

Министерство образования Республики Беларусь



Учреждение образования
«Международный государственный
экологический университет им. А.Д. Сахарова»

Факультет мониторинга окружающей среды

Кафедра радиозэкологии

М.А. Батурицкий

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С ВЕЩЕСТВОМ**

Учебное пособие

Минск
МГЭУ им. А.Д. Сахарова
2005

Автор:
к.т.н. М.А. Батурицкий.

Батурицкий, М.А.. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом : учебное пособие. – Мн.: МГЭУ им. А.Д. Сахарова, 2005. – 118 с.

Учебное пособие соответствует курсу «Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом» для специальности «Радиоэкология» МГЭУ им. А.Д. Сахарова. Книга может быть полезна студентам физических специальностей вузов; студентам, специализирующимся по использованию ионизирующих излучений в медицине; студентам-радиобиологам и радиологам, а также преподавателям настоящего курса и специалистам. Она может служить дополнительной литературой для курса защиты от ионизирующих излучений.

© Батурицкий М.А., 2005

© Международный государственный экологический университет им. А.Д. Сахарова, 2005

СОДЕРЖАНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ	5
1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ.....	6
1.1. Классификация ионизирующих излучений	6
1.2. Понятие сечения взаимодействия	6
1.3. Ионизация и возбуждение атомов вещества.....	8
1.4. Дельта-электроны	12
1.5. Удельные ионизационные потери энергии	15
1.6. Удельная ионизация	19
1.7. Флуктуации потерь энергии	21
1.8. Однократное и многократное рассеяние частиц	22
1.9. Пробег частиц	25
1.10. Излучение Вавилова-Черенкова	29
1.11. Переходное излучение	31
1.12. Радиационные потери энергии	32
1.13. Электронно-фотонные ливни	33
1.14. Ядерные взаимодействия, адронные каскады	34
1.15. Методы идентификации частиц	35
2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА-КВАНТОВ С ВЕЩЕСТВОМ	37
2.1. Фотоэффект	37
2.2. Рассеяние гамма-квантов без изменения длины волны (когерентное рассеяние).....	39
2.2.1. Рассеяние на свободных электронах (томсоновское рассеяние).....	39
2.2.2. Рассеяние на атомах (рэлеевское рассеяние)	39
2.3. Комптон-эффект	40
2.4. Образование электрон-позитронных пар	43
2.5. Полное поглощение гамма-излучения	44
3. ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА	46
3.1. Сущность эффекта Мессбауэра.....	46
3.2. Сверхтонкие взаимодействия на ядрах	51
3.3. Экспериментальные методы мессбауэровской спектрометрии.....	54
3.3.1. Конверсионная мессбауэровская спектрометрия	54
3.3.2. Эмиссионная мессбауэровская спектрометрия.....	55
3.3.3. Другие методы мессбауэровской спектрометрии.....	56
3.4. Области применения мессбауэровской спектрометрии	57
4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ	58
4.1. Характеристики нейтронов.....	58
4.2. Рассеяние и поглощение нейтронов	59

4.3. Ядерные реакции под действием нейтронов	67
4.3.1. Реакция (n, γ).....	67
4.3.2. Реакции (n, α) и (n, p).....	68
4.3.3. Реакции (n, f).....	70
4.3.4. Реакции активации.....	71
5. ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ	72
5.1. Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) заряженных частиц в кристаллах.....	72
5.1.1. Условия возникновения ПРИ.....	72
5.1.2. Свойства параметрического рентгеновского излучения.....	74
5.2. Каналирование заряженных частиц в кристаллах.....	77
5.2.1. Физика каналирования	77
5.2.2. Излучение при каналировании	80
6. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГАЗАХ И ЖИДКОСТЯХ	82
6.1. Структура трека	82
6.2. Диссипация энергии первичной частицы в веществе	83
6.3. Флуктуации ионизации	86
6.4. Термализация электронов.....	87
6.5. Захват электронов.....	92
6.6. Некоторые превращения элементарных возбуждений.....	96
6.6.1. Образование молекулярных ионов.....	96
6.6.2. Образование возбужденных молекул	97
6.6.3. Взаимодействие с примесью	97
6.7. Диффузия и дрейф электронов и ионов	97
6.7.1. Диффузия	97
6.7.2. Дрейф ионов	98
6.7.3. Дрейф электронов	100
6.8. Рекомбинация	103
6.8.1. Механизмы рекомбинации.....	103
6.8.2. Кинетика рекомбинации.....	104
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	106
П1. Аппаратные средства мёссбауэровской спектроскопии.....	106
П1.1. Структурная схема мёссбауэровского спектрометра	106
П1.2. Системы движения мёссбауэровского спектрометра	110
П1.2.1. Электродинамическая система движения.....	110
П1.2.2. Пьезоэлектрическая система движения	111
П1.3. Источники и поглотители	113
П1.4. Детекторы.....	113
ЛИТЕРАТУРА.....	115

ОБОЗНАЧЕНИЯ

A – атомный вес

A – активность

α – α -частицы, ядра ${}^4_2\text{He}$

p – протон

Γ – гамма-постоянная

e – заряд электрона

m_e – масса электрона

E – энергия частицы

σ – сечение взаимодействия

b – прицельный параметр, т.е. минимальное расстояние, отделяющее пролетающую частицу от покоящегося электрона

p – импульс частицы

v – скорость частицы

\bar{I} – средняя энергия ионизации атома

n – плотность пучка падающих частиц

N – число атомов среды в единице объема

ρ – плотность среды

$\bar{\Lambda}_\alpha$ – ядерный пробег, т.е. средний свободный пробег до ядерного взаимодействия

z – заряд налетающей частицы

Z – заряд ядра атомов мишени

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

1.1. Классификация ионизирующих излучений

Регистрация ионизирующих излучений возможна благодаря взаимодействию этих излучений с веществом. Как известно, в природе существуют четыре вида взаимодействия: гравитационное, слабое, электромагнитное и сильное. Для целей регистрации, однако, используется почти исключительно электромагнитное взаимодействие, имеющее намного большую вероятность, чем сильное и слабое, и производящее эффект даже в тонком слое вещества. За счет электромагнитного взаимодействия заряженные частицы ионизируют и возбуждают атомы вещества. На этом основано устройство подавляющего большинства приборов. Явление ионизации вещества не используется только в так называемых детекторах прямой зарядки (ДПЗ), предназначенных для регистрации больших потоков нейтронов, и в подобных по принципу действия приборах, предназначенных для регистрации больших потоков гамма-квантов.

Ионизация является настолько характерной чертой воздействия ядерных излучений на вещество, что их так и называют – ионизирующими.

Нейтральные виды излучений (нейтроны и другие нейтральные частицы и гамма-кванты) не производят ионизации и, следовательно, непосредственно зарегистрированы быть не могут. Для регистрации нейтральные излучения должны быть преобразованы в заряженные, и уже эти заряженные излучения регистрируются за счет ионизационного эффекта. Поэтому принято называть заряженные частицы непосредственно ионизирующими излучениями, а нейтральные – косвенно ионизирующими.

Гамма-кванты конвертируются в заряженные частицы – электроны за счет электромагнитного взаимодействия главным образом с электронами вещества, хотя в некоторых случаях используется их взаимодействие с ядрами. Нейтроны конвертируются в заряженные частицы за счет сильного взаимодействия, либо вызывая ядерные реакции, либо передавая энергию протонам в результате упругого рассеяния. Нейтрино (единственная частица, участвующая только в слабом взаимодействии) способна, проходя через вещество, передавать энергию заряженным частицам за счет слабого взаимодействия. Если заряженная частица (адрон) имеет высокую энергию (обычно больше 1 ГэВ), то она теряет энергию в основном за счет сильного взаимодействия, развивая ядерный каскад. Таким образом видно, что основным для регистрации является все же электромагнитное взаимодействие заряженных частиц.

1.2. Понятие сечения взаимодействия

При прохождении ионизирующих излучений через вещество и преобразовании образующихся при этом возбужденных состояний происходят различные столкновения между частицами. Количественной мерой, определяющей вероятность таких столкновений, является сечение.

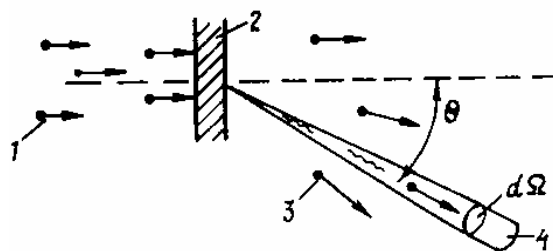


Рис. 1.1. Схема упругого рассеяния налетающих частиц на мишени: 1 – падающий моноэнергетический пучок; 2 – мишень; 3 – рассеянный пучок; 4 – детектор

Рассмотрим упругое взаимодействие налетающих частиц пучка с частицами мишени [1]. Пусть имеется параллельный пучок моноэнергетических частиц с плотностью потока n см⁻²с⁻¹. Он падает на мишень, имеющую плотность N см⁻³ (рис.1.1). В результате упругого взаимодействия часть частиц пучка рассеется. Тогда счетчик, установленный под углом θ к направлению падающего пучка и регистрирующий рассеянные частицы в пределах некоторого телесного угла $d\Omega$, зарегистрирует в единицу времени dn частиц.

Это число пропорционально интенсивности пучка падающих частиц, плотности частиц в мишени и телесному углу $d\Omega$:

$$dn = \sigma(\theta)nNd\Omega. \quad (1.1)$$

Коэффициент пропорциональности $\sigma(\theta)$ в соотношении (1.1) называется сечением взаимодействия.

В некоторых случаях, в частности в приведенном примере упругого рассеяния, этот коэффициент пропорциональности имеет ясную геометрическую интерпретацию. Он показывает площадь частицы-мишени, на которой происходит рассеяние бомбардирующих частиц. Поэтому он и называется сечением (в старых работах его называли поперечным сечением). Однако во многих случаях, примеры которых будут приведены далее, четкой геометрической интерпретации понятию сечения дать нельзя. Тогда сечение есть просто мера вероятности взаимодействия.

Коэффициент пропорциональности в соотношении (1.1) – это дифференциальное сечение рассеяния:

$$\sigma(\theta)d\Omega = d\sigma(\theta), \quad \sigma(\theta) = d\sigma(\theta)/d\Omega. \quad (1.2)$$

Полное число частиц, рассеиваемых на 1 см² мишени в единицу времени, можно получить, проинтегрировав (1.1.) по всем значениям телесного угла:

$$n_p = \sigma nN, \quad (1.3)$$

где

$$\delta = \int d\sigma(\theta) = \int \sigma(\theta)d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (1.4)$$

Сечение имеет размерность площади и измеряется в квадратных сантиметрах¹.

Сечение рассеяния определяется потенциальной энергией взаимодействия налетающей частицы и частицы-мишени. Простой пример перехода от потенциала взаимодействия к сечению рассеяния – так называемое Резерфордское рассеяние на кулоновском потенциале – будет рассмотрен в подразделах 1.4. и 1.8.

¹ До 1980 г. сечение во всех областях науки и техники измерялось в барнах: 1 барн = 10⁻²⁴ см². В настоящее время в связи с введением Международной системы единиц (СИ) стандартом СЭВ (СТ СЭВ 1052-78) употребление единицы барн в работах прикладного характера не допускается.

Интеграл (1.4) сходится не при любых потенциалах взаимодействия бомбардирующей частицы и частицы-мишени. Простое классическое рассмотрение приводит к бесконечно большим значениям сечения полного рассеяния из-за бесконечной протяженности потенциалов вида $I(r) \sim r^{-n}$, где n – целое число. Эта трудность устраняется либо введением экранированного потенциала, либо при квантовомеханическом расчете.

В случае упругого рассеяния энергия рассеянных частиц однозначно связана с углом рассеяния. Поэтому часто оперируют дифференциальным сечением не по углам, а по энергии:

$$\sigma(E) = d\sigma(E)/dE. \quad (1.5)$$

В проведенных рассуждениях предполагалось, что мишень тонкая, т.е. частицы-мишени не загораживают друг друга и каждая падающая частица испытывает в мишени не более одного взаимодействия. Если же мишень толстая, то ее разбивают на тонкие слои dx , перпендикулярные пучку. В слое dx на 1 см^2 пучка проектируется Ndx частиц, поэтому можно написать:

$$dn = -\sigma n N dx. \quad (1.6)$$

Знак минус показывает, что происходит убыль в числе падающих частиц. Интегрируя (1.6) от 0 до x , находим закон изменения числа актов взаимодействия по глубине

$$n_p = n_0 \exp(-N\sigma x). \quad (1.7)$$

Произведение $N\sigma = \Sigma$ называется макроскопическим сечением. Для упругого рассеяния Σ представляет собой полную эффективную площадь сечения всех частиц-мишеней в 1 см^2 рассеивающей среды. Размерность Σ есть см^{-1} . Величина, обратная Σ ($1/\Sigma = \lambda$), называется средним свободным пробегом.

Понятие сечения может быть применено и к случаю неупругого рассеяния. Поскольку при этом энергия образующихся продуктов реакции сложным образом связана с угловым распределением, приходится пользоваться дважды дифференциальным сечением – по углу и по энергии $d^2\sigma/dE d\theta$.

Сечение характеризует и вероятность таких реакций, в которых падающие частицы захватываются частицами мишени.

Во всех предыдущих рассуждениях предполагалось, что падающие частицы моноэнергетичны. Однако на практике это предположение часто не выполняется. Поскольку сечение взаимодействия в большинстве случаев зависит от энергии падающих частиц, то необходимо установить связь между экспериментально наблюдаемым сечением и сечением для моноэнергетических частиц.

Число актов взаимодействия для падающих частиц в диапазоне энергий от E до $E + dE$ равно $\sigma(E)Nn(E)dE$, а во всем энергетическом диапазоне

$$N \int \sigma(E)n(E)dE = \bar{\sigma}N(E)dE.$$

Таким образом, экспериментальное наблюдаемое среднее сечение

$$\bar{\sigma} = \frac{\int \sigma(E)n(E)dE}{\int n(E)dE}. \quad (1.8)$$

1.3. Ионизация и возбуждение атомов вещества

Заряженная частица, взаимодействуя своим электрическим полем с полем атомных электронов, передает им некоторую порцию энергии и может ионизировать или возбуждать атомы вещества. Схема энергетических уровней электронов в атоме приведена на рис. 1.2.

Здесь же приведены обозначения энергий переходов.

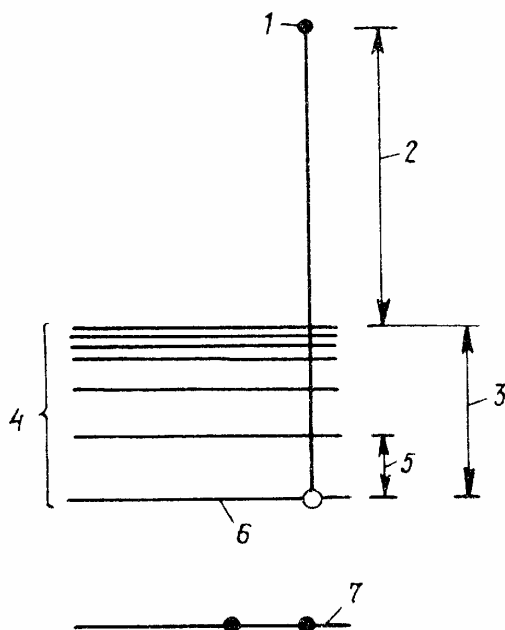


Рис. 1.2. Схема энергетических уровней электронов в атоме: 1 – дельта-электрон; 2 – энергия дельта-электрона E_δ ; 3 – энергия ионизации I_i ; 4 – возбужденные уровни; 5 – одно из значений энергии возбуждения I_{ex} ; 6 – последний заполненный уровень; 7 – одна из внутренних оболочек

На схеме указан лишь один из переходов в возбужденное состояние, реально возникает целый спектр таких состояний.

Экспериментальные результаты зависимости сечения ионизации от энергии электронов для некоторых газов приведены на рис. 1.3. Ниже определенной, характерной для каждого газа энергии ионизации I_i сечение ионизации равно нулю. При $E > I_i$ сечение возрастает сначала приблизительно линейно, затем проходит через максимум при энергии, в несколько раз превышающей пороговую величину, и с дальнейшим ростом энергии убывает пропорционально отношению $\ln E/E$.

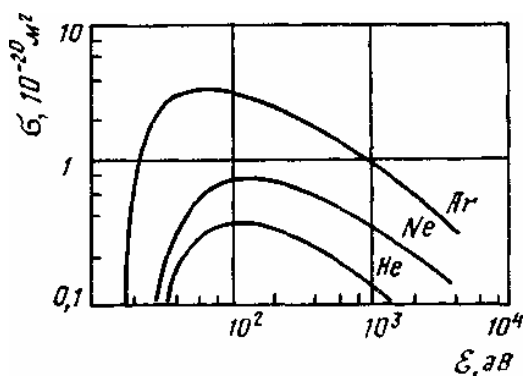


Рис. 1.3. График зависимости сечения ионизации от энергии электронов

Аналогичным образом ведет себя и сечение возбуждения. Однако вблизи порога зависимость сечения возбуждения от энергии имеет структуру, отвечающую переходам на определенные уровни.

Кроме неупругих столкновений, падающая частица может испытывать с атомом и уп-

ругие соударения. Сечение упругих столкновений падает обратно пропорционально E , а неупругих медленнее – как $\ln E/E$. Поэтому по мере увеличения энергии все большая доля приходится на неупругие столкновения. При этом упругое рассеяние играет тем большую роль, чем тяжелее атом, поскольку сечение упругого рассеяния возрастает пропорционально Z^2 , а неупругого – близко к Z .

Для оценки относительной роли возбуждения на различные уровни ионизации и упругих столкновений в табл. 1.1 даны расчетные значения относительных вероятностей различных типов столкновений электронов с атомами водорода.

Таблица 1.1. Расчетные значения относительных вероятностей различных типов столкновений электронов с атомами водорода

Тип столкновения	Отношение к общему числу столкновений (%) при энергии падающего электрона (эВ)					
	10^3	10^4	10^5	10^6	10^8	10^{10}
Упругое	8,7	6,5	5,1	4,1	2,55	1,8
Возбуждение уровней:						
n = 2	42,8	45,3	47,5	49,5	51,5	52,8
n = 3	6,3	7,0	7,3	7,8	8,1	8,4
n = 4	2,41	2,60	2,71	2,79	2,90	2,9
n = 5	1,17	1,24	1,28	1,32	1,36	1,3
Возбуждение более высоких уровней	2,17	2,28	2,33	2,38	2,42	2,45
Возбуждение всех дискретных уровней	54,8	58,4	61,2	63,4	66,4	68,0
Ионизация	36,5	35,1	33,7	32,5	31,0	30,2
Полное сечение, 10^{-20}см^2	3200	426	66,0	30,6	42,8	60,0

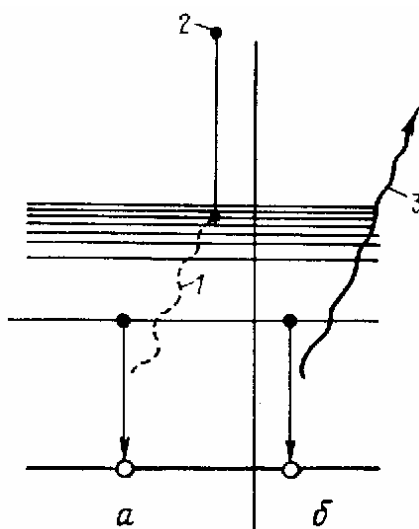


Рис. 1.4. Диаграмма состояния для переходов электронов с заполнением вакансии: 1 – виртуальный фотон; 2 – Оже-электрон; 3 – квант характеристического рентгеновского излучения

Заряженная частица может ионизировать не только внешние, но и внутренние электронные оболочки. После образования вакансии на внутренней оболочке за времена

$10^{-14} \div 10^{-15}$ с происходят переходы электронов с заполнением вакансии. Диаграмма состояний для таких переходов показана на рис. 1.4. Выделение энергии при заполнении вакансии может происходить двумя путями: либо при заполнении вакансии испускается квант характеристического рентгеновского излучения, этот процесс называют флуоресценцией (рис. 4, б), либо энергия перехода передается одному из электронов внешних оболочек, который вылетает из атома с определенной кинетической энергией (рис. 4, а). Такие переходы называются Оже-переходами, а свободные электроны, вылетевшие из атома, – Оже-электронами.

Соотношение вероятностей этих двух процессов зависит от заряда ядра атома и приведено на рис. 1.5. Видно, что для легких элементов доминирует эффект Оже (показан пунктиром). Например, для неона ($Z = 10$) вероятность Оже-эффекта составляет 98,7%. С ростом Z выход флуоресценции растет и начиная с $Z > 30$ доминирует над Оже-эффектом.

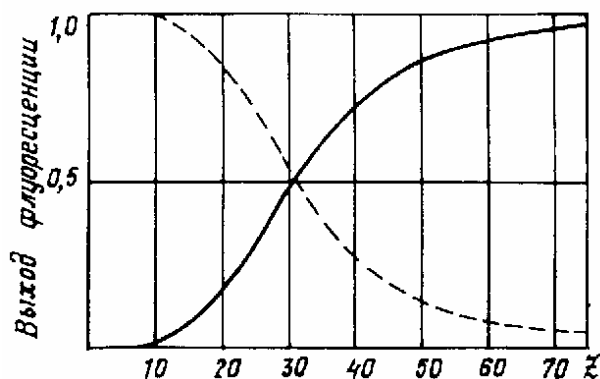


Рис. 1.5. Соотношение вероятностей флуоресценции и Оже-перехода в зависимости от заряда ядра атома: ---- эффект Оже; – флуоресценция

Появление характеристического рентгеновского излучения при облучении вещества заряженными частицами в настоящее время широко используется для элементного анализа вещества.

При взаимодействии частицы с атомами появляются и многозарядные ионы. Отметим, что рассмотренный нами эффект Оже в простейшем случае приводит к появлению двукратно заряженного иона.

Для ксенона методом Монте-Карло рассчитаны числа многозарядных ионов, возникающих при бомбардировке ксенона пучком электронов с энергией 3 кэВ, и энергия, идущая на образование таких ионов. Результаты приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2. Количество многозарядных ионов, возникающих при бомбардировке ксенона пучком электронов с энергией 3 кэВ, и энергия, идущая на образование таких ионов

Типы ионов	Xe^+	Xe^{2+}	Xe^{3+}	Xe^{4+}	Xe^{5+}	Xe^{k+}
Относительная доля k -кратных ионов N_k/N_e	0,68	0,072	0,024	0,025	0,003	0,000
Средняя энергия образования иона, эВ: \bar{E}	12,1	33,3	65,5	111	187	-
$\bar{E}N_k/N_e$	8,2	2,4	1,6	2,8	0,6	-

По данным таблицы можно видеть, что на образование многозарядных ионов уходит примерно 30% энергии первичных частиц, т.е. это процессы, с которыми приходится весьма серьезно считаться.

1. 4. Дельта-электроны

В процессе ионизации атомов среды электронам может быть передана энергия большая, чем энергия ионизации. Возникшие в результате ионизации электроны, имеющие избыточную кинетическую энергию, называют дельта-электронами.

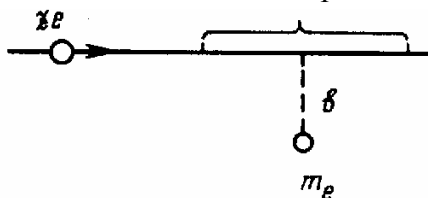


Рис. 1.6. Схема взаимодействия налетающей частицы с покоящимся электроном

Образование дельта-электронов мы будем рассматривать, считая соударения налетающей частицы с атомными электронами упругими, т.е. пренебрегая энергией связи атомных электронов. Это справедливо, по крайней мере, для дельта-электронов высоких энергий.

Вычислим спектр дельта-электронов. Пусть заряженная частица с зарядом ze и энергией E (скоростью v) пролетает на расстоянии b от покоящегося электрона (рис. 1.6). Импульс, передаваемый электрону, определяется соотношением

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} F dt. \quad (1.9)$$

Учитывая то, что в результате взаимодействия частица отклоняется от первоначального направления и движется по гиперболической траектории, расчет приведенного интеграла довольно сложен. Обычно считают, что взаимодействие эффективно на относительно коротком участке траектории $\sim 2b$, который частица проходит за время $\Delta t = 2b/v$, тем самым занижая длительность взаимодействия. Силу взаимодействия принимают равной максимальному значению $F = ze^2/b^2$, тем самым, завышая ее. Результирующее значение импульса, оцененное таким образом, оказывается правильным:

$$\Delta p = \frac{2ze^2}{bv}. \quad (1.10)$$

Кинетическая энергия, приобретаемая электроном,

$$E_\delta = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{1}{b^2}. \quad (1.11)$$

Таким образом, мы получили связь между энергией, приобретаемой электроном, и параметром соударения b .

Из потока n частиц провзаимодействуют с электронами атомов на расстоянии b и, следовательно, образуют дельта-электроны с определенной энергией E_δ те из них, которые пройдут на расстоянии b от электрона (рис. 1.7).

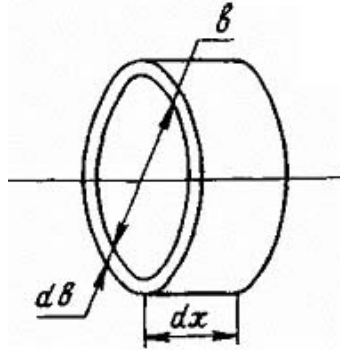


Рис. 1.7. Схема взаимодействия налетающей частицы с окружающими электронами

Число образованных дельта-электронов

$$dn = nNZ2\pi bdb, \quad (1.12)$$

где N – число атомов в 1 см^3 вещества; Z – атомный номер вещества. Отсюда дифференциальное сечение образования дельта-электрона

$$d\sigma_\delta = \frac{dn}{nNZ} = 2\pi bdb. \quad (1.13)$$

Дифференцируя соотношение (1.11), получаем

$$2bdb = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{dE_\delta}{E_\delta^2}. \quad (1.14)$$

Окончательно имеем

$$d\sigma_\delta = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{dE_\delta}{E_\delta^2}. \quad (1.15)$$

Таким образом, сечение образования дельта-электрона обратно пропорционально квадрату его энергии. Число дельта-электронов с энергией E_δ

$$n_\delta(E_\delta) = NZd\sigma_\delta. \quad (1.16)$$

Число дельта-электронов в диапазоне энергий, например, от E'_δ до E_δ^{\max}

$$n_\delta(E_\delta > E'_\delta) = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \int_{E'_\delta}^{E_\delta^{\max}} \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left(\frac{1}{E'_\delta} - \frac{1}{E_\delta^{\max}} \right). \quad (1.17)$$

На рис. 1.8 приведено рассчитанное число дельта-электронов с энергией $E_\delta \geq E'_\delta$, испущенных при прохождении протонов с импульсом 1 ГэВ/с через 1 см аргона при нормальных условиях.

Верхняя граница спектра дельта-электронов определяется максимальной энергией, которую налетающая частица способна передать электрону. Найдем эту величину, записав законы сохранения энергии и импульса для упругого столкновения налетающей частицы массой m с электроном массой m_e . На векторной диаграмме такого столкновения (рис. 1.9) обозначены: θ – угол между траекторией первичной частицы и направлением движения электрона после столкновения, p и p' – импульс налетающей частицы до и после столкновения и p_δ – импульс, приобретаемый электроном в результате столкновения. Можно показать, что кинетическая энергия электрона после столкновения

$$E_\delta = \sqrt{p_\delta^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2. \quad (1.18)$$

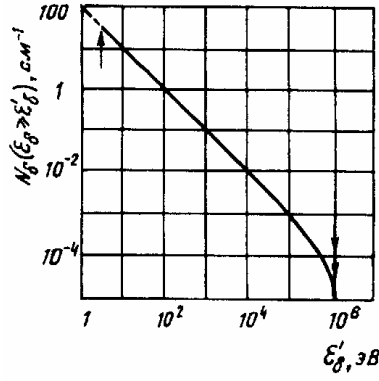


Рис. 1.8. Расчетное количество дельта-электронов

Закон сохранения энергии дает

$$(W_{\text{част}} + m_e c^2)_{\text{до_столкн.}} = (W_{\text{част}} + W_e)_{\text{после_столкн.}} \quad (1.19)$$

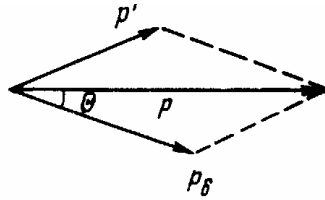


Рис. 1.9. Векторная диаграмма упругого столкновения двух частиц

Перепишем это выражение, используя соотношение для полной энергии:

$$\sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} + m_e c^2 = \sqrt{p'^2 c^2 + m_e^2 c^4} + E_\delta + m_e c^2. \quad (1.20)$$

Из закона сохранения импульса следует:

$$p'^2 = p^2 + p_\delta^2 - 2pp_\delta \cos\theta. \quad (1.21)$$

Исключая p' из выражений (1.20) и (1.21), находим

$$E_\delta = 2m_e c^2 \frac{p^2 c^2 \cos^2 \theta}{m_e^2 c^4 + m^2 c^4 + 2m_e c^2 \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} + p^2 c^2 - p^2 c^2 \cos^2 \theta}. \quad (1.22)$$

Максимальная передача энергии имеет место при $\theta = 0$, т.е. при лобовом соударении, когда дельта-электрон вылетает вперед:

$$E_\delta^{\text{max}} = 2m_e c^2 \frac{p^2 c^2}{m_e^2 c^4 + m^2 c^4 + 2m_e c^2 \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}}. \quad (1.23)$$

Для тяжелых частиц, когда $m \gg m_e$, и для очень больших энергий, когда $p \gg mc(m/m_e)$, соотношение (1.23) принимает вид:

$$E_\delta^{\text{max}} \approx pc \approx E. \quad (1.24)$$

Как известно, в классической механике частица тяжелее электрона может передать ему при лобовом столкновении только часть своей энергии. В отличие от этого в релятивистском случае частица любой массы может передать электрону почти всю свою энергию.

Для тяжелых частиц и при малых импульсах, когда $p \ll mc(m/m_e)$, соотношение (1.23) принимает вид

$$E_{\delta}^{\max} = 2m_e c^2 \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} = \frac{2m_e v^2}{1 - \beta^2}. \quad (1.25)$$

При малых энергиях из соотношения (1.22) легко получить хорошо известное в классической физике выражение для упругого рассеяния частиц:

$$E_{\delta} = \frac{4m_e m}{(m_e + m)^2} E \cos^2 \theta. \quad (1.26)$$

Для тяжелых частиц при $m \gg m_e$

$$E_{\delta}^{\max} = \frac{4m_e}{m} E. \quad (1.27)$$

Если налетающая частица – протон, то $m = m_p$ и

$$E_{\delta}^{\max} > E_p / 500;$$

для альфа-частицы

$$E_{\delta}^{\max} > E_{\alpha} / 2000.$$

Если же налетающая частица – электрон, то $m = m_e$ и $E_{\delta}^{\max} = E_e$. Понятно, что полученное соотношение бессмысленно, поскольку принципиально невозможно пометить электрон с тем, чтобы определить, какой из них первичный, а какой дельта-электрон. Поэтому договорились считать дельта-электроном тот, который имеет меньшую энергию, и тогда эффективной границей спектра дельта-электронов будет величина $E_e/2$.

1.5. Удельные ионизационные потери энергии

Одним из важнейших параметров, характеризующих взаимодействие заряженных частиц с веществом, являются удельные ионизационные потери энергии, т.е. потери энергии на единице пути за счет возбуждения и ионизации атомов вещества. Следует отметить, что этот же параметр в различных случаях называют и ионизирующей способностью частицы и тормозной способностью вещества. Действительно, в нем содержится информация о зависимости потерь энергии и от свойств частицы и от свойств вещества.

Квантовомеханический анализ ионизационных потерь энергии основан на суммировании потерь в области дискретных переходов и интегрировании их в области переходов в непрерывный спектр. Число актов возбуждения атомов частицей на пути dx равно $\sigma_{\text{возб}} N dx$. Если при этом в каждом акте теряется энергия, соответствующая переходу электрона из основного в n -ое состояние $(I_n - I_0)$, то суммарная потеря на возбуждение на пути dx

$$\Delta E_{\text{возб}} = N dx \sum_n \sigma_{\text{возб}} (I_n - I_0).$$

Аналогичным образом запишется потеря энергии на ионизацию, только в этом случае переходы возможны на уровни непрерывного спектра $E_k = k^2 \hbar^2 / 2m_e$ и суммирование заменяется интегрированием. Окончательно удельные потери запишутся как

$$-\frac{dE}{dx} = N \left[\sum_n \sigma_{\text{возб}} (I_n - I_0) + \int_0^{k_{\max}} (E_k + I_0) \sigma_{\text{ион}} dk \right], \quad (1.28)$$

где k – волновой вектор.

При вычислении величины dE/dx возможные столкновения разбивают на две группы – далекие и близкие. В далеких столкновениях передаваемая энергия мала и надо учитывать связь электронов в атомах, но при этом не играют роли типичные квантовомеханические эффекты влияния спина и магнитного момента. В близких столкновениях передается значительная энергия, поэтому атомные электроны можно считать свободными, но приходится

учитывать роль спина.

Граничная передаваемая энергия E_{cp} должна быть достаточно большой по сравнению с энергией связи электрона в атоме тормозящего вещества, и, с другой стороны, настолько малой, чтобы соответствующий ей параметр столкновения был больше атомных размеров. В случае, когда $E_{cp} > 10^4 \div 10^5$ кэВ, оба условия удовлетворяются одновременно.

Соответствующие расчеты дают для далеких столкновений:

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{E_{nep} < E_{up}} = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left[\ln \frac{2m_e v^2 E_{cp}}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2 \right]. \quad (1.29)$$

Это выражение одинаково справедливо для любых падающих частиц.

Величина \bar{I} в выражении (1.29) – средняя энергия ионизации атома. Эту величину нельзя вычислить с достаточной точностью, поэтому ее определяют экспериментально. Полуэмпирическая формула для \bar{I} имеет вид

$$\bar{I} = kZ, \quad (1.30)$$

где k по порядку величины равно энергии ионизации атома водорода, $k=13,5$ эВ. Истинные значения средней энергии ионизации известны с недостаточной точностью. Однако эта неопределенность не является источником серьезных ошибок, так как в формулу для вычисления dE/dx величина \bar{I} входит под знаком логарифма. Значения константы в соотношении (1.30) для некоторых веществ приведены в табл. 1.3.

Таблица 1.3. Значения константы для выражения средней энергии ионизации различных газов

	He	Ne	Ar	Kr	Xe	H ₂	N ₂	O ₂	CO ₂	CH ₄	C ₄ H ₁₀
K (эВ)	24,6	21,6	15,8	14,0	12,1	15,4	15,5	12,2	13,7	13,1	10,8

Потери энергии в результате близких столкновений для частиц различных типов (с различными массой, спином и знаком заряда) не одинаковы, но при не очень больших энергиях частиц ($E < \frac{m}{2m_e} mc^2$) различие, зависящее от спина, исчезает, и остается только различие для тяжелых частиц, электронов и позитронов.

Для тяжелых частиц

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\varepsilon_{nep} > \varepsilon_{cp}} = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left[\ln \frac{E_{max}}{E_{cp}} - \beta^2 \right]. \quad (1.31)$$

Для электронов и позитронов выражения оказываются весьма сложными, и мы их здесь не приводим. Однако в нерелятивистском случае они существенно упрощаются и становятся подобными выражениям для тяжелых частиц.

Полные удельные потери энергии равны сумме потерь в результате далеких и близких столкновений:

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left[\ln \frac{2m_e v^2 \varepsilon_{max}}{\bar{I}^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right]. \quad (1.32)$$

Это выражение, естественно, не зависит от произвольно выбранного значения граничной энергии. При подстановке в (1.32) выражения для E_{max} из (1.25) получаем хорошо известную формулу

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I} (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right]. \quad (1.33)$$

Безразмерный коэффициент

$$Z \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I} (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right] = B$$

называют коэффициентом торможения B . В нерелятивистском случае ($\beta \ll 1$)

$$B = Z \ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}}.$$

Проанализируем полученные выражения.

Зависимость ионизационных потерь от свойств тормозящей среды.

Если пренебречь медленно меняющимся логарифмическим членом в (1.33), то имеем

$$\frac{dE}{dx} \sim NZ.$$

Это выражение можно переписать, введя число N_A ($N = N_A \rho/A$, где ρ – плотность вещества):

$$\frac{dE}{dx} \sim N_A \frac{Z}{A} \rho. \quad (1.34)$$

Поскольку Z/A почти константа для большей части таблицы Менделеева ($Z/A = 0,5$ для гелия и медленно уменьшается до 0,39 для урана), то получается, что удельные ионизационные потери энергии прямо пропорциональны плотности. Удобно величину dE/dx поделить на плотность. Полученная величина $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}$ – ее называют массовыми удельными потерями (размерность – МэВ·см²/г) – будет почти постоянна для различных веществ. Физический смысл массовых удельных потерь мы рассмотрим в подразделе 1.9.

Зависимость ионизационных потерь от параметров налетающей частицы.

В пренебрежении логарифмическим членом

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2}{v^2}.$$

Как видно, удельные потери энергии пропорциональны квадрату заряда налетающей частицы, обратно пропорциональны ее скорости и не зависят от ее массы. В нерелятивистском случае можно домножить числитель и знаменатель на массу частицы:

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{mz^2}{mv^2} = \frac{mz^2}{2E}.$$

Тогда для частиц с одинаковой кинетической энергией удельные потери грубо пропорциональны их массам и квадрату заряда. Так, удельные потери альфа-частицы примерно в 16 раз больше, чем удельные потери протонов той же энергии.

Важной характеристикой является зависимость удельных потерь энергии от энергии частицы (рис. 1.10).

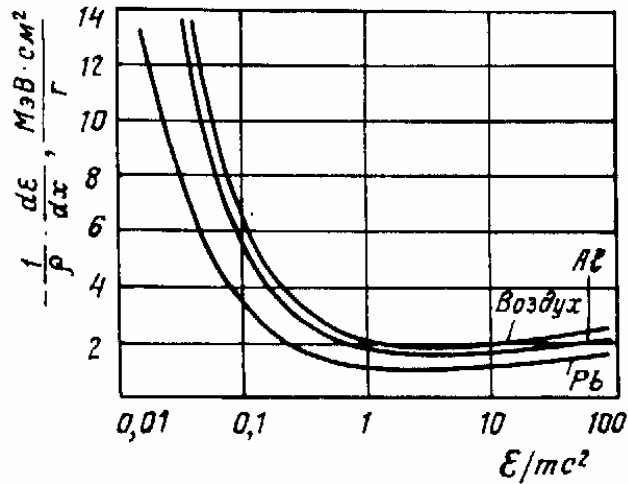


Рис. 1.10. График зависимости удельных потерь энергии от энергии частицы

В соответствии с формулой (1.33) dE/dx падает с ростом скорости и, когда скорость частицы приближается к скорости света, удельные потери должны были бы перестать изменяться. На самом деле после достижения некоторого минимального значения наблюдается так называемый релятивистский рост ионизационных потерь. Минимальное значение потерь энергии достигается при $E = (2 \div 3)mc^2$ для любых частиц и составляет примерно $2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}$.

Рост ионизационных потерь при высоких энергиях определяется членом $1 - \beta^2$ в знаменателе логарифма в выражении (1.33) и связан с лоренцовским сокращением продольного кулоновского поля и соответствующим расширением поперечного. Это приводит к тому, что частица становится способной передать энергию более удаленным электронам.

При некоторой энергии релятивистский рост прекращается и удельные потери выходят на плато. Это связано с экранированием поля частицы электронами, находящимися между пролетающей частицей и далекими электронами, с которыми она взаимодействует. Поскольку экранирование определяется концентрацией экранирующих электронов, то уменьшение удельных потерь в области релятивистского роста и прекращение этого роста называют эффектом плотности.

В конденсированных средах эффект плотности проявляется существенно сильнее, чем в разреженных. Так, в конденсированных средах релятивистский рост составляет всего 10%, в то время как в разреженных газах он может достигать 60%.

Для протонов и многозарядных ионов в области малых энергий, когда скорость частицы становится сравнимой со скоростью атомных электронов, потери энергии также перестают описываться формулой (1.33). При таких энергиях частица может захватывать атомные электроны и, следовательно, терять заряд. При этом возможен не только захват электронов, но и их потеря. Так что, например, протон, захватив электрон, становится нейтральным атомом водорода, но при дальнейшем движении может снова этот электрон потерять и продолжить ионизацию и возбуждение атомов среды. В результате частица характеризуется уже не тем зарядом z , который она имела при высоких энергиях, а некоторым меньшим — $z_{эф}$. Поэтому ионизационные потери энергии тяжелых частиц в области малых энергий уменьшаются.

Не вдаваясь в теоретическое описание этих явлений, приведем только окончательный результат. На рис. 1.11 по оси абсцисс отложена энергия частицы, приходящаяся на один нуклон, а по оси ординат — удельные потери энергии, поделенные на квадрат заряда частицы. В таких координатах удельные потери для разных тяжелых частиц должны быть одинаковы. Из рис. 1.11 видно, что с уменьшением энергии удельные потери достигают максимума, а затем начинают падать. Более тяжелому иону соответствует большая энергия максимума.

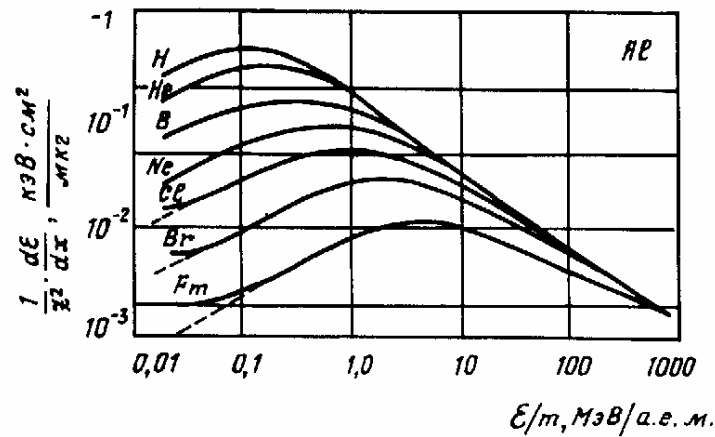


Рис. 1.11. График зависимости удельных потерь энергии от энергии тяжелого иона

Осколки деления, самые сильноионизирующие частицы, с которыми приходится иметь дело в ядерной физике, с самого начала движения в веществе теряют заряд. Это накладывает существенный отпечаток на движение осколков в веществе.

1.6. Удельная ионизация

Важным количественным параметром, характеризующим потерю энергии заряженной частицей в веществе, является удельная ионизация — число пар ионов, образованных частицей на единице пути. Так как столкновения, приводящие к ионизации, являются случайными и, соответственно, число пар ионов флуктуирует, будем пользоваться величиной средней удельной ионизации и отдельно рассмотрим вопрос о флуктуациях числа пар ионов около среднего значения.

В связи с тем, что часть пар ионов образуется непосредственно первичной частицей, а часть — дельта-электронами разных поколений, необходимо разделить первичную удельную ионизацию и полную удельную ионизацию.

Первичная удельная ионизация — это число пар ионов, образованных первичной частицей на единице пути. Ясно, что эта величина равна числу ионизирующих столкновений первичной частицы. Полная удельная ионизация — это ионизация на единице пути, производимая как первичной частицей, так и дельта-электронами всех поколений.

Поскольку в газах дельта-электроны могут иметь значительный пробег и уносить часть энергии и, следовательно, ионизации от траектории частицы или даже вообще из прибора, то регистрироваться будет некоторая промежуточная ионизация, превышающая первичную и не достигающая полной. В большинстве приборов ядерной физики измеряется именно ионизация, и важно понимать, какая ионизация первичная, полная или некоторая частичная измеряется в приборе.

Два указанных вида удельной ионизации по-разному флуктуируют около среднего значения. Первичная ионизация флуктуирует по тому же закону, что и число столкновений первичной частицы на единице пути, т.е. по закону Пуассона. Полная ионизация флуктуирует по сложному закону, который мы рассмотрим далее.

Обозначим первичную удельную ионизацию через ν , а полную через ν' . Поскольку средняя энергия, идущая на образование пары ионов, практически не зависит от энергии, то число образованных на единице пути пар ионов (удельная ионизация) зависит от энергии почти так же, как количество энергии, теряемой частицей на единице пути, т.е. как удельные потери энергии. Маленькое различие в поведении этих двух параметров определяется тем, что далекие столкновения, приводящие к возбуждению, учитываются при подсчете потерь энергии, но не дают вклада в ионизацию.

На рис. 1.12 приведена зависимость удельной ионизации от энергии.

Видно, что при определенной энергии удельная ионизация достигает минимума. Численные значения первичной и полной удельной ионизации в минимуме кривой для некоторых газов при нормальных условиях приведены в табл. 1.4.

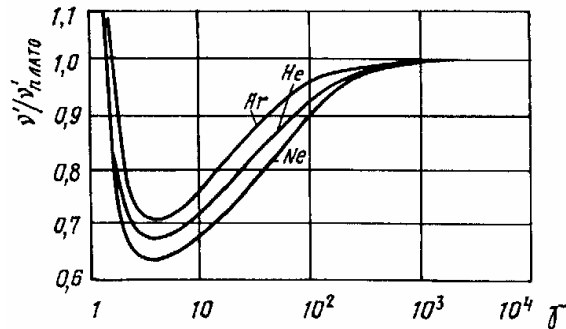


Рис. 1.12. График зависимости удельной ионизации от энергии частицы

Таблица 1.4. Численные значения первичной и полной удельной ионизации

	He	Ne	Ar	Kr	Xe	H ₂	N ₂	O ₂	CO ₂	CH ₄	C ₄ H ₁₀
$v', \text{см}^{-1}$	5,9	12	29,4	(22)	44	5,2	(10)	22	(34)	16	46
$v, \text{см}^{-1}$	7,8	39	94	192	307	9,2	56	73	91	53	195

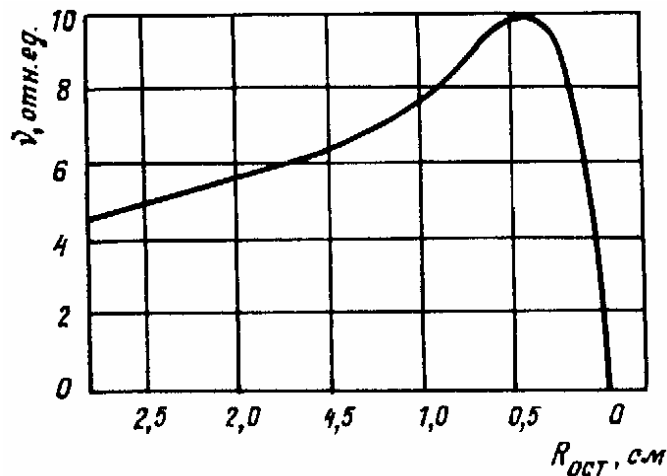


Рис. 1.13. Кривая Брэгга

Распределение удельной ионизации вдоль пути частицы в веществе, называемое кривой Брэгга, представлено на рис. 1.13. По мере прохождения частицы через вещество ее энергия уменьшается, а удельная ионизация растет. Максимальная ионизация имеет место на конце пробега частицы. Это справедливо только в том случае, если частица не меняет заряда в течение пробега. Осколки деления, проходя через вещество, непрерывно теряют заряд и поэтому максимальную ионизацию производят в начале пути.

Интересной особенностью данного типа взаимодействия является то, что для немонотонического пучка тяжелых частиц пик Брэгга имеет плоскую вершину при сохранении достаточно резкого спада на предельных глубинах проникновения. Это дает возможность путем соответствующей модуляции энергии частиц концентрировать максимум выделения

их энергии в заданной области мишени, что исключительно важно в ряде применений, например при облучении тяжелыми заряженными частицами (протонами, ядрами углерода-12) злокачественных опухолей в мозгу.

1.7. Флуктуации потерь энергии

Проходя через слой вещества толщиной Δx , частица с энергией E_0 теряет в нем часть своей энергии. Средняя потеря энергии определяется выражением

$$\overline{\Delta E} = \int_0^{\Delta x} \left(-\frac{dE}{dx} \right) dx. \quad (1.35)$$

Если слой Δx тонкий, то

$$\overline{\Delta E} = \frac{dE}{dx} \Delta x. \quad (1.36)$$

Реальные потери флуктуируют вокруг этого среднего значения. Естественно, что величина флуктуации определяет точность, с которой может быть измерена энергия, потерянная частицей на пути Δx . Если частица на пути Δx испытывает всего одно столкновение, то распределение потерь энергии будет соответствовать выражению (1.12) для числа образованных дельта-электронов. Если число соударений будет велико, много больше единицы, то распределение потерь будет приближаться к нормальному распределению случайных величин (закону Гаусса):

$$p(\Delta E)d(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta^2} \exp\left[-\frac{(\Delta E - \overline{\Delta E})^2}{2\Delta^2}\right] d(\Delta E). \quad (1.37)$$

Параметр Δ^2 , характеризующий ширину распределения, определяется из выражения

$$\Delta^2 = \int_0^{\varepsilon_0} (\Delta E - \overline{\Delta E})^2 p(\Delta E)d(\Delta E). \quad (1.38)$$

Для случая, когда число столкновений частицы с атомами на пути Δx мало, флуктуации потерь энергии проанализовал Ландау. Распределение потерь энергии для тонкого поглотителя, называемое распределением Ландау, имеет вид:

$$p(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2}[E + \exp(-\xi)]\right\}. \quad (1.39)$$

Здесь ξ – безразмерная величина, равная

$$\xi = \frac{\Delta E - \Delta E_{вер}}{C}, \quad (1.40)$$

где $\Delta E_{вер}$ – значение потери энергии, соответствующее максимуму распределения вероятностей;

$$C = \frac{2\pi z^2 e^4 N_A Z}{m_e v^2 A} \rho \Delta x. \quad (1.41)$$

Типичный вид распределения Ландау приведен на рис. 1.14. Видно, что распределение несимметрично и имеет пологий и длинный спад в сторону больших потерь энергии, который связан со сравнительно редкими столкновениями, сопровождающимися очень большой передачей энергии. Поэтому средняя потеря энергии больше наиболее вероятной. Полная ширина распределения Ландау на половине высоты максимума составляет $\sim(20\div 25)\%$ от

$\Delta E_{вер}$. Следует отметить, что распределение Ландау неприменимо к случаю очень тонких поглотителей, так как оно не учитывает флуктуации в области далеких столкновений. При увеличении толщины поглотителя средняя и наиболее вероятная потеря монотонно увеличиваются и разница между ними уменьшается. Наконец, когда потери энергии становятся значительными, оказывается справедливым нормальное распределение.

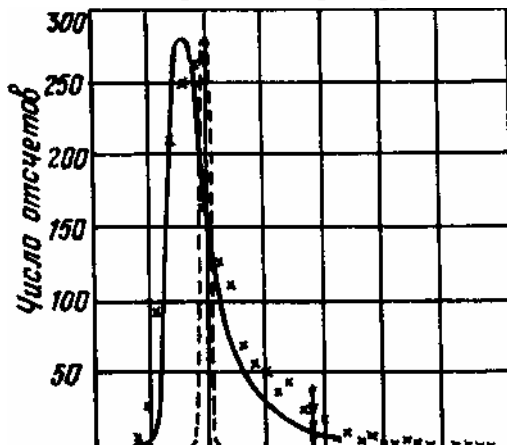


Рис.1.14. График распределения Ландау (сплошная кривая), распределение Пуассона (пунктир) и экспериментальные точки

1.8. Однократное и многократное рассеяние частиц

Рассмотрим влияние изменения направления движения частицы при столкновении, т.е. рассеяние, которым пренебрегали в предыдущем рассмотрении. Поскольку изменения энергии при этом незначительны, по-прежнему будем считать столкновения упругими.

При взаимодействии заряженной частицы с зарядом ze и массой m , движущейся со скоростью v и имеющей импульс p на расстоянии b от покоящейся частицы с массой m' и зарядом z' , налетающая частица отклоняется на угол θ , который можно оценить, рассматривая импульсную диаграмму рис. 1.15:

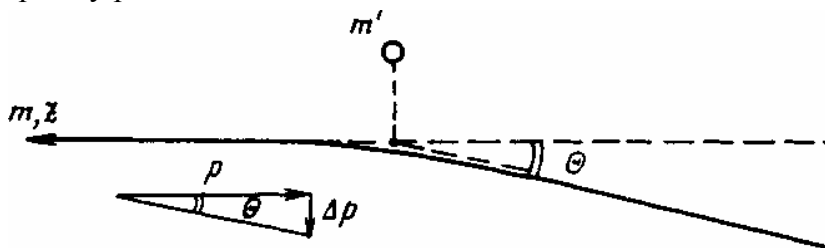


Рис. 1.15. Импульсная диаграмма рассеяния частицы

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\Delta p_{\perp}}{p}. \quad (1.42)$$

Приращение импульса Δp_{\perp} , как мы уже определили ранее в (1.10), примет вид:

$$\Delta p_{\perp} = \frac{2zz'e^2}{bv}. \quad (1.43)$$

Если покоящаяся частица – электрон, то $z'=1$, и

$$(\operatorname{tg} \theta)_e = \frac{2ze^2}{pbv}. \quad (1.44)$$

Если же покоящаяся частица – ядро, то $z' = Z$ и

$$(\operatorname{tg} \theta)_я = \frac{2zZe^2}{pbv}. \quad (1.45)$$

Видно, что эти два выражения отличаются на множитель Z . Поэтому за рассеяние частицы основную ответственность несут столкновения с ядрами, хотя потери энергии определяются в основном столкновениями с атомными электронами.

Мы оценили угол рассеяния очень простым способом. Более строгий анализ, учитывающий гиперболическую траекторию, по которой движется рассеиваемая частица, дает

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{zZe^2}{pbv}. \quad (1.46)$$

Для малых углов, когда $\operatorname{tg}(\theta/2) \approx \theta/2$, формулы (1.45) и (1.40) идентичны.

Доля частиц dn , отклонившихся на угол θ , равна числу частиц, проваимодействовавших с ядрами с параметром соударения b , т.е. попавших в область площадью $d\sigma = 2\pi b db$ ($d\sigma$ – дифференциальное эффективное сечение рассеяния). Выразив b и db через θ из (1.46), получим

$$d\sigma = \left(\frac{zZe^2}{m_e v^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (1.47)$$

Это выражение называется формулой Резерфорда и описывает угловое распределение рассеянных частиц.

Из (1.47) видно, что рассеяние на большие углы маловероятно и случается редко. Рассеяние на малые углы имеет большую вероятность, и каждая частица испытывает много раз на своей траектории незначительное рассеяние. Отклонение от первоначального направления движения будет при этом столь слабым, что экспериментально измерить его не представляется возможным. Однако серия последовательных рассеяний может привести к отклонению частицы на вполне измеримый угол α , как это видно из рис. 1.16. Такой процесс и называют многократным рассеянием.

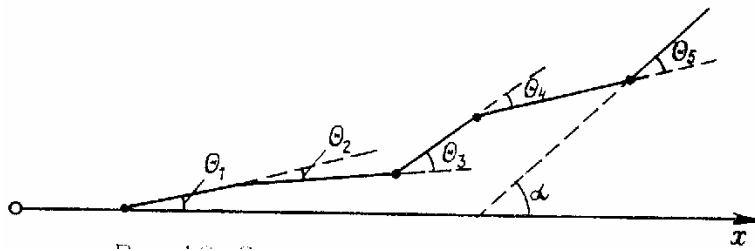


Рис. 1.16. Схема многократного рассеяния

Так как отклонения на положительный и отрицательный угол θ равновероятны, то распределение величин α будет симметрично относительно первоначального направления движения частиц и среднее значение $\bar{\alpha} = 0$. Для оценки многократного рассеяния можно пользоваться средним квадратом угла многократного рассеяния $\overline{\alpha^2}$. Между наблюдаемым углом α и углом однократного рассеяния θ имеется очевидная связь:

$$\overline{\alpha^2} = \sum_1^n \overline{\theta_i^2}, \quad (1.48)$$

где n – число столкновений, приводящих к отклонению на пути x , т.е. плотность ядер, встретившихся частице на пути x . Анализ показывает, что

$$\overline{\alpha^2} = \frac{8\pi z^2 Z^2 e^4 N x}{(p\nu)^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}, \quad (1.49)$$

где

$$\ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \ln \frac{3,8 \cdot 10^4}{(ZA)^{\frac{1}{3}}}. \quad (1.50)$$

Так же как и при анализе удельных потерь энергии, для грубых оценок можно пренебречь слабой логарифмической зависимостью. Тогда среднеквадратичный угол многократного рассеяния частицы с зарядом z и определенными значениями p и $\nu(\beta)$, движущейся в среде с атомным номером Z и плотностью ядер N , пропорционален

$$\sqrt{\overline{\alpha^2}} \sim \frac{zZ}{p\nu} \sqrt{Nx}. \quad (1.51)$$

Отсюда видно, что средний угол многократного рассеяния тем больше, чем легче и медленнее частица и чем тяжелее среда.

При больших толщинах x рассеивателя, когда число столкновений достаточно велико (т.е. рассеяние действительно можно называть многократным), а сами углы рассеяния не очень велики, распределение углов многократного рассеяния описывается формулой

$$p(\alpha)d\alpha = \frac{2\alpha d\alpha}{\overline{\alpha^2}} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{\overline{\alpha^2}}\right). \quad (1.52)$$

На практике удобно пользоваться не пространственным углом α , а его проекцией α_x на некоторую плоскость, содержащую траекторию частицы и проходящую через ось, совпадающую с первоначальным направлением движения частицы. Распределение проекций оказывается гауссовым:

$$p(\alpha_x)d\alpha_x = \frac{d\alpha_x}{\sqrt{2\pi\overline{\alpha_x^2}}} \exp\left(-\frac{\alpha_x^2}{\overline{\alpha_x^2}}\right). \quad (1.53)$$

Легко видеть, что $\overline{\alpha_x^2} = \overline{\alpha^2}/2$. При движении в веществе частица за счет многократного рассеяния смещается относительно первоначального направления движения на некоторое расстояние r . Закон распределения пространственных смещений найден Ферми:

$$p(r)dr = \frac{6rdr}{\overline{\alpha^2}} \cdot \frac{x_0^2}{x^2} \exp\left(-\frac{3r_x^2}{\overline{\alpha^2}} \cdot \frac{x_0^2}{x^2}\right), \quad (1.54)$$

где x_0 – радиационная длина (см. подраздел 1.12.).

За счет многократного рассеяния путь быстрой не очень легкой частицы (например, альфа-частицы) в относительно легком веществе выглядит как слегка извилистая линия. Это можно видеть на рис. 1.17, а. Если же легкая частица (электрон) движется в плотном веществе (NaI(Tl), Ge), роль многократного рассеяния становится очень велика (рис. 1.17,б).

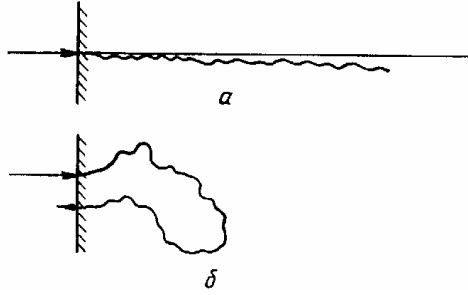


Рис. 1.17. Движение частицы при многократном рассеянии в легком (а) и плотном (б) веществе

Довольно быстро электрон "забывает" первоначальное направление своего движения. Его перемещения становятся хаотическими и напоминают диффузию. Влетающий в такое вещество электрон имеет заметную вероятность в результате многократного рассеяния так изменить направление движения, что он вылетает из вещества, потеряв в нем только часть своей энергии.

1.9. Пробег частиц

Путь, который проходит частица в веществе до полной остановки, теряя энергию на ионизацию, называется ионизационным пробегом, или просто пробегом. Легко видеть, что потеряв энергию dE , частица пройдет в среде путь dx , определяемый как

$$dx = \frac{dE}{-dE/dx}. \quad (1.55)$$

Интегрирование выражения (1.55) по энергии от начальной энергии частицы E_0 до нуля и дает пробег

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{-dE/dx}. \quad (1.56)$$

Определенный таким образом пробег представляет собой полный пробег частицы вдоль всей ее траектории, которая может быть извилистой за счет многократного рассеяния. Подставляя в (1.56) выражение для dE/dx из (1.33) и полагая $dE = mvdv$, получаем

$$R = \frac{m}{z^2} \frac{m_e}{4\pi e^4 N} \int_{v_1}^{v_2} \frac{v^3 dv}{\theta(v)}. \quad (1.57)$$

Из параметров, характеризующих частицу, под интегралом находится только скорость. Поэтому если сравнивать различные частицы с одинаковыми скоростями, то можно написать:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1/z_1^2}{m_2/z_2^2}. \quad (1.58)$$

Обычно удобно пользоваться не скоростью частицы, а ее энергией, но энергии частиц, имеющих одинаковые скорости, относятся как массы, поэтому имеем:

$$R_1(E) = \frac{m_1 z_2^2}{m_2 z_1^2} R_2 \left(E \frac{m_2}{m_1} \right). \quad (1.59)$$

Интегрирование выражения (1.57) до нулевой конечной скорости $v_2 = 0$, строго говоря, не правомочно, поскольку при малых скоростях перестает быть справедливым соотношение (1.33). Однако если условия перезарядки на конечном участке пути одинаковы, а они одинаковы у частиц с равным зарядом, то написанные соотношения справедливы.

Для частиц с различным зарядом в соотношении (1.59) появляется небольшая константа $R_{\text{доб}}$ (дефицит пробега):

$$R_1(E) = \frac{m_1 z_2^2}{m_2 z_1^2} R_2 \left(E \frac{m_2}{m_1} \right) - R_{\text{доб}}. \quad (1.60)$$

Постоянная $R_{\text{доб}}$ зависит от типа вещества и диапазона энергий. Например, в воздухе при температуре 15°C и атмосферном давлении соотношение пробегов протонов и альфа-частиц имеет вид:

$$R_p(E > 0,5 \text{ МэВ}) = 1,007 R_\alpha(E \cdot 3,97) - 0,20 \text{ см}. \quad (1.61)$$

Для фотографической эмульсии $R_{\text{доб}} = 4,8 \cdot 10^{-5} \text{ см}$.

Поскольку удельные потери энергии прямо пропорциональны плотности вещества, то пробег – обратно пропорционален

$$R \sim 1/\rho. \quad (1.62)$$

Удобно умножить соотношение (1.62) на плотность. Определенный таким образом пробег

$$\rho R \sim \text{const} \quad (1.63)$$

оказывается слабо зависящим от свойств вещества (некоторая зависимость от \bar{I} сохранилась в опущенном нами при грубом анализе логарифмическом члене).

Единицы длины, в которых измеряется пробег ρR , называются массовыми, их размерность $\text{г}/\text{см}^2$. Легко видеть, что такие единицы действительно являются единицами длины. Если взять столбик вещества поперечным сечением 1 см^2 , то вес этого столбика характеризует его длину. Поскольку массовые единицы показывают количество вещества, с которым взаимодействуют частицы, то такие единицы более удобны и шире используются в ядерной физике, чем обычные линейные единицы.

Интеграл в формуле (1.57) не выражается в элементарных функциях даже для простейшего вида коэффициента торможения $B(v) = Z \ln(2m_e v^2 / \bar{I})$. Поэтому получить универсальное аналитическое соотношение, связывающее пробег и энергию, не удастся. Для определения пробега по энергии частиц и наоборот приходится пользоваться графиками, таблицами и эмпирическими соотношениями. На рис. 1.18 приведен график, связывающий пробег и энергию некоторых ионов в кремнии.

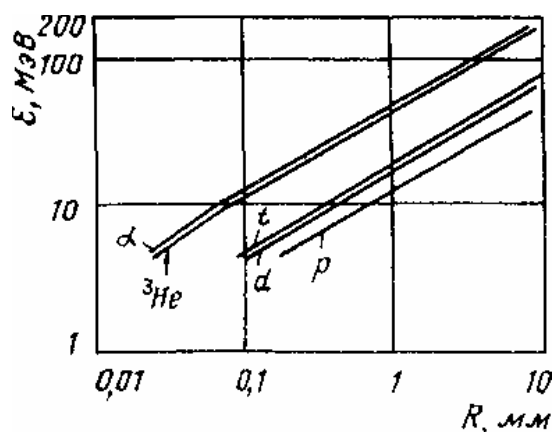


Рис. 1.18. График, связывающий пробег и энергию ионов в кремнии

Типичная формула зависимости пробега от энергии имеет вид

$$R = aE^b, \quad (1.64)$$

где a и b – константы, зависящие от типа частиц, вещества и диапазона энергий.

Для протонов в воздухе в диапазоне энергий $2 \div 200$ МэВ

$$R_p(m) = \left(\frac{E_p(\text{МэВ})}{9,3} \right)^{1,8}. \quad (1.65)$$

Для альфа-частиц в воздухе при энергиях, соответствующих энергиям альфа-частиц естественных излучателей $E < 10$ МэВ,

$$R_\alpha(\text{см}) = 0,318E_\alpha^{1,5}. \quad (1.66)$$

В диапазоне энергий $10 \div 100$ МэВ в кремнии $b = 1,73$, а величина a зависит от типа частицы: $a(p) = 32,2$; $a(^4\text{He}) = 2,95$.

Так как процесс потери энергии при движении частицы в веществе не является непрерывным, а представляет собой большое число дискретных процессов, пробеги моноэнергетических частиц должны флуктуировать. До сих пор мы обсуждали средний пробег. Реальные пробеги отдельных частиц испытывают разброс вокруг среднего значения.

Распределение величин пробегов R с хорошей точностью описывается нормальным законом

$$P(R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta_R^2}} \exp\left[-\frac{(R - \bar{R})^2}{2\Delta_R^2}\right], \quad (1.67)$$

где \bar{R} – средний пробег; Δ_R – среднеквадратичная флуктуация, определяемая путем измерения или расчета.

Относительный разброс пробегов $\delta_R = \Delta_R / \bar{R}$ зависит от типа частицы, ее энергии и типа вещества. При не очень больших энергиях величины δ_R для протонов и частиц с массой m связаны соотношением

$$(\delta_R)_m = (\delta_R)_p \left(\frac{m_p}{m} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.68)$$

Так, относительный разброс для протонов в 2 раза больше, чем для альфа-частиц той же скорости. Зависимость относительного разброса от энергии протонов приведена на рис. 1.19.

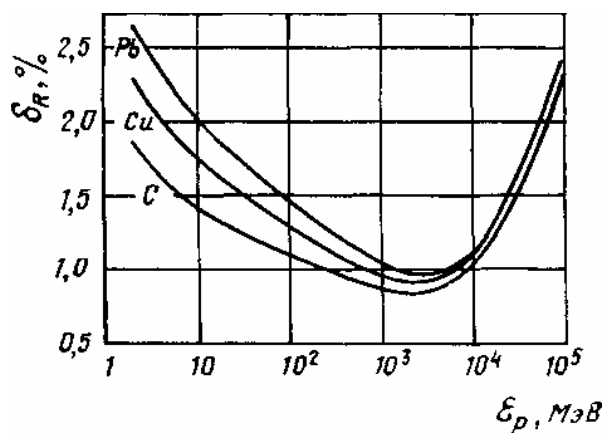


Рис. 1.19. График зависимости относительного разброса пробегов от энергии протонов

Пробег частиц часто определяется путем измерения толщины слоя вещества, прохо-

димого частицами до остановки. Так, определенный пробег, кроме естественного разброса, связанного со статистическим характером потерь энергии и называемого страгглингом (straggling), испытывает разброс из-за многократного рассеяния.

Для тяжелых частиц (протонов, альфа-частиц) роль многократного рассеяния сравнима с ролью естественного разброса. Это можно видеть на рис. 1.20, где приведено изменение относительного числа частиц по мере прохождения через вещество (кривые трансмиссии).

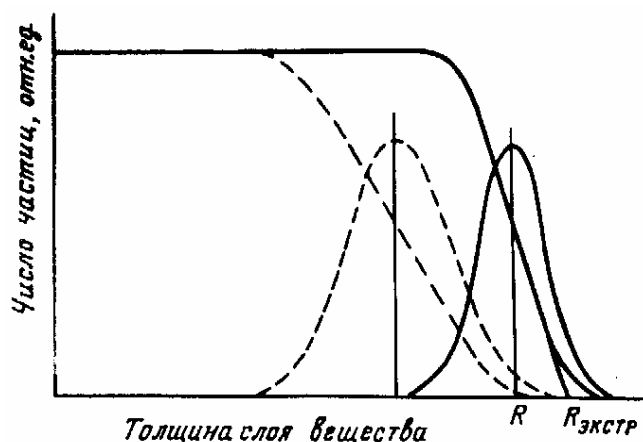


Рис. 1.20. Кривые трансмиссии без учета (сплошные линии) и с учетом (пунктир) многократного рассеяния

Кроме понятия "средний пробег", который соответствует середине наклонной части интегральной кривой или максимуму дифференциальной (см. рис. 1.20), используют еще понятие "экстраполированный пробег", который находят, экстраполируя наклонную часть интегральной кривой до пересечения с осью абсцисс. Для альфа-частиц ^{210}Po ($E_\alpha = 5,3$ МэВ) средний пробег в воздухе равен 3,842 см, а экстраполированный — 3,879 см, т.е. на 1,4% больше.

Чрезвычайно сильно многократное рассеяние сказывается на пробеге электронов. Полный средний пробег электронов, определенный по (1.56), может в несколько раз превосходить пробег, измеренный по кривым трансмиссии. Экстраполированный пробег электронов часто называют практическим (рис. 1.21).

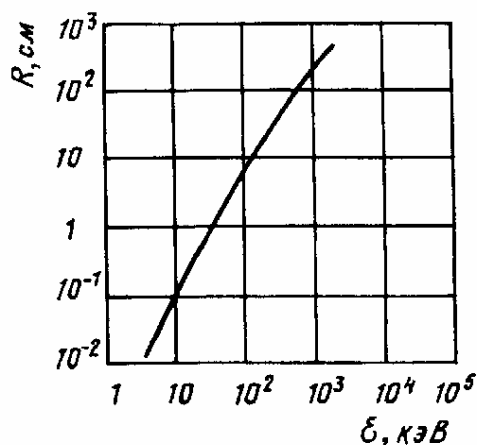


Рис. 1.21. График зависимости практического пробега медленных электронов в аргоне при нормальных условиях от их энергии

1.10. Излучение Вавилова-Черенкова

Весьма интересным примером результата взаимодействия электронов с веществом является явление, открытое в 1934 г. аспирантом академика С.И.Вавилова А.П. Черенковым, впоследствии также ставшим академиком, который, исследуя радиолюминесценцию водных растворов ураниловых солей под действием γ -излучения радия, обнаружил новое синее свечение. Вскоре было показано, что это свечение вызывается не γ -излучением, а создаваемыми им в веществе вследствие эффекта Комптона электронами. Излучение с теми же особыми свойствами вызывается также потоком быстрых электронов радиоактивных веществ. Синее свечение нельзя было объяснить обычным механизмом возбуждения флуоресценции.

Явление Вавилова-Черенкова открыто в физическом институте АН СССР. Свечение было необычайно слабым, со спектром в синей области. Надо учесть, что в 1934 г. фотоумножителей еще не было, измерения производились визуально или фиксировались фотопластинкой. Как известно, чувствительность глаза в синей области минимальна, а интенсивность радиоактивных препаратов была довольно низкой (других источников не было). Чтобы заметить слабое синевато-голубое свечение, необходимо в течение 2-3 часов адаптировать глаз в темноте.

Свечение имело следующие особенности:

1. Направленность: оно испускается только вперед под определенным углом к направлению распространения электронов, тогда как свет люминесценции излучается равномерно по всем направлениям (в растворах);

2. Интенсивность излучения не зависит от заряда атомов среды Z , следовательно, оно не может быть радиационного происхождения (тормозное излучение $\sim Z^2$);

3. Свечение наблюдается также и в очень чистых жидкостях (H_2O), когда люминесценции не должно быть;

4. Примеси не оказывают влияния на интенсивность синего свечения, в то время как на люминесценцию они оказывают тушащее действие.

Эти необыкновенные свойства свечения сразу же исключали люминесценцию и тормозное излучение. Объяснение явления было дано советскими учеными И.М. Франком и И.Е. Таммом в 1937 г., за что в 1959 г. А.П. Черенков, И.М. Франк, И.Е. Тамм были отмечены Нобелевской премией. (С.И. Вавилов скончался в 1951 г., однако на родине в его память данное излучение называют излучением Вавилова-Черенкова.)

Согласно классической электродинамике, излучение электромагнитных волн возникает при ускоренном движении электронов, при этом предполагается (согласно теории относительности), что скорость излучающих электронов меньше скорости света в пустоте. Согласно теории Франка и Тамма, основанной на классической электродинамике, равномерно движущийся в среде электрический заряд также может создавать электромагнитную волну при условии, что скорость движения заряда v больше скорости света в данной среде $c' = c/n$ ($n > 1$ – показатель преломления в среде). Здесь нет нарушения ограничения, налагаемого теорией относительности, касающегося невозможности движения со скоростью, большей скорости света в пустоте.

Чем больше n , тем меньше скорость частицы, необходимой для того, чтобы выполнялось условие излучения

$$v > \frac{c}{n}. \quad (1.69)$$

Поэтому в жидких и твердых средах излучение возникает при меньших скоростях, чем в газах. Для электронов в плотном веществе излучение наблюдается при энергиях порядка сотен кэВ. Протонам, поскольку их масса больше, чем у электронов, для получения таких же скоростей требуется энергия не менее 200 МэВ.

Основная особенность излучения Вавилова-Черенкова – направленность излучения – может быть объяснена как методами классической электродинамики, волновой теории, так и методами квантовой механики.

Черенковское излучение обладает резкой анизотропией. Оно распространяется под углом θ к направлению движения частицы, причем для $\cos\theta$ выполняется соотношение

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (1.70)$$

Естественно, что излучение возникает только в тех случаях, когда $\cos\theta \leq 1$, т.е. $\beta n \geq 1$. В среде с показателем преломления $n = 1,5$ минимальное значение скорости, при которой частица излучает, $v_{min} = 0,667c$. Это соответствует пороговой энергии для электронов ~ 200 кэВ и для протонов ~ 320 МэВ.

Согласно классической теории черенковского излучения Франка и Тамма, число фотонов, испущенных в диапазоне частот от ν до $\nu + d\nu$ на единице длины пути частицей с зарядом ze ,

$$n(\nu)d\nu = \frac{4\pi^2 z^2 e^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) d\nu = \frac{4\pi^2 z^2 e^2 \Delta\nu}{hc^2} \sin^2 \theta. \quad (1.71)$$

В диапазоне частот видимого света $\Delta\nu = 3 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ имеем для однозарядной частицы

$$n = 450 \sin^2 \theta \text{ фотон/см}. \quad (1.72)$$

Потери энергии на черенковское излучение согласно формуле (1.71) даются выражением

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{чер}} = \frac{4\pi^2 z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \nu d\nu. \quad (1.73)$$

Здесь интегрирование производится по всей области значений частот ν , где выполняется условие $\beta n(\nu) > 1$. В плотных средах потери на черенковское излучение, выраженные в массовых единицах, по порядку величины равны ~ 1 кэВ·см²/г.

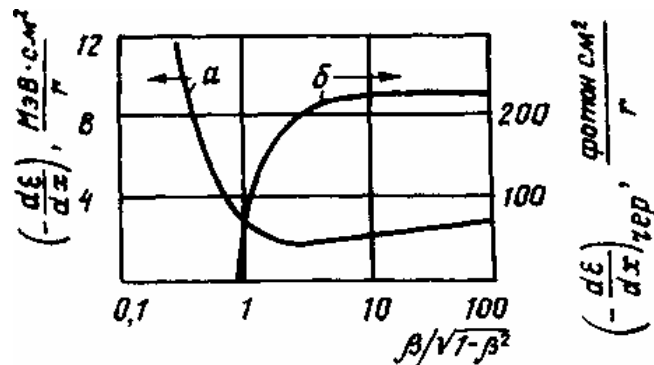


Рис. 1. 22. Зависимость удельных потерь энергии на ионизацию (а) и черенковское излучение (б) от энергии частицы

Особую роль потери на черенковское излучение играют при высоких энергиях частиц в области релятивистского роста удельных ионизационных потерь. Релятивистское возрастание потерь энергии, связанных с далекими столкновениями, происходит главным образом благодаря увеличению интенсивности черенковского излучения (рис. 1.22).

Излучение Вавилова-Черенкова возможно при прохождении в среде (радиаторе) любых заряженных частиц, однако чем тяжелее частица, тем более высокие энергии будут соответствовать низшему порогу излучения. Например, при движении протонов в воде минимальная энергия их, при которой начинается излучение, должна быть равна ($\beta = 0,75$):

$$\varepsilon_p^{\text{кин}} = \varepsilon_\beta^{\text{кин}} \frac{m_0^p}{m_0^\beta} = 0,26 \text{ МэВ} \times 1986 = 477,4 \text{ МэВ}.$$

Это очень высокие энергии, достижимые только на современных ускорителях тяжелых заряженных частиц.

Явление Вавилова-Черенкова нашло широкое применение в современных детекторах ионизирующих излучений. Поскольку угол, под которым выходит черенковское излучение, зависит от скорости частиц, то, измеряя этот угол, можно измерять скорость частиц. При точности измерения скорости $\Delta\beta \sim 0,01$ реальная граница измерения скорости со стороны высоких энергий $\beta \sim 0,99$.

1.11. Переходное излучение

Черенковское излучение возникает в среде, когда заряд движется со скоростью, большей скорости света в этой среде, т.е. заряд, движущийся с большой скоростью, "отрывается" от своего поля, которое не может двигаться с такой же скоростью и отстает от заряда. Примерно такими же физическими соображениями можно объяснить возникновение переходного излучения. Переходное излучение возникает при пересечении зарядом границы раздела вакуума со средой или границы раздела двух разных сред. Заряд, движущийся равномерно и прямолинейно с досветовой скоростью, естественно, не излучает, но если его резко затормозить, то конец траектории, точнее область около конца траектории с размерами порядка длины излучаемой волны, окажется источником волн, уходящих от заряда. Другими словами, при изменении скорости заряд как бы "страхивает" с себя некоторую часть окружающего его электромагнитного поля. Аналогичная картина возникает и при пересечении зарядом границы раздела, причем как при входе в среду, так и при выходе из нее.

В отличие от черенковского, переходное излучение не имеет порога и будет возникать при любых скоростях частицы, хотя его интенсивность растет с ростом энергии частицы. Более того, не обязательно, чтобы граница была резкой. Электрон, движущийся в среде с показателем преломления, медленно меняющимся вдоль траектории электрона, будет излучать непрерывно, если даже его скорость меньше пороговой в обычном эффекте Черенкова. Полная энергия переходного излучения линейно зависит от гамма-фактора заряда

$$\varepsilon_n = \frac{1}{3} \frac{e^2 v_0}{c} \gamma, \quad (1.74)$$

где

$$v_0 = \sqrt{\frac{NZe^2}{\pi m_e}}$$

есть плазменная частота вещества одной из сред (другая – вакуум). Спектр излучения простирается в рентгеновскую область до граничной частоты, тоже линейно зависящей от γ .

$$v_{zp} = v_0 \gamma. \quad (1.75)$$

Переходное излучение направлено резко вперед по направлению движения частицы. Угол расхождения излучения $\theta \sim 1/\gamma$. Число излучаемых квантов равно отношению полной энергии к энергии одного фотона $h\nu \leq h\nu_{zp}$. Для одной пересекаемой границы число квантов пропорционально $e^2/hc \sim \alpha = 1/137$, т.е. на сотню пересекаемых границ испускается примерно один квант. Для увеличения интенсивности переходного излучения пучок частиц заставляют пересекать большое число границ раздела: либо стопку пленок или фольг, либо пористое вещество, например, пенопласт.

Зависимость основных характеристик переходного излучения от $\gamma = W/mc^2$ позволяет идентифицировать частицу до энергий, существенно более высоких, чем с помощью черенковского излучения.

1.12. Радиационные потери энергии

Как известно из электродинамики, заряженная частица, проходящая вблизи ядра или электрона, испытывает ускорение, а следовательно, излучает энергию. В нерелятивистском случае энергия, излученная в единицу времени, описывается хорошо известной формулой

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3} a^2, \quad (1.76)$$

где a – ускорение частицы.

Поскольку ускорение есть сила, деленная на массу, то

$$a \sim Z/m. \quad (1.77)$$

Отсюда видно, что излученная, а значит, и потерянная частицей на излучение энергия обратно пропорциональна квадрату массы частицы. Поэтому надо обсуждать главным образом радиационные потери электронов. Для тяжелых частиц радиационные потери становятся существенными только при очень высоких энергиях (например, для протонов при $E > 10^{12}$ эВ).

Радиационные потери при высоких энергиях растут пропорционально энергии. Если коэффициент пропорциональности обозначить $1/X_0$, то можно написать:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} = \frac{E}{X_0}. \quad (1.78)$$

Интегрирование этого выражения приводит к соотношению

$$E = E_0 \exp \frac{-x}{X_0}. \quad (1.79)$$

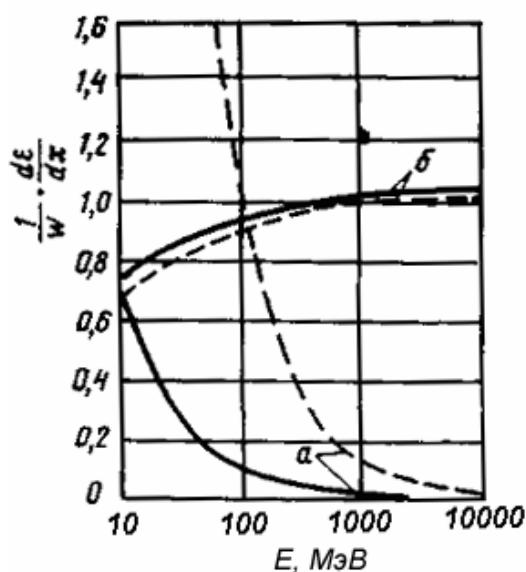


Рис. 1.23. График зависимости ионизационных (а) и радиационных (б) потерь от энергии в воздухе (пунктир) и в свинце

Отсюда видно, что если частица теряет энергию в основном на излучение, то ее энергия по мере прохождения через вещество изменяется по экспоненциальному закону. Величина X_0 в уравнении (1.79) равна расстоянию, на котором средняя энергия частицы уменьшается из-за радиационных потерь в e раз и называется радиационной длиной. Зависимость ионизационных и радиационных потерь от энергии приведена на рис. 1.23.

Как уже было сказано, радиационные потери пропорциональны энергии и квадрату атомного номера вещества, ионизационные потери при высоких энергиях растут логарифмически или остаются постоянными и пропорциональны первой степени атомного номера:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \sim E, Z^2; \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \sim \ln E, Z. \quad (1.80)$$

Из рис. 1.23 видно, что при определенной энергии, называемой критической, оба вида потерь сравниваются. При энергии выше критической доминируют радиационные потери, ниже критической – ионизационные.

В табл. 1.5 приведены значения критической энергии и радиационной длины для электронов в некоторых веществах.

Таблица 1.5. Критическая энергия и радиационная длина для электронов

	H ₂	H ₂ O	Воздух	Al	Ar	Fe	Xe	Pb
$E_{\text{кр}}(\text{МэВ})$	350	90,0	81	47	34	23,3	11,0	7,5
$X_0(\text{г/см}^2)$	62,8	36,4	37,1	24,3	19,7	13,9	8,5	6,4

Критическая энергия для тяжелых частиц примерно в $(m/m_e)^2$ раз больше, чем критическая энергия для электронов.

Различие между ионизационными и радиационными потерями состоит еще в том, что в потерях на излучение энергия теряется посредством меньшего числа взаимодействий, но более крупными порциями, чем в потерях на ионизацию. Поэтому флуктуации в потерях на излучение превышают флуктуации ионизационных потерь.

1.13. Электронно-фотонные ливни

В результате однократного торможения в поле ядра электрон излучает гамма-квант высокой энергии, который, пролетев некоторый путь в веществе, может образовать электронно-позитронную пару (см. подраздел 2.4). Каждый из компонентов пары может в свою очередь излучить гамма-квант, и на каждом следующем этапе число заряженных частиц возрастает, а их средняя энергия убывает. При этом все большее число частиц попадает в энергетическую область, где доминируют потери на ионизацию, пока в конце концов вся энергия первичной частицы не окажется полностью растроченной на ионизацию и возбуждение атомов среды. Описанное явление называется электронно-фотонным, или электромагнитным ливнем (рис. 1.24).

Грубые оценки характеристик ливня дают число частиц в максимуме ливня:

$$n_{\text{max}} = 0,15 \frac{E_0}{E_{\text{кр}}} \ln \frac{E_0}{E_{\text{кр}}}, \quad (1.81)$$

максимум ливня достигается на расстоянии, выраженном в радиационных длинах:

$$L_{\max}(X_0) = \ln \frac{E_0}{E_{кр}}, \quad (1.82)$$

поперечное развитие ливня в максимуме, выраженное в радиационных длинах 0,8 (21 МэВ/ $E_{кр}$).

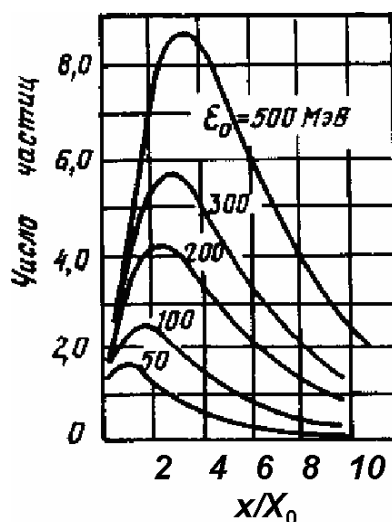


Рис. 1.24. График распределения ионизации, производимой электронами и позитронами ливня по мере его развития

1.14. Ядерные взаимодействия, адронные каскады

Все сильно взаимодействующие частицы-адроны могут испытывать неупругие соударения с ядрами. Сечение такого взаимодействия слабо зависит от энергии и по порядку величины равно геометрическому сечению ядра:

$$\sigma_{\text{я}} = \pi r_{\text{я}}^2, \quad (1.83)$$

где $r_{\text{я}} = r_0 A^{1/3}$. Средний свободный пробег до ядерного взаимодействия — ядерный пробег — равен

$$\bar{\Lambda}_{\text{я}} = \frac{1}{N\sigma_{\text{я}}}. \quad (1.84)$$

По порядку величины ядерный пробег в конденсированном веществе равен примерно 50 см.

Ионизационный и ядерный пробеги становятся сравнимыми при энергии протонов примерно 350 ÷ 400 МэВ. Если энергия частицы такова, что ее ионизационный пробег много больше ядерного, то она будет терять энергию главным образом в ядерных взаимодействиях. Ослабление плотности потока пучка адронов в этом случае по мере прохождения через вещество будет происходить по экспоненциальному закону

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{x}{\Lambda_{\text{я}}}\right).$$

В результате ядерного взаимодействия первичная частица пролетает ядро, потеряв в нем часть своей энергии. Это может сопровождаться вылетом одного или нескольких вторичных нуклонов, выбиваемых из ядра в результате прямых столкновений первичной части-

цы, и нескольких пионов, возникающих при неупругих нуклон-нуклонных взаимодействиях.

Часть энергии первичной частицы передается нуклонам, которые не могут вылететь из ядра, так как полученная ими энергия меньше энергии связи. Энергия этих нуклонов очень быстро ($\sim 10^{-21}$ с) статистически распределяется между нуклонами ядра, в результате чего "температура" ядра возрастает и некоторые нуклоны "испаряются".

Вылетевшие из ядра частицы высокой энергии могут в свою очередь претерпеть ядерные взаимодействия. Так развивается ядерный или адронный каскад. Ядерный каскад во многом подобен электромагнитному ливню. Но есть и существенные отличия. Характерный параметр ядерного ливня – ядерный пробег – в несколько десятков раз больше радиационной длины. В результате ядерного каскада часть энергии уносят нейтральные частицы – нейтроны и нейтрино, а также мюоны, имеющие большой пробег и слабую ионизирующую способность. Значительная доля энергии первичной частицы уходит на преодоление энергии связи ядер. Все это приводит к тому, что флуктуации энерговыделения в ядерном ливне заметно больше, чем в электромагнитном.

1.15. Методы идентификации частиц

Идентифицировать частицу – значит определить ее заряд, знак заряда и массу. Для определения заряда и массы необходимо измерить хотя бы две характеристики, по-разному зависящие от этих параметров.

В трековых приборах (пузырьковая камера, фотографические эмульсии) непосредственному измерению доступны следующие характеристики:

$$1) \nu \sim \frac{dE}{dx} \sim \frac{mz^2}{v^2} \quad - \text{удельная ионизация, пропорциональная удельным потерям энергии.}$$

Измеряется по плотности пузырьков в пузырьковой камере, зерен в фотоэмульсии. Если отдельные зерна или пузырьки не разрешаются, то этой же величине при определенных условиях пропорциональны плотности сгустков или плотность разрывов между сгустками. При определенном режиме работы стримерной камеры распределение стримеров пропорционально удельным потерям энергии;

$$2) R \sim \frac{m}{z^2} \varphi(v) \quad - \text{пробег частиц;}$$

$$3) \sqrt{\alpha^2} \sim \frac{z}{mv^2} \quad - \text{средний угол многократного рассеяния;}$$

$$4) n_\delta \sim \frac{z^2}{v^2} \quad - \text{число дельта-электронов с энергией, больше определенного значения, на единицу длины следа;}$$

на единицу длины следа;

$$5) H\rho \sim \frac{mv}{z} \quad - \text{кривизна траектории в магнитном поле;}$$

6) знак заряда – к нему чувствительно только направление отклонения в магнитном поле.

В детекторах с электрическим выходом некоторые из перечисленных характеристик – $\sqrt{\alpha^2}$ и n_δ недоступны измерению. В таких детекторах удобно для целей идентификации дополнительно использовать следующие характеристики:

$$1) \Delta E \sim \frac{dE}{dx} \sim \frac{mz^2}{v^2} \quad - \text{энерговыделение в тонком детекторе, в котором частица теряет часть своей энергии;}$$

$$2) t \sim v \quad - \text{время пролета определенного расстояния;}$$

$$3) v \quad - \text{скорость частицы, измеряемая черенковским детектором;}$$

$$4) E \quad - \text{полное энерговыделение в детекторе.}$$

Одним из самых распространенных методов идентификации частиц является $\Delta E - E$ метод. Для его реализации используются два детектора: тонкий, в котором сигнал пропорционален dE/dx , и толстый, в котором частица полностью теряет свою энергию. В нерелятивистском случае в пренебрежении логарифмическим членом в выражении (1.33) можно написать $dE/dx \sim mz^2/E$. Если сигналы от двух детекторов перемножить, то получим сигнал, пропорциональный mz^2 и не зависящий от энергии.

Метод $t-E$ идентифицирует частицы по параметру m , метод $H\rho - \nu$ — по параметру m/z .

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА-КВАНТОВ С ВЕЩЕСТВОМ

2.1. Фотоэффект

С точки зрения регистрации гамма-квантов существенны три процесса их взаимодействия с веществом: фотоэффект, комптон-эффект и образование электрон-позитронных пар.

Фотоэффект – это поглощение гамма-кванта электроном, при котором гамма-квант отдает электрону всю свою энергию. Поглощение свободным электроном невозможно, поскольку при этом не выполняется закон сохранения импульса. Поэтому фотоэффект происходит на атомных электронах, причем вероятность процесса тем выше, чем сильнее связан электрон. Наибольшую вероятность имеет фотоэффект на *K*-оболочке (80 % от полного сечения фотоэффекта), меньшую – на *L*, затем на *M* и т.д. Отношение атомарных сечений фотоэффекта на *K*, *L* и *M* оболочках равно

$$\frac{\sigma_{\Phi_K}^a}{\sigma_{\Phi_L}^a} \approx 5, \quad \frac{\sigma_{\Phi_L}^a}{\sigma_{\Phi_M}^a} \approx 4, \quad (2.1)$$

где σ^a – сечение, рассчитанное на один атом.

Строгих теоретических формул для вычисления сечений фотоэффекта квантов любой энергии на атомах с любым *Z* в настоящее время не существует в основном из-за трудностей, связанных с решением релятивистского уравнения Дирака. Основные теоретические расчеты имеют приближенный характер и ограниченную область применения. Поэтому, не приводя имеющихся в литературе выражений для сечений, отметим только характер зависимости атомарного сечения от атомного номера вещества и энергии фотонов:

$$\sigma_{\Phi}^a \sim \frac{Z^5}{h\nu} \text{ при } h\nu \gg I_K; \quad (2.2)$$

$$\sigma_{\Phi}^a \sim \frac{Z^5}{h\nu^{3,5}} \text{ при } h\nu > I_K.$$

Зависимость сечения фотоэффекта от энергии квантов приведена на рис. 2.1.

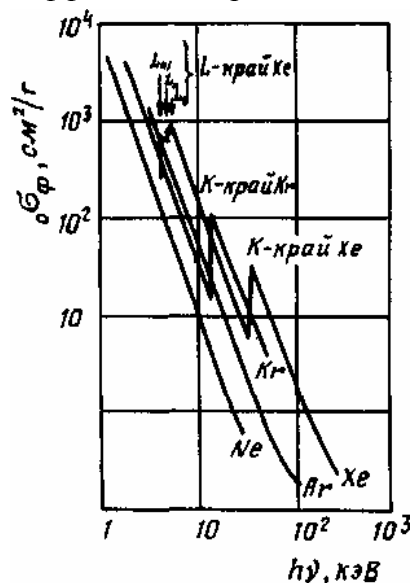


Рис. 2.1. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии квантов

Видно, что с уменьшением энергии сечение фотоэффекта растет, пока не достигнет энергии связи электрона на K -оболочке. При дальнейшем уменьшении энергии фотоэффект на K -оболочке становится энергетически невозможен и она выключается из процесса. На кривой наблюдается резкий вертикальный скачок, называемый K -краем поглощения. Теперь в фотоэффекте участвуют только L , M и другие оболочки. Как известно, эти оболочки имеют подоболочки в соответствии с различными значениями орбитального и полного моментов. L -оболочка имеет три подоболочки, а M – пять подоболочек.

При уменьшении энергии ниже K -края сечение снова растет, пока не появится L_I -край, затем следуют L_{II} - и L_{III} -края. Поскольку L -оболочка выключается по частям, то величина каждого скачка заметно меньше, чем скачка, соответствующего K -краю поглощения.

В табл. 2.1 приведены значения в килоэлектронвольтах K -, L - и M -краев поглощения некоторых элементов.

Угловое распределение фотоэлектронов приведено на рис. 2.2.

Таблица 2.1. Значения K -, L - и M -краев поглощения в килоэлектронвольтах

Оболочка	Al	Si	Fe	Cu	Ge	Ag	I	Xe	Cs	Pb
K	1,56	1,84	7,11	8,98	11,1	25,5	33,5	34,7	36,0	88,0
L_I						3,8	5,2	5,5	5,7	15,9
L_{II}						3,5	4,9	5,1	5,4	15,2
L_{III}						3,4	4,6	4,8	5,0	13,0
M_I									1,2	3,9

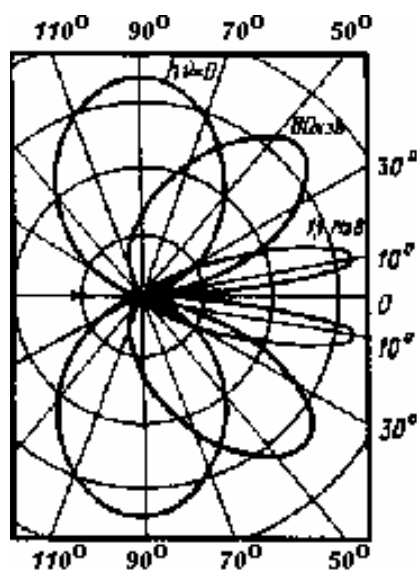


Рис. 2.2. График углового распределения фотоэлектронов

При малых энергиях гамма-квантов ($h\nu < m_e c^2$) фотоэлектроны испускаются преимущественно в направлении электрического вектора падающего излучения, т.е. под прямым углом к направлению распространения излучения. С ростом энергии угловое распределение вытягивается вперед.

В результате фотоэффекта появляется фотоэлектрон, энергия которого

$$E_{\Phi} = h\nu - I_{K,L,M,\dots} \quad (2.3)$$

где $I_{K,L,M...}$ – энергия связи электрона на K -, L - или M -оболочках и т.д.

После вылета фотоэлектрона из атома на соответствующей оболочке, с наибольшей вероятностью на K , образуется вакансия, которая заполняется электроном с внешней оболочки. При этом энергия, затраченная на вырывание фотоэлектрона, возвращается одним из двух способов – испусканием характеристического кванта или Оже-электрона (см. подраздел 1.3 и рис. 1.4).

Строго говоря, при заполнении вакансии на K -оболочке испускается не один квант, а целый каскад, поскольку испускание характеристического кванта приводит к появлению вакансии на L -оболочке, заполнение ее образует вакансию на M -оболочке и т.д. Но энергии всех этих квантов, кроме первого, уже очень малы и с высокой вероятностью поглощаются в веществе детектора вблизи места поглощения первичного кванта. Оже-электрон, имея малый пробег, тоже поглощается здесь же, и лишь характеристические кванты тяжелых элементов имеют заметную вероятность вылететь из вещества детектора. Энергию характеристического кванта легко найти из данных табл. 2.1, вычитая соответствующие энергии связи. Например, для свинца энергия кванта, соответствующая K_{α} -излучению (переходы $L - K$), равна $88,0 - 15,9 = 72,1$ кэВ.

Таким образом, в результате фотоэффекта в приборе возможны два варианта энерговыделения: соответствующее полному поглощению энергии первичного кванта $h\nu$ и соответствующее вылету характеристического кванта, т.е. $h\nu - h\nu_{хар}$.

2.2. Рассеяние гамма-квантов без изменения длины волны (когерентное рассеяние)

2.2.1. Рассеяние на свободных электронах (томсоновское рассеяние)

При малых энергиях гамма-квантов их рассеяние на свободных электронах может происходить как строго упругий процесс, т.е. обменом энергией между квантом и электроном можно пренебречь. Дифференциальное сечение рассеяния, рассчитанное на один электрон (электронное), можно получить методами классической электродинамики. Для неполяризованного излучения

$$d\sigma_T^e = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) d\Omega. \quad (2.4)$$

Видно, что вперед или назад (под углами 0° и 180°) рассеивается вдвое больше квантов, чем под углом 90° . График углового распределения рассеянного излучения приведен далее на рис. 2.4 (кривая $\alpha = 0$).

Полное сечение получается при интегрировании выражения (2.4) по всем углам

$$\sigma_T^e = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ см}. \quad (2.5)$$

Оно не зависит от энергии падающих квантов. Томсоновское сечение существенно при малых энергиях квантов ($h\nu \ll m_e c^2$).

2.2.2. Рассеяние на атомах (рэлеевское рассеяние)

Если при рассеянии электрон после взаимодействия возвращается в свое первоначальное состояние, то такой процесс также будет когерентным. В этом случае энергия отдачи воспринимается атомом как целым, рассеянный квант имеет ту же энергию, что и падающий, а излучение, рассеянное от различных электронов атома, связано по фазе.

Теоретические расчеты показывают, что рэлеевское рассеяние существенно лишь для малых углов и пренебрежимо для углов больше 60° . Около 70 % когерентно рассеянного излучения сосредоточено в пределах углов рассеяния от $\theta = 0$ до некоторого характеристического угла

$$\theta_0 = 2 \arcsin \left(0,026 Z^{\frac{1}{3}} \frac{m_e c^2}{h\nu} \right). \quad (2.6)$$

В свинце при энергии квантов $h\nu = 0,4$ МэВ $\theta = 16^\circ$, а при $h\nu = 1$ МэВ $\theta \approx 6^\circ$.

Сечение рассеяния для малых углов ($\theta < \theta_0$) пропорционально Z и слабо зависит от энергии. В случае $\theta > \theta_0$

$$d\sigma^a \sim \left(\frac{Z}{h\nu} \right)^3. \quad (2.7)$$

(сечение рэлеевского рассеяния для свинца приведено далее на рис. 2.6). В области энергий меньше 100 кэВ оно превышает сечение комптоновского рассеяния. И хотя в этой области энергии в поглощении излучения доминирует фотоэффект, именно рэлеевское рассеяние определяет характер и существование рассеянного излучения.

2.3. Комpton-эффект

Когда энергия квантов превышает энергию связи электронов в атомах, большую роль начинает играть некогерентное рассеяние электронов, известное под названием эффекта Комптона. Комптоновское рассеяние происходит на внешних электронах атомов. Обычно энергия связи их настолько меньше энергии квантов, что связью можно пренебречь и считать электроны свободными. Если еще считать, что электроны покоятся, то законы сохранения энергии и импульса в акте рассеяния запишутся в виде (рис. 2.3):

$$h\nu = h\nu' + E_K, \quad (2.8)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + p_K. \quad (2.9)$$

Здесь $h\nu$ и $h\nu'$ – энергия первичного и рассеянного квантов, E_K и p_K – энергия и импульс комптоновского электрона.

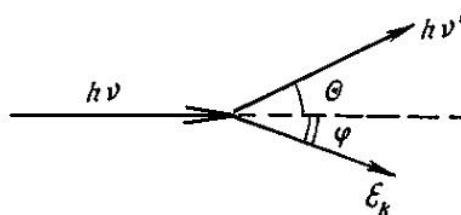


Рис. 2.3. Схема комpton-эффекта

Закон сохранения импульса (2.9) можно переписать в скалярной форме, записав проекции импульса на ось, совпадающую с направлением движения первичного кванта и перпендикулярную ей:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p_K \cos \varphi, \quad (2.10)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - p_K \sin \varphi. \quad (2.11)$$

Решая совместно уравнения (2.8), (2.10) и (2.11), получаем связь между различными параметрами процесса рассеяния:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}, \quad (2.12)$$

$$E_K = h\nu \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}, \quad (2.13)$$

$$E_K = h\nu \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}, \quad (2.14)$$

$$\operatorname{ctg} \varphi = (1 + \alpha) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad (2.15)$$

где

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}. \quad (2.16)$$

Максимальную энергию комптоновский электрон получает, когда он вылетает вперед, а рассеянный квант – назад, т.е. когда $\varphi = 0$, а $\theta = \pi$.

$$E_K^{\max} = h\nu \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}. \quad (2.17)$$

Соответствующая минимальная энергия рассеянного кванта

$$h\nu'_{\min} = \frac{h\nu}{1 + 2\alpha}. \quad (2.18)$$

При $h\nu \gg m_e c^2$

$$h\nu'_{\min} = \frac{m_e c^2}{2}.$$

Прежде чем обсуждать сечения комптон-эффекта отметим, что, как уже указывалось в подразделе 1.2, сечение есть коэффициент пропорциональности в соотношении, связывающем результат взаимодействия с исходным продуктом. Такие соотношения можно написать как для числа квантов, так и для суммарной энергии квантов. При этом, говоря об энергии, можно иметь в виду как энергию поглощенную, т.е. перешедшую в комптоновские электроны, так и энергию рассеянную, т.е. унесенную рассеянными квантами.

Числа рассеянных квантов и числа возникших комптоновских электронов, естественно, равны. Поэтому равны и сечения для числа рассеянных квантов и для числа возникших электронов. И эти сечения равны сечению рассеяния энергии, уносимой из пучка, поскольку с каждым рассеянным фотоном из первичного пучка уносится энергия, равная $h\nu$. Энергии же рассеянных квантов и комптоновских электронов не равны, поэтому различаются соответствующие сечения.

В общем случае электронное сечение столкновения $d\sigma_K^e$ можно представить как сумму сечений рассеяния и поглощения:

$$d\sigma_K^e = d\sigma_K^{eS} + d\sigma_K^{eA}. \quad (2.19)$$

Легко видеть, что между дифференциальным сечением столкновения $d\sigma_K^e$ (оно же сечение рассеяния для полной энергии и сечение рассеяния для числа фотонов) и дифференциальным сечением для рассеянной энергии $d\sigma_K^{eS}$ имеется простое соотношение

$$d\sigma_K^{eS} = \frac{h\nu'}{h\nu} d\sigma_K^e. \quad (2.20)$$

Дифференциальное сечение рассеяния неполяризованного излучения на свободных электронах, так называемое сечение Клейна-Нишины-Тамма (КНТ), имеет вид:

$$\frac{d\sigma_K^e}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \theta \right). \quad (2.21)$$

Оказывается, сечение в расчете на один электрон не зависит от атомного номера вещества Z .

При малых энергиях, когда $h\nu \ll m_e c^2$, из уравнения (2.13) видно, что $h\nu \approx h\nu'$, и (2.21) превращается в (2.4) для томсоновского когерентного рассеяния.

Воспользовавшись формулами (2.13)–(2.16) связи между различными параметрами рассеяния, можно выразить сечение КНТ как функцию угла θ .

$$\frac{d\sigma_K^e}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^2} \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right] \quad (2.22)$$

(это сечение приведено на рис. 2.4), или как функцию энергии рассеянного кванта:

$$\frac{d\sigma_K^e}{d(h\nu')} = \frac{\pi r_e^2 m_e c^2}{(h\nu')^2} \left[\frac{h\nu'}{h\nu} + \frac{h\nu}{h\nu'} - 2 \left(\frac{m_e c^2}{h\nu'} - \frac{m_e c^2}{h\nu} \right) + \left(\frac{m_e c^2}{h\nu'} - \frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^2 \right], \quad (2.23)$$

или как функцию энергии комптоновского электрона

$$\frac{d\sigma_K^e}{dE_K} = \frac{\pi r_e^2 m_e c^2}{h\nu} \left[Z + E_K \frac{E_K(1 + \alpha)^2 - \alpha(E_K + 2\alpha)^2}{\alpha^2(\alpha - E_K)^2} \right]. \quad (2.24)$$

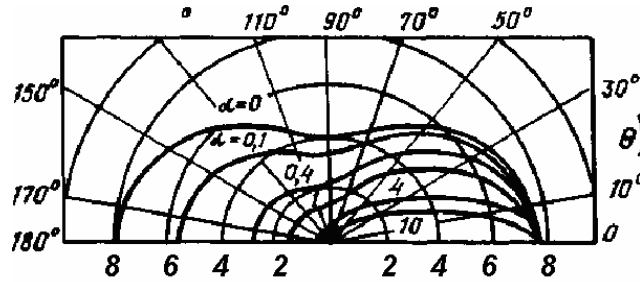


Рис. 2.4. Угловое распределение рассеянных гамма-квантов

Полное сечение рассеяния получается интегрированием выражения (2.20) по всем углам и равно

$$\sigma_K^e = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{(1 + \alpha)}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\}. \quad (2.25)$$

Дифференциальное сечение для рассеянной энергии легко найти, воспользовавшись соотношениями (2.13), (2.20), (2.22):

$$\frac{d\sigma_K^{eS}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^3} \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]. \quad (2.26)$$

Интегрируя это выражение по всем углам, можно получить полное сечение рассеяния энергии:

$$\sigma_K^{eS} = \pi r_e^2 \left[\frac{1}{\alpha^3} \ln(1+2\alpha) + \frac{2(1+\alpha)(2\alpha^3 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} + \frac{8\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} \right]. \quad (2.27)$$

Численные значения сечения поглощения можно получить, вычитая значения σ_K^{eS} из σ_K^e (сечения поглощения и рассеяния для свинца см. далее на рис. 2.6).

2.4. Образование электрон-позитронных пар

При высокой энергии гамма-квант в веществе может образовать электронно-позитронную пару. В вакууме этот процесс запрещен, поскольку не удастся в этом случае удовлетворить закон сохранения импульса. В веществе образование пары происходит в поле ядра или в поле электрона.

Если образование пары происходит в поле ядра, то отдача ядра крайне незначительна, и для кинетической энергии возникающих частиц (E_- – электрона и E_+ – позитрона) можно написать:

$$E_- + E_+ = h\nu + 2m_e c^2, \quad (2.28)$$

где $2m_e c^2$ – энергия, затраченная на образование двух масс.

Пороговая энергия образования пары в поле электрона равна $4m_e c^2$, при этом одновременно регистрируются три частицы – два электрона и позитрон. Такое событие называется триплетом, или тройником. Один из электронов триплета (электрон отдачи), как правило, имеет меньшую энергию и пробег, чем два других. Компоненты пары летят вперед по направлению движения первичного гамма-кванта, разлетаясь под небольшим углом:

$$\theta = \frac{m_e c^2}{h\nu}. \quad (2.29)$$

Распределение энергии между компонентами пары представлено на рис. 2.5.

Вероятность образования пар в поле ядра существенно определяется расстоянием от ядра, на котором происходит этот процесс. Если это расстояние велико, то ядра экранируются атомными электронами, если же мало, то экранированием можно пренебречь.

Общая формула, описывающая процесс рождения пар, слишком сложна и приводит ее здесь нецелесообразно. Частные же случаи имеют ограниченную ценность. Отметим только, что полное сечение в расчете на атом зависит от атомного номера вещества как

$$\sigma_{\Pi}^a \sim Z. \quad (2.30)$$

Если энергия несколько выше порога, сечение растет пропорционально логарифму энергии, а при высоких энергиях ($h\nu \geq 5$ ГэВ) в результате насыщения, связанного с экранированием, достигает постоянной величины.

Рождение пар на электронах начинается, когда энергия гамма-кванта $h\nu \geq 4m_e c^2$; а на ядрах – при $h\nu \geq 2m_e c^2$. Поэтому в интервале энергии $2m_e c^2 < h\nu < 4m_e c^2$ пары образуются только на ядрах. С ростом энергии рождение пар на электронах сначала играет незначительную роль, а при больших энергиях рождение пар в поле электронов происходит в Z раза реже, чем в поле ядра. Таким образом, суммарное сечение образования пар оказывается пропорциональным $Z(Z+1)$. Зависимость суммарного сечения образования пар в свинце от энергии показана на рис. 2.5.

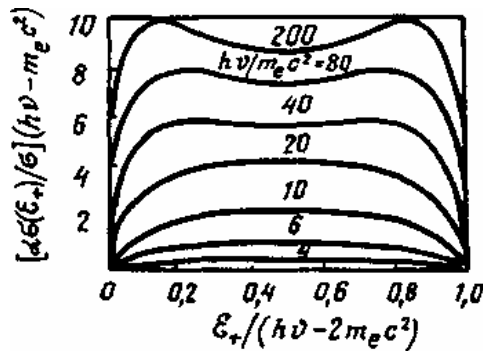


Рис. 2.5. Распределение энергии между компонентами электрон-позитронной пары

Рождение пар имеет существенное значение в процессе развития электронно-фотонных ливней (см. подраздел 1.13.).

2.5. Полное поглощение гамма-излучения

Сечения взаимодействия гамма-излучения могут задаваться в следующих вариантах:

- сечение на электрон σ^e (см²/ электрон),
- сечение на атом σ^a (см²/ атом),
- сечение на 1 см³ вещества μ , (см²/см³ = см⁻¹),
- сечение на 1 г вещества μ/ρ (см²/г).

Последние два сечения называются макроскопическими сечениями, или коэффициентами поглощения. Связь между указанными величинами определяется формулами

$$\sigma^a = Z\sigma^e, \quad (2.31)$$

$$\mu = \frac{N_A \rho \sigma^a}{A}, \quad (2.32)$$

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A \sigma^a}{A}. \quad (2.33)$$

В предыдущих параграфах сечения фотоэффекта и образования пар приведены в расчете на атом, а сечения комптоновского рассеяния – в расчете на электрон.

Поскольку при взаимодействии гамма-квантов с веществом они либо полностью теряют энергию, либо выбывают из пучка при рассеянии, то ослабление пучка гамма-излучения происходит по экспоненциальному закону:

$$n = n_0 \exp(-\mu x), \quad (2.34)$$

где μ – суммарный коэффициент, учитывающий все процессы:

$$\mu = \frac{N_A}{A} \rho (\sigma_{\Phi}^a + Z\sigma_{\text{К}}^e + \sigma_{\text{П}}^a). \quad (2.35)$$

Приведенный коэффициент характеризует ослабление пучка гамма-излучения. Если же необходимо учитывать только поглощение энергии гамма-излучения в поглотителе, то в выражении (2.35) вместо полного сечения комптон-эффекта надо поставить сечение поглощения энергии $\sigma_{\text{К}}^{eA}$.

На рис. 2.6 показаны коэффициенты поглощения за счет всех процессов в свинце и суммарные коэффициенты ослабления пучка и поглощения энергии пучка.

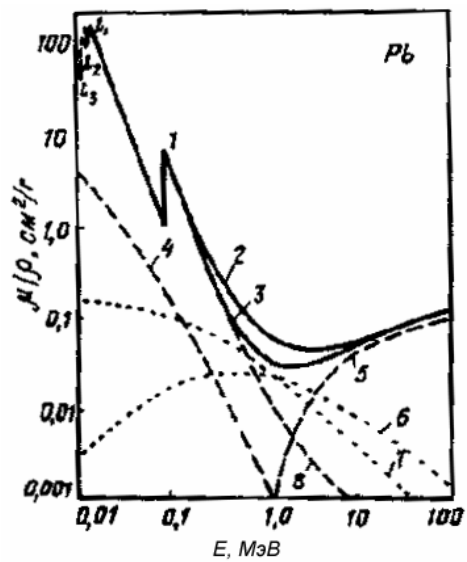


Рис. 2.6. Коэффициенты поглощения гамма-излучения: 1 – К-край; 2 – полное ослабление; 3 – полное поглощение; 4 – рэлеевское рассеяние; 5 – пары; 6 – комптоновское поглощение; 7 – комптоновское рассеяние; 8 – фотоэлектроны

3. ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА

3.1. Сущность эффекта Мессбауэра

Пусть свободное ядро массой M и импульсом \vec{P} испускает γ -квант энергией E и импульсом $\vec{p} = h\vec{k}$, где \vec{k} – волновой вектор, h – постоянная Планка [2]. В соответствии с законом сохранения импульса ядро получает импульс отдачи $\vec{p} = h\vec{k}$. Изменение энергии ΔE γ -кванта определяется изменением кинетической энергии ядра при испускании (поглощении) γ -кванта:

$$\Delta E = \Delta E_k = \frac{(\vec{P} - h\vec{k})^2}{2M} - \frac{\vec{P}^2}{2M} = \frac{h^2 k^2}{2M} - \frac{h\vec{P}\vec{k}}{M}, \quad (3.1)$$

где $k = |\vec{k}|$. Первый член в уравнении (3.1) описывает изменение энергии γ -кванта за счет отдачи. В характерном диапазоне энергий гамма-излучения обычно выполняется условие $h^2 k^2 / 2M \ll \Gamma$, где Γ – естественная ширина ядерного уровня (рис. 3.1).

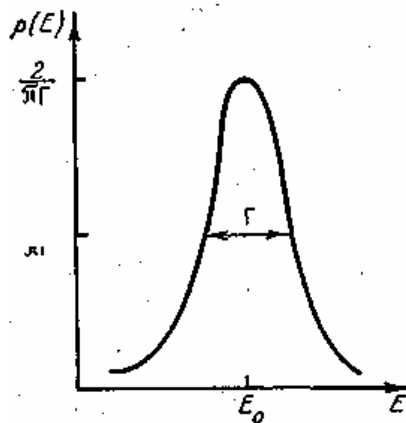


Рис. 3.1. Форма линии испускания (поглощения) в отсутствие отдачи: Γ – естественная ширина линии

Это крайне затрудняет наблюдение ядерной резонансной флуоресценции на свободных ядрах. Второй член в (3.1) описывает доплеровское смещение при тепловом движении ядра. Для максвелловского распределения атомов по скоростям в газе линии испускания и поглощения (рис. 3.2, а) также имеют форму максвелловского распределения с доплеровской шириной

$$D = 2\sqrt{Rk_0T}, \quad (3.2)$$

где $R = h^2 k^2 / 2M$ – энергия отдачи; k_0 – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Линии поглощения и испускания оказываются смещенными друг относительно друга на величину $2R$, при этом наблюдается их небольшое перекрытие. В области перекрытия возможно явление резонансного поглощения, однако его вероятность исключительно мала.

Совсем иная ситуация может возникнуть, когда ядро находится в связанном состоянии в кристаллической решетке. Согласно квантовым представлениям, энергия кристалла принимает ряд дискретных значений и минимальная энергия возбуждения не может быть

меньше некоторого значения ΔE_M . Когда $R \leq \Delta E_M$, возможен процесс испускания (поглощения) без изменения внутренней энергии кристалла (так называемый бесфононный переход). В этом случае импульс отдачи передается всему кристаллу в целом. Поэтому в (3.1) и (3.2) следует положить $M = \infty$. Отсюда следует: $R = 0$, $D = 0$. Линия испускания (поглощения) не смещается, и ее ширина близка к естественной. Вероятности безотдачных процессов испускания или поглощения — f и f' соответственно — практически всегда меньше единицы. Поэтому спектр испускания (поглощения) представляет собой суперпозицию линий доплеровской ширины D с центрами $(E_0 \pm R)$, где E_0 — энергия ядерного уровня, и несмещенной линии с шириной, близкой к Γ (рис. 3.2, б, в).

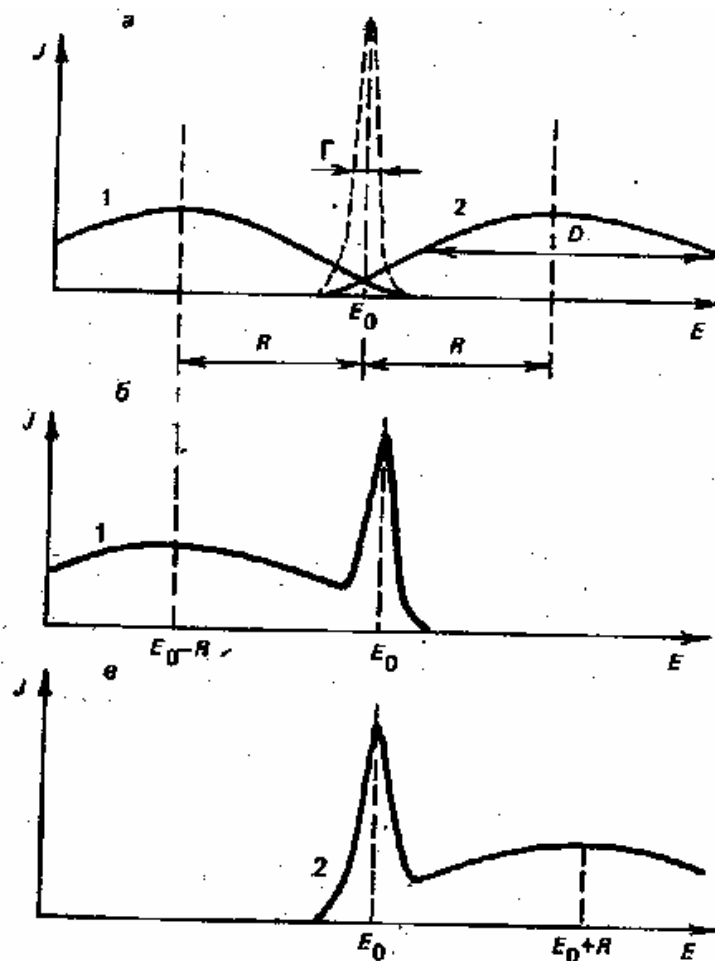


Рис. 3.2. Форма линий испускания (1) и поглощения (2) для свободного ядра (в газе) (а) и случайная эффекта Мессбауэра (в твердом теле) (б, в): J — плотность распределения

Испускание или поглощение γ -квантов атомными ядрами в твердом теле, не сопровождающееся изменением колебательной энергии самого тела (без отдачи), было открыто в 1958 г. Р. Мессбауэром (R. Mössbauer) и получило название эффекта Мессбауэра. За это открытие в 1962 г. Мессбауэру была присвоена Нобелевская премия по физике.

Величина f , именуемая фактором Дебая-Уоллера, как вероятность испускания мессбауэровским ядром γ -кванта является важной характеристикой ядерного гамма-резонанса. Для одноатомного кристалла с кубической симметрией выражение для f имеет следующий вид:

$$f = \exp\left(-\frac{x^2}{\lambda^2}\right), \quad (3.3)$$

где $\overline{x^2}$ – среднеквадратичное тепловое смещение атомов в направлении излучения γ -квантов; λ – длина волны. И хотя эффект Мессбауэра наблюдается для 73 изотопов 41 элемента, тем не менее фактор f при комнатной температуре имеет сравнительно большую величину для ограниченного ряда изотопов (^{57}Fe , ^{119}Sn , ^{181}Ta и др.) и зависит от температуры кристалла. В дебаевской модели эта зависимость определяется выражением

$$f = \exp \left[-\frac{6R}{k_0\theta} \left(\frac{1}{4} + \frac{T^2}{\theta^2} \int_0^{\frac{\theta}{T}} \frac{\xi d\xi}{e^\xi - 1} \right) \right]. \quad (3.4)$$

Максимальное сечение σ_a резонансного поглощения обычно на несколько порядков превышает другие сечения взаимодействия γ -квантов с веществом, поэтому эффект Мессбауэра легко наблюдается на ядрах ^{57}Fe и ^{119}Sn , несмотря на их малое процентное содержание в естественной смеси изотопов (^{57}Fe – 2,2%; ^{119}Sn – 8,5%). Сечение резонансного взаимодействия достигает максимального значения для энергии γ -квантов $E = E_0$. Зависимость $\sigma(E)$ дается формулой Брейта-Вигнера

$$\sigma(E) = \frac{\Gamma^2}{4} \frac{\sigma_0}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (3.5)$$

где σ_0 – максимальное сечение резонансного рассеяния. При этом ширина ядерного уровня связана со временем жизни τ возбужденного состояния соотношением неопределенностей Гейзенберга $\Gamma\tau \approx h$. Спектральная линия испускания описывается функцией Брейта-Вигнера.

Резонансное поглощение мессбауэровского γ -кванта приводит к образованию составного ядра. По истечении времени жизни τ составное ядро возвращается в исходное состояние, испуская при этом γ -квант (резонансная флуоресценция) либо электрон конверсии. Ширина ядерного уровня равна сумме парциальных ширин для радиационного Γ_γ и конверсионного Γ_e переходов: $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_e$. В процессе внутренней конверсии энергия γ -кванта передается электрону одной из внутренних оболочек атома. Конверсионный электрон покидает атом с энергией $E_e = E_\gamma - E_i$, где E_γ – энергия γ -кванта; E_i – энергия связи электрона на i -й оболочке. Введем коэффициент внутренней конверсии, равный отношению вероятности испускания электрона к вероятности испускания γ -кванта: $\alpha = \Gamma_e/\Gamma_\gamma$. Тогда полная ширина ядерного уровня $\Gamma = (1 + \alpha)\Gamma_\gamma$. Для атома железа $\alpha = 9,0$; для атомов олова $\alpha = 5,1$.

Эффект Мессбауэра наблюдается в геометриях пропускания (рис. 3.3, а) или рассеяния (рис. 3.3, б). В первом случае измеряется доля поглощенных мишенью γ -квантов, во втором – доля резонансно рассеянных γ -квантов.

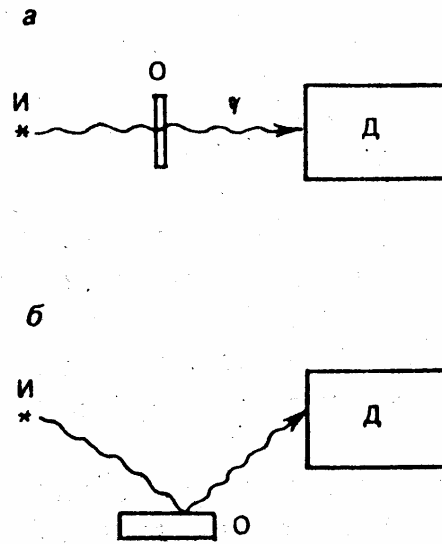


Рис. 3.3. Геометрия пропускания (рис. 3.3, а) и рассеяния (рис. 3.3, б): И – источник, О – образец; Д – детектор

Мессбауэровские линии измеряют путем модуляции энергии γ -квантов и регистрации числа поглощенных или рассеянных фотонов в зависимости от их энергии. Для модуляции гамма-излучения по энергии обычно используют эффект Доплера, придавая источнику или мишени возвратно-поступательное движение. В силу чрезвычайной узости γ -резонансных линий ($10^{-8} \div 10^{-7}$ эВ) величина требуемого диапазона измерения скорости незначительна (порядка 1 см/с).

При измерениях в геометрии пропускания толщина исследуемого образца должна быть сравнимой с пробегом мессбауэровских γ -квантов в веществе (от 10 нм до 1 мм). Расчеты показывают, что соотношение максимально возможных значений сигнал/шум в этой геометрии для пленки из железа толщиной 10 нм составляет $\approx 10^3$.

Если испускающие и поглощающие ядра находятся в одинаковых условиях, то для покоящихся друг относительно друга источника и мишени несмещенные участки линий испускания и поглощения совпадают. Но если источник и мишень привести в относительное движение со скоростью v , то, согласно эффекту Доплера, энергия γ -квантов изменится на величину

$$\Delta E = E v / c. \quad (3.6)$$

При этом уменьшится перекрытие линий, а значит, и величина резонансного поглощения. Таким образом, с изменением скорости величина N изменяется до тех пор, пока линии перекрываются. Когда линии перестают перекрываться, резонансное поглощение исчезает и интенсивность прошедшего через мишень излучения перестает зависеть от скорости. Зависимость $N(v)$ называется спектром резонансного поглощения. Результаты опыта обычно представляются в нормированном виде

$$\varepsilon(v) = \frac{N(\infty) - N(v)}{N(\infty)}, \quad (3.7)$$

где $\varepsilon(v)$ – относительная величина эффекта; $N(\infty)$ – интенсивность в отсутствие резонанса. Спектр резонансного поглощения приведен на рис. 3.4.

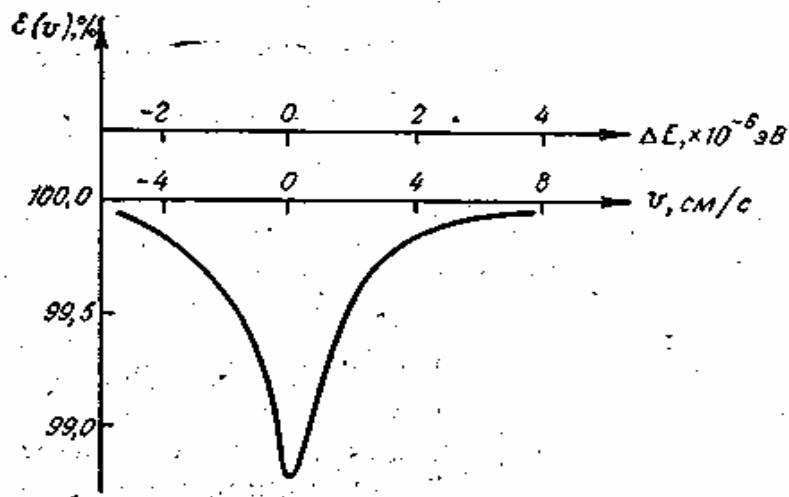


Рис. 3.4. Мессбауэровский спектр резонансного поглощения

В опытах по рассеянию (рис. 3.3, б) при покоящихся источнике и мишени наблюдается максимальная интенсивность рассеянного излучения, и типичный спектр будет выглядеть, как показано на рис. 3.5. Максимальное сечение для процесса поглощения

$$\sigma_a = 2\pi\lambda^2 \frac{2I_2+1}{2I_1+1} \cdot \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = 2\pi\lambda^2 \frac{2I_2+1}{2I_1+1} \cdot \frac{1}{1+\alpha}, \quad (3.8)$$

для процесса рассеяния

$$\sigma_s = 2\pi\lambda^2 \frac{2I_2+1}{2I_1+1} \cdot \frac{\Gamma_\gamma^2}{\Gamma^2} = 2\pi\lambda^2 \frac{2I_2+1}{2I_1+1} \cdot \frac{1}{(1+\alpha)^2}, \quad (3.9)$$

где $I_1 I_2$ – спины основного и возбужденного состояний мессбауэровского ядра.

При больших значениях α сечение резонансного поглощения много больше, чем сечение резонансного рассеяния. Физический смысл последнего утверждения объясняется просто, так как при резонансном поглощении учитывается только переход ядра из основного состояния в возбужденное, в то время как при резонансном рассеянии существен обратный радиационный переход, вероятность которого пропорциональна Γ_γ/Γ . Поэтому $\sigma_s \sim (\Gamma_\gamma/\Gamma)^2$.

Измеряемый эффект в геометрии поглощения всегда больше, чем при рассеянии, однако последние позволяют получать качественно лучшие мессбауэровские спектры, так как рассеянное излучение содержит меньший фон нерезонансных γ -квантов, обязательно сопутствующих мессбауэровскому излучению любого источника.

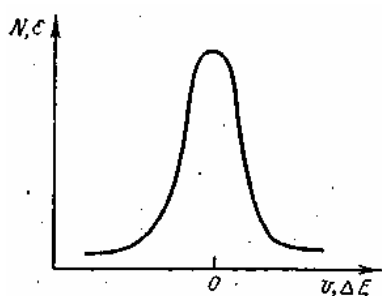


Рис. 3.5. Мессбауэровский спектр резонансного рассеяния

Мессбауэровский спектр представляет собой зависимость числа зарегистрированных γ -квантов от мгновенной скорости движения источника. Распределение интенсивностей регистрируемых событий однозначно определяется структурой мессбауэровских линий.

Мессбауэровская линия характеризуется положением, шириной, площадью и величиной резонансного эффекта, рав-

ной (3.7)

$$\varepsilon = \frac{N(\infty) - N(0)}{N(\infty)},$$

где $N(0)$ – число импульсов в точке максимума резонансной линии (при скорости $v = 0$). Наблюдаемая ширина Γ_γ мессбауэровской линии всегда несколько больше 2Γ . Площадь s линии зависит от величин f, f' и концентрации мессбауэровского изотопа в мишени. При фиксированной ширине Γ_γ параметр ε прямо пропорционален s .

3.2. Сверхтонкие взаимодействия на ядрах

В общем случае мессбауэровский спектр может содержать несколько линий, так как наличие сверхтонких взаимодействий в кристалле вызывает смещение и расщепление ядерных уровней. Сверхтонкими называются электромагнитные взаимодействия ядра с окружающими его электронами и ионами. В общем случае эти взаимодействия приводят к изменению структуры как атомных, так и ядерных уровней энергии. Прямым методом исследования сверхтонких взаимодействий (СТВ) является изучение атомных и ядерных спектров. Поскольку типичная величина энергии СТВ составляет $E_{СТВ} = 10^{-7}$ эВ, то при величине энергии γ -квантов $E = 10^5$ эВ разрешающая способность соответствующего γ -спектрометра должна быть не хуже $E_{СТВ}/E = 10^{-12}$. Поэтому наблюдение влияния СТВ на ядерные спектры стало возможным только после открытия эффекта Мессбауэра.

Измеряемые в опытах по СТВ величины всегда определяются произведением двух факторов, один из которых зависит от электронной структуры вещества, другой – от свойств ядер, поэтому знание одного фактора позволяет вычислить другой. Этим обуславливается широкое применение таких экспериментов как в ядерной физике, так и в физике твердого тела, химии, биологии и др.

Гамильтониан взаимодействия ядра с электрическими и магнитными полями в кристалле может быть представлен в следующем виде:

$$H = V + H_Q + H_\mu, \quad (3.10)$$

где V – скалярное кулоновское взаимодействие; H_Q – взаимодействие квадрупольного момента Q ядра с градиентом электрического поля на ядре; H_μ – взаимодействие магнитного момента μ ядра с магнитным полем H . Это сравнительно слабое взаимодействие может наблюдаться, если вызываемые им сдвиги линий больше или сравнимы с естественной шириной Γ , что часто выполняется для распространенных мессбауэровских изотопов.

Рассмотрим скалярное кулоновское взаимодействие V , обусловленное действием электростатического поля атомных электронов на ядро. Выражение для V имеет вид:

$$V = \frac{2\pi e |\psi(0)|^2}{3} \int \rho(\vec{r}) \vec{r}^2 d\vec{r}, \quad (3.11)$$

где $|\psi(0)|^2$ – плотность электронов на ядре; $\rho(\vec{r})$ – распределение электрического заряда в ядре; \vec{r} – пространственная координата (начало координат в центре ядра). Интеграл $\int \rho(\vec{r}) \vec{r}^2 d\vec{r}$ связан со среднеквадратичным радиусом ядра $\overline{r^2}$:

$$\int \rho(\vec{r}) \vec{r}^2 d\vec{r} = \overline{r^2} \int \rho(\vec{r}) d\vec{r} = \overline{r^2} Ze,$$

где Ze – заряд ядра. Отсюда

$$V = \frac{2\pi Ze^2 |\psi(0)|^2}{3} \overline{r^2}. \quad (3.12)$$

Среднеквадратичный радиус ядра в возбужденном состоянии $\overline{r_B^2}$, вообще говоря, отличается от среднеквадратичного радиуса в основном состоянии $\overline{r_O^2}$. Поэтому скалярное кулоновское взаимодействие изменяет разность энергий основного и возбужденного состояний на величину

$$\Delta U = \frac{2\pi Ze^2 |\psi(0)|^2}{3} (\overline{r_B^2} - \overline{r_O^2}). \quad (3.13)$$

Если источник и поглотитель находятся в одинаковых химических соединениях, величина $|\psi(0)|^2$ для них тоже одинакова, и линия испускания совпадает с линией поглощения. Но если эти соединения различны, плотности электронов $|\psi_1(0)|^2$ и $|\psi_2(0)|^2$ на ядрах отличаются друг от друга, и линия испускания сдвинута относительно линии поглощения на величину

$$\Delta U = \frac{2\pi Ze^2 |\psi(0)|^2}{3} (|\psi_1(0)|^2 - |\psi_2(0)|^2) (\overline{r_B^2} - \overline{r_O^2}), \quad (3.14)$$

называемую изомерным химическим сдвигом. Он определяется двумя факторами: изменением плотности электронного облака на ядре в различных химических соединениях и изменением среднеквадратичного радиуса ядра в основном и возбужденном состояниях. Изомерный химический сдвиг можно обнаружить по изменению положения мессбауэровской линии: $\Delta \nu_\Delta = \frac{c\Delta E}{E_0}$, где ν_Δ – относительная скорость (см. рис.3.6).

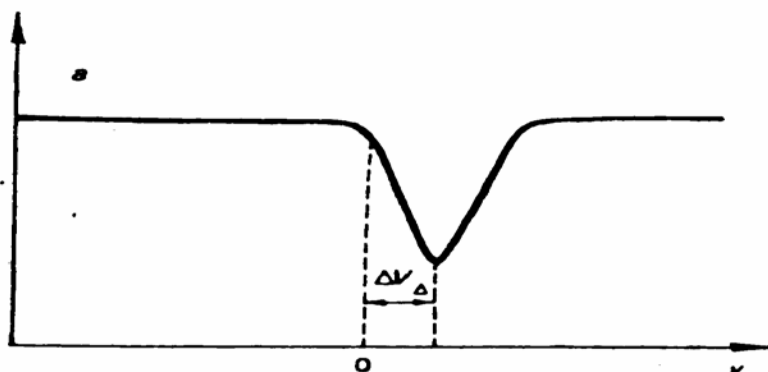


Рис. 3.6. Изомерный химический сдвиг

Рассмотрим второе слагаемое H_Q в (3.10). В случае осевой симметрии градиента электрического поля относительно некоторой оси z собственные значения оператора H_Q даются выражением

$$W = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} [3m^2 - I(I+1)], \quad (3.15)$$

где $q = e \left. \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right|_{r=0}$; m – магнитное квантовое число; I – спин ядра; φ – электростатический потенциал, создаваемый электронами в атоме. Собственные значения $I_z = m$. Выражение

(3.15) определяет величину смещения подуровней, на которые расщепляется уровень ядра в результате квадрупольного взаимодействия. Из (3.15) также видно, что взаимодействие не снимает вырождения по m ($W_{+m} = W_{-m}$) и при $I=1/2$ $W=0$, что связано с равенством нулю

квадрупольного момента ядра со спином $I = 1/2$. Для мессбауэровских ядер ^{57}Fe в возбужденном состоянии $I = 3/2$, в основном состоянии $I=1/2$. Поэтому основное состояние этих ядер остается нерасщепленным, а возбужденное расщепляется на два подуровня, отвечающих различным значениям $I(W_{\pm 3/2}, W_{\pm 1/2})$ (рис. 3.7).

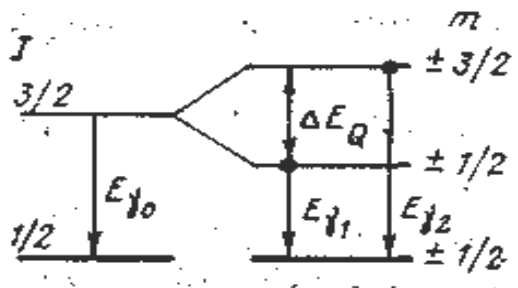


Рис. 3.7. Квадрупольное расщепление уровней ядра Fe-57

Соответствующий мессбауэровский спектр соединений железа и олова имеет дублетную структуру (рис. 3.8), при этом

$$\Delta\nu_Q = c\Delta E_Q/E_0 = c(W_{\pm 3/2} - W_{\pm 1/2})/E_0 = ce^2qQ/2E_0.$$

Величина e^2qQ называется константой сверхтонкого квадрупольного взаимодействия. Если $\Delta E_Q < \Gamma$, наличие квадрупольного взаимодействия приводит к уширению наблюдаемой мессбауэровской линии.

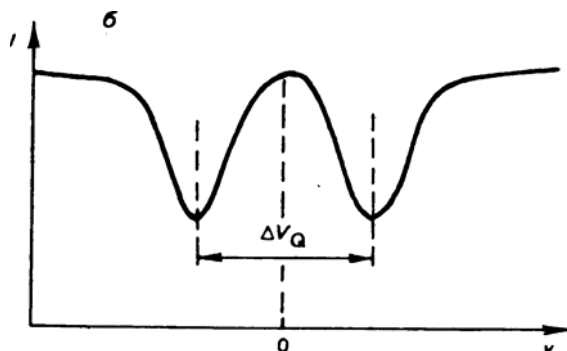


Рис. 3.8. Квадрупольное расщепление мессбауэровского спектра

Оператор H_μ из (3.10) описывает взаимодействие между магнитным моментом ядра и магнитным полем, создаваемым электронами в кристалле. Это взаимодействие обуславливает ядерный эффект Зеемана, в результате которого снимается вырождение по m . Каждое состояние ядра со спином I расщепляется на $(2I+1)$ под-уровень с определенной проекцией I_z , определяемой числом m . Энергии подуровней даются выражением

$$E_m = -\frac{\mu m H}{I}. \quad (3.16)$$

Для ядра ^{57}Fe верхний уровень $I = 3/2$ расщепляется на четыре подуровня: $m = -3/2, -1/2, +1/2, +3/2$, нижний уровень $I = 1/2$ — на два подуровня: $m = -1/2, +1/2$ (рис. 3.9), причем расстояние между соседними подуровнями равно mH/I .

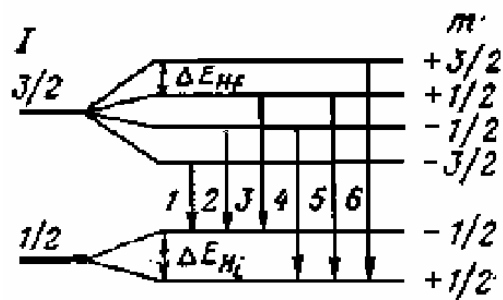


Рис. 3.9. Магнитное дипольное расщепление уровней ^{57}Fe

При дипольном излучении $\Delta m = \{0, \pm 1\}$ существует шесть разрешенных переходов. Мессбауэровский спектр содержит в этом случае секстет линий, расстояние между которыми определяется значением магнитного поля на ядре (рис. 3.9).

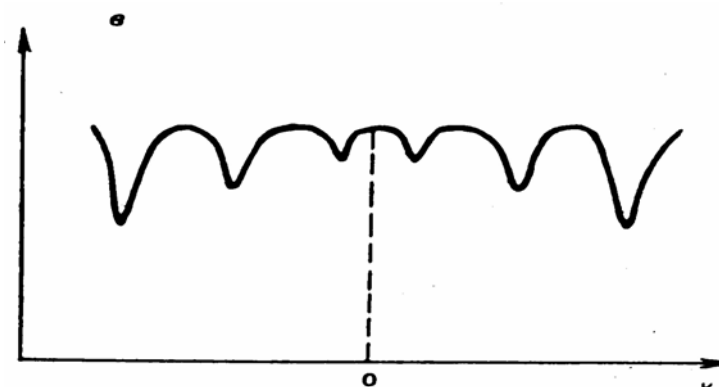


Рис. 3.10. Магнитное сверхтонкое расщепление γ -резонансных линий

Наличие сверхтонких взаимодействий существенно усложняет структуру мессбауэровского спектра, когда изомерный химический сдвиг, квадрупольное и магнитное сверхтонкое расщепление присутствуют одновременно. Расшифровка таких спектров требует сложной математической обработки и привлечения дополнительной информации о структуре исследуемого объекта.

3.3. Экспериментальные методы мессбауэровской спектроскопии

3.3.1. Конверсионная мессбауэровская спектроскопия

Резонансное поглощение γ -квантов можно фиксировать не только по ослаблению интенсивности проходящего через образец γ -излучения (абсорбционная мессбауэровская спектроскопия), но и по изменению интенсивности вылетающих из образца конверсионных электронов (конверсионная мессбауэровская спектроскопия). В конверсионной мессбауэровской спектроскопии достигается более высокое отношение сигнала к шуму, так как исследуется не весь образец, а только его небольшой приповерхностный слой, толщина которого сравнима с глубиной выхода конверсионных электронов из образца. Конверсионные электроны и их энергетический спектр регистрируются пропорциональными счетчиками, магнитными и

другими бета-спектрометрами. Это позволяет выделять электроны различных энергий и тем самым фиксировать процессы резонансного поглощения γ -квантов на различных глубинах образца. Такая селективная по глубине конверсионная мессбауэровская спектрометрия дает возможность исследовать слои толщиной от нескольких нанометров до долей микрометра. С помощью селективной, по глубине мессбауэровской спектрометрии изучаются тончайшие магнитные слои, процессы коррозии, катализа и другие поверхностные явления.

Измерения интенсивности характеристического рентгеновского излучения, возникающего в ходе резонансного поглощения γ -квантов вслед за процессом внутренней конверсии, позволяют исследовать химический состав поверхностных слоев порядка нескольких десятков микрометров.

3.3.2. Эмиссионная мессбауэровская спектрометрия

В эмиссионной мессбауэровской спектрометрии объектом исследования являются вещества, в которые введены радиоактивные ядра, образующие в результате ядерных превращений и последующего каскада γ -переходов возбужденное ядро, испускающее резонансные γ -кванты (рис. 3.11).

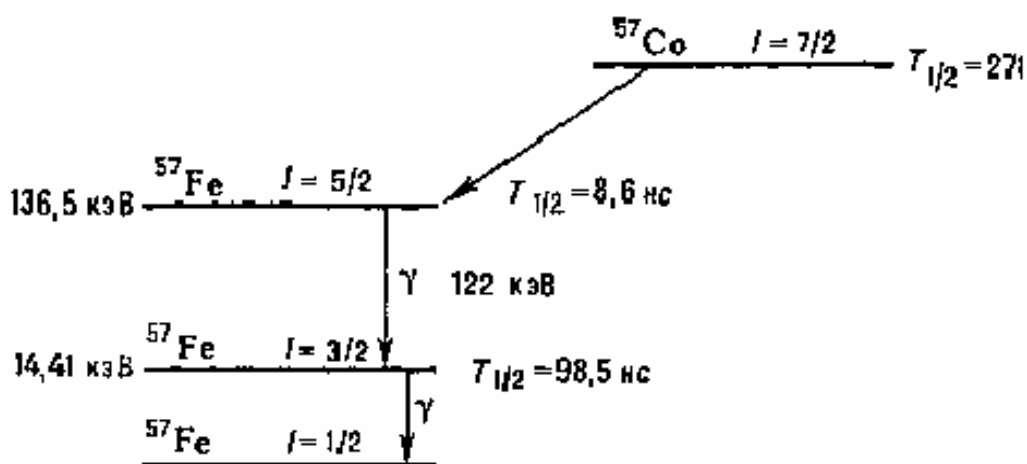


Рис. 3.11. Схема распада ^{57}Co

Анализ энергетического спектра испускания γ -квантов проводится с помощью мессбауэровского спектрометра, в котором поглотитель содержит резонансные ядра в основном состоянии и имеющие единичную линию поглощения (либо с помощью детектора конверсионных электронов).

Эмиссионная мессбауэровская спектрометрия расширяет класс исследуемых объектов и физических явлений. Метод обладает высокой чувствительностью. Можно исследовать образцы с чрезвычайно малой концентрацией радиоактивных ядер (порядка 10^{-6} %). В процессе ядерных превращений и каскада γ -переходов электронная оболочка иона или его электронное окружение оказываются в неравновесном зарядовом состоянии. Если время жизни неравновесного состояния меньше времени жизни возбужденного состояния ядра, то в спектрах испускания наблюдаются дополнительные линии с химическим сдвигом и квадрупольным сцеплением, соответствующими неравновесному зарядовому состоянию.

В эмиссионной мессбауэровской спектрометрии можно производить дифференцированные по времени измерения мессбауэровских спектров. Регистрируя один из γ -квантов (например, γ -квант с энергией 122 кэВ в распаде ядра ^{57}Co , рис. 3.11), можно зафиксировать момент образования возбужденного состояния ядра, испускающего резонансные кванты, а затем при помощи схемы совпадений с временной задержкой измерить спектры испускания

в заданный момент времени относительно момента образования возбужденного состояния. Таким методом обнаруживаются неравновесные зарядовые состояния ионов с временами жизни, значительно меньшими, и можно проследить кинетику распада этих состояний.

Эмиссионная мессбауэровская спектроскопия – уникальный инструмент исследования радиационных повреждений. Материнское ядро является источником различного рода ядерных излучений, вызывающих локальные нарушения структуры. Образующееся в ходе ядерных превращений возбужденное резонансное ядро является датчиком, фиксирующим наличие радиационных повреждений и кинетику их распада.

При сверхнизких температурах, когда все релаксационные процессы замедлены, неравновесной может оказаться заселенность магнитных подуровней возбужденного состояния ядра и эмиссионные спектры магнитной сверхтонкой структуры становятся асимметричными. В качестве примера на рис. 3.12 представлены спектры испускания γ -квантов (с энергией 14,4 кэВ) ядрами ^{57}Fe , образующимися при распаде ^{57}Co (рис. 3.11), внедренного в Pd.

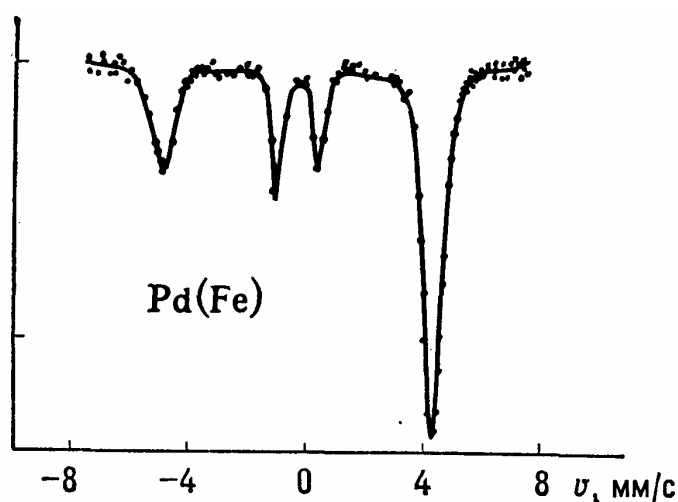


Рис. 3.12. Спектр испускания γ -квантов с энергией $E = 14,4$ кэВ ядер ^{57}Fe , образующихся при распаде ^{57}Co , внедренного в Pd (концентрация $\sim 10^{-4}$ %), при $T = 0,025$ К в поле $H = 500$ Э, параллельном направлению γ -квантов

Спины ядер ^{57}Co поляризуются во внешнем поле, и частично ядерная спиновая поляризация передается в ходе распада ядра ^{57}Co возбужденному состоянию ядра ^{57}Fe . За счет поляризации ядер интенсивности крайних линий спектра оказываются неодинаковыми. По разности их интенсивностей определяется величина сверхтонкого магнитного поля $H_{\text{ст}}$ на ядрах ^{57}Co . По расстоянию между крайними линиями находится $H_{\text{ст}}$ на ядрах ^{57}Fe .

3.3.3. Другие методы мессбауэровской спектроскопии

Резонансное рассеяние γ -квантов с последующим анализом энергетического спектра рассеянных γ -квантов позволяет исследовать релаксационные процессы в электронной спиновой системе с характерными временами порядка времени жизни возбужденного состояния ядра.

Резонансные γ -кванты можно использовать как источник при исследовании нерезонансного рэлеевского рассеяния на электронах (рэлеевского рассеяния мессбауэровского излучения, РРМИ) вместо обычно применяемого источника рентгеновских квантов. Высокое энергетическое разрешение позволяет выделить упругую компоненту в рассеянном излучении и тем самым осуществить прецизионный структурный анализ вещества. Это особенно важно вблизи температуры плавления, в окрестностях точек фазового перехода, а также для ионных сверхпроводников. Наличие низкочастотных колебательных и вращательных мод

или диффузии либо наличие конформационной подвижности (изменения структуры) в биологических соединениях вызывает неупругое рассеяние, которое невозможно отделить от упругого в обычном методе рентгеновского структурного анализа. Метод РРМИ не требует присутствия в исследуемом веществе резонансного ядра и поэтому может быть использован для более широкого класса веществ, чем методы обычной мессбауэровской спектроскопии.

3.4. Области применения мессбауэровской спектроскопии

Мессбауэровская спектроскопия позволяет в одном эксперименте определить вероятность эффекта Мессбауэра, величину температурного смещения, химического сдвига, квадратичного и магнитного расщеплений, формы линий отдельных компонент. Это сочетается с возможностью влиять на мессбауэровские спектры с помощью внешних воздействий (температуры, давления, магнитных и электрических полей, ультразвука и радиочастотного излучения). Все это, а также доступность большого числа резонансных нуклидов и возможность выбором экспериментальной методики исследовать объекты размерами от одного монослоя до массивного образца делают мессбауэровскую спектроскопию уникальным методом анализа физических и химических свойств твердых тел.

Наряду с применением мессбауэровской спектроскопии в физике твердых тел, в ядерной физике, химии, биологии, физике и химии поверхности ее также используют в геологии (разведка и экспресс-анализ руд, определение фазового состава метеоритов и образцов лунного грунта), металлофизике (исследование упрочнения и старения сплавов), машиноведении, медицине (например, для измерения глазоорбитального пульса), технике (измерения скоростей и вибрации), археологии (установление состава керамики, красок и их старения).

Следует особо подчеркнуть высокую разрешающую способность мессбауэровской спектроскопии. Получены линии с рекордно малыми значениями отношения $\Gamma/E_0 \sim 10^{-16}$. С помощью таких линий оказалось возможным измерить гравитационное красное смещение спектральных линий в земных условиях, до открытия мессбауэровской спектроскопии проявлявшееся лишь в астрономических наблюдениях.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

4.1. Характеристики нейтронов

При прохождении нейтронов через вещество могут иметь место два вида взаимодействия их с ядрами поглощающей среды. В результате соударения нейтронов с ядрами вещества природа последних не изменяется, а сами нейтроны рассеиваются на атомных ядрах. При этом следует рассматривать упругое и неупругое рассеяния [3].

При втором виде взаимодействия изменяется природа соударяющихся частиц. Происходят ядерные реакции типа (n, α) , (n, p) , (n, γ) , $(n, 2n)$ и т. п. и наблюдается деление тяжелых ядер.

Вероятность прохождения той или иной реакции определяется микроскопическим сечением реакции $\sigma(n, \alpha)$, $\sigma(n, p)$, $\sigma(n, \gamma)$, $\sigma(n, 2n)$ и т. п. (первой в скобках записывается бомбардирующая частица – нейтрон, второй – испускаемая частица или фотон).

Микроскопическое сечение σ можно представить себе как сечение сферы, описанной вокруг ядра. Пересекая эту сферу, нейтрон может вступить в реакцию с ядром.

Вне сферы радиусом $r = \sqrt{\sigma/\pi}$ взаимодействия не происходит. Микроскопическое сечение измеряется в квадратных сантиметрах (см^2 , использовавшаяся ранее величина 10^{-24} см^2 имеет название барн). Каждый радионуклид имеет своё собственное значение σ , зависящее от энергии нейтронов.

Экспериментально доказано, что при энергии нейтронов более 10 МэВ полное эффективное сечение равно

$$\sigma_n = 2\pi R^2. \quad (4.1)$$

Отсюда радиус ядра

$$R = \sqrt{\frac{\sigma_n}{2\pi}}. \quad (4.2)$$

Более точные экспериментальные измерения радиуса ядра R в зависимости от массового числа A были проведены с использованием нейтронов с энергией 14 и 25 МэВ. Измерения показали, что

$$R = (1,3 \div 1,4) 10^{-13} A^{\frac{1}{3}} \text{ см}. \quad (4.3)$$

Умножив микроскопическое сечение на число ядер в 1 см^3 поглощающей среды n_A , получим полное сечение всех ядер в 1 см^3 поглощающего вещества – *макроскопическое сечение* Σ данного вещества для данной реакции

$$\Sigma = \sigma n_A. \quad (4.4)$$

Макроскопическое сечение имеет размерность, обратную размерности длины, см^{-1} . Так как $n_A = L_0 \rho / A$,

$$\Sigma = \frac{\sigma L_0 \rho}{A}. \quad (4.5)$$

В зависимости от энергии нейтроны можно условно разделить на восемь групп.

1. *Ультрахолодные нейтроны* – нейтроны с энергией менее 10^{-7} эВ [4].
2. *Очень холодные нейтроны* – нейтроны с энергией от 10^{-7} до 10^{-4} эВ.
3. *Холодные нейтроны* – ($10^{-4} \leq E \leq 0,025$ эВ). Ультрахолодные, очень холодные и холодные нейтроны отличаются аномально большой проникающей способностью при прохождении через поликристаллические вещества.

4. *Тепловые нейтроны* находятся в термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами окружающей среды, диффундируют через относительно слабо поглощающие среды так, что их скорости стремятся к максвелловскому распределению. Поэтому их называют тепловыми. Их энергия $0,025 - 0,1$ эВ.

5. *Надтепловые нейтроны* обладают энергией от $0,1$ эВ до $0,5$ кэВ. Для отделения тепловых нейтронов от надтепловых их пропускают через кадмий, который поглощает нейтроны с энергией менее $0,5$ эВ. Нейтроны, прошедшие через кадмий, иногда называют надкадмиевыми. Надтепловые, или надкадмиевые нейтроны не находятся в тепловом равновесии со средой, через которую они диффундируют, и, следовательно, не подчиняются максвелловскому распределению. При прохождении надтепловых нейтронов через поглощающие и рассеивающие среды сечение взаимодействия подчиняется закону $1/v$. При определенных значениях энергии нейтронов возникают реакции радиационного захвата – реакции (n, γ) .

6. *Нейтроны промежуточных энергий* – от $0,5$ кэВ до $0,2$ МэВ. Для нейтронов этих энергий наиболее типичный процесс взаимодействия с веществом – упругое рассеяние.

7. *Быстрые нейтроны* с энергией от $0,2$ до 20 МэВ. Характеризуются как упругим, так и неупругим рассеянием и возникновением пороговых ядерных реакций.

8. *Сверхбыстрые нейтроны* обладают энергией выше 20 МэВ. Они отличаются ядерными реакциями с вылетом большого числа частиц. При энергии нейтронов выше 300 МэВ их взаимодействие с ядром слабое (прозрачность ядер для сверхбыстрых нейтронов) и появляется «реакция скалывания», в результате которой бомбардируемое ядро испускает несколько осколков.

Следует отметить, что данное деление нейтронов по энергиям не является общепринятым, и исторически в разные моменты времени и в разных местах оно было различным.

4.2. Рассеяние и поглощение нейтронов

Ядерные реакции под действием нейтронов в общем виде можно представить следующей схемой:



где X , Y – исходное и конечное ядра; n – нейтрон, бомбардирующее ядро X ; x – излучаемая частица в результате реакции с массой a и зарядом z ; Z – порядковый номер элемента.

В формуле (4.6) верхние индексы обозначают массовые числа частиц, нижние – их заряды.

Развернутую форму ядерной реакции под действием нейтрона можно записать следующим образом:



где $({}^{A+1}_Z X)^*$ – ядро, находящееся в промежуточном возбужденном состоянии (составное ядро); Q – энергия реакции.

Энергия возбуждения составного ядра равна сумме кинетической энергии нейтрона, бомбардирующего данное ядро, и энергии связи, вносимой нейтроном в результате поглощения его ядром. Энергия связи представляет собой разность между суммарной массой входящих в ядро нейтронов и протонов и истинной массой ядра.

Энергия связи определяет степень возбуждения промежуточного ядра, от которой за-

висит конечная ядерная реакция. После взаимодействия нейтрона с ядром через $10^{-15} - 10^{-17}$ с происходит распад составного ядра. В результате распада из составного ядра может быть испущен нейтрон почти с такой же энергией, что и поглощенный ядром-мишенью, за вычетом энергии, переданной ядру отдачи. Такая ядерная реакция (n, n') называется *упругим* рассеянием через составное ядро, или резонансным рассеянием, т. е. составное ядро может быть образовано, если сумма кинетической энергии и энергии связи бомбардирующего нейтрона соответствует одному из возбужденных состояний ядра-мишени.

Процесс, при котором составное возбужденное ядро испускает нейтрон с энергией меньшей, чем падающий нейтрон, но при этом продолжает оставаться в возбужденном состоянии и впоследствии испускает γ -излучение, называется *неупругим* рассеянием нейтронов $[(n, n\gamma)$ -реакция]. Неупругое рассеяние происходит при столкновении быстрых нейтронов с атомными ядрами.

Для возбуждения легких атомных ядер требуется значительная энергия (например, для атомного ядра углерода 4 МэВ), для более тяжелых ядер – меньшая энергия (порядка 0,1 МэВ). Вследствие этого неупругое рассеяние быстрых нейтронов незначительно на легких ядрах; тогда как для атомных ядер элементов, расположенных в середине и конце Периодической системы Д. И. Менделеева, эффективное сечение неупругого рассеяния σ_{in} составляет большую часть полного сечения σ_t .

Быстрые нейтроны (с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт) при прохождении через среду (со средней атомной массой) испытывают при взаимодействии с ней одно-два неупругих столкновения, в результате чего нейтроны теряют значительную долю своей энергии, а затем уже испытывают только упругое рассеяние. В среде с легкими ядрами быстрые нейтроны испытывают только упругое рассеяние.

Существующие источники нейтронов генерируют быстрые нейтроны. При прохождении быстрых нейтронов через вещество они испытывают прежде всего рассеяние (замедление) на ядрах атомов (так как сечение захвата намного меньше сечения рассеяния). При достижении тепловых скоростей (порядка 2200 м/с) замедленные нейтроны могут быть захвачены ядрами атомов.

Ядерная реакция типа (n, γ) называется *радиационным захватом*. В этом случае образуется возбужденное составное ядро. Энергия возбуждения при переходе ядра в основное состояние испускается ядром в виде γ -излучения. При значительной энергии возбуждения составное ядро может испускать заряженные частицы или два нейтрона $[(n, p)$ -, (n, α) -, (n, np) - и $(n, 2n)$ -реакции]. Составные тяжелые ядра испытывают процесс деления.

Другой тип упругого рассеяния обусловлен малой проницаемостью поверхности ядра для медленных нейтронов. Его называют обычно *потенциальным рассеянием*. Процесс состоит в том, что падающий нейтрон из-за ядерного потенциала испытывает такое отклонение в поле ядра, как будто бы ядро становится непроницаемой сферой.

Упругое рассеяние быстрых нейтронов на ядрах широко используют в дозиметрии, так как энергию, переданную ядру отдачи, можно измерить.

Вероятность перечисленных ядерных реакций характеризуется *микро- и макроскопическими эффективными сечениями*: $\Sigma_s = n_A \sigma_s$ – упругое рассеяние нейтронов; $\Sigma_{in} = n_A \sigma_{in}$ – неупругое рассеяние нейтронов; $\Sigma_r = n_A \sigma_r$ – ядерные расщепления; $\Sigma_a = n_A \sigma_a$ – поглощение нейтрона ядрами; $\Sigma_{n,\gamma} = n_A \sigma_{n,\gamma}$ – γ -излучение (радиационный захват); $\Sigma_f = n_A \sigma_f$ – деление ядер; $\Sigma_t = n_A \sigma_t$ – полное сечение:

$$\Sigma_t = n_A (\sigma_s + \sigma_{in} + \sigma_r + \sigma_a + \sigma_{n,\gamma} + \sigma_f), \quad (4.8)$$

где n_A – число ядер в 1 см^3 .

Вышесказанное иллюстрируется следующей схемой:

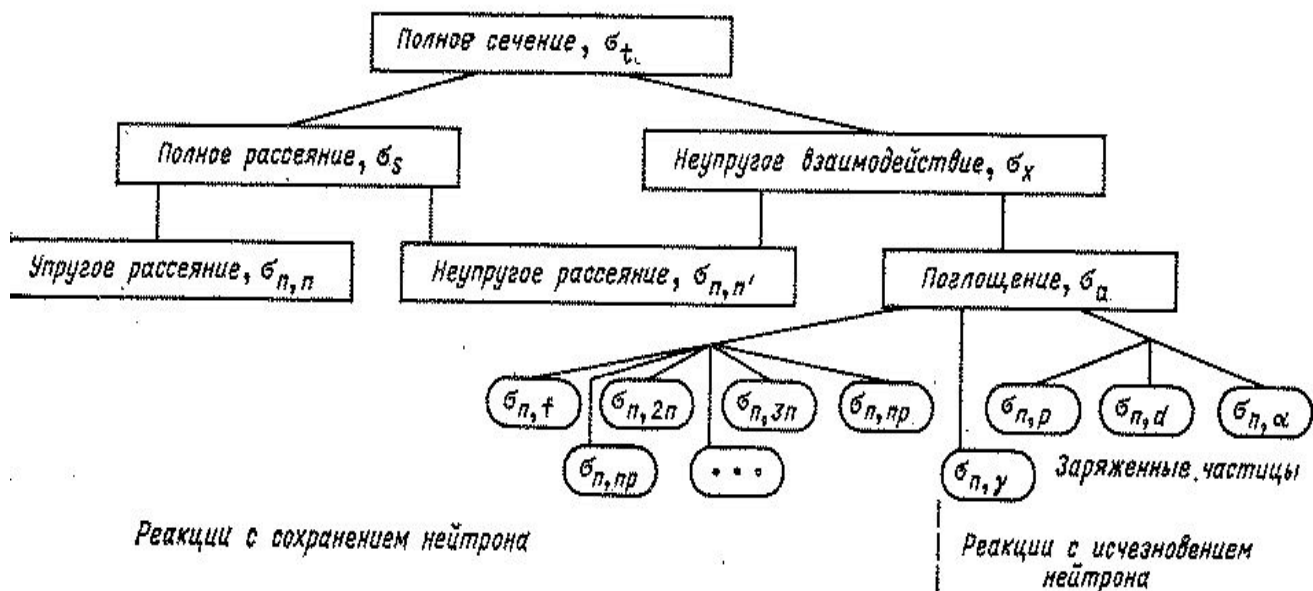


Рис.4.1. Схематическое представление реакций с нейтронами

Изменение полных эффективных сечений некоторых веществ в зависимости от энергии нейтронов представлено на рис. 4.2.

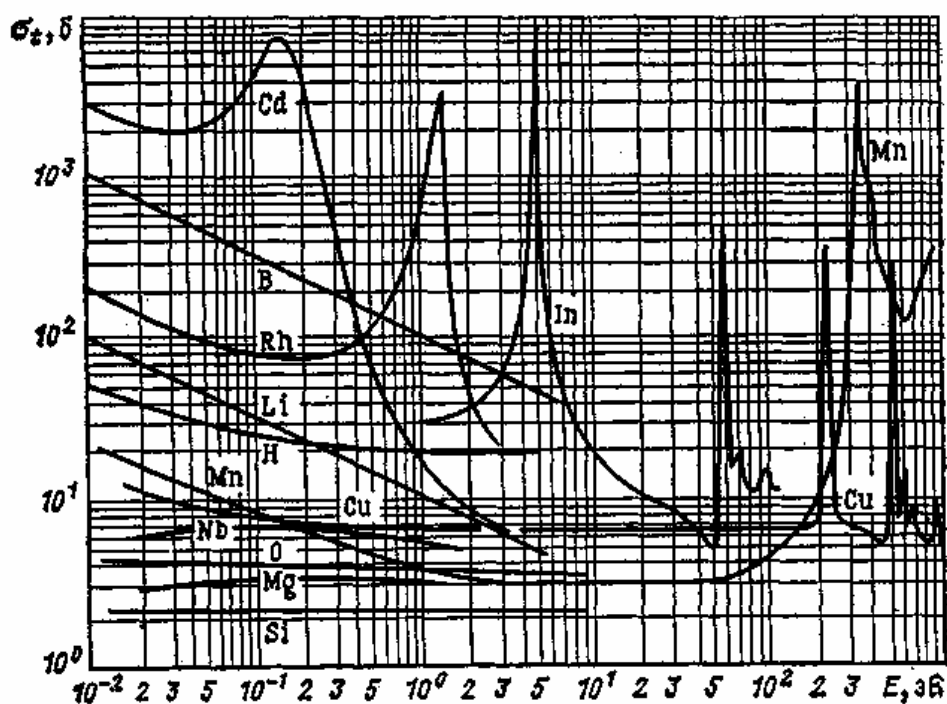


Рис.4.2. Зависимость полного эффективного сечения рассеяния и поглощения нейтронов от их энергии в области низких энергий

Если полное эффективное сечение σ_t определяется только упругим рассеянием σ_s , то с уменьшением энергии нейтронов оно или не изменяется (Nb, O, Mg, Si), или изменяется незначительно (Cu). Для некоторых элементов (Rh, Cd и др.) возрастание σ_t с уменьшением энергии объясняется влиянием радиационного захвата, который характерен для элементов со средней ($25 < A < 80$) и большой ($A > 80$) атомной массой.

При $E=10^{-1} \div 10^{-3}$ МэВ (рис. 4.3) выделяется характерная кривая для марганца: на медленно меняющийся компонент накладывается резонансный компонент с острыми максимумами, т. е. наблюдается явное преобладание резонансного рассеяния. При энергии более 0,1 МэВ сказывается вначале потенциальное рассеяние. При $E > 2$ МэВ у некоторых элементов (Cu, Fe, Co и др.) σ_t возрастает, а затем уменьшается вследствие снижения вероятности воздействия нейтронов на встречающиеся ядра.

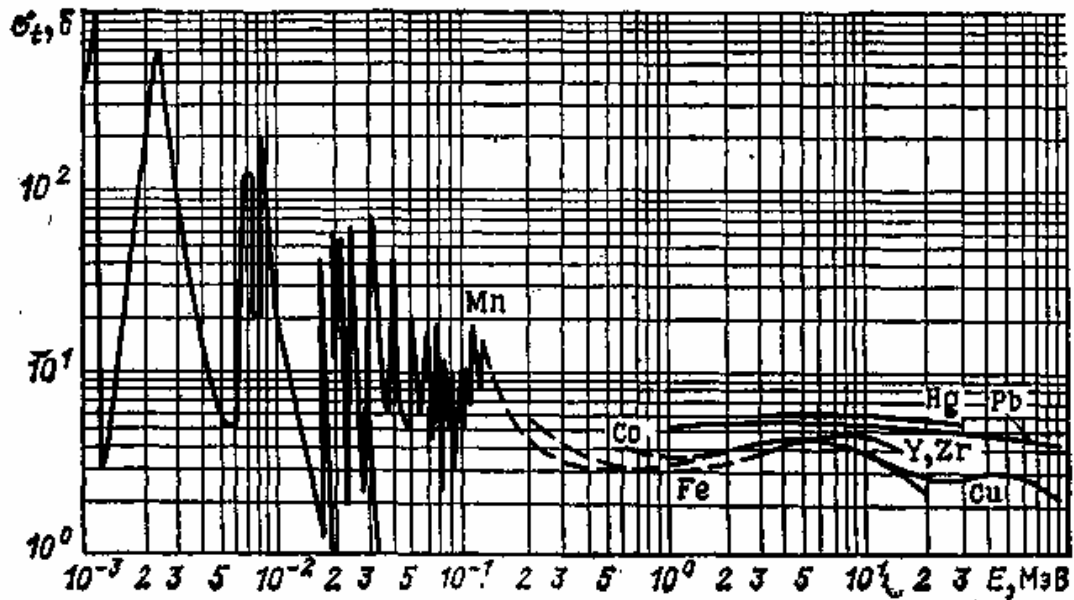


Рис. 4.3. Зависимость полного эффективного сечения рассеяния и поглощения нейтронов от их энергии в области промежуточных энергий

В случае упругого рассеяния нейтронов на ядрах отдачи изменяется как направление движения нейтрона, так и его кинетическая энергия.

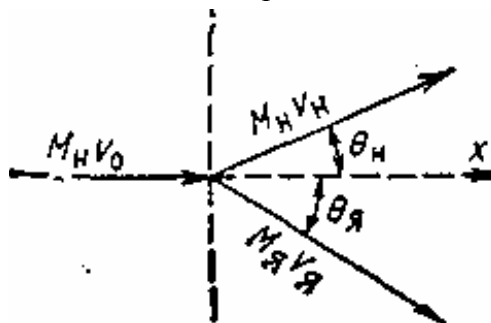


Рис. 4.4. Схема упругого рассеяния нейтрона

Для расчета энергии, теряемой нейтроном в процессе упругого рассеяния, применим законы сохранения энергии и импульса. Обозначим $M_я$ и M_n соответственно массы ядра и нейтрона. В процессе столкновения скорость нейтрона изменяется от v_0 до v_n . Ядро отдачи, находящееся до столкновения в покое, приобретает скорость $v_я$. При нелобовом соударении углы рассеяния, т. е. углы между направлением движения ядра отдачи и рассеянного нейтрона и первоначальным направлением движения нейтрона, обозначим соответственно $\theta_я$ и θ_n (рис. 4.4). Тогда

$$\frac{M_n v_0^2}{2} = \frac{M_n v_n^2}{2} + \frac{M_я v_я^2}{2}, \quad (4.9)$$

$$M_H v_0 = M_H v_H + M_J v_J, \quad (4.10)$$

$$v_0^2 = v_H^2 + \alpha v_J^2, \quad (4.11)$$

$$v_0 = v_H + \alpha v_J, \quad (4.12)$$

где

$$\alpha = M_J/M_H. \quad (4.13)$$

Перепишем выражение (4.12a) в проекциях на оси x и y

$$v_0 = v_H \cos \theta_H + \alpha v_J \cos \theta_J, \quad (4.14)$$

$$v_0 = v_H \sin \theta_H + \alpha v_J \sin \theta_J; \quad (4.15)$$

возведем в квадрат левые и правые части (4.14) и (4.15), затем сложим. Из выражений (4.9), (4.14) и (4.15) находим

$$\frac{v_J}{v_0} = \frac{2 \cos \theta_J}{\alpha + 1}. \quad (4.16)$$

Выражение (4.16) позволяет определить изменение энергии нейтрона:

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_J = E_0 - E_H; \\ \frac{\Delta E}{E_0} &= \frac{E_J}{E_0} = \frac{M_J v_J}{M_H v_0} = \frac{4\alpha \cos^2 \theta_J}{(\alpha + 1)^2} = \frac{4M_J M_H \cos^2 \theta_J}{(M_J + M_H)^2}, \end{aligned}$$

или

$$\Delta E = \frac{4M_J M_H \cos^2 \theta_J}{(M_J + M_H)^2} E_0. \quad (4.17)$$

При $\theta_J = 0$ (лобовое соударение) ядро получает максимальную энергию. Тогда

$$\Delta E = \frac{4M_J M_H}{(M_J + M_H)^2} E_0. \quad (4.18)$$

Иногда выражение (4.15) записывают как отношение энергии нейтрона после рассеяния к энергии нейтрона до рассеяния:

$$\frac{E_H}{E_0} = \left(\frac{M_J - M_H}{M_J + M_H} \right)^2. \quad (4.19)$$

Вещества, используемые для замедления быстрых нейтронов до тепловых, называются *замедлителями*. Наилучшими замедлителями являются такие, которые уменьшают скорость быстрых нейтронов до скорости тепловых нейтронов в результате наименьшего числа столкновений. К ним относятся водородсодержащие и углеродсодержащие вещества, например рассеяние быстрых нейтронов с энергией ниже 4–5 МэВ на углероде или рассеяние нейтронов с любой энергией на протоне. В случае лобового столкновения нейтронов с ядром ^{12}C отношение энергии нейтрона после рассеяния к энергии до рассеяния согласно (3.19) будет

$$\frac{E_H}{E_0} = \left(\frac{12-1}{12+1} \right)^2 = 0,72.$$

Следовательно, потеря энергии составляет 28 % первоначального значения. Чтобы уменьшить энергию нейтрона в 10 раз (например, от 1 МэВ до 100 кэВ), требуется в среднем около 15 столкновений с ядрами ^{12}C . При столкновении нейтрона с протоном отношение (3.19) равно нулю (массы сталкивающихся частиц примерно одинаковы). Это означает, что нейтрон может потерять всю свою энергию при одном столкновении с протоном.

Важную роль в замедлении быстрых нейтронов до нейтронов промежуточных энергий играет неупругое рассеяние на тяжелых ядрах.

Таким образом, замедление быстрых нейтронов в среде осуществляется за счет как неупругого, так и в основном упругого рассеяния.

Замедление быстрых нейтронов является необходимым процессом для осуществления цепной реакции деления естественной смеси изотопов урана в ядерных реакторах, для создания защиты от быстрых нейтронов, для получения искусственных радионуклидов.

При рассмотрении замедляющих свойств различных материалов вводится величина $\bar{\xi}$, называемая *среднелогарифмической потерей энергии (логарифмическим декрементом энергии)*:

$$\bar{\xi} = \overline{\ln \frac{E_0}{E_H}} = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}. \quad (4.20)$$

Из выражения (4.20) видно, что $\bar{\xi}$ зависит только от массового числа замедлителя и не зависит от энергии нейтронов. При каждом столкновении с ядром нейтрон теряет в среднем одну и ту же долю энергии, которой он обладал до соударения, пока его энергия не станет тепловой. Для каждого замедлителя $\bar{\xi}$ – величина постоянная. Зная $\bar{\xi}$, можно подсчитать среднее число соударений \bar{n} , необходимых для замедления быстрого нейтрона до теплового. Например, для замедления в углероде нейтрона от 2 МэВ до 0,025 эВ требуется следующее количество соударений:

$$\bar{n} = \frac{1}{\bar{\xi}} [\ln(2 \cdot 10^6) - \ln(25 \cdot 10^{-3})] = \frac{18.2}{\bar{\xi}} = 115.$$

По формуле (4.17) определяем $\bar{\xi}$ для углерода:

$$\bar{\xi} = 1 + \frac{(12-1)^2}{2 \cdot 12} \ln \frac{12-1}{12+1} = 0.158.$$

Из приведенного примера видно, что чем больше $\bar{\xi}$, тем лучше замедлитель. При достаточно больших значениях A ($A \geq 12$)

$$\bar{\xi} \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \approx \frac{2}{A}, \text{ и тогда } \bar{n} \approx \frac{A}{2} \ln \frac{E_0}{E_n}.$$

При малом значении A рекомендуется более точная формула

$$\bar{n} = \left(\frac{A}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{18A} \right) \ln \frac{E_0}{E_n}. \quad (4.21)$$

В табл. 4.1 приведены значения A , $\bar{\xi}$ и \bar{n} для некоторых веществ при замедлении нейтронов от 2 МэВ до 0,025 эВ. Из табл. 4.1 видно, что лучшими замедлителями должны быть вещества, содержащие водород (например, вода) или другие легкие элементы.

Таблица 4.1. Значения A , $\bar{\xi}$ и \bar{n}

Вещество	A	$\bar{\xi}$	\bar{n}
Водород	1	1,0	15
Дейтерий	2	0,726	25
Бериллий	9	0,208	85
Углерод	12	0,158	115
Уран	238	0,00838	2172

В табл. 4.2 для некоторых веществ приведены и другие параметры, рассматриваемые ниже. Из табл. 4.2 видно, что кроме $\bar{\xi}$ на процесс замедления существенно влияют макроскопическое сечение рассеяния Σ_S и макроскопическое сечение поглощения Σ_a . Критерием замедления является коэффициент замедления $\bar{\xi}(\Sigma_S/\Sigma_a)$.

Таблица 4.2. Параметры для H_2O , D_2O , Be , C

Вещество	$\bar{\xi}$	Σ_S , см ⁻¹	$\bar{\xi}\Sigma_S$, см ⁻¹	Σ_a , см ⁻¹	$\bar{\xi}\Sigma_S/\Sigma_a$	$t_{зам}$, 10 ⁻⁵ с	χ , см ²	$T_{диф}$, с	L_S , см	L , см
H ₂ O	0,927	1,71	1,59	0,0221	72	1	29	2,1·10 ⁻⁴	5,4	2,7
D ₂ O	0,51	0,349	0,178	3·10 ⁻⁵	5800	4,6	125	0,15	11	120
Be	0,209	0,867	0,187	1,24·10 ⁻³	146	6,7	85	4,3·10 ⁻³	9,3	22
C	0,158	0,368	0,061	3,62·10 ⁻⁴	168,5	15	315	1,2·10 ⁻²	17,7	54

Как видно из табл. 4.2, замедляющая способность $\bar{\xi}\Sigma_S$ для H₂O выше, чем для D₂O, но макроскопическое сечение поглощения Σ_a у простой воды выше, чем у тяжелой. В результате коэффициент замедления D₂O больше, чем коэффициент замедления H₂O.

При замедлении нейтрон перемещается от одного ядра к другому по прямой. Средняя длина пути, который проходит нейтрон между двумя последовательными соударениями до первого рассеяния, называется *средней длиной свободного пробега* λ_S . Она представляет собой обратную величину макроскопического сечения рассеяния Σ_S и имеет размерность длины, т. е.

$$\lambda_S = \frac{1}{n_A \sigma_S}.$$

Если толщина рассеивающей среды равна средней длине свободного пробега $x = \lambda_S$, то плотность потока нейтронов уменьшается в e раз [$\varphi_0/\varphi_x = \exp(-x/\lambda_S)$; $\varphi_0/\varphi_x = e$], и величину λ_S называют *длиной релаксации*.

Средняя длина пути теплового нейтрона до его поглощения называется *средней длиной пробега до поглощения* λ_a :

$$\lambda_a = \frac{1}{n_A \sigma_a} = \frac{1}{\Sigma_a},$$

где Σ_a – макроскопическое сечение поглощения.

Таким образом, полное макроскопическое сечение Σ_t (с учетом рассеяния и поглощения) равно

$$\Sigma_t = \frac{1}{\lambda_t} + \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_a}. \quad (4.22)$$

Если нейтрон движется с постоянной скоростью v , среднее время между двумя столкновениями будет

$$t = \frac{\lambda_t}{v}. \quad (4.23)$$

Число столкновений за 1 с равно

$$\frac{1}{t} = \frac{v}{\lambda_t} = v\Sigma_t. \quad (4.24)$$

Среднее расстояние, проходимое нейтроном в первоначальном направлении до поворота на угол $\theta \geq 90^\circ$, называют *транспортной длиной пробега*. Она равна

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - \cos \theta} = \frac{\lambda_s}{1 - \frac{2}{3A}}, \quad (4.25)$$

где θ – угол рассеяния нейтрона.

Среднее расстояние (по прямой), на которое перемещается нейтрон в процессе замедления от первоначальной точки, определяется формулой

$$r^2 = \frac{2\bar{n}\lambda_s^2}{1 - \frac{2}{3A}} = 2\bar{n}\lambda_s\lambda_{tr}. \quad (4.26)$$

При $A = 1$ (для водорода)

$$r^2 = 6\bar{n}\lambda_s^2. \quad (4.26)$$

Если замедляющая среда имеет малое значение $\bar{\xi}$ и слабую зависимость от энергии, т. е. если замедление можно рассматривать как непрерывный процесс, используют приближенную *теорию возраста*. По этой теории процесс замедления описывается уравнением, аналогичным уравнению теплопроводности:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} q(\chi, z) = \frac{\partial q}{\partial \chi}(\chi, z), \quad (4.28)$$

где $q(\chi, z)$ – плотность замедления нейтронов (число нейтронов в единичном объеме в окрестности точки \vec{r} , которые при замедлении в процессе уменьшения энергии от первоначальной

E_0 достигли значения энергии E); $\chi = \int_E^{E_0} \frac{\lambda_s \lambda_{tr}}{3\bar{\xi}} \frac{dE}{E}$ – возраст нейтронов (при малом сбросе

энергии при одном соударении нейтрона с ядром величина χ однозначно связана с энергией нейтронов E и временем замедления), χ имеет размерность квадрата длины.

Используя теорию возраста, можно получить ряд практических результатов по замедлению нейтронов. Для плоского изотропного источника быстрых моноэнергетических нейтронов при потоке энергии нейтронов F_w в единицу времени в бесконечной однородной среде решение уравнения (4.28) будет иметь вид:

$$q(\chi, r) = \frac{F_w e^{-\frac{r^2}{4\chi}}}{\sqrt{4\pi\chi}}. \quad (4.29)$$

Для точечного изотропного моноэнергетического источника

$$q(\chi, r) = (4\pi\chi)^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{r^2}{4\chi}}. \quad (4.30)$$

Можно показать, что средний квадрат расстояния $\overline{r^2}$ от источника до места, где нейтрон достигает значения энергии E , связан со значением возраста χ соотношением $\overline{r^2} = 6\chi$, откуда

$$\chi = \frac{1}{6} \overline{r^2}. \quad (4.31)$$

Величину $\sqrt{\chi}$ называют *длиной замедления* и обозначают L_S :

$$L_S = \sqrt{\chi}. \quad (4.32)$$

Возраст нейтрона χ и длина замедления L_S для различных веществ приведены в табл. 4.2.

Замедлившийся до тепловой скорости нейтрон продолжает двигаться в среде до тех пор, пока среда не поглотит его или он не вылетит за ее пределы. Уравнение диффузии, выражающее баланс изменения потока нейтронов во времени вследствие притока нейтронов из соседних областей, поглощения и образования нейтронов, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \nabla^2 \varphi(r) - \frac{\varphi(r)}{L_S^2} + \frac{F_w(r)}{D_T}, \quad (4.33)$$

Где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа в прямоугольных координатах, $F_w(r)$ – *поток энергии* нейтронов, т. е. скорость образования тепловых нейтронов за счет замедления быстрых нейтронов; L_S – *длина диффузии*, характеризующая средний путь, который проходит нейтрон по прямой с того момента, как он стал тепловым, до момента его поглощения средой; D_T – *коэффициент диффузии*.

Длина диффузии и коэффициент диффузии связаны между собой следующим образом:

$$L = \sqrt{\frac{D_T}{\Sigma_a}}. \quad (4.34)$$

Так как нейтрон не имеет электрического заряда, на него не действует кулоновское поле ядра. Однако когда нейтрон очень близко подходит к ядру, на него начинают действовать ядерные силы и он может быть захвачен ядром. Ядра с большим эффективным сечением захвата $\sigma_{n,\gamma}$ имеют малое эффективное сечение упругого рассеяния σ_s .

4.3. Ядерные реакции под действием нейтронов

4.3.1. Реакция (n, γ)

Как уже указывалось, для того чтобы нейтроны были зарегистрированы, необходимо их конвертировать в заряженные частицы. Одним из путей для конверсии нейтронов являются ядерные реакции. Здесь будут указаны основные ядерные реакции, часть которых существенна для регистрации нейтронов.

Хотя в результате реакции (n, γ) не появляется заряженной частицы, тем не менее в некоторых случаях ее удобно использовать для регистрации нейтронов. Самая употребляемая реакция радиационного захвата – захват нейтрона ядром ^{113}Cd . Для естественной смеси

нуклидов сечение для тепловых нейтронов $\sigma_0 = 2550 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

При захвате ядром теплового нейтрона ядро находится в возбужденном состоянии, переход из которого в основное состояние сопровождается γ -излучением. Примером таких реакций могут служить $^{113}\text{Cd} (n, \gamma) ^{114}\text{Cd}$, $^1\text{H} (n, \gamma) ^2\text{D}$ и др.

Эффективное сечение захвата $\sigma_{n,\gamma}$ нейтронов изменяется обратно пропорционально скорости нейтронов (закон $1/v$: рис. 4.4, кривая 1).

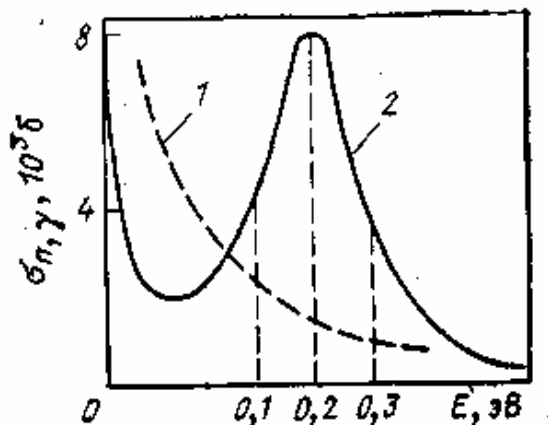


Рис. 4.4. Зависимость эффективного сечения захвата $\sigma_{n,\gamma}$ нейтронов от их энергии: 1 – закон $1/v$; 2 – резонансное увеличение $\sigma_{n,\gamma}$ для ^{113}Cd

Определяется эта закономерность временем взаимодействия между нейтроном и ядром. Чем меньше скорость нейтрона, тем продолжительнее время его пребывания вблизи ядра и соответственно больше вероятность захвата. На эту закономерность накладываются резонансные эффекты, которые выражаются в резком возрастании $\sigma_{n,\gamma}$ при определенных значениях энергии нейтронов. Например, для кадмия $(\sigma_{n,\gamma})_{\text{макс}} \approx 8 \cdot 10^3$ б при $E_n = 0,2$ эВ (рис. 4.4, кривая 2). Резонансный захват объясняется равенством энергии поглощаемых нейтронов и энергии, необходимой для перехода ядра на соответствующий энергетический уровень. Резонансный пик может быть узким, если узким является промежуточный энергетический уровень.

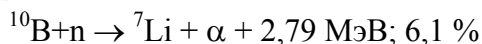
Кадмий, состоящий из восьми изотопов (^{114}Cd – 29,8 %, ^{112}Cd – 24%, ^{111}Cd – 12,8%, ^{110}Cd – 12,4%, ^{113}Cd – 12,3% и др.), имеет $\sigma_{n,\gamma} = 2400$ б при энергии $E_n = 0,18$ эВ. Изотоп ^{113}Cd , у которого $\sigma_{n,\gamma} = 25 \cdot 10^3$ б, при облучении тепловыми нейтронами превращается в изотоп ^{114}Cd по известной реакции $^{113}\text{Cd} (n, \gamma) ^{114}\text{Cd}$. Кадмий является высокоэффективным поглотителем тепловых нейтронов, так как главный резонансный максимум шириной около 0,2 эВ находится в области тепловых нейтронов (резонансные максимумы отделены друг от друга несколькими десятками электрон-вольт). Кадмий широко применяется для защиты от тепловых нейтронов.

Спектры гамма-излучения радиационного захвата, как правило, очень сложны, так как разрядка исходного возбужденного состояния происходит многими путями, включающими многоступенчатые каскадные переходы. Полная энергия гамма-излучения, испускаемого при захвате нейтрона ядром ^{113}Cd , составляет приблизительно 9 МэВ.

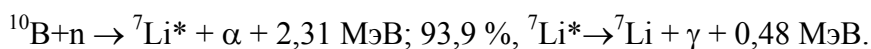
4.3.2. Реакции (n, α) и (n, p)

При действии тепловых нейтронов на некоторые легкие ядра возможны реакции типа (n, p) , (n, α) . Эти реакции представляют интерес для детектирования нейтронов, поскольку они, будучи нейтральными, ионизации не производят.

При облучении нейтронами бора или лития наблюдаются реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$. Рассмотрим пример первой реакции – тепловых нейтронов с ядрами бора-10, которая идёт с выделением альфа-частиц:



или



С ростом энергии нейтронов общий энергетический выход реакции растёт. Поскольку энергия тепловых нейтронов пренебрежимо мала по сравнению с энергией, освобождающейся в реакции, их можно считать покоящимися. Следовательно, суммарный импульс участников реакции до взаимодействия равен нулю. Равен нулю он и после взаимодействия. В результате продукты реакции разлетаются в противоположные стороны и делят между собой освобождающуюся энергию в отношении, обратном пропорциональному массам: альфа-частица получает 7/11 энергии, а ядро лития – 4/11.

Энергия, остающаяся в среде (детектора), зависит от судьбы гамма-кванта. Если он поглощается в том же детекторе, то она равна 2,79 МэВ, если улетает, то 2,31 МэВ. Сечение реакции для тепловых нейтронов (кинетическая энергия $E = 0,025 \text{ эВ}$) равно

$$\sigma_0(^{10}\text{B}) = (3840 \pm 11) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

В естественной смеси изотопов нуклид ^{10}B содержится в концентрации 19,8%, а нуклид ^{11}B – 80,2%. Поэтому для естественной смеси изотопов сечение меньше:

$$\sigma_0(^{10}\text{B} + ^{11}\text{B}) = (758 \pm 4) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

С ростом энергии нейтронов сечение падает по закону $1/v$ достаточно точно вплоть до 10^4 эВ . Зависимость сечения от энергии при больших энергиях приведена на рис. 4.5, а.

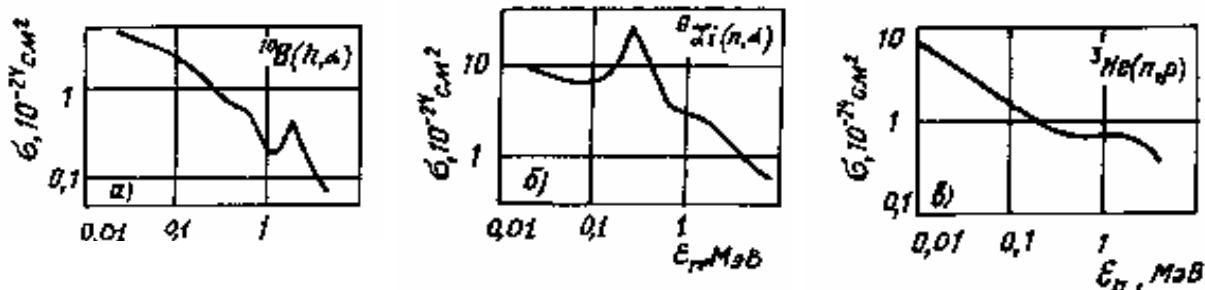
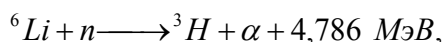


Рис. 4.5. График зависимости сечения захвата нейтронов от их энергии для реакции (n, α) и (n, p) : а) ^{10}B ; б) ^6Li ; в) ^3He

Реакция теплового нейтрона с ^6Li характеризуется следующими параметрами:



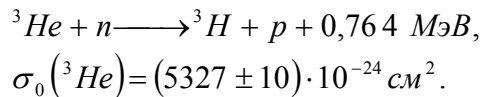
$$\sigma_0(^6\text{Li}) = (936 \pm 6) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Поскольку в естественной смеси изотопов нуклид ^6Li составляет 7,52%, то сечение для смеси

$$\sigma_0(^6\text{Li} + ^7\text{Li}) = 70,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

С ростом энергии сечение следует закону $1/v$ до энергии порядка 1 кэВ и имеет широкий резонанс при энергии 250 кэВ (рис. 4.5, б).

Для реакции с гелием-3:



Зависимость сечения от энергии в области высоких энергий приведена на рис. 4.5, в. Сечения упругого рассеяния медленных нейтронов для перечисленных нуклидов равны:

$$\sigma_{\text{уп}}({}^{10}\text{B}) = 4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \sigma_{\text{уп}}({}^6\text{Li}) = 1,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \sigma_{\text{уп}}({}^3\text{He}) = 0,8 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Реакции типа (n, p) , например ${}^{27}\text{Al} (n, p) {}^{27}\text{Mg}$, или (n, α) , например ${}^{27}\text{Al} (n, \alpha) {}^{24}\text{Na}$, возможны в том случае, если быстрый нейтрон передает протону или α -частице достаточно энергии, чтобы последние смогли пройти через потенциальный барьер и покинуть ядро. Вероятность реакции (n, p) или (n, α) зависит от энергии нейтрона. Реакция (n, α) происходит при большей энергии нейтрона, чем реакция (n, p) . В большинстве случаев конечное ядро реакции (n, p) или (n, α) радиоактивно и в дальнейшем претерпевает β -распад. При реакции (n, p) конечное ядро превращается в исходное, например при облучении азота тепловыми нейтронами происходит реакция с выделением протонов ${}^{14}\text{N} (n, p) {}^{14}\text{C}$. Изотоп ${}^{14}\text{C}$ β -радиоактивен и распадается с образованием начального продукта ${}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N} + {}^0_{-1}\beta$.

Подобные реакции происходят с элементами, имеющими атомный номер $Z < 40$; более тяжелые элементы имеют очень высокий потенциальный барьер для протонной и α -эмиссии.

Быстрые нейтроны с энергией 10 МэВ и более могут вызвать реакцию $(n, 2n)$, а при бомбардировке ядер нейтронами с энергией 20 МэВ может произойти реакция $(n, 3n)$, которая сопровождается реакцией $(n, 2np)$.

4.3.3. Реакции (n, f)

Тяжелые ядра могут делиться под действием нейтронов. Некоторые – под действием нейтронов любой энергии, другие только под действием быстрых. Свойства нуклидов, делящихся под действием тепловых нейтронов, приведены в табл. 4.3.

Свойства нуклидов, делящихся под действием быстрых нейтронов, приведены в табл. 4.4.

Таблица 4.3. Свойства нуклидов, делящихся под действием тепловых нейтронов

Нуклид	σ_f для тепловых нейтронов, 10^{-24} см^2	σ_f при $E_n = 3 \text{ МэВ}$, 10^{-24} см^2	$t_{1/2}$ относительно α -распада, годы
${}^{233}\text{U}$	530	1,9	$1,62 \cdot 10^5$
${}^{235}\text{U}$	582	1,3	$7,13 \cdot 10^8$
${}^{239}\text{Pu}$	750	2,0	$2,44 \cdot 10^4$

В результате деления появляются, как правило, два осколка – тяжелые заряженные частицы со средними массами, примерно относящимися как 2:3. Суммарная кинетическая энергия осколков деления, например при делении ${}^{238}\text{U}$, составляет $\sim 180 \text{ МэВ}$.

Таблица 4.4. Свойства нуклидов, делящихся под действием быстрых нейтронов

Нуклид	Пороговая энергия E_p , МэВ	σf при $E_p = 3$ МэВ, 10^{-24} см ²	$t_{1/2}$ относительно α -распада, годы
232Th	1,3	0,14	$1,39 \cdot 10^{10}$
231Pa	0,6	1,1	$3,4 \cdot 10^4$
234U	0,4	1,5	$2,52 \cdot 10^5$
238U	0,8	0,85	$2,4 \cdot 10^7$
236U	1,2	0,55	$4,51 \cdot 10^9$
237Np	0,4	1,5	$2,2 \cdot 10^6$
209Bi	50	1,5	$2 \cdot 10^{17}$

4.3.4. Реакции активации

Многие ядра, захватившие нейтрон, становятся радиоактивными. По активности образующегося нуклида можно определять величину нейтронного потока, а при определенных условиях и энергетическое распределение.

Сечения активации зависят от энергии нейтронов по-разному у различных ядер. Есть вещества, в которых наведенная активность возникает, если энергия нейтронов больше некоторой пороговой величины. Есть вещества, обладающие особенно большой чувствительностью в узкой полосе энергий благодаря резонансному пику. Наконец, некоторые нуклиды активируются тепловыми нейтронами.

В табл. 4.5 приведены свойства некоторых активационных детекторов.

Таблица 4.5. Свойства активационных детекторов

Элемент	Вещество детектора			Продукт активации		
	$\sigma_{акт}$ для тепловых нейтронов, 10^{-24} см ²	Резонансная энергия, эВ	Резонансный интеграл, 10^{-24} см ²	Нуклид	$t_{1/2}$	Основная активность (энергия, МэВ)
In	145	1,45	2640	¹¹⁶ In	54,1 мин	β^- , γ (различные энергии)
Dy	2600	54	-	¹⁶⁵ Dy	139,2 мин	β^- (1,25; 0,88; 0,42); γ (0,09; 0,36; 0,76)
Au	96	4,9	1558	¹⁹⁸ Ag	27 дней	β^- (0,963); γ (0,41)

5. ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ

5.1. Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) заряженных частиц в кристаллах

5.1.1. Условия возникновения ПРИ

Исследования взаимодействий релятивистских заряженных частиц с кристаллами приобретают все более важное значение как в фундаментальном аспекте, так и для целей их практического использования. В последнее время был предсказан и обнаружен экспериментально ряд новых радиационных механизмов, обусловленных наличием дальнего порядка в кристаллах. Среди них можно указать параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ). Это излучение генерируется при движении ультрарелятивистских заряженных частиц с постоянной скоростью через периодически неоднородную среду в условиях динамической дифракции испускаемых фотонов. ПРИ является аналогом оптического излучения Вавилова-Черенкова в рентгеновском диапазоне частот.

В работе Файнберга и Хижняка была впервые решена задача об оптическом излучении заряженной частицы, равномерно движущейся в одномерной периодической среде, состоящей из набора пластин с различными диэлектрическими проницаемостями. Было показано, что кроме известного излучения Вавилова-Черенкова, обусловленного отличием от единицы средней диэлектрической проницаемости среды, возможен и другой механизм излучения. Он возникает вследствие того, что собственные электромагнитные волны в слоистой среде отличны от плоских, причем это отличие существенно для длин волн, сравнимых с пространственным периодом среды. Такой механизм излучения был назван параметрическим излучением Вавилова-Черенкова.

Тер-Микаэлян в 1969 г. рассмотрел задачу об излучении заряженной частицы, пролетающей с $v = const$ через трехмерную периодическую среду (кристалл) в рамках теории возмущений. Было показано, что при выполнении определенных интерференционных (резонансных) условий возникает излучение, названное автором резонансным. Характерным свойством этого излучения является зависимость энергии испускаемых квантов от энергии частиц. Предсказывалось наличие боковых дифракционных максимумов излучения, т.е. фотонов, испускаемых под большими углами к направлению скорости частицы, что принципиально отличает излучение при движении ультрарелятивистской заряженной частицы через кристалл от того же процесса в аморфной среде, где излучение сосредоточено в конусе с углом раствора $\Delta\theta \sim mc^2/E = 1/\gamma$ вдоль направления движения частицы. Однако данное рассмотрение ограничивалось только случаем тонких кристаллов и, строго говоря, не относилось к случаю параметрического излучения Вавилова-Черенкова.

В 1971 г. белорусский физик В. Г. Барышевский показал, что преломление и дифракция испускаемых фотонов в толстых кристаллах приводит к качественно новым эффектам по сравнению с черенковским, переходным и тормозным излучениями частиц. Учет аномального прохождения и динамической дифракции рентгеновских квантов существенно изменяет сечения электромагнитных процессов в кристаллах.

Детальный анализ механизма генерации рентгеновского излучения равномерно движущейся в кристалле заряженной частицей позволил сделать вывод о том, что рассматри-

ваемое излучение действительно имеет такую же природу, что и излучение Вавилова-Черенкова в оптике.

Параметрическое рентгеновское излучение, возникающее при равномерном движении релятивистской заряженной частицы в кристалле, обусловлено пространственно-периодической зависимостью диэлектрической проницаемости кристалла. Механизм генерации ПРИ можно пояснить следующим образом. Как известно, показатель преломления кристалла в рентгеновском диапазоне вдали от характерных атомных частот дается следующим выражением:

$$n(\omega) = 1 - \frac{\omega_L^2}{2\omega^2}, \quad (5.1)$$

где ω – частота излучения, $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 n_0 Z/m}$ – ленгмюровская частота среды, описывающая продольные колебания плазмы. Так как в рентгеновском диапазоне всегда $n < 1$, возникновение излучения Вавилова-Черенкова невозможно при любых энергиях частицы. Однако при выполнении условий дифракции показатель преломления испускаемых в кристалле фотонов $n(\vec{k}, \omega)$ может стать величиной, большей единицы. Таким образом, условие Вавилова-Черенкова

$$1 - n(\vec{k}, \omega) \cos \theta = 0 \quad (5.2)$$

в рентгеновском диапазоне частот может выполняться в кристаллах для определенных частот и углов. При этом частота излучения определяется параметрами кристалла и не зависит от энергии частицы, поэтому-то рассматриваемое излучение и получило название параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) Вавилова-Черенкова.

Наглядно процесс генерации ПРИ может быть представлен следующим образом. Пусть ультрарелятивистский ($E \gg mc^2$) электрон влетает в кристалл, произвольно ориентированный относительно скорости электрона v . Известно, что собственное электромагнитное поле релятивистской заряженной частицы можно представить в виде суперпозиции псевдофотонов, свойства которых близки к свойствам реальных фотонов. При этом их угловой разброс $\Delta\theta \sim m/E$, а спектральное распределение равно

$$N(\omega)d\omega = \frac{e^2}{\pi\omega} \ln\left(\eta \frac{E}{\omega}\right) d\omega, \quad (5.3)$$

где ω – частота псевдофотона, η – величина, примерно равная единице, $h = c = 1$. Электромагнитное взаимодействие релятивистского электрона с кристаллом в этом случае может рассматриваться как взаимодействие с кристаллом пучка фотонов с угловым разбросом $\Delta\theta$ и спектром (5.3) (метод эквивалентных фотонов). Поскольку спектр (5.3) непрерывен, то для каждого вектора обратной решетки кристалла (обратная решётка, соответствующая данной атомной кристаллической решётке, есть точечная трёхмерная решётка в абстрактном обратном пространстве, в котором расстояния имеют размерность обратной длины) найдутся псевдофотоны, которые будут дифрагировать на соответствующей системе плоскостей. Если при этом выполняется условие (5.2), то параметрическое излучение в кристалле создаст дифракционную картину, аналогичную картине, возникающей при дифракции полихроматического пучка рентгеновского излучения. В частности, псевдофотоны с импульсом, удовлетворяющим условию дифракции Вульфа-Брэгга

$$(\vec{k} + \vec{\tau})^2 \approx k^2 \quad (5.4)$$

с одним из векторов $\vec{\tau}$, будут формировать рефлекс под углом $2\theta_B$ к направлению влёта электрона (θ_B – угол между вектором скорости заряженной частицы v и плоскостями, соответствующими вектору $\vec{\tau}$). В зависимости от ориентации $\vec{\tau}$ относительно базовой плоскости

при нормальном падении пучка на кристалл, ПРИ может быть направлено как под углом, меньшим $\pi/2$, относительно \vec{v} (случай Лауэ), так и под углом, большим $\pi/2$ (случай Брэгга) (рис. 5.1).

Испускание рентгеновских фотонов под большими углами к скорости частицы является наиболее характерным свойством ПРИ, отличающим его от других радиационных механизмов, возникающих при взаимодействии заряженных частиц с веществом. Отметим, что для ультрарелятивистских частиц углы вылета практически не зависят от энергии частицы E , а определяется только структурой кристалла и его ориентацией относительно вектора скорости частицы \vec{v} . В результате фотоны, испускаемые в направлениях $\vec{k}_B = \omega_B \vec{v} + \vec{\tau}$, имеют угловую расходимость $\Delta\theta \sim m/E$. Их частоты сосредоточены в узком интервале $\Delta\omega/\omega_B$ вблизи величин

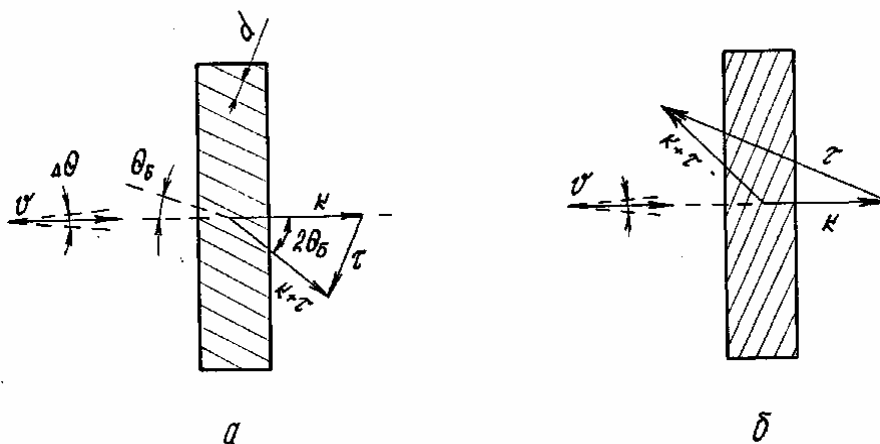


Рис. 5.1. Кинематика параметрического рентгеновского излучения: а) случай Лауэ; б) случай Брэгга

$$\omega_B^{(n)} = \frac{\pi n}{d \sin \theta_B}, \quad n = 1, 2, 3, \dots (5.5)$$

определяемых соответствующими векторами, где d – расстояние между кристаллографическими плоскостями. Следует указать, что вклад в рефлекс также может вносить дифрагированное тормозное излучение.

5.1.2. Свойства параметрического рентгеновского излучения

Основными отличиями ПРИ являются:

- монохроматичность;
- плавное изменение длины волны путём поворота кристалла;
- направленность и поляризованность;
- независимость длины волны от энергии падающего пучка частиц;
- возможное направление излучения до 180° .

На рис. 5.2 показан типичный спектр ПРИ, полученный от пучка электронов 8,3 МэВ, зарегистрированный кремний-литиевым детектором под углом 44° по отношению к оси пучка (Endo *et al*, Phys.Rev. E51 (1995) Hiroshima Uni, 900 MeV). На рис. 5.3 приведен энергетический спектр ПРИ для пучка энергией $E_0 = 855$ МэВ и угле Брэгга $22,5^\circ$ (Brenzinger *et al*, Z.Phys.A (1997) MAMI, Mainz, 855 MeV). При ориентации кристалла $\langle 111 \rangle$ максимум излучения приходится на энергию 5 кэВ, при ориентации $\langle 333 \rangle$ – 15 кэВ; $\langle 444 \rangle$ – 20 кэВ, $\langle 555 \rangle$ – 25 кэВ. Пик 22кэВ соответствует флуоресцентному излучению серебра. Рис. 5.4.

иллюстрирует перестройку энергии параметрического рентгеновского излучения в пределах 40 % относительно средней энергии 17.7 keV.

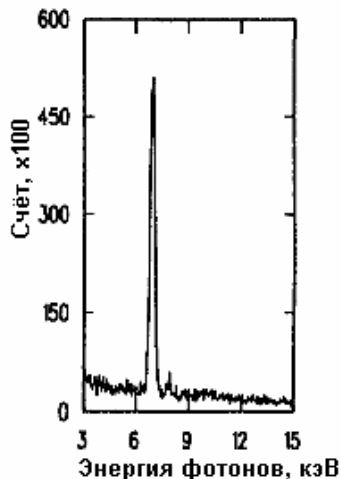


Рис.5.2. Типичный спектр ПРИ, полученный на алмазе с ориентацией $\langle 111 \rangle$ толщиной 55 мкм от пучка электронов 8,3 МэВ, зарегистрированный под углом 44° по отношению к оси пучка

На рис. 5.5. показано угловое распределение ПРИ. Наблюдается тонкая структура пиков: угловое распределение вблизи рефлексов $\langle 111 \rangle$ под углами Брэгга 9° и 25° . Θ_{ph} есть характеристическая величина углового распределения псевдофотонов.

На рис. 5.6 показан пример возможной конструкции рентгеновской трубки, излучающей направленное монохроматическое поляризованное параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), возникающее вследствие взаимодействия направленного пучка электронов с толстым кристаллом. Возможно плавное изменение частоты излучения вследствие изменения угла падения пучка электронов. Диапазон излучения от единиц до сотен кэВ. Такие источники рентгеновского излучения могут найти применение для изучения кристаллов. Источник узкополосного рентгеновского излучения, в пределе одночастотного, идеально приспособлен для решения такого рода задач.

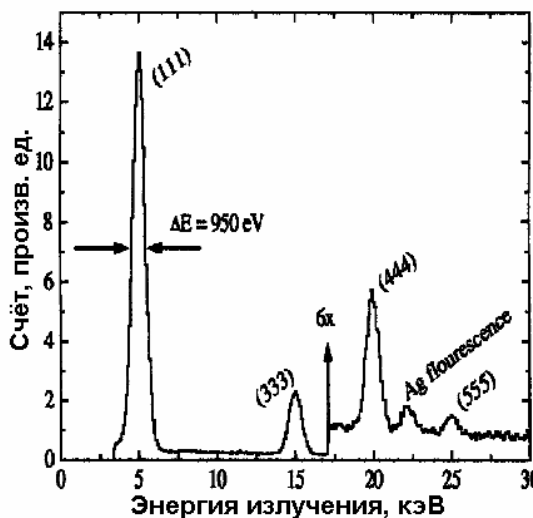


Рис. 5.3. Энергетический спектр ПРИ для пучка энергией $E_0 = 855$ МэВ и угле Брэгга $22,5^\circ$

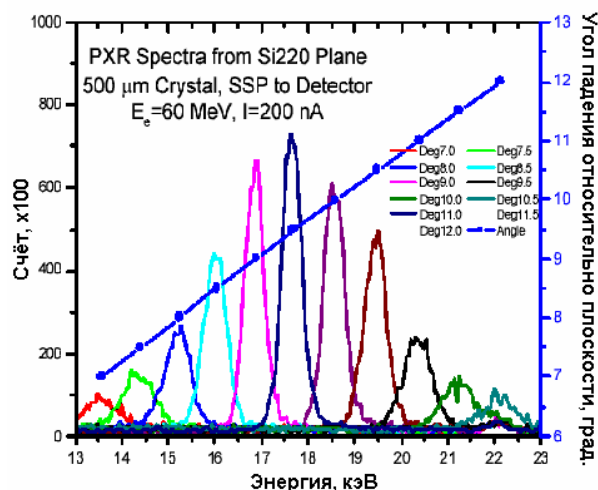


Рис. 5.4. Перестройка энергии параметрического рентгеновского излучения в пределах 40 % относительно средней энергии 17.7 keV

Применение ПРИ перспективно и в медицине. В случае маммографических исследований отсутствие излучения за пределами требуемого спектра может снизить дозу облучения пациента в 10–50 раз по сравнению с обычной рентгеновской трубкой.

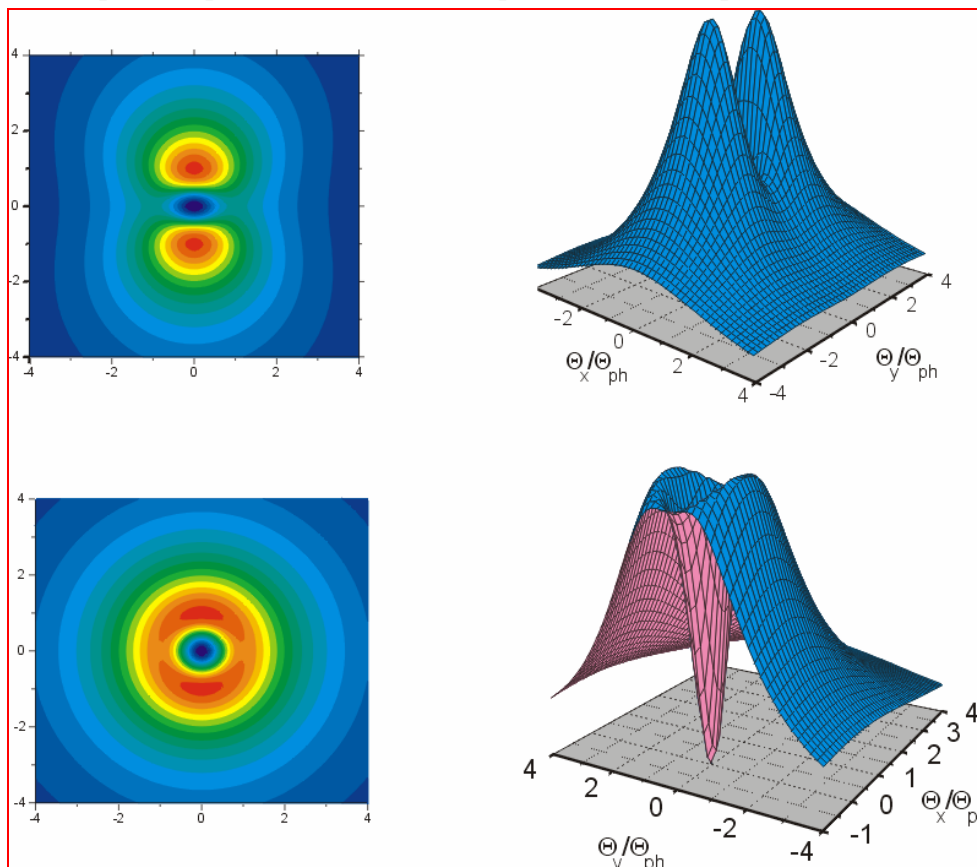


Рис. 5.5. Угловое распределение ПРИ

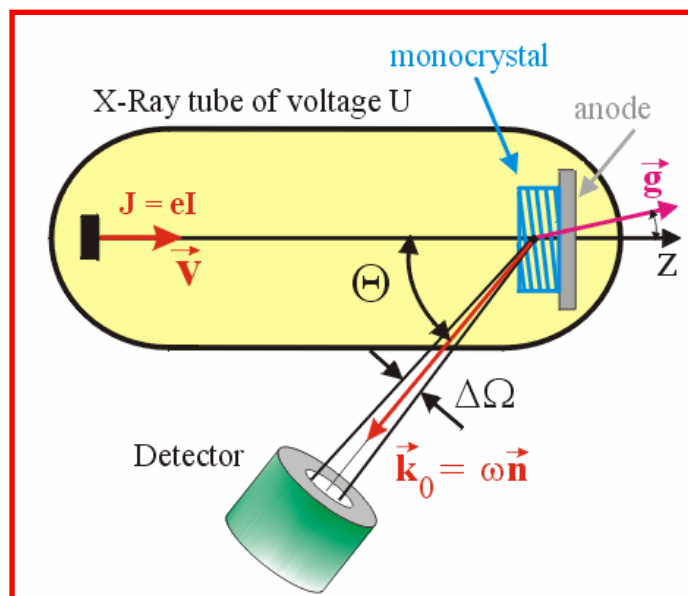


Рис. 5.6. Рентгеновская трубка, излучающая направленное монохроматическое параметрическое излучение

5.2. Каналирование заряженных частиц в кристаллах

5.2.1. Физика каналирования

Каналированием заряженных частиц называется движение заряженных частиц внутри монокристалла вдоль «каналов», образованных параллельными рядами атомов или плоскостей. Каналирование заряженных частиц было предсказано М. Т. Робинсоном (M. T. Robinson) и О. С. Оэном (O. S. Oen) в 1961 г. и обнаружено в 1963 г. Различают аксиальное и плоскостное каналирование. Аксиальное каналирование наблюдается, когда пучок быстрых заряженных частиц падает на монокристалл под малым углом к одной из кристаллографических осей. При этом положительно заряженная быстрая частица (например, протон), приближаясь к одной из цепочек атомов, параллельных кристаллографической оси, в результате серии последовательных актов слабого рассеяния на упорядоченно расположенных атомах как бы плавно искривляет свою траекторию так, что наблюдается почти зеркальное отражение частицы от цепочки ($\theta_2 \sim \theta_1$; рис. 5.7, кривая *a*).



Рис. 5.7. Траектории заряженных частиц в кристалле при угле падения на грань кристалла $\theta_1 < \theta_L$ (кривая *a*) и при $\theta_1 > \theta_L$ (кривая *б*)

Из теории следует, что такого рода «зеркальность» наблюдается при ($\theta_1 \sim \theta_L$, где θ_L – так называемый угол Линдхарда, который определяется соотношением

$$\theta_L = \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\varepsilon l}}. \quad (5.4)$$

Здесь $Z_1 e$, $Z_2 e$ – заряды движущейся частицы и ядра атома монокристалла, ε – энергия частицы, l – расстояние между соседними атомами в цепочке. При таком движении частица в течение всего времени удерживается вдали от ядер, находящихся на оси цепочки. При увеличении θ_1 до значений $\theta_1 > \theta_L$ характер движения изменяется. Частица может испытывать близкие столкновения с ядрами, в результате которых она рассеивается на большой угол (кривая *б*) и далее движется так же, как в неупорядоченной среде. Угол θ_L составляет величину порядка долей градуса. В толще кристалла частица, движущаяся в режиме аксиального каналирования, испытывает последовательные акты «зеркального» отражения от разных цепочек. В поперечной плоскости движение такой частицы в общем случае представляет случайное блуждание (рис. 5.8).

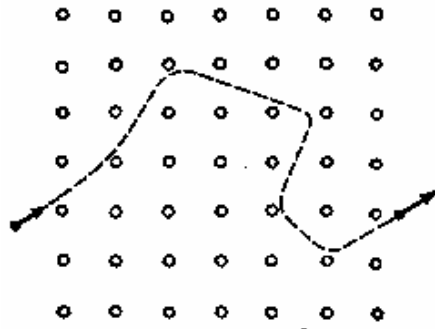


Рис. 5.8. Случайное блуждание заряженной частицы в кристалле

Плоскостное каналирование наблюдается при падении пучка под малым углом к кристаллографической плоскости. В этом случае частицы попеременно отражаются от соседних плоскостей; их траектория напоминает синусоиду (рис. 5.9). При этом частица также удерживается вдали от ядер.

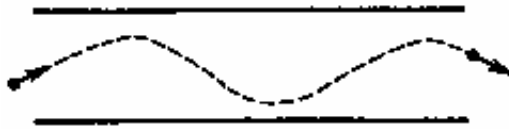


Рис. 5.9. Плоскостное каналирование заряженной частицы в кристалле

Наиболее ярко каналирование может проявляться в угловых распределениях продуктов ядерных реакций на монокристаллической мишени (рис. 5.10).

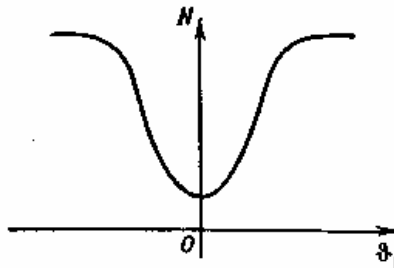


Рис. 5.10. Зависимость числа зарегистрированных частиц N – продуктов реакции от угла θ_1 между кристаллографической осью и направлением падающего пучка

Резкое уменьшение интенсивности вылетающих частиц при $\theta_1 = 0$ свидетельствует о том, что основная часть падающего пучка попадает в режим каналирования, и вероятность столкновений с ядрами, а следовательно, протекания ядерных реакций существенно снижается.

Удержание каналированных частиц вдали от оси цепочки приводит и к другим физическим явлениям. Так, при $\theta_1 < \theta_L$ уменьшается выход характеристических рентгеновских лучей от внутренних электронных оболочек. Каналированные частицы имеют существенно большие пробеги по сравнению с частицами, движущимися в отсутствие каналирования. Это связано, с одной стороны, с тем, что отсутствие близких столкновений с ядрами уменьшает ядерные потери энергии, а с другой – траектория каналированных частиц лежит в области пониженной электронной плотности; при этом ионизационные потери уменьшаются.

Первоначально каналирование наблюдалось для пучков положительно заряженных лёгких ионов (протоны, дейтроны, α -частицы) при энергии порядка 1 МэВ. В этом случае из-

за малости длины волны де Бройля движущегося иона характер его движения можно описать классически в виде последовательности столкновений с упорядоченно расположенными атомами кристалла.

В случае движения более лёгких частиц (электронов и позитронов) часто существенны квантовые эффекты. На рис. 5.11 парабололами приближённо изображена форма поперечного периодического потенциала V для плоскостных каналов в случае позитронов (рис. 5.11, а) и электронов (рис. 5.11, б). Горизонтальными линиями изображены энергетические уровни поперечной составляющей движения частиц в кристалле. Стрелками указаны некоторые из возможных квантовых переходов (соответствующее этим переходам электромагнитное излучение наблюдается).

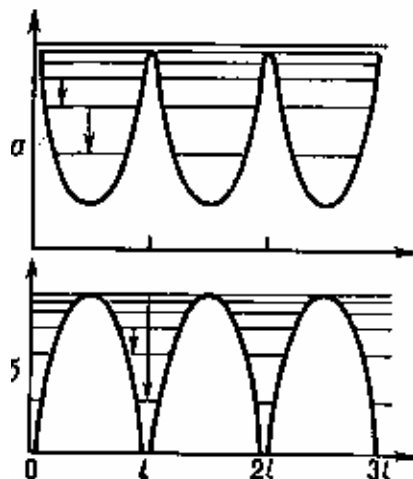


Рис. 5.11. Поперечный периодический потенциал $V(I)$ для плоскостных каналов в случае позитронов (а) и электронов (б)

Каналированные позитроны движутся в «пустотах», а электроны — в областях, «занятых» ядрами кристалла. Это различие имеет следствия: позитроны движутся в режиме каналирования относительно продолжительное время, электроны же имеют повышенную вероятность рассеяться на ядрах на большой угол, так что их «длина каналирования» существенно меньше.

Процесс выбывания частиц из режима каналирования называется деканалированием. Скорость деканалирования определяется зарядом и энергией движущейся частицы и характеристиками кристалла (заряд ядер, температура, дефекты и др.).

Каналирование имеет ряд приложений. Одно из них — так называемый метод обратного рассеяния на монокристаллах. Пучок падающих частиц направляется вдоль кристаллографических осей или плоскостей, измеряется энергетический спектр продуктов рассеяния или ядерных реакций. Любые отклонения от идеальной решётки (температурные колебания атомов, дефекты) приводят к характерному искажению энергетического спектра (рис. 5.12). Методом обратного рассеяния удаётся экспериментально определять положение примесных атомов в ячейке кристалла, исследовать структуру поверхностного слоя монокристалла и др.

Каналирование необходимо учитывать при *ионной имплантации*, так как при определённых условиях оно может привести к расширению имплантированного слоя и усложнению его структуры.

Каналирование пучка заряженных частиц в изогнутом кристалле позволяет изменять направление пучка, что особенно важно для высокоэнергетических пучков тяжёлых заряженных частиц. Впервые такой эффект был получен в 1989 г. на ускорителе УНК-70 Э.Н. Цыгановым (Институт физики высоких энергий, г. Протвино Московской обл.), где с помощью изогнутого монокристалла был осуществлён поворот пучка высокоэнергетичных протонов.

Каналирование заряженных частиц относится к группе так называемых ориентационных эффектов, возникающих при взаимодействии быстрых заряженных частиц с кристаллами.

5.2.2. Излучение при каналировании

В задаче реализации и использования эффекта вынужденного излучения рентгеновского диапазона интенсивно развивается направление, использующее в качестве квантовых объектов не традиционные атомы, а пучки заряженных частиц. Первоначально такие исследования сводились к изучению макроскопических классических ондуляторов со знакопеременными или постоянными стационарными электрическими и магнитными полями.

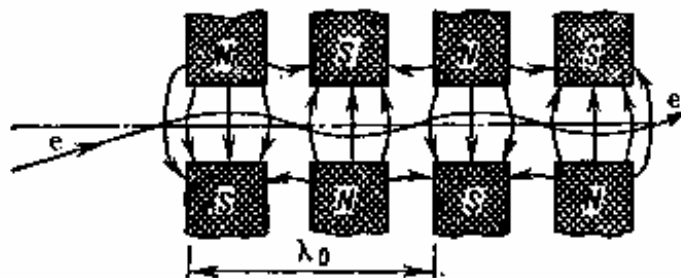


Рис. 5.12. Схема ондулятора со знакопеременным магнитным полем

Ондулятор (от французского *ondulateur* – волна) представляет собой устройство, в котором создаются электромагнитные поля, действующие на движущиеся в нём заряженные частицы с периодической силой, удовлетворяющей условию: среднее за период значение силы равно нулю. Ондуляторы нашли широкое применение в качестве источников ондуляторного излучения, в быстродействующих системах индикации протонных пучков высоких энергий, в системах управления параметрами пучков заряженных частиц, где используются фокусирующие свойства ондулятора, в лазерах на свободных электронах. Ондуляторы могут использоваться в масс-сепараторах химических элементов и их изотопов, в ондуляторных ускорителях и группирователях пучков заряженных частиц. Схема ондулятора со знакопеременным магнитным полем показана на рис. 5.12. Он состоит из последовательности постоянных магнитов с чередующейся полярностью полюсов. Движущаяся заряженная частица, попав в ондулятор, совершает периодическое колебательное движение и испускает ондуляторное излучение.

Кристаллы представляют собой природные ондуляторы. Интерес представляют также кристаллы с естественными пустотелыми каналами, такие как цеолиты и волокна хризотил-асбеста. В ряде работ было показано, что при каналировании релятивистских частиц возникает мощное спонтанное излучение квантов в рентгеновском и γ -диапазонах. Спектральная плотность этого излучения в области максимума существенно превосходит мощность тормозного излучения, что может найти важные применения в физике. Излучение обладает хорошей степенью монохроматичности и поляризации. Таким образом, можно говорить о создании рентгеновских лазеров на основе эффекта излучения при каналировании в кристаллах. Схема такого лазера представлена на рис. 5.13. Принцип работы его следующий.

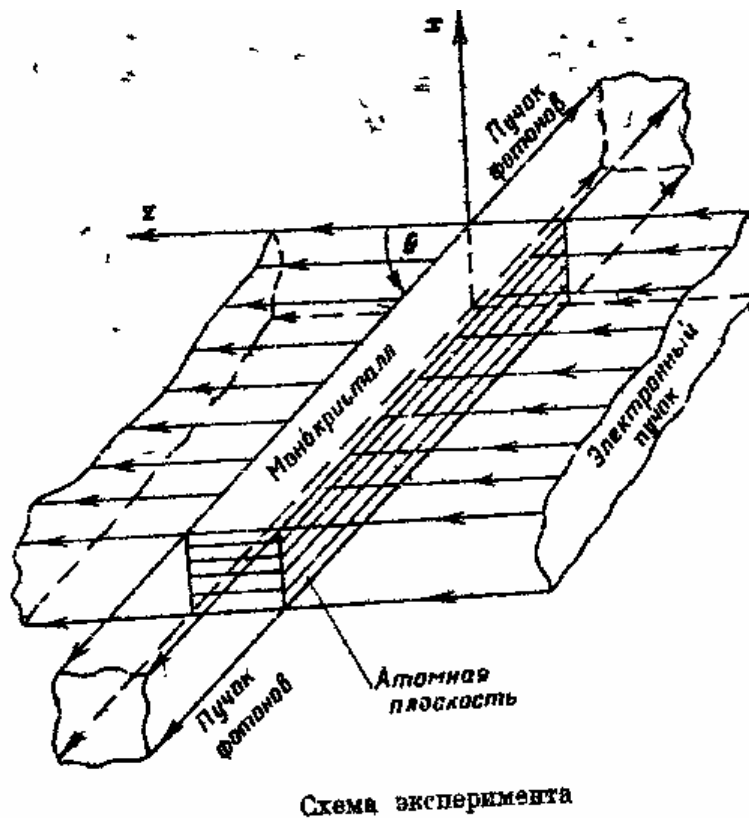


Рис. 5.13. Принцип работы рентгеновского лазера на эффекте каналирования

Пучок электронов высокой интенсивности (порядка 10^8 А/см²) поступает на кристалл под углом, меньшим угла Линдхарда. Помимо высокой интенсивности, на пучок электронов накладываются весьма жёсткие требования по разбросу скоростей (пучок должен быть «холодным») и расходимости. При условии достижения высокой монохроматичности генерируемого излучения ($\Delta\gamma/\gamma < 10^{-4}$) можно добиться усиления, причём без использования зеркал, которые трудно реализуются в рентгеновской оптике.

Сравнение с синхротронным излучением, генерируемым реальными ускорителями, например синхротроном «ДЭЗИ» (ФРГ) и «Пахра» (Россия), показывает, что при одном и том же токе пучка интенсивность излучения при каналировании будет превышать на 5 – 11 порядков синхротронное. При этом необходимо иметь в виду два момента: во-первых, требуется ускорение частиц до существенно меньших энергий; во-вторых, можно получать излучение более коротких волн ($\lambda < 1$ Å), что совершенно недоступно для современных синхротронов; и, наконец, в-третьих, имеется возможность плавного изменения частоты рентгеновского излучения путём поворота кристалла. В настоящий момент основное ограничение на создание такого рентгеновского лазера накладывают параметры реальных ускорителей, которые не только не могут обеспечить требуемые расходимость и моноэнергетичность пучка, но и не дотягивают два порядка по силе тока ускорителя.

6. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГАЗАХ И ЖИДКОСТЯХ

6.1. Структура трека

Как было показано в разделе 1, заряженная частица, проходя через вещество, образует элементарные возбуждения – электронно-ионные пары и возбужденные молекулы. Область вокруг траектории частицы (и дельта-электронов), в которой сосредоточены эти элементарные возбуждения, будем называть треком частицы. Все последующие превращения, которые могут происходить с элементарными возбуждениями и которые обсуждаются в данном разделе, существенно зависят от пространственного распределения элементарных возбуждений, т.е. от структуры трека.

Три обстоятельства делают структуру трека весьма сложной: во-первых, статистический характер взаимодействия заряженных частиц с молекулами; во-вторых, наличие дельта-электронов и, в-третьих, многократное рассеяние.



Рис. 6.1. Структура трека слабоионизирующей частицы

На рис. 6.1 показан трек слабоионизирующей частицы, т.е. релятивистской частицы с энергией, соответствующей минимуму удельной ионизации (см. подраздел 1.6.). Акты возбуждения на рисунке не отмечены. Частица в каких-то случаях образует изолированные пары, а в большинстве – медленные электроны. Траектория медленных электронов за счет многократного рассеяния заметно искривлена, а плотность ионизации много выше, чем в треке первичной частицы. Из рисунка видно, что ионизация распределена по треку крайне неравномерно и сосредоточена в изолированных ячейках (шпурах).

В радиационной физике структуру трека детализируют весьма тщательно. Кроме шпуров выделяют еще блобы – ячейки с большим числом пар ионов в них, соответствующих локальному энерговыделению $100 \div 500$ эВ, и короткие треки – цилиндрические области перекрывающихся шпур с высокой плотностью ионизации, образованные дельта-электронами с энергией в диапазоне $500 \div 5000$ эВ.

Ячейки ионизации распределены в пространстве статистически. Среднее расстояние между ячейками определяется плотностью ионизации, которая в свою очередь зависит от плотности вещества, заряда и энергии налетающих частиц.

В газе при нормальных условиях среднее расстояние между ячейками ионизации \bar{l} можно найти как обратную величину первичной ионизации v' . Для аргона $\bar{l} \sim 1/v' = 0,34$ мм. Средний диаметр ячейки можно положить равным практическому пробегу дельта-электрона с энергией, соответствующей средней потере энергии. Поскольку на 1 см пути релятивистская частица в аргоне при атмосферном давлении теряет $dE/dx = 2,44$ кэВ/см и производит

$\nu' = 29,4$ первичных взаимодействий, то средняя потеря $(dE/dx)/\nu' = 83$ эВ. Следовательно, средний диаметр ячейки ~ 5 мкм. Средняя энергия, затрачиваемая на образование пары ионов для аргона, равна 26,4 эВ (см. подраздел 1.5), следовательно, в такой ячейке будет примерно 3-4 пары ионов.

С ростом давления газа среднее расстояние между ячейками начинает уменьшаться, но так как уменьшается и размер ячейки за счет уменьшения пробега дельта-электронов, то ионизация в ячейках характерна для воздействия слабо ионизирующих частиц и на конденсированные тела, например жидкости. Так, в воде для электрона с энергией 1 МэВ среднее расстояние между ячейками 300 нм, средний диаметр ячейки 2 нм, энергия на ячейку 60 эВ, количество пар ионов и возбужденных молекул на ячейку оказывается равным примерно 4.

Уменьшается расстояние между ячейками и с ростом dE/dx при неизменном давлении газа. При $dE/dx \approx 170$ кэВ/см среднее расстояние между ячейками становится равным их среднему диаметру, и ячейки сливаются в сплошной цилиндрический трек. Именно так выглядит трек альфа-частицы с энергией 5-10 МэВ в газе. В конденсированном веществе плотность ионизации в треках альфа-частиц, тяжелых ионов и особенно осколков деления столь велика, что цилиндрическое облако электронов и ионов можно считать плазмой (дебаевский радиус экранирования оказывается меньше радиуса колонки ионизации). Вопрос о диаметре трека будет неоднократно обсуждаться в последующих подразделах.

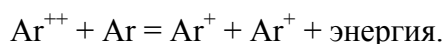
6.2. Диссипация энергии первичной частицы в веществе

Первичная частица (она может быть в принципе любого типа) тратит свою энергию на ионизацию и возбуждение. Образованные при ионизации дельта-электроны ионизируют и возбуждают атомы вещества и, в частности, образуют вторичные дельта-электроны. Вторичные дельта-электроны в свою очередь создают третичные, а те – четвертичные и т.д. Такой процесс называют ионизационным каскадом. Поскольку при этом энергия, первоначально сосредоточенная в одной частице, разменивается небольшими порциями в актах ионизации и возбуждения и передается большому числу электронов с малой энергией, то говорят, что происходит деградация, или диссипация, энергии.

В процессе размена энергия всех дельта-электронов становится меньше энергии ионизации, после чего новые дельта-электроны перестают появляться, а имеющиеся могут терять энергию в неупругих соударениях возбуждения, пока их энергия не станет меньше I_{ex}^{\min} . Дальнейшая судьба этих подпороговых электронов обсуждается в подразделе 6.4.

Запишем баланс энергии, теряемой первичной частицей с энергией E_0 в веществе. На создание каждой электронно-ионной пары тратится энергия I_i , а всего в ионизационном каскаде первичной частицей и дельта-электронами всех поколений образуется N_i пар. Вследствие случайного характера взаимодействия заряженной частицы с атомами вещества величина N_i флуктуирует. Записывая баланс энергии, воспользуемся средним значением \bar{N}_i .

Кроме однократной ионизации при прохождении частицы могут происходить акты многократной ионизации, что происходит главным образом за счет ионизации внутренних оболочек. Многозарядные ионы в столкновении с нейтральными атомами могут перезарядаться, образуя новые однозарядные ионы. Однако двукратно заряженные ионы в благородных газах уже не могут образовать двух однократных, поскольку энергия двукратной ионизации меньше удвоенной энергии однократной ионизации. Так, в аргоне $I_i = 15,8$ эВ, а $I_{ii} = 27,6$ эВ, в ксеноне $I_i = 12,1$ эВ, а $I_{ii} = 21,2$ эВ. Поэтому в столкновениях второго рода появляются возбужденные атомы, а избыточная энергия переходит в кинетическую энергию атомов:



В результате таких процессов часть энергии, затраченной на ионизацию, не включается в баланс. Чтобы учесть ее, было предложено ввести небольшой коэффициент k_i . Таким об-

разом, суммарная энергия, потраченная на ионизацию, равна $k_i I_i \bar{N}_i$.

Суммарную энергию, потраченную на возбуждение, можно получить, просуммировав все переходы в соответствии со спектром уровней возбуждения. Введя среднюю энергию возбуждения I_{ex} , имеем

$$\sum_{i=1}^{N_{ex}} I_{ex i} = \bar{N}_{ex} I_{ex} .$$

Остальная энергия первичной частицы оказывается заключенной в кинетической энергии подпороговых электронов, распределенных по спектру. Введя среднюю энергию подпороговых электронов \bar{E}_δ , получим

$$\sum_{i=1}^{N_{ex}} E_{\delta i} = \bar{N}_\delta I_\delta .$$

В итоге баланс энергии имеет вид:

$$E_0 = k_i \bar{N}_i I_i + \bar{N}_{ex} I_{ex} + \bar{N}_\delta \bar{E}_\delta . \quad (6.1)$$

Поскольку при прохождении частицы электроны возникают только в процессах ионизации, то можно принять, что $\bar{N}_\delta = \bar{N}_i$.

В ионизационном методе регистрации излучений величина сигнала пропорциональна числу пар ионов. Для количественной характеристики образования ионов энергию частицы делят на число пар ионов. Частное называют средней энергией ионообразования

$$\bar{w} = \frac{E_0}{N_i} = k_i I_i + \bar{I}_{ex} \frac{\bar{N}_{ex}}{\bar{N}_i} + \bar{E}_\delta . \quad (6.2)$$

Расчеты всех входящих в соотношение баланса энергии (6.2) величин весьма затруднительны, поскольку плохо известны соответствующие сечения. Было высказано предположение, что для всех благородных газов имеют место примерно одинаковые соотношения:

$$k_i = 1,06; \bar{E}_\delta = 0,31 I_i; \bar{I}_{ex} = 0,85 I_i; \frac{\bar{N}_{ex}}{\bar{N}_i} = 0,4 \quad (6.3)$$

Отсюда для средней энергии ионообразования получаем

$$\frac{\bar{w}_i}{I_i} = 1,71 \quad (6.4)$$

Последующие, более детальные оценки показали, что соотношения (6.3) в разных благородных газах несколько различаются, но погрешности, связанные с приближенным характером расчетов, в большинстве случаев не превышают 10%.

Характерной чертой ионизации и возбуждения благородных газов является довольно узкий энергетический диапазон уровней возбуждения, что приводит к малой доле переходов в область дискретного спектра, связанных с возбуждением атомов, по отношению к переходам в континуум, связанным с ионизацией атомов. Так, в аргоне, например, энергия ионизации $I_i = 15,76$ эВ, а наименьший резонансный уровень возбуждения $I_{ex}^{\min} = 11,61$ эВ. Из-за этого отношение \bar{I}_{ex} / I_i велико, а \bar{w} / I_i относительно мало по сравнению с другими газами. В молекулярных газах рассчитанное значение отношения (6.4) оказывается заметно больше. Так, в водороде $\bar{w} / I_i = 2,50$.

Основная информация о величине средней энергии ионообразования получена экспериментальным путем. В настоящее время считается установленным, что величина \bar{w} практически не зависит ни от типа бомбардирующих частиц, ни от их энергии, а является константой, характеризующей тормозящее вещество. Это обстоятельство не следует из теорети-

ческих расчетов, а является экспериментальным фактом. Поэтому небольшие изменения \bar{w} могут иметь место. Например, средневзвешенное из четырех независимых измерений \bar{w} для аргона при возбуждении альфа-частицами с энергией 5,3 МэВ дает 26,39 эВ, а при возбуждении электронами с энергией $50 \div 1000$ кэВ дает 26,25 эВ, т.е. расхождение составляет 0,5%. В табл. 6.1 приведены значения средней энергии ионообразования в некоторых газах.

Таблица 6.1

	He	Ne	Ar	Kr	Xe	H2	N2	O2	CO2	CH4	Воздух
\bar{w} (эВ)	42,7	36,8	26,4	24,1	21,9	36,3	36,6	32,5	34,5	29,2	34,0

Следует отметить, что величина $\bar{w} = 34,0$ эВ для воздуха рекомендована Международной комиссией по радиологическим единицам.

Экспериментальное определение величины \bar{w} довольно сложно. Имеется большое число факторов, которые могут влиять на результат как в одну, так и в другую сторону. Проанализируем главные из них.

Обычно в эксперименте величина, пропорциональная N_i , определяется путем измерения либо амплитуды ионизационного импульса, либо среднего тока. Число зарядов, извлеченных с трека частицы и участвующих в формировании сигнала, сильно зависит от рекомбинации на треке. Неправильный учет роли рекомбинации может привести к погрешностям в определении N_i . В импульсных измерениях существенную роль может играть захват электронов молекулами электроотрицательных примесей. Правда, в случае токовых измерений это обстоятельство роли не играет. Значительные погрешности могут возникать при неправильном определении энергии частицы, потерянной ею в веществе.

Важную роль в точности измерения \bar{w} играет чистота исследуемого вещества. В некоторых случаях небольшие добавки могут существенно менять энергию ионообразования. Так, в смесях некоторых газов энергия нижнего возбужденного уровня основного газа оказывается выше, чем энергия ионизации примеси. В этом случае могут происходить неупругие соударения 2-го рода, приводящие к дополнительной ионизации. Например, в смеси Ne + Ar идет реакция



Вероятность таких реакций особенно велика, поскольку нижний возбужденный уровень благородных газов метастабилен и, следовательно, время жизни его довольно велико.

Дополнительная ионизация, возникающая в таких реакциях, заметно изменяет измеряемую величину \bar{w} . Для некоторых смесей это изменение приведено в табл. 6.2.

Указанный эффект влияния малых добавок примеси на выход ионизации называется эффектом Джесси. Он используется для уменьшения средней энергии ионообразования, но главным образом для уменьшения флуктуации ионизации.

Таблица 6.2

	He	He+0,13% Ar	Ne	Ne+0,12% Ar	Ar	Ar+0,2% C ₂ H ₂
\bar{w} (эВ)	41,3	29,7	36,3	26,1	26,4	21

В сцинтилляционном методе регистрации излучений величина сигнала пропорциональна числу фотонов, испущенных веществом при возбуждении частицей. Для количественной характеристики выхода фотонов по аналогии с ионизационным методом удобно вве-

сти среднюю энергию, пошедшую на образование фотона.

Фотоны могут возникать из двух источников: во-первых, при переходе возбужденных атомов в основное состояние, а во-вторых, при рекомбинации ионов.

Следует отметить, что испускание фотонов происходит после весьма сложных превращений, которые претерпевают возбужденные атомы, электроны, ионы и продукты их рекомбинации. В процессе этих превращений возможны безызлучательные переходы, что уменьшает выход фотонов. Проведем оценку средней энергии на один фотон в пренебрежении безызлучательными потерями. Таким образом, мы получим величины, характеризующие предельный выход фотонов.

Если фотоны возникают только при переходах возбужденных атомов, то в пределе $N_\phi = N_{ex}$, если же играет роль и рекомбинация, то в предположении, что каждый акт рекомбинации дает фотон, получаем $N_\phi = N_{ex} + N_i$. Подсчет по соотношению (6.3) для благородных газов дает:

- только возбуждение – $\bar{w}_\phi = 4,1I_i$;
- возбуждение и рекомбинация – $\bar{w}_\phi = 1,2I_i$.

Для характеристики преобразования сцинтиллятором энергии частицы в свет в настоящее время используют понятие "сцинтилляционная эффективность":

$$\eta = \frac{N_\phi \bar{h\nu}}{E_0}, \quad (6.6)$$

где $\bar{h\nu}$ – средняя энергия испущенных фотонов. Легко видеть, что между средней энергией, идущей на образование фотона, и сцинтилляционной эффективностью имеется простая связь

$$\eta = \frac{\bar{h\nu}}{w_\phi}. \quad (6.7)$$

6.3. Флуктуации ионизации

Поскольку заряженная частица тратит свою энергию по нескольким каналам, а именно: на ионизацию, возбуждение и кинетическую энергию электронов, и конкретная потеря зависит от параметра соударения, который случаен, то числа пар ионов и возбужденных атомов флуктуируют. Так как разброс в числе образованных пар ионов определяет разброс в величине ионизационного сигнала, что в свою очередь определяет точность измерения энергии, весьма важно знать законы и количественные характеристики указанных флуктуаций.

Флуктуации ионизации подробно анализировал Фано. Он показал, что дисперсия числа пар ионов пропорциональна их среднему числу:

$$D(N_i) = F \bar{N}_i. \quad (6.8)$$

Коэффициент пропорциональности F был назван фактором Фано. Если бы флуктуации ионизации происходили по закону Пуассона, то $F = 1$. И экспериментальные исследования, и теоретический анализ Фано показали, что $F < 1$. Легко видеть, что флуктуации ионизации действительно не должны подчиняться закону Пуассона.

Согласно закону Пуассона случайная величина может принимать любые, в том числе сколь угодно большие значения. Если даже и есть предел в значении случайной величины, то он должен быть много больше среднего значения. Заряженная частица образует в среднем $\bar{N}_i = E_0/w$ пар ионов, а согласно закону сохранения энергии предельное значение, которое могло бы получиться, если бы вся энергия частицы пошла только на ионизацию, $\bar{N}_{max} = E_0/I_i$. Величины N_i и N_{max} довольно близки, они отличаются всего в $2 \div 2,5$ раза, по-

этому флуктуации в числе образованных пар ионов не могут описываться законом Пуассона.

Как известно, наличие предельного числа событий характерно для биномиального закона распределения вероятностей (им описывается, например, радиоактивный распад). Выражение для дисперсии в биномиальном законе имеет вид

$$D_{\delta} = \bar{N} \left(1 - \frac{\bar{N}}{N_{\max}} \right). \quad (6.9).$$

Сравнивая это выражение с выражением для дисперсии числа пар ионов (6.8) и воспользовавшись записанными выше выражениями для \bar{N}_i и N_{\max} , находим, что в этом случае фактор Фано

$$F = 1 - \frac{I_i}{w}. \quad (6.10).$$

Например, для аргона отсюда получаем $F \approx 0,4$, что очень близко к первым оценкам, сделанным Фано.

Однако флуктуации ионизации описываются не биномиальным законом, а гораздо более сложным. Это связано с тем, что первичной флуктуирующей величиной являются потери энергии, а числа образованных пар ионов и возбужденных атомов – лишь производные от потерь.

Теоретические расчеты фактора Фано дают значения, приведенные в табл. 6.3.

Таблица 6.3. Расчётные значения фактора Фано

	H	He	Ne	Ar	H ₂
<i>F</i>	0,39	0,21	0,13	0,16	0,34

Примечание: экспериментально измеренное значение фактора Фано для аргона $F = 0,19$.

На фактор Фано заметное влияние оказывает описанный в предыдущем параграфе эффект Джесси. Действительно, в результате этого эффекта часть энергии, пошедшей на возбуждение, перекачивается в канал ионизации, число пар ионов возрастает, что, естественно, уменьшает флуктуацию в их числе. Если бы все возбужденные атомы в результате реакции (6.5) дали по паре ионов, то фактор Фано уменьшился бы до 0,05. Если бы вся энергия частицы пошла только на ионизацию и образовывалось бы N_{\max} пар ионов, то $F \approx 0$. В табл. 6.4 приведены значения фактора Фано, рассчитанные для некоторых смесей газов, при концентрации примеси $0,5 \div 1\%$.

Таблица 6.4. Расчётные значения фактора Фано для смесей газов

	He + Ar	He + Xe	He + CH ₄	Ne + Ar	Ar + C ₂ H ₂
<i>F</i>	0,054	0,057	0,089	0,063	0,096

6.4. Термализация электронов

Еще Резерфорд обратил внимание на то фундаментальное обстоятельство, что электрон, оторванный от атома в процессе ионизации, оказывается в поле родительского иона. Если это поле достаточно велико, то в результате электростатического взаимодействия электрон притянется к иону и прорекомбинирует с ним. Таким образом, заряды, образованные

при взаимодействии частиц с веществом, могут очень быстро исчезнуть. Понятно, какое принципиальное значение имеет это обстоятельство для радиационной физики, радиационной химии и, в частности, для регистрации излучений.

Электрон, образованный в результате ионизации, имеет некоторую избыточную кинетическую энергию. Такие электроны называют горячими. Двигаясь в веществе, горячий электрон теряет энергию в актах взаимодействия с молекулами среды до тех пор, пока его энергия не станет порядка тепловой – он термализуется. Процесс термализации происходит в электрическом поле родительского иона, при этом на любом этапе потери энергии электрон может рекомбинировать с ионом.

Рассмотрение взаимодействия электрона с ионом при непрерывном изменении энергии электрона и взаимного расположения рекомбинирующих партнеров оказывается весьма затруднительным. Поэтому для приближенного анализа проблемы поступают следующим образом. Сечение рекомбинации зарядов зависит от энергии примерно так, как это показано сплошной линией на рис. 6.2. Для упрощения принимают зависимость, изображенную пунктиром, т.е. считают, что пока электрон горячий, никакого взаимодействия нет, а когда он станет тепловым, взаимодействие скачком включается и сечение становится равным сечению взаимодействия для теплового электрона. Теперь энергия взаимодействия теплового электрона и иона оказывается зависящей от их взаимного расстояния. Другими словами, все определяется процессом термализации электрона. Если в процессе термализации он отошел далеко от родительского иона, то есть шансы подхватить заряды внешним электрическим полем и использовать их для формирования ионизационного сигнала. Если же заряды оказываются близко, то электрическое поле иона оказывается во много раз сильнее технически разумного внешнего поля, и заряды с необходимостью рекомбинируют.

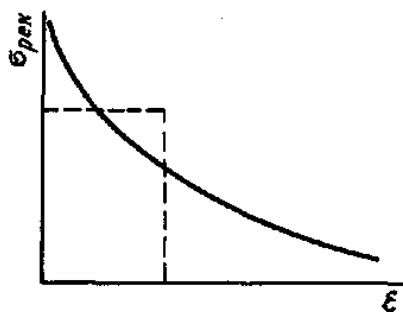


Рис. 6.2. Схематический график зависимости сечения рекомбинации от энергии электрона

Следует отметить, что если рекомбинация окажется излучательной, то с точки зрения регистрации излучений это тоже хорошо, поскольку возникающие при рекомбинации фотоны дают вклад в сцинтилляционный сигнал.

Процесс термализации существенно зависит от того, в каком веществе он происходит. В атомарном газе электроны могут терять энергию только за счет упругих столкновений, при этом потеря в каждом столкновении крайне мала. В любом молекулярном веществе электроны могут терять энергию на возбуждения колебательных и вращательных степеней свободы молекул, т.е. на неупругие соударения.

Рассмотрим термализацию электрона в атомарном газе. Формализм этой задачи близок к формализму задачи о замедлении нейтронов. Из законов сохранения при упругом соударении известно, что электрон при каждом столкновении теряет часть своей энергии, определяемую соотношением (1.26):

$$\Delta\varepsilon = E_0 \frac{4m_e m}{(m_e + m)^2} \cos^2 \theta. \quad (6.11)$$

Усреднение по углам с учётом условия $m \gg m_e$ даёт

$$\overline{\Delta \varepsilon} = E_0 \frac{4m_e}{m}. \quad (6.12)$$

Как видно, абсолютная средняя потеря уменьшается при уменьшении энергии электрона, но относительная потеря $\overline{\Delta E}/E$ остается постоянной. Это обстоятельство обуславливает введение логарифмической шкалы энергии при описании процесса замедления. Значит, энергия электрона после n -го столкновения

$$E_n = E_0 \exp\left(-\frac{4m_e}{m} n\right). \quad (6.13)$$

Отсюда требуемое число столкновений для термализации

$$n = \frac{m}{2m_e} \ln \frac{E_0}{E_n}. \quad (6.14)$$

Если принять для аргона $E_0 = E_\delta = 0,31$ значение $I_i \approx 5$ эВ, а $m \approx 1840 \times 40m_e$ и $E_n = 0,025$ эВ, то получаем $n = 3,7 \cdot 10^4 \cdot \ln 200 \approx 2 \cdot 10^5$. Видно, что при термализации за счет упругих соударений требующееся число столкновений действительно велико.

Полный путь, который проходит электрон в процессе термализации, складывается из его отдельных пробегов от столкновения до столкновения – свободных пробегов. При описании процесса термализации можно оперировать средним свободным пробегом

$$\overline{\Lambda} = \frac{1}{N\sigma_{\text{уп}}}. \quad (6.15)$$

Зависимость сечения упругого соударения электронов с атомами благородных газов от энергии электронов приведена на рис. 6.3.

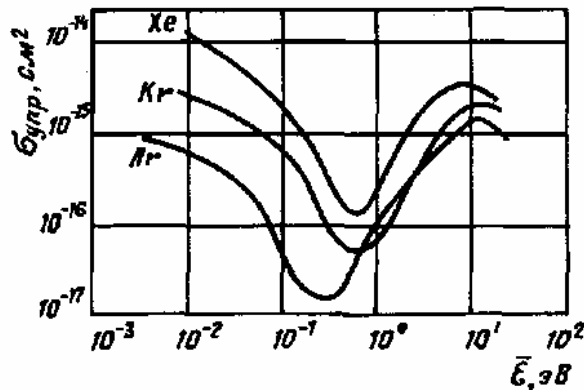


Рис. 6.3. График зависимости сечения упругого рассеяния электронов на атомах от энергии электронов

Немонотонный характер этой зависимости носит название эффекта Рамзауэра. Таким образом, и длина свободного пробега есть функция энергии электронов. С учетом этой зависимости полный путь электрона до термализации

$$L = \sum_1^n \overline{\Lambda}(E_n). \quad (6.16)$$

Если для грубой оценки зависимостью $\overline{\Lambda} = f(E)$ пренебречь, то получим при атмосферном давлении

$$L = n\overline{\Lambda} \approx 6 \text{ см.}$$

Длительность процесса термализации

$$\Delta t = \sum \frac{\bar{\Lambda}(E_n)}{v_n}, \quad (6.17)$$

где v – скорость электрона, имеющего энергию E_n . Если и здесь принять среднюю скорость $\sim 10^7$ см/с, то получим для атмосферного давления $\Delta t = 6 \cdot 10^{-7}$ с. Поскольку средняя длина свободного пробега обратно пропорциональна давлению, то $\Delta t \sim 1/p$.

В процессе термализации электрон описывает очень сложную ломаную траекторию вида броуновской линии. Схематически процесс термализации показан на рис. 6.4.

За время движения электрона родительский ион, практически не получивший в процессе ионизации избыточной энергии, участвуя в тепловом движении, сдвинется от места образования на пренебрежимо малое расстояние. Поэтому если обозначить расстояние, на котором окажутся электрон и ион к моменту окончания термализации, через R , то для его квадрата можно написать

$$R^2 = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \dots + \vec{r}_n)^2 = \sum_{i=1}^n r_i^2 + \sum_{i \neq k}^n r_i r_k \cos \theta_{ik}. \quad (6.18)$$

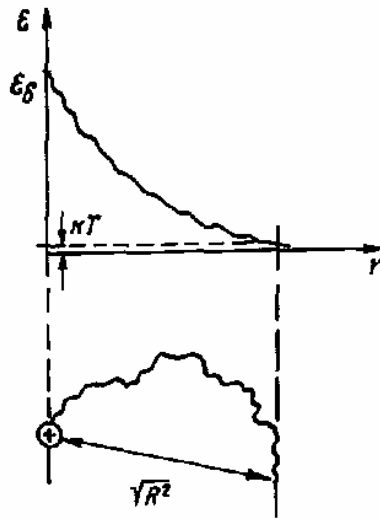


Рис. 6.4. Процесс термализации электрона

Если между каждыми двумя столкновениями электрон совершал один и тот же пробег $\bar{\Lambda}$, то первая сумма оказывается равной $n\bar{\Lambda}^2$. Если при этом считать рассеяние при каждом столкновении сферически симметричным, то при усреднении вторая сумма исчезает, так как среднее значение косинуса при изотропном рассеянии равно нулю. В итоге имеем

$$R^2 = n\bar{\Lambda}^2. \quad (6.19)$$

Но в действительности электрон каждый раз проходит между столкновениями различное расстояние r , распределенное по закону $\exp(-r/\bar{\Lambda})$. Поэтому средний квадрат расстояния, проходимого между двумя столкновениями, не равен квадрату средней длины свободного пробега. Поэтому

$$\bar{R}^2 = n\bar{r}^2, \quad (6.20)$$

а для \bar{r}^2 , пользуясь обычным способом нахождения среднего, можем написать

$$\bar{r}^{-2} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 \exp\left(-\frac{r}{\bar{\Lambda}}\right) dr}{\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{r}{\bar{\Lambda}}\right) dr} = 2\bar{\Lambda}^{-2}. \quad (6.21)$$

Следовательно,

$$\sqrt{\bar{R}^2} = \bar{\Lambda} \sqrt{2n}. \quad (6.22)$$

Расчет с учетом зависимости $\bar{\Lambda} = f(E)$ согласно эффекту Рамзауэра дает $\sqrt{\bar{R}^2} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см. С ростом давления эта величина меняется обратно пропорционально давлению.

Необходимо отметить, что проведенные расчеты носят оценочный характер. Они призваны лишь проиллюстрировать физическую картину явления. В них не учитывается, например, асимметрия рассеяния и многие другие важные детали процесса.

Теоретические и экспериментальные исследования термализации электронов только начинают развиваться. Но некоторые результаты, касающиеся простейших систем, уже получены. Так, для аргона при атмосферном давлении экспериментально найдено, что время термализации после возбуждения гамма-квантами с энергией 600 кэВ составляет $1,7 \cdot 10^{-6}$ с, а среднеквадратичное удаление $\sim 0,1$ см (наши оценки соответственно $6 \cdot 10^{-6}$ с и $2 \cdot 10^{-2}$ см).

Для взаимодействия "электрон – родительский ион" существенно не только среднеквадратичное расстояние между ними, но и то, каким образом распределены расстояния между конкретными парами. Если продолжить аналогию с нейтронной физикой, то можно воспользоваться решением уравнения "возраста" нейтронов Ферми. Распределение тепловых нейтронов по сферическим слоям относительно точечного источника быстрых нейтронов дается выражением

$$f(r) = \frac{4r^2}{\sqrt{\pi}b^2} \exp\left(-\frac{r^2}{b^2}\right). \quad (6.23)$$

Параметр b связан с определенным ранее среднеквадратичным удалением соотношением

$$b^2 = \frac{2}{3} \bar{R}^2. \quad (6.24)$$

Именно такого типа функцию распределения использовал для анализа рекомбинации ионов и электронов в некоторых жидкостях Фримэн. Он показал, что удастся достичь хорошего согласия расчета и эксперимента в большом количестве разного типа жидкостей, если слегка модифицировать функцию (6.23):

$$\begin{aligned} f(r) &= 0,96 \frac{4r^2}{\sqrt{\pi}b^2} \exp\left(-\frac{r^2}{b^2}\right) \text{ при } r < 2,4b; \\ f(r) &= 0,96 \frac{4r^2}{\sqrt{\pi}b^2} \exp\left(-\frac{r^2}{b^2}\right) + 0,5 \frac{b^2}{r^2} \text{ при } r > 2,4b. \end{aligned} \quad (6.25)$$

Фримэн определил, что для жидкого ксенона $b = 76$ нм, для воды $b = 1,8$ нм.

В молекулярных газах в процессе термализации электрону требуется существенно меньше столкновений, он проходит меньшие пути и удаляется на меньшее расстояние. Так, в водороде первый колебательный уровень составляет 0,5 эВ, а первый вращательный примерно 0,05 эВ. Поэтому электрон, имеющий энергию 5 эВ, в каждом столкновении может отдавать энергию, равную колебательному кванту, пока его энергия не станет меньше нижнего колебательного уровня. Для этого ему потребуется, грубо говоря, 10 соударений. Затем в ка-

ждом столкновении электрон может возбуждать вращательные степени свободы, пока его энергия не станет меньше нижнего вращательного уровня. Для этого ему потребуется еще около 10 соударений. Только после этого электрон будет вынужден терять энергию на упругие столкновения, как в атомарном газе, но так как ему остается потерять очень маленькую долю энергии, то и требуется на это всего несколько столкновений. Таким образом, для термализации в молекулярном водороде электрон должен произвести всего несколько десятков соударений вместо нескольких сотен тысяч в атомарном аргоне.

Аналогичные соображения в полной степени применимы к жидкостям и в какой-то степени к твердым телам. Вот почему из огромного количества различных типов веществ в природе ионизационные детекторы, в которых необходимо избегать рекомбинации, удается реализовать только на основе благородных газов в газообразном, жидком и твердом состоянии, а из твердых тел – на основе германия, кремния и небольшого ряда других веществ.

Наоборот, сцинтилляционные детекторы, где существенна рекомбинация, можно создать на основе широчайшего ассортимента веществ – газообразных, жидких и твердых, кристаллических, аморфных и полимерных, неорганических и органических.

6.5. Захват электронов

Элементарные возбуждения, образованные непосредственно заряженной частицей, претерпевают в веществе различные превращения. Первое из превращений, которое мы рассмотрим – это захват электронов.

Общеизвестно, что одноименные заряды отталкиваются, а разноименные притягиваются. Менее известен тот факт, что и между нейтральным телом и зарядом имеется притяжение. Связано это с тем, что заряд поляризует нейтральное тело, индуцирует в нем дипольный момент, взаимодействие с которым заряда и приводит к появлению сил притяжения. Итак, между электроном и любой нейтральной молекулой существует притяжение. Оценим потенциальную энергию такого взаимодействия. Дипольный момент, индуцируемый зарядом, пропорционален напряженности электрического поля этого заряда, коэффициент пропорциональности – поляризуемость a :

$$P = aE. \quad (6.26)$$

Напряжённость электрического поля точечного заряда

$$E = \frac{e}{r^2}. \quad (6.27)$$

Потенциальная энергия взаимодействия заряда и диполя

$$I = -\frac{eP}{r^2} = \frac{ae^2}{r^4}. \quad (6.28)$$

Таким образом, поляризационное взаимодействие обратно пропорционально четвертой степени расстояния.

Как известно, в системах с потенциальной энергией взаимодействия, обратно пропорциональной первой степени расстояния (кулоновский потенциал), возможно бесконечное число устойчивых состояний. В системах же с потенциалом вида $-I/r^4$ число разрешенных уровней конечно и мало, а может быть и равно нулю.

Поэтому несмотря на то, что притяжение имеет место между электроном и любой молекулой, устойчивые отрицательные ионы образуют не все молекулы, а только те из них, которым не хватает малого числа электронов для построения сферически симметричной, целиком заполненной оболочки благородных газов.

Вещества, молекулы которых способны захватывать электроны с образованием отрицательных ионов, называются электроотрицательными. Энергия связи электрона в отрицательном ионе называется энергией сродства к электрону I_e .

В табл. 6.5 приведены некоторые электроотрицательные молекулы и указана их энергия сродства.

Таблица 6.5. Энергия сродства к электрону электроотрицательных молекул

	H ⁻	Cl ⁻	O ⁻	C ⁻	F ₂ ⁻	Cl ₂ ⁻	Br ₂ ⁻	I ₂ ⁻	O ₂ ⁻	SF ₆ ⁻	CO ₂ ⁻	C ₂ ⁻	OH ⁻
$I_e, \text{эВ}$	0,75	3,7	1,5	1,27	2,9	2,5	2,9	2,6	0,44	0,63	1	3,5	1,8

Как видно, отрицательные ионы – весьма стабильные образования.

При захвате электрона энергия сродства должна выделиться. Проблема выделения энергии связи является одной из основных проблем, определяющих вероятность всякой реакции типа захвата. С подобной проблемой мы встретимся при анализе процесса рекомбинации, образования молекулярных ионов и возбужденных молекул благородных газов и т.д. Обсудим эту проблему более подробно применительно к процессу захвата электрона.

Один из возможных путей выделения энергии при захвате – излучение. Энергетическая диаграмма процесса показана на рис. 6.5.

Тепловой электрон, с энергией порядка kT движется мимо потенциальной ямы, какой для него является электроотрицательная молекула. При радиационном захвате должна выделиться энергия $h\nu = I_e + kT$. Время жизни до разрешенного дипольного перехода 10^{-8} с, а время, в течение которого тепловой электрон, движущийся со скоростью порядка 10^7 см/с, проходит мимо молекулы размером 10^{-8} см, составляет 10^{-15} с. Таким образом, вероятность выделить энергию связи в излучении крайне мала. Излучательный захват – это маловероятный процесс, происходящий в таких условиях, где другие процессы имеют еще меньшую вероятность, например в верхних сильно разреженных слоях атмосферы.

В газах при нормальных давлениях один из наиболее вероятных механизмов захвата электронов – захват при тройных соударениях. Не вдаваясь в различные варианты этого механизма (он немного по-разному работает в случае атомов или молекул), проанализируем процесс захвата электронов кислородом, поскольку кислород является доминирующей электроотрицательной примесью во многих случаях.

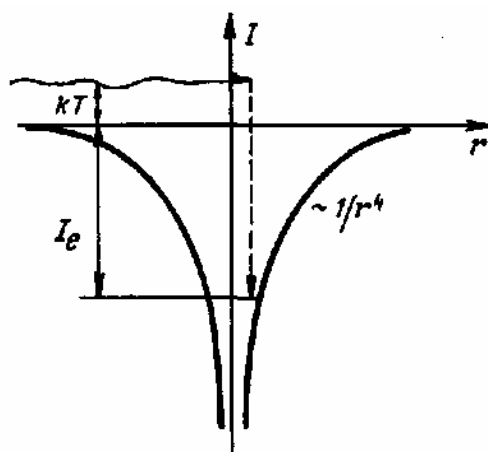
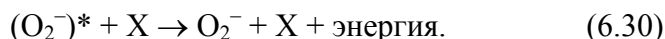


Рис. 6.5. Диаграмма процесса захвата электрона нейтральной молекулой

Трехчастичный захват электронов кислородом является основным при энергии электронов меньше 4 эВ. Реакцию захвата можно записать в виде:





Здесь X – любая молекула, в том числе и кислорода, а может быть, в принципе, и электрон.

В результате взаимодействия (6.29) ион кислорода оказывается в возбужденном колебательном состоянии с квантовым числом ν , определяемым соотношением $\nu\hbar\omega = I_e + E$, где $I_e = 0,44$ эВ – энергия сродства электрона к молекуле кислорода; $\hbar\omega = 0,12$ эВ – колебательный квант иона. При комнатной температуре и тепловой энергии электронов $E = kT$ ион оказывается в колебательном состоянии с квантовым числом, равным 4.

При экспериментах с монохроматизированным электронным пучком в зависимости сечения захвата электронов от их энергии наблюдается структура, соответствующая резонансному захвату электронов на определенные колебательные уровни. Аналогичная структура наблюдается и при экспериментах с электронным облаком при малых давлениях газа. С ростом давления электроны распределяются по кинетическим энергиям в широком диапазоне и структура размывается.

Реакция (6.30) показывает, что за время жизни иона $(O_2^-)^*$ должно произойти девозбуждающее столкновение, в противном случае будет иметь место автоионизация.

Как обычно, вероятность трехчастичного захвата электронов можно характеризовать сечением. Однако в данном случае это не очень удобный параметр. Сечение образования стабильного иона O_2^- определяется сечением σ_1 , реакции (6.29), умноженным на вероятность стабилизирующего соударения (6.30):

$$\sigma = \sigma_1 H, \quad (6.31)$$

где H – вероятность столкновения возбужденного иона кислорода за время его жизни Δt с молекулой X :

$$H = N(X)\sigma_2\nu\Delta t, \quad (6.32)$$

где $N(X)$ – концентрация молекул; σ_2 – сечение реакции (6.30); ν – относительная скорость иона и молекулы X . Отсюда видно, что общее сечение реакции зависит от концентрации молекул X , а значит, от давления газа, что неудобно. Поэтому для характеристики трехчастичных реакций используется, как правило, не сечение, а другой параметр – константа трехчастичного взаимодействия.

Кинетическое уравнение, описывающее захват электронов, имеет вид:

$$\frac{dn}{dt} = -\sum K(X)nN(X)N(O_2), \quad (6.33)$$

где n , $N(O_2)$ – концентрации электронов и молекул кислорода соответственно; $K(X)$ – константа трехчастичного взаимодействия, зависящая от вида X . Суммирование производится по всем компонентам X .

В эксперименте обычно измеряется среднее время жизни электрона до захвата τ или средний сдвиг электрона $\delta = \tau\nu_d$, где ν_d – скорость дрейфа электронов. Легко видеть, что из (6.33) можно получить

$$\frac{1}{\tau} = K(X)N(X)N(O_2) + K(O_2)N^2(O_2). \quad (6.34)$$

Второе слагаемое учитывает, что стабилизирующим агентом X может быть и сам кислород.

Значения константы тройного прилипания электрона к кислороду в некоторых газах для тепловых электронов при $T = 300$ К приведены в табл. 6.6.

Таблица 6.6. Энергия сродства к электрону электроотрицательных молекул

	O ₂	H ₂	N ₂	He	Ne	Ar	Kr	Xe
<i>K</i> ·	230	48	1,5	1,27	2,9	2,5	2,9	2,6

Итак, вероятность захвата электронов кислородом зависит от того, с каким газом в смеси кислород находится.

При энергии электронов больше 4 эВ начинает играть роль другой механизм захвата электронов – диссоциативный:



В случае кислорода реакция диссоциативного захвата является пороговой, но для некоторых других молекул диссоциативный захват может происходить при тепловой энергии электронов. Это имеет место, например, при захвате электронов молекулами галоидов. Энергия сродства электрона к атому галоида заметно превышает энергию диссоциации соответствующей молекулы, так что диссоциативный захват энергетически выгоден при нулевой энергии электрона.

Диссоциативный захват медленных электронов характерен для молекул гидридов галогена (HI), четыреххлористого углерода (CCl₄), элегаза (SF₆) и других фторсодержащих молекул (CCl₃F).

Сечения прилипания электронов при тройном соударении относительно малы. Выше уже отмечалось, что это сечение определяется произведением сечения столкновения молекулы с электроном, которое довольно велико, на вероятность стабилизирующего столкновения, которое мало из-за малости времен жизни автоионизационного состояния возбужденного отрицательно иона. Для характеристики захвата часто пользуются так называемым коэффициентом прилипания h , который равен отношению сечения захвата к сечению столкновения:

$$h = \frac{\sigma_3}{\sigma}. \quad (6.36)$$

Обратная величина коэффициента h показывает число столкновений электрона с молекулой, которое требуется для захвата. Например, для кислорода $1/h = 10^3 \div 10^4$, это означает, что требуется $10^3 \div 10^4$ столкновений, прежде чем электрон захватится. Это и уменьшает сечение захвата.

При диссоциативном захвате никаких дополнительных столкновений не требуется и сечения могут быть очень большими.

Теоретический предел величине сечения кладут геометрические размеры того партнера в столкновении, который больше. В данном случае этот предел определяется длиной волны Де-Бройля электрона, которая тем больше, чем меньше его энергия.

В ионизационных детекторах ядерных излучений приходится иметь дело с двумя различными случаями прилипания электронов: а) в отсутствие электрического поля при диффузионном движении электронов; б) при дрейфе электронов в электрическом поле.

Первый случай реализуется, например, в широкозачорных искровых или в больших стримерных камерах, где неудобно управлять временем памяти камеры с помощью очищающего электрического поля. В такие камеры для уменьшения времени памяти добавляют электроотрицательную примесь, молекулы которой в интервале времени между прохождением частицы и подачей высоковольтного импульса захватывают электроны. Для скорости уменьшения концентрации электронов в этом случае можно записать:

$$\frac{dn}{dt} = -\sigma_3 v n N_{np}, \quad (6.37)$$

где N_{np} – концентрация захватывающей электрон примеси. Так как обычно $N_{np} \gg n$, то можно считать, что концентрация атомов примеси практически не убывает, т.е. $N_{np} = const$. Тогда

$$n = n_0 \exp(-\sigma_3 \nu n N_{np}) = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (6.38)$$

где τ – время жизни электронов до захвата:

$$\tau = \frac{1}{\sigma_3 \nu N_{np}}. \quad (6.39)$$

При движении в электрическом поле меняется энергия электронов. Поэтому сечение захвата также изменяется. В остальном закономерности будут те же. Для электронов, движущихся в электрическом поле вдоль оси и испытывающих захват, можно написать:

$$\tau = n_0 \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right), \quad (6.40)$$

где δ – средний путь электрона до захвата, т.е. сдвиг. Сравнивая (6.38) и (6.40), легко найти, что

$$\delta = \tau \nu_{др} = \frac{\nu_{др}}{\sigma_3 \nu N_{np}}, \quad (6.41)$$

где $\nu_{др}$ – скорость дрейфа электрона относительно иона.

6.6. Некоторые превращения элементарных возбуждений

6.6.1. Образование молекулярных ионов

Образованные частицей положительные ионы и возбужденные атомы также претерпевают различные превращения. Мы здесь обсудим только простейшие из них, происходящие в благородных газах.

По той же причине, по которой электроны захватываются нейтральными атомами, положительные атомарные ионы благородного газа, взаимодействуя с нейтральными атомами, образуют молекулярные ионы. И по тем же причинам, которые были подробно обсуждены в предыдущем подразделе, наиболее вероятный механизм этого процесса – тройное соударение:



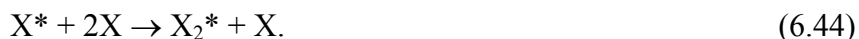
Образующиеся молекулярные ионы, оказываются весьма стабильными системами. Энергия связи их порядка 1 эВ. Вероятность образования молекулярного иона удобно характеризовать так же, как и при захвате электрона тройным соударением, константой скорости реакции (6.42). По порядку величины эта константа близка к соответствующей величине для электрона: $K \sim 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$. Отсюда характерное время реакции (6.42) при атмосферном давлении составляет

$$\tau = \frac{1}{KN^2} \sim 10^{-8} \text{ с}. \quad (6.43)$$

Полученный результат показывает, что положительные ионы в благородном газе весьма быстро, т.е. с большой вероятностью, образуют молекулярные ионы еще до того, как закончится термализация электронов. В электрическом поле ионы дрейфуют в основном в виде молекулярных ионов.

6.6.2. Образование возбужденных молекул

Менее очевидны физические причины, которые вызывают реакцию



Действительно, возбужденный атом зарядом не обладает, но он обладает дипольным моментом, и этот дипольный момент индуцирует дипольный момент в нейтральном атоме, и взаимодействие дипольных моментов определяет начальное сближение атомов, т. е. их взаимодействие на больших расстояниях. Когда атомы сближаются, в игру вступает ковалентное взаимодействие: внешний электрон обобществляется, что определяет весьма стабильный характер возбужденных молекул. Вероятность реакции (6.44) того же порядка, что и (6.42).

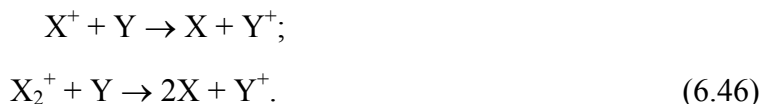
6.6.3. Взаимодействие с примесью

Как элементарные возбуждения X^* и X^+ , так и возникшие молекулярные образования X_2^+ , X_2^* могут взаимодействовать с различными молекулами примеси. Отметим здесь два возможных последствия этого взаимодействия: перехват возбуждения и девозбуждение. Выше уже отмечалась реакция, приводящая к эффекту Джесси (6.5). Другие реакции, приводящие к перехвату возбуждения, имеют следующий вид:



Понятно, что эти реакции идут только при определенном соотношении между энергиями возбуждения. Так, в смеси аргон-азот реакции (6.45) идут весьма эффективно, и азот специально добавляли в аргонные сцинтилляционные детекторы для перевода излучения в видимую область. В смеси же ксенон-азот эти реакции энергетически невозможны.

Наблюдается также перехват энергии ионизации, т.е. перезарядка:



В некоторых случаях молекула примеси, впрочем, как и молекула основного газа, но, как правило, с большей вероятностью, может, не перехватывая возбуждения, способствовать девозбуждению, т.е. ускорять излучательный или безызлучательный переходы. Особенно вероятны такие процессы, когда девозбуждающий партнер – электрон.

6.7. Диффузия и дрейф электронов и ионов

6.7.1. Диффузия

В отсутствие электрического поля заряды в веществе могут испытывать диффузионные перемещения. Основное уравнение диффузии – уравнение Фика – показывает связь между плотностью потока частиц $n\nu$ и градиентом их концентрации:

$$n\nu = -D \cdot \text{grad}(n), \quad (6.47)$$

где D – коэффициент диффузии. В кинетической теории газов показывается, что

$$D = -\frac{\nu \bar{\Lambda}}{3}. \quad (6.48)$$

Выражение (6.48) приближенное и согласуется с экспериментальными данными лишь по порядку величины. Правильные значения коэффициента диффузии можно рассчитать, пользуясь функцией распределения зарядов по энергиям или по скоростям.

Диффузионный поток частиц подчиняется уравнению непрерывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{grad}(n\nu) = 0. \quad (6.49)$$

Используя (6.47) и (6.48), получаем нестационарное уравнение диффузии:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (6.50)$$

Если в начале координат находится n_0 частиц и в момент времени $t = 0$ они начали диффундировать сквозь газ, то трехмерная плотность частиц в момент t на расстоянии r от начала координат является решением уравнения (6.50):

$$n(r) = \frac{n_0}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right). \quad (6.51)$$

Из этой функции распределения можно найти среднее и среднеквадратичное смещение частицы от начала координат

$$\bar{r} = \frac{1}{n_0} \int_0^\infty r n(r) dr = \sqrt{\frac{12Dt}{\pi}}, \quad (6.52)$$

$$\sqrt{r^2} = \frac{1}{n_0} \int_0^\infty r^2 n(r) dr = \sqrt{6Dt}. \quad (6.53)$$

Решение задачи для одномерного и двумерного случаев следующее:

$$\text{одномерный: } \sqrt{r^2} = \sqrt{2Dt}; \quad (6.54)$$

$$\text{двумерный: } \sqrt{r^2} = \sqrt{4Dt}. \quad (6.55)$$

Воспользовавшись полученными соотношениями, можно найти среднее время, в течение которого частицы продиффундируют на расстояние b :

$$\text{в сферической геометрии: } \frac{1}{D} \left(\frac{b}{\pi}\right)^2, \quad (6.56)$$

$$\text{в цилиндрической геометрии: } \frac{1}{D} \left(\frac{b}{2,405}\right)^2. \quad (6.57)$$

6.7.2. Дрейф ионов

В газах, жидкостях, а во многих случаях и в твердых телах приходится иметь дело с двумя типами зарядов, резко различающимися по массам: с ионами (положительными или отрицательными) и с электронами. Из-за различия масс и характер движения в электрическом поле для этих двух групп зарядов резко различается.

Ионы, участвуя в тепловом движении, одновременно слегка сдвигаются в электрическом поле. Энергию, которую ионы набирают в электрическом поле на длине свободного пробега, они легко отдают в столкновениях и, таким образом, энергию поля ионы не накап-

ливают. При таких условиях скорость дрейфа ионов оказывается много меньше скорости теплового движения.

Скорость дрейфа можно определить как среднюю скорость смещения в электрическом поле на длине свободного пробега. Поскольку на длине свободного пробега ион движется в поле равномерно-ускоренно, то

$$v_g = \frac{v_1 + v_2}{2}, \quad (6.58)$$

где v_1 – скорость в поле сразу после столкновения; v_2 – скорость в конце свободного пробега перед следующим столкновением. В соответствии с принятым выше исходным условием ион при столкновении полностью теряет скорость в направлении поля, приобретенную при ускорении полем на предыдущей длине свободного пробега, т.е. $v_1 = 0$. Введя a – ускорение иона, запишем

$$v_2 = \frac{at^2}{2}, \quad (6.59)$$

где t – время свободного пробега. Поскольку E есть напряжённость электрического поля, то для скорости дрейфа получаем выражение

$$v_g = \frac{eE\bar{\Lambda}}{2m\bar{v}}. \quad (6.60)$$

Формула (6.60) получена очень простыми средствами. Учет распределения свободных пробегов и скоростей проведен просто использованием их средних величин. Если более строго учесть распределение свободных пробегов, то получается значение скорости дрейфа в два раза большее:

$$v_g = \frac{eE\bar{\Lambda}}{m\bar{v}}. \quad (6.61)$$

Если же учесть еще и распределение скоростей, то получим

$$v_g = 0,815 \frac{eE\bar{\Lambda}}{m\sqrt{\bar{v}^2}}. \quad (6.62)$$

Формулы (6.60)–(6.62) в основном правильно определяют вид функциональной зависимости, но от них нельзя ждать количественного соответствия с экспериментом. Правильные значения скорости дрейфа можно получить, используя более строгую теорию, в частности функцию распределения ионов по энергиям. Выражение (6.61) можно переписать в следующем виде:

$$v_g = \mu E, \quad (6.63)$$

где μ – подвижность, имеющая размерность $\text{см}^2/\text{с}\cdot\text{В}$:

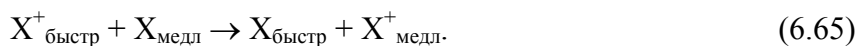
$$\mu = \frac{e\bar{\Lambda}}{m\bar{v}}. \quad (6.64)$$

В табл. 6.7 приведены значения подвижности некоторых ионов в собственных газах при нормальных условиях.

Таблица 6.7. Подвижности ионов в собственных газах

	He ⁺	Ne ⁺	Ne ₂ ⁺	Ar ⁺	Ar ₂ ⁺	Kr ⁺	Kr ₂ ⁺	Xe ⁺	Xe ₂ ⁺	N ₂ ⁺	O ₂ ⁺	O ₂ ⁻
$\mu, \frac{cM^2}{c \cdot B}$	10,8	4,2	6,5	1,5	1,8	0,9	1,2	0,6	0,8	2,5	2,3	2,0

Вообще говоря, скорость дрейфа ионов тем меньше, чем больше их масса. Однако это не так для ионов в собственном газе. В этом случае может играть роль перезарядка



Когда в газе движутся чужие ионы и, в частности, молекулярные ионы X_2^+ в благородном газе, то вероятность перезарядки оказывается заметно меньше. Из-за этого подвижность молекулярных ионов выше, чем атомарных.

6.7.3. Дрейф электронов

Проведенное обсуждение дрейфа ионов, видимо, справедливо и для электронов в очень слабых полях (< 1 В/см). В больших полях электроны накапливают заметную энергию, намного превышающую энергию теплового движения, из-за того, что при соударении передают молекулам очень незначительную часть своей энергии. Другими словами, подвижность электронов в газе есть константа, не зависящая от напряженности поля, только в тех условиях, пока распределение электронов по скоростям является максвелловским.

При обсуждении диффузии и дрейфа ионов уже указывалось, что расчет таких макроскопических параметров, как дрейф и диффузия, исходя из элементарных микроскопических процессов столкновений, требует знания функции распределения частиц по скоростям. Это связано с тем, что вероятность (частота, сечение) столкновения есть определенная функция скорости сталкивающихся частиц. Среднее значение, получающееся в результате измерений, представляет собой результат усреднения по всему спектру скоростей.

Анализ дрейфа ионов на простейшем уровне дает разумные результаты. В случае же электронов необходимо привлечь более глубокие представления, использующие функцию распределения.

В тех случаях, когда электронный газ находится в тепловом равновесии со средой, электроны характеризуются максвелловским распределением:

$$\varphi_M(E)dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}(kT)^{\frac{3}{2}}} \sqrt{E} \left[\exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \right] dE, \quad (6.66)$$

$$f_M(v)dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 \left[\exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \right] dv. \quad (6.67)$$

Соответствующие наиболее вероятные величины (отвечающие максимуму распределения):

$$v_{\text{вер}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad E_{\text{вер}} = \frac{3}{2} kT; \quad (6.68)$$

среднеквадратичные величины:

$$\sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}, \quad \sqrt{E^2} = \frac{3}{2} kT. \quad (6.69)$$

В электрическом поле функция распределения несколько изменяется. Еще в 1905 г. Лоренц предположил, что в этом случае функцию распределения можно записать в виде

$$f(\nu) = f_0(\nu) + \nu_x f_1(\nu), \quad (6.70)$$

где $f_0(\nu)$ – изотропная часть функции – остается максвелловской, а второе слагаемое характеризует изменение функции, причем это изменение слабое. Позднее Пиддак нашел, что в поле изменяется и изотропная часть функции, но по-прежнему

$$f(\nu) \gg \nu_x f_1(\nu). \quad (6.71)$$

Функция распределения может быть найдена как решение кинетического уравнения Больцмана. Мы не можем здесь обсуждать это уравнение. Отметим только, что в него закладываются сечения и вид столкновений (только упругие, с возбуждением колебательных состояний молекул, с ионизацией) и находится соответствующая функция распределения.

В случае только упругих столкновений наиболее полное решение, учитывающее зависимость сечения взаимодействия от скорости и движения молекул, получено Давыдовым в 1936 г. В частности, когда частота столкновений не зависит от скорости ($n=0$, а частота столкновения электрона с атомами $\nu = C\nu^n = C$), то

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \frac{me^2 E^2}{2m_e^2 \nu^2}, \\ \nu_{op} &= \frac{eE\bar{\Lambda}}{m_e \nu}. \end{aligned} \quad (6.72)$$

В другом предельном случае, когда сечение соударения электрона не зависит от скорости ($n = 1$, $C = 1/\bar{\Lambda}$),

$$\begin{aligned} \bar{E} &= 0,427 \sqrt{\frac{m_e}{2}} eE\bar{\Lambda}, \\ \nu_{op} &= 0,897 \frac{\sqrt{eE\bar{\Lambda}}}{\sqrt[4]{mm_e}}. \end{aligned} \quad (6.73)$$

Оба рассмотренных предельных случая реализуются на практике. В слабых полях основным потенциалом, определяющим упругое взаимодействие электрона с атомом, является поляризационное притяжение (см. подраздел 6.4).

Так как в этом случае сечение рассеяния обратно пропорционально скорости, то имеем случай постоянной частоты столкновений и $\nu_{op} \sim E$.

В сильных полях во взаимодействии электронов с атомами преобладают соударения типа твердых шариков, т.е. сечение не зависит от скорости. В этом случае $\nu_{op} \sim \nu_{op} \sim \sqrt{E}$.

Во всех приведенных формулах скорость дрейфа зависит от произведения $eE\bar{\Lambda}$. Ясно, что это энергия, набираемая электроном на длине свободного пробега. Так как $\bar{\Lambda} \sim 1/p$, где p – давление, то мера этой энергии есть отношение E/p . Вот почему многие параметры, характеризующие поведение электронов в газах при нормальном давлении, есть функция E/p .

Выше учитывались только упругие соударения электронов. Однако в молекулярных газах и в смесях с молекулярными газами большую роль играют неупругие столкновения. Модификация уравнения Больцмана для учета неупругих столкновений была проведена Холстейном. Интегриродифференциальное уравнение Холстейна требует численного решения.

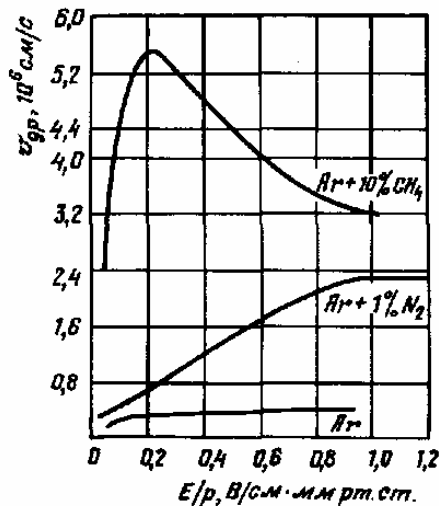


Рис. 6.6. График зависимости скорости дрейфа электронов в чистом аргоне и аргоне с примесями от параметра E/P

На рис. 6.6 приведена зависимость скорости дрейфа электронов от параметра E/p в чистом аргоне и аргоне с примесями. Видно, что скорость дрейфа может выходить на насыщение или даже падать с ростом E/p . Качественно это можно понять из простейших выражений для $v_{др}$ (6.72) и (6.73), если учесть, что $\bar{\Lambda}$ есть функция средней энергии электрона, а та зависит от напряженности электрического поля. Реальный вид зависимости скорости дрейфа от поля определяется функцией $\bar{\Lambda} = f(\mathcal{E})$.

В частности, на зависимости $\bar{\Lambda}$ от \bar{v} основан известный способ существенного увеличения скорости дрейфа в благородных газах путем добавления молекулярной примеси. На рис. 6.3 приведена зависимость сечения рассеяния электронов на атомах благородных газов от энергии. Немонотонный характер этой зависимости называется эффектом Рамзауэра. В сильных полях энергия электронов устанавливается в области максимума кривой в районе 10 эВ. Добавление молекулярного газа резко снижает энергию электронов из-за неупругих столкновений, возбуждающих колебательные уровни молекул. С уменьшением энергии уменьшается сечение столкновений и, следовательно, возрастает средняя длина свободного пробега, а с нею и скорость дрейфа.

Из простейших выражений для подвижности и коэффициента диффузии

$$\mu = \frac{e\bar{\Lambda}}{m\bar{v}}, \quad D = \frac{1}{3}\bar{v}\bar{\Lambda}$$

можно составить отношение

$$\frac{D}{\mu} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{m\bar{v}^2}{2}. \quad (6.74)$$

Видно, что это отношение пропорционально энергии электронов. Таким образом, одновременное знание подвижности и коэффициента диффузии позволяет определять среднюю энергию электронов.

В случае максвелловского распределения электронов по скоростям $m\bar{v}^2/2 = \eta kT/e$, и тогда

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}. \quad (6.75)$$

Соотношение (6.75) в литературе называют формулой Эйнштейна. Как указывают Хаксли и Кромптон, правильнее было бы называть ее формулой Нернста – Таунсенда.

Если же распределение электронов по энергиям отличается от максвелловского, то $\overline{mv^2}/2 = \eta \cdot 3kT/e$ и

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\eta kT}{e}, \quad (6.76)$$

где η – энергетический множитель Таунсенда.

6.8. Рекомбинация

6.8.1. Механизмы рекомбинации

Рекомбинация, как ясно из самого термина, – это воссоединение противоположных по знаку зарядов. При этом заряды исчезают, что фатально для ионизационного метода. Но если рекомбинация приводит к излучению фотонов, то это очень полезно для сцинтилляционного метода. Отсюда понятно, какую важную роль играет рекомбинация для работы детекторов излучений. На практике приходится принимать специальные меры, чтобы избежать рекомбинации при разработке и эксплуатации ионизационных детекторов и, наоборот, всячески способствовать рекомбинации в сцинтилляционных детекторах.

В соответствии с ассортиментом зарядов, которые появляются в веществе после прохождения заряженных частиц, надо разделять ион-ионную и электрон-ионную рекомбинацию.

Поскольку вероятность рекомбинации сильно зависит от относительной скорости рекомбинирующих партнеров, то, следовательно, ион-ионная рекомбинация заметно вероятнее, чем электрон-ионная. Однако ион-ионная рекомбинация может иметь место только в том случае, когда электроны захватываются с образованием отрицательных ионов. Вероятность ион-ионной рекомбинации будем характеризовать коэффициентом рекомбинации β :

$$\beta = \sigma v \text{ см}^3/\text{с}. \quad (6.77)$$

Механизмы ион-ионной рекомбинации:

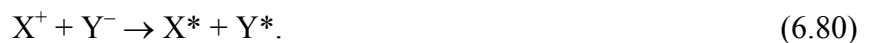
а) радиационной, $\beta \sim 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$:



б) с тройным соударением, $\beta \sim 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$:

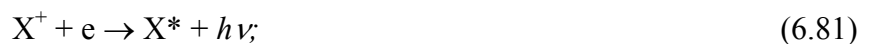


в) со взаимной нейтрализацией с перезарядкой, $\beta \sim 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$:

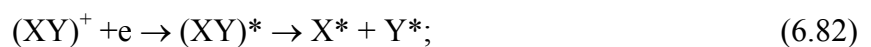


Электрон-ионная рекомбинация может иметь следующие механизмы:

а) радиационный, $\beta \sim 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$:



б) диссоциативный, $\beta \sim 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$:



в) с тройным соударением с молекулой, $\beta \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ в молекулярных газах, $\beta \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ в атомарных газах, или с электроном (зависит от плотности электронов):



Теоретические выражения для коэффициента рекомбинации одним из наиболее вероятных механизмов – тройным соударением – дали Томсон (область низких давлений) и Ланжевен (область высоких давлений). Согласно Томсону

$$\beta = const \cdot \frac{e^4}{\sqrt{m}} \cdot \frac{1}{(kT)^{\frac{3}{2}}}. \quad (6.84)$$

Согласно Ланжевену

$$\beta = 8\pi\mu e. \quad (6.85)$$

Скорость рекомбинации существенно зависит от взаимного расположения рекомбинирующих зарядов. Учет всех возможных реальных ситуаций крайне сложен. Поэтому выделяют несколько простых модельных распределений зарядов, которые мы сейчас и рассмотрим.

6.8.2. Кинетика рекомбинации

6.8.2.1. Предпочтительная (преференциальная) рекомбинация

Когда среднее расстояние между парами ионов \bar{l} оказывается много больше среднего расстояния между компонентами пары $\sqrt{R^2}$, т.е. расстояния, на которое электрон ушел от родительского иона в процессе термализации (см. подраздел 6.3.), то рекомбинация идет в основном в парах между генетически связанными партнерами. Для этого случая введем понятие сферы захвата.

Вокруг положительного иона имеется электрическое поле, потенциальная энергия которого

$$I(r) = \frac{e^2}{r}. \quad (6.86)$$

Термализовавшийся электрон оказывается в этом поле, и если оно велико, т.е. расстояние между зарядами мало, то электрон будет дрейфовать в этом поле и в конце концов прорекомбинирует с ионом. Если же электрон при термализации отошел далеко от родительского иона и оказался в слабом поле, то он будет испытывать диффузионные перемещения и может никогда не встретиться с ионом. Какой из указанных случаев реализуется, зависит от соотношения потенциальной энергии электростатического взаимодействия зарядов и энергии теплового движения электрона.

Если $e^2/r > kT$, то с высокой вероятностью рекомбинация произойдет. Если $e^2/r < kT$, то тепловое движение может отбросить электрон от иона и рекомбинация не произойдет. Равенство этих энергий дает значение критического радиуса, или радиуса сферы захвата: $e^2/r_k = kT$, $r_k = e^2/kT$.

Итак, при $\sqrt{R^2} > r_k$ рекомбинация не произойдет, при $\sqrt{R^2} < r_k$ произойдет.

Как показал Онзагер, вероятность электрону, находящемуся на расстоянии r от иона, избежать рекомбинации дается выражением:

$$\varphi(r) = \exp\left(-\frac{e^2}{rkT}\right) = \exp\left(-\frac{r_k}{r}\right). \quad (6.87)$$

Интегрируя по углам и по всем возможным расстояниям r в соответствии с функцией распределения (6.23), считая распределение пар изотропным и учитывая изменение, вносимое внешним электрическим полем в выражение (6.87), имеем

$$\varphi(E) = \int_0^{\infty} f(r) \rho(r, E) dr. \quad (6.88)$$

6.8.2.2. Объёмная рекомбинация

Другой модельный случай реализуется, когда среднее расстояние между парами меньше среднего расстояния между компонентами пары. Тогда каждый электрон имеет практически равную вероятность прорекомбинировать с любым ионом. Рекомбинация в таких условиях называется объёмной.

Если скорость образования зарядов в объёме принять постоянной и однородной и обозначить n_0 см³·с, то для скорости изменения концентрации зарядов можно написать:

$$\frac{dn}{dt} = n_0 - \beta n^+ n^-. \quad (6.89)$$

Поскольку при создании ионов ионизирующим излучением $n^+ = n^- = n$, то

$$\frac{dn}{dt} = n_0 - \beta n^2. \quad (6.90)$$

В равновесных условиях $dn/dt = 0$. Тогда

$$n = \sqrt{\frac{n_0}{\beta}}. \quad (6.91)$$

Как видно из (6.90), когда основную роль в убыли зарядов играет объёмная рекомбинация, концентрация зарядов, а следовательно, и ток, определяемый ею, пропорционален корню квадратному из интенсивности облучения.

При выключении источника облучения убыль зарядов идет по закону, являющемуся решением уравнения $dn/dt = -\beta n^2$, т.е. по гиперболе

$$n(t) = \frac{N_0}{1 + N_0 \beta t}. \quad (6.92)$$

Здесь N_0 – концентрация ионов в момент выключения источника.

Отметим, что в случае предпочтительной рекомбинации убыль зарядов происходит по экспоненте.

6.8.2.3. Колонная рекомбинация

Во многих случаях ионизация вещества сосредоточена в узких областях вдоль трека частиц, а в пространстве, окружающем трек, ионизация отсутствует. Если трек представляет собой цилиндрическую область, как, например, трек альфа-частиц в достаточно плотных средах, то рекомбинацию называют колонной. Впервые колонную рекомбинацию рассмотрел Яффе в 1908–1913 гг.

Вариантом колонной рекомбинации является рекомбинация в ячейках, рассмотренная Ли в 1934 г. В обоих случаях задается определенный вид пространственного распределения зарядов и их рекомбинация описывается с использованием коэффициента рекомбинации Ланжевена.

ПРИЛОЖЕНИЕ

П1. Аппаратные средства мёссбауэровской спектроскопии

П1.1. Структурная схема мёссбауэровского спектрометра

Структурная схема мёссбауэровского спектрометра (рис. П1.1) обязательно включает в себя систему задания движения СЗД, систему регистрации и устройство синхронизации УС их работы. В свою очередь в системе регистрации выделяют спектрометрический тракт СТ и устройство накопления и обработки информации УНО.

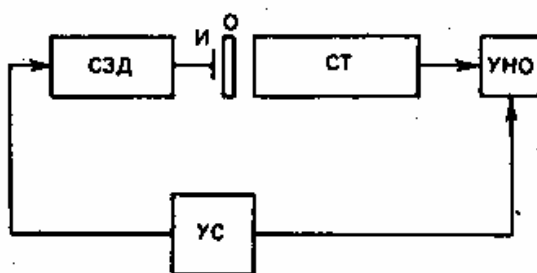


Рис.П1.1. Структурная схема мёссбауэровского спектрометра

Система заданий движения предназначена для модуляции энергии γ -квантов по некоторому периодическому закону. Она включает в себя генератор опорного напряжения и устройство, реализующее перемещение источника излучения И или образца О. Соответствие сигнала опорного генератора закону изменения скорости достигается путем использования электродинамических вибраторов, представляющих собой авторегулируемую систему с обратной связью. По характеру задаваемого закона изменения скорости ЯГР-спектрометры делятся на два типа: 1) с постоянной скоростью; 2) с переменной скоростью (постоянным ускорением).

У мёссбауэровских спектрометров первого типа источник совершает периодические колебания относительно образца с постоянной в каждом полупериоде скоростью (рис. 3.14, а). Это дает возможность тщательного исследования отдельных участков спектра за короткое время. Основным недостатком спектрометров с постоянной скоростью – влияние дрейфа параметров спектрометрического тракта на результаты измерений. Поэтому большее распространение получили спектрометры с переменной скоростью (рис. П1.2, б), в которых скорость источника монотонно изменяется в каждом периоде колебаний. Для регистрации мёссбауэровского спектра в них используют многоканальное устройство накопления информации, в котором синхронно с линейно изменяющейся скоростью движения источника происходит равномерное переключение регистрирующих каналов. При такой организации каждый канал устройства накопления соответствует определенному значению скорости.

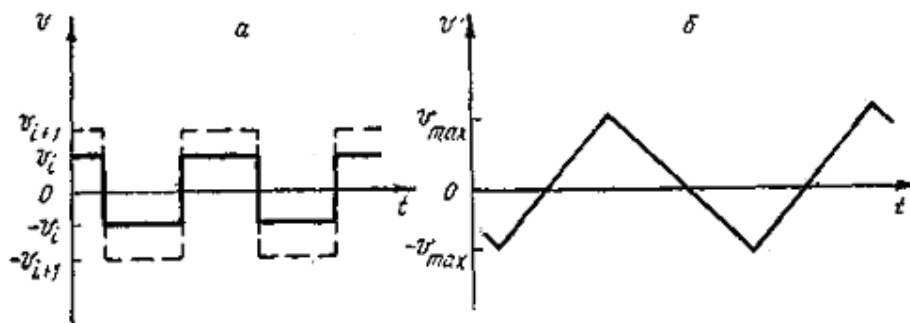


Рис. 11.2. Закон изменения скорости системы движения с постоянной (а) и переменной (б) скоростью (с постоянным ускорением)

Для эффективной работы мессбауэровского спектрометра большое значение имеет правильный выбор детектора излучений – основного элемента спектрометрического тракта. Для регистрации низкоэнергетического излучения используют полупроводниковые, пропорциональные и сцинтилляционные детекторы. Для регистрации конверсионных электронов разработан целый ряд эффективных и сравнительно простых детекторов.

Требования к параметрам детектора зависят от характера решаемой задачи и выбранной геометрии измерений. В геометрии пропускания образец устанавливается между источником и детектором и регистрируется доля поглощенного излучения. Степень поглощения мессбауэровского излучения зависит от относительной скорости источника и поглотителя, что позволяет выявлять положение и форму γ -резонансных линий. Поскольку в геометрии пропускания детектор находится в прямом пучке γ -излучения, то при достаточно большой активности источника необходимо обеспечить высокую загрузочную способность спектрометрического тракта. Ограничения на допустимую загрузку определяются, прежде всего, типом используемого детектора. Наибольшее распространение получили сцинтилляционные детекторы с тонким (менее 1 мм толщиной) кристаллом NaI(Tl) и газовые пропорциональные счетчики, для которых величины допустимых загрузок по γ -излучению составляют около 10^5 с^{-1} и 10^4 с^{-1} соответственно. Дальнейшее повышение быстродействия спектрометрического тракта обеспечивается различными методами формирования выходных сигналов детекторов, а также применением сцинтилляционных детекторов с органическими сцинтилляторами, имеющими время высвечивания до нескольких наносекунд.

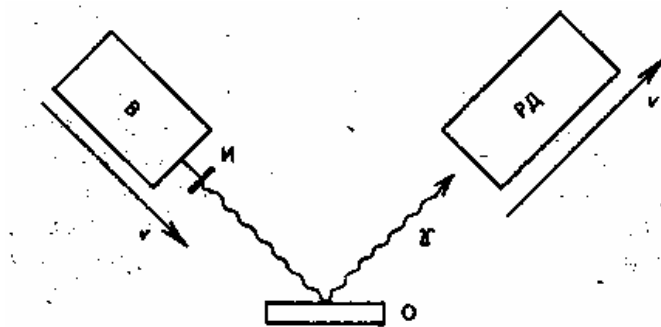


Рис. 11.3. Геометрия рассеяния. Образец неподвижен, источник И и детектор РД движутся в противофазе

При измерениях в геометрии пропускания толщина исследуемого образца должна быть сравнимой с пробегом мессбауэровских γ -квантов в веществе (от 10 мкм до 1 мм). Это условие снимается в геометрии обратного рассеяния, когда источник и детектор расположены по одну сторону от образца (рис. 11.3). При измерениях в геометрии рассеяния появляет-

ся возможность проведения селективного анализа по глубине образца. Это связано с тем, что переход большинства резонансно возбужденных ядер в основное состояние сопровождается испусканием нескольких видов излучений, пробеги которых в веществе различны. Например, резонансно возбужденное ядро ^{57}Fe в 10 % случаев переходит в основное состояние, переизлучая мессбауэровский γ -квант энергией 14,4 кэВ (рис. П1.4). В 90 % случаев этот переход сопровождается испусканием электрона с K -оболочки Fe, энергия которого равна 7,3 кэВ. Излучаемый при этом характеристический квант с энергией 6,3 кэВ в 60 случаях из 90 выбивает с L -оболочки Fe так называемый Оже-электрон, энергия которого равна 5,6 кэВ.

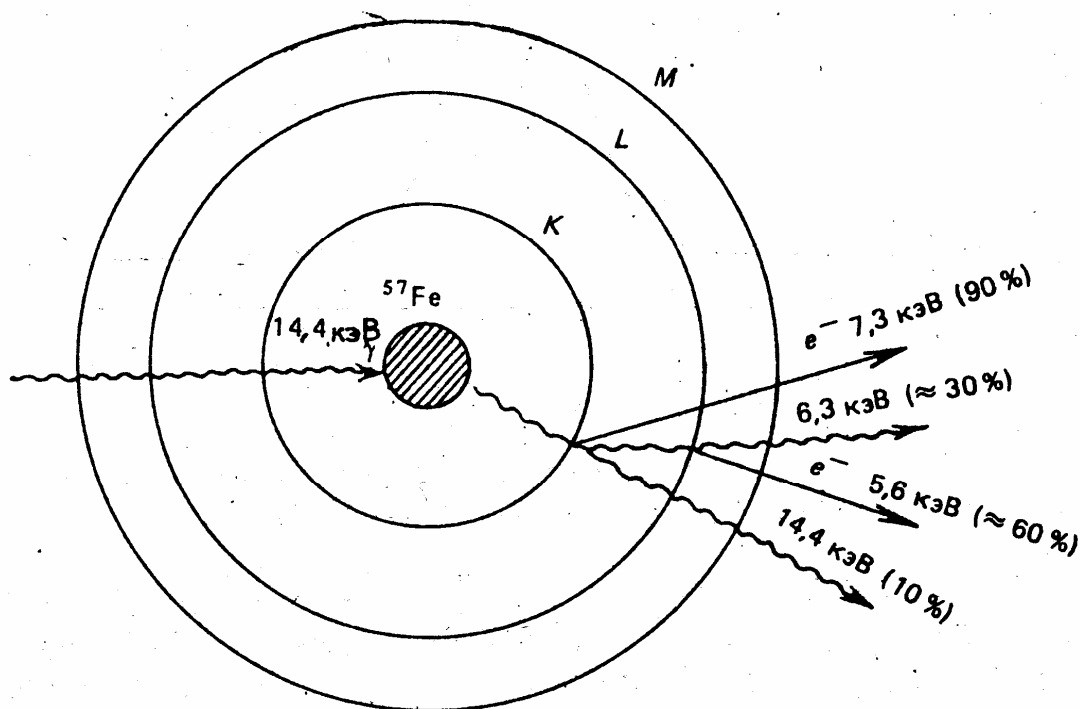


Рис. П1.4. Схема перехода возбуждённого ядра ^{57}Fe в основное состояние

Когда исследуемая толщина поверхностного слоя составляет примерно 10 мкм, целесообразно регистрировать γ - или рентгеновские кванты, пробеги которых в железе равны 20 мкм. При исследовании поверхностных слоев толщиной 10^{-2} – 10^{-1} мкм необходимо регистрировать конверсионные электроны, максимальный пробег которых составляет 0,3 мкм.

Поскольку в геометрии рассеяния детектор вынесен из прямого пучка γ -квантов, на его допустимую загрузочную способность нет жестких ограничений, а отношение эффект/фон значительно выше, чем в геометрии пропускания. Это отношение можно увеличить за счет применения резонансного детектора, который представляет собой детектор низкоэнергетических электронов с резонансной мишенью (конвертором), преобразующей поток γ -излучения в электроны за счет явления конверсии. В качестве конвертора используют, например, соединения железа (олова), обогащенные почти на 100% мессбауэровским изотопом. Вещество конвертора выбирают таким образом, чтобы линия поглощения мессбауэровских ядер в конверторе совпадала с линией испускания источника. При выполнении этого условия источник и резонансный детектор образуют γ -резонансную пару. Эффективность регистрации η в таком детекторе близка к нулю, если энергия E γ -излучения не совпадает с некоторым значением E_0 , и резонансно возрастает при $E \rightarrow E_0$ (рис. П1.5).

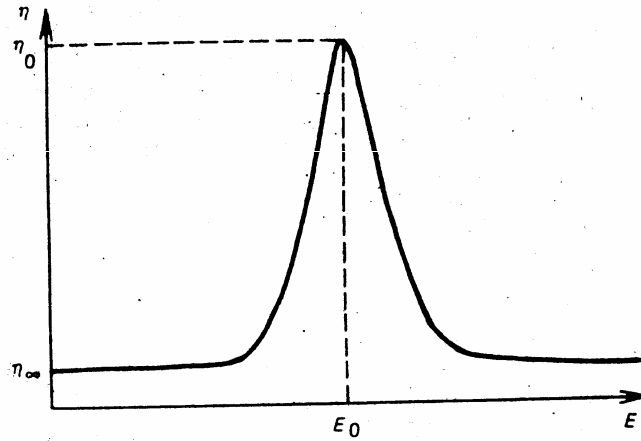


Рис. П1.5. Зависимость эффективности регистрации γ -излучения от энергии для резонансного детектора

К основным параметрам γ -резонансных пар можно отнести: а) селективность S ; б) эффективность регистрации η_0 безотдачных фотонов; в) допустимую загрузочную способность.

Селективность S определяют как отношение эффективностей регистрации γ -квантов при $E = E_0$ и $E = E_\infty$. Большое значение S (до нескольких десятков) обеспечивается тем, что детектор низкоэнергетических электронов, входящий в состав резонансного детектора, может иметь близкую к нулю эффективность регистрации γ -излучения при почти 100%-ной эффективности регистрации электронов в силу резкого различия их удельных ионизационных потерь.

Эффективность регистрации безотдачных γ -квантов $\eta_0 = P_{\Pi} P_{\text{Д}} \eta_e$, где P_{Π} – вероятность поглощения резонансного γ -кванта веществом сцинтиллятора; $P_{\text{Д}}$ – вероятность попадания электрона конверсии в детектор; η_e – эффективность регистрации конверсионного электрона. Как правило, $\eta_e \approx 1$. Для увеличения $P_{\text{Д}}$ конвертор помещают внутри рабочего объема детектора электронов. Вероятность P_{Π} зависит от эффективной толщины C_{Π} конвертора по резонансному изотопу ($C_{\Pi} = n \sigma_{\text{эф}} x$; n – число атомов резонансного изотопа в 1 см^3 ; $\sigma_{\text{эф}}$ – эффективное сечение резонансного поглощения γ -квантов; x – линейная толщина конвертора). Эффективность регистрации возрастает с ростом эффективной толщины конвертора, однако в этом случае может уменьшиться S . Поэтому C_{Π} обычно подбирают экспериментально.

Допустимая загрузочная способность резонансного детектора определяется быстродействием детектора электронов. Наибольшим быстродействием обладают резонансные сцинтилляционные детекторы с пластмассовым сцинтиллятором, обеспечивающие загрузочную способность выше 10^6 с^{-1} .

При использовании резонансных детекторов в γ -резонансных измерениях следует учитывать некоторые особенности. Например, в случае геометрии пропускания источник жёстко фиксирован относительно детектора, а в движение приводится поглотитель. В случае геометрии рассеяния образец неподвижен, а движутся в противофазе источник И и детектор РД (рис. 3.17). Это обстоятельство усложняет проведение измерений с резонансными детекторами.

П1.2. Системы движения мёссбауэровского спектрометра

П1.2.1. Электродинамическая система движения

Система движения является наиболее важным узлом мессбауэровского спектрометра. Она предназначена для модуляции энергии γ -квантов по некоторому периодическому закону. Для создания механического движения с управляемой скоростью применялись разные методы: создание поступательно-вращательного движения с помощью кулачковых механизмов, вращение наклонного относительно направления вылета γ -лучей диска, перемещение источника с помощью микровинта. Для получения очень малых скоростей использовались гидравлические приводы. Основным недостатком таких систем заключается в том, что в них трудно устранить вибрации. Кроме того, рабочие свойства некоторых частей механических приводов могут изменяться с изменением температуры, в результате износа, что приводит к снижению стабильности установки.

Широкое применение нашли электродинамические системы – вибраторы. Принципиальная схема такого вибратора приведена на рис.П1.6. Здесь движение создается катушкой, находящейся в кольцевом зазоре магнита и питаемой от генератора, создающего напряжение определенной формы. Вторая катушка, также расположенная в кольцевом зазоре второго магнита и жестко связанная с первой, является датчиком скорости.

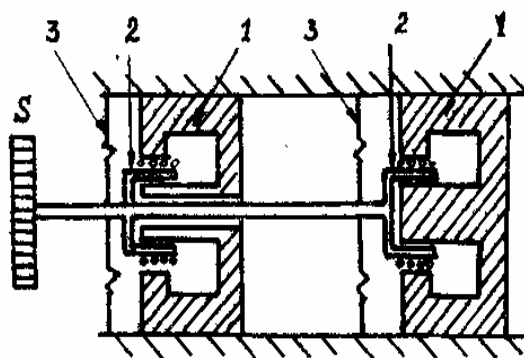


Рис. П1.6. Принципиальная схема электродинамического вибратора: S – источник, 1 – кольцевые магниты, 2 – катушки, 3 – пружины

Соответствие сигнала опорного генератора закону изменения скорости достигается наличием обратной связи (рис. П1.7), благодаря чему система движения может быть авторегулируемой.

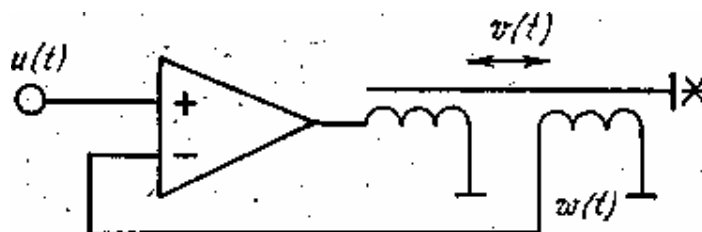


Рис. П1.7. Схема включения электродинамического вибратора с обратной связью

Схема включения вибратора представлена на рис. П2. Так как $\omega(t) \sim v(t)$, то система охвачена стопроцентной отрицательной обратной связью по скорости движения. Следовательно, закон изменения скорости $v(t)$ такой же, как и у входного сигнала $u(t)$, который формируется стандартными методами.

Система движения характеризуется следующими основными параметрами: типом привода (с постоянной или переменной скоростью); диапазоном скоростей; законом изменения скорости (для спектрометров с переменной скоростью); стабильностью, шагом и точностью определения скорости; уровнем вибраций.

П1.2.2. Пьезоэлектрическая система движения

Наиболее удачной системой движения, предназначенной для рассогласования резонансных условий взаимодействия, является вибратор в виде биморфного пьезоэлемента из поляризованной керамики типа ЦТС, обладающей хорошими пьезоэлектрическими свойствами и имеющей высокую стабильность параметров при изменении температуры и влажности окружающей среды. Кольцевой источник крепится на трех пьезоэлементах, расположенных под углом 60° по отношению друг к другу (рис. П1.8). Размеры элементов $70 \times 12 \times 2$ мм³.

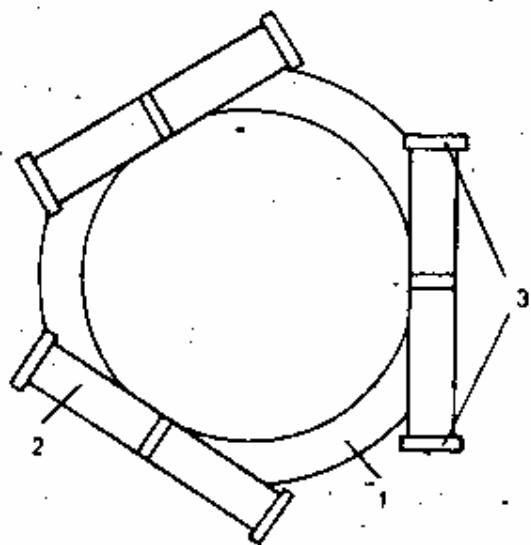


Рис. П1.8. Схема крепления кольцевого источника $^{119m}\text{SnO}_2$ (1) на керамических пьезоэлементах (2)

Концы пьезовибраторов закреплены зажимами 3 с помощью резиновых прокладок; устройство для крепления источника расположено в центре пьезоэлемента. При воздействии переменного электрического напряжения бипластина совершает колебания, амплитуда которых равна нулю у краев пластины и максимальна в центре. При таком креплении пьезоэлементов резонансная частота в два раза выше, а амплитуда колебаний – примерно в два раза меньше, чем при креплении с одним свободным концом. Развиваемая источником скорость при обоих способах примерно одинакова (около 10 см/с) и достаточна для почти полного рассогласования условий резонансного взаимодействия. Задание движения может производиться с помощью гармонического или прямоугольного сигнала с частотой, равной резонансной частоте пьезоэлемента. Более предпочтителен прямоугольный сигнал (рис. 3.21, а), который позволяет свести к минимуму время нахождения скорости в пределах ширины мессбауэровской линии (время прохождения через нуль). Однако здесь возникает вопрос соответствия задающего сигнала и реальной скорости. Форма сигнала, полученного с помощью датчика ускорения (рис. П1.9), показывает, что закон изменения скорости близок к прямоугольному.

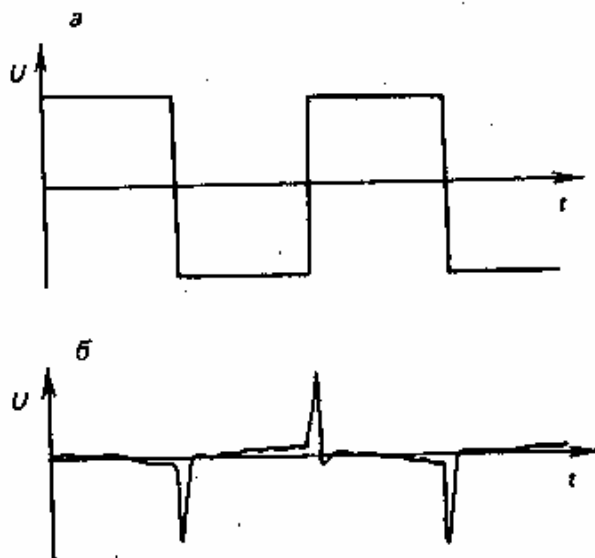


Рис. П1.9. Временные диаграммы сигналов системы движения: а – форма задающего сигнала; б – форма сигнала ускорения центра пьезоэлемента

Это подтверждается также исследованием зависимости величины резонансного эффекта γ -резонансной пары от максимального значения напряжения на пьезоэлементе. При прямоугольном задающем сигнале насыщение кривой достигается значительно раньше, чем при гармоническом (рис.П1.10). Поскольку в геометрии рассеяния углы падения изменяются в широких пределах, проекция скорости движения на направление распространения γ -квантов может быть меньше модуля скорости. Поэтому рабочее напряжение на пьезоэлементах должно быть в несколько раз больше по сравнению с эмиссионным вариантом измерения. Например, в мессбауэровских концентраторах оно равно приблизительно 30 В.

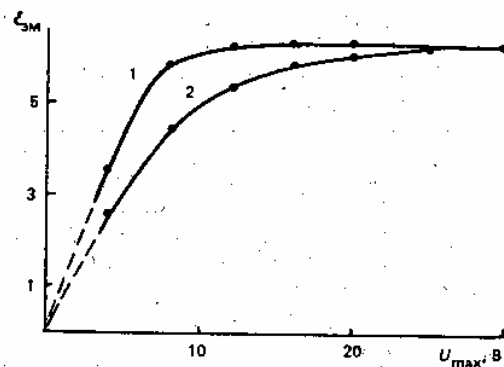


Рис. П1.10. Зависимость величины резонансного эффекта в эмиссионном варианте $\varepsilon_{эм}$ от амплитудного значения напряжения U_{max} на пьезоэлементах для прямоугольного задающего сигнала (1) и для гармонического сигнала (2)

При возвратно-поступательном движении источника излучения всегда имеются моменты времени, когда скорость движения проходит через нуль. Это неизбежно приводит к появлению систематической погрешности в измерении величины резонансного эффекта. Задание прямоугольного закона движения позволяет уменьшить погрешность и даже свести ее к нулю, исключив из регистрации интервалы времени, когда скорость движения источника проходит через нуль. Длительность сигнала запрета регистрации должна соответствовать интервалу скорости, изменяющейся в пределах $\pm 1,5\Gamma$. Введение этого сигнала позволяет не только исключить систематическую погрешность в определении ε , которая в принципе мо-

жет быть учтена при калибровке прибора, но и уменьшить статистическую погрешность измерения ΔC за счёт увеличения крутизны зависимости $\varepsilon(C)$.

П1.3. Источники и поглотители

В качестве поглотителей обычно используют образцы, содержащие стабильные мессбауэровские ядра. Для получения возбужденных ядер мессбауэровского изотопа (источника) Fe-57 с $E_0=14,4$ кэВ используют нестабильный изотоп Co-57, ядра которого внедрены в кристаллическую решетку другого вещества, например хрома или меди. Такой источник дает одиночную нерасщепленную линию.

Поглотителем (мишенью) в эксперименте с таким источником может служить фольга из нержавеющей стали, которая дает простой спектр поглощения.

П1.4. Детекторы

Для эффективной работы мессбауэровского спектрометра большое значение имеет правильный выбор детектора излучений – основного элемента спектрометрического тракта. Диапазон энергий мессбауэровских квантов лежит в пределах от 6 кэВ (^{181}Ta) до 300 кэВ (^{239}Pu). Для регистрации γ -квантов в этой области обычно используют пропорциональные, сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики; все большее применение находят резонансные детекторы.

Требования к параметрам детектора зависят от характера решаемой задачи и выбранной геометрии измерений. Поскольку в геометрии пропускания детектор находится в прямом пучке γ -излучения, то при достаточно большой активности источника необходимо обеспечить высокую загрузочную способность спектрометрического тракта. Дальнейшее повышение быстродействия спектрометрического тракта обеспечивается различными методами формирования выходных сигналов детекторов, а также применением сцинтилляционных детекторов с органическими сцинтилляторами, имеющими время высвечивания до нескольких наносекунд.

Для изотопа Fe-57 чаще всего применяются сцинтилляционные детекторы. На рис. П1.11 показан амплитудный спектр γ -излучения источника Co-57, измеренный сцинтилляционным детектором.

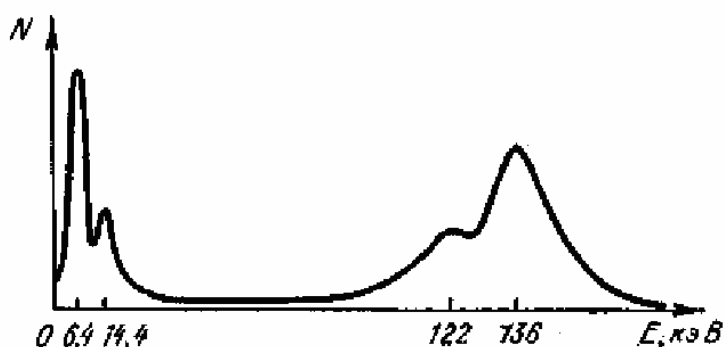


Рис. П1.11. Амплитудный спектр γ -излучения источника Co-57, измеренный сцинтилляционным детектором

Мессбауэровскую линию с энергией 14,4 кэВ можно выделить обычным дифференциальным дискриминатором. Рентгеновские кванты с энергией 6,4 кэВ сопровождают явление

внутренней конверсии, которое является конкурирующим с испусканием мессбауэровского кванта при распаде возбужденного состояния с $E_0 = 14,4$ кэВ. С целью уменьшения чувствительности детектора к γ -квантам с энергиями 122 и 136 кэВ используют достаточно тонкие (менее 1 мм) сцинтилляторы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ободовский И. М.. Преобразование энергии ионизирующих излучений в веществе: учебное пособие. М.: МИФИ, 1981.
2. Холмецкий А. Л., Мисевич О. В.. Мессбауэровские концентраторы. – Мн.: Университетское, 1992.
3. Ф. Ф. Гаврилов. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. Свердловск: УПИ, 1986.
4. Черняев А. П.. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. – М.: Физматлит, 2004. – 152 с.

Учебное издание

Батурицкий Михаил Антонович.

Взаимодействие ионизирующего излучения
с веществом

Учебное пособие

Редактор *М.И. Авхимович*

Технический редактор *М.Л. Шимкевич*

Международный государственный экологический
университет им. А.Д. Сахарова
ул. Долгобродская, 23, 220009, Минск, Республика Беларусь