипсом, изображающим полное рассеяние, дают две альтернативные амплитуды рассеяния, зависящие от спина.

Шулл и Воллан [15] создали графический метод для оценки амплитуды рассеяния, зависящего от спина. На рис. 6.25 показан этот метод для кобальта. Из уравнения (6.58) для полного сечения рассеяния получим

$$\sigma_s = 4\pi (\omega_+ a_+^2 + \omega_- a_-^2), \quad (6.69)$$

где  $\omega_+$  и  $\omega_-$  — статистические веса уравнения (6.58). Из уравнения (6.69) имеем

$$\frac{a_+^2}{\sigma_s/4\pi\omega_+} + \frac{a_-^2}{\sigma_s/4\pi\omega_-} = 1, \quad (6.70)$$

что является уравнением эллипса на рис. 6.25. Этот эллипс дает все комбинации спиновых амплитуд, полученных из измерений полного сечения рассеяния. Прямая линия показывает возможности, допускаемые для амплитуд когерентного рассеяния известного алгебраического знака. Две точки пересечения прямой линии с эллипсом представляют собой альтернативные амплитуды рассеяния. Неоднозначность происходит из-за случайного расположения рассеивающих ядер. Эта неоднозначность может быть разрешена с помощью эксперимента на ядрах со спинами, однородно ориентированными относительно пучка поляризованных нейтронов.

### 6. 13. Дифракция нейтронов в жидкостях

Дифракция нейтронов была применена к изучению структуры газовых молекул, чему способствовало развитие техники дифракции на порошках. Алкок и Херст [16] использовали спе-

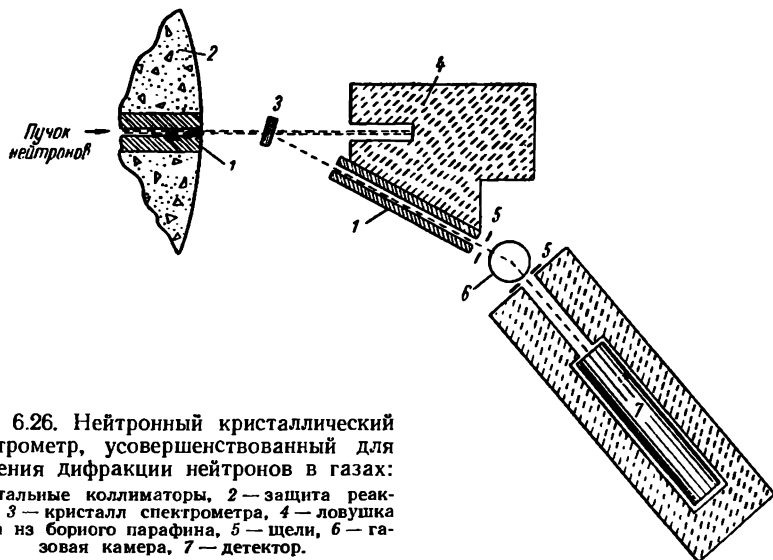


Рис. 6.26. Нейтронный кристаллический спектрометр, усовершенствованный для изучения дифракции нейтронов в газах:  
1 — стальные коллиматоры, 2 — защита реактора, 3 — кристалл спектрометра, 4 — ловушка пучка из борного парафина, 5 — щели, 6 — газовая камера, 7 — детектор.

циальное устройство (рис. 6.26) для определения изменения интенсивности рассеяния в зависимости от брэгговского угла для нейтронов энергией 0,07 эв. На рис. 6.27 приведены эти измерения для газа кислорода. Кривая показывает картину, обусловленную структурой молекул. В дальнейших измерениях [17] наблюдали дифракцию нейтронов на молекулах азота, четырехфтористого углерода и метана. Алкок и Херсту удалось показать, что сечения когерентного рассеяния на азоте и фторе примерно равны полным сечениям. Следовательно,  $\sigma_{\text{диф}}$  и  $\sigma_a$  для

обоих газов очень малы. Кроме того, они измерили длину  $C-F$ -связи в четырехфтористом углероде, равную  $1,33 \text{ \AA}$ . Структуру сжиженных газов изучали с помощью нейтронов. Хэншоу, Херст и Поуп [18] наблюдали дифракционные картины для жидкого азота, кислорода и аргона. Жидкости дают более опре-

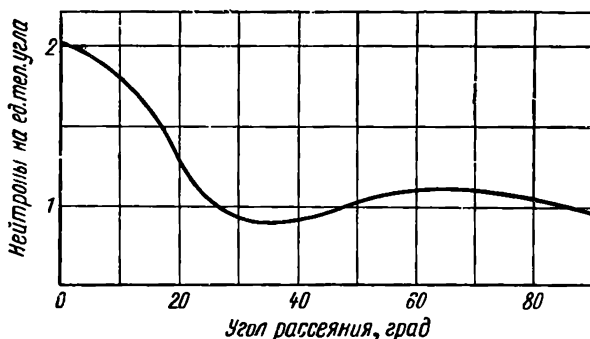


Рис. 6.27 Угловое распределение нейтронов с энергией  $0,07 \text{ эв}$ , рассеянных на газе кислороде, указывающее на форму молекулы.

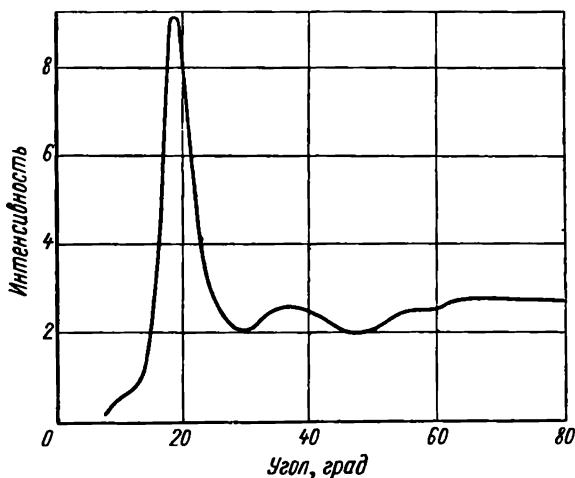


Рис. 6.28. Дифракция нейтронов с длиной волны  $1,08 \text{ \AA}$ , рассеянных на жидком азоте при  $77,4^\circ \text{ K}$ .

деленные пики, чем газы, как показано для жидкого азота на рис. 6.28. Эта кривая была интерпретирована как указание на существование отдельного соседнего атома на расстоянии  $1,1 \text{ \AA}$  для каждого атома азота, соответствующее двухатомной молеку-

ле в жидкости. В жидком кислороде было найдено 1,5 соседнего атома на расстоянии приблизительно  $1,25 \text{ \AA}$  от каждого атома, это указывает на то, что жидкая молекула имеет структуру, более сложную, чем двухатомная, и не противоречит существованию молекулы  $\text{O}_4$ .

## 6. 14. Дифракция нейтронов в магнитных веществах

В заключение рассмотрим исследования с магнитными материалами. В настоящее время изучение магнитных свойств твердого тела является одним из наиболее важных в области когерентного рассеяния нейтронов. Полученные результаты дают значительный вклад в понимание основ магнетизма, и этот вклад, очевидно, увеличится еще больше при дальнейшем изучении.

Дифракция нейтронов в магнитных кристаллах имеет две компоненты: когерентное рассеяние на ядрах, которое уже рассмотрено, и магнитную компоненту, которая является результатом взаимодействия магнитного момента нейтрона с магнитной решеткой. Эта решетка создана благодаря симметричному упорядочению спинов неспаренных электронов атомов в кристалле. Таким образом, магнитное рассеяние нейтронов аналогично рассеянию рентгеновских лучей, так как оба производятся атомными электронами. Заметным различием между ними является то, что все атомные электроны дают вклад в рассеяние рентгеновских лучей, а при магнитном рассеянии нейтронов учитываются только электроны, ответственные за магнитные свойства атома. Магнитное рассеяние нейтронов происходит только от структуры с размерами, сравнимыми с длинами волн нейтронов, поэтому, возможно, распределение магнитного рассеяния около атома не будет изотропным.

Эта аналогия с рассеянием рентгеновских лучей была проверена многочисленными экспериментами. Угловая зависимость амплитуды магнитного рассеяния для ионов  $\text{Mn}^{2+}$  показана на рис. 6.29. Форму этой кривой рассчитали Шулл, Штраузер и Воллан [19] на основе измерений антиферромагнитных отражений от  $\text{MnO}$  при низких температурах. Магнитная амплитуда в формфакторе  $f$  на рис. 6.29 зависит от пространственного распределения магнитных электронов. Формфактор, по определению, возникает в теории магнитного рассеяния нейтронов, развитой Халперном и Джонсоном [20]. Они сумели показать, что для случайно ориентированных парамагнитных ионов дифференциальное парамагнитное сечение определяется как

$$d\sigma_{pm} = -\frac{2}{3} S(S+1) \left( \frac{e^2 \gamma}{mc^2} \right)^2 f^2 d\Omega, \quad (6.71)$$

где  $S$  — квантовое число спина;  $\gamma$  — магнитный момент нейтрона в магнетонах Бора;  $e$  и  $m$  — заряд электрона и его масса

соответственно. Соответствующее значение для сечения парамагнитного рассеяния равно

$$\sigma_{pm} = \frac{8\pi}{3} S(S+1) \left( \frac{e^2 \gamma}{mc^2} \right)^2 \bar{f}^2, \quad (6.72)$$

где  $\bar{f}^2$  — интеграл от формфактора, соответствующий среднему значению  $f^2$ , проинтегрированному по полному телесному углу. Для ферромагнитных веществ, где магнитные моменты атомов

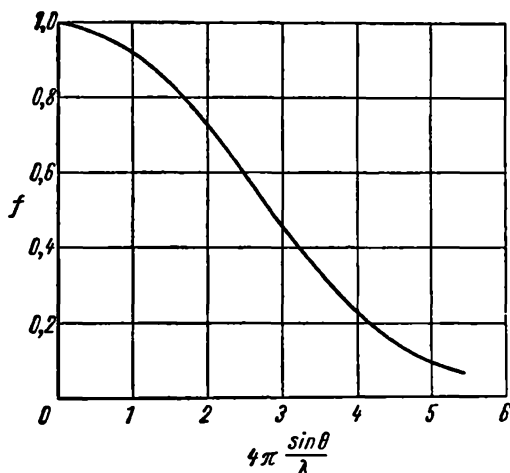


Рис. 6.29. Магнитный формфактор  $f$  для ионов  $Mn^{++}$ .

параллельны или антипараллельны, дифференциальное сечение можно записать в виде

$$d\tau_m = q^2 S^2 \left( \frac{e^2 \gamma}{mc^2} \right)^2 f^2 d\Omega, \quad (6.73)$$

где  $q$  — вектор магнитного взаимодействия,

$$q = \varepsilon (\varepsilon K) - K \quad (6.74)$$

и  $K$  — единичный вектор в направлении магнитного момента атома, а  $\varepsilon$  — единичный вектор, называемый вектором рассеяния. Соотношение между этими векторами показано на рис. 6.30.

Так как в магнитных материалах когерентность может встречаться для волн, рассеянных от атомных магнитных моментов, ориентированных определенным образом, то можно ожидать дифракционные явления. Магнитная дифракция нейтронов была предсказана Халперном и Джонсоном [20], которые определили магнитную амплитуду рассеяния  $D$  как

$$D = \frac{e^2 \gamma}{mc^2} S f. \quad (6.75)$$

Амплитуда  $D$  аналогична ядерной амплитуде рассеяния  $a$ .

Из рис. 6.29, уравнения (6.75) видим, что величина  $f$  является амплитудой рассеяния, умноженной на константы уравнения (6.75). Следовательно, кривая рис. 6.29 показывает зависимость поведения амплитуды магнитного рассеяния от угла рассеяния. Полное дифференциальное сечение рассеяния на один атом определили Халперн и Джонсон. Оно равно

$$F^2 = d\tau_s = a^2 + 2aDq\lambda + q^2D^2, \quad (6.76)$$

где  $\lambda$  — единичный вектор в направлении поляризации нейтрона, как показано на рис. 6.30. Для неполяризованного пучка нейтронов  $q\lambda = 0$  и

$$d\tau_s = a^2 + q^2D^2. \quad (6.77)$$

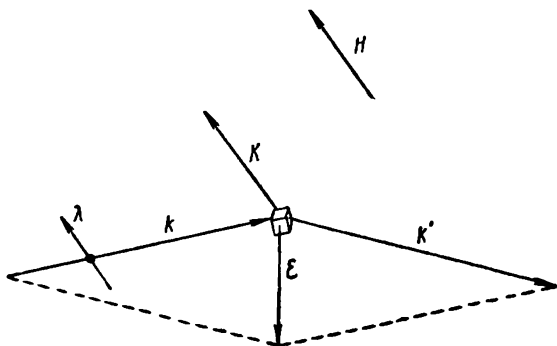


Рис. 6.30. Диаграмма единичных векторов, определяющих дифракцию от намагниченного кристалла:

$K$  — вектор распространения для падающего нейтрона,  $K'$  — вектор распространения для отраженного нейтрона,  $K$  — вектор намагничивания,  $\varepsilon$  — вектор рассеяния,  $\lambda$  — вектор поляризации,  $H$  — магнитное поле.

Из равенства (6.77) следует, что в этом случае интенсивности, а не амплитуды ядерных и магнитных компонент аддитивны. Другие упрощения можно представить следующими случаями для направления намагничивания:

$$d\tau_s = a^2, \quad \varepsilon \parallel K; \quad (6.78)$$

$$d\tau_s = a^2 + D^2, \quad \varepsilon \perp K; \quad (6.79)$$

$$d\tau_s = a^2 + \frac{2}{3}D^2, \quad \text{нет намагничивания.} \quad (6.80)$$

Теперь рассмотрим когерентное рассеяние нейтронов железом. Выделим дифракционную картину от нейтронов на порошке, которую наблюдали Шулл, Воллан и Келлер [21] (рис. 6.31). Величины дифференциального сечения когерентного рассеяния приведены на рис. 6.32 в виде кружков. Главный вклад в диффе-



ренциальное сечение вносит изотропное ядерное рассеяние, изображенное линией 2. Наилучшая аппроксимация данных рассчитанной кривой, использующей магнитный формфактор Штейнберера и Вика [22], показана кривой 1.

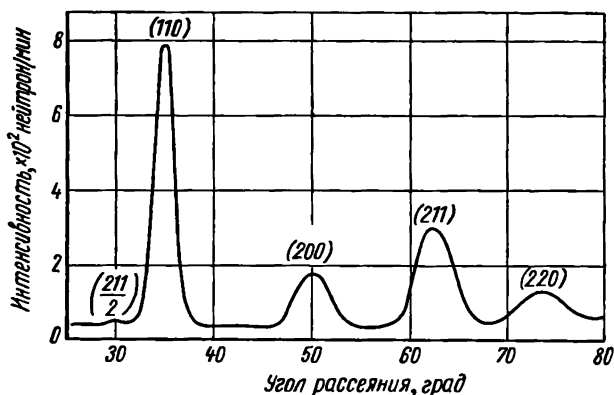


Рис. 6.31. Картина дифракции нейтронов для поликристаллического железа

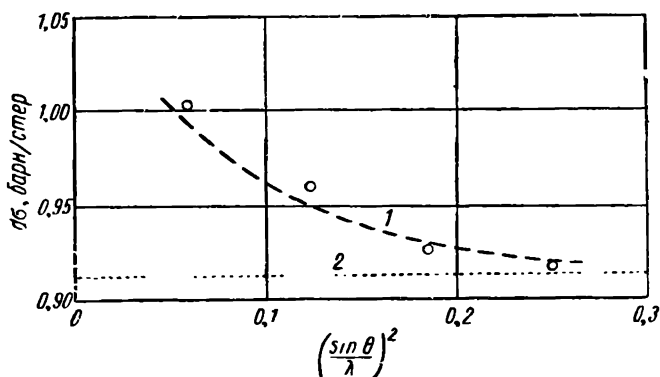


Рис. 6.32. Дифференциальное сечение когерентного рассеяния:

о — дифракционное сечение, зависящее от угла рассеяния согласно данным рис. 6.31; 1 — расчетная кривая для магнитного рассеяния, 2 — изотропное ядерное рассеяние.

Хорошее согласие между экспериментальными данными и теоретической кривой дополнительно подтверждает интерпретацию наблюдений как сумму эффектов магнитного рассеяния от атомов железа и изотропного рассеяния от ядер этих атомов.

Мак Рейнольдс и Райсте [23] подтвердили своими исследованиями эффект дифракции, обусловленный магнитными свойствами рассеивающего материала. Они использовали специаль-

ное экспериментальное устройство (рис. 6.33) для измерения интенсивности нейтронов, дифрагированных от кристалла  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , под углом  $\theta = 16^\circ$ , когда температура кристалла увеличи-

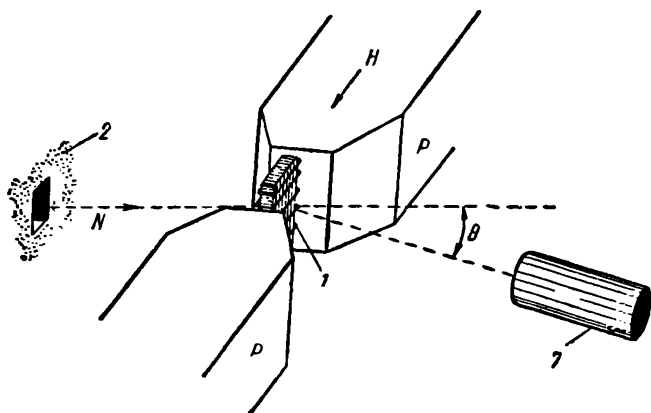


Рис. 6.33. Аппаратура для наблюдения зависимости магнитной дифракции нейтронов кристалла  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  от температуры кристалла (обозначения см. на рис. 6.26).

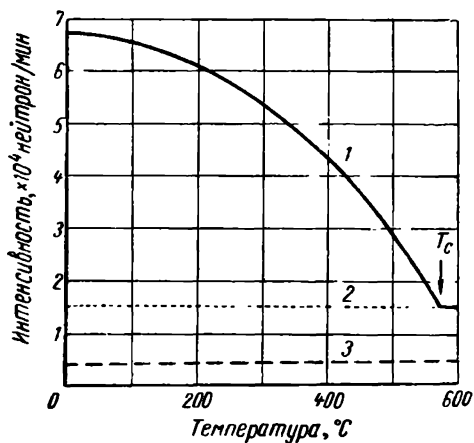


Рис. 6.34. Полная наблюдаемая интенсивность нейтронов (кривая 1) дифрагированных от плоскостей (111) немагнитного кристалла  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  (см. рис. 6.33); то же, кристалл намагничен параллельно вектору рассеяния (кривая 2); кривая 3 — фон.

валась от 0 до  $700^\circ\text{C}$ . Полученные данные приведены на рис. 6.34. Из рис. 6.34 видно большое магнитное рассеяние, сравнимое с ядерным рассеянием. Для кривой 1  $d\sigma_s = a^2 + \frac{2}{3} D^2$

и, следовательно, является суммой магнитного и ядерного рассеяний. Для кривой  $2 \, d\sigma_s = a^2$ ; следовательно, она изображает изотропное ядерное рассеяние. Удивительным результатом с точки зрения теории магнетизма является то, что кривая 1 сливается с кривой 2 при температуре Кюри  $T_c$  и выше для кристалла. Другими словами, магнитное рассеяние резко падает к нулю при температуре Кюри, где в кристалле происходит переход от ферромагнитного к парамагнитному состоянию.

## 6. 15. Отражение нейтронов

Ферми и Цинн [24] обратили внимание на то, что нейтроны должны иметь показатель преломления  $n$  порядка  $10^{-6}$  с  $n-1$  отрицательным или положительным. Когда  $n < 1$ , то полное отражение должно быть при угле, равном нескольким минутам. Ферми и Цинн наблюдали это полное отражение экспериментально. Впоследствии Ферми и Маршалл [3] исследовали полное отражение более



Рис. 6.35. Зеркало, приспособленное для наблюдения полного отражения монохроматических нейтронов. 1 — теплового котла реактора, 2 — кристалл монохроматора, 3 — делитель, 4 — зеркало, 5 — пропорциональный счетчик на наполненный  $\text{BF}_3$ .

детально. Коэффициент преломления может быть рассчитан из выражения

$$n = 1 - \frac{f^2 N a}{2\pi}, \quad (6.81)$$

где  $N$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$  и  $a$  — амплитуда когерентного рассеяния от зеркала. Предельный угол скольжения  $\theta_c$  для полного отражения равен

$$\theta_c = \sqrt{2(1-n)} = \lambda \sqrt{\frac{Na}{\pi}}. \quad (6.82)$$

Ферми и Маршалл использовали монохроматор (рис. 6.35) для наблюдения полного отражения от металлических зеркал, для

Предельный угол полного отражения нейтронов с 1,873 Å

Зеркало	Предельный угол, мин		Зеркало	Предельный угол, мин	
	наблюденный	рассчитанный		наблюденный	рассчитанный
Be	12,0	11,1	Ni	11,5	11,8
C	10,5	8,4	Zn	7,1	6,9
Fe	10,7	10,0	Cu	9,5	9,5

которых  $n$  предполагалось положительным. Полученные данные приведены в табл. 6.6.

Полное отражение происходит только тогда, когда амплитуда рассеяния положительна, поэтому используем это для идентификации знака  $a$ . В действительности и сейчас полное отражение является единственным прямым экспериментальным способом определения этого знака. Другой важной чертой полного отражения является то, что когда  $\theta_c$  и  $\lambda$  известны, то значение  $a$  для зеркала определяется однозначно. Формфактор для когерентного рассеяния равен единице в этом случае и не появляется в уравнении (6.82). Поэтому полное отражение играет важную роль при определении амплитуды когерентного рассеяния. Метод имеет практическую ценность, когда амплитуды трудно определить другими способами. Рассмотрим несколько примеров.

Неопределенности в температурных поправочных факторах и измерении абсолютных интенсивностей дифрагированных пучков ухудшают точность определения сечений когерентного рассеяния дифракционным методом. Использование полного отражения для измерения сечений когерентного рассеяния устраняет эти источники ошибок. В экспериментах по отражению требуется небольшое количество отражающего материала — порядка нескольких миллиграммов. Эти измерения проводят на образцах отдельных изотопов или когда имеется недостаток в исследуемом веществе. Малая глубина проникновения нейтронного пучка в зеркало требует чистоты поверхности материала. Глубина проникновения может быть рассчитана приблизительно как  $\lambda/2\pi\theta_c$ , которая при обычных условиях является глубиной, равной примерно 100 атомам.

Хейндл с сотрудниками [25] исследовали процесс производства зеркал, специально приспособленных для использования их в экспериментах по отражению нейтронов. Для использования малых количеств отражающего вещества применяли метод испарения для нанесения образца на твердую подложку. Ванадий использовали в качестве материала подложки, так как он имеет очень низкое сечение когерентного рассеяния, равное  $0,028 \pm 0,005$  барн. Следовательно, нанесенный образец с положительной амплитудой рассеяния  $a$  будет производить только

одно отражение — на границе раздела воздух — образец. Никаких усложняющих отражений на поверхности раздела образец — ванадий не происходит. Поверхность ванадиевой пластинки плоская, она очищена и тщательно отшлифована. Это обеспечивало получение гладкого зеркала, которое давало хорошее отражение нейтронов.

Измерения проводили под углом полного отражения от нескольких зеркал, полученных методом испарения и расположенных, как указано на рис. 6.36. Нейтроны проходили через защиту реактора и фильтр из бериллия и фильтр из бериллия и окиси бериллия



Рис. 6.36. Измерение критического угла отражения нейтрона от специально приготовленных зеркал:

1 — бериллиевый фильтр, 2 — защита реактора, 3 — щели, 4 — зеркало, 5 — пропорциональный счетчик, наполненный  $\text{BF}_3$ .

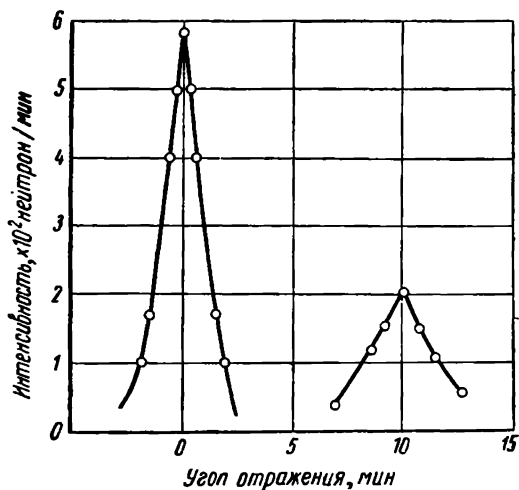


Рис. 6.37. Профили прямого и отраженного пучков от  $\text{Te}^{130}$ , осажденного на отполированную ванадиевую подложку.

толщиной 25 см. Фильтр задерживал все нейтроны с длинами волн менее 468 Å с резкой границей обрезания со стороны корот-

ких длин волн. Фильтр имел преимущество перед монохроматором в отношении получения относительно высоких интенсивностей. Отфильтрованный пучок коллимирован щелями с отверстиями не более 0,2 мм, расположенными перед реактором и зеркалом. Расположенная перед детектором щель могла двигаться с помощью микрометрического винта под прямым углом к оси пучка. Она служила сканирующей щелью. На рис. 6.37 показаны профили прямого и отраженного пучков от  $\text{Te}^{130}$ , отложенного на ванадии. Заметно значительное увеличение в полуширине на половине максимума отражения. Однако отражение от медного зеркала, нанесенного на стекло, имеет пренебрежимо малое возрастание полуширины. Таким образом, качество отражения зависит от чистоты обработки зеркала.

Метод, с помощью которого было определено положение  $\theta_c$ , показан на рис. 6.38. Кружками обозначены скорости счета нейтронов, когда угол  $\theta$  увеличивался от нуля со сканирующими щелями, одновременно двигавшимися так, что они были всегда под углом  $2\theta$  относительно направления пучка. Интенсивность отраженных нейтронов сначала увеличивается линейно с  $\theta$ . Когда достигается  $\theta_c$ , интенсивность начинает резко падать и понижается до нуля. Пересечение двух экстраполированных кривых дает значение  $\theta_c$  для нейтронной длины волны  $4,4 \text{ \AA}$  — граничной длины волны фильтра.

Используя описанный метод, Хейндл с сотрудниками получили сечения когерентного рассеяния для теллура и меди, приведенные в табл. 6.7. Значения для меди и теллура почти точно согласуются с лучшими величинами, полученными из дифракционных измерений.

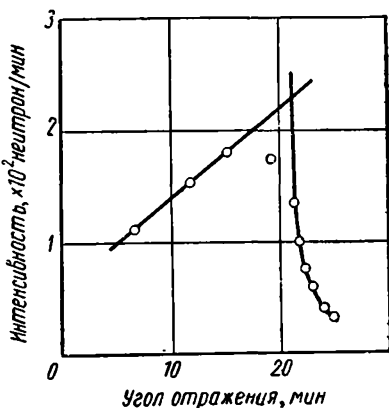


Рис. 6.38. Определение положения  $\theta_c$ .

Таблица 6.7

Значения  $\sigma_{\text{ког}}$ , полученные с помощью полного отражения от зеркала

Отражающий материал	$\theta_c$ , мин	$\sigma_{\text{ког}}$ , барн	Отражающий материал	$\theta_c$ , мин	$\sigma_{\text{ког}}$ , барн
Cu	21,2	$7,4 \pm 0,211$	$\text{Te}^{130}$	11,1	$4,1 \pm 0,4$
Te	11,0	$4,0 \pm 0,311$	$\text{Te}^{123}$	11,3	$4,2 \pm 0,5$

Хорошее согласие результатов позволяет получить аналогичные данные как с помощью метода отражения, так и с помощью дифракции. Метод отражения можно использовать с такими образцами, где не может быть использован дифракционный метод.

## 6. 16. Поляризация нейтронов

Блох [26] впервые предположил, что нейтроны могут быть поляризованы при прохождении через намагниченное железо. Он пришел к выводу, что сечение когерентного рассеяния на ядро для намагниченного до насыщения железа можно записать как

$$\sigma = \sigma_0 \pm \sigma_p, \quad (6.83)$$

где  $\sigma_0$  — сечение для полностью размагниченного железа и  $\sigma_p$  — сечение поляризации. Сечение поляризации является результатом интерференции нейтронной волны, рассеянной магнитным полем атомов железа, с волной, рассеянной ядром. Эта поляризация не является свойством, подобным наблюдаемому для электромагнитного излучения. Она скорее относится к спину нейтрона, связанному с его магнитным моментом. Пучок нейтронов, имеющий все спины ориентированными в одном направлении, считается полностью поляризованным. При частичной поляризации степень поляризации  $P$  будет равна

$$P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}, \quad (6.84)$$

где  $n_+$  — число нейтронов со спинами в положительном направлении;  $n_-$  — меньшее число со спинами в отрицательном направлении.

Первоначальные попытки исследования поляризации нейтронов имели только качественный успех, так как в отсутствие полного и однородного намагничивания железа возникают деполаризующие эффекты, происходящие от неоднородности магнитного поля.

Метод изучения поляризации нейтронов, предложенный Блохом, включает однократный эффект прохождения  $\eta_1$  в намагниченном железе, который можно записать как

$$\eta_1 = \frac{I}{I_0} - 1, \quad (6.85)$$

где  $I$  и  $I_0$  — интенсивность нейтронов, выходящих из намагниченного и ненамагниченного блоков железа соответственно. Следовательно, интенсивность нейтронов, падающих на железный блок, равна  $I_0 e^{-N_0 \sigma_t d}$ , где  $N$  — число рассеивающих центров в единице объема железа,  $\sigma_t$  — полное сечение для ненамагниченного железа и  $d$  — толщина блока. Один из недостатков использования намагниченного железа для получения поляризо-

ванных нейтронов — значительное уменьшение интенсивности нейтронов в процессе поляризации. Поляризация  $P$  может быть дана для полностью насыщенного железа с помощью выражения

$$P = 1 - \overline{(\eta_1 + 1)^2}. \quad (6.86)$$

Уравнение (6.86) было получено Стэнфордом с сотрудниками [27], и его график показан на рис. 6.39. Значение  $\sigma_p$  можно вывести из соотношения

$$\eta_1 = \operatorname{ch} (V \sigma_p d) - 1, \quad (6.87)$$

которое для  $N \sigma_p d \ll 1$  приближенно можно записать как

$$\eta_1 = \frac{1}{2} N \sigma_p^2 d^2. \quad (6.88)$$

Если железо не полностью насыщено, то уравнение (6.88) становится

$$\eta_1 = \frac{1}{2} N \sigma_p^2 d^2 f(q/\varepsilon d) \quad (6.89)$$

$$с f(x) = 2x^2 \left( e^{-1/x} - \frac{1}{x} + 1 \right)$$

$$и \varepsilon = \frac{M_\infty - M}{M},$$

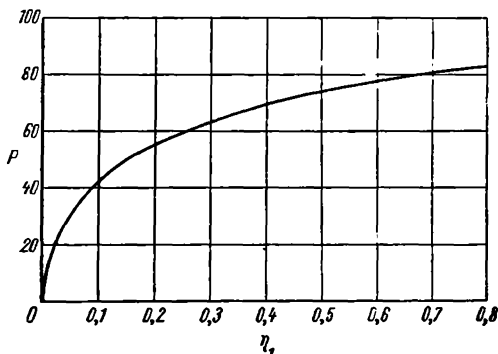


Рис. 6.39. Зависимость поляризации от эффекта пропускания  $\eta_1$  при полном насыщении.

где  $M_\infty$  — намагниченность при насыщении и  $M$  — действительная намагниченность. Параметр  $q$  связан с размером микрористаллов в железе, как описано Флиманом, Никodemусом и Штаубом [28], которые обозначили эту величину через  $\lambda$ . Стэнфорд с сотрудниками [27] измерили сечение поляризации  $\sigma_p$  для железа методом пропускания для нескольких длин волн.

В большинстве случаев энергии нейтронов были выделены с помощью кварцевого кристаллического монохроматора. Четыре измерения получили при помощи монокристалла намагниченного магнетита для анализа пучка, выходящего из железного поляризатора. При этом магнетитовый кристалл действовал как монохроматор. Полученные данные приведены на рис. 6.40. Кривые 1 и 2 характеризуют результаты теоретических расчетов  $\sigma_p$ .

Кривая 1 рассчитана в предположении, что волновая функция  $3d$ -оболочки, определяющая магнитные свойства атомов железа, равна нулю на расстоянии, равном радиусу атома. Кривая 2 получена в предположении, что производная волновой функции равна нулю на этом же расстоянии. Результаты наблюдений, показанные в виде нанесенных на графике точек, слишком разбросаны, чтобы можно было сделать различия меж-



ду этими двумя возможностями. Однако все точки достаточно хорошо следуют общей тенденции кривых, так что отклонения могут быть обусловлены дефектами в железном поляризаторе.

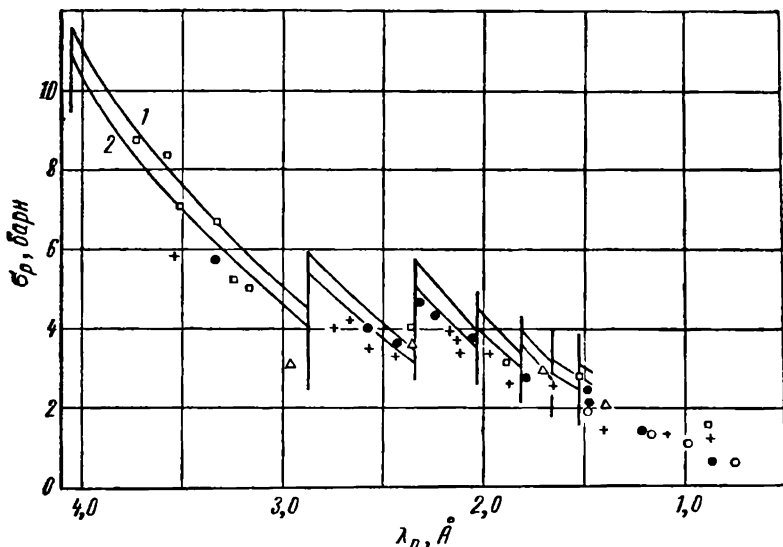


Рис. 6.40. Зависимость сечения поляризации в намагниченном железе от длины волны. Кривые рассчитаны из теории, использующей значения  $\delta_{\text{кор}} = 11,4$  барн для железа:

- 1 — в предположении, что волновая функция третьей оболочки равна нулю,  
2 — в предположении, что производная этой функции равна нулю на расстоянии, равном радиусу атома.

На практике расчеты теоретических кривых предполагают случайное распределение микрокристаллов в железе. Это условие не полностью выполнялось в реальном блоке железа.

## 6. 17. Поляризация нейтронов при отражении

Юз и Берджи [29] исследовали предположение Блоха [26] о том, что показатель преломления намагниченного железа должен иметь два значения. Это следует из того, что амплитуду полного рассеяния  $a_t$  можно представить как  $a_t = a \pm D$ . Значение амплитуды магнитного рассеяния прибавляется или вычитается в соответствии с ориентацией магнитного момента нейтрона относительно намагниченности микроскопических магнитных доменов в железе. Для намагниченности в направлении падения нейтронов показатель преломления можно записать для направления вперед как

$$n^2 - 1 = \frac{\lambda^2 Na}{\pi} \pm \frac{\nu B}{E_n}, \quad (6.90)$$

Здесь  $\mu$  — магнитный момент нейтрона,  $B$  — магнитная индукция ( $B = H + 4\pi M$ ), где  $M$  — интенсивность намагничивания. Соответствующее общее выражение для критического угла при полном отражении имеет вид

$$\theta_c = \sqrt{\frac{\lambda^2 N a}{\pi} \cdot \frac{\nu (N + 4\pi C M)}{E_n}} f(\varphi), \quad (6.91)$$

где  $C$  — постоянная, введенная Блохом [26], которая была бы нулем для диполь-дипольного взаимодействия нейтрон — электрон, которое он предположил<sup>1</sup>. Функция  $f(\varphi)$  выражает зависи-

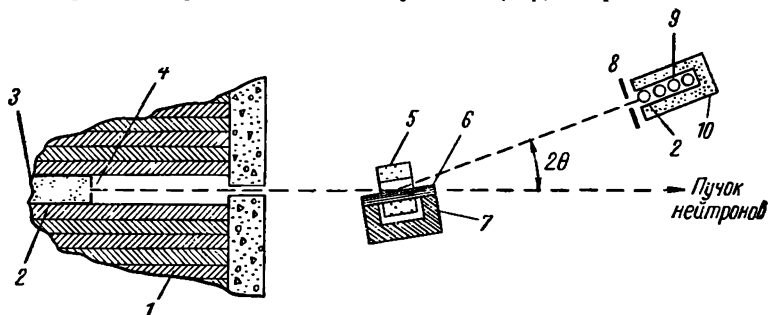


Рис. 6.41. Аппаратура для исследования отражения нейтронов от намагниченных железных зеркал:

1 — тепловая колонна реактора, 2 — кадмиевая защита, 3 — бериллиевый фильтр, 4 — щель для определения нейтронного пучка, 5 — магнитная катушка, 6 — намагниченное зеркало, 7 — магнитное ярмо, 8 — сканирующая щель, 9 — BF<sub>3</sub> пропорциональные счетчики, 10 — парафин.

мость  $\theta_c$  от  $\varphi$  — угла между направлением движения нейтрона и магнитным полем. Для  $\varphi = 0$  — экспериментальное условие, которое может быть обеспечено, —  $f(\varphi) = 0$ . Для электрон-нейтронного взаимодействия дираковского типа, обсуждаемого Экштейном [30], постоянная Блоха  $C$  имела бы значение, равное единице. Если  $C = 0$ , то из уравнения (6.91) можно получить только одно значение  $\theta_c$ . Магнитный член исчезает, потому что  $H$  — магнитное поле — мало по сравнению с  $B$ .

Юз и Берджи [29] провели эксперимент специально различить эти две возможности. Намагниченное зеркало они поместили перед выходом пучка из тепловой колонны реактора, как показано на рис. 6.41. Вылетающие нейтроны проходили через фильтр из окиси бериллия внутри тепловой колонны для исключения из пучка всех длин волн, меньших 4,4 Å. Результаты изменения интенсивности отраженного пучка от  $\theta$  приведены на рис. 6.42. Из этих измерений может быть рассчитана величина  $C = 0,9$ . Результаты также подтверждают, что величина насыщения

<sup>1</sup> Мигдал показал [34], что работа Блоха [26] является ошибочной. — Прим. ред.

магнитной индукции, а не значение напряженности магнитного поля определяет коэффициент преломления нейтронов в намагниченном железе. Два критических угла для полного отражения являются также независимыми от направления намагничивания. Три точки на рис. 6.42, отмеченные крестами, были получены при  $\varphi=90^\circ$ , однако они лежат на той же кривой, на которой лежат другие точки, полученные при  $\varphi=0^\circ$ . Из рис. 6.42 следует, что критические углы для полного отражения различаются для

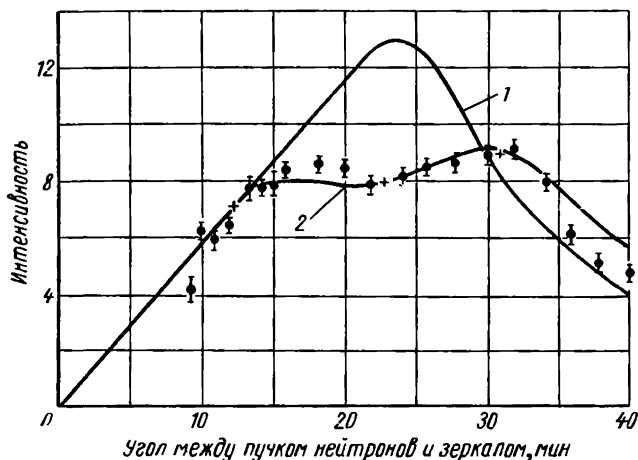


Рис. 6.42. Зависимость интенсивности от угла между зеркалом и направлением пучка нейтронов, отраженных от намагниченного железного зеркала:

1 —  $C=0$ , 2 —  $C=1$ , + — наблюдения при  $\varphi=90^\circ$ , ● — при  $\varphi=0^\circ$ .

двух спиновых состояний нейтрона. Это различие сразу предполагает, что нейтроны в этих состояниях могут быть разделены, а следовательно, поляризованы, при отражении от намагниченного зеркала.

Хамермеш [31] обратил внимание на то, что поляризация с помощью этого процесса трудно выполнима на железе, так как в железе амплитуда когерентного рассеяния значительно меньше, чем магнитная амплитуда, и коэффициент преломления меньше единицы для обоих спиновых состояний. Поэтому оба спина могут быть полностью отраженными. Критический угол пропорционален длине волны, поэтому будут перекрыты два спиновых состояния, если не используются монохроматические нейтроны.

Попытка выделить узкую полосу нейтронных энергий уменьшила бы интенсивности до таких размеров, что делала бы этот процесс невыгодным в качестве источника поляризованных нейтронов. Для намагниченного зеркала из кобальта процесс про-

исходил бы совершенно иначе. Если кобальтовое зеркало намагничено в направлении распространения нейтронов, то получается точная аналогия с призмой Николя для света. Когерентное сечение для кобальта равно  $1,06 \pm 0,06$  барн, около 0,1 когерентного сечения для железа. С другой стороны, амплитуда магнитного рассеяния для кобальта около  $4 \cdot 10^{-13}$  см, что сравнимо с ее примерным значением  $6 \cdot 10^{-13}$  см для железа. Для кобальта магнитная амплитуда значительно больше, чем ядерная. Следовательно, показатели преломления для двух спиновых состояний нейтрона будут лежать по разные стороны от единицы для всех длин волн. Поэтому только одно спиновое состояние может быть полностью отражено и должен был бы образоваться



Рис. 6 43. Аппаратура для получения полной поляризации нейтронов с помощью отражения от намагниченного кобальтового зеркала:

1 — тепловая колонна реактора, 2 — магнитные катушки, 3 — магнит-поляризатор, 4 — кобальтовые зеркала, 5 — постоянные магниты, 6 — магнитная защита, 7 — пропорциональные счетчики, наполненные  $\text{BF}_3$ , 8 — магнит-анализатор.

полностью поляризованный отраженный пучок независимо от длины волны.

Юз и Берджи [29] исследовали поляризацию, полученную с помощью намагниченного кобальтового зеркала, используя в качестве анализатора второе намагнищенное кобальтовое зеркало. Для образования зеркал кобальт наносили электролитическим способом на медь. Зеркала вмонтированы в ярмо электромагнитов, как показано на рис. 6.43. Использование анализирующего зеркала было основано на том, что со вторым зеркалом, намагниченным в том же направлении, что и первое, не было бы потери интенсивности полностью поляризованного пучка, падающего на второе зеркало. Если намагниченность второго зеркала изменить на обратную, то отражения от него не было бы. Для того чтобы получить амплитуду магнитного рассеяния, большую, чем ядерная амплитуда рассеяния, магнитная индукция зеркала должна быть больше 82% насыщения. Такую степень насыщения в кобальте получить трудно. Вторая

трудность возникла, когда в первых опытах не обнаружили никакого изменения интенсивности при перемене магнитного поля анализатора. Неудачу можно объяснить переориентацией и частичной деполяризацией поляризованного пучка до того, как он достигал анализатора. Для успеха опыта поле необходимо переменить за время, значительно меньшее времени ларморовской прецессии нейтрона. Угловая скорость ларморовской прецессии равна  $\omega = 4\pi H/\hbar$ , где  $\hbar$  — постоянная Планка. При тепловых энергиях нейтроны проходят расстояние  $80/H$  см за одну ларморовскую прецессию, где  $H$  — магнитное поле в гауссах. Следовательно, поле между магнитами должно быть уменьшено до пренебрежимо малой величины в некоторой точке этой области и затем поле должно быть изменено в пространстве, равном нескольким миллиметрам. Для удовлетворения этого условия необходимы дополнительная концентрическая железная защита вокруг нейтронного пучка и введение двух малых постоянных магнитов. Это усовершенствование позволило наблюдать поляризацию. Нашли, что лучше детектировать поляризацию введением пластинки немагнитного железа в нейтронный пучок между зеркалами, когда оба зеркала намагничены в одном направлении. Железная пластинка служила деполяризатором.

Этот деполяризационный эффект показал, что при высоких магнитных полях и при больших длинах волн, достигается приблизительно 100%-ная поляризация. Поэтому метод отражения имеет два преимущества перед методом пропускания для получения поляризованных нейтронов. Во-первых, нет потери интенсивности из-за поглощения при отражении, во-вторых, можно поляризовать нейтроны с большими длинами волн с помощью отражения.

Поляризация нейтронов с большими длинами волн невозможна методом пропускания потому, что железо почти прозрачно для нейтронов с длинами волн, большими  $4,04 \text{ \AA}$ .

### Задачи

1. Рассчитать максимальную величину энергии, которую может потерять нейтрон с энергией  $E_n$  при столкновении с атомом алюминия, бериллия, золота и висмута.

2. Рассчитать среднее значение косинуса угла, под которым рассеивается нейтрон атомами углерода и золота.

3. Рассчитать значение  $\lambda_{tr}$  для тепловых нейтронов в золоте, если для золота  $\sigma_s = 9 \text{ барн}$ .

4. В висмуте для тепловых нейтронов  $\sigma_a = 0,032 \text{ барн}$  и  $\sigma_s = 9,4 \text{ барн}$ . Рассчитать диффузионную длину.

5. Измеренное значение  $\sigma_{\text{кор}}$  для вещества равно  $10 \text{ барн}$ . Рассчитать амплитуду рассеяния в сантиметрах.

6. Предельный угол скольжения при полном отражении нейтронов от бериллиевого зеркала равен  $20,0'$ . Рассчитать длину волны нейтронов.

7. Получить формулу для предельного угла скольжения при полном отражении нейтронов.

8. Измерения нейтронного потока при увеличении расстояния от постоянного точечного источника нейтронов дали следующие данные ( $A$  — значение теплового потока, а  $r$  — расстояние от источника):

$A$	$r, \text{ см}$	$A$	$r, \text{ см}$
200	10	80	45
160	25	40	63
120	35	20	80
		10	100

Рассчитать значение возраста нейтронов  $\tau_0$ .

9. Точечный источник тепловых нейтронов в центре большого бака воды производит  $4 \cdot 10^8$  нейтрон/сек. Рассчитать поток нейтронов на расстоянии 20 см от этого источника. Сделать тот же расчет для тяжелой воды.

10. Если  $Q$  тепловых нейтронов в 1 сек производится в каждом кубическом сантиметре бесконечной диффузионной среды, то рассчитать поток тепловых нейтронов в любой точке среды.

11. Тепловые нейтроны диффундируют из бесконечного плоского источника, испускающего  $Q$  нейтрон/см<sup>2</sup> · сек в бак с тяжелой водой. Рассчитать плотность нейтронов на расстоянии 30 см от источника. Сделать тот же расчет для металлического бериллия, заменяющего тяжелую воду.

12. Рассчитать скорость отдачи ядра в мишени, когда нейтрон с энергией 3 Мэв сталкивается с протоном, который отскакивает под углом 15° к направлению падающего нейтрона. Повторить расчет с ядром кислорода в качестве мишени для нейтрона.

13. Измерения интенсивности нейтронных резонансов на индии при различных расстояниях от источника быстрых нейтронов дали следующие значения:

Интенсивность нейтронов	Расстояние, см	Интенсивность нейтронов	Расстояние, см
454	5	140	20
358	10	73	25
243	15	29	30
		11	35

Рассчитать  $\tau$  до резонансной энергии в индии.

14. Интенсивность нейтронных резонансов на индии от быстрого нейтронного источника измерили при различных расстояниях от источника в бериллиевом замедлителе. Пслучены следующие данные:

Интенсивность нейтронов	Расстояние от источника, см
29 000	10
8 250	20
1 330	30
240	40
41	50
10	60

Нанести на график данные в полулогарифмическом масштабе, используя интенсивность нейтронов, умноженную на квадрат расстояния от источника,

в качестве ординат вдоль логарифмической шкалы и расстояния от источника в качестве абсциссы в линейной шкале. Объяснить форму кривой между 30 и 60 см.

## Литература

1. Mitchell D. P., Powers P. N. Phys. Rev., 50, 486 (1936).
2. Wollan E. O., Shull C. G., Marney M. C. Phys. Rev., 73, 527 (1948).
3. Fermi E., Marshall L. Phys. Rev., 71, 666 (1947).
4. Fermi E., Sturm W. J., Sachs R. G. Phys. Rev., 71, 589 (1947).
5. Blatt J. M., Weisskopf V. F. Theoretical Nuclear Physics. Wiley 1952, p. 423.
6. Koehler W. C., Wollan E. O., Shull C. G. Phys. Rev., 79, 395 (1950).
7. Halpern O., Johnson M. H. Phys. Rev., 55, 898 (1939).
8. Meyerhof W. E., Nicodemus D. B. Phys. Rev., 82, 5 (1951).
9. Bacon G. E. Neutron Diffraction. Oxford 1955.
10. Waller I. Z. Phys., 51, 213 (1928).
11. Shull C. G., Wollan E. O. Science, 108, 69 (1948).
12. Wollan E. O., Shull C. G. Phys. Rev., 73, 830 (1948).
13. Fankuchen I. Nature, 139, 193 (1937).
14. Hastings J. M., Corliss L. M. Phys. Rev., 104, 328 (1956).
15. Shull C. G., Wollan E. O. Phys. Rev., 81, 527 (1951).
16. Alcock N. Z., Hurst D. G. Phys. Rev., 75, 1609 (1949).
17. Alcock N. Z., Hurst D. G. Phys. Rev., 83, 1100 (1951).
18. Henshaw D. G., Hurst D. G., Pope N. K. Phys. Rev., 92, 1229 (1953).
19. Shull C. G., Strauser W. A., Wollan E. O. Phys. Rev., 83, 333 (1951).
20. Halpern O., Johnson M. H. Phys. Rev., 55, 898 (1939).
21. Shull C. G., Wollan E. O., Koehler W. C. Phys. Rev., 84, 912 (1951).
22. Steinberger J., Wick G. C. Phys. Rev., 76, 994 (1949).
23. McReynolds A. W., Riste T. Phys. Rev., 95, 1161 (1954).
24. Fermi E., Zinn W. H. Phys. Rev., 70, 103 (1946).
25. Heindl C. J. et al. Rev. Sci. Inst., 27, 620 (1956).
26. Bloch F. Phys. Rev., 50, 259 (1936); 51, 994 (1937).
27. Stanford C. P. et al. Phys. Rev., 94, 374 (1954).
28. Fleeman J., Nicodemus D. B., Staub H. H. Phys. Rev., 76, 1774 (1949).
29. Hughes D. J., Burgy M. T. Phys. Rev., 81, 498 (1951).
30. Ekstein H. Phys. Rev., 76, 1328 (1949).
31. Hamermesh M. Phys. Rev., 75, 1766 (1949).
32. Турчин В. Ф. Медленные нейтроны. М., Госатомиздат, 1963.
33. Мингдал А. Б. «Докл. АН СССР», 20, 555 (1938).

## КАЛИБРОВКА И СТАНДАРТЫ

Некоторые измерения, проводимые с нейтронами, например определение интенсивностей нейтронных источников, потока и сечений, в конечном счете должны быть отнесены к абсолютным стандартным значениям. Большинство этих измерений непосредственно или косвенно сравниваются со стандартами. Относительные величины можно измерить быстрее и точнее, чем абсолютные значения. Это значительно экономит время и силы. При изготовлении стандартов можно выбрать образцы, которые удобны для практического использования. Некоторые методы, с помощью которых проводят абсолютные измерения, будут описаны в дальнейшем.

### **7. 1. Метод абсолютного измерения интенсивности источника с помощью раствора борной кислоты**

Описываемый здесь метод применим к малым компактным нейтронным источникам, из которых препараты  $Ra-Be$  ( $\alpha, n$ ), содержащие от 0,5 до 1 г радия, могут быть рассмотрены как примеры. Такие источники испускают примерно от 0,5 до  $1 \times 10^7$  нейтрон/сек. Не являясь достаточно сильными для большинства нейтронных исследований, эти источники полезны для калибровки аппаратуры, когда измерения должны быть основаны на абсолютных интенсивностях нейтронов. Стандартные источники можно также использовать для получения стандартов нейтронных потоков.

Для измерения калиброванный источник помещают в центр бака, содержащего раствор борной кислоты известной концентрации. Объем раствора достаточен для замедления и поглощения всех нейтронов, испускаемых источником, за исключением пренебрежимо малой части. Скорость испускания нейтронов из источника равна скорости их поглощения в растворе. Если зависимость скорости поглощения от расстояния до источника можно определить детектором, состоящим из бора, то измере-



ние стало бы очень простым. В этом случае нет необходимости знать энергии и сечения, при которых поглощаются нейтроны. Однако такой идеальный эксперимент невозможно выполнить.

Уокер [1] описал метод использования раствора борной кислоты для абсолютных измерений интенсивности источников, который приближается к идеальному эксперименту. Предположение, лежащее в основе этого метода, заключается в том, что большинство нейтронов от источника, помещенного в центре раствора борной кислоты, будет замедлено и поглощено при энергиях ниже границы поглощения кадмия. Тогда будет требоваться только малая поправка на нейтроны, поглощенные при более высоких энергиях. Число нейтронов тепловых энергий, поглощаемых в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ сек}$  на расстоянии  $r$  от источника, может быть рассчитано по формуле

$$nv(M_B \sigma_B + M_H \sigma_H), \quad (7.1)$$

где  $nv$  — тепловой поток на расстоянии  $r$  от источника;  $M_B$ ,  $M_H$  — число молей в  $1 \text{ см}^3$  для бора и водорода в растворе соответственно;  $\sigma_B$ ,  $\sigma_H$  — сечения поглощения тепловых нейтронов на  $1 \text{ моль}$  для бора и водорода соответственно.

Обозначим часть нейтронов, поглощенных при энергиях выше кадмиевой границы, через  $k$ , тогда, если число нейтронов, поглощенных при тепловых энергиях, равно  $n$ , то число нейтронов, поглощенных выше кадмиевой границы, равно  $kn$ . Силу источника  $Q$  можно записать в виде уравнения

$$Q = 4\pi \int_0^{\infty} nv(M_B \sigma_B + M_H \sigma_H) (1 + k) r^2 dr, \quad (7.2)$$

представляющего собой интеграл скорости поглощения по объему сферы, окружающей источник. После преобразования уравнение (7.2) принимает вид

$$Q = 4\pi \left( M_B + M_H \frac{\sigma_H}{\sigma_B} \right) \int_0^{\infty} nv \sigma_B (1 + k) r^2 dr. \quad (7.3)$$

Величина  $nv\sigma_B$  под интегралом является скоростью поглощения тепловых нейтронов в  $1 \text{ см}^3$  на  $1 \text{ моль}$  бора на расстоянии  $r$  от источника. Значение  $nv\sigma_B$  определяют по потоку  $(nv)_B$ , производимому внутри счетчика с помощью вспомогательного нейтронного источника, вмонтированного в замедляющую среду независимо и отдельно от главного устройства эксперимента. Сначала помещают счетчик, содержащий известное количество  $BF_3$ , в поток  $(nv)_B$  для определения из скорости счета числа распадов в  $1 \text{ сек}$  на  $1 \text{ моль}$  бора  $I_B$  в этом потоке. Тогда

$$I_B = (nv)_B \sigma_B. \quad (7.4)$$

Соотношение между  $nv$  и  $(nv)_B$  можно теперь определить с помощью детектора, подчиняющегося закону  $1/v$ , из фольги, достаточно тонкой, чтобы пренебрежимо мало изменить плотность нейтронов. Если  $A_{th}$  — активность насыщения, произведенная в фольге медленными нейтронами на расстоянии  $r$  от источника в растворе борной кислоты;  $A_B$  — соответствующая активность насыщения, произведенная в фольге при помещении ее на место счетчика, наполненного  $BF_3$ , в потоке  $(nv)_B$ , то

$$\frac{nv}{(nv)_B} = \frac{A_{th}}{A_B}, \quad (7.5)$$

откуда из комбинации с уравнением (7.4) имеем

$$nv\sigma_B = A_{th} \frac{I_B}{A_B}. \quad (7.6)$$

Введем это значение  $nv\sigma_B$  в уравнение (7.3) и получим

$$Q = \left( M_B + M_H \frac{\sigma_H}{\sigma_B} \right) \frac{I_B}{A_B} \cdot 4\pi \int_0^\infty A_{th} (1 + k) r^2 dr. \quad (7.7)$$

Для калибровки необходимо знать  $M_B$ ,  $M_H$  и отношения  $\sigma_H/\sigma_B$ , следует также определить отношение  $I_B/A_B$  и измерить как функцию  $r$  активность насыщения детектора из фольги  $A_{th}$ , вызванную тепловыми нейтронами. Выделить  $\sigma_H/\sigma_B$  как одну из констант уравнения (7.7) относительно легко по сравнению с определением абсолютных значений. Отношения можно рассчитать из данных по относительным значениям сечений, приведенным в литературе. Если раньше значения сечений были известны не очень точно, то теперь существуют таблицы, в которых приведены достаточно точные сечения для большинства калибровок [17]. Применяя вышенаписанные уравнения для описания процессов калибровки, предполагали, что все сечения, включая сечение активации детектирующей фольги, следуют закону  $1/v$  при энергиях ниже кадмиевой границы.

Большая часть интеграла активации фольги

$$4\pi \int_0^\infty A_{th} r^2 dr$$

была получена с помощью механического интегратора, который состоял из механического устройства для движения фольги от положения  $r=r_1$  до  $r=r_2$  таким образом, чтобы активация, приобретаемая фольгой в этом интервале, была пропорциональна интегралу

$$4\pi \int_{r_1}^{r_2} A_{th} r^2 dr.$$

Конструкция интегратора основана на движении фольг, которое должно учитывать распад ее активности и геометрический интеграл. Это требование можно удовлетворить с помощью следующего расчета конструкции. Если  $A_{th}(r)$  — активация насыщения фольги, произведенная медленными нейтронами на расстоянии  $r$ , и  $A_i$  — начальная скорость счета фольги, соответствующая времени  $t_2$ , когда фольга достигла  $r_2$ , то необходимо, чтобы

$$A_i = K \cdot 4\pi \int_{r_1}^{r_2} A_{th}(r) r^2 dr. \quad (7.8)$$

Для определения постоянной  $K$  заметим, что

$$dA_i = 4\pi K A_{th}(r) r^2 dr. \quad (7.9)$$

Это бесконечно малое приращение активации можно выразить как

$$dA_i = A_{th}(r) \lambda e^{-\lambda(t_2-t)} dt, \quad (7.10)$$

где  $\lambda$  — постоянная распада активности, наведенной в фольге. Уравнение (7.10) выражает бесконечно малое приращение активности, наведенной облучением за момент времени  $dt$  на расстоянии  $r$  в согласии с теорией радиоактивных превращений.

Приравнявая уравнение (7.9) к уравнению (7.10), имеем

$$4\pi K r^2 dr = \lambda e^{-\lambda(t_2-t)} dt,$$

что после интегрирования дает

$$\frac{4}{3} \pi K r^3 = e^{-\lambda(t_2-t)} + C. \quad (7.11)$$

Используя граничные условия для оценки постоянной интегрирования  $C$ , когда

$$r = r_2, \quad t = t_2, \quad C = \frac{4}{3} \pi K r_2^3 - 1,$$

и

$$r = r_1, \quad t = t_1, \quad C = \frac{4}{3} \pi K r_1^3 - e^{-\lambda T},$$

где  $T = t_2 - t_1$ , получаем

$$K = \frac{3(1 - e^{-\lambda T})}{4\pi(r_2^3 - r_1^3)}. \quad (7.12)$$

Вводя значение  $C = \frac{4}{3} \pi K r_1^3 - e^{-\lambda T}$  в уравнение (7.11), получаем

$$\frac{4}{3} \pi K (r^3 - r_1^3) = e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda T} = e^{-\lambda t_2} (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_1}),$$

откуда

$$r^3 - r_1^3 = \frac{3}{4\pi} \frac{4\pi}{3} \frac{r_2^3 - r_1^3}{1 - e^{-\lambda T}} e^{-\lambda t_2} (e^{\lambda t} - e^{\lambda t_1})$$

или

$$r^3 = r_1^3 + r_1^3 \frac{\frac{r_2^3}{r_1^3} - 1}{e^{\lambda t_2} - e^{\lambda t_1}} (e^{\lambda t} - e^{\lambda t_1}).$$

В результате получаем

$$r = r_1 \left[ 1 + \left( \frac{r_2^3}{r_1^3} - 1 \right) \frac{e^{\lambda(t-t_1)} - 1}{e^{\lambda T} - 1} \right]^{1/3}. \quad (7.13)$$

Уравнение (7.13) определяет значение  $r$  в любой момент времени через измеримые постоянные  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $t_1$ ,  $t_2$  и  $\lambda$ .

Существенным элементом интегратора является эксцентрик, вращающийся с равномерной скоростью и имеющий форму, которая будет давать соотношение между  $r$  и  $t$ , определенное уравнением (7.13). Величина  $\lambda$  будет контролировать выбор  $T = t_2 - t_1$ . Обычно  $T$  приблизительно равно двум периодам полураспада активности фольги. Значение  $r_1$  определим по наиболее близкому приближению к источнику, а  $r_2$  соответствует расстоянию, где плотность нейтронов становится малой частью средней плотности нейтронов в поглощающем объеме.

На рис. 7.1 приведена диаграмма принципиальных особенностей интегратора. Эксцентрик вращается с равномерной скоростью с помощью электрического часового механизма, и дает полный оборот за время  $T$ . Форма эксцентрика, близкая к окончательной, была получена из грубой заготовки нанесением радиальных линий от центра вращения, соответствующих равным интервалам времени. При каждом радиальном положении плечо настраивается так, чтобы поместить рейтеры на расстоянии  $r$  от центра вращения барабана. Точка периферии эксцентрика отмечается для этого радиального положения на заготовке. Процесс повторяется при других радиальных положениях эксцентрика. Затем вычерчивают гладкую кривую, связывающую отмеченные точки. Эксцентрик обрабатывается по этой кривой, и затем его испытывают в действии; отклонения от уравнения (7.13) исправляют с помощью механической обработки заготовки.

Калибруемый источник подвешивают на полувывоте бака ниже центра барабана. Каждый рейтер скользит по направляющей проволоке и скрепляется с тросиком. Каждый тросик прикреплен к периферии барабана и делает один или два оборота, прежде чем достигает блоков в углах каркаса. Грузики

прикреплены к свободным концам проволок, висящих по сторонам бака, чтобы обеспечить тугое натяжение тянущей проволоки, прикрепленной к толкающему плечу. Когда толкающее

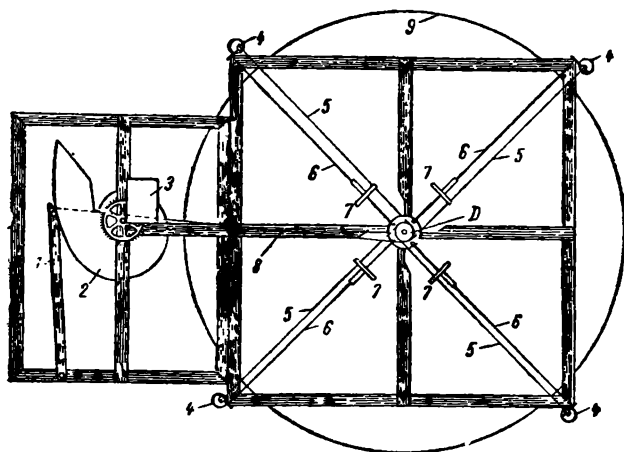


Рис. 7.1. Схема механического интегратора (вид сверху):

1 — плечо, 2 — эксцентрик, контролирующий ход плеча, 3 — электрический часовой механизм, 4 — грузики, 5 — тросики, наматывающиеся вокруг барабана и проходящие по блокам к грузикам. Подвешенным вне бака (тросики следуют движению приводного троса), 6 — направляющие проволоки, поддерживающие рейтеры, 7 — рейтеры, на которые подвешиваются активные фольги. 8 — тросик для вращения барабана, 9 — бак.

плечо движется назад и вперед, следуя контуру эксцентрика, четыре рейтера двигаются одновременно внутрь и от него по

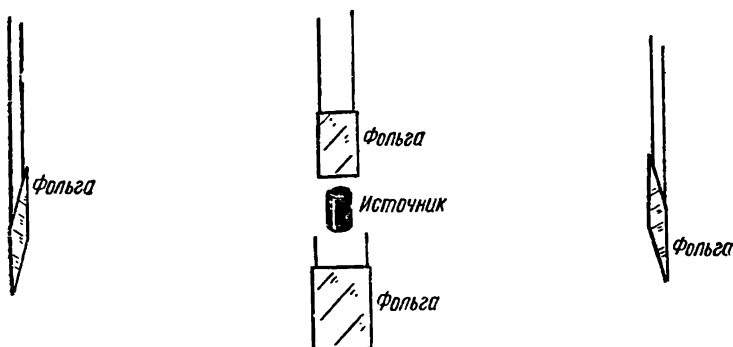


Рис. 7.2. Относительные положения фольг, подвергаемых активации, и источник, помещенный в центр бака

радиусу между точками  $r_1$  и  $r_2$ . Детектирующая фольга подвешивается на каждый рейтер с помощью тонкой проволоки в этой же горизонтальной плоскости, где находится центр источника, как показано на рис. 7.2.

Четыре идентичные фольги используются для того, чтобы уменьшить ошибки центровки и увеличить активность, доступную для измерения. Параметры, использованные Уокером для индиевого и магниевого детекторов при калибровке Ra—Be-источника, приведены в табл. 7.1. Из табл. 7.1 следует, что

Таблица 7.1

Параметры механического интегратора

Эксцентрик	Материал детектора	Период, мин	$r_1$ , см	$r_2$ , см	$T$ , мин	$K$
A	Индий	54	4,5	20	213	$2,870 \cdot 10^{-5}$
B	»	54	5	20	120	$2,381 \cdot 10^{-5}$
C	»	54	20	35	120	$5,378 \cdot 10^{-6}$
D	Магний	155	4,5	21	214	$1,707 \cdot 10^{-5}$
E	»	155	21	38	240	$3,444 \cdot 10^{-6}$

можно охватить область механического интегрирования в два приема, используя различные эксцентрики. Интегратор сберегает значительное время. Без его использования потребовалось бы облучать фольги для большого числа радиальных расстояний от источника и по измеренным активностям выполнять численное интегрирование. В то же время механический интегратор позволяет провести более точные измерения, так как исключаются многочисленные возможные ошибки при измерении длин и активностей.

Интегратор не может охватить всю область от  $r=0$  до  $r=\infty$ ; поэтому проводят экстраполяции в области от  $r=0$  до  $r=r_1$  и от  $r=r_2$  до  $r=\infty$ .

Вклады от этих областей малы. Экспериментальная кривая на рис. 7.3 показывает изменение отношения в зависимости

$$\int_0^r A_{th} r^2 dr / \int_0^\infty A_{th} r^2 dr$$

от  $r$  для Ra—Be-источника. Кривая показывает, что от 85 до 90% интеграла лежит в области от  $r=4,5$  см до  $r=35$  см, охватываемой механическим интегратором. При экстраполяции в области от  $r=4,5$  см до  $r=0$  используется то обстоятельство, что плотность нейтронов имеет гауссово распределение. Следовательно, можно записать

$$-r^2/r_0^2$$

$$A_{th} = A_0 e$$

где  $A_0$  — активность при  $r=0$ . Величину  $A_0$  можно представить в виде соотношения  $A_0 = c_1 A_{4,5}$ , где  $A_{4,5}$  — активность, измерен-

ная при  $r=4,5$  см. Вклад в полный объемный интеграл от области между  $r=0$  и  $r=r_1$  можно записать как

$$4\pi \int_0^r A_{th} r^2 dr = 4\pi c_1 A_{4,5} \int_0^r e^{-r^2/r_0^2} r^2 dr.$$

Для данного значения  $r$  этот интеграл от гауссиана является постоянной  $K(r)$ , которую можно определить из таблиц, если известно  $r_0$ . В итоге имеем

$$4\pi \int_0^r A_{th} r^2 dr = 4\pi c_1 K(r) A_{4,5} = C(r) A_{4,5}. \quad (7.14)$$

Оценка  $C(r)$  требует определения  $c_1=A_0/A_{4,5}$  и  $K(r)$ . Это можно сделать экспериментально, если измеренные значения

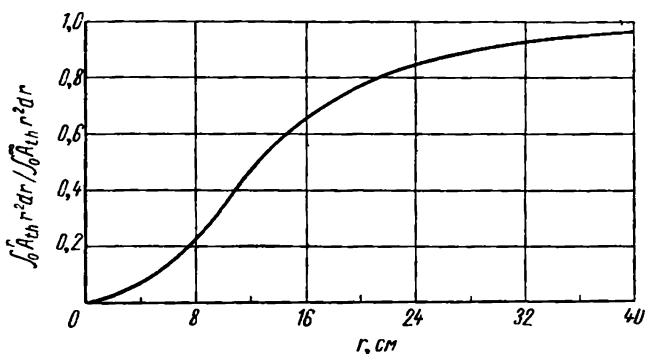


Рис. 7.3. Зависимость отношения  $\int_0^r A_{th} r^2 dr / \int_0^\infty A_{th} r^2 dr$  от  $r$ .

$A_{th}$  подгоняются к гауссовой кривой по наблюдаемым точкам (рис. 7.4). К счастью значение  $C(r)$  не очень чувствительно к форме предполагаемого распределения для плотности нейтронов, главным образом из-за того, что вклад в полный интеграл в этой области мал. Например, в частном случае гауссово распределение дает значение  $C(4,5 \text{ см})=444$  и  $C(5 \text{ см})=581$ . Соответствующие значения для распределения, предполагаемого не зависящим от  $r$ , т. е. для  $A_{th}(r)=A_{4,5}$ , равны  $C(4,5 \text{ см})=382$  и  $C(5 \text{ см})=523$ .

В области от  $r=r_2$  до  $r=\infty$  распределение является экспоненциальным. Поэтому можно предположить, что

$$A_{th} r^2 = a e^{-r/b}. \quad (7.15)$$

Постоянная  $a$  может быть определена из активности, измеренной при заданном значении  $r$ , например  $r=35$  см, так что

$$a = A_{35} 35^2 e^{-\frac{r-35}{b}}$$

или

$$A_{th} = \frac{A_{35} 35^2}{r^2} e^{-\frac{r-35}{b}}$$

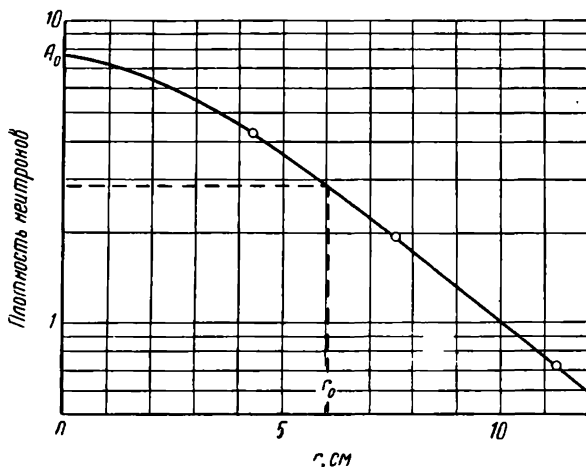


Рис. 7.4. Пример подгонки гауссиана к трем наблюдаемым значениям плотности нейтронов около источника;  $r_0=r$ , при котором  $A=A_0/e$

и мы имеем

$$\begin{aligned} 4\pi \int_r^{\infty} A_{th} r^2 dr &= 4\pi 35^2 A_{35} \int_r^{\infty} e^{-\frac{r-35}{b}} dr = \\ &= A_{35} 1,539 \cdot 10^4 b e^{-\frac{r-35}{b}}. \end{aligned} \quad (7.16)$$

Значение  $b$  получили из специальных измерений активности в области  $r=35$  см, используя толстые детекторы из фольги для получения достаточной активности при измерении. Из уравнения (7.15) имеем

$$\ln(A_{th} r^2) = \ln a - \frac{r}{b}.$$

Следовательно, полулогарифмическая кривая  $A r^2$  от  $r$  будет иметь наклон  $-1/b$ . График этого соотношения для растворов с двумя различными концентрациями борной кислоты, полученный с магниевыми детекторами, показан на рис. 7.5.

При определении тепловых активностей, соответствующих  $A_{th}$ , использовали облучение детектирующих фольг с кадмиевой



оболочкой и без нее. Для магнневых детекторов тепловые активности получены вычитанием активности, полученной с детектирующей фольгой в кадмиевой оболочке, из активности, полученной с «голой» фольгой. Для индия активность фольги в кадмиевом чехле должна быть исправлена на резонансные нейтроны индия, поглощенные кадмием. Поправку получают измерением активности индиевой фольги при увеличении толщины кадмия. Результаты нанесены в зависимости от толщины кадмия, и график экстраполирован к нулевой толщине кадмия.

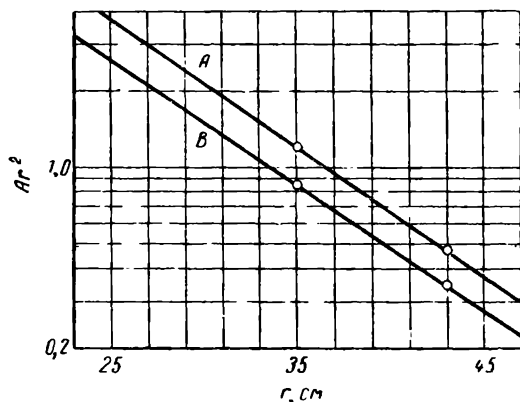


Рис. 7.5. Определение  $b$  из уравнения

$$A_{th} = \frac{a}{r^2} \cdot e^{-r/b} \text{ с помощью использования тол-}$$

стых фольг при больших значениях  $r$ .

Экстраполированное значение равно истинной резонансной активности. Для индия найдено, что  $A_{рез} = 1,038 A_{сд}$  для толщин кадмия, использованных при калибровке. Наблюдаемые активности необходимо исправить на уменьшение плотности нейтронов, вызванной присутствием фольги. Эту поправку можно измерить, определяя уменьшение активности фольги, когда она помещается между двумя аналогичными фольгами (в виде сэндвича), по сравнению с активностью отдельной изолированной фольги. Уменьшение представляет собой снижение плотности нейтронов, вызванное внешними фольгами.

Измерения с двумя фольгами типа сэндвич справедливы только при небольшой поправке на уменьшение потока, так что введение сэндвича не вызывает значительного дополнительного уменьшения плотности нейтронов в окрестности сэндвича. Для измерения поправки на уменьшение потока удобно использовать механический интегратор по области объема, который может быть охвачен механическим интегрированием.

Рассмотрим теперь величину  $k$  из уравнения (7.17). Она определяется как постоянная, при которой скорость поглощения

быстрых нейтронов на расстоянии  $r$  от источника составляет  $k$ -ую часть скорости поглощения медленных нейтронов  $n$ . Величину  $k$  можно определить экспериментально с помощью малой ионизационной камеры, выложенной бором (рис. 7.6). Поскольку  $k$  обычно представляет собой малую поправку (около 3%), то уменьшением плотности нейтронов около ионизационной ка-

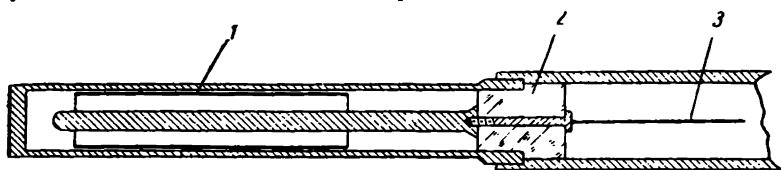


Рис. 7.6. Малая импульсная ионизационная камера, выложенная бором, для определения  $k$  посредством измерений с кадмием и без кадмия:  
1 — борное покрытие. 2 — изолятор. 3 — соединение с усилителем.

меры, когда она вводится в поглощающую среду, можно пренебречь. Поглощающий элемент — бор в камере идентичен элементу, находящемуся в растворе. Следовательно, число

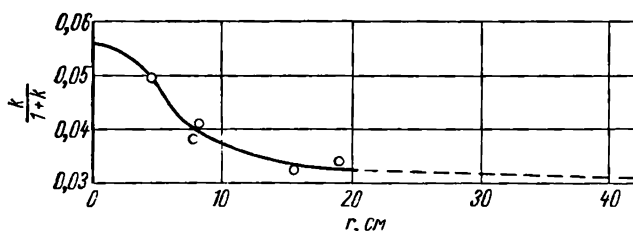


Рис. 7.7. Кривая, показывающая долю нейтронов, поглощенных при энергиях выше кадмиевой границы.

поглощенных нейтронов выше кадмиевой границы можно определить, окружив камеру кадмием во время измерения. Теперь запишем

$$\frac{C_{Cd}}{C_0} = \frac{k}{1+k}, \quad (7.17)$$

где  $C_{Cd}$  — скорость счета камеры, окруженной кадмием, и  $C_0$  — скорость счета с «голой» камерой. Соотношение (7.17) как функция  $r$  дает кривую, приведенную на рис. 7.7. Кривая имеет максимум около  $r=0$ , где отношение быстрых нейтронов к медленным является наибольшим. При расчете вклада от поглощения быстрых нейтронов можно использовать среднее значение  $k$ , определенное как

$$k_{cp} = \frac{\int_0^{\infty} k A_{th} r^2 dr}{\int_0^{\infty} A_{th} r^2 dr}.$$

Отношение интегралов можно определить из данных, приведенных на рис. 7.7 и 7.3. Уокер определил для  $Ra-Be$ -источника в растворе бора 0,1883 моль на 1 л  $H_3BO_3$   $k_{cp}=0,0371$ . Следовательно, число нейтронов, поглощенных выше кадмиевой границы, составляло 0,0371 числа поглощенных тепловых нейтронов или 0,0358 полной интенсивности испускания  $Q$  источника.

Теперь рассмотрим отношение  $I_B/A_B$  из уравнения (7.7). Напомним, что  $I_B$  — скорость распада в 1 сек на 1 моль бора в однородном эталонном потоке. Аналогично  $A_B$  — активность насыщения детектирующих фольг, использованных с механическим интегратором, когда они облучались в том же эталонном потоке. Поэтому переход от наблюдаемых активностей

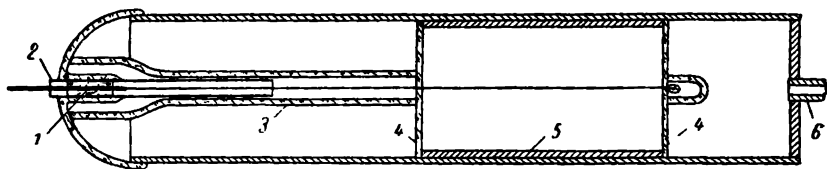


Рис 7.8. Разборный пропорциональный счетчик для измерения отношения  $I_B/A_B$ :

1 — центральная проволока, 2 — коваровый спай и охранный кольцо, 3 — кварцевый изолятор, используемый в качестве ограничителя для фиксирования положения счетного объема, 4 — стеклянные диски, 5 — латунный цилиндр, определяющий счетный объем, закрытый на концах свободно подгоняемыми стеклянными дисками, 6 — трубка для наполнения счетчика г. зом.

фольг к скорости поглощения нейтронов в растворе происходит с помощью этого отношения.  $I_B/A_B$  можно определить, облучая известное количество  $BF_3$  в определенном объеме пропорционального счетчика и наблюдая скорость счета. Если эффективность счета равна 100%, то можно рассчитать значение  $I_B$  из скорости счета и числа молей бора в счетном объеме. Объем счетчика, содержащего  $BF_3$ , выбирали в соответствии с размерами, соответствующими четырем детектирующим фольгам, используемым для измерения интеграла активации, вызванной тепловыми нейтронами. Фольги помещают в этот объем, чтобы образовать цилиндрическое покрытие внутренней поверхности счетчика. Затем их облучали в однородном эталонном потоке в том же положении, как и при определении  $I_B$ . Активность фольг измеряли в устройстве, аналогичном использованному для счета их активности, когда их облучали в растворе борной кислоты. Это измерение дает  $A_B$  — активацию насыщения фольг в эталонном потоке.

На рис. 7.8 приведено поперечное сечение разборной трубки пропорционального счетчика, наполненного  $BF_3$ , пригодного для измерения отношения  $I_B/A_B$ . Счетный объем для определения  $I_B$ , когда трубка заполнена  $BF_3$  при известном давлении, является частью объема счетчика между двумя стеклянными

дисками, разделенными трубкой. Стеклопанные диски из мягкого стекла с незначительной электрической проводимостью обеспечивают 100%-ную эффективность детектирования распадов в пределах объема между двумя дисками.

Для измерения  $A_B$  детектирующие фольги располагают на внутренней поверхности трубки в объеме счетчика, заполненном воздухом на время облучения в эталонном потоке. Этот поток может быть создан двумя нейтронными источниками, каждый из которых содержит по 0,5 г радия, смешанного с бериллиевым порошком. Источники в большом блоке парафина должны быть отделены друг от друга расстоянием от 20 до 30 см. Счетчик размещают между источниками.

Из уравнения (7.7) можно найти значения величин, входящих в расчеты для  $Q$ . Эти данные приводятся для Ra—Be-источника в растворе борной кислоты, содержащей 0,1883 моль бора на 1 л:

$$\left( M_B + M_{II} \frac{\sigma_{II}}{\sigma_B} \right) \left( \frac{I_B}{A_B} \right) \left[ 4\pi \int_0^{\infty} A_{th} (1 + k) r^2 dr \right] = Q.$$

Численные значения величин для оценки интеграла

$4\pi \int_0^{\infty} A_{th} (1 + k) r^2 dr$  в приведенном примере даны в табл. 7.2.

Таблица 7.2

Оценка интеграла активностей фольг механическим интегратором, использующим тонкие индиевые фольги<sup>1</sup>

Поло- жение фольги, см	Активность			$r_1-r_2$ , см	$4\pi \int_{r_1}^{r_2} A_{th} r^2 dr$
	без кадмия	резонансная	тепловая		
4,5	30 520 ± 570	8 553 ± 170	21 967 ± 600	0—5	$C(5)=581$ $1,276 \cdot 10^7$
5—20	2941 ± 32	635 ± 14	2306 ± 35	5—20	$K=2,381 \cdot 10^{-6}$ $9,685 \cdot 10^7$
20—35	178 ± 7	39,8 ± 8	138 ± 8	20—35	$K=5,378 \cdot 10^{-6}$ $2,567 \cdot 10^7$
35	—	—	44,3 ± 1	35	$b=9,02$ см $0,614 \cdot 10^7$

<sup>1</sup>Поправка на уменьшение потока равна 1,9%. Поглощение при энергиях выше тепловой

равно 1,01 ∴  $4\pi \int_0^{\infty} A_{th} (1 + k) r^2 dr = 14,56 \cdot 10^7$ .

## 7. 2. Калибровка источника методом физического интегрирования

Интеграл по  $r^2 dr$  предыдущего раздела используется для подсчета полной скорости поглощения нейтронов в объеме, окружающем источник. Тот же результат получают, если погло-

щающий элемент в растворе активируется с периодом полураспада, удобным для измерения активности. После облучения до насыщения раствор может быть размешан и измерена абсолютная скорость распада в единице объема. Эта средняя скорость распада, умноженная на объем раствора, равна  $Q$  — полной скорости испускания ней-

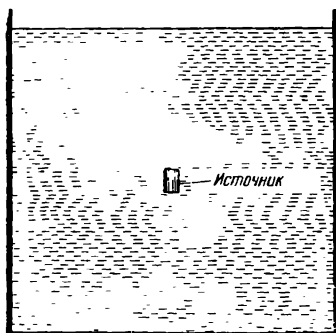


Рис. 7.9. Бак с сульфатом марганца, в котором расположен источник при измерении интенсивности источника методом физического интегрирования.

тронов от источника, используемого для облучения. Основной помехой при использовании метода физического интегрирования являются небольшие величины активационных сечений элементов, пригодных для использования в качестве интегрирующих растворов. Вследствие того что метод требует абсолютного определения скорости распада активируемого элемента, используемого одновременно в качестве поглощающего материала и детектора, толстые образцы не могут быть использованы для измерения активности. Сечения поглощения должны следовать также закону  $1/v$ .

О'Нил и Шарф-Гольдгабер [2] описали усовершенствованный метод физического интегрирования, использующий раствор сульфата марганца для поглощения нейтронов. Экспериментальное устройство достаточно просто (рис. 7.9). Бак, содержащий раствор сульфата марганца, имеет объем, достаточный для поглощения практически всех нейтронов от источника, расположенного в центре. Измерение  $Q$  состоит из двух ступеней для того, чтобы обойти трудность непосредственного измерения абсолютной удельной скорости распада облученного марганца в растворе.

Сначала раствор облучается до насыщения и размешивается. Активность раствора измеряют тонкостенным счетчиком Гейгера—Мюллера, погружая его в бак для получения скорости счета  $R_1$ . Процесс облучения повторяется. Затем добавляют тонко измельченный марганцовый порошок, взвешенный в растворе. Этот порошок-поглотитель удаляют после облучения, но до этого измеряют активность раствора и определяют скорость счета  $R_2$ . Отношение  $R_2/R_1 = R$  является той частью  $Q$ , которая поглощена в растворе при втором облучении. Следующей ступенью является определение скорости поглощения нейтронов в поглотителе. Активность слишком мала, чтобы можно было непосредственно измерить абсолютную скорость распада. Поэтому используют толстый образец и измеряют скорость счета  $R_3$ . Требуемую удельную скорость распада образца  $D_1$  можно

выразить как

$$D_1 = C \frac{R_3}{\omega_1}, \quad (7.18)$$

где  $\omega_1$  — вес образца и  $C$  — коэффициент для получения абсолютной скорости распада.

Для определения  $C$  количество порошка марганца, равное используемому в качестве поглотителя, облучали в реакторе с высокой удельной мощностью. Активность этого образца измеряется тем же самым счетчиком в геометрии, используемой для измерения активности толстого образца поглотителя. Наблюдаемую скорость счета для этого сильно активированного образца обозначим  $R_4$ . Тонкий образец этого сильно активированного порошка также используется для определения его удельной скорости распада  $D_2$  с помощью 4π-счетчика. Тогда имеем

$$D_2 \omega_2 = C R_4, \text{ или } C = \frac{D_2 \omega_2}{R_4}, \quad (7.19)$$

где  $\omega_2$  — вес толстого образца сильно активированного порошка. Вводя значение  $C$  из уравнения (7.19) в уравнение (7.18), можно рассчитать  $D_1$  — удельную скорость распада поглотителя. Наконец,  $N_a$  — скорость поглощения нейтронов в поглотителе — определяется как  $N_a = D_1 W$ , где  $W$  — полный вес поглотителя в растворе в течение второго облучения. Полная скорость испускания нейтронов из источника  $Q$  равна  $N_a$  плюс  $RQ$  — части нейтронов, поглощенных в растворе при втором облучении. Следовательно,

$$Q = N_a + RQ = \frac{N_a}{1 - R}. \quad (7.20)$$

Другое усовершенствование метода калибровки при поглощении нейтронов в растворе сульфата марганца описали Де Юрен и Цинн [3].

### **7. 3. Использование реактора для абсолютной калибровки нейтронных источников**

Когда в реактор, работающий на постоянной мощности, вводится источник нейтронов, то увеличивается эффективный коэффициент размножения реактора. Это приводит к экспоненциальному росту мощности реактора, если не прекратить его изменением положения управляющего стержня. Требуемое изменение управляющего стержня для приведения реактора к первоначальному уровню мощности является мерой числа дополнительных нейтронов, даваемых источником. При прочих равных условиях можно калибровать положение контрольного стержня по интенсивности источников нейтронов, введенных в реактор.

Литтлер [4] описывает другой метод использования малоомощного графитового реактора для абсолютной калибровки нейтронных источников. Он использовал реактор как устройство для связи скорости захвата нейтронов в поглотителе, введенном в реактор, с числом нейтронов, испускаемых источником. Скорость поглощения нейтронов в поглотителе, который активируется при поглощении нейтронов, получают из абсолютного  $\beta$ -счета наведенной активности. Следовательно, реактор используется для замены проблемы счета числа нейтронов, испускаемых источником, проблемой определения числа  $\beta$ -частиц, испускаемых поглотителем после облучения в реакторе.

Принцип метода может быть объяснен в терминах влияния источника и поглотителя на коэффициент размножения  $k$  реактора. Коэффициент размножения  $k$  определяется как число тепловых нейтронов, генерируемых и оставшихся в реакторе на каждый поглощенный тепловой нейтрон. Когда источник вводится в реактор, то имеют место два противоположных процесса. Во-первых, определенное число тепловых нейтронов поглощается в материалах источника. Во-вторых, быстрые нейтроны поступают в реактор от источника. При постоянном уровне мощности  $k=1$ . Когда  $k>1$ , реактор разгоняется, а уровень мощности увеличивается экспоненциально; когда  $k<1$ , уровень мощности уменьшается экспоненциально. Литтлер с помощью диффузионной теории установил, что изменение  $k$ , обозначаемое  $\delta$ , можно записать как

$$\delta = A \left( \frac{\omega Q}{\rho_s} - B \right), \quad (7.21)$$

где  $A$  — постоянная, зависящая от места расположения источника в реакторе;  $\omega$  — комбинация постоянных реактора;  $Q$  — интенсивность источника нейтронов;  $\rho_s$  — плотность тепловых нейтронов в месте расположения источника, когда источник отсутствует;  $B$  — постоянная, пропорциональная сечению поглощения нейтронов от источника. Литтлер нашел  $\omega=0,875$  для Ra—Be-источника. Однако  $\omega$  не зависит достаточно критично от энергии нейтронов, испускаемых источником. Наиболее важной характеристикой реактора при оценке  $\omega$  является значение вероятности избежать резонансного захвата, т. е. вероятности того, что нейтрон избежит резонансного поглощения в  $U^{238}$  и станет тепловым нейтроном.

Уровень мощности реактора измеряется ионизационной камерой, чувствительной к нейтронам, так что ток ионов всегда пропорционален  $\rho_s$ . Так как ток ионов измеряется в терминах напряжения на сопротивлении в цепи камеры, то

$$\rho_s = CV,$$

где  $C$  — постоянная, и уравнение (7.21) принимает вид

$$\delta = A \left( \frac{\omega Q}{CV} - B \right).$$

Следовательно, если источник используется для определения значений  $\delta$  в зависимости от  $1/V$  для нескольких уровней мощности, то график будет прямой линией с наклоном, определяемым как

$$m = \frac{A_{\infty} Q}{C}. \quad (7.22)$$

Для установления соотношения между  $\delta$  и числом нейтронов, поглощенных в эталонном поглотителе, сначала поглотитель вводят в реактор в то же место, которое занимал калибруемый источник при измерении  $\delta$ . Обозначая значение  $\delta$  за счет поглотителя  $\delta^*$ , имеем

$$\delta^* = -A\alpha, \quad (7.23)$$

где  $\alpha$  — сечение поглощения элемента в поглотителе. Следовательно, скорость поглощения нейтронов равна  $\alpha q_0$ . Затем поглотитель облучают при уровне мощности, соответствующем  $V_0$ , когда  $q$  имеет значение  $q_0$  и  $N$  — скорость поглощения нейтронов эталонным поглотителем — определяется посредством абсолютного  $\beta$ -счета. Величину  $N$  можно представить в виде уравнения

$$N = \alpha q_0 = \alpha C V_0. \quad (7.24)$$

Комбинируя уравнения (7.22) — (7.24), получаем

$$Q = \frac{Nm}{\alpha |\delta^*| V_0}. \quad (7.25)$$

Таким образом, значение силы источника было получено в терминах скорости поглощения нейтронов в эталонном поглотителе, которая в свою очередь получается из абсолютных измерений скорости  $\beta$ -распада в поглотителе. Как  $N$ , так и  $\delta^*$  являются постоянными реактора, которые необходимо измерить только один раз. Для успешных калибровок нейтронных источников тогда требуется только определение соответствующих значений  $m$ .

Экспериментально значения  $\delta$  для различных уровней мощности реактора измеряли котловым осциллятором. Котловой осциллятор состоит из механического приспособления, с помощью которого источник, вмонтированный в блок графита, двигается вперед — назад из положения вне реактора к центру реактора. Источник оставался в выведенном положении 20 сек и двигался из одной точки в другую 2 сек. Движение источника производило периодические модуляции в реакторе, которые можно было наблюдать в токе ионов ионизационной камеры, чувствительной к нейтронам. Электрическая цепь анализировала волну тока, давая на выход сигнал, пропорциональный  $\delta$ . Результаты наблюдения  $\delta$  для двух экспериментов приведены на рис. 7.10. Как и предполагали, точки ложатся на прямую линию.



Точность измерений показана незначительными отклонениями любой точки от прямой линии.

Эталонный поглотитель помещали в осциллятор и определяли значение  $\delta^*$ . Поглотитель облучался до насыщения в центре реактора при уровне мощности  $V_0$ . Скорость распада облучен-

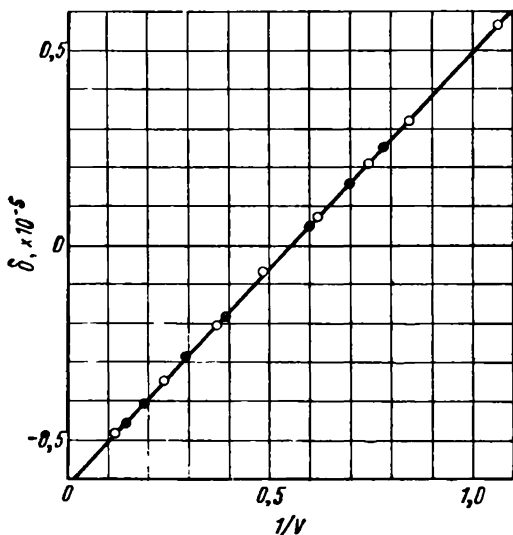


Рис. 7.10. Зависимость экспериментальных данных для  $\delta$ -изменения в коэффициенте размножения реактора от  $1/V$ ,  $CV=\rho_s$ —плотность тепловых нейтронов при расположении источника в реакторе.

ного поглотителя измеряли, получая значение  $N$ , равное скорости поглощения нейтронов при уровне мощности  $V_0$ . Как упоминалось выше, отношение

$$\frac{N}{|\delta^*| V_0}$$

является постоянной реактора, и ее необходимо определить только один раз. Отношение измеряли с поглотителями из натрия и фосфора, так как эти элементы одноизотопны и их сечения активации равны сечениям поглощения. Наведенные в них активности можно измерить посредством абсолютного  $\beta$ -счета. Получили следующие значения:

$$\frac{N}{|\delta^*| V_0} (\text{Na}) = 7,51 \cdot 10^{10} \quad (\pm 3\%);$$

$$\frac{N}{|\delta^*| V_0} (\text{P}) = 7,24 \cdot 10^{10} \quad (\pm 5\%).$$

Они являются одними и теми же в пределах эксперименталь-

ной точности. Из рис. 7.10  $m = 10,84 \cdot 10^{-5}$  в. Комбинируя эти величины со значением  $\omega = 0,875$ , имеем

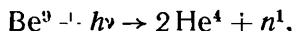
$$\frac{m}{\omega} = \frac{10,84 \cdot 10^{-5}}{0,875} = 12,39 \cdot 10^{-5}.$$

Следуя уравнению (7.25), имеем для интенсивности источника  $Q = 7,51 \cdot 10^{10} \times 12,39 \cdot 10^{-5} = 9,3 \cdot 10^6 (\pm 4,5\%)$  нейтрон/сек.

Основным преимуществом использования реактора для абсолютной калибровки нейтронных источников является экономия во времени. Если реактор калиброван, то любое число источников можно прокалибровать определением для каждого из них значения  $m$ . Это измерение требует нескольких часов. Недостатком реакторного метода калибровки источника является меньшая точность, чем в методе объемного интегрирования. Более того, точность уменьшается очень быстро, когда эмиссия источников падает ниже  $10^7$  нейтрон/сек, так как точность для каждого индивидуального значения  $\delta$  на рис. 7.10 определяется главным образом статистическими флуктуациями в реакторе. Когда интенсивность источника становится сравнимой с этими флуктуациями, значения  $\delta$  также сильно флуктуируют. Поглощающие элементы должны быть очень чистыми, и необходимо ввести поправки на  $(n, p)$ - и  $(n, \alpha)$ -реакции, произведенные быстрыми нейтронами. Эти поправки невелики для карбоната натрия, использованного как поглотитель, даже включая поправки на поглощение нейтронов в углероде и кислороде, которые имеют очень малые сечения поглощения. В красном фосфоре встречались примеси, на которые вводились большие поправки.

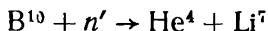
## 7. 4. Калибровка нейтронных источников по образованию гелия

В некоторых ядерных реакциях, при которых нейтроны поглощаются или освобождаются, в качестве продукта реакции образуется гелий. Измерение количества гелия, образованного за определенное время, можно использовать для определения числа нейтронов от источника. Например, в фотонейтронных источниках, содержащих бериллий, нейтроны образуются в результате реакции



где два атома гелия образуются на каждый нейтрон. Полное восстановление гелия из металлического бериллия затруднено без растворения бериллия и разрушения источника. Этот метод калибровки ограничен фотонейтронными источниками.

В другой часто встречающейся ядерной реакции



атом гелия образуется на каждый поглощенный нейтрон. Однако объем накопленного гелия для источников, испускающих по-

рядка  $10^7$  нейтрон/сек, составляет  $10^{-6}$  см<sup>3</sup>. Чтобы избежать трудности измерения таких малых объемов, Зейдл и Харрис [5] применили косвенную процедуру. Они готовили смешанный раствор, содержащий сульфат марганца и борную кислоту. Пропорции марганца и бора выбирали так, чтобы основная часть медленных нейтронов поглощалась в боре, когда раствор большого объема облучался источником нейтронов, помещенным в центре раствора.

Определение объема образованного гелия происходит в две ступени. Сначала измеряют отношение  $\gamma$ -активности части облученного раствора к количеству образованного гелия. Для этого малое количество раствора сильно облучали в реакторе. Около  $4 \cdot 10^{-4}$  см<sup>3</sup> гелия было выделено из этого облученного раствора, и его объем был измерен при стандартных температуре и давлении. Измеряли также удельную активность этого облученного образца раствора. Затем облучали больший объем раствора калибруемым Ra—Be-источником. Удельную  $\gamma$ -активность этого большого объема измеряли в той же геометрии, которую использовали и для измерения  $\gamma$ -лучей от малого образца, облученного в котле. Из удельной  $\gamma$ -активности большого объема и отношения  $\gamma$ -активности к гелию, образованному в образце, облученном в котле, можно рассчитать количество гелия, образованного в большом объеме источником, подвергаясь калибровке. В действительном эксперименте удельная  $\gamma$ -активность раствора, облученного в котле, была выбрана равной удельной активности раствора, облученного источником, размешиванием с неактивным раствором. Размешанный раствор имел весовой состав  $m/M$ , где  $m$  — вес облученной в котле компоненты, а  $M$  — полный вес размешанного раствора. Тогда в совместимых единицах

$$Q = \frac{V}{t} \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{1}{f} \cdot \frac{\Sigma_t}{\Sigma_B}, \quad (7.2\text{f})$$

где  $V$  — измеренный объем гелия;  $t$  — время облучения как источником, так и в реакторе;  $f$  — доля нейтронов от источника, поглощенных в большом объеме;  $\frac{\Sigma_t}{\Sigma_B}$  — отношение полного поглощения нейтронов к поглощению бором.

Это отношение можно рассчитать из макроскопических сечений, которые в свою очередь определяют из значений атомных сечений в опубликованных таблицах.

## 7. 5. Калибровка источников по счету $\beta$ — $\gamma$ -совпадений

Если используют тонкую фольгу для получения объемного интеграла при определении  $Q$ , то активность фольги обычно измеряют в фиксированной геометрии при неизвестной эффек-

тивности. Необходима дополнительная калибровка для приведения данных к абсолютной скорости испускания нейтронов из источника. Этот тип измерений является удовлетворительным в большинстве случаев, как, например, при измерениях, описанных в разд. 7.1. Ларссон [6] описал метод использования фольги золота в чистой воде при объемном интегрировании нейтронов, испускаемых источником. При использовании счета совпадений для определения действительных скоростей распада фольг, облученных источником до насыщения, интегрирование становится относительно простым и можно избежать дополнительной калибровки. Чтобы упростить объяснение, выражение для  $Q$  можно записать, пренебрегая поправками на резонансную активность, вызываемую поглощением выше тепловых энергий и уменьшением плотности нейтронов вследствие наличия источника, как

$$Q = 4\pi \frac{\sigma_H}{\sigma_{Au}} \frac{M_{Au}}{M_{H_2O/2}} \int_0^{\infty} C(r) r^2 dr, \quad (7.27)$$

где  $C(r) = n/m$ ;  $n$  — скорость распада золота при насыщении на расстоянии  $r$  от источника и  $m$  — масса детектора в граммах. Следовательно,  $n$  равно также абсолютной скорости поглощения нейтронов фольгой. Отношение

$$\frac{\sigma_H M_{Au}}{\sigma_{Au} M_{H_2O/2}},$$

где  $\sigma_H$  — сечение захвата тепловых нейтронов водородом,  $\sigma_{Au}$  — соответствующее сечение для золота,  $M_{Au}$  — атомный вес золота,  $M_{H_2O/2}$  — половина молекулярного веса воды, в уравнении (7.27) преобразует измеренную скорость поглощения нейтронов в золоте к той скорости поглощения, которая была бы в объеме, занятом фольгой, если бы этот объем заняла вода. Поэтому величина, полученная для  $Q$  в уравнении (7.27), является проинтегрированной скоростью поглощения нейтронов в воде.

Величину  $n$  можно легко определить с помощью счета совпадений от  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей, испускаемых активированной фольгой из золота. Скорость распада  $N_0$  фольги в начале счета измерений совпадений определяется выражением

$$N_0 = \frac{N_\beta N_\gamma}{N_{\beta\gamma}} \frac{\lambda}{1 - e^{-\lambda T}}, \quad (7.28)$$

где  $N_\beta$  — число  $\beta$ -импульсов;  $N_\gamma$  — число  $\gamma$ -импульсов;  $N_{\beta\gamma}$  — соответствующее число совпадений, наблюдаемых ко времени  $T$ ;  $\lambda$  — постоянная распада радиоактивного изотопа в активируемой фольге. Значение  $N_0$  после периода облучения  $t$  в конце этого периода определяется выражением

$$N_0 = n(1 - e^{-\lambda T}). \quad (7.29)$$

Комбинируя уравнения (7.28) и (7.29), имеем для  $n$

$$n = \frac{N_{\beta} N_{\gamma}}{N_{\beta\gamma}} \frac{\lambda}{(1 - e^{-\lambda T})(1 - e^{-\lambda t})}. \quad (7.30)$$

Уравнение (7.30) предполагает простую схему распада для радиоактивного изотопа. В радиоизотопе  $\text{Au}^{198}$ , рассматриваемом в настоящем примере, имеется ветвь при  $\beta$ -распаде. Однако эта ветвь составляет приблизительно 1%, и ею можно пренебречь в большинстве измерений.

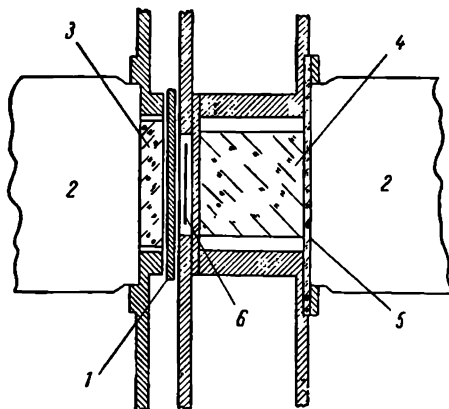


Рис. 7.11. Сцинтилляционные счетчики для абсолютного счета золотых фольг методом совпадений:

1 — поглотитель, 2 — фотоумножители, 3 — тонкий стильбеиновый кристалл, 4 — толстый кристалл йодистого натрия, 5 — золотая фольга, 6 — прозрачное окно.

Имеется также поправка на внутреннюю конверсию  $\gamma$ -лучей, которая более важна. Косвенными методами было установлено, что поправка на внутреннюю конверсию может быть введена делением экспериментальных значений  $n$  на 1,04.

Ларссон использовал сцинтилляционные счетчики для измерения  $N_{\beta}$ ,  $N_{\gamma}$  и  $N_{\beta\gamma}$ . Большая чувствительность сцинтилляционных счетчиков к  $\gamma$ -лучам по сравнению с газовыми счетчиками частично компенси-

ровала низкие активности, наведенные в золоте нейтронными источниками с интенсивностями в интервале от  $10^6$  до  $10^7$  нейтрон/сек. Относительное расположение кристаллов и золотой

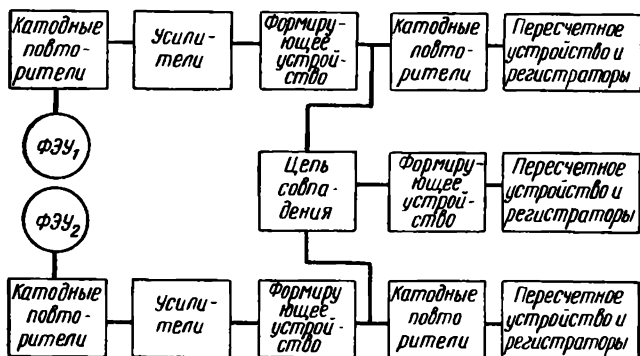


Рис. 7.12. Блок-схема электронной цепи, используемой вместе с сцинтилляционными детекторами на рис. 7.11.

фольги в процессе счета показано на рис. 7.11. Тонкий стильбе-  
новый кристалл детектировал главным образом  $\beta$ -лучи от фоль-  
ги. Толстый кристалл йодистого натрия, покрытый металличе-  
ским поглотителем для уменьшения чувствительности к  $\beta$ -лу-  
чам, детектировал  $\gamma$ -лучи от фольги. Эффективность стильбеново-  
го кристалла для  $\beta$ -лучей равнялась 30—35%, в то время как его  
эффективность к  $\gamma$ -лучам была около 1%. Эффективность к  
 $\gamma$ -лучам кристалла йодистого натрия была около 8%. Импульсы  
от фотоумножителей попадали в цепь, блок-схема которой при-  
ведена на рис. 7.12.

## 7. 6. Абсолютное определение потока нейтронов<sup>1</sup>

Де Юрен и Розенвассер [7] определили абсолютное значе-  
ние потока тепловых нейтронов. Геометрическое устройство  
для получения постоянного теплового потока приведено на

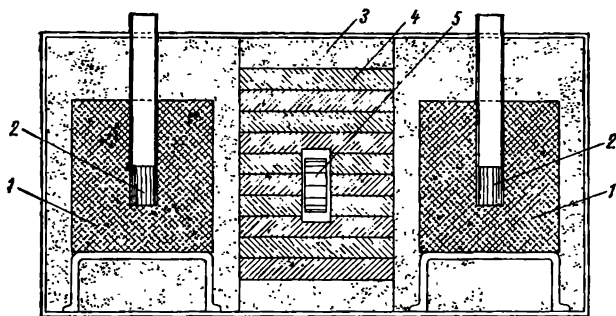


Рис. 7.13. Геометрия для получения постоянного по-  
тока тепловых нейтронов:

1 — свинец, 2 — нейтронные Ra-Be-источники, 3 — парафин,  
4 — графит, 5 — пропорциональный счетчик.

рис. 7.13. Этот поток был создан как стандарт для абсолютной  
калибровки активационных фольг, малых нейтронных детекторов  
и нейтронных дозиметров. В центре графитового замедлителя  
имеется отверстие  $20 \times 114$  мм для введения детекторов. Каждый  
источник, генерировавший поток, содержал приблизительно по  
1 г радия, смешанного с порошком бериллия. Замедлитель  
состоял из парафина за исключением области около отвер-  
стия. Здесь использовали графит, чтобы уменьшить снижение  
плотности нейтронов из-за внесения детекторов. Преимущество  
графита по сравнению с парафином заключается в том, что он  
имеет большее значение  $\lambda_{tr}$ . Замедлитель указанных здесь раз-

<sup>1</sup> Обзор методов измерений потоков нейтронов приведен, например, в кни-  
ге «Физика быстрых нейтронов». Т. 1. Техника эксперимента. М., Госатомиз-  
дат, 1963.— *Прим. ред.*

меров не создает истинного максвелловского распределения скоростей. В таком потоке скорость поглощения нейтронов  $dn/dt$  определяется как

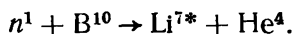
$$\frac{dn}{dt} = \sum_i n_i v_i \sigma_i N,$$

где индексы относятся к отдельным скоростям  $v_i$ ,  $N$  — число поглощающих ядер,  $\sigma_i$  — сечение поглощения и  $n_i$  — число нейтронов со скоростью  $v_i$ . Так как  $\sigma_i v_i$  — постоянная для детектора, подчиняющегося закону  $1/v$ , то можно записать

$$\frac{dn}{dt} = nNC = nN\sigma_0 v_0, \quad (7.31)$$

где  $\sigma_0$  и  $v_0$  относятся к значению наиболее вероятной скорости в максвелловском распределении. Кроме того,  $v_0$  — скорость, при которой обычно табулируются сечения для тепловых нейтронов. Скорость активации одноизотопной детектирующей фольги, подчиняющейся закону  $1/v$ , определяет плотность нейтронов  $n$ , и  $nv_0$  может быть использовано для обозначения потока, в котором все нейтроны имеют наиболее вероятную скорость. Этот гипотетический поток будет эквивалентен действительному потоку для активации фольг, которые следуют закону  $1/v$ .

Плотность нейтронов в воздушном заторе стандарта потока определялась с помощью импульсной ионизационной камеры. Камера имела форму короткого круглого цилиндра с внутренним диаметром 66,7 мм и глубиной 28,6 мм. Пленку из бора прикрепляли к внутренней стороне оболочки.  $\alpha$ -Частицы, возникающие в реакции  $(n, \alpha)$ , ионизировали газ в камере. Электроны, возникающие при ионизации, собирались на изолированном электроде, расположенном в центре. Борные пленки осаждались испарением в вакууме естественного бора на кварцевые пластины, покрытые платиной, или в некоторых случаях непосредственно на платиновые фольги. Измерения проводили для определения кадмиевой разности скорости счета в зависимости от порога дискриминатора, связанного с усилителем ионизационной камеры. Кадмиевая разность скоростей счета является результатом поглощения нейтронов с энергиями ниже 0,4 эв. Поправки на  $\alpha$ -частицы, многократно рассеянные в чувствительном объеме камеры, аннулировались выбором порога дискриминатора. Выделяли уровень между  $2/3$  и  $3/4$  максимального по высоте импульса от 1,473 Мэв  $\alpha$ -частиц в реакции



Эти частицы появлялись в 93,5% случаях поглощения нейтронов. Оставшиеся  $\alpha$ -частицы имели энергию 1,778 Мэв.

Данные, полученные с помощью описанного метода, требовали поправки на  $\alpha$ -частицы, освобождаемые при распаде, кото-

рые теряют энергию в борной пленке, уменьшая свою энергию ниже уровня дискриминатора. В области рассматриваемых здесь энергий  $\alpha$ -частиц предполагалось, что энергия  $E$  может быть рассчитана из выражения

$$E = E_0 \frac{1-x}{R \cos \theta},$$

где  $x$  — кратчайшее расстояние от точки возникновения  $\alpha$ -частиц до поверхности пленки,  $\theta$  — угол направления  $\alpha$ -частицы относительно этой нормали,  $R$  — пробег частицы в материале пленки и  $E_0$  — начальная энергия частицы. Поправки рассчитывали через наблюдаемую скорость счета  $I_b$  борных пленок в зависимости от  $t/R$ . Здесь  $t$  — толщина борной пленки. Типичные данные приведены в табл. 7.3.

Таблица 7.3

Данные для расчета стандартного нейтронного потока

Пленка	Содержание бора, $\times 10^{-3}$ моль	$t/R$	$N_0$ , имп/сек	$I_b - 2N_0$ на 1 моль бора, $\times 10^6$ расп/сек·моль
1	1,416	0,050	12,57	1,775
2	1,012	0,0505	8,89	1,775
3	1,751	0,102	15,29	1,753

Чтобы рассчитать нейтронный поток по данным табл. 7.3, отметим, что  $I_b = nv_0\sigma_0 L_0$ , где  $L_0 = 6,025 \cdot 10^3$  атом/моль и  $\sigma_0$  — сечение поглощения бора при  $v_0$ , равное 746 барн. Следовательно,  $nv_0 = 3918$  нейтрон/см<sup>2</sup>·сек.

## 7. 7. Легко воспроизводимый стандарт плотности нейтронов

Коэн и Барлоутед [8] предложили стандарт плотности тепловых нейтронов, определенный как плотность тепловых нейтронов, при которой диск меди диаметром 15,00 мм и толщиной 500 мг/см<sup>2</sup> имеет при насыщении активность  $\text{Cu}^{64}$  (12,8 ч), которая будет давать 1 имп/сек в 4π-счетчике. По определению, 4π-счетчик — легко воспроизводимая геометрия для измерения активности медного диска. Предлагаемый стандарт не требует измерения абсолютных скоростей распада. Требуется только поправки к наблюдаемой скорости счета от распада активности  $\text{Cu}^{64}$  на мертвое время счетчика и на наклон плато счетчика. При определении этого стандарта предполагают, что активационное сечение меди обратно пропорционально скорости нейтронов в тепловой области. Коэн и Барлоутед оценивают плотность тепловых нейтронов, соответствующую этому определению, как  $(5,70 \pm 0,19) \cdot 10^{-3}$  нейтрон/см<sup>3</sup>.



Активность медного диска пропорциональна его площади, поэтому легко рассчитать поправку на неточность размеров диска. Легко приготовить фольгу из меди толщиной  $500 \pm 10 \text{ мг/см}^2$ , что дает в стандарте ошибку менее 0,2%. Это заключение основано на экспериментальном факте: изменение толщины от 450 до  $550 \text{ мг/см}^2$  вызывает увеличение активности диска менее чем на 2%. Более того, нет необходимости иметь медь чище технической электролитической меди до тех пор, пока измерения активности ограничены медью  $\text{Cu}^{64}$ . Для активации диск подвешивают на тонких нитях, которые могут проходить через отверстия около 0,3 мм в плоскости диска без внесения ошибки, большей 0,2%. Авторы считают, что этот стандарт воспроизводится с точностью лучше 1,5%.

Необходимо сделать несколько замечаний относительно этого стандарта плотности нейтронов. Следует отметить, что стандарт из медного диска должен удовлетворять определенному типу для строгой точности. Активационное сечение  $\text{Cu}^{63}$  примерно равно только 4 барн, поэтому не надо вводить никакой поправки на экранирование при поглощении нейтронов в меди. Поэтому диск выбирают толщиной  $0,5 \text{ г/см}^2$ , что близко к толщине насыщения для вылетающих из  $\text{Cu}^{64}$   $\beta$ -частиц. Поэтому, как указано выше, точная толщина меди не критична из-за того, что максимальная энергия  $\beta$ -частиц от  $\text{Cu}^{64}$  равна около 0,6 Мэв. Однако вследствие того, что диск имеет толщину, достаточную для того, чтобы боковая поверхность диска давала значительный вклад в измеряемую активность, необходимо контролировать диаметр диска в пределах, близких к 15 мм. Когда диаметр диска изменяется, то изменяется и отношение эффекта от боковой поверхности к эффекту от плоских поверхностей. Поэтому весь эффект нелинейно связан с площадью поверхности диска. Нелинейность составляет 1% или более при увеличении диаметра диска вдвое.

Необходимо также отметить, что эффективность  $\beta$ -счета в 4 $\pi$ -счетчике низка и равна 0,5%. Это следует из выбора толщины насыщения для медного диска. Однако, низкая эффективность не дает ухудшения в точности или надежности стандарта, который удовлетворяет подробному описанию, приведенному выше.

## **7. 8. Абсолютные измерения потока быстрых нейтронов<sup>1</sup>**

Трудности, связанные с абсолютным измерением потока быстрых нейтронов, более многочисленны и сложны, чем при соответствующих измерениях потоков тепловых нейтронов. К сожалению, не было развито вполне удовлетворительного метода для абсолютного измерения потока быстрых нейтронов. Аллен, Ливси

<sup>1</sup> См. также «Физика быстрых нейтронов». Т. 1. Техника эксперимента. М., Госатомиздат. 1963.— *Прим. ред.*

и Уилкинсон [9] экспериментально сравнили некоторые методы, которые были использованы при абсолютном измерении потока быстрых нейтронов, и проверили точность предположений, лежащих в их основе. Для того чтобы сделать взаимное сравнение при условиях, приблизительно идентичных встречающимся на практике, были выбраны моноэнергетические нейтроны из реакции

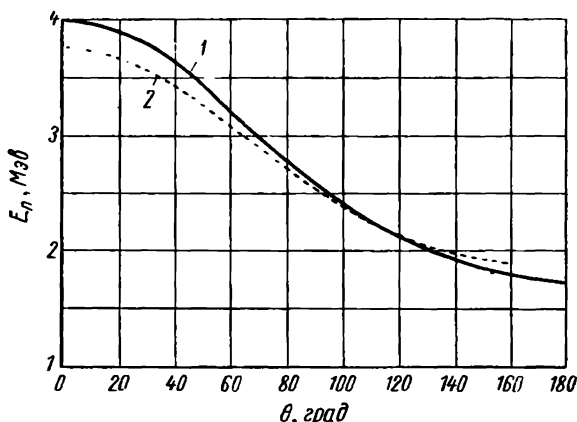
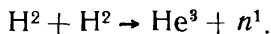


Рис. 7.14. Зависимость энергии нейтронов  $E_n$  при реакции  $(d, d)$  для дейтронов с энергией 930 кэВ от  $\theta$  — угла относительно пучка ускорителя в лабораторной системе:

— данные для тонкой мишени, — — — средняя энергия для толстой мишени.

Энергия, освобождаемая в этой реакции, равна  $Q=3,23$  МэВ. Распределение энергии нейтрона в зависимости от угла  $\theta$  в лабораторной системе координат между направлением пучка дейтронов и направлением испускаемых нейтронов показано на рис. 7.14. Пересечение кривых при  $\theta=120^\circ$  указывает на то, что энергия нейтронов является относительно независимой от толщины мишени при этом угле. Следовательно, наиболее точные измерения для взаимного сравнения методов можно проводить при  $\theta=120^\circ$ . Сравнения сделаны для четырех практических методов абсолютного измерения потока быстрых нейтронов.

### 1. Однородная ионизационная камера

Грэй [10] отмечает, что одна из трудностей, встречающихся при абсолютной интерпретации ионизационного тока, может быть устранена в простой ионизационной камере. Эта трудность касается тех протонов отдачи, произведенных быстрыми нейтронами, которые достигают стенок камеры прежде, чем оканчивается их путь. Для их определения необходимы упрощаю-

щие предположения, которые могут быть не всегда правильными. Грэй предложил, чтобы стенки ионизационной камеры имели тот же молекулярный состав, как и газ, наполняющий камеру. Более того, стенки камеры должны иметь толщину, значительно большую, чем пробег протонов отдачи. Тогда ионизация на единицу объема в заполняющей камеру газе равна произведенной в газовой среде бесконечного объема. Таким образом, стенки как бы исчезают. Основой для такого предположения является то, что энергия, требуемая для образования пары ионов,

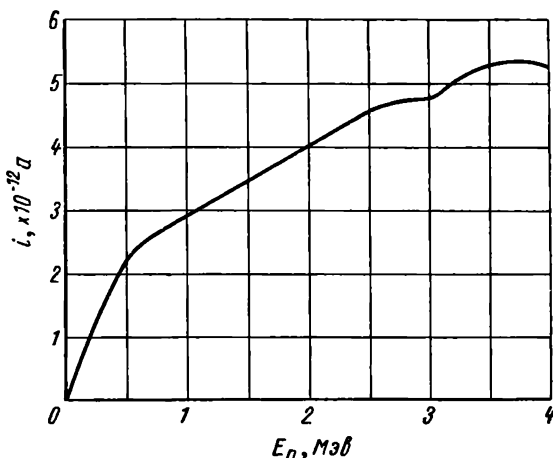


Рис. 7.15. Зависимость ионизационного тока  $i$  в ионизационной камере, выложенной полиэтиленом и наполненной этиленом, при атмосферном давлении от энергии нейтрона  $E_n$  в потоке  $10^4$  нейтрон/(см<sup>2</sup>·сек).

одинакова для газа и твердого тела рассматриваемого молекулярного состава. Для камеры, выложенной полиэтиленом и наполненной этиленом, Грэй рассчитал ионизационный ток  $i$  и определил его как

$$i = \varphi(E) \frac{eV}{W} (N_H \sigma_H \bar{E}_H + N_C \sigma_C \bar{E}_C), \quad (7.32)$$

где  $\varphi(E)$  — моноэнергетический поток нейтронов с энергией  $E$ ;  $e$  — заряд электрона;  $V$  — объем камеры;  $W$  — энергия в электронвольтах, требуемая для образования паров ионов в этилене или полиэтилене;  $N_H$  — число ядер водорода в 1 см<sup>3</sup>;  $N_C$  — число ядер углерода в 1 см<sup>3</sup>;  $\sigma_H$  — сечение рассеяния нейтронов на протонах для нейтронов с энергией  $E$ ;  $\sigma_C$  — сечение рассеяния углерода для нейтронов с энергией  $E$ ;  $\bar{E}_H$  — средняя энергия отдачи ядра водорода и  $\bar{E}_C$  — средняя энергия отдачи ядра углерода. Величину  $\bar{E}_H$  можно рассчитать в предположе-

нии изотропного рассеяния нейтронов на протонах. Член  $N_{\text{с}} \sigma \bar{E}_{\text{с}}$  в уравнении (7.32), представляющий вклад ядер отдачи углерода в ток ионов, составляет около 10% вклада протонов отдачи. Неточность информации относительно  $\bar{E}_{\text{с}}$  не ухудшает общей точности. Уравнение (7.32) можно обобщить для энергетического спектра нейтронов, если он известен. На рис. 7.15 приведена зависимость ионизационного тока  $i$ , полученного в камере с  $V=2200 \text{ см}^3$  при нейтронном потоке  $10^4 \text{ нейтрон/см}^2 \cdot \text{сек}$  от энергии нейтрона  $E_n$ .

Однородная ионизационная камера чувствительна к  $\gamma$ -лучам. Эффект  $\gamma$ -лучей может быть компенсирован измерением разности в ионизационных токах для двух идентичных в других отношениях камер, в одной из которых используется обычный водород, а в другой — соединение с дейтерием. Ток ионов, производимый  $\gamma$ -лучами, должен быть равным в каждой камере. Разность между ионизационными токами будет мерой потока нейтронов.

## 2. Счетчик тройных совпадений

Кинси, Коэн и Дейнти [11] использовали телескоп — счетчик тройных совпадений для детектирования протонов отдачи, выбиваемых быстрыми нейтронами из водородсодержащего радиатора. Счетчики были расположены коаксиально, как показано на рис. 7.16.

Принцип тройных совпадений применяли для уменьшения эффекта фона и для регистрации только тех протонов отдачи, которые попадают в телесный угол, определяемый апертурой охранного кольца третьего счетчика. Ширина конуса выделенных таким образом протонов делает точность измерения сильно зависящей от углового распределения рассеянных протонов. Рассеяние является изотропным в системе центра масс для нейтронов с энергиями меньше  $10 \text{ Мэв}$ . Следовательно, ухудшение точности, происходящее из-за узкого конуса протонов, становится серьезным при

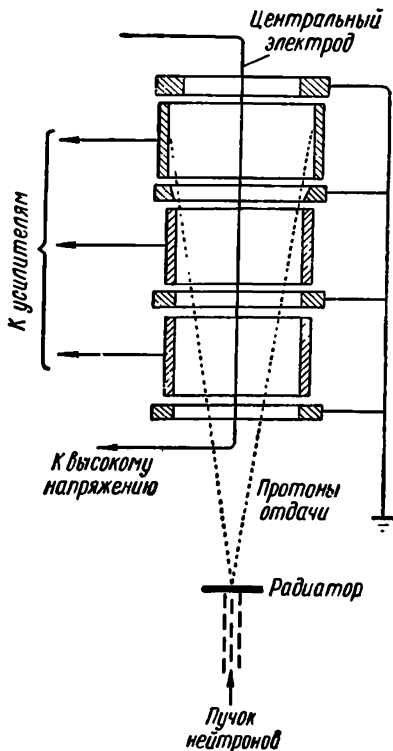


Рис. 7.16. Счетчик тройных совпадений на протонах отдачи.

более высоких энергиях. Нейтроны всех энергий, производящие протоны отдачи с энергиями, достаточными для проникновения через три счетчика, могут быть измерены счетчиком тройных совпадений. Единственная зависимость от энергии обусловлена изменением сечения нейтрон-протонного рассеяния с энергией в области, где угловое распределение протонов не зависит от энергии нейтронов. Число протонов  $N_p$  в 1 сек, испускаемых в малый телесный угол  $\omega$  из тонкого водородсодержащего слоя, имеющего  $N$  ядер водорода в  $1 \text{ см}^3$  и облученного потоком нейтронов  $\varphi$  равно

$$N_p = \varphi N_H \tau_H \frac{\omega}{4\pi} V, \quad (7.33)$$

где  $V$  — объем радиатора. При потоке  $\varphi = 10^4 \text{ нейтрон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$  с энергией  $2 \text{ Мэв}$ ;  $\sigma_H = 3 \text{ барн}$  и  $\omega = 4\pi/100$  скорость счета  $N_p = 1,5 \text{ имп/мин}$ . Такая низкая скорость счета является главным недостатком метода тройных совпадений.

### 3. Камера под давлением

Проблема поправки на протоны отдачи, которые ударяются о стенку ионизационной камеры перед тем, как потерять всю свою энергию, может быть также разрешена при особых условиях увеличением давления газа в камере. При высоком давлении пробеги протонов малы по сравнению с размерами камеры. При абсолютных измерениях использование водорода в ионизационной камере имеет преимущество. С водородом в качестве заполняющего газа, который также служит источником протонов отдачи, скорость генерации протонов  $N_p$  с энергиями, большими, чем  $E$ ,

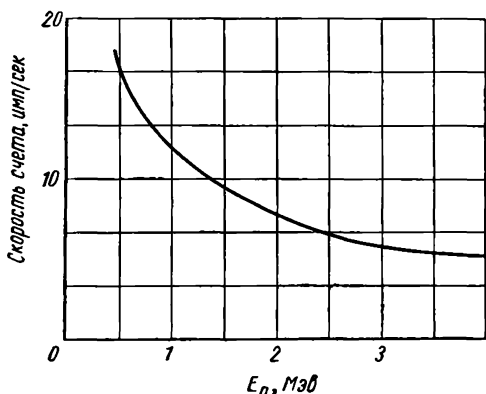


Рис. 7.17. Зависимость скорости счета от энергии нейтрона в камере объемом  $10^3 \text{ см}^3$  при атмосферном давлении и потоке  $10^4 \text{ нейтрон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$  с  $E/E_n = 0,5$ , где  $E$  — нижний предел энергии протонов отдачи.

большими, чем  $E$ , в камере объемом  $V$ , содержащей  $N_H$  атомов водорода в  $1 \text{ см}^3$ , при облучении моноэнергетическими нейтронами энергии  $E_n$  дается выражением

$$N_p = \varphi N_H \tau_H V \left(1 - \frac{E}{E_n}\right), \quad (7.34)$$

где  $\varphi$  — поток нейтронов. Если  $E_n = 2 \text{ Мэв}$ ,  $E = 1 \text{ Мэв}$ ,  $\varphi = 10^4 \text{ нейтрон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$ ,  $\sigma_H = 3 \text{ барн}$ ,  $V = 10 \text{ см}^3$  и  $N_H$ , соответ-

ствующее 1 атм водорода, равно  $5,4 \cdot 10^{19}$ , то получим  $N_p = 485$  имп/мин. Зависимость скорости счета в камере под давлением от энергии нейтронов приведена на рис. 7.17. Этот график показывает увеличение эффективности при низких энергиях нейтронов.

Использование камеры под давлением ограничено измерением нейтронов сравнительно низких энергий. При более высоких энергиях необходимо рассчитать поправки на стеночный эффект, и, когда энергия нейтронов увеличивается, величина этих поправок становится слишком большой, чтобы быть надежной.

#### 4. Толстый радиатор с импульсной ионизационной камерой

Толстый радиатор определяется как слой водородсодержащего материала, имеющего толщину, равную пробегу наиболее энергичных протонов отдачи, освобождаемых в нем. Радиатор должен быть в то же время достаточно тонким, чтобы производить пренебрежимое ослабление нейтронного пучка. Толстый радиатор будет давать более высокую скорость счета протонов относительно фона. Другое преимущество заключается в том, что вероятность детектирования нейтронов, падающих перпендикулярно на поверхность радиатора, увеличивается с энергией нейтронов, что является результатом быстрого роста пробега протонов отдачи. Вероятность детектирования нейтронов с энергией 10 Мэв примерно в 9 раз больше, чем детектирования нейтронов с энергией 1 Мэв. Чувствительность детектора, таким образом, увеличивается почти линейно с ростом энергии нейтрона. Вследствие сравнительно высокой чувствительности метода могут быть использованы простые импульсные ионизационные камеры для детектирования протонов.

Теоретически вероятность  $P(fE_n)$  образования в радиаторе протона с энергией  $gE_n$ , большей, чем  $fE_n$ , где  $f$  имеет некоторое значение между нулем и единицей и  $gE_n$  — энергия между  $fE_n$  и  $E_n$ , нейтроном с энергией  $E_n$  в толстом радиаторе с площадью  $A$ , содержащего  $N_H$  атомов водорода в 1 см<sup>3</sup> определяется выражением

$$P(fE_n) = AN_H \sigma_H \int_f^1 \frac{1-g}{2\sqrt{g}} [R(gE_n) + 2gER'(gE_n) - R(fE_n)] dg, \quad (7.34)$$

где  $R(fE_n)$  — пробег в радиаторе протона, имеющего энергию  $fE_n$ ;  $R(gE_n)$  — пробег для протона с энергией  $gE_n$ ;

$$R'(gE_n) = dR(gE_n)/d(gE_n).$$

Если предположить, что

$$R(fE_n) = R(E_n) f^{3/2}, \quad (7.35)$$

то уравнение (7.34) можно упростить

$$P(fE_n) = \frac{1}{3} A V_H \sigma_H(E_n) R(E_n) (1 - f^{3/2})^2. \quad (7.36)$$

В этом приближении форма кривой зависимости  $P(fE_n)$  от  $f$  не зависит от энергии нейтрона. Изменение в форме кривой вследствие упрощения показано на рис. 7.18. Две кривые почти сов-

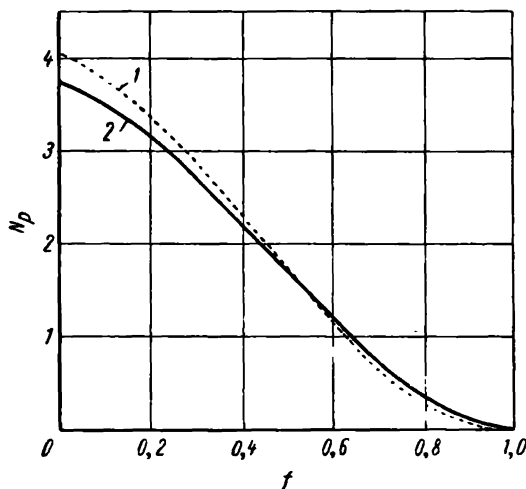


Рис. 7.18. Зависимость скорости счета протонов  $N_p$  от  $f$ :

--- изображает уравнение (7.36), ——— данные, полученные численным интегрированием уравнения (7.34).

падают, однако при оценке потоков нейтронов разница приводит к ошибке около 6%. Кривые, приведенные на рис. 7.18, могут быть интерпретированы как кривые смещения. В цепи, содержащей усилитель и дискриминатор импульсов, для каждого значения  $f$  имеется соответствующее смещение дискриминатора. Экспериментальная проверка установила, что кривая 2 на рис. 7.18 хорошо согласуется с наблюдениями. Предполагая для удобства, что соотношение пробег — энергия для протонов в радиаторе следует приблизительно уравнению (7.35), получаем, что в моноэнергетическом потоке нейтронов  $\Phi$  энергии  $E_n$  скорость счета протонов отдачи  $N_p$  равна

$$N_p = \frac{1}{3} \Phi A V_H \sigma_H R_{\text{макс}} (1 - f^{3/2})^2, \quad (7.37)$$

где  $R_{\text{макс}} = R(E_n)$  — максимальный пробег протонов отдачи в радиаторе.

Ионизационная камера при использовании с толстым радиатором может быть совсем простой. Величина импульсов, появ-

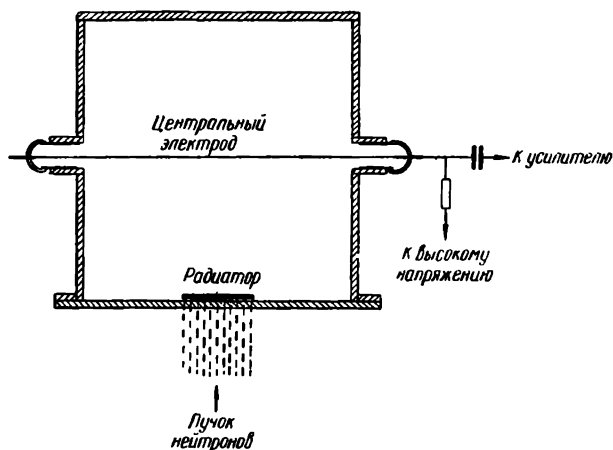


Рис. 7.19. Импульсная камера с толстым радиатором.

ляющихся на собирающем электроде, должна быть пропорциональна потере энергии протонами в камере — это требование также легко выполнимо. Используя тонкую проволоку (диамет-

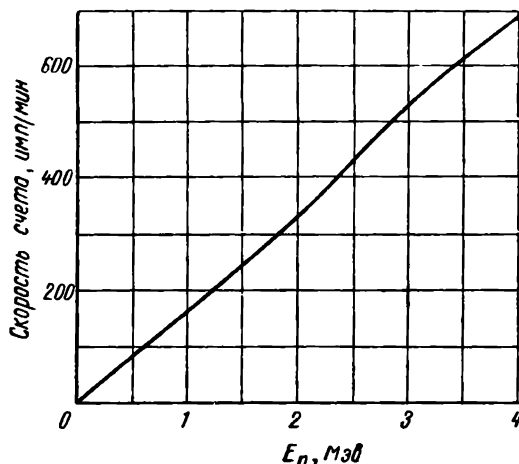


Рис. 7.20. Зависимость скорости счета на 1 см<sup>2</sup> для толстого полиэтиленового радиатора от энергии нейтрона при  $\varphi = 10^4 \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$ .



ром около 40 мк) в качестве собирающего электрода и чистый газ с незначительным электронным прилипанием для обеспечения того, чтобы отрицательными ионами являлись преимущественно электроны, можно получить время собирания отрицательных ионов, равное нескольким микросекундам. Такое короткое время собирания не только упрощает конструкцию усилителя, но также обеспечивает количественное собирание отрицательных ионов. Импульсная ионизационная камера, удовлетворяющая этим требованиям, описана Алленом и Уилкинсоном [12]. Наилучшие результаты были получены с камерой, приведенной на рис. 7.19. Камера состоит из цилиндрической латунной трубки с вертикальной осью. Диаметр трубки равен 10 см, что соответствует ее высоте. Собирающий электрод вмонтирован горизонтально посередине камеры. Радиатор расположен в центре с внутренней стороны съемной пластины. Внутренняя заслонка (на рис. 7.19 не показана) действует при наклоне камеры и позволяет по желанию обрезать протонный пучок. Камеру наполняли аргоном под давлением 1 атм. На рис. 7.20 приведена зависимость скорости счета на 1 см<sup>2</sup> толстого полиэтиленового радиатора от энергии нейтрона для  $\phi = 10^4$  нейтрон/(см<sup>2</sup> · сек).

## **7. 9. Сравнение абсолютных методов измерения потока быстрых нейтронов**

Аллен с сотрудниками [9] сравнивали экспериментально четыре метода абсолютных измерений потока быстрых нейтронов, описанных выше. Измерения проводили сравнением однородной ионизационной камеры с тройным счетчиком и с камерой под давлением, а затем сравнили камеры под давлением с камерой с толстым радиатором. Использовались дейтроны с энергией 930 кэв для бомбардировки дейтериевой мишени, чтобы получить моноэнергетические нейтроны. Нейтроны выбирались под углом 120° к направлению пучка дейтронов. При сравнении однородной камеры с тройным счетчиком предварительно проверили однородную камеру. Эта проверка включала определение углового распределения нейтронов. Были исследованы также возможные ошибки, вызванные эффектами фона, путем измерения ионизационного тока при различных расстояниях между мишенью ускорителя и камерой. На рис. 7.21 приведены зависимости обратной величины тока от квадрата расстояния, полученные для этих измерений.

Ложные эффекты, происходящие из-за  $\gamma$ -лучей и нейтронов, образованных в других частях ускорителей, а не в мишени, и нейтронов, рассеянных в камеру от стенок комнаты, должны были вызывать отклонения от прямых линий в наблюдениях, приведенных на рис. 7.21. Отсутствие значительных отклонений указывает на то, что эффекты фона пренебрежимо малы. Более того, при расстоянии 20 см фон обычно был меньше 1% иониза-

ции, вызванной нейтронами мишени. Когда однородную ионизационную камеру и тройной счетчик поставили по обе стороны мишени под углом  $120^\circ$  к пучку дейтронов, то нашли, что измерения с тройным счетчиком не совпадают. Расхождение с однородной камерой составляло до 20% при различной толщине радиатора для тройного счетчика.

Несогласие данных явилось результатом ошибок при определении количества водорода в полиэтиленовых радиаторах. Од-

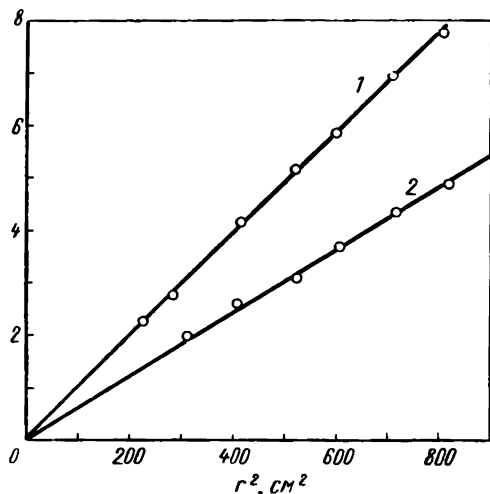


Рис 7.21. Зависимость обратной величины тока от квадрата расстояния (угол  $45^\circ$  — кривая 1) (угол  $150^\circ$  — кривая 2), наблюдаемая в однородной ионизационной камере.

нако Кинси, Коэн и Дейнти [11], используя другой тип радиатора, получили результаты с помощью тройного счетчика, которые согласовались в пределах 10%. Принимая во внимание все данные, они установили, что определяемый поток при измерении тройным счетчиком равен  $0,95 \pm 0,07$  значения, полученного с однородной ионизационной камерой.

Камера под давлением при низких смещениях более чувствительна к рассеянным нейтронам по сравнению с другими детекторами; поэтому ее использовали для детектирования фоновых эффектов. Проверка закона обратного квадрата показала, что скорость счета с хорошей точностью обратно пропорциональна квадрату расстояния от мишени ускорителя до центра камеры. На рис. 7.22 приведен график измерений обратной пропорциональности квадрату расстояния при смещающем напряжении 10 в.

При испытаниях камеры под давлением сравниваемую и однородную камеры располагали по разные стороны от мишени.

каждую на расстоянии 20 см. Из нескольких сравнительных измерений нашли, что эффективность камеры под давлением составляет 0,95 % эффективности однородной камеры.

На рис. 7.23 приведена зависимость скорости счета в камере под давлением от смещения дискриминатора в вольтах. Нашли,

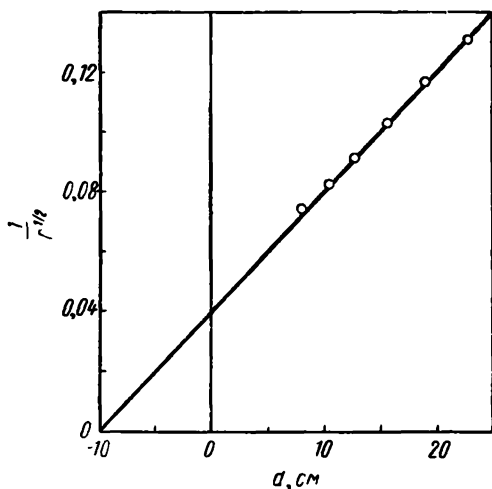


Рис. 7.22. Проверка закона обратного квадрата расстояния (угол  $120^\circ$ ) с помощью камеры под давлением при напряжении смещения 10 в. ( $C$  — скорость счета;  $d$  — расстояние от мишени до центра камеры.)

что ошибка, исключая неопределенность в значении нейтрон-протонного сечения рассеяния при измерении потока в однородной камере, равна 4 %.

Для однородной камеры недостаток информации относительно энергии, требуемой для образования пары ионов в этилене, и относительно средней энергии протонов отдачи дает вклад в эту ошибку.

Для камеры под давлением при измерении потока ожидалась ошибка около 5 %. Ошибка измерения давления водорода, интерпретации кривой смещения и определения объема камеры дают вклад в ошибку измерения с камерой под давлением.

Комбинируя различные оцениваемые ошибки, получаем отношение потока, измеренного в однородной камере, к значению, определенному в камере под давлением, равное  $0,95 \pm 0,06$ .

При окончательном сравнении камеру под давлением расположили напротив камеры с толстым радиатором; мишень находилась между ними. Никакой дополнительной ошибки от ко-

свенного сравнения камеры с толстым радиатором и однородной ионизационной камеры не было. Экспериментальные кривые смещения рис. 7.18 были точно воспроизведены для камеры с толстым радиатором, а единственная ошибка возникала из их интерпретации. При этом последнем сравнении установлено, что поток, измеренный камерой с толстым радиатором, составлял  $1,01 \pm \pm 0,05$  значения, полученного с однородной камерой. Была внесена ошибка 4% на неопределенность величины, полученной с однородной камерой, плюс 3% — ошибка для камеры с толстым радиатором. Эти 3% возникали в результате неопределенности в соотношении пробег — энергия для протонов в полиэтилене и при интерпретации кривой смещения. В табл. 7.4 приведены результаты сравнения.

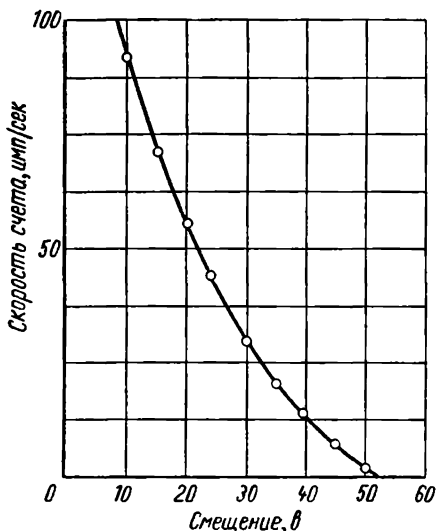


Рис. 7.23. Кривая смещения, полученная с камерой под давлением.

Таблица 7.4  
Сравнение четырех методов абсолютного измерения потока быстрых нейтронов

Методы	Величина регистрируемого потока
Однородная ионизационная камера . . . . .	1
Тройной счетчик . . . . .	$0,95 \pm 0,07$
Камера под давлением . . . . .	$0,95 \pm 0,06$
Камера с толстым радиатором . . . . .	$1,01 \pm 0,05$

## 7. 10. Сравнение интенсивностей источников нейтронов

Сравнить интенсивности нейтронных источников несложно, если сравниваются источники, испускающие нейтроны с одинаковым распределением по энергии. Любой детектор можно расположить на том же расстоянии от каждого источника, и отношение от счетов детекторов будет отношением интенсивностей источников. Большинство источников не имеет однородного распределения нейтронов во всех направлениях около источника,

поэтому желательно вращать источники вокруг оси, перпендикулярной направлению на детектор, чтобы получить среднее показание.

Сравнение источников, которые испускают нейтроны с различными распределениями по энергиям, усложняется, если требуется точность, большая  $\pm 10\%$ . Некоторые методы, использованные или предложенные для взаимного сравнения источников с различными энергетическими распределениями, обсуждаются ниже.

## **7. 11. Длинный счетчик**

Этот счетчик, описанный в разд. 4.6, имеет эффективность детектирования нейтронов, которая не зависит от энергии нейтронов в широкой области энергий. Зависимость эффективности от энергии нейтронов приведена на рис. 4.7. Очень часто длинный счетчик можно использовать при сравнении источников различных энергий с точностями, ограниченными главным образом ошибками, присущими технике счета.

## **7. 12. Использование замедлителей для сравнения источников различных энергий**

Вместо использования детектора с одинаковой чувствительностью для нейтронов всех энергий сравнение источников может быть сделано с помощью замедления нейтронов до тепловых и использования затем детекторов тепловых нейтронов для определения плотности тепловых нейтронов в замедляющей среде. Можно использовать детекторы резонансных нейтронов для измерения плотности замедления, когда замедляемые нейтроны проходят через энергетическую область, соответствующую резонансному уровню детектора. Нейтроны можно замедлить в прямоугольной графитовой колонне с основанием  $\sim 0,45\text{—}0,55\text{ м}^2$  и  $2,5\text{—}3\text{ м}$  высотой. При измерениях сравниваемый источник помещают на осевой линии на расстоянии  $0,5\text{—}1\text{ м}$  от основания колонны, как показано на рис. 7.24. Детектирующие фольги помещены в щелях по оси колонны на различных расстояниях над источником. Общий метод использования графитовой колонны заключается в измерении  $A_{\text{рез}}$  при различных расстояниях  $r$  от источника ( $A_{\text{рез}}$  — активность насыщения фольги, имеющей большое резонансное активационное сечение при некоторой низкой энергии нейтрона). Для определения  $A_{\text{рез}}$  используют индий, золото и магний с резонансами при  $1,458 \pm 0,003$ ,  $4,906 \pm 0,01$  и  $3,37 \pm 6\text{ эв}$  соответственно. Плотность замедления  $q(r)$  на каждом расстоянии  $r$  от источника пропорциональна  $A_{\text{рез}}$ . Тогда для двух различных сравниваемых

источников  $a$  и  $b$  имеем

$$\frac{q(a)}{q(b)} = \frac{A_{\text{рез}}(a)}{A_{\text{рез}}(b)}. \quad (7.38)$$

Отношение интенсивностей источников можно записать в виде

$$\frac{Q(a)}{Q(b)} = \frac{\int_0^{\infty} q(a) r^2 dr}{\int_0^{\infty} q(b) r^2 dr}. \quad (7.39)$$

Интеграл для каждого индивидуального источника можно получить, если значение  $A_{\text{рез}}(r)$  выражается как сумма трех гауссовских кривых, подгоняемых к сериям наблюдений, что представляется как

$$A_{\text{рез}} = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\frac{r^2}{r_i^2}}. \quad (7.40)$$

Обычно для этого достаточно трех гауссовских кривых. Каждый интеграл в уравнении (7.39) тогда принимает форму

$$\sum_{i=1}^3 A_i \int_0^{\infty} e^{-\frac{r^2}{r_i^2}} r^2 dr,$$

которая после интегрирования имеет вид

$$\sum_{i=1}^3 A_i \frac{1}{2} \frac{\pi}{r_i}. \quad (7.40')$$

Следовательно, уравнение (7.39) становится:

$$\frac{Q(a)}{Q(b)} = \frac{\sum_{i=1}^3 A_i r_i}{\sum_{i=1}^3 A_i r_i}. \quad (7.41)$$

Требуется шесть или более измерений  $A_{\text{рез}}$ , зависящих от  $r$ , для нанесения на график экспериментальной кривой, к которой

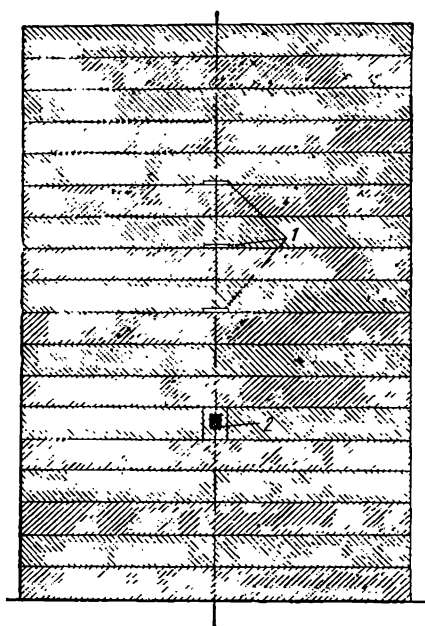


Рис. 7.24. Графитовая колонна:  
1 — отверстия для фольг, 2 — калибруемый источник.

подгонялись бы три гауссовы кривые, каждая с различными  $A_i$  и  $r_i$ . Уокер [13] предложил провести эксперимент с графитовой колонной, которая позволяет сравнить источники различных энергий с помощью одного измерения активированной фольги для каждого источника. Метод основан на выборе  $r$  при активации в области, где тепловой поток пропорционален интенсивности источника.

Для точечного источника монохроматических нейтронов интенсивностью  $Q$  в замедлителе плотность замедления  $q$  определяется как

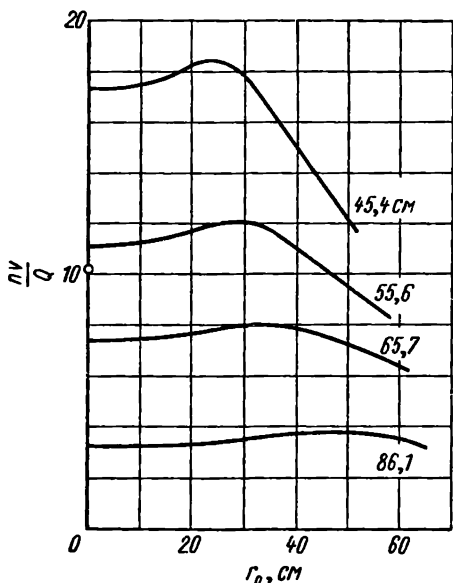
$$q(r) = \frac{Q}{(4\pi\tau)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4\tau}}, \quad (7.42)$$

где  $\tau$  — возраст нейтронов. Для удобства предположим  $4\tau = r_0^2$ , так что уравнение (7.42) становится

$$q(r) = \frac{Q}{\pi^{3/2} r_0^2} e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}. \quad (7.43)$$

В гауссиане уравнения (7.43)  $r_0$  увеличивается с ростом энергии нейтронов, испускаемых источником. Нейтроны, обозначаемые  $q(r)$ , образуют распределенный

Рис. 7.25. Зависимость потока тепловых нейтронов от параметра  $r_0$  при различных расстояниях от источника до детектора в графитовой колонне.



источник тепловых нейтронов, которые диффундируют в графите. Вводя этот источник тепловых нейтронов в диффузионное уравнение для стационарного состояния, получаем

$$-D\nabla^2 n(r) + \frac{n(r)}{T} = q(r), \quad (7.44)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии,  $T$  — среднее время жизни тепловых нейтронов в графите,  $n(r)$  — плотность нейтронов на расстоянии  $r$  от источника.

Граничные условия требуют обращения в нуль  $n(r)$  на эффективных границах колонны. Уравнение (7.44), когда оно решается со значением  $q(r)$ , данным в уравнении (7.43), определяет плотность тепловых нейтронов по всему графиту как функцию  $r_0$ . Уокер проделал такие расчеты для четырех различных значений  $r$ ; полученные данные приведены на рис. 7.25. Отличительной чертой графика является то, что, когда  $r$  увеличи-

вается, область, где  $nv/Q$  приблизительно не зависит от величины  $r_0$ , становится больше. В этой области  $nv/Q$  не зависит и от энергии нейтронов, испускаемых источником. Поэтому фольга, облученная тепловыми нейтронами на расстоянии  $r$ , где кривая  $nv/Q$  от  $r_0$  относительно близка к прямой, должна давать приблизительно абсолютную калибровку источника при одном измерении. Надежность оценки интенсивности источника определяется измерением для Ra—Be ( $\alpha, n$ )-источника при  $r = 55,6$  см. Это измерение должно попадать на кривую для  $r = 55,6$  см. В действительности точка лежит на 10—15% ниже этой кривой. Однако при взаимном сравнении источников это несогласие становится менее важным, и точность определения отношения двух источников должна быть несколько лучше.

Раствор сульфата марганца в большом баке можно также использовать для сравнения источников различных энергий. При этом марганец облучают до активации насыщения последовательно каждым источником. В конце каждого облучения раствор размешивают и измеряют активности каждой пробы раствора или всего раствора погружным счетчиком. Отношение активностей является отношением интенсивностей источников. Марганцевый метод имеет преимущество перед всеми другими методами, описанными здесь для сравнения источников, в том, что измерения не зависят от углового распределения нейтронов вокруг источника.

### **7. 13. Калиброванный счетчик для измерения интенсивности источников нейтронов**

Хардинг [14] описал метод определения абсолютной эффективности нейтронного счетчика для нейтронов в ограниченной области энергий. Калибровка счетчиков со стандартизованными Po—Be( $\alpha, n$ )-источниками затруднена из-за сложности нейтронного спектра этих источников и неточности, присущей стандартизации нейтронных источников. Однако если цепь совпадений, содержащая детектор  $\gamma$ -лучей и нейтронный счетчик, настроена так, чтобы позволить нейтронному счетчику регистрировать только те нейтроны, которые совпадают с хорошо известными  $\gamma$ -лучами энергией 4,43 Мэв от Po—Be-источника, то счетчик можно калибровать, не зная силы Po—Be-источника. Значительная часть нейтронов от Po—Be-источника производится в реакции  $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$  в соответствии со схемой энергетических уровней (рис. 7.26). Сцинтилляционный счетчик  $\gamma$ -лучей со смещением, которое позволяет регистрировать только  $\gamma$ -лучи энергией 4,43 Мэв и выше, может быть использован в схеме совпадений. Тогда только те нейтроны, которые возбуждают уровни энергий 7,59 или 4,43 Мэв, будут регистрироваться как совпадения. Средняя эффективность нейтронного счетчика для двух рассмат-



риваемых нейтронных энергий определяется отношением скорости счета совпадений к скорости счета  $\gamma$ -лучей в цепи совпадения. Это значение эффективности следует из того факта, что  $\gamma$ -кванты энергией 4,43 Мэв испускаются только после испускания нейтрона. Эффективность будет ошибочной, если уровень с энергией 7,59 Мэв будет терять энергию возбуждения посредством отдельного  $\gamma$ -кванта, как показано пунктиром на рис. 7.26.

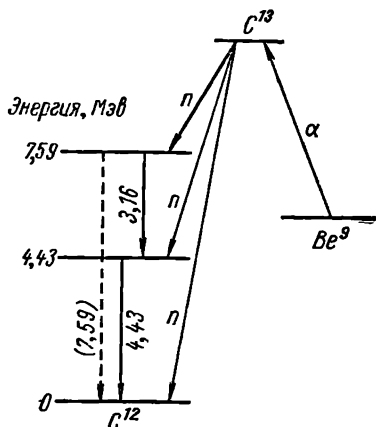


Рис. 7.26. Схема энергетических уровней для реакции  $\text{Be}^9 (\alpha, n) \text{C}^{12}$ .

Существует, однако, экспериментальное доказательство, показывающее, что этот  $\gamma$ -квант с энергией 7,59 Мэв, если он вообще испускается, имеет интенсивность меньше 0,04% интенсивности  $\gamma$ -кванта с энергией 4,43 Мэв.

Если, с другой стороны, возбуждение уровня 7,59 Мэв будет сниматься образованием внутренней пары, то электронная пара не будет регистрироваться ни детектором  $\gamma$ -лучей, ни как совпадение, и калибровка не ухудшится.

Конечным результатом образования пары электронов было бы слабое уменьшение низкоэнергетической части нейтронного спектра.

Хотя нет доказательства [6] наличия угловой корреляции между  $\gamma$ -лучами и нейтроном, такой эффект все же возможен. Если бы его открыли, то эффект угловой корреляции необходимо было учитывать при калибровке. Необходимо также избегать одновременного детектирования  $\gamma$ -лучей с энергиями 3,16 и 4,43 Мэв с эффективностью, большей, чем для одних  $\gamma$ -лучей энергией 4,43 Мэв. Вследствие того, что  $\gamma$ -лучи с энергией 3,16 Мэв имеют 3%-ную интенсивность по сравнению с  $\gamma$ -лучами энергией 4,43 Мэв, эффект не может быть большим. Ложные совпадения, произведенные нейтронами, рассеянными детектором нейтронов назад в бериллий, где они могут вызвать  $\gamma$ -лучи, детектируемые счетчиком  $\gamma$ -лучей, должны быть также исключены.

## 7. 14. Стандартные источники

Абсолютная калибровка нейтронного источника является утомительной и сложной задачей даже при наиболее благоприятных условиях. Следовательно, практически важно стандартизовать немногие источники абсолютными методами и калибровать другие источники, используемые при измерениях, сравнением со стандартами. Ранние нейтронные стандарты все были

типа  $Ra-Be(\alpha, n)$ . Этот выбор обусловлен относительно высоким выходом нейтронов и большим периодом полураспада радия.  $Ra-Be$ -Стандарты нашли широкое применение, хотя при их производстве возможна случайная утечка радона, ухудшающая стандарт. При изготовлении нейтронных источников смешением радиевой соли с бериллиевым порошком отсутствовала воспроизводимость. Смешивая радиевую соль с одинаковым количеством бериллиевого порошка той же пробы при идентичных условиях, не удавалось создать источники равной интенсивности. Различие достигало 15%. Смеси радия и бериллия спрессовывали в таблетки одинаковой плотности, это давало незначительное улучшение. Считали, что отсутствие воспроизводимости  $Ra-Be$ -источников указывает на нестабильность последующей скорости испускания нейтронов. Однако нет фактов, указывающих, что соответствующим образом герметизированные источники обнаруживают не поддающиеся учету флуктуации в интенсивности нейтронов.

В 1947 г. Национальное бюро стандартов США приступило к изготовлению национального стандартного источника нейтронов, при этом учитывали все факторы, воздействующие на постоянство источника и стабильность скорости испускания нейтронов. Был сконструирован  $Ra-Be$ -фотонейтронный источник, который необходимо было прокалибровать как стандарт. Низкий выход нейтронов, около  $10^6$  нейтрон/г  $Ra$  и более низкая энергия нейтронов по сравнению с  $Ra-Be(\alpha, n)$ -источниками — это недостатки, на которые пошли ради воспроизводимости и надежности. Воспроизводимость испытывали с помощью двух идентичных фотонейтронных источников. Источники состояли из сплошных сфер бериллия диаметром 4 см с центральной полостью, в которую запрессовывали таблетку из радиевой соли. Эту таблетку помещали в хорошо запаиваемую металлическую капсулу. Каждая капсула содержала приблизительно 1 г радия. Разрез такого источника показан на рис. 7.27.

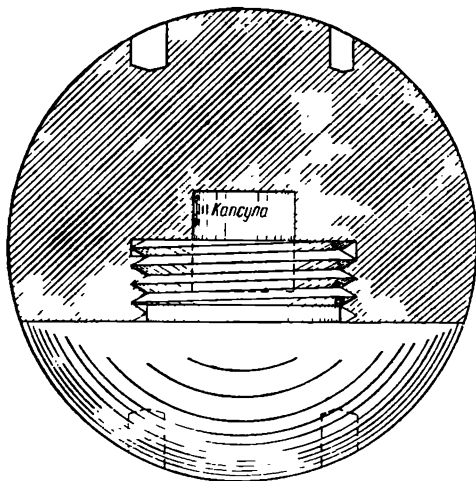


Рис 7.27. Фотонейтронный стандарт. Капсула содержит 1 г радия в виде прессованной таблетки бромида радия, расположенной в центре бериллиевой сферы диаметром 4 см.

Сравнивали измерения [15] нейтронной эмиссии от двух источников, эмиссии  $\gamma$ -лучей, испускаемых двумя радиевыми капсулами, и массы бериллия в двух сферах. Эти измерения обнаружили одинаковую скорость испускания нейтронов из источников после поправок на различия в содержании радия в капсулах и в массах бериллия в сферах.

Абсолютную скорость испускания нейтронов от источника типа NBS1 нашли определением объемного интеграла скорости поглощения нейтронов в воде [1] и измерением скорости поглощения нейтронов в растворе сульфата марганца [3]. Интегральный метод дал  $Q = (1,26_5 \pm 0,03_8) \cdot 10^6$ , а методом марганцевого раствора найдено  $Q = (1,25_0 \pm 0,02_5) \cdot 10^6$  нейтрон/сек. Средняя величина  $Q = (1,25_7 \pm 0,02_2) \cdot 10^6$  нейтрон/сек. Источник NBS1 служил как основной эталонный стандарт для сравнения нейтронных источников в Национальном бюро стандартов США. Неопределенность измеренной скорости испускания нейтронов для этого стандарта порядка  $\pm 2\%$ , ее можно сравнить с неопределенностями в значениях других национальных стандартов. Данные, собранные Юзом [16], указывали на 30%-ное расхождение между различными национальными стандартами. Провели абсолютное сравнение лос-аламосского источника № 40 [Ra—Be( $\alpha$ ,  $n$ )-источник] с источником Национального бюро стандартов. В Национальном бюро стандартов сравнили источник № 40 с источником NBS1 в растворе сульфата марганца. Расхождение между двумя определениями интенсивности источника нейтронов № 40 равнялось 1,1%.

В Pu—Be<sub>13</sub>( $\alpha$ ,  $n$ )-нейтронных источниках отсутствует сильная  $\gamma$ -радиация. Следовательно, Pu—Be-источники более пригодны как нейтронные стандарты. Они не выделяют радиоактивный газ и не требуют массивной свинцовой защиты при перевозке. Поэтому Pu—Be<sub>13</sub>-стандарты более удобны для обмена между лабораториями по сравнению с Ra—Be-источниками.

### Задачи

1. Рассчитать объем гелия при температуре 20°C и давлении 760 мм рт. ст., образованного за 1 ч поглощением в В<sup>10</sup>  $10^7$  нейтрон/сек.

2. Пропорциональный счетчик, имеющий активный объем 30,25 см<sup>3</sup>, заполнен BF<sub>3</sub> под давлением 16,5 см рт. ст. При эффективности 98,5% и скорости счета при постоянном нейтронном потоке 4565 имп/мин рассчитать число распадов в 1 сек на 1 моль бора.

3. В таблице приведены значения наведенной тепловыми нейтронами активности марганцевого детектора из фольги в терминах скоростей счета насыщенной фольги в зависимости от расстояния  $r$  от источника в большом баке раствора борной кислоты. Раствор содержит 0,2 моль Н<sub>3</sub>ВО<sub>3</sub> на 1 л, и часть нейтронов, поглощенная выше кадмиевой границы, равна 0,03. Отношение скорости поглощения нейтронов в 1 сек на 1 моль бора к скорости счета фольги в данном тепловом потоке равно 1240. Рассчитать значение  $Q$  для источника.

$r, \text{ см}$	$A_{th}, \text{ имп/сек}$	$r, \text{ см}$	$A_{th}, \text{ имп/сек}$
4	80 000	16	10 000
8	20 000	25	6 400
12	13 000	40	4 000

4. Источник, помещенный в бак, содержащий раствор сульфата марганца, дает скорость распада марганца при насыщении  $3,5 \text{ расп/}(мл \cdot \text{сек})$ , когда раствор размешивают непосредственно после окончания облучения. Рассчитать число нейтронов, испускаемых источником в 1 сек.

5. Рассчитать скорость образования протонов с энергиями больше, чем  $1,5 \text{ Мэв}$ , в камере объемом  $8,5 \text{ см}^3$ , заполненной водородом при атмосферном давлении, когда она находится в потоке,  $5 \cdot 10^6 \text{ нейтрон/см}^2 \cdot \text{сек}$  с энергией  $3 \text{ Мэв}$ .

## Л и т е р а т у р а

1. Walker R. L. Report MDDC 414. Juren J. A. De, Padgett D. W., Curtiss L. F. NBS J. Res., **55**, 63 (1955).
2. O'Neal R. D., Scharff-Goldhaber G. Phys. Rev., **69**, 368 (1946).
3. De Juren J. A., Chin J. NBS J. Res., **55**, 311 (1955).
4. Litter D. J. Proc. Phys. Soc., **64A**, 638 (1951).
5. Seidl F. G. P., Harris S. P. Rev. Sci. Inst., **18**, 897 (1947).
6. Larsson K. E. Ark. Fys., **7**, 327 (1954).
7. De Juren J. A., Rosenwasser H. NBS J. Res., **52**, 93 (1954).
8. Cohen R., Barloutand R. C. R. **238**, 2413 (1954).
9. Allen K. W., Livesey D. L., Wilkinson D. H. Proc. Camb. Phil. Soc., **46**, 339 (1950).
10. Cray L. H. Proc. Camb. Phil. Soc., **40**, 72 (1944).
11. Kinsey B. B., Cohen S. G., Dainty J. Proc. Camb. Phil. Soc., **44**, 96 (1948).
12. Allen K. W., Wilkinson D. H. Proc. Camb. Phil. Soc., **44**, 581 (1948).
13. Walker R. L. Phys. Rev., **76**, 244 (1949).
14. Harding G. N. Proc. Phys. Soc., **68A**, 52 (1955).
15. Curtiss L. E., Carson A. Phys. Rev., **76**, 1412 (1949).
16. Hughes D. J. Nucleonics, **12**, 26 (1954).
17. Hughes D., Schwartr R. Neutron Cross Section BNL-325 (1958) Suppl. 1, 1960.

## НЕКОТОРЫЕ ФОРМУЛЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

В приложениях I—VII некоторые формулы, предложенные в предыдущих главах без вывода, выведены для иллюстрации используемых методов.

### Приложение I. Возрастное уравнение Ферми<sup>1</sup>

Уравнение непрерывности для плотности замедления  $q$  в среде имеет вид

$$\operatorname{div} j + \frac{\partial q}{\partial t} = 0, \quad (\text{П.1})$$

где  $j$  — нейтронный поток.

Из диффузионной теории  $j = -D \operatorname{grad}$ , или  $\operatorname{div} j = -D \nabla^2 q$ , где коэффициент диффузии  $D = \lambda_{tr} v / 3$  с  $\lambda_{tr}$  — транспортной длиной и  $v$  — скоростью нейтронов.

Уравнение (П.1) теперь принимает вид

$$-\frac{\lambda_{tr} v}{3} \nabla^2 q = \frac{\partial q}{\partial t} \quad (\text{П.2})$$

с коэффициентом диффузии, зависящим от скорости нейтрона и, следовательно, от времени. Теперь определим переменную  $\tau$  так, что  $\frac{d\tau}{dt} = D$  с  $\tau=0$  для  $t=0$ , и умножим уравнение (П.2) на  $dt/d\tau$ , чтобы получить

$$\nabla^2 q = \frac{\partial q}{\partial \tau}. \quad (\text{П.3})$$

Уравнение (П.3) является обычной формой возрастного уравнения Ферми для нейтронов.

---

<sup>1</sup> Подробная теория возрастного приближения Ферми кинетического уравнения, а также другие аспекты решения кинетического уравнения Больцмана, описывающего процессы, происходящие в реакторах различного типа, даны в следующих работах: С. Глестон, М. Эдлунд. Основы теории ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1954; Б. Дэвиссон. Теория переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1960; Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961. — *Прим. ред.*

## Приложение II. Формула Брейта—Вигнера для одного уровня<sup>1</sup>

Фешбах, Пизли и Вайскопф<sup>2</sup> получили формулу Брейта—Вигнера для одного уровня при резонансном рассеянии и поглощении методом, который исключает суммирование по уровням, удаленным от резонансного уровня. Сечения находили с помощью функции  $f(E)$ , определенной как производная от собственной функции волнового уравнения для падающего нейтрона на поверхности ядра. Вывод исходит из рассмотрения падающего пучка медленных нейтронов. Вне ядра нейтроны имеют волновое число  $k$ . На поверхности ядра внешняя волна связывается непрерывно и гладко с внутренней волной равного значения и с той же самой производной на границе, как и для внешней волны. Для нейтрона в пределах ядра предполагается большая кинетическая энергия и большое волновое число ( $K \gg k$ ). Проблема тогда заключается в соединении на поверхности ядра волн с волновыми числами  $k$  и  $K$ . Это может быть сделано в общем виде, если только амплитуда  $A$  внутри ядра много меньше, чем амплитуда вне этого ядра, которая нормируется на единицу для удобства.

Тогда  $A$  будет порядка  $k/K$ . В этих исключительных случаях тем не менее, когда производная от внутренней волновой функции близка к нулю на поверхности ядра, две волны могут быть соединены (связаны) при примерно равных амплитудах с  $A$ , приблизительно равной единице. Специфические узкие области энергий, для которых существует это необычное условие, являются энергиями возбуждения составного ядра, при которых нейтрон может вступить в ядро. Эти энергетические области являются наблюдаемыми резонансами, и размер каждой энергетической полосы является резонансом с шириной  $\Gamma$ . Предполагая, что фаза внутренней волновой функции изменяется гладко с изменением энергии, можно считать, что энергетические интервалы, в которых производная от собственной функции достаточно мала, чтобы увеличиваться с  $A$ , пропорциональны расстоянию  $D$ , так что  $\Gamma = \alpha D$ , где  $\alpha$  — малое число (порядка  $k/K$ ). Это предположение пренебрегает поглощением в пределах ядра и применимо только к нейтронам.

Для нейтронов с орбитальным угловым моментом  $l=0$  волновая функция  $\psi$  падающего нейтрона вне ядра является линейной комбинацией сходящихся и расходящихся волн, т. е.

$$\varphi = r\psi = e^{-ikr} + \eta e^{ikr}, \quad (\text{П.4})$$

где  $\eta$  — комплексное число, дающее относительную фазу сходящейся и расходящейся волн. В отсутствие поглощения  $\eta^2 = 1$ , а при поглощении  $\eta^2 < 1$ . Сечение поглощения дается выражением

$$\sigma_a = \frac{\pi}{k^2} (1 - |\eta|^2), \quad (\text{П.5})$$

как можно видеть из того факта, что  $\pi/k^2$  является максимумом сечения, когда нет расходящейся волны  $e^{ikr}$ . Сечение рассеяния равно

$$\sigma_s = \frac{\pi}{k^2} |1 + \eta|^2, \quad (\text{П.6})$$

которое следует из случая плоской волны, когда часть волновой функции с  $l=0$  имеет форму

$$r\psi = e^{-ikr} - e^{+ikr}. \quad (\text{П.7})$$

<sup>1</sup> Подробное изложение вопросов, связанных с теорией резонансных ядерных реакций, вызываемых нейтронами, дано в работах: Д. Б л а т т, В. В а й с к о п ф. Теоретическая ядерная физика. М., Изд-во иностр. лит., 1954; А. С. Д а в ы д о в. Теория атомного ядра. М., Физматгиз, 1958; А. N. L a n e, R. G. T h o m a s. Rev. Mod. Phys., 30, 257 (1958).

<sup>2</sup> Feshbach H. Peaslee D. C., Weisskopf V. F. Phys. Rev., 71, 145 (1947).

Когда  $t$  очень мало, уравнение (П.22) становится  $kt(n-1) = -2\pi a Nt/k$ , из которого

$$n = 1 - \frac{\lambda^2 Na}{2\pi}, \quad (\text{П.23})$$

что является обычным выражением для показателя преломления нейтронов.

#### Приложение IV. Радиоактивные превращения в методе активации фольг

Сначала рассмотрим формулу для фольг, облученных за время, меньшее, чем это требуется для активации до насыщения. Если ядро-мишень при облучении в постоянном нейтронном потоке производит радиоактивное ядро с постоянной распада  $\lambda$ , то скорость образования радиоактивных атомов равна постоянной скорости от захвата нейтронов  $q$  минус скорости радиоактивного распада  $\lambda N$  ( $N$  — число радиоактивных атомов, отнесенное к любому моменту времени). Следовательно,

$$\frac{dN}{dt} = q - \lambda N = -\left(N - \frac{q}{\lambda}\right)\lambda dt. \quad (\text{П.24})$$

Теперь можно написать

$$\frac{dN}{N - \frac{q}{\lambda}} = -\lambda dt. \quad (\text{П.25})$$

Интегрируя, получаем

$$\ln\left(N - \frac{q}{\lambda}\right) = -\lambda t + C, \text{ или } N - \frac{q}{\lambda} = Ce^{-\lambda t}. \quad (\text{П.26})$$

Когда  $t=0$ ,  $C = -q/\lambda$ , которое можно ввести в уравнение (П. 26), что дает

$$N = \left(\frac{q}{\lambda}\right)(1 - e^{-\lambda t}). \quad (\text{П.27})$$

Когда  $t = \infty$ ,  $N = N_s$  — число радиоактивных атомов при насыщении, а также  $N = q/\lambda = N_s$ . Поэтому число радиоактивных атомов в любой момент времени при облучении равно

$$N = N_s(1 - e^{-\lambda t}). \quad (\text{П.28})$$

Теперь, чтобы получить формулу для скорости счета при насыщении  $C_0$  из скорости счета импульсов, регистрируемых в выбранном интервале времени после удаления мишени из потока, предположим, что  $t$  равно времени облучения. Счет начинается с момента времени  $t_1$  после удаления мишени из потока и продолжается непрерывно до момента  $t_2$ . Обозначим  $I$  — регистрируемые импульсы в интервале  $t_2 - t_1$ ,  $N$  — число радиоактивных атомов в мишени, отнесенных к моменту времени удаления ее из потока. Число радиоактивных атомов, отнесенных к времени  $t_1$ , обозначенное  $N_{t_1}$ , равно

$$N_{t_1} = N_t e^{-t_1/\tau},$$

где  $\lambda$  заменено на ее эквивалент  $1/\tau$ .

Число радиоактивных атомов, отнесенных к моменту времени  $t_2$ , обозначенное  $N_{t_2}$ , дается выражением  $N_{t_2} = N_t \exp(-t_2/\tau)$ . Число радиоактивных атомов, которые распались в течение счетного интервала, равно  $I$  и определяется выражением.

$$I = N_t (e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau}). \quad (\text{П.29})$$

Из уравнения (П.28) видим, что  $N_t = N_s(1 - e^{-t/\tau})$ . Вводя это значение для  $N_t$  в уравнение (П.29), получаем

$$I = N_s(1 - e^{-t/\tau})(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau}). \quad (\text{П.30})$$

Откуда

$$N_s = \frac{I}{(1 - e^{-t/\tau})(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau})}. \quad (\text{П.31})$$

Теперь  $C_0$ , скорость счета при насыщении, определяется уравнением

$$C_0 = \lambda N_s = \frac{N_s}{\tau} = \frac{I}{\tau(1 - e^{-t/\tau})(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau})}. \quad (\text{П.32})$$

где  $\tau$  — среднее время жизни радиоактивного продукта.

## Приложение V. Энергия нейтронов из фотонейтронного источника

Энергия нейтрона из реакции  $(\gamma, n)$  может быть рассчитана с помощью законов сохранения энергии и импульса при столкновении фотона с ядром-мишенью. Рассмотрим  $\gamma$ -лучи с энергией  $E_\gamma$ , падающие на ядро-мишень с массовым числом  $A$ . При столкновении освобождается нейтрон под углом  $\theta$

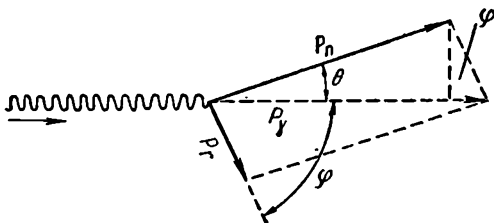


Рис. П.2. Диаграмма столкновения фотона с ядром-мишенью в реакции  $(\gamma, n)$ .

относительно направления падения  $\gamma$ -лучей. Ядро (теперь с массовым числом  $A-1$ ) испытывает отдачу под углом  $\phi$  относительно направления  $\gamma$ -лучей. На рис. П.2 приведена диаграмма столкновения. Импульс  $\gamma$ -лучей  $P_\gamma$  равен  $E_\gamma/c$ , где  $c$  — скорость света. Если  $Q$  — энергия порога для реакции, то закон сохранения энергии требует соблюдения равенства

$$E_\gamma - Q = E_n + E_r. \quad (\text{П.33})$$

где  $E_n$  — кинетическая энергия нейтрона;  $E_r$  — энергия ядра отдачи. Заметим, что

$$E_n = \frac{p_n^2}{2M_n}, \quad (\text{П.34})$$

где  $M_n$  — масса нейтрона, а

$$E_r = \frac{p_r^2}{2(A+1)M_n}. \quad (\text{П.35})$$



Уравнение (П.7) отличается от уравнения (П.4) только членом  $(1+\eta)e^{ikr}$ , который, следовательно, является рассеянной волной.

Следующим шагом будет получение выражения для двух сечений через логарифмическую производную от  $\Phi$  при радиусе ядра  $a$ . С этой целью функция  $f(E)$  определяется как

$$f(E) = a \left. \frac{d\Phi/dr}{\Phi} \right|_{r=a} \quad (\text{П.8})$$

Тогда соотношение между  $\eta$  и  $f$  принимает вид

$$\eta = e^{-2ix} \frac{x - if}{x + if} \quad (\text{П.9})$$

с  $x = ka$ .

Радиус ядра  $a$  может быть определен как наименьшее расстояние, на котором входящая частица является еще свободной от влияния ядерных сил. Сечения теперь могут быть выражены как

$$\sigma_a = \frac{4\pi xh}{k^2} \left| \frac{1}{x + if} \right|^2 = \frac{4\pi}{k^2} \frac{xh}{(x+h)^2 + f_0^2}; \quad (\text{П.10})$$

$$\sigma_s = \frac{4\pi}{k^2} \left| \frac{x \cos x - f \sin x}{x + if} \right|^2 = \frac{4\pi}{k^2} \left| \frac{x}{i(x+h) - f_0} + e^{ix} \sin x \right|^2 \quad (\text{П.11})$$

при подстановке уравнения (П.9) в уравнения (П.5) и (П.6) и введя  $f = f_0 - ih$ , где  $f_0$  и  $h$  — вещественные функции, с  $h$  всегда положительными, чтобы обеспечить  $|\eta|^2 \leq 1$ . Уравнения (П.10) и (П.11) показывают, что резонансы всегда получаются при  $f = 0$ . Значения энергий, при которых  $f_0(E) = 0$ , называются резонансными энергиями ядра  $E_r$ .

Вблизи резонансов можно записать

$$f_0(E) = (E - E_r) \left. \frac{df_0}{dE} \right|_{E=E_r} \quad (\text{П.12})$$

и ввести определения

$$\Gamma_n^{(r)} = - \left. \frac{2x}{\frac{df_0}{dE}} \right|_{E=E_r}; \quad (\text{П.13})$$

$$\Gamma_a^{(r)} = - \left. \frac{2h}{\frac{df_0}{dE}} \right|_{E=E_r}, \quad (\text{П.14})$$

где  $\Gamma_n^{(r)}$  — нейтронная ширина, соответствующая испусканию нейтрона с его первоначальной энергией, и  $\Gamma_a^{(r)}$  — ширина поглощения, содержащая радиационную ширину и ширины каких-нибудь других процессов, которые не приводят к упругому испусканию падающей частицы, таких, как деление или неупругое рассеяние. Отрицательные знаки следуют из того, что  $df_0/dE$  отрицательно. Тогда для значений  $E$  вблизи  $E_r$  имеем

$$\sigma_a = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n^{(r)} \Gamma_a^{(r)}}{(E - E_r)^2 + \left( \frac{\Gamma_n^{(r)} + \Gamma_a^{(r)}}{2} \right)^2}; \quad (\text{П.15})$$

$$\sigma_s = \frac{4\pi}{k^2} \left| \frac{\frac{1}{2} \Gamma_n^{(r)}}{\frac{i}{2} (\Gamma_n^{(r)} + \Gamma_a^{(r)}) + E - E_r} + e^{ix} \sin x \right|^2. \quad (\text{П.16})$$

Уравнения (П.15) и (П.16) являются формулами Брэгга — Вигнера, хотя они содержат вклад только одного уровня. Они точны настолько, насколько уравнение (П.12) является хорошей аппроксимацией для  $f_0(E)$ . Уравнение (П.16) содержит характерный член потенциального рассеяния, который дает

$$\tau_s = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 ka, \quad (\text{П.17})$$

что является сечением рассеяния для непроницаемой сферы радиусом  $a$ .

### Приложение III. Коэффициент преломления для нейтронов

Чтобы получить формулу для коэффициента преломления нейтронов, рассмотрим рис. П.1. Слой вещества толщиной  $t$  лежит в плоскости  $x, y$  и распространяется до бесконечности в обоих направлениях. Предположим, что нейтроны длины волны  $\lambda_0$  в вакууме падают в направлении стрелки слева.

Толщина слоя значительно больше, чем  $\lambda_0$ , однако он достаточно тонок, чтобы обеспечить пренебрежимое ослабление нейтронов. Слой предполагается содержащим  $N$  ядер, все одного сорта и с той же самой амплитудой рассеяния  $a$  на  $1 \text{ см}^3$ . Если  $e^{ikz}$  — волна падающих нейтронов с волновым числом  $k = 2\pi/\lambda_0$ , то волновое число при вступлении в слой равно  $nk$  ( $n$  — показатель преломления вещества в слое. Прошедшая волна равна

$$e^{i(nkt+k)(z-t)}. \quad (\text{П.18})$$

Определяя волны как сумму падающей и рассеянной амплитуд, получаем

$$e^{ikz} - \int_0^\infty \left( \frac{a}{r} \right) e^{ikr} Nt \cdot 2\pi y dy. \quad (\text{П.19})$$

Полагая выражение (П.18) равным уравнению (П.19) и заменяя  $ydy$  на  $rdr$ , получаем

$$e^{ikz} e^{ikt(n-1)} = e^{ikz} - 2\pi a Nt \int_z^\infty e^{ikr} dr. \quad (\text{П.20})$$

Интеграл, хотя и не определенный при  $r = \infty$ , следуя обычаю, может быть формально определен значением  $(i/k)e^{ikz}$ , дающим для уравнения (П.20)

$$e^{ikt(n-1)} = 1 - i2\pi a \frac{Nt}{k}. \quad (\text{П.21})$$

Приравнивая мнимые части уравнения (П.21), имеем

$$\sin kt(n-1) = -2\pi a \frac{Nt}{k}. \quad (\text{П.22})$$

Из геометрии на рис. П.2 имеем

$$P_n \sin \theta = P_r \sin \varphi. \quad (\text{П.36})$$

Закон сохранения импульса выражается соотношением

$$\frac{E_\gamma}{c} = P_n \cos \theta + P_r \cos \varphi. \quad (\text{П.37})$$

Возводя в квадрат уравнение (П.37), получаем

$$\frac{E_\gamma^2}{c^2} - 2 \frac{E_\gamma}{c} P_n \cos \theta + P_n^2 \cos^2 \theta = P_r^2 \sin^2 \varphi. \quad (\text{П.38})$$

Возводя в квадрат уравнение (П.36) и добавляя полученный результат к уравнению (П.38), получаем

$$\frac{E_\gamma^2}{c^2} - 2 \frac{E_\gamma}{c} P_n \cos \theta + P_n^2 \equiv P_r^2. \quad (\text{П.39})$$

Теперь подставим это значение  $P_r^2$  в уравнение (П.35) и получим

$$E_r = \frac{\frac{E_\gamma^2}{c^2} - 2 \frac{E_\gamma}{c} P_n \cos \theta}{2(A-1)M_n} + \frac{P_n^2}{2(A-1)M_n}. \quad (\text{П.40})$$

Подставляя это значение  $E_r$  в уравнение (П.33), получаем

$$E_\gamma - Q = E_n + \frac{E_n}{A-1} + \frac{E_\gamma^2}{2c^2(A-1)M_n} - \frac{E_\gamma P_n \cos \theta}{(A-1)M_n c},$$

или

$$\frac{A}{A-1} E_n = E_\gamma - Q - \frac{E_\gamma^2}{(A-1)1862} + \frac{E_\gamma P_n \cos \theta}{(A-1)M_n c},$$

которое можно записать как

$$E_n = \frac{A-1}{A} \left[ E_\gamma - Q - \frac{E_\gamma^2}{(A-1)1862} \right] + \delta, \quad (\text{П.41})$$

где

$$\delta = \frac{E_\gamma P_n \cos \theta}{AM_n c}. \quad (\text{П.42})$$

Чтобы получить приближенно значения  $\delta$ , заметим, что

$$P_n = \sqrt{2M_n E_n}. \quad (\text{П.43})$$

Сделаем следующее приближение для  $E_n$ :

$$E_n \approx \frac{A-1}{A} (E_\gamma - Q).$$

Тогда уравнение (П.43) становится

$$P_n \approx \sqrt{2M_n \frac{A-1}{A} (E_\gamma - Q)}.$$

Вводя это значение для  $P_n$  в уравнение (П.42), получаем

$$\begin{aligned} \delta &\approx \frac{E_T}{2M_n c} \left[ 2M_n \frac{A-1}{A} (E_T - Q) \right]^{1/2} \cos \theta = \\ &= E_T \cos \theta \left[ \frac{2(A-1)(E_T - Q)}{A^2 \cdot 931} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{П.44})$$

## Приложение VI. Брэгговский закон отражения от кристалла

Соотношение между углом отражения нейтронов  $\theta$  с длиной волны  $\lambda$  от кристалла с постоянной решетки  $d$  можно вывести очень просто из геометрии, данной на рис. П.3.а. На этом рисунке нейтроны изображаются падающими

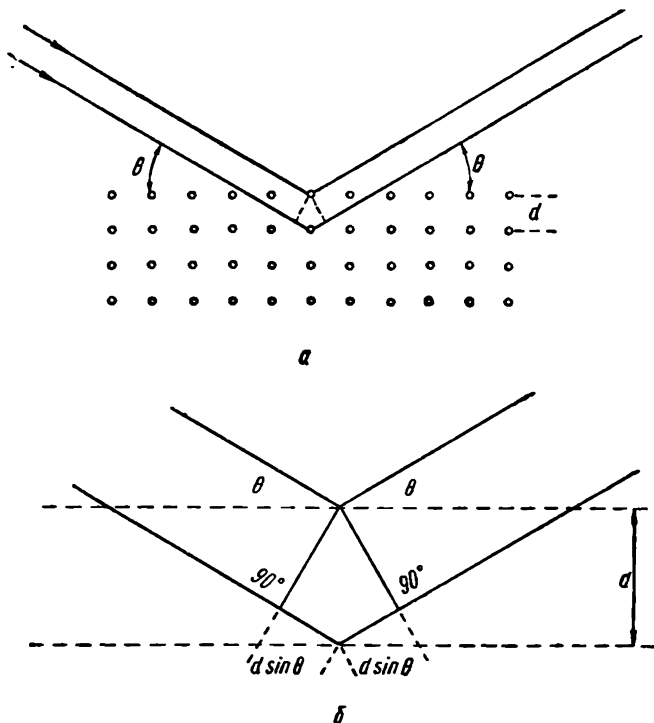


Рис. П.3. Схема отражения нейтронов от кристаллической решетки (а) и место падения нейтронов (рис. П.3,а) в увеличенном масштабе (б).

на кристалл под углом  $\theta$  к кристаллическим плоскостям. Рассмотрим такие коллимированные нейтроны, которые сталкиваются с ядрами в решетке кристалла и отражаются под углом отражения, равным углу падения.

Для двух показанных соседних путей, одного — отраженного в поверхностном слое кристалла и другого — в следующем слое на глубине  $d$  в кристалле) замечаем, что разница в длинах двух путей равна  $2d \sin \theta$ . Более ясно

это показано на рис П.3,б. Если нейтроны, проходящие эти два пути, находятся в фазе и усиливают друг друга после отражения, то разность в длинах двух путей должна быть равна целому числу длин волн. При всех других длинах волн гасящая интерференция будет уничтожать наблюдаемые эффекты нейтронов. Поэтому если  $n$  — целое число, то

$$n\lambda = 2d \sin \theta. \quad (\text{П.45})$$

## Приложение VII. Плотность потока нейтронов

При изменениях плотности нейтронов в среде возможен нейтронный поток из областей с высокой плотностью в области с низкой плотностью.

Когда градиента плотности нейтронов нет, то поток в одном направлении равен потоку в противоположном направлении. Суммарный нейтронный

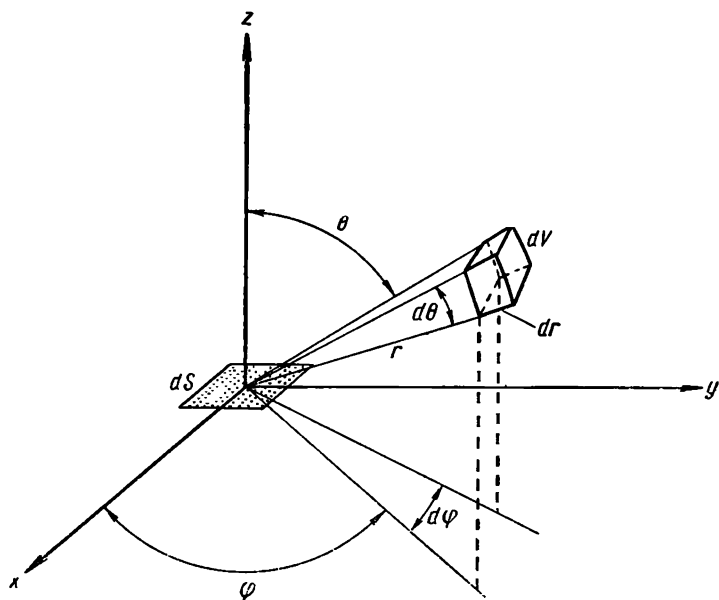


Рис. П.4. Диаграмма для вывода формулы плотности потока нейтронов.

поток тогда равен нулю. Чтобы исследовать величину плотности нейтронного потока, рассмотрим элемент площади  $dS$  в плоскости  $x, y$  в начале координат, как указано на рис. П.4. Элемент объема  $dV$  относительно  $dS$  расположен, как показано, так что его сферическими координатами являются  $r, \theta, \varphi$ . Если  $nv$  — нейтронный поток при отдельной скорости, то число рассеивающих столкновений в  $dV$  равно  $(nv/\lambda_s)dV$ , где  $\lambda_s$  — средний свободный путь для рассеяния.

Предполагая рассеяние изотропным в лабораторной системе координат, может сказать, что вероятность того, что нейтрон будет рассеян в  $dV$  в соответствующем направлении, чтобы пройти через  $dS$ , равна телесному углу, стягиваемому  $dS$ , с вершиной в точке рассеяния.

Этот телесный угол равен  $\cos \theta \frac{dS}{4\pi r^2}$ .

Поскольку мы пренебрегли поглощением нейтронов, то можно также сказать, что вероятность того, что нейтрон, первоначально рассеянный в положительном направлении, достигнет  $dS$  без дальнейшего рассеяния, равна  $e^{-r/\lambda_s}$ .

Число нейтронов, рассеянных в  $dV$ , которые действительно пройдут через  $dS$  в 1 сек, равно

$$\frac{nv}{\lambda_s} dV \frac{dS \cos \theta}{4\pi r^2} e^{-r/\lambda_s}. \quad (\text{П.46})$$

В сферических координатах это выражение принимает вид

$$\frac{dS}{4\pi\lambda_s} nv e^{-r/\lambda_s} \cos \theta \sin \theta dr d\theta d\varphi. \quad (\text{П.47})$$

Число нейтронов, рассеянных в площадку  $dS$  из верхней части плоскости  $xy$  получаем интегрированием этого числа по всей области над  $x, y$  — плоскостью. Этот тройной интервал распространяется от  $r=0$  до  $r=\infty$ , от  $\varphi=0$  до  $\varphi=2\pi$  и от  $\theta=0$  до  $\theta=\pi/2$ . Определим плотность потока нейтронов как число нейтронов, пересекающих единичную площадку поверхности в 1 сек. Нейтронный поток из верхней части плоскости  $xy$  будет распространяться в отрицательном направлении оси  $z$ . Обозначим этот поток  $J_-$ . Теперь получим  $J_- dS$  с помощью интегрирования уравнения (П.47) следующим образом:

$$J_- dS = \frac{dS}{4\pi\lambda_s} \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} nv e^{-r/\lambda_s} \cos \theta \sin \theta d\varphi d\theta dr. \quad (\text{П.48})$$

При интегрировании удобно выразить поток нейтронов в прямоугольных координатах через разложения в ряды Маклорена. Ограничиваясь разложением до членов второго порядка, имеем

$$\begin{aligned} nv(x, y, z) = & nv_0 + x \left( \frac{\partial nv}{\partial x} \right)_0 + y \left( \frac{\partial nv}{\partial y} \right)_0 + z \left( \frac{\partial nv}{\partial z} \right)_0 + \\ & + \frac{1}{2!} \left[ x^2 \left( \frac{\partial^2 nv}{\partial x^2} \right)_0 + y^2 \left( \frac{\partial^2 nv}{\partial y^2} \right)_0 + z^2 \left( \frac{\partial^2 nv}{\partial z^2} \right)_0 + \right. \\ & \left. + 2xy \left( \frac{\partial^2 nv}{\partial x \partial y} \right)_0 + 2xz \left( \frac{\partial^2 nv}{\partial x \partial z} \right)_0 + 2zy \left( \frac{\partial^2 nv}{\partial y \partial z} \right)_0 \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.49})$$

Индекс нуль связан с требованием, что производные будут оцениваться в начале координат. Теперь возвратимся к сферическим координатам, заменяя  $x$  на  $r \sin \theta \cos \varphi$ ,  $y$  на  $r \sin \theta \sin \varphi$ ,  $z$  на  $r \cos \theta$ .

Вводя значение потока из уравнения (П.49) в уравнение (П.48) и интегрируя, получаем

$$\begin{aligned} J_- = & \frac{nv_0}{4} - \frac{\lambda_s}{6} \left( \frac{\partial nv}{\partial z} \right)_0 + \frac{\lambda_s^2}{16} \left[ \left( \frac{\partial^2 nv}{\partial x^2} \right)_0 + \left( \frac{\partial^2 nv}{\partial y^2} \right)_0 + \right. \\ & \left. + 2 \left( \frac{\partial^2 nv}{\partial z^2} \right)_0 \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.50})$$

Заметим, что члены по  $x, y, xy, xz$  и  $yz$  не дают вклада в интеграл, потому что интеграл по  $\varphi$  от этих членов равен нулю. Следовательно,

$$J_- = \frac{nv_0}{4} - \frac{\lambda_s}{6} \left( \frac{\partial nv}{\partial z} \right)_0. \quad (\text{П.51})$$

Действуя аналогичным образом, найдем для плотности потока в положительном направлении

$$J_{+} = \frac{nv_0}{4} + \frac{\lambda_s}{6} \left( \frac{\partial nv}{\partial z} \right)_0. \quad (\text{П.52})$$

Результирующая плотность потока  $J_z$  будет равна разности уравнений (П.51) и (П.52), или

$$J_z = J_{-} - J_{+} = -\frac{\lambda_s}{3} \left( \frac{\partial nv}{\partial z} \right)_0. \quad (\text{П.53})$$

Следуя тем же аргументам, можно показать, что

$$J_x = -\frac{\lambda_s}{3} \left( \frac{\partial nv}{\partial x} \right)_0 \quad (\text{П.54})$$

$$J_y = -\frac{\lambda_s}{3} \left( \frac{\partial nv}{\partial y} \right)_0. \quad (\text{П.55})$$

Можно рассмотреть более общий случай, когда элемент площади находится не в одной из координатных плоскостей, а наклонен под углами  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  относительно координатных осей соответственно. Результирующая плотность потока через единицу площадки будет тогда изображаться проекцией трех компонент. Следовательно,

$$J = -\frac{\lambda_s}{3} \left[ \left( \frac{\partial nv}{\partial x} \right)_0 \cos \alpha + \left( \frac{\partial nv}{\partial y} \right)_0 \cos \beta + \left( \frac{\partial nv}{\partial z} \right)_0 \cos \gamma \right]. \quad (\text{П.56})$$

Так как поток нейтронов, проходящих через единицу площадки, зависит от ориентации плоскости площадки, плотность потока нейтронов является вектором. Можно видеть, что уравнение (П.56) является скалярным произведением двух векторов, которые можно записать как  $\mathbf{N}$  и  $\mathbf{J}$ , где  $\mathbf{N}$  — единичный вектор, определяемый уравнением

$$\mathbf{N} = \mathbf{i} \cos \alpha + \mathbf{j} \cos \beta + \mathbf{k} \cos \gamma, \quad (\text{П.57})$$

$\mathbf{J}$  теперь запишем в виде

$$\mathbf{J} = -\frac{\lambda_s}{3} \left[ \left( \frac{\partial nv}{\partial x} \right)_0 \mathbf{i} + \left( \frac{\partial nv}{\partial y} \right)_0 \mathbf{j} + \left( \frac{\partial nv}{\partial z} \right)_0 \mathbf{k} \right], \quad (\text{П.58})$$

где  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{k}$  — единичные вектора вдоль осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , соответственно. Результат умножения векторов теперь запишем в обычном векторном обозначении как

$$\mathbf{J} = -\frac{\lambda_s}{3} \text{grad } nv = -\frac{\lambda_s}{3} \nabla nv, \quad (\text{П.59})$$

где  $\mathbf{J}$  — плотность потока, а  $\nabla nv$  — градиент  $nv$  в точке, где измеряется плотность потока нейтронов.

Таблица П. 1

Сечения когерентного рассеяния  $\sigma_{\text{ког}}$  (со знаком) и сечение рассеяния на жестко связанных атомах  $\sigma_{\text{связ}} = \sigma_{\text{св}} \left( \frac{A+1}{A} \right)^2$

Элемент $ZX$	Изотоп $XA$	$\sigma_{\text{ког}}$ (со знаком), барн	$\sigma_{\text{связ}} = \sigma_{\text{св}} \times \left( \frac{A+1}{A} \right)^2$ , барн
$^1\text{H}$	$^1\text{D}^2(^1\text{H}^2)$	$1,79 \pm 0,02$ (—)	$81,5 \pm 0,4$
$^2\text{He}$		$5,4 \pm 0,3$ (+)	$7,6 \pm 0,1$
$^3\text{Li}$		$1,1 \pm 0,2$ (+)	$1,3 \pm 0,2$
		$0,40 \pm 0,03$ (—)	$1,2 \pm 0,3$
	$\text{Li}^6$	$6 \pm 3$ (+)	—
	$\text{Li}^7$	$0,80 \pm 0,05$ (—)	$1,4 \pm 0,2$
$^4\text{Be}$	$\text{Be}^9$	$7,53 \pm 0,07$ (+)	$7,54 \pm 0,07$
$^5\text{B}$			$4,4 \pm 0,2$
	$\text{B}^{10}$	—	$4,0 \pm 0,5$
	$\text{B}^{11}$	—	$4,4 \pm 0,3$
$^6\text{C}$		$5,50 \pm 0,04$	$5,53 \pm 0,03$
	$\text{C}^{13}$	$4,5 \pm 0,6$ (+)	$5,5 \pm 1,0$
$^7\text{N}$		$11,0 \pm 0,5$ (+)	$11,4 \pm 0,5$
$^8\text{O}$		$4,2 \pm 0,3$ (+)	$4,24 \pm 0,02$
$^9\text{F}$	$\text{F}^{19}$	$3,8 \pm 0,3$ (+)	$4,0 \pm 0,1$
$^{10}\text{Ne}$		—	$2,9 \pm 0,2$
$^{11}\text{Na}$		$1,55 \pm 0,05$ (+)	$3,4 \pm 0,2$
$^{12}\text{Mg}$		$3,60 \pm 0,10$ (+)	$3,70 \pm 0,10$
$^{13}\text{Al}$	$\text{Al}^{27}$	$1,50 \pm 0,10$ (+)	$1,51 \pm 0,03$
$^{14}\text{Si}$		$2,0 \pm 0,20$ (+)	$2,4 \pm 0,2$
$^{15}\text{P}$	$\text{P}^{31}$	$3,10 \pm 0,16$ (+)	$3,6 \pm 0,3$
$^{16}\text{S}$		$1,20 \pm 0,08$ (+)	$1,2 \pm 0,2$
$^{17}\text{Cl}$		$1,21 \pm 0,80$ (+)	—
$^{18}\text{Ar}$	$\text{Ar}^{36}$	$0,5 \pm 0,10$ (+)	$0,9 \pm 0,2$
		$72 \pm 5$ (+)	—
$^{19}\text{K}$		$1,5 \pm 0,1$ (+)	$2,2 \pm 0,1$
$^{20}\text{Ca}$		$3,0 \pm 0,1$ (+)	$3,2 \pm 0,3$
	$\text{Ca}^{40}$	$3,0 \pm 0,1$ (+)	$3,1 \pm 0,3$
	$\text{Ca}^{44}$	$0,4 \pm 0,03$ (+)	—
$^{21}\text{Sc}$	$\text{Sc}^{45}$	$17,5 \pm 1,5$	—
$^{22}\text{Ti}$		$1,4 \pm 0,3$ (—)	$4,4 \pm 0,2$
	$\text{Ti}^{46}$	$2,9 \pm 0,1$ (+)	$3,3 \pm 1,0$
	$\text{Ti}^{47}$	$1,4 \pm 0,1$ (+)	$5,2 \pm 1,0$
	$\text{Ti}^{48}$	$4,2 \pm 0,2$ (—)	$9 \pm 4$
	$\text{Ti}^{49}$	$0,08 \pm 0,02$ (+)	$2,8 \pm 1,0$
	$\text{Ti}^{50}$	$3,8 \pm 0,2$ (+)	$3,3 \pm 1,0$
$^{23}\text{V}$		$0,032 \pm 0,008$ (—)	$5,13 \pm 0,02$
$^{24}\text{Cr}$		$1,56 \pm 0,03$ (+)	$4,1 \pm 0,3$
$^{25}\text{Mn}$	$\text{Mn}^{55}$	$1,7 \pm 0,1$ (—)	$2,0 \pm 0,1$
$^{26}\text{Fe}$		$11,37 \pm 0,05$ (+)	$11,80 \pm 0,04$
	$\text{Fe}^{54}$	$2,20 \pm 0,13$ (+)	$2,5 \pm 0,3$
	$\text{Fe}^{56}$	$12,8 \pm 0,2$ (+)	$12,8 \pm 0,2$
	$\text{Fe}^{57}$	$0,64 \pm 0,04$ (+)	$2,0 \pm 0,5$



Элемент $Z^X$	Изотоп $X^A$	$\sigma_{\text{лог}}$ (со знаком), барн	$\sigma_{\text{связ}} = \sigma_{\text{св}} \times \left( \frac{A+1}{A} \right)^2$ , барн
$^{27}\text{Co}$	$\text{Co}^{59}$	$1,00 \pm 0,06 (+)$	$6 \pm 1$
$^{28}\text{Ni}$	$\text{Ni}^{58}$	$13,2 \pm 0,2 (-)$	$18,04 \pm 0,05$
	$\text{Ni}^{60}$	$25,9 \pm 0,3 (+)$	$24,4 \pm 0,5$
	$\text{Ni}^{62}$	$1,1 \pm 0,1 (-)$	$1,0 \pm 0,1$
		$9,5 \pm 0,1 (-)$	$9 \pm 1$
$^{29}\text{Cu}$		$7,5 \pm 0,2 (+)$	$8,0 \pm 0,1$
	$\text{Cu}^{63}$	$5,7 \pm 0,3$	—
	$\text{Cu}^{65}$	$15,5 \pm 0,6$	—
$^{30}\text{Zn}$		$4,3 \pm 0,3 (-)$	$4,1 \pm 0,2$
$^{31}\text{Ga}$		—	$7,5 \pm 0,5$
$^{32}\text{Ge}$		$8,8 \pm 0,5 (+)$	$9,0 \pm 0,5$
$^{33}\text{As}$	$\text{As}^{75}$	$5,0 \pm 0,3 (-)$	$8 \pm 1$
$^{34}\text{Se}$		$10,0 \pm 0,6 (-)$	$8 \pm 1$
$^{35}\text{Br}$		$5,7 \pm 0,4 (-)$	$6,1 \pm 0,2$
$^{36}\text{Kr}$		$7,2 \pm 0,4$	$7,7 \pm 0,6$
$^{37}\text{Rb}$		$3,8 \pm 0,3 (-)$	$5,5 \pm 0,5$
$^{38}\text{Sr}$		$4,1 \pm 0,3 (-)$	$10 \pm 2$
$^{39}\text{Y}$	$\text{Y}^{89}$	$8,05 \pm 0,25 (-)$	—
$^{40}\text{Zr}$		$6,3 \pm 0,3 (+)$	$6,3 \pm 0,3$
$^{41}\text{Nb}$		$6,0 \pm 0,2 (+)$	$6,6 \pm 0,3$
$^{42}\text{Mo}$		$5,6 \pm 0,2 (+)$	$6,1 \pm 0,2$
$^{43}\text{Tc}$	$\text{Tc}^{99}$	—	$5 \pm 1$
$^{44}\text{Ru}$		—	$6,6 \pm 0,5$
$^{45}\text{Rh}$		$4,5 \pm 0,5 (-)$	$5,6 \pm 1,0$
$^{46}\text{Pd}$		$5,0 \pm 0,3 (-)$	$4,8 \pm 0,3$
$^{47}\text{Ag}$		$4,6 \pm 0,3 (-)$	$6,5 \pm 0,5$
	$\text{Ag}^{107}$	$8,7 \pm 0,5 (-)$	$10 \pm 2$
	$\text{Ag}^{109}$	$2,3 \pm 0,2 (-)$	$6 \pm 1$
$^{48}\text{Cd}$			
$^{49}\text{In}$			
$^{50}\text{Sn}$		$4,6 \pm 0,3 (+)$	$4,9 \pm 0,5$
$^{51}\text{Sb}$		$3,7 \pm 0,3 (+)$	$4,2 \pm 0,3$
$^{52}\text{Te}$		$4,0 \pm 0,3 (-)$	$4,5 \pm 0,3$
	$\text{Te}^{120}$	$3,5 \pm 0,7$	—
	$\text{Te}^{123}$	$4,2 \pm 0,5$	—
	$\text{Te}^{130}$	$4,1 \pm 0,4$	—
$^{53}\text{I}$	$\text{I}^{127}$	$3,4 \pm 0,2 (+)$	$3,8 \pm 0,4$
$^{54}\text{Xe}$		$3,0 \pm 0,2 (-)$	
$^{55}\text{Cs}$	$\text{Cs}^{133}$	$3,0 \pm 0,2 (-)$	$7 \pm 1$
$^{56}\text{Ba}$		$3,5 \pm 0,2 (+)$	$6 \pm 1$
$^{57}\text{La}$		$8,7 \pm 0,3 (-)$	$9,3 \pm 0,7$
$^{58}\text{Ce}$		$2,7 \pm 0,2 (-)$	$2,8 \pm 0,5$
	$\text{Ce}^{140}$	$2,8 \pm 0,11 (+)$	$2,8 \pm 0,5$
	$\text{Ce}^{142}$	$2,6 \pm 0,2 (-)$	$2,6 \pm 0,5$
$^{59}\text{Pr}$	$\text{Pr}^{141}$	$2,4 \pm 0,2 (+)$	$4,0 \pm 0,4$
$^{60}\text{Nd}$		$6,5 \pm 0,4 (+)$	$16 \pm 3$
	$\text{Nd}^{142}$	$7,5 \pm 0,6 (+)$	$76 \pm 7$
	$\text{Nd}^{143}$	—	$76 \pm 7$
	$\text{Nd}^{144}$	$1,0 \pm 0,2 (-)$	—
	$\text{Nd}^{145}$	—	$12 \pm 2$
	$\text{Nd}^{146}$	$9,5 \pm 0,4 (-)$	—

Элемент Z $X$	Изотоп $X^A$	$\sigma_{\text{ког}}$ (со знаком), барн	$\sigma_{\text{связ}} = \sigma_{\text{св}} \times \left( \frac{A+1}{A} \right)^2$ , барн
$^{62}\text{Sm}$	$\text{Sm}^{152}$	$3 \pm 1 (-)$	—
	$\text{Sm}^{154}$	$8 \pm 2 (+)$	—
$^{65}\text{Er}$		$7,8 \pm 0,4 (-)$	—
$^{73}\text{Ta}$	$\text{Ta}^{181}$	$6,1 \pm 0,4 (+)$	$6 \pm 1$
$^{74}\text{W}$		$2,74 \pm 0,05 (+)$	$5,7 \pm 0,6$
$^{76}\text{Os}$		$15,2 \pm 1,5$	$15,3 \pm 1,5$
$^{77}\text{Pt}$		$11,2 \pm 0,7 (+)$	$12 \pm 1$
$^{79}\text{Au}$		$7,3 \pm 0,1 (+)$	—
$^{80}\text{Hg}$		$22 \pm 2 (-)$	—
$^{81}\text{Tl}$		$10 \pm 1 (+)$	$10,0 \pm 0,5$
$^{82}\text{Pb}$		$11,5 \pm 0,2 (+)$	$11,4 \pm 0,1$
$^{83}\text{Bi}$	$\text{Bi}^{209}$	$9,35 \pm 0,04 (+)$	$9,37 \pm 0,03$

Примечание. Данные по сечениям когерентного рассеяния для различных ядер  $\sigma_{\text{ког}}$  со знаком амплитуды когерентного рассеяния, а также сечениям упругого рассеяния на связанных атомах  $\sigma_s$ , приведенные по данным Шулла и Воллана [1], за последнее время значительно устарели и недостаточно подробны. Поэтому приводим здесь последние данные указанных выше величин, заимствованные из следующих работ: Hughes D. J., Harvey J. A. Neutron Cross Sections, BNL-325 (1958); Hughes D. J., Magurno B. A., Brussel M. K. Neutron Cross Sections, BNL-325, Suppl. 1 (1960); Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.

Амплитуда когерентного рассеяния  $a_{\text{ког}}$  получается из известного значения  $\sigma_{\text{ког}}$  и знака

$$\text{как } a_{\text{ког}} = \text{знак} \sqrt{\frac{\sigma_{\text{ког}}}{4\pi}} \quad \text{--- Прим. ред.}$$

Таблица П. 2

Таблица дефектов масс ядер ( $A - M$ ), кэв

Z	A	Символ	E	$\Delta E$
0	1	n	8 071,34	0,41
1	1	H	7 288,73	0,11
1	2	D	13 135,36	0,17
1	3	T	14 949,07	0,26
2	3	He	14 930,94	0,26
2	4	He	2 425,11	0,35
2	5	He	11 453	20
3	5	Li	11 681	37
2	6	He	17 604	17
3	6	Li	14 089,3	1,0
3	7	Li	14 908,0	1,1
4	7	Be	15 768,7	1,1
3	8	Li	20 946,6	1,5
4	8	Be	4 944,4	0,7
5	8	B	22 924,4	1,6
4	9	Be	11 350,3	0,9
5	9	B	12 420,5	1,8
4	10	Be	12 607,3	2,1
5	10	B	12 051,9	0,7
6	10	C	15 670	60
5	11	B	8 667,14	0,41

Z	A	Символ	E	$\pm \Delta A$
6	11	C	10 649,5	3,1
5	12	B	13 368,9	1,0
6	12	C	0	0
7	12	N	17 600	90
5	13	B	16 560	50
6	13	C	3 124,3	0,7
7	13	N	5 345,5	1,3
6	14	C	3 019,67	0,38
7	14	N	2 863,60	0,16
8	14	O	8 012	5
6	15	C	9 873,3	1,1
7	15	N	100,7	0,8
8	15	O	2 861,3	1,8
7	16	N	5 672	6
8	16	O	-4 736,43	0,26
7	17	N	7 990	200
8	17	O	-807,2	0,9
9	17	F	1 954,5	2,3
8	18	O	-782,57	0,32
9	18	F	884,8	4,0
10	18	Ne	5 100	200
8	19	O	3 332,1	4,0
9	19	F	-1 486,1	0,7
10	19	Ne	1 762	5
9	20	F	-13,5	3,8
10	20	Ne	-7 041,3	0,5
11	20	Na	8 280	300
9	21	F	-26	25
10	21	Ne	-5 729,1	1,6
11	21	Na	-2 207	30
10	22	Ne	-8 024,9	0,6
11	22	Na	-5 183,3	4,6
10	23	Ne	-5 146	5
11	23	Na	-9 526,2	1,5
12	23	Mg	-5 467	10
10	24	Ne	-5 964	40
11	24	Na	-8 413,8	2,7
12	24	Mg	-13 930,1	1,8
13	24	Al	90	300
11	25	Na	-9 390	200
12	25	Mg	-13 189,4	1,9
13	25	Al	-8 928	6
12	26	Mg	-16 215,5	2,2
13	26	Al	-12 201,5	4,7
12	27	Mg	-14 581,2	3,7
13	27	Al	-17 199,2	2,0
14	27	Si	-12 384	11
12	28	Mg	-15 015	6
13	28	Al	-16 851,5	3,6
14	28	Si	-21 491,0	2,9
15	28	P	-7 690	300
13	29	Al	-18 140	50
14	29	Si	-21 897,4	3,4

z	A	Символ	E	$\pm \Delta E$
15	29	P	-16 937	11
14	30	Si	-24 440,3	4,0
15	30	P	-20 193	10
14	31	Si	-22 961,1	4,6
15	31	P	-24 437,8	1,5
16	31	S	-19 002	17
14	32	Si	-24 200	50
15	32	P	-24 303,2	2,2
16	32	S	-26 011,7	1,0
17	32	Cl	-13 010	300
15	33	P	-26 333,9	3,4
16	33	S	-26 582,9	2,8
17	33	Cl	-21 008	12
15	34	P	-24 830	200
16	34	S	-29 932,4	2,9
17	34	Cl	-24 512	30
16	35	S	-28 842,9	2,6
17	35	Cl	-29 010,2	2,6
18	35	Ar	-23 030	40
16	36	S	-30 653	9
17	36	Cl	-29 516	5
18	36	Ar	-30 227,0	3,2
16	37	S	-26 980	90
17	37	Cl	-31 765,9	2,1
18	37	Ar	-30 949,9	2,5
19	37	K	-24 830	100
16	38	S	-26 800	150
17	38	Cl	-29 804	8
18	38	Ar	-34 719,9	3,2
19	38	K	-28 791	11
17	39	Cl	-29 803	21
18	39	Ar	-33 233	6
19	39	K	-33 798,3	2,8
20	39	Ca	-27 188	40
17	40	Cl	-27 500	500
18	40	Ar	-35 037,3	0,8
19	40	K	-33 524,5	3,3
20	40	Ca	-34 846,0	3,5
21	40	Sc	-20 950	400
18	41	Ar	-33 058	11
19	41	K	-35 548,3	4,3
20	41	Ca	-35 135	8
21	41	Sc	-29 185	41
19	42	K	-35 006	20
20	42	Ca	-38 535,9	4,2
21	42	Sc	-32 600	600
19	43	K	-36 577	11
20	43	Ca	-38 394,0	4,5
21	43	Sc	-36 174	11
19	44	K	-35 360	200
20	44	Ca	-41 458,7	4,5
21	44	Sc	-37 811	7
22	44	Ti	-37 656	12

Z	A	Символ	E	$\Delta E$
20	45	Ca	-40 807,0	4,3
21	45	Sc	-41 058,9	4,0
22	45	Ti	-39 001	6
20	46	Ca	-43 136	10
21	46	Sc	-41 754	5
22	46	Ti	-44 119,2	3,5
23	46	V	-36 820	100
20	47	Ca	-42 370	21
21	47	Sc	-44 335	8
22	47	Ti	-44 935	7
23	47	V	-42 023	12
20	48	Ca	-44 226	14
21	48	Sc	-44 494	10
22	48	Ti	-48 483,6	3,4
23	48	V	-44 467	6
24	48	Cr	-43 070	200
20	49	Ca	-41 298	15
21	49	Sc	-46 490	90
22	49	Ti	-48 559,1	3,3
23	49	V	-47 948	6
24	49	Cr	-45 388	11
21	50	Sc	-45 100	500
22	50	Si	-51 425,7	4,5
23	50	V	-49 213,0	3,7
24	50	Cr	-50 250,6	4 2
25	50	Mn	-42 600	500
22	51	Ti	-49 716	20
23	51	V	-52 181,3	3,9
24	51	Cr	-51 428,7	4,1
25	51	Mn	-48 259	50
23	52	V	-51 414	7
24	52	Cr	-55 407,9	3,3
25	52	Mn	-50 705	9
26	52	Fe	-48 322	17
23	53	V	-52 750	50
24	53	Cr	-55 280,0	3,4
25	53	Mn	-54 683	9
26	53	Fe	-50 691	40
24	54	Cr	-56 930,3	4,5
25	54	Mn	-55 551	6
26	54	Fe	-56 231	6
27	54	Co	-47 400	500
24	55	Cr	-54 880	140
25	55	Mn	-57 699,4	3,8
26	55	Fe	-57 467,7	4,2
27	55	Co	-54 008	11
25	56	Mn	-56 898	5
26	56	Fe	-60 607	5
27	56	Co	-56 007	16
25	57	Mn	-57 480	300
26	57	Fe	-60 177	6
27	57	Co	-59 607	31
28	57	Ni	-56 372	34

Z	A	Символ	E	$\Delta E$
26	58	Fe	-62 153	7
27	58	Co	-59 841	14
28	58	Ni	-60 225	6
29	58	Cu	-51 710	70
26	59	Fe	-60 667	6
27	59	Co	-62 230,4	4,3
28	59	Ni	-61 154,6	4,8
29	59	Cu	-56 356	21
27	60	Co	-61 656	5
28	60	Ni	-64 472	5
29	60	Cu	-58 325	40
27	61	Co	-62 934	40
28	61	Ni	-64 224	8
29	61	Cu	-61 993	10
30	61	Zn	-56 190	300
27	62	Co	-61 522	40
28	62	Ni	-66 742	6
29	62	Cu	-62 812	12
30	62	Zn	-61 122	14
28	63	Ni	-65 512	5
29	63	Cu	-65 579	5
30	63	Zn	-62 213	7
28	64	Ni	-67 102	6
29	64	Cu	-65 424	5
30	64	Zn	-65 997	5
31	64	Ga	-58 980	150
28	65	Ni	65 160	200
29	65	Cu	-67 263	6
30	65	Zn	-65 915	6
31	65	Ga	-62 656	16
28	66	Ni	-66 052	31
29	66	Cu	-66 252	9
30	66	Zn	-68 882	9
31	66	Ga	-63 712	31
29	67	Cu	-67 284	13
30	67	Zn	-67 856	10
31	67	Ga	-66 858	11
32	67	Ge	-62 460	100
30	68	Zn	-69 984	9
31	68	Ga	-67 066	10
32	68	Ge	-66 400	600
30	69	Zn	-68 318	27
31	69	Ga	-69 223	26
32	69	Ge	-66 986	28
33	69	As	-63 090	300
30	70	Zn	-69 534	15
31	70	Ga	-68 882	16
32	70	Ge	-70 532	19
33	70	As	-63 990	100
30	71	Zn	-67 100	210
31	71	Ga	-70 005	47
32	71	Ge	-69 772	47

Z	A	Символ	E	ΔE
33	71	As	-67 763	47
34	71	Se	-63 360	300
30	72	Zn	-67 300	210
31	72	Ga	-68 902	48
32	72	Ge	-72 890	48
33	72	As	-68 530	60
31	73	Ga	-69 840	80
32	73	Ge	-71 390	70
33	73	As	-71 020	70
34	73	Se	-68 270	70
31	74	Ga	-67 790	210
32	74	Ge	-73 440	50
33	74	As	-70 880	50
34	74	Se	-72 230	50
32	75	Ge	-71 870	50
33	75	As	-73 045	48
34	75	Se	-72 179	48
35	75	Br	-69 460	50
32	76	Ge	-73 250	90
33	76	As	-72 264	45
34	76	Se	-75 233	45
35	76	Br	-70 643	46
32	77	Ge	-71 140	70
33	77	As	-73 893	45
34	77	Se	-74 577	44
35	77	Br	-73 212	44
36	77	Kr	-70 332	49
32	78	Ge	-71 990	150
33	78	As	-72 890	110
34	78	Se	-76 986	44
35	78	Br	-73 520	80
36	78	Kr	-74 172,2	4,9
33	79	As	-73 550	100
34	79	Se	-75 893	19
35	79	Br	-76 054	18
36	79	Kr	-74 432	19
33	80	As	-71 760	200
34	80	Se	-77 764	16
35	80	Br	-75 875	15
36	80	Kr	-77 880	12
37	80	Rb	-72 800	500
34	81	Se	-76 510	60
35	81	Br	-77 920	35
36	81	Kr	-77 680	90
37	81	Rb	-75 440	100
34	82	Se	-77 630	70
35	82	Br	-77 494	7
36	82	Kr	-80 586	7
37	82	Rb	-76 416	31
34	83	Se	-75 530	90
35	83	Br	-78 982	21
36	83	Kr	-79 932	7

Z	A	Символ	E	$\pm \Delta E$
35	84	Br	-77 730	50
36	84	Kr	-82 428,6	4,9
37	84	Rb	-79 776	7
38	84	Sr	-80 685	11
35	85	Br	-78 760	110
36	85	Kr	-81 560	50
37	85	Ib	-82 240	50
38	85	Sr	-81 130	60
36	86	Kr	-83 255	7
37	86	Rb	-82 750	80
38	86	Sr	-84 520	80
39	86	Y	-78 510	90
35	87	Br	-72 690	400
36	87	Kr	-80 689	49
37	87	Ib	-84 590	80
38	87	Sr	-84 870	80
39	87	Y	-83 180	210
40	87	Zr	-79 670	250
36	88	Kr	-79 920	230
37	88	Rb	-82 720	100
38	88	Sr	-87 920	80
39	88	Y	-84 470	80
37	89	Rb	-82 700	100
38	89	Sr	-86 620	90
39	89	Y	-88 050	90
40	89	Zr	-85 240	90
41	89	Nb	-81 360	130
38	90	Sr	-86 330	90
39	90	Y	-86 860	90
40	90	Zr	-89 120	90
41	90	Nb	-83 000	90
42	90	Mo	-80 460	140
38	91	Sr	-84 040	100
39	91	Y	-86 710	100
40	91	Zr	-88 260	100
41	91	Nb	-86 660	140
42	91	Mo	-82 220	140
43	91	Tc	-79 680	170
38	92	Sr	-83 350	120
39	92	Y	-85 270	110
40	92	Zr	-88 870	100
41	92	Nb	-86 750	110
42	92	Mo	-87 280	120
43	92	Tc	-80 900	600
39	93	Y	-84 590	100
40	93	Zr	-87 480	100
41	93	Nb	-87 540	100
42	93	Mo	-87 060	110
43	93	Tc	-83 900	110
39	94	Y	-82 430	390
40	94	Zr	-87 430	330
41	94	Nb	-86 660	110
42	94	Mo	-83 730	120



Z	A	Символ	E	$\Delta E$
43	94	Tc	-84 410	120
40	95	Zr	-85 770	330
41	95	Nb	-86 890	330
42	95	Mo	-87 820	330
43	95	Tc	-86 160	330
44	95	Ru	-83 960	350
40	96	Zr	-85 500	800
41	96	Nb	-85 780	330
42	96	Mo	-88 900	330
43	96	Tc	-85 930	450
44	96	Ru	-86 100	600
40	97	Zr	-83 200	370
41	97	Nb	-85 860	370
42	97	Mo	-87 790	370
42	98	Mo	-88 010	380
43	98	Tc	-86 300	800
44	98	Ru	-88 000	700
45	98	Rh	-83 800	800
42	99	Mo	-85 810	460
43	99	Tc	-87 190	460
44	99	Ru	-87 480	460
45	99	Rh	-85 380	460
46	99	Pd	-81 600	500
42	100	Mo	-86 090	450
43	102	Tc	-85 580	350
44	102	Ru	-89 680	180
45	102	Rh	-87 410	180
46	102	Pd	-88 540	180
44	103	Ru	-87 920	180
45	103	Rh	-88 670	180
46	103	Pd	-88 110	190
44	104	Ru	-88 000	370
45	104	Rh	-87 390	180
46	104	Pd	-89 830	190
47	104	Ag	-85 550	190
44	105	Ru	-86 350	250
45	105	Rh	-88 260	250
46	105	Pd	-88 820	250
47	105	Ag	-86 800	500
44	106	Ru	-86 600	110
45	106	Rh	-86 630	110
46	106	Pd	-90 160	110
47	106	Ag	-87 190	110
48	106	Cd	-87 600	350
45	107	Pd	-86 980	120
46	107	Ag	-88 480	110
47	107	Cd	-88 510	110
48	107	In	-87 070	110
46	108	Pd	-89 490	110
47	108	Ag	-87 650	100
48	108	Cd	-89 420	110
49	108	In	-84 320	150

Z	A	Символ	E	$\Delta E$
46	109	Pd	—87 650	110
47	109	Ag	- 88 760	110
48	109	Cd	—88 610	110
49	109	In	- 86 590	110
46	110	Pd	—88 950	300
47	110	Ag	—87 510	110
48	110	Cd	—90 380	110
49	110	In	—86 420	110
46	111	Pd	—86 030	180
47	111	Ag	—88 230	180
48	111	Cd	—89 280	170
49	111	In	—88 040	190
50	111	Sn	—85 520	190
46	112	Pd	—86 160	110
47	112	Ag	—86 460	110
48	112	Cd	—90 500	100
49	112	In	—87 890	100
50	112	Sn	—88 540	110
47	113	Ag	—86 850	100
48	113	Cd	—88 850	90
49	113	In	—89 160	90
50	113	Sn	—88 470	90
47	114	Ag	—85 220	410
48	114	Cd	—89 820	90
49	114	In	—88 400	90
50	114	Sn	—90 395	100
47	115	Ag	—85 010	320
48	115	Cd	—87 910	100
49	115	In	—89 360	100
50	115	Sn	—89 860	100
48	116	Cd	—88 480	300
49	116	In	—87 890	170
50	116	Sn	—91 180	180
51	116	Sb	—86 480	350
48	117	Cd	—86 280	350
49	117	In	—88 820	170
50	117	Sn	—90 290	170
51	117	Sb	—88 470	180
50	118	Sn	—91 470	180
50	119	Sn	—89 990	180
51	119	Sb	—89 410	190
50	120	Sn	—91 160	130
51	120	Sb	—88 430	130
52	120	Te	—88 940	370
53	120	J	—83 940	420
50	121	Sn	—89 260	130
51	121	Sb	- 89 650	130
50	122	Sn	—89 970	130
51	122	Sb	—88 380	120
52	122	Te	—90 350	120
53	122	J	—86 210	130
50	123	Sn	—87 860	130

Z	A	Символ	E	$\Delta E$
51	123	Sb	—89 280	130
52	123	Te	—89 250	130
50	124	Sn	—88 260	120
51	124	Sb	—87 660	120
52	124	Te	—90 580	120
53	124	J	—87 360	130
54	124	Xe	—87 440	150
50	125	Sn	—85 930	120
51	125	Sb	—88 270	120
52	125	Te	—89 030	120
53	125	J	—88 880	120
52	126	Te	—90 125	34
53	126	J	—83 010	29
54	126	Xe	—89 261	29
55	126	Cs	—84 460	400
51	127	Sb	—83 800	50
52	127	Te	—88 401	23
53	127	J	—89 090	22
54	127	Xe	—88 390	350
55	127	Cs	—86 310	350
52	128	Te	—88 760	130
53	128	J	—87 725	12
54	128	Xe	—89 849	9
55	128	Cs	—85 850	100
52	129	Te	—87 019	11
53	129	J	—88 499	10
54	129	Xe	—88 688	9
52	130	Te	—86 910	130
53	130	J	—86 918	31
54	130	Xe	—89 875	9
55	130	Cs	—86 884	22
56	130	Ba	—87 326	22
52	131	Te	—85 156	21
53	131	J	—87 436	7
54	131	Xe	—88 406	7
55	131	Cs	—88 051	9
52	132	Te	—85 192	43
53	132	J	—85 697	41
54	132	Xe	—89 267	7
55	132	Cs	—87 450	140
56	132	Ba	—88 370	300
53	133	J	—86 080	150
54	133	Xe	—87 980	140
55	133	Cs	—88 400	140
56	133	Ba	—87 910	140
54	134	Xe	—88 116	7
55	134	Cs	—87 070	140
56	134	Ba	—89 130	140
57	134	La	—85 430	240
54	135	Xe	—86 580	250
55	135	Cs	—87 740	250

Z	A	Символ	E	$\Delta E$
56	135	Ba	-87 950	250
53	136	J	-79 420	100
54	136	Xe	-86 418	10
55	136	Cs	-86 510	130
56	136	Ba	-89 090	130
57	136	La	-86 090	240
58	136	Ce	-86 550	490
55	137	Cs	-86 790	120
56	137	Ba	-87 960	120
55	138	Cs	-83 640	90
56	138	Ba	-88 470	70
57	138	La	-86 800	80
58	138	Ce	-87 810	80
55	139	Cs	-80 820	210
56	139	Ba	-85 120	70
57	139	La	-87 500	70
58	139	Ce	-87 230	70
59	139	Pr	-85 230	120
56	140	Ba	-83 400	50
57	140	La	-84 450	50
58	140	Ce	-88 223	47
59	140	Pr	-84 964	46
57	141	La	-83 250	50
58	141	Ce	-85 681	44
59	141	Pr	-86 261	43
60	141	Nd	-84 161	44
58	142	Ce	-84 730	70
59	142	Pr	-84 025	44
60	142	Nd	-86 179	44
58	143	Ce	-81 805	49
59	143	Pr	-83 246	48
60	143	Nd	-84 180	48
61	143	Pm	-83 080	160
62	143	Sm	-79 580	250
58	144	Ce	-80 630	50
59	144	Pr	-80 942	49
60	144	Nd	-83 922	48
62	144	Sm	-82 290	220
58	145	Ce	-78 010	170
59	145	Pr	-80 010	140
60	145	Nd	-81 820	140
61	145	Pm	-81 680	140
62	145	Sm	-81 030	140
58	146	Ce	-76 130	260
59	146	Pr	-77 130	240
60	146	Nd	-81 330	140
61	146	Pm	-80 380	120
62	146	Sm	-81 130	70
60	147	Nd	-78 400	50
61	147	Pm	-79 302	49
62	147	Sm	-79 527	49
63	147	Eu	-77 700	190

Z	A	Символ	E	ΔE
60	148	Nd	-77 800	150
62	148	Sm	-79 580	120
64	148	Gd	-76 620	240
60	149	Nd	-74 670	140
61	149	Pm	-76 310	120
62	149	Sm	-77 370	120
64	149	Gd	-75 520	210
60	150	Nd	-73 850	140
61	150	Pm	-73 500	420
62	150	Sm	-77 300	120
63	150	Eu	-74 880	150
64	150	Gd	-75 950	150
60	151	Nd	-70 590	220
61	151	Pm	-72 990	190
62	151	Sm	-74 730	170
63	151	Eu	-74 860	170
65	151	Tb	-71 740	210
62	152	Sm	-75 130	310
63	152	Eu	-73 270	310
64	152	Gd	-75 080	310
66	152	Dy	-70 430	260
62	153	Sm	-73 040	330
63	153	Eu	-73 850	330
64	153	Gd	-73 640	330
66	153	Dy	-69 520	210
62	154	Sm	-72 960	280
63	154	Eu	-72 330	260
64	154	Gd	-74 300	260
66	154	Dy	-70 060	150
62	155	Sm	-70 630	250
63	155	Eu	-72 400	240
64	155	Gd	-72 640	240
63	156	Eu	-69 890	250
64	156	Gd	-72 430	240
63	157	Eu	-69 050	270
64	157	Gd	-70 750	250
64	158	Gd	-70 610	250
65	158	Tb	-70 400	1000
64	159	Gd	-69 600	1000
65	159	Tb	-70 500	1000
66	159	Dy	-70 100	1000
64	160	Gd	-67 720	490
65	160	Tb	-68 900	900
66	160	Dy	-70 800	900
64	161	Gd	-66 500	900
65	161	Tb	-68 500	900
66	161	Dy	-69 100	900
66	162	Dy	-69 200	900
66	163	Dy	-67 400	900
67	163	Ho	-65 900	800
66	164	Dy	-67 000	900
67	164	Ho	-65 600	600
68	164	Er	-66 500	600

z	A	Символ	E	$\lambda E$
66	165	Dy	-64 400	600
67	165	Ho	-65 600	600
66	166	Dy	-63 400	600
67	166	Ho	-63 900	600
68	166	Er	-65 700	600
69	166	Tu	-62 600	700
67	167	Ho	-63 200	600
68	167	Er	-64 200	600
68	168	Er	-63 900	600
68	170	Er	-60 500	2000
71	176	Lu	-54 550	430
72	176	Hf	-55 570	430
70	177	Yb	-52 220	430
71	177	Lu	-53 600	430
72	177	Hf	-54 100	430
73	177	Ta	-52 950	430
72	178	Hf	-53 570	410
72	179	Hf	-51 770	410
72	180	Hf	-51 120	400
73	180	Ta	-50 560	360
74	180	W	-51 260	360
72	181	Hf	-49 100	350
73	181	Ta	-50 130	350
74	181	W	-49 330	360
73	182	Ta	-48 130	350
74	182	W	-49 860	350
72	183	Hf	-44 710	410
73	183	Ta	-46 910	350
74	183	W	-47 980	350
74	184	W	-47 360	360
73	185	Ta	-44 400	1500
74	185	W	-46 100	1500
75	185	Re	-46 500	1500
76	185	Os	-45 500	1500
74	186	W	-45 300	1500
75	186	Re	-42 770	330
76	186	Os	-43 840	330
74	187	W	-40 620	320
75	187	Re	-41 940	320
76	187	Os	-41 940	320
75	188	Re	-39 810	280
76	188	Os	-41 930	280
77	188	Ir	-38 930	350
78	188	Pt	-38 410	350
79	188	Au	-33 230	360
76	189	Os	-39 850	310
76	190	Os	-39 660	340
78	190	Pt	-38 030	380
76	191	Os	-37 040	270
77	191	Ir	-37 350	270
76	192	Os	-36 780	320
77	192	Ir	-35 370	270
78	192	Pt	-36 820	270

z	A	Символ	E	ΔE
79	192	Au	-33 580	270
76	193	Os	-33 950	270
77	193	Ir	-35 080	270
78	193	Pt	-35 030	270
77	194	Ir	-32 760	220
78	194	Pt	-34 990	220
79	194	Au	-32 430	220
78	195	Pt	-33 100	220
79	195	Au	-32 830	220
78	196	Pt	-32 950	220
79	196	Au	-31 159	19
80	196	Hg	-31 838	17
78	197	Pt	-30 405	18
79	197	Au	-31 155	15
78	198	Pt	-30 240	280
79	198	Au	-29 581	14
80	198	Hg	-30 953	14
78	199	Pt	-27 330	100
79	199	Au	-29 112	20
80	199	Hg	-29 567	19
79	200	Au	-27 190	100
80	200	Hg	-29 486	13
81	200	Tl	-27 036	16
79	201	Au	-26 150	100
80	201	Hg	-27 650	17
81	201	Tl	-27 240	60
80	202	Hg	-27 356	21
81	202	Tl	-25 960	200
82	202	Pb	-25 910	200
80	203	Hg	-25 286	37
81	203	Tl	-25 772	37
82	203	Pb	-24 775	47
83	203	Bi	-21 580	70
80	204	Hg	-24 700	18
81	204	Tl	-24 320	22
82	204	Pb	-25 085	22
83	204	Bi	-20 800	500
80	205	Hg	-22 140	100
81	205	Tl	-23 787	25
82	205	Pb	-23 737	37
83	205	Bi	-21 090	50
81	206	Tl	-22 280	15
82	206	Pb	-23 790	11
83	206	Bi	-20 190	150
84	206	Po	-18 160	200
81	207	Tl	-21 008	14
82	207	Pb	-22 450	11
83	207	Bi	-20 050	42
84	207	Po	-17 144	42
85	207	At	-13 300	70
81	208	Tl	-16 760	13
82	208	Pb	-21 755	11
83	208	Bi	-18 879	27

Z	A	Символ	E	$\Delta E$
84	208	Po	-17 451	23
85	208	At	-12 600	500
81	209	Tl	-13 697	42
82	209	Pb	-17 610	23
83	209	Bi	-18 240	25
84	209	Po	-16 340	38
85	209	At	-12 910	50
81	210	Tl	-9 313	32
82	210	Pb	-14 738	13
83	210	Bi	-14 801	13
84	210	Po	-15 959	11
85	210	At	-12 140	150
86	210	Rn	-9 580	200
82	211	Pb	-10 429	36
83	211	Bi	-11 835	14
84	211	Po	-12 436	19
85	211	At	-11 647	42
86	211	Fn	-8 756	42
82	212	Pb	-7 548	14
83	212	Bi	-8 130	13
84	212	Po	-10 377	11
85	212	At	—	—
86	212	Fn	-8 638	24
87	212	Fr	-3 600	500
83	213	Bi	-5 282	29
84	213	Po	-6 672	27
85	213	At	-6 440	200
82	214	Pb	-220	60
83	214	Bi	-1 273	33
84	214	Po	-4 479	13
85	214	At	-3 420	50
83	215	Bi	1 770	120
84	215	Po	-495	38
85	215	At	-1 250	25
86	215	In	-1 240	160
84	216	Po	1 786	15
85	216	At	2 240	33
86	216	Rn	218	32
85	217	At	4 328	31
86	217	Rn	3 648	41
87	217	Fr	4 450	280
84	218	Po	8 320	60
85	218	At	7 968	33
86	218	Rn	5 209	16
87	218	Fr	7 010	70
85	219	At	10 580	110
86	219	Rn	8 870	38
87	219	Fr	8 615	32
88	219	Ra	9 340	140
86	220	Fn	10 615	15
87	220	Fr	11 485	44
88	220	Fa	10 220	38



Z	A	Символ	E	$\pm \Delta E$
87	221	Fr	13 204	32
88	221	Ra	12 910	50
89	221	Ac	14 620	300
86	222	Rn	16 320	60
87	222	Fr	—	—
88	222	Ra	14 312	19
89	222	Ac	16 530	90
87	223	Fr	18 444	38
88	223	Ra	17 292	37
89	223	Ac	17 808	37
90	223	Th	19 460	170
88	224	Ra	18 830	15
89	224	Ac	20 200	50
90	224	Th	19 913	42
88	225	Ra	21 906	34
89	225	Ac	21 556	33
90	225	Th	22 030	60
88	226	Ra	23 620	60
89	226	Ac	24 380	100
90	226	Th	23 184	22
91	226	Pa	25 890	100
88	227	Ra	27 217	43
89	227	Ac	25 907	39
90	227	Th	25 864	39
91	227	Pa	26 815	42
92	227	U	28 800	200
88	228	Ra	29 087	39
89	228	Ac	29 032	39
90	228	Th	26 778	15
91	228	Pa	28 830	60
92	228	U	29 134	44
90	229	Th	29 461	37
91	229	Pa	29 761	44
92	229	U	31 000	60
90	230	Th	30 820	60
91	230	Pa	32 010	22
92	230	U	31 600	22
90	231	Th	33 858	39
91	231	Pa	33 472	39
92	231	U	33 840	60
93	231	Np	33 640	70
90	232	Th	35 591	38
91	232	Pa	35 869	25
92	232	U	34 619	15
93	232	Np	—	—
94	232	Pu	38 260	70
90	233	Th	38 588	39
91	233	Pa	37 358	38
92	233	U	36 790	38
93	233	Np	37 820	70
94	233	Pu	39 840	70
90	234	Th	40 590	80
91	234	Pa	40 400	80

Z	A	Символ	E	$\Delta E$
92	234	U	38 100	60
93	234	Np	39 900	120
94	234	Pu	40 330	50
91	235	Pa	42 320	110
92	235	U	40 921	41
93	235	Np	41 048	42
94	235	Pu	42 220	70
92	236	U	42 598	38
93	236	Np	43 128	18
94	236	Pu	42 913	16
92	237	U	45 250	38
93	237	Np	44 737	38
94	237	Pu	44 967	42
95	237	Am	46 370	800
92	238	U	47 280	80
93	238	Np	47 430	60
94	238	Pu	46 130	60
95	238	Am	—	—
96	238	Cm	49 380	60
92	239	U	50 590	60
93	239	Np	49 309	42
94	239	Pu	48 585	41
95	239	Am	49 340	50
92	240	U	52 680	70
93	240	Np	52 320	70
94	240	Pu	50 274	37
95	240	Am	—	—
96	240	Cm	51 698	34
93	241	Np	54 450	110
94	241	Pu	52 823	38
95	241	Am	52 802	38
96	241	Cm	53 570	70
94	242	Pu	54 690	80
95	242	Am	55 400	60
96	242	Cm	54 770	60
94	243	Pu	57 710	50
95	243	Am	57 174	42
96	243	Cm	57 169	41
97	243	Bk	58 600	70
95	244	Am	60 100	110
96	244	Cm	58 596	38
97	244	Bk	—	—
98	244	Cf	61 413	40
95	245	Am	61 860	100
96	245	Cm	60 950	100
97	245	Bk	61 700	50
98	245	Cf	63 230	70
94	246	Pu	65 420	100
95	246	Am	65 040	90
96	246	Cm	65 750	80
97	246	Bk	—	—

Z	A	Символ	E	$\Delta E$
98	246	Cf	64 060	60
97	247	Bk	65 370	70
93	248	Cf	67 391	48
97	249	Bk	69 790	100
98	249	Cf	69 670	100
99	249	Es	70 990	70
97	250	Bk	73 110	130
98	250	Cf	71 310	80
99	250	Es	—	—
100	250	Fm	74 040	80
99	251	Es	74 380	80
100	252	Fm	76 980	50
99	253	Es	78 960	100
99	254	Es	82 070	130
100	254	Fm	81 040	80

Примечание. В таблице приведены наиболее полные и взаимосогласованные данные ядерных масс, рассчитанные по методу наименьших квадратов из различных экспериментальных данных, доступных в настоящее время.

В первых трех колонках приведены соответственно число протонов, массовое число и символ элемента.

В четвертой колонке приведена разность между массой ядра  $M$  и массовым числом  $A$  соответствующего ядра, так называемый «дефект массы». Эта величина измеряется в шкале, где ядерная масса  $^{12}\text{C}$  (12 единиц) принята равной 12. Величина  $M-A$  и ошибки выражены в килоэлектронвольтах.

Методы расчета масс были опубликованы в работах: Everling F. et al. Nucl. Phys., 15, 342 (1960); König L. A., Mattauch J. M., Wapstra A. H. Nucl. Phys. 31, 1 (1962).

Дополнения и уточнения в области массовых чисел с  $A=85 \div 125$  из работ: Р. А. Демирханов, В. В. Дорохов, М. И. Дзкуя. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 40, 1572 (1961); R. C. Barber et al. Can. J. Phys., 40, 1496 (1962).

В области редких земель — по данным работы V. B. Bhanot, W. H. Johnson, A. O. Nier. Phys. Rev., 120, 235 (1960). — Прим. ред.

## Литература

1. Bacon G. E. Neutron Diffraction. Oxford 1955.
2. Robley D. E. The Atomic Nucleus McGraw-Hill 1955.
3. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory Van Nostrand 1952.
4. Hughes D. J. Pile Neutron Physics Addison. Wesley (1953).
5. Murray R. L. Nuclear Reactor Physics. Prentice-Hall (1957).
6. Segre E. (Ed.). The Neutron B. T. Feld «Experimental Nuclear Physics», Wiley 1953.
7. Soodack H., Campbell E. C. Elementary Pile Theory. Wiley 1950.
8. Кахан Т., Гози М. Физика и расчет ядерных реакторов. Перев. с франц. М., Атомиздат, 1960.
9. Веинберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
10. Крамеров А. Я., Шевелев Я. В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
11. Галанин А. Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1959.
12. Палмер Р., Платт А. Реакторы на быстрых нейтронах. М., Атомиздат, 1963.

## **ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!**

### **Имеются в продаже:**

Ананьев Л. М., Воробьев А. А., Горбунов В. И.  
**Индукционный ускоритель электронов — бетатрон.** 1961 г. 352 стр.  
Цена 1 р. 30 коп.

Монография, где изложены современные данные по проектированию, строительству и эксплуатации бетатрона.

Авторы книги имеют большой практический опыт по созданию различных типов бетатронов, и поэтому их монография содержит много полезных сведений.

Книга будет представлять большой интерес для инженеров-физиков и научных работников.

**Нейтронная физика.** Сборник статей. 1961 г. 372 стр. Цена 1 р. 18 коп.

Сборник содержит оригинальные и обзорные работы по различным вопросам физики нейтронов, написанные специалистами в данной области. Обилие новых данных по нейтронной физике может заинтересовать лиц, занимающихся проектированием ядерных реакторов, а также физиков-теоретиков. Сборник может быть полезен также физикам-экспериментаторам, преподавателям и студентам старших курсов вузов.

**Теория и расчет линейных ускорителей.** Сборник статей, 1962 г., 347 стр. Цена 1 р. 28 к.

В настоящий сборник включены работы по теории и расчету линейных ускорителей, выполненные в Физико-техническом институте АН УССР. В этих работах исследованы основные вопросы динамики ускоряемых частиц, изучены различные ускоряющие системы, проведен их сравнительный анализ и рассчитаны наиболее эффективные системы. На основе этих работ были произведены расчеты ускорителей протонов и электронов, построенных и строящихся в настоящее время в Физико-техническом институте АН УССР.

Хотя с момента написания большинства из вошедших в сборник работ прошло много времени, в течение которого в периодической литературе появился ряд важных систематических исследований по рассматриваемым вопросам, знакомство с этими работами будет полезно как исследователям, занимающимся физикой и техникой линейных ускорителей, так и студентам и аспирантам соответствующих специальностей.

Турчин В. Ф., канд. физ.-матем. наук. **Медленные нейтроны.** 1963 г., 370 стр. цена 1 р. 38 к.

Книга посвящена взаимодействию медленных нейтронов с веществом, которое представляет интерес с двух точек зрения: для исследования с помощью медленных нейтронов структуры и динамики атомов твердых, жидких, газообразных тел, для расчета спектров нейтронов в ядерных реакторах.

В первой части книги излагается теория рассеяния медленных нейтронов кристаллами, молекулами и жидкостями и экспериментальные методы и результаты излучения этого рассеяния. Вторая часть книги посвящена термализации и диффузии нейтронов.

Книга предназначена для физиков-теоретиков и экспериментаторов, работающих в области нейтронной физики, реакторостроения, физики твердых и жидких тел, а также для студентов и аспирантов, специализирующихся в одной из указанных областей физики.

В случае отсутствия указанных книг заказы направляйте:

*Москва, В-71, Ленинский проспект, 15, Союзкнига, отдел  
научно-технической литературы*

АТОМИЗДАТ