

А.Ф. АККЕРМАН, М.Я. ГРУДСКИЙ, В.В. СМИРНОВ

**ВТОРИЧНОЕ
электронное
излучение
из твердых тел
под действием
гамма-
квантов**

ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ

А.Ф. АККЕРМАН, М.Я. ГРУДСКИЙ, В.В. СМИРНОВ

**ВТОРИЧНОЕ
электронное
излучение
из твердых тел
под действием
гамма-
квантов**



**МОСКВА
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
1986**

Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В. Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 168 с.

Описаны экспериментальные и теоретические исследования полей вторичных электронов, инициируемых фотонами с энергиями от 1 кэВ до 10 МэВ. На основании согласованных экспериментальных данных проведена проверка различных теоретических моделей переноса частиц. Приведен большой справочный материал по характеристикам вторичных электронов.

Для научных работников и инженеров в области физики защиты от излучений и дозиметрии, радиационной физики.
Табл. 27. Ил. 70. Библиогр. 168

Рецензент В. И. Иванов

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

Абрам Финеелевич Аккерман, Михаил Яковлевич Грудский,
Василий Васильевич Смирнов

ВТОРИЧНОЕ ЭЛЕКТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГАММА-КВАНТОВ

Редактор *О.П. Думеева*

Художественные редакторы *А.Т. Кирилюков, Г.И. Панфиловы*

Технический редактор *Н.М. Бродина*

Корректор *С.В. Малышева*

Оператор *Л.А. Архангельская*

ИБ № 1639

Набор выполнен в Энергоатомиздате на Композере ИБМ 83. Подписано в печать 19.02.86. Т-07486. Формат 60 × 84 1/16. Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 9,76. Усл. кр.-отт. 9,88. Уч.-изд. л. 11,82. Тираж 1500 экз. Заказ 1671. Цена 1 р. 80 к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шолоховская наб., 10
Московская типография №9 Совзнаполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли
109033, Москва, Ж-33, Велючевская ул., 40

1700010000-470

А 051 (01) - 86 16-86

© Энергоатомиздат, 1986

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие	3
Введение	5
Г л а в а 1. Вычислительные методы в теории переноса вторичных излучений	8
1.1. Постановка задачи	8
1.2. Сечения элементарных процессов взаимодействия фотонов	8
1.3. Элементарные процессы взаимодействия электронов с атомами вещества	15
1.4. Многократное рассеяние электронов	22
1.5. Аналитические методы в расчетах характеристик вторичных частиц	25
1.6. Метод статистических испытаний (метод Монте-Карло)	33
Г л а в а 2. Применение метода Монте-Карло для расчета характеристик полей вторичных излучений	35
2.1. Вычислительные схемы метода Монте-Карло в задачах переноса излучения	35
2.2. Методы розыгрышей из заданных распределений	38
2.3. Алгоритмы и программы расчетов переноса вторичных электронов	42
2.4. Погрешности расчета и методы ускорения вычислений	49
2.5. Сопоставление результатов расчетов характеристик вторичных электронов различными методами	53
Г л а в а 3. Экспериментальные методы исследования характеристик вторичного электронного излучения	59
3.1. Общие замечания	59
3.2. Методы сцинтилляционной спектрометрии	62
3.3. Магнитные спектрометры	63
3.4. Электрометрический метод	66
3.5. Сравнение возможностей различных методик	68
Г л а в а 4. Анализ результатов экспериментальных исследований характеристик вторичных электронов	77
4.1. Выход быстрых вторичных электронов как функция атомного номера материала мишеней для энергий фотонов 0,03 – 3 МэВ	77
4.2. Пространственно-энергетические распределения быстрых вторичных электронов	87
4.3. Эмиссия электронов, инициированная низкоэнергетическим фотонным излучением ($E_\gamma < 30$ кэВ)	101
4.4. Закономерности эмиссии истинно вторичных электронов	106
4.5. Заключение	112
Г л а в а 5. Результаты расчетов	113
5.1. Схемы и погрешности расчетов	113
5.2. Энергетические и угловые распределения вторичных электронов ($E_\gamma > 0,1$ МэВ)	115

5.3. Интегральные характеристики вторичных электронов ($E_\gamma > 0,1$ МэВ)	132
5.4. Характеристики вторичных электронов, эмиттируемых под действием фотонов с энергией от 20 до 100 кэВ	135
5.5. Эмиссия быстрых вторичных электронов под действием рентгеновского излучения ($E_\gamma < 10$ кэВ)	141
5.6. Распределение переданной энергии в мишенях равновесной толщины	143
П р и л о ж е н и е 1. Средние потери энергии в неупругих процессах на единицу длины пути $-dE/dx$, 10 эВ/нм, и средние пробеги относительно неупругих процессов λ_I по результатам расчета [46], 10^{-1} нм	146
П р и л о ж е н и е 2. Полный пробег электронов для различных мишеней R_0 , Г/см ²	149
П р и л о ж е н и е 3. Фотокомптоновский ток в неограниченной среде для разных энергий квантов, рассчитанный по программе QUIСKE-2, электрон/фотон	151
П р и л о ж е н и е 4. Схемы розыгрышей из различных распределений	152
П р и л о ж е н и е 5. Выход η_B (н) из разных мишеней, рассчитанных по программе QUIСKE-3, 10^{-3} электрон/фотон	158
Список литературы	159

ПРЕДИСЛОВИЕ

Знание характеристик полей вторичного электронного излучения, формирующихся в облучаемых фотонами твердых телах, необходимо как для развития физических основ дозиметрии фотонного излучения, так и при решении практических задач современного ядерного приборостроения для удовлетворения потребностей медицины, атомной промышленности, ускорительной техники и др.

К настоящему времени накоплен большой объем экспериментальных данных, которые, однако, были получены с помощью различных методов с разной точностью и поэтому нуждаются в тщательном анализе и отборе. Аналогично обстоит дело и с теоретическими методами. В принципе, все характеристики вторичных электронов могут быть определены путем решения кинетического уравнения переноса. Однако до сих пор нет способов нахождения точного решения этого уравнения для случая конечной среды. В связи с этим широкое распространение получили разнообразные приближенные методы расчета, которые базируются на модельных представлениях о замедлении частиц в среде и применимость которых существенно ограничена. Точное установление границ применимости теоретических моделей представляет собой актуальную задачу, которая может быть решена только после тщательного сравнения результатов расчетов с согласованным набором экспериментальных данных.

Одной из основных задач предлагаемой книги является систематизация результатов измерений в целях формирования такого набора, включающего в себя как дифференциальные, так и интегральные характеристики полей вторичного электронного излучения.

Другой задачей книги является обобщение и оценка точности результатов расчетов на основе наиболее развитых вычислительных методов теории — приближенного решения уравнения переноса и метода Монте-Карло. Полученный систематизированный материал имеет справочный характер и заполняет пробелы в экспериментальных данных.

Методической особенностью книги является рассмотрение вопросов, связанных с проведением экспериментальных исследований и организацией расчетов. Это, с одной стороны, должно позволить читателю пользоваться приведенными данными с учетом ограничений, присущих тем или иным методам, а с другой — придает книге логическую завершенность.

Систематизация и анализ обширного материала о полях вторичного электронного излучения осуществляется впервые.

В гл. 1 конспективно изложены все основные современные данные о сечениях элементарных процессов взаимодействия фотонов и электронов с веществом. Особое внимание уделено оценке точности исходных сечений и даны рекомендации по их использованию в расчетах. Кратко рассмотрены вопросы теории многократного рассеяния электронов и области ее применимости. Обсуждаются основные вычислительные методы, используемые для расчета характеристик вторичных электронов.

В гл. 2 детально рассмотрен метод Монте-Карло для решения задач, связанных с эмиссией и переносом вторичных частиц. Выбор этого метода как базового для получения систематических данных отражает не только опыт и интересы авторов — он обусловлен особой гибкостью метода применительно к решению задач переноса частиц со сложными граничными условиями, большой наглядностью вычислительного алгоритма.

Гл. 3 посвящена описанию и анализу экспериментальных методов определения характеристик вторичных электронов. Показывается, что оптимальным является сочетание измерений электрометрическим методом выходов быстрых и медленных вторичных электронов с измерениями на магнитных спектрометрах пространственно-энергетических распределений. Дается анализ источников систематических погрешностей различных методов.

В гл. 4 детально анализируются сами результаты измерений различных авторов и формируется согласованный набор экспериментальных данных. На базе этого набора устанавливаются области применимости различных расчетных методов и выявляются закономерности эмиссии быстрых и медленных вторичных электронов.

Результаты расчетов методом Монте-Карло всех характеристик вторичных электронов в диапазоне энергий первичных фотонов от 1 кэВ до 10 МэВ приведены в гл. 5.

Гл. 1 и 2 написаны А.Ф. Аккерманом совместно с М.Я. Грудским, гл. 3 — В.В. Смирновым, гл. 4 — М.Я. Грудским, гл. 5 и Приложения — А.Ф. Аккерманом (за исключением §5.4, написанного А.Ф. Ададуровым и В.Т. Лазуриком).

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

Систематические экспериментальные и теоретические исследования характеристик полей вторичных электронов, начатые еще в 50-е годы, являются важной частью фундаментальной программы изучения процесса взаимодействия излучения с веществом. Применение всего арсенала ядерно-физических методов исследований позволило понять закономерности формирования таких полей и получить информацию об основных характеристиках вторичных частиц в диапазоне энергий первичных фотонов до 3 МэВ, т.е. в области, где имеются интенсивные радионуклидные γ -источники. Для успешного использования в различных областях науки и техники ускорителей электронов как источников фотонного излучения надо знать характеристики вторичных частиц в области энергий больше 3 МэВ, т.е. там, где экспериментальные данные отсутствуют. Кроме того, на практике непрерывно возникают новые задачи, решение которых экспериментальными методами затруднено из-за сложной геометрической формы облучаемых объектов, необходимостью изучения многих вариантов облучения и т.д. В этом случае наличие надежных расчетных методов позволило бы решить многие прикладные задачи, а также планировать проведение необходимых экспериментов.

Теоретическое рассмотрение процесса формирования электронных полей в результате взаимодействия фотонов с веществом связано с большими трудностями при попытке последовательного учета всех видов взаимодействия первичного и вторичного излучения с атомами среды. Корректный учет эффектов многократного рассеяния электронов может быть осуществлен в рамках кинетического уравнения переноса, однако в настоящее время нет способов точного решения этого уравнения в области, лежащей в пределах пробега электрона от поверхности среды. Поэтому расчеты осуществляют с использованием физически обоснованных моделей переноса различными вычислительными методами (моментов, дискретных ординат, разложения дифференциального потока по ортонормированным функциям и статистических испытаний) на основе широкого применения современных ЭВМ. Наличие разработанных программ является, по сути дела, новым эффективным средством для проведения разнообразных исследований полей вторичного электронного излучения в веществе.

Проведенное всестороннее сопоставление результатов расчетов по разным моделям и вычислительным схемам со сформированным согласованным набором экспериментальных данных показывает, что погрешность определения расчетными методами значений интегральных распре-

делений и выходов вторичных электронов из мишеней в направлении падающего пучка фотонов не превышает 10% во всем диапазоне энергий фотонов от нескольких килоэлектрон-вольт до 10 МэВ. Имеющееся расхождение (около 30%) расчетных и измеренных значений выхода электронов в обратном направлении для материалов с атомным номером больше 40 в узком интервале энергий фотонов от 0,2 до 1 МэВ связано, по нашему мнению, прежде всего с недостаточной точностью исходных угловых распределений фотоэлектронов. Это подчеркивает необходимость дальнейших экспериментальных и теоретических исследований элементарных актов взаимодействия излучения с веществом. Тем не менее уже на данном уровне развития расчетных методов имеются все основания к их широкому применению для определения основных характеристик полей вторичного электронного излучения в широком диапазоне значений энергии и атомных номеров материала мишеней при различных условиях облучения. Более того, использование машинных методов расчета во многих случаях экономически целесообразно, а наличие тестированных программ позволяет получать конкретные данные быстрее, чем экспериментальным путем.

Большинство физических величин, применяемых для описания полей вторичного электронного излучения, не стандартизовано. Поэтому рассмотрим основные понятия и определим соответствующие характеристики вторичных электронов.

Вторичные электроны, выходящие в вакуум из различных материалов, облучаемых фотонами, можно условно разделить на две группы: "медленные" (*истинно вторичные*) электроны, имеющие энергию меньше 50 эВ, и "быстрые" с энергией от 50 эВ до максимально возможной, которая определяется энергией фотонов и атомным номером Z материала мишени. Основной вклад в поток эмиттируемых быстрых вторичных электронов дают электроны, образовавшиеся в среде при элементарном акте взаимодействия фотонов с атомами вещества, в то время как механизм образования медленных электронов, как будет показано, аналогичен механизму вторичной электронной эмиссии.

В книге приняты следующие обозначения и определения абсолютных выходов вторичных электронов, электрон/фотон:

σ — *полный суммарный выход* — отношение числа вторичных электронов, выходящих из мишени в телесный угол 4π за некоторый промежуток времени, к числу фотонов, падающих на мишень за этот же промежуток времени;

$\sigma_{\text{в}}$ — *суммарный выход вперед* — отношение числа вторичных электронов, выходящих из мишени в телесный угол 2π в направлении потока падающего фотонного излучения за некоторый промежуток времени, к числу фотонов, падающих на мишень за этот же промежуток времени;

$\sigma_{\text{н}}$ — *суммарный выход назад* — отношение числа вторичных электронов, выходящих из мишени в телесный угол 2π в направлении к источни-

ку фотонного излучения за некоторый промежуток времени, к числу фотонов, падающих на мишень за этот же промежуток времени;

η , $\eta_{\text{в}}$, $\eta_{\text{н}}$ — соответственно полный выход, выходы вперед и назад быстрых вторичных электронов;

δ , $\delta_{\text{в}}$, $\delta_{\text{н}}$ — соответственно полный выход, выходы вперед и назад медленных вторичных электронов.

При анализе закономерностей эмиссии медленных вторичных электронов мы будем использовать величину Q — полный выход медленных вторичных электронов с единицы площади мишени в расчете на единицу поглощенной дозы фотонного излучения, Кл · Гр⁻¹ · см⁻².

Кроме того, использовались следующие стандартные обозначения:

A — атомная масса;

ρ — плотность вещества;

N_0 — число Авогадро;

r_0 — классический радиус электрона;

m_0 — масса покоя электрона;

c — скорость света;

a_0 — боровский радиус,

$k = E_{\gamma}/m_0c^2$;

$\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры;

$\beta = v/c$, где v — скорость электрона;

\bar{I} — средний потенциал ионизации атома.

Дальнейшее рассмотрение, если это не оговаривается особо, будет относиться к случаю выхода электронов из плоских мишеней равновесной толщины, бомбардируемых коллимированными пучками фотонов, которые падают на исследуемую мишень по нормали к ее поверхности. Под мишенью равновесной толщины понимается мишень, толщина которой соответствует пробегу образующихся в ней вторичных электронов с наибольшей энергией. При этом η достигает максимального значения для данной энергии фотонов E_{γ} . В случае дальнейшего увеличения толщины мишени η начинает падать из-за уменьшения $\eta_{\text{в}}$ вследствие поглощения фотонов в материале мишени.

Полную информацию о пространственно-энергетических характеристиках эмиттируемых быстрых вторичных электронов обеспечивает знание функции распределения $N(\theta, E)$ этих электронов по энергии E и углу вылета θ , отсчитываемому от нормали к поверхности мишени. Интегрируя эту функцию по углам вылета или по энергии, можно получить соответственно полные энергетические спектры $N(E)$ и угловые распределения $N(\theta)$ вторичных электронов.

Глава 1

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ВТОРИЧНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

1.1. Постановка задачи

В основе любой вычислительной схемы лежит исходная информация об элементарных взаимодействиях излучения с веществом и, прежде всего, данные о дифференциальных и интегральных сечениях этих взаимодействий. Большинство элементарных процессов в деталях изучены экспериментально, и для их описания имеется надежная теория [1—4]. В случае фотонов нас в первую очередь будут интересовать процессы, дающие наибольший вклад во всем рассматриваемом диапазоне энергий и приводящие к генерации вторичных частиц.

В этой главе мы рассмотрим основные характеристики элементарных актов взаимодействия. Описание носит в основном справочный характер. Вместе с тем будут даны необходимые комментарии, основанные на нашем опыте и литературных данных, которые позволяют читателю корректно использовать те или иные формулы в разрабатываемых расчетных алгоритмах (в тексте выделено петитом). Последовательность изложения вопросов о сечениях взаимодействия соответствует данным табл. 1.1.

1.2. Сечения элементарных процессов взаимодействия фотонов

Когерентное (рэлеевское) рассеяние фотонов. Детальные квантово-механические расчеты дифференциального сечения рэлеевского рассеяния были выполнены для атомов некоторых элементов. Учет распределения всех электронов в атоме требует введения форм-фактора $F(q, Z)$, который может быть вычислен в рамках определенной модели атома, например модели Томаса—Ферми. Последние данные по значениям этого форм-фактора приведены в табличном виде в [5]. Дифференциальное сечение когерентного рассеяния имеет вид

$$\frac{d\sigma_{\text{к}}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2\Theta) [F(q, Z)]^2, \quad (1.1)$$

где Θ — угол рассеяния фотона.

В расчетах методом Монте-Карло нет необходимости знания самой функции $F(q, Z)$. Рассматривая $[F(q, Z)]^2$ как функцию распределения случайного значения импульса q , можно получить эмпирические соотношения, приведенные в [6]

Таблица 1.1. Процессы взаимодействия фотонов и электронов с веществом

Объект взаимодействия	Рассеяние		Поглощение
	упругое	неупругое	
Фотоны			
Атомные электроны	<i>Рэлеевское когерентное рассеяние</i>	Эффект Комптона (некогерентное рассеяние) <i>Двухфотонное комптоновское рассеяние</i>	Фотоэффект
Нуклоны ядра	<i>Когерентное ядерное рассеяние</i> $A(\gamma, \gamma)A$	<i>Некогерентное ядерное рассеяние</i> $A(\gamma, \gamma')A$	<i>Фотоядерные реакции</i> $(\gamma, n); (\gamma, p)$ <i>Фотоядерное деление</i>
Кулоновское поле частиц	<i>Рассеяние Дельбрюка</i>	—	Образование пар в поле ядра или электрона
Электроны (позитроны)			
Атомные электроны	Рассеяние на свободном электроне	Ионизация и тормозное излучение	Аннигиляция позитронов
Атомное ядро	Рассеяние в экранированном поле ядра	Тормозное излучение	—
Коллективизированные электроны в твердом теле	—	Плазменные и электрон-фононные возбуждения	—
Одночастичные возбуждения	—	Электрон-дырочные возбуждения	—
Релаксация атомных оболочек			
Электронные оболочки атомов	—	Оже-электроны, флюоресцентное излучение	—

Примечание. Полужирным шрифтом выделены процессы, приводящие к генерации вторичных частиц, курсивом — процессы, вероятность которых невелика (не больше 1%).

для интегральной нормированной функции распределения Φ :

$$\Phi = \begin{cases} 1 - 1,23x^{1,5}; & 0 \leq x \leq 0,1266; \\ 1,0277 - 0,6562x; & 0,1266 \leq x < 0,5; \\ -1,1144 + 1,5803x^{-0,1827} + 0,0066(x - 2,25)^2; & 0,5 \leq x < 4,0; \\ 1,5046x^{-1,5} - 1,7766x^{-2,5}; & 4,0 \leq x < \infty, \end{cases} \quad (1.2)$$

где переменная x связана с косинусом угла рассеяния Θ и зарядом ядра Z соотно-

шением $\cos \Theta = 1 - 2x^2/A^2$, где $A = 2a^{-1}kZ^{-1/3}$. Резевское рассеяние сильно коллимировано в направлении падения фотонов, и поэтому его учет существен только для мишеней большой толщины. Его вклад в полное сечение взаимодействия при $E_\gamma = 10$ кэВ составляет 2–3%, возрастает до 6–8% при 0,1 МэВ, а затем быстро падает.

Некогерентное (комптоновское) рассеяние фотонов. В общем случае дифференциальное сечение комптоновского рассеяния фотонов на связанных электронах атомов имеет вид

$$d\sigma_{\text{НК}}/d\Omega = ZS(q, Z) d\sigma_{\text{КНТ}}/d\Omega, \quad (1.3)$$

где $S(q, Z)$ — функция некогерентного рассеяния; $d\sigma_{\text{КНТ}}/d\Omega$ — сечение рассеяния Клейна–Нишины–Тамма на свободном покоящемся электро-не;

$$\frac{d\sigma_{\text{КНТ}}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} [1 + k(1 - \cos\Theta)]^{-2} \left[1 + \cos^2\Theta + \frac{k^2(1 - \cos\Theta)^2}{1 + k(1 - \cos\Theta)} \right], \quad (1.4)$$

Для расчета $S(q, Z)$ требуется знание атомных волновых функций, и, как и в случае когерентного рассеяния, он может быть проведен лишь в определенных предположениях о модели атома. Одна из форм записи $S(q, Z)$ дается эмпирическим соотношением [6]:

$$S = 1 - \left\{ 10e^C V - 9e[A^2 - (V - A)^2]B \right\}^{-1}, \quad (1.5)$$

где $\cos\Theta = 1 - 2(V/D)^2$; $D = 2k(3a)^{-1}Z^{-2/3}$;
 $A = 0,8$; $B = 0,376124$; $C = 1,34738$.

Полные расчеты $S(q, Z)$ на основе модели атома Томаса–Ферми для всех элементов в диапазоне энергий фотонов E_γ от 10^{-4} до 1 МэВ приведены в [5, 7].

Можно ожидать, что для элементов с малым Z влияние связи электронов в атоме на сечение комптоновского рассеяния будет невелико, так как в этом случае энергия связи E_b намного меньше энергии фотонов. Для тяжелых элементов, где E_b значительна, ее роль будет возрастать. Однако следует отметить, что доля сильно связанных электронов в тяжелом атоме невелика и, следовательно, общий эффект связи относительно невелик. Уже при $E_\gamma = 0,1$ МэВ интегральные сечения $\sigma_{\text{НК}}$ и $\sigma_{\text{КНТ}}$ практически совпадают. В этих условиях в моделях генерации вторичных электронов достаточно использовать сечение Клейна–Нишины–Тамма. Тогда из кинематики рассеяния по известному значению $\cos\Theta$ вычисляют энергию рассеянного фотона E'_γ , энергию электрона отдачи T и угол вылета θ комптоновского элект-

рона отдачи относительно направления налетающего фотона:

$$1/E'_\gamma = E_\gamma^{-1} + (1 - \cos\Theta)/(m_0c^2); \sin\theta = E'_\gamma \sin\Theta/[\gamma(T + m_0c^2)], \quad (1.6)$$

где $\gamma^2 = T(T + 2m_0c^2)/(T + m_0c^2)^2$.

В расчетах по переносу фотонного излучения фактически никогда не возникает необходимость учета радиационной поправки, связанной с поглощением виртуальных фотонов, а также двойного комптоновского эффекта. Поправка к интегральному сечению, обусловленная совокупным вкладом этих эффектов, как показывают оценки [2,5], составляет 0,25–1% в диапазоне энергий 4–100 МэВ.

Фотоэлектрический эффект. При фотоэффекте вся энергия фотона передается связанному электрону, который покидает атом с кинетической энергией

$$T_i = E_\gamma - (E_b)_i, \quad (1.7)$$

где $(E_b)_i$ – энергия связи электрона на i -й оболочке. Сечение фотоэффекта в области энергий вблизи E_b меняется скачкообразно. Если $E_\gamma > (E_b)_K$ (энергии связи на K -оболочке), то

$$(\sigma_{\text{ф}})_K > (\sigma_{\text{ф}})_L > (\sigma_{\text{ф}})_{M, N, \dots}$$

В настоящее время имеется несколько достаточно полных расчетов интегрального сечения фотоэффекта [7–10]. Мы отдаем предпочтение таблицам [10], поскольку для данной энергии фотона в них содержатся значения для всех оболочек. Погрешность расчетов в [10] оценивается около 10%. Сравнение значений [10] с данными [2] показывает, что максимальное различие наблюдается вблизи энергии связи оболочек и составляет примерно 5%. Прямо использовать те или иные таблицы сечений неудобно (особенно вблизи граничных энергий), так как здесь интерполяция должна проводиться с осторожностью. Мы описываем энергетическую зависимость интегрального сечения $\sigma_{\text{ф}}(E_\gamma)$ эмпирической формулой из [11]:

$$\sigma_{\text{ф}}(E_\gamma) = \sum_{j=0}^4 a_j E_\gamma^{-j}. \quad (1.8)$$

Параметры a_j являются функциями атомного номера элементов и приведены в [11]. Погрешность вследствие такой аппроксимации сечений фотоэффекта составляет около 3%.

В расчетах переноса вторичных электронов необходимо знать угловое распределение фотоэлектронов. В аналитическом виде это распределение получено Заутером с использованием релятивистских волновых функций, т.е. при условии $\beta \approx 1$ ($E_\gamma > m_0c^2$), а также $aZ \ll 1$. В этом случае для неполяризованных фотонов

$$\frac{d\sigma_{\text{ф}}}{d\Omega} = 4r_0^2 Z^5 a^4 \frac{\beta^2 (1 - \beta^2)^3}{(1 - \sqrt{1 - \beta^2})^5} \times \\ \times \frac{\sin^2\theta}{(1 - \beta \cos\theta)^3} \left\{ \frac{1}{1 - \beta \cos\theta} + \frac{3 - 3\sqrt{1 - \beta^2} - 2\beta^2}{(1 - \beta^2)^{3/2}} \right\}. \quad (1.9)$$

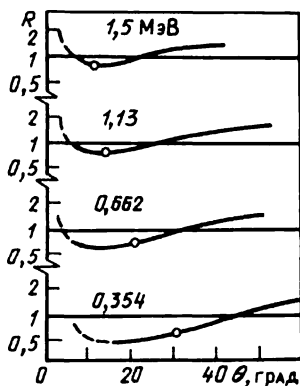


Рис. 1.1. Зависимость отношения сечений фотоэффекта для $Z = 84$, рассчитанных в [14] и по формуле Заутера, от угла вылета фотоэлектрона при различных энергиях фотонов:

точками отмечены положения максимума в угловых распределениях

Существенную часть распределения (1.9) составляет первый член в фигурных скобках. С уменьшением энергии фотона ($E_\gamma \ll m_0 c^2$) формула (1.9) переходит в формулу Фишера

$$d\sigma_\Phi/d\Omega \sim \sin^2\theta/(1 - \beta \cos\theta)^4, \quad (1.10)$$

полученную при использовании нерелятивистских волновых функций. В [12] уточняется область применимости обеих формул: (1.9) следует применять для энергий фотоэлектронов $T < 2,5Z - 0,5(E_b)_K$, где T и $(E_b)_K$ выражены в кэВ. Формулы (1.9) и (1.10) получены в приближении первого порядка по $\alpha Z/\beta$. Характерно, что любая теория фотоэффекта, основанная на этом приближении, дает нулевую вероятность для вылета фотоэлектронов в направлении $\theta = 0$ и 180° . Измерения показали, что в действительности $(d\sigma_\Phi/d\Omega)|_{\theta=0^\circ} > 0$ и растет с увеличением Z . В [13] исследована энергетическая зависимость этого эффекта. Так, для $\kappa = (d\sigma_\Phi/d\Omega)|_{\theta=0^\circ}/(d\sigma_\Phi/d\Omega)|_{\theta=\theta_{\text{макс}}}$, где $\theta_{\text{макс}}$ — значение угла в максимуме распределения $d\sigma_\Phi(\theta)/d\Omega$, по данным [13] имеем:

$$\kappa = (\alpha Z)^2 \cdot \begin{cases} 0,432(1 + 0,01Z + 0,102Z^{1/3}), & E_\gamma = 0,662 \text{ МэВ}; \\ 0,918(1 + 0,009Z + 0,104Z^{1/3}), & E_\gamma = 1,332 \text{ МэВ}. \end{cases} \quad (1.11)$$

Измерения указали и на ряд других отклонений от распределения Заутера: на сдвиг максимума распределения в область больших углов θ и на тенденцию сечения не обращаться в нуль для больших углов. В [14] экспериментальные данные были сопоставлены с детальными расчетами, которые фактически равноценны расчетам в теории Заутера при сохранении членов нескольких старших порядков по $\alpha Z/\beta$. Сравнение результатов этих расчетов с расчетами по (1.9) для $Z = 84$ приведено на рис. 1.1. Видно, что в области энергий $E_\gamma = 0,3 \div 1,1$ МэВ сравниваемые угловые распределения K -фотоэлектронов существенно различаются во всем рассматриваемом интервале углов. Это расхождение, однако, уменьшается с ростом E_γ .

К аналогичным результатам приходят и авторы [15], разработавшие специальную программу PELES для расчета дифференциального сечения фотоэффекта на ЭВМ.

В целом их расчетные данные качественно согласуются с экспериментальными, хотя последние указывают на большее смещение максимума углового распределения в область больших углов. Это различие в распределении $d\sigma_{\Phi}(\theta)/d\Omega$ должно, вероятно, сказаться на результатах расчетов переноса вторичных электронов. Отметим, что систематическое использование результатов расчетов по программе PELEС, приведенных в [5], практически невозможно как из-за ограниченного объема таблиц (по E_{γ} и Z), так и из-за небольшого интервала углов, для которых они рассчитаны (0–70°). В этих условиях в модельных расчетах выхода вторичных электронов приходится пользоваться формулами (1.9) и (1.10), помня о возможных систематических отклонениях, особенно в случае выхода назад.

Принято считать, что угловое распределение фотоэлектронов L_1 - и M_1 -подоболочек близко к распределению для K -оболочки, и, следовательно, оно может быть рассчитано по формуле Заутера. Для больших Z , как уже подчеркивалось, теория Заутера непригодна для всех оболочек атома. Некая неопределенность имеется и в выборе выражения для $d\sigma_{\Phi}(\theta)/d\Omega$ в области низких энергий фотонов ($E_{\gamma} < 10$ кэВ). Результаты расчетов здесь очень чувствительны к выбору волновых функций. В [16] предложено выражение для $d\sigma_{\Phi}(\theta)/d\Omega$:

$$d\sigma_{\Phi}/d\Omega \sim 1 - aP_2(\cos\theta), \quad (1.12)$$

где $P_2(\cos\theta)$ – второй полином Лежандра; a – параметр, значения которого лежат в интервале от 0,5 до 0,75 (хотя обычно в расчетах полагается $a = 1$). Для малых значений скорости фотоэлектронов ($\beta \ll 1$) формула (1.10) переходит в

$$d\sigma_{\Phi}/d\Omega \sim (1 + 4\beta\cos\theta)\sin^2\theta, \quad (1.13)$$

что было подтверждено в экспериментах на криптоне. Однако применение последней формулы в наших расчетах [17] показало, что значения выхода назад получаются при этом несколько завышенными. В отсутствие альтернативы мы считаем, что (1.10) можно применять в моделях переноса во всем энергетическом диапазоне $E_{\gamma} < 10$ кэВ.

Процесс образования пар электрон-позитрон. Этот процесс связан с исчезновением фотона и образованием пары электрон-позитрон в поле ядра или электрона и характеризуется пороговой энергией 1,022 и 2,044 МэВ соответственно. Так как сечение образования пар в поле ядра $\sigma_{\text{пар}}^{\text{я}} \sim Z^2$, а в поле электрона – $\sigma_{\text{пар}}^{\text{э}} \sim Z$, то первое значительно преобладает над вторым практически при любых Z , кроме самых низких значений. Значения полных сечений $\sigma_{\text{пар}} = \sigma_{\text{пар}}^{\text{я}} + \sigma_{\text{пар}}^{\text{э}}$, следующие из теории Бете–Гайтлера, приведены в справочнике [4]. Более детальный анализ расчетных полных сечений с учетом различных поправок (на экранирование, кулоновской, на уточнение хода сечения вблизи порога) показывает, что они практически совпадают со значениями, приведенными в [2], погрешность которых порядка 5%.

Базовой формулой для расчета дифференциального сечения образования пар является формула Бете–Гайтлера (см. формулу (26.6) в [18]).

Но ее прямое применение как в расчетах методом Монте-Карло, так и с использованием кинетического уравнения переноса связано с трудностями, и поэтому мы приведем более простые соотношения, достаточно точно аппроксимирующие формулу Бете-Гайтлера и позволяющие реализовать эффективные алгоритмы розыгрышей характеристик процесса. Для энергии меньше 10 МэВ [19]:

$$\frac{d(\sigma_{\text{пар}}^{\text{я}})}{dx} = \alpha Z^2 r_0^2 \begin{cases} u [1 + 0,135(Q_0 - 0,52)u(1 - u^2)], & k \geq 4,2; \\ uQ_0, & 2 < k < 4,2, \end{cases} \quad (1.14)$$

где $u = 2[x(1 - x)]^{1/2}$; $x = (E_+ - 1)/(k - 2)$; E_+ — полная энергия позитрона в единицах m_0c^2 ; $Q_0 = (1 - \gamma) \left[\frac{1}{3} (4 - \gamma^2) (L - 1) - \gamma^2 F(F - 1) - \gamma^4 (L - F)F \right]$; $\gamma = 2/k$; $L = 2(1 - \gamma^2)^{-1} \ln(\gamma^{-1})$; $F = \left\{ (1 - \gamma^2)^{-1/2} \ln[\gamma^{-1} + (\gamma^{-2} - 1)^{1/2}] \right\}$.

После интегрирования для полного сечения образования пар в поле ядра

$$\sigma_{\text{пар}}^{\text{я}} = \alpha Z^2 r_0^2 \begin{cases} 0,776Q_0 + 0,018Q_0^2, & k \geq 4,2; \\ 0,785Q_0, & 2 < k < 4,2. \end{cases} \quad (1.15)$$

Формула (1.14) совпадает с формулой Бете-Гайтлера для $x = 0,5$, максимальное расхождение (около 2%) наблюдается при $x < 0,2$ и $x > 0,8$.

Более простое выражение для дифференциального по энергии сечения $d(\sigma_{\text{пар}}^{\text{я}})/dT_{\pm}$ при $k > 10$ и $Z > 29$ приведено в [20]:

$$\frac{d(\sigma_{\text{пар}}^{\text{я}})}{dT_{\pm}} = 4\alpha Z^2 r_0^2 \ln(183Z^{-1/3}) \frac{1}{k} \left[1 - \nu \frac{T_{\pm} + 1}{k} + \nu \left(\frac{T_{\pm} + 1}{k} \right)^2 \right] \left[1 + \frac{Mk}{(T_{\pm} + 1)(k - T_{\pm} - 1)} \right], \quad (1.16)$$

где $\nu = 4/3 + [9 \ln(183Z^{-1/3})]^{-1}$; $M = 255Z^{-1/3} (15,6 - \frac{4}{3} \ln Z)^{-1}$;

T_{\pm} — кинетическая энергия позитрона и электрона в единицах m_0c^2 . В указанной области изменения k и Z интегральные сечения, вычисленные по последней формуле, согласуются с точными значениями в пределах 5%. Для легких ядер применение (1.16) приводит к большому расхождению (до 20%). Но и в этом случае в расчетах методом

Монте-Карло можно применять эту формулу, используя значения сечения $\sigma_{\text{пар}}^{\pi}$ из таблиц [4].

Для получения углового распределения элементов пары нужно проинтегрировать формулу Бете–Гайтлера по T_{\pm} . Однако найденное таким образом выражение оказывается неудобным в теории переноса и в расчетах методом Монте-Карло. Можно использовать приближенное выражение, следующее из формулы Зоммерфельда:

$$\frac{d(\sigma_{\text{пар}}^{\pi})}{d\Omega} \sim \frac{1 - \beta^2}{4(1 - \beta \cos\theta)^2}, \quad (1.17)$$

справедливой для малых углов и для $\beta \approx 1$. В (1.17) не учитывается различие между позитроном и электроном, и оба элемента пары рассматриваются как некоррелирующие.

Оценку вклада процесса образования пар в поле электрона в настоящее время можно выполнить лишь приближенно [2]. Тогда полное интегральное сечение записывается в виде

$$\sigma_{\text{пар}} = \frac{Z(Z + \zeta)}{Z^2} \sigma_{\text{пар}}^{\pi}, \quad (1.18)$$

$$\text{где } \zeta = \frac{3 + a}{a} \ln \frac{k}{2} - 0,00635 \left[\ln \frac{k}{2} \right]^3, \quad a = \alpha Z.$$

1.3. Элементарные процессы взаимодействия электронов с атомами вещества

Выше были рассмотрены процессы взаимодействия фотонов с атомами вещества. В результате этих взаимодействий выбиваются вторичные электроны, которые, прежде чем будут зарегистрированы, замедляются в веществе. Перейдем к рассмотрению процесса взаимодействия электронов, ограничиваясь приведением информации, непосредственно используемой в численных методах, и отсылая читателя за детальным рассмотрением к литературе [3, 21, 22].

Упругое рассеяние на электроне. Если считать энергию падающего электрона значительно превосходящей энергию связи электронов в атоме, то рассеяние электрона на электроне можно рассматривать как упругое и в релятивистском случае с учетом спиновых эффектов описывать с помощью сечения Меллера

$$\frac{d\sigma_M}{dw} = 2\pi r_0^2 \frac{\epsilon + 1}{\epsilon^2(\epsilon + 2)} \left[\frac{1}{w^2} - \frac{1}{w(1-w)} \times \right. \\ \left. \times \frac{2\epsilon + 1}{(\epsilon + 1)^2} + \frac{1}{(1-w)^2} + \frac{\epsilon^2}{(\epsilon + 1)^2} \right], \quad (1.19)$$

где $w\epsilon$ — энергия, передаваемая электрону отдачи (δ -электрону) электроном, имеющим энергию ϵ (в единицах m_0c^2), причем $0 \leq w < 1/2$. (Для нетождественных частиц, например при рассеянии позитрона на электро-не, $0 < w < 1$). Энергия рассеянного электрона равна $(1 - w)\epsilon$. Углы рассеяния электрона и δ -электрона относительно начального направления движения соответственно равны

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \arccos \left[\frac{(1 - w)(\epsilon + 2)}{(1 - w)\epsilon + 2} \right]^{1/2}; \\ \theta_2 &= \arccos \left[\frac{w(\epsilon + 2)}{w\epsilon + 2} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.20)$$

Упругое рассеяние электронов (позитронов) на ядре. Решение дираковских уравнений для электрона в центральном поле ядра с потенциалом $V(Z, r)$ позволяет вычислить амплитуду рассеяния, а по ней и дифференциальное по углу сечение рассеяния. В случае незранированного потенциала $V(Z, r) = -Ze/r$ сечение рассеяния Мотта имеет вид

$$\frac{d\sigma_{\text{Мотт}}}{d\Omega} = \left\{ \frac{4\sin^2 \frac{\theta}{2}}{(\epsilon + 1)^2} |F|^2 + \frac{4p^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}{(\epsilon + 1)^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}} \frac{|G|^2}{\alpha^2} \right\} \frac{d\sigma_{\text{Рез}}}{d\Omega}, \quad (1.21)$$

где p — релятивистский импульс электрона в единицах m_0c ; F и G — функции, выражающиеся через бесконечные ряды [23]; $d\sigma_{\text{Рез}}/d\Omega$ — сечение упругого рассеяния Розерфорда:

$$\frac{d\sigma_{\text{Рез}}}{d\Omega} = \frac{r_0^2 Z^2}{p^2 \beta^2} (1 - \cos\theta)^{-2}. \quad (1.22)$$

В фундаментальном обзоре [24] приведено большое число формул для расчета сечения упругого рассеяния в различных приближениях. Они могут оказаться полезными при разработке конкретных алгоритмов решения задач переноса. Программа ESCATM расчетов сечения (1.21) описана в [25], ее можно использовать и для позитронов. В [25, 26] приведены табулированные значения множителя Мотта [член в фигурных скобках (1.21)] для ряда значений Z и энергий электронов. Уже при энергии электронов $E < 200$ кэВ для тяжелых элементов начинает сказываться экранирование поля ядра атомными электронами. В этом случае расчеты сечений упругого рассеяния можно проводить методом парциальных волн [27]. Для построения потенциалов используют наборы релятивистских волновых функций [28, 29]. В наших расчетах применялся потенциал, предложенный в [30]. Методика этих расчетов по специальной программе ESCAT и часть результатов приведены в [31]. Табулированные значения дифференциальных и полных сечений для ряда элементов можно найти в [28, 29]. Следует отметить, что часто используемый прием приближенного учета экранирования введением в (1.22) параметра экранирова-

ния η заменой $(1 - \cos\theta)$ на $(1 - \cos\theta + 2\eta)$ в случае электронов низких энергий приводит к расхождениям с результатами точных расчетов и, следовательно, к систематическим погрешностям при решении задач переноса электронов в веществе.

Сечение ионизации. Одним из основных процессов неупругого взаимодействия электронов с атомами является ионизация. Хотя механизм ионизации атомной оболочки является сугубо квантовым эффектом, тщательный анализ, проведенный в [32, 33], показал, что с помощью классической модели бинарных соударений можно прийти к результатам, практически не отличающимся от квантовомеханических, полученных, например, в борновском приближении. Широко используются два варианта ([32] и [33]) модели бинарных соударений, но наш анализ показал, что [32] (теория Гризинского) лучше согласуется с экспериментальными данными.

В модели бинарных соударений для дифференциального сечения ионизации получено простое выражение [33]:

$$\frac{d\sigma_{\text{ион}}}{d\epsilon} = \frac{A_i}{3\pi a_0 \zeta \epsilon^2} \left[(3\epsilon + 4) \left(\arctan y + \frac{y}{1 + y^2} \right) + \frac{2y(\epsilon - 4)}{(1 + y^2)^2} \right], \quad (1.23)$$

где $A_i = 8\pi a_0^3 [\text{Ry}/(E_b)_i]^2$; $y^2 = \zeta - \epsilon$; $(E_b)_i \zeta = E_0$ — энергия падающего электрона.

Энергия выбитого электрона определяется с помощью соотношения $E_i = (\epsilon - 1)(E_b)_i$. Сравнение интегрального сечения, получаемого из (1.23), с экспериментальными данными показывает, что это сечение можно использовать лишь вдали от порога ионизации $(E_b)_i$. Кроме того, это сечение описывает, строго говоря, рассеяние только на изолированных атомах. Для твердого тела, где часть электронов может быть коллективизирована, (1.23) используется лишь для внутренних оболочек атома, которые полагаются невозмущенными, совпадающими с оболочками свободного атома. Несмотря на ограниченность обсуждаемого подхода, получаемые с его помощью значения для средних потерь энергии на единице пути подтверждаются экспериментально.

Процесс возбуждения электронной оболочки падающим электроном не может быть описан классическими методами. Для этого случая нет и достаточно полных квантовомеханических расчетов [21]. Но в знании сечения возбуждения и нет особой необходимости. При энергии электронов $E_0 > 50$ кэВ потери энергии в неупругих соударениях вычисляются на некоторой длине, значительно превосходящей пробег электрона до соответствующего взаимодействия. Таким образом удастся получить выражение для полных (ионизация и возбуждение) средних потерь энергии на единицу длины dE/dx . Для расчета релятивистской энергии электро-

на (позитрона) применяют известную формулу Рерлиха и Карлсона:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = 2\pi m_0 c^2 r_0^2 \frac{\rho N_0 Z}{A} \times \\ \times \frac{(\epsilon + 1)^2}{\epsilon(\epsilon + 2)} \left[\ln \frac{(m_0 c^2)^2 \epsilon^2 (\epsilon + 2)}{2\bar{I}^2} + f^{\pm}(\epsilon) - \delta \right], \quad (1.24)$$

где ϵ – кинетическая энергия электрона в единицах $m_0 c^2$;

$$f^{\pm}(\epsilon) = \begin{cases} 2\ln 2 - \frac{\epsilon(\epsilon + 2)}{12(\epsilon + 1)^2} \left[23 - \frac{14}{\epsilon + 2} + \frac{10}{(\epsilon + 2)^2} + \frac{4}{(\epsilon + 2)^3} \right] \\ \frac{1}{\epsilon + 1} + \frac{1}{8} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon + 1} \right)^2 - \frac{2\epsilon + 1}{(\epsilon + 1)^2} \ln 2 \end{cases}$$

для позитронов и электронов соответственно; $\bar{I} = Z(9,76 + 58,8Z^{-1,19})$ [34]; δ – поправка Штерхеймера на эффект плотности [34].

В случае нерелятивистских электронов используют формулу Бете–Блоха:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = 4\pi m_0 c^2 r_0^2 \frac{\rho N_0 Z}{A} \frac{(\epsilon + 1)^2}{\epsilon(\epsilon + 2)} \ln \frac{1,16 m_0 c^2 \epsilon}{\bar{I}}. \quad (1.25)$$

Однако для низкой энергии электронов ($E_0 < 10$ кэВ) расчет dE/dx в твердых телах, как будет показано ниже, можно произвести более последовательно.

Аннигиляция позитронов. Позитрон, возникший в процессе генерации пар фотонами в поле ядра, взаимодействует с атомными электронами. В расчетах обычно пренебрегают эффектом трехквантовой аннигиляции, а также аннигиляцией позитрона на лету, поскольку более 90% полного сечения аннигиляции приходится на аннигиляцию термализованного свободного позитрона со свободным электроном.

Тормозное излучение электронов. Рассмотрим вначале тормозное излучение электрона в поле атомного ядра. В одном из наиболее полных обзоров [35] на эту тему приводится более тридцати формул для дифференциальных по углу и энергии сечений тормозного излучения. Наиболее общей из них является формула Бете–Гайтлера (см. формулу (25.13) в [18]), из которой при тех или иных ограничениях можно получить большинство формул, приведенных в обзоре [35]. Ограничения касаются атомного номера мишени, энергии тормозного фотона, которая полагается меньше максимально возможной, и др. Все это создает определенные трудности при выборе сечения. В известной мере эти трудности можно

обойти, если использовать синтетическое сечение,* предложенное в [36]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{Торм}}}{dk} &= A(E_0, Z)f_3 \left\{ \frac{d\sigma_{\text{Торм}}}{dk} (3\text{BN}) + \right. \\ &+ \left[\frac{d\sigma_{\text{Торм}}}{dk} (3\text{BS}) - \frac{d\sigma_{\text{Торм}}}{dk} (3\text{BNb}) \right] + \\ &+ W_0(E_0) \left[\frac{d\sigma_{\text{Торм}}}{dk} (3\text{CS}) - \frac{d\sigma_{\text{Торм}}}{dk} (3\text{BS}) \right] \left. \right\}, \end{aligned} \quad (1.26)$$

где $A(E_0, Z)$ – функция, зависимость которой от энергии для нескольких элементов приведена в [38]; f_3 – множитель Эльверта; $W_0(E_0) = -0,00149 E_0^2 + 0,0982 E_0 - 0,1905$; E_0 выражено в МэВ; обозначения типа 3BN соответствуют принятым обозначениям в [35] для различных формул.

Выражение (1.26), как и все другие выражения для сечения тормозного излучения, расходитсЯ при $k \rightarrow 0$. Поэтому имеет смысл ограничить k снизу, как, например, в наших расчетах, значением $k_{\text{мин}} = 0,05$.

Есть и другая проблема при использовании сечений вида (1.26), поскольку при $k \rightarrow \epsilon_0$ ($\epsilon_0 = E_0/m_0c^2$) ($d\sigma_{\text{Торм}}/dk$) $\rightarrow 0$, тогда как эксперимент указывает на конечность сечения в высокочастотном пределе. В этом случае используют сечения $(d\sigma_{\text{Торм}}/dk)|_{k=\epsilon_0}$, рассчитанные, например, в [38], а значения $(d\sigma_{\text{Торм}}/dk)|_{a\epsilon_0 \leq k \leq \epsilon_0}$ (где $a \approx 0,95 \div 0,98$) получают линейной интерполяцией между значениями сечения при $k = \epsilon_0$ и $k = a\epsilon_0$, сечение при $k = a\epsilon_0$ находят по (1.26).

В [39] представлены табулированные двумерные массивы $d\sigma_{\text{Торм}}(k, \epsilon_0)/dk$ для энергии электронов $E_0 < 2$ МэВ. Эти значения были получены на основе более реалистических расчетов с использованием волновых функций, найденных при численном решении уравнения Дирака для экранированного кулоновского потенциала. Однако в настоящее время наиболее подходящей (в смысле охвата больших диапазонов энергии) является, по-видимому, формула (1.26). При выполнении расчетов на ЭВМ удобно хранить в архиве интегральные распределения

$$F(k, \epsilon_0) = (\sigma_{\text{Торм}})^{-1} \int_{k_{\text{мин}}}^k \frac{d\sigma_{\text{Торм}}}{dk} dk, \quad (1.27)$$

$$\text{где } \sigma_{\text{Торм}} = \int_{k_{\text{мин}}}^{\epsilon_0} \frac{d\sigma_{\text{Торм}}}{dk} dk.$$

* В [37] обсуждаются возможные уточнения выражения для синтетического сечения.

Рассмотрим вопрос об угловом распределении тормозных фотонов. В принципе оно может быть получено, если дифференциальное сечение $d^2 \sigma/dk d\Omega$ [18] проинтегрировать по энергии фотона с учетом законов сохранения. К сожалению, такое интегрирование можно выполнить лишь в предельном случае больших ϵ_0 . Анализ этого случая показывает, что тормозное излучение сосредоточено в малом телесном угле вокруг направления движения электрона. Это позволяет выделить приближенную угловую зависимость:

$$d^2 \sigma_{\text{торм}}/dk d\Omega \approx f(\Theta, k) d\sigma_{\text{торм}}/dk. \quad (1.28)$$

Характеристики поля тормозного излучения из толстой мишени наиболее чувствительны к первому множителю в этой формуле, так как результирующее распределение обусловлено угловым распределением многократно рассеянных электронов в момент испускания ими тормозного излучения. Функцию $f(\Theta, R)$ удобно представить в виде

$$f(\Theta, k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \langle \Theta^2 \rangle^{1/2}} \exp \left[-\frac{\Theta^2}{2 \langle \Theta^2 \rangle} \right]. \quad (1.29)$$

В [40] приведены выражения для среднего квадратического угла вылета:

$$\langle \Theta^2 \rangle^{1/2} = \begin{cases} (1 + \epsilon_0)^{-1}, & \epsilon_0 < 10; \\ \left[0,25 \frac{\epsilon_0 + 1 - k}{\epsilon_0 + 1} + g(Z) \right] \frac{\ln(\epsilon_0 + 1)}{\epsilon_0 + 1}, & \epsilon_0 \geq 10, \end{cases} \quad (1.30)$$

где $g(Z) = 0,5046 + 7,49 \cdot 10^{-4} Z - 1,78 \cdot 10^{-6} Z^2$.

Выбрав определенный вид сечения тормозного излучения $d\sigma_{\text{торм}}/dk$, легко вычислить средние потери энергии на единицу длины пути $(dE/dx)_{\text{торм}}$. Массивы значений $(dE/dx)_{\text{торм}}$ заносятся в память ЭВМ или хранятся в архиве и обычно используются в расчетах методом Монте-Карло по схеме укрупненных соударений. В [41] приведены достаточно полные таблицы значений $(dE/dx)_{\text{торм}}$, а также $(dE/dx)_{\text{ион}}$. Там же приведены значения полного пробега электронов

$$R_0(E_0) = \int_0^{E_0} \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE, \quad (1.31)$$

где $(-dE/dx) = (-dE/dx)_{\text{ион}} + (-dE/dx)_{\text{торм}}$.

Потери энергии в неупругих процессах. По мере уменьшения энергии электронов значительная часть потерь энергии в процессе неупругого рассеяния в твердом теле обусловлена плазменными потерями и электронно-дырочными возбуждениями. В настоящее время наиболее полное рас-

смотрение этих процессов возможно на основе модели электронного газа Линдхарда [42]. Отклик газа электронов проводимости (валентных электронов) на возмущение полем налетающей частицы описывается с помощью комплексной диэлектрической постоянной ϵ_L , являющейся функцией частоты ω и волнового вектора k . Согласно [42] ϵ_L выражается через две функции: $f_1(x, z)$ и $f_2(x, z)$:

$$\epsilon_L = 1 + \chi^2 [f_1(x, z) + if_2(x, z)]/z^2, \quad (1.32)$$

где $\chi^2 = (Ry/\pi^2 E_F)^{1/2}$, а энергия x и импульс z , переданные электронной подсистеме, выражаются в единицах E_F (энергия Ферми) и в единицах $2k_F \hbar$ [$k_F = (2m_0 E_F)^{1/2}/\hbar$] соответственно. Формулы для $f_1(x, z)$ и $f_2(x, z)$ приведены в [42] и [43] соответственно для металлов и полупроводников. Тогда дифференциальное сечение неупругого рассеяния записывается в виде

$$\frac{d^2 \sigma_{н.упр}^{-1}}{dk d\omega} = \frac{2e^2}{\pi \hbar v^2} \frac{1}{k} \operatorname{Im} \left[- \frac{1}{\epsilon_L(k, \omega)} \right]. \quad (1.33)$$

Эта формула получена для изотропного твердого тела в первом борновском приближении. Интегрирование (1.33) по k и ω позволяет получить дифференциальные по энергии, а также полные сечения плазменных и электронно-дырочных возбуждений. Для таких расчетов нами разработана программа INESCAT, позволяющая также рассчитывать сечения ионизации в модели бинарных соударений [44]. С меньшими затратами машинного времени сечения плазменного возбуждения для энергии электронов $E > 300$ эВ можно вычислять по формуле из [45].

На рис. 1.2 показаны энергетические зависимости сечений различных процессов неупругого рассеяния электронов на атомах мишени из сурьмы. Видно, что в области низких энергий основную роль в потерях энергии играет канал плазменных возбуждений. Полные и парциальные свободные пробеги по отношению к неупругим процессам для ряда молекул веществ приведены в [46], а для некоторых соединений (органические и неорганические диэлектрики) — в [47].

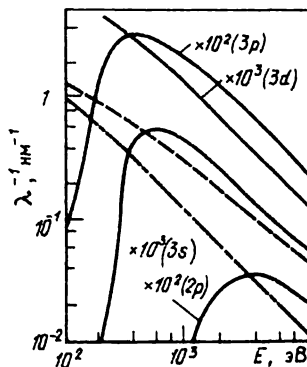


Рис. 1.2. Энергетическая зависимость обратных пробегов относительно неупругих рассеяний в сурьме:

— — — плазменные; - · - · - электронно-дырочные возбуждения; — — — ионизация на соответствующих оболочках

По дифференциальному сечению всех неупругих процессов можно вычислить средние потери энергии в неупругих соударениях. Как было показано в [44], лишь в области $E_0 > 10$ кэВ значения $(-dE/dx)_{н.упр}$ совпадают с рассчитанными по нерелятивистской формуле (1.25), а в области $E_0 < 10$ кэВ имеется систематическое отклонение. Поэтому использование формулы Бете-Блоха для таких энергий в различных моделях переноса электронов не является корректным. Зная интегральные сечения всех неупругих процессов, можно вычислить и среднюю длину пробега до соответствующих взаимодействий – параметра, необходимого в расчетах методом Монте-Карло. Результаты систематических расчетов [46, 47] пробегов и средних потерь энергии для некоторых элементов приведены в Приложении 1.

Процессы релаксации возбуждения в атомной оболочке. В процессе ионизации атома электронным ударом или в результате фотоэффекта в электронной оболочке возникает вакансия. Эта вакансия заполняется электроном из верхних оболочек, а энергия, равная разности энергий связи на оболочках, передается либо кванту флюоресцентного излучения (радиационный переход), либо оже-электронам. Обычно учитываются ионизация K -оболочки, L_1 -, L_2 - и L_3 -подоболочек, усредненных M - и N -оболочек и оже-переходы $K - L_iL_j$, $K - L_iM$, $K - L_iN$, $K-MM$, $K-MN$ и $K-NN$. Вакансия в L -оболочке заполняется или в результате переходов Костера-Кронига, или в результате испускания флюоресцентного излучения. Возможные переходы и их относительные вероятности приведены в [48]. Часто при оценке вероятности W нерадиационного перехода используется формула Вентцеля:

$$W = P_j^4 / (Z^4 + P_j^4). \quad (1.34)$$

По Гайтлеру параметр P_j имеет значения:

J	1	2	3	4	5	6	7	>7
Оболочка....	K	L	L	L	M	M	M	-
P_j	33	121	99	89	183	114	98	∞

Значения энергии флюоресцентного излучения для разных элементов можно найти в справочнике [49]. Кинетическая энергия оже-электронов, например с K -оболочки, определяется из соотношения $T_K = (E_b)_K - (E_b)_{L_1} - (E_b)_{L_2}$. Угловые распределения оже-электронов и флюоресцентного излучения принимаются изотропными.

1.4. Многократное рассеяние электронов

Сечение рассеяния электронов на атомах велико ($\sim 10^{-16}$ см²), и, следовательно, даже в мишенях малой толщины электрон испытывает большое число соударений. Это обстоятельство позволило разработать статистические теории многократного рассеяния частиц, позволяющие получить функции распределения потерь энергии и углов при упругом рассеянии на отрезках конечной длины. Эти функции находят при решении кинетического уравнения переноса в приближениях: 1) отсутствия упругого рассеяния или 2) пренебрежения потерями энергии в неупругих процессах. Точное решение полного уравнения переноса с одновременным учетом всех эффектов в настоящее время отсутствует. Теория многократного упругого рассея-

ния частиц была развита в многочисленных работах. Анализ теоретических работ и соответствующая библиография приведены в [50].

Многократное упругое рассеяние. Пусть пучок моноэнергетических электронов, имеющих полный пробег R_0 , распространяется в бесконечной среде в направлении, образующем с осью OZ угол θ_0 . Тогда плотность распределения по косинусам углов $\mu = \cos\theta$ для частиц, замедлившихся в результате упругих столкновений до энергии E , с остаточным пробегом R в приближении непрерывных потерь энергии дается формулой Гоудсмита—Саундерсона:

$$G(R_0, \mu_0, R, \mu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\mu_0) P_l(\mu) \times \exp\left[-\int_R^{R_0} \Sigma_l(R') dl'\right], \quad (1.35)$$

где P_l — полиномы Лежандра; Σ_l — l -е транспортное сечение. В свою очередь,

$$\Sigma_l(R) = 2\pi N \int_{-1}^{+1} \sigma_{\text{упр}}(R, \mu') [1 - P_l(\mu')] d\mu', \quad (1.36)$$

где $\sigma_{\text{упр}}(R, \mu)$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния; N — число рассеивающих центров в 1 см^3 . Если предположить, что на достаточно малом пути $d = R_0 - R$ сечение $\sigma(R, \mu)$ остается постоянным, то в случае нормального падения ($\mu_0 = 1$) имеем

$$G(E, \mu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\mu) \exp(-\Sigma_l d). \quad (1.37)$$

Методы расчета Σ_l в общем случае описаны в [51] (см. также [52, 53]). Величину d иногда отождествляют с толщиной слоя. Однако следует помнить, что $(R_0 - R)$ — это длина истинного пути в слое, и она никогда не равна его толщине. Часто в расчетах методом Монте-Карло используется теория Мольера, хотя она получена в так называемом малоугловом приближении. Поправка Бете [54] улучшает применимость этой теории в области больших углов. Однако наиболее последовательной остается теория многократного рассеяния Гоудсмита—Саундерсона. Единственный недостаток ряда (1.37) — его слабая сходимость. Применение приемов, ускоряющих сходимость, позволяет создать эффективные вычислительные алгоритмы, не требующие больших затрат машинного времени.

Флуктуации ионизационных потерь энергии. Функция распределения потерь энергии при прохождении электронов через тонкий слой вещества впервые была получена Ландау в предположении, что 1) потери энергии на тормозное излучение малы, 2) вероятная потеря энергии значительно меньше начальной энергии электрона, но значительно больше энергии свя-

зи в атоме. Теория Ландау была усовершенствована в [55, 56]. Табулированные значения универсальной функции Симона [55] приведены в [22]. В целях учета связи электронов теория Ландау была развита Блунком и Лейзигангом [56]. Распределение потерь энергии в этом случае имеет вид

$$W_{\text{ион}}(\Delta E)d(\Delta E) = \sum_{\nu=1}^4 \frac{c_{\nu} \gamma_{\nu}}{(\gamma_{\nu}^2 + b^2)^{1/2}} \times \exp \left[- \frac{(\lambda - \lambda_{\nu})^2}{\gamma_{\nu}^2 + b^2} \right] d\lambda, \quad (1.38)$$

где $\lambda = (\Delta \bar{E} - \Delta \bar{E})/ax + \ln(E_0/ax) - 1,116$ — безразмерный параметр; ΔE — потери энергии; $a = 0,1536Z/(A\beta^2)$, МэВ \cdot см² \cdot г⁻¹; $\Delta \bar{E}$ — средние потери энергии, вычисляемые по (1.24); $b^2 = 20(\Delta \bar{E}) \times Z^4 / 3(ax)^{-2}$; x — толщина мишени, г/см²; c_{ν} , γ_{ν} , λ_{ν} — константы:

ν	1	2	3	4
c_{ν}	0,174	0,058	0,019	0,007
λ_{ν}	0	0,3	6,5	11,0
γ_{ν}	1,8	2,0	3,0	5,0

Вид распределения (1.38), которое представляет собой семейство кривых, зависящих от параметра b^2 , неоднократно подтверждался в измерениях с электронами высоких энергий ($E_0 > 100$ кэВ). Применение (1.58) в расчетах методом Монте-Карло удобно, так как распределения Гаусса позволяют создать эффективный алгоритм выборки значений ΔE .

В области малых энергий электронов следует ожидать отклонения распределений, рассчитанных по теории многократного рассеяния, от экспериментальных распределений [44, 57, 58]. Это связано с тем, что даже на небольшой толщине при многократном упругом рассеянии происходят заметные потери энергии в неупругих процессах, учитываемых в теории Гоудсмита—Саундерсона лишь приближенно. Одновременно изменяется эффективная длина пути электрона в тонкой мишени за счет заметного рассеяния на большие углы — факт, не учтенный в теории Ландау и ее модификациях. Кроме того, в последних отсутствует корректный учет связи электронов в оболочках атомов. Таким образом, модели переноса электронов, базирующиеся на использовании теории многократного рассеяния, в области низких энергий электронов являются некорректными.

Флуктуации потерь энергии на тормозное излучение. Нормированная функция распределения этих потерь дана Бете и Гайтлером:

$$w(E_0, \Delta E_{\text{торм}}, x)d(\Delta E_{\text{торм}}) = \frac{d(\Delta E_{\text{торм}})}{E_0} \frac{[\ln E_0/(E_0 - \Delta E_{\text{торм}})]^{kx-1}}{\Gamma(kx)}, \quad (1.39)$$

где $\kappa = 1,4 \cdot 10^{-3} \frac{Z^2}{A} \left(\frac{4}{3} \ln 183Z^{-1/3} + \frac{1}{9} \right)$, см²/г; $\Gamma(\kappa x)$ – гамма-функция; x – отрезок пути, г/см².

Для $\kappa x > 1$ более вероятными являются большие, а при $\kappa x \ll 1$ – малые потери энергии. Последний случай практически всегда реализуется в расчетах методом Монте-Карло. В [59] было предложено рассматривать функцию распределения полных потерь $W(\Delta E)$ на ионизацию и тормозное излучение. Плотность этого распределения находится в виде интеграла свертки:

$$W(\Delta E) = \int_0^{\Delta E} w_{\text{ион}}(\Delta E - \Delta E_{\text{торм}}) w(\Delta E_{\text{торм}}) d(\Delta E_{\text{торм}}), \quad (1.40)$$

где $\Delta E = \Delta E_{\text{ион}} + \Delta E_{\text{торм}}$, а $w_{\text{ион}}(\Delta E)$ и $w(\Delta E_{\text{торм}})$

даются соответственно формулами (1.38) и (1.39). Как показано в [22], роль флуктуаций радиационных потерь становится заметной для электронов с энергией $E_0 > 3$ МэВ и в случае тяжелых элементов.

1.5. Аналитические методы в расчетах характеристик вторичных частиц

Развитие аналитических и полуаналитических методов связано с прогрессом вычислительных методов теории переноса излучений в веществе. Именно вследствие этой зависимости в настоящее время их применение ограничивается определенной областью энергий первичных частиц и невозможностью учета сложных граничных условий. В то же время достоинством этих методов являются относительно небольшие по сравнению с численными методами затраты машинного времени, что вызвало появление большого числа публикаций. Здесь мы рассмотрим лишь те работы, в которых изложены основополагающие принципы аналитических методов, отсылая читателя, интересующегося деталями конкретных расчетов, к литературе, цитируемой в табл. 1.2.

Таблица 1.2. Сводка теоретических работ по расчету полей вторичного электронного излучения

Метод расчета	E_γ , МэВ	Рассчитываемые характеристики	Литература	Примечание
1. Использование аналитических формул для фотоэлектронных токов	$< 0,01$	Интегральный выход электронов для Al, Cr, Sn при нормальном и наклонном ($\Theta = 70^\circ$) падении фотонов	[61]	Использованы приближения: экспоненциальное ослабление электронов, эффективные пробеги

Продолжение табл. 1.2.

Метод расчета	$E\gamma$, МэВ	Рассчитываемые характеристики	Лите- рату- ра	Примечание
2. То же	$< 0,01$	Интегральный выход энергетический спектр электронов для Al	[72]	С приближенным уче- том многократного рассеяния
3. Использование ана- литических формул для фотокомпто- новских токов	< 1	Интегральный выход электронов в зависи- мости от толщины мишени	[73]	Без учета многократ- ного рассеяния элект- ронов, учтен вклад вторичных частиц
4. То же в сочетании с расчетами мето- дом Монте-Карло по программе РОЕМ	< 1	Интегральный выход вперед и назад для нескольких элементов	[74]	С учетом оже-электро- нов и с приближенным учетом многократно- го рассеяния
5. Приближенное реше- ние одномерного кинетического урав- нения переноса электронов (про- грамма QUICKE-1)	20	Объемный ток элект- ронов, выход вперед и назад (эмпириче- ские формулы), угло- вое и энергетическое распределения	[12]	Использованы P_1 - и P_2 - приближения, без учета образования пар
6. То же в барьерной геометрии (про- грамма QUICKE-2)	20	Интегральный выход и энергетическое и угловое распределе- ния электронов	[62, 75]	То же с улучшенным учетом многократ- ного рассеяния электронов
7. Решение уточнен- ного кинетическо- го уравнения пере- носа для электро- нов (программа QUICKE-3)	20	Выход вперед и назад, спектры вторичных электронов, уточнен- ные угловые распре- деления, в том числе и азимутальные	[68]	Использованы более точные сечения рас- сеяния электронов, расчеты в P_1 9-при- ближении
8. То же (програ- ма QUICKE-4)	20	Фотокомптоновский ток на границах раз- дела в многослойной среде, распределе- ние переданной энергии	[70]	—
9. То же, что п. 3, в сочетании с при- ближенным реше- нием уравнения переноса для электронов	2	Интегральный выход электронов вперед и назад	[76]	—
10. Решение уравне- ния переноса в матричной фор- ме	0,05	Интегральный выход и энергетический спектр электронов в Al	[63, 67]	Использованы наи- более точные сече- ния для элект- ронов

Расчет фотокомптоновских токов. На рис. 1.3 показаны энергетические зависимости относительных полных сечений основных процессов (фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар). Видно, что даже для тяжелых элементов в области энергий фотонов до 3 МэВ генерация вторичных электронов происходит, главным образом, в результате первых двух процессов. В области $E_\gamma < 10$ кэВ доминирующим является фотоэффект. Принимая во внимание небольшое число процессов генерации вторичных частиц и приближенно учитывая замедление электронов в веществе, удастся построить относительно простые аналитические модели расчета токов этих частиц. По-видимому, одними из первых работ такого рода были [60, 61], в которых рассчитывался выход фотоэлектронов под действием низкоэнергетического рентгеновского излучения с учетом оже- и δ -электронов. В них используется модель непрерывного замедления электронов, а угловое распределение вторичных электронов принимается изотропным. Как было показано, такие приближения неплохо работают в случае средних и тяжелых элементов. Но все же этот подход является сугубо качественным. Особенно плохо в такой модели вычисляются дифференциальные характеристики вторичных электронов и выходы назад.

В области более высоких энергий фотонов расчет фотокомптоновских токов с учетом оже- и δ -электронов был выполнен в [12], где использовали относительно корректную модель многократного рассеяния электронов. По-прежнему основным приближением было применение модели непрерывного замедления, не позволяющей учитывать флуктуации потерь энергии в неупругих процессах и перенос тормозного излучения. Кроме функции распределения комптоновских электронов и фотоэлектронов в модели требуется знание некоторого числа обобщенных пробегов

$$R_n(R_0) = \int_0^{R_0} \exp \left[- \int_R^{R_0} \Sigma_n(R') dR' \right] dR, \quad (1.41)$$

где Σ_n дается (1.36).

Число вторичных электронов (I_B), пересекающих единичную площадь, перпендикулярную оси OX , в единицу времени в направлении вперед,

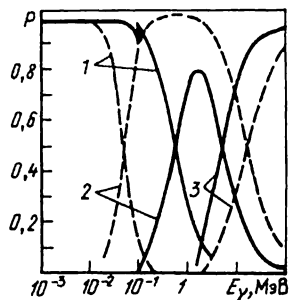


Рис. 1.3. Относительная вероятность основных процессов взаимодействия фотонов в Al и Pb (пунктирная и сплошная линии соответственно) в зависимости от их энергии:

1 — фотоэффект; 2 — эффект Комптона; 3 — образование пар

дается интегралом [12]:

$$I_B = \int_0^{\infty} dR_0 \int_{-1}^1 d\mu_0 Q(R_0, \mu_0) \int_0^{R_0} n(R_0, R) dR \times \\ \times \int_0^1 d\mu \mu \nu(R) G(R_0, \mu_0, R, \mu), \quad (1.42)$$

где $Q(R_0, \mu_0)$ – функция распределения источников; $\nu(R)$ – скорость электрона, соответствующая остаточному пробегу R (энергии E); $n(R_0, R)$ – равновесное распределение пробегов электронов с начальной энергией E_0 .

Для $R \leq R_0$ $n(R_0, R) \sim \nu^{-1}(R)$. Функция $G(R_0, \mu_0, R, \mu)$ дается (1.34). Учитывая указанную зависимость для $n(R_0, R)$, для тока вперед получаем:

$$I_B = \int_0^{\infty} dR_0 \int_{-1}^1 d\mu_0 Q(R_0, \mu_0) \sum_{n=0}^{\infty} R_n(R_0) P_n(\mu_0) a_n, \quad (1.43)$$

где

$$a_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \int_0^1 \mu P_n(\mu) d\mu.$$

Выражение для тока назад (I_H) аналогично (1.43), за исключением того, что пределы для a_n будут $(-1, 0)$.

Чтобы рассчитать токи, нужно знать функцию источников $Q(R_0, \mu_0)$. Если фотоны с плотностью потока Φ распространяются в направлении, образующем угол Θ_1 с осью OX , то функцию $Q(R_0, \mu_0)$ можно разложить в ряд по полиномам Лежандра:

$$Q^{(i)}(R_0, \mu_0) = \Phi \sum_{l=0}^{\infty} a_l^{(i)}(R_0) P_l(\mu_0) P_l(\mu_1), \quad (1.44)$$

где $\mu_1 = \cos\Theta_1$, а коэффициенты $a_l^{(i)}$ определяются видом процесса, ответственным за генерацию вторичных электронов:

$$a_l^{(i)}(R_0) = \begin{cases} \lambda_K^{-1} \int_{-1}^1 p(\nu) d\nu \delta(R_0 - R_\nu) \left(l + \frac{1}{2} \right) P_l(\mu_\nu); \\ \lambda_\Phi^{-1} \sum_j f_j \delta(R - R_j) \left(l + \frac{1}{2} \right) a_{jl}; \\ \frac{1}{2} \lambda_\Phi^{-1} \sum_j f_j \sum_k A_{jk} \delta(R_0 - R_k) \end{cases} \quad (1.45)$$

для комптоновских, фото- и оже-электронов соответственно. Здесь $p(\nu)$ – нормированная функция распределения некогерентного рассеяния; R_ν и μ_ν – пробег и направление комптоновского электрона; f_j – вероятность фотоэффекта с j -й оболочки атома; R_j – соответствующий остаточный пробег фотоэлектрона; a_{jl} – коэффициенты разложения нормированного распределения фотоэлектронов по полиномам Лежандра; A_{jk} – вес различных оже-переходов, сопровождающих фотоэффект с j -й оболочки.

Угловое распределение оже-электронов принимается изотропным, а для фотоэлектронов используются формулы Заутера (Фишера). Часть расчетов была выполнена с функцией углового распределения, вычисленной по программе PELEC.

Результаты расчетов выходов вперед согласуются с полученными методом Монте-Карло с погрешностью 20–100%. Наибольшее расхождение наблюдается при большом атомном номере материала мишени. Значительно и расхождение результатов расчета тока назад. Следует, однако, иметь в виду, что сравнивается объемный ток с током через поверхность раздела мишень–вакуум. Учитывая принятые в расчете [12] допущения, полученные результаты можно рассматривать только как оценки (как правило, верхние) для тока эмиссии частиц в вакуум. Таблица значений I_B и I_H для ряда элементов приведена в Приложении 2. Позднее в [62] эти же авторы, усовершенствовав свою модель, рассчитали выход электронов через границу раздела мишень–вакуум, улучшив согласие с экспериментом. И все же в подобного рода расчетах остается одно принципиальное затруднение, связанное с корректным учетом многократного рассеяния и флуктуирующей потерь энергии. Обратим внимание еще на один спорный вывод из [12] о слабом влиянии вида функции углового распределения фотоэлектронов на конечный результат расчета токов. Обсуждение этого вопроса мы отложим до гл. 4. Естественно, что в области малых энергий фотонов, где основную роль играет фотоэффект, расчет фотоэлектрического тока может быть значительно упрощен за счет использования приближенного выражения для описания углового распределения фотоэлектронов.

Решение уравнения переноса. Наиболее последовательно расчеты, связанные с прохождением вторичных частиц через вещество, можно выполнить на основе решения кинетического уравнения переноса для электронов. Будем считать, что априори известна функция распределения источников частиц $Q(x, E, \mu)$. Тогда уравнение переноса Больцмана в стационарном и одномерном случае записывается в виде [63]:

$$\mu \frac{d\Phi}{dx}(x, E, \mu) = -\Sigma(E)\Phi(x, E, \mu) + \int d\Omega' \int dE' \sum_i \sigma_i(E, E', \vartheta) \Phi(x, E', \mu') + Q(x, E, \mu), \quad (1.46)$$

где $\mu = \cos\theta$ (θ – угол между начальным направлением движения вторичного электрона и осью OX); Φ – дифференциальная плотность потока электронов; Σ – полное макроскопическое сечение взаимодействия

электрона; σ_i — дифференциальное сечение i -го процесса взаимодействия; ϑ — угол рассеяния.

В интеграл столкновений (правая часть уравнения переноса) включаются все основные процессы взаимодействия электронов с атомами твердого тела, рассмотренные в § 1.2. Решение уравнения (1.46) можно получить несколькими общепринятыми методами: методом моментов, методом разложения потока и различных функционалов в ряд по сферическим гармоникам с последующим применением преобразования Лапласа, матричным методом, методом дискретных ординат и др. Преимущества и недостатки каждого из них довольно подробно обсуждены в литературе [64–66]. Остановимся здесь на нескольких, наиболее развитых методах.

Если разбить исследуемый спектр вторичных электронов на некоторое число энергетических и угловых интервалов, то (1.46) можно представить в матричной форме [67]:

$$\mu_i \frac{d\Phi_{ni}}{d\tau_n} = -\Phi_{ni} + A_{nmij}\Phi_{mj} + Q_{in}, \quad (1.47)$$

где $d\tau_n(E) = \Sigma(E)dx$; A_{nmij} — матричный элемент, в котором индексы i, j относятся к μ , а n, m к E .

Таким образом, расчеты производятся на двумерной сетке по E и μ . В [67] предполагается, что плотность потока $\Phi(\tau, E, \mu)$ зависит от E и μ следующим образом:

$$\Phi(\tau, E, \mu) = \sum_{p=1}^6 A_p \mu^r (\ln E)^q. \quad (1.48)$$

Значения параметров r и q приведены в [67]. Систему уравнений (1.47) интегрируют с применением ЭВМ в схеме "предсказание—уточнение". Процедура не требует больших временных затрат, но необходим большой объем памяти. Ясно, что рассматриваемый метод решения может быть применен лишь для электронов низкой энергии, где необходимая точность обеспечивается небольшой сеткой, например 20×20 . Его несомненным преимуществом является возможность включения большого числа элементарных процессов взаимодействия с наиболее точным представлением дифференциальных сечений. Хотя метод перспективен и уже был использован для исследования прохождения электронов через среду, его применение к переносу вторичных электронов носит эпизодический характер [63].

Пожалуй, одним из наиболее разработанных методов решения (1.46) является метод разложения Φ по какой-либо системе ортогональных функций (Лежандра, Эрмита, Лагерра и др.). В общем случае отсутствия азимутальной симметрии источника фотонов (наклонное падение пучка) при использовании разложения по присоединенным полиномам Лежандра имеем [68]:

$$\Phi(x, R, \mu, \varphi) = \frac{1}{2\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=m}^{\infty} \epsilon_m (2l + 1) \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \Phi_l^{(m)}(x, R) \cos(m\varphi) P_l^{(m)}(\mu), \quad (1.49)$$

где φ – азимутальный угол, а $\epsilon_m = 1$ при $m = 0$ и $\epsilon_m = 2$ при $m \neq 0$. Здесь зависимость $\Phi(E)$ заменена на $\Phi(R)$, где $R(E)$ – остаточный пробег электрона. Подставляя (1.49) в уравнение переноса, записанное в приближении непрерывного замедления, и выполняя стандартные процедуры, получаем систему уравнений для коэффициентов разложения $\Phi_l^{(m)}(x, R)$:

$$(2l+1) \left(\frac{\partial}{\partial R} + \Sigma_l \right) \Phi_l^{(m)} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(l+1-m) \Phi_{l+1}^{(m)} + (l+m) \Phi_{l-1}^{(m)} \right] = Q_l^{(m)}; \quad Q_l^{(m)} = Q_l P_l^{(m)}(\mu_0), \quad (1.50)$$

где Σ_l дается (1.36). Уравнение (1.50) не сцеплены по m , что значительно упрощает анализ, так как система может быть решена независимо для каждого m . В случае $m = 0$ имеем азимутально-симметричный случай, характерный для падения фотонов по нормали к поверхности мишени. Дальнейший ход решения связан с использованием двойного преобразования Лапласа:

$$h_l^{(m)}(y, t) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \phi_l^{(m)}(x, R) e^{-xy} e^{-Rt} dx dR. \quad (1.51)$$

Для вычисления этого интеграла требуется постоянство Σ_l на интервале (E_0, E) , что является слишком сильным требованием и приводит к неправильному учету многократного рассеяния. Поэтому в [62] предложен метод представления Σ_l в виде усредненного значения в указанном интервале энергий. Следует отметить, что такой прием является искусственным, и он может оказаться источником систематической погрешности в искомым результатах*. После выполнения преобразования (1.51) получаем систему алгебраических уравнений относительно $h_l^{(m)}$. Если ограничиться в уравнениях системы (1.50) N членами, пренебрегая $\Phi_{N+1}^{(m)}$, то получим так называемое P_N -приближение. При этом необходи-

* В этом смысле более корректным аналитическим методом в теории переноса является метод отрезков [69]. К сожалению, он не использовался в расчетах выходов вторичных электронов.

мо ограничить и m , учитывая условие $l < m$. Переход к коэффициентам $\Phi_l^{(m)}$ осуществляется с помощью обратного преобразования Лапласа, после чего получение искомой плотности потока $\Phi(x, R, \mu, \varphi)$ не представляет трудностей. С последней связан ряд важных характеристик, в том числе — дифференциальный энергетический спектр вторичных электронов:

$$\begin{aligned} d\eta_{\text{в}}(E)/dE &= (2\pi/N_0) \int_0^1 d\mu' \mu' \Phi(x = d, E', \mu'); & d\eta_{\text{н}}(E)/dE &= \\ &= (2\pi/N_0) \int_{-1}^0 d\mu' \mu' \Phi(x = 0, E', \mu'), & & (1.52) \end{aligned}$$

где N_0 — число падающих на мишень фотонов; $\Phi(x = d, E, \mu)$ и $\Phi(x = 0, E, \mu)$ — плотность потока частиц на границах мишени; $\eta_{\text{в, н}} = \int (d\eta_{\text{в, н}}/dE') dE'$ — интегральный выход вперед и назад.

Рассматриваемый метод решения уравнения переноса использован в серии программ QUICKЕ. Так, случаи $m = 0$ и P_1 - и P_2 -приближения были исследованы в [62]. Характеристика этих программ дана в табл. 1.2. Методы, развитые в [68], были использованы для расчета распределения переданной энергии в многослойной среде [70]. Расчеты, полученные с помощью матричного метода и программ QUICKЕ, сравниваются с экспериментом и расчетом методом Монте-Карло в гл. 4. Необходимо отметить, что рассмотренные аналитические методы фактически являются численными и реализуются только с помощью ЭВМ.

Определенное место в расчетах выходов вторичных электронов занимают полуэмпирические методы. Наиболее полные данные, полученные с помощью одного из таких методов, приведены в [71]. В ней полный выход вторичных электронов выражается через линейные коэффициенты поглощения μ_i (для каждого i -го процесса генерации вторичных электронов), полный пробег $R_0(E)$ и коэффициенты обратного рассеяния для материала мишени и для пассивного рассеивателя β_1 и β_2 соответственно:

$$\eta = \frac{1}{4} \sum_i f_i \mu_i R_0(E_i) (1 - \beta_1) (1 - \beta_2) / (1 - \beta_1 \beta_2), \quad (1.53)$$

где f_i — вероятность генерации электрона в i -м процессе; E_i — энергия электрона (например, фотоэлектрона из соответствующей оболочки). Если эмиссия происходит в вакуум, то $\beta_2 = 0$ и

$$\eta = \frac{1}{4} (1 - \beta_1) \sum_i f_i \mu_i R_0(E_i), \quad (1.54)$$

где коэффициент β_1 для случая диффузного рассеяния связан с коэффициентом обратного рассеяния при нормальном падении:

$$\beta_1 = 2(\ln \beta_0)^{-2} (1 + \beta_0 \ln \beta_0 - \beta_0). \quad (1.55)$$

По данным [71] β_1 не зависит от энергии. Действительно, как показано экспериментально, β_0 слабо зависит от энергии падающих электронов в диапазоне 3–10 кэВ. Тогда удается представить β_1 зависящим только от Z : $\beta_1 = 0,475Z^{0,177} - 0,40$. Для расчета η по (1.54) требуется еще знание полных пробегов $R_0(E)$, для которых в литературе есть достаточно полные аппроксимирующие формулы. Таким образом, для расчета полного выхода по (1.54) требуется знание лишь таких характеристик, как β_1 и R_0 , имеющихся в литературе. Однако невозможность определения отдельно выходов η_v и η_n , энергетических спектров и угловых распределений ограничивает полезность рассматриваемого полуэмпирического метода. Следует подчеркнуть, что применение метода ограничивается областью низких энергий фотонов.

1.6. Метод статистических испытаний (метод Монте-Карло)

Одним из главных методов рассмотрения переноса излучения в веществе в силу статистической природы этого процесса является метод Монте-Карло, в котором случайное движение частицы рассматривается как некоторая траектория, а состояние частицы в каждой узловой точке разыгрывается с помощью случайных чисел из соответствующих распределений.

На основе предельных теорем считается, что ограниченная (но достаточно большая) выборка таких траекторий, реализуемая с помощью ЭВМ, с определенной статистической точностью представляет генеральную выборку, характеризующую процесс переноса. Достоверность данных, полученных в результате моделирования переноса частиц, зависит в первую очередь от адекватности используемой модели взаимодействия частиц с веществом, а также от объема выборки. С использованием современных ЭВМ можно обеспечить статистическую погрешность расчета интегральных характеристик не хуже 1–3%, а дифференциальных 10–20%.

Взаимодействие частиц с атомами твердого тела представляет собой, в принципе, задачу многих тел, точное решение которой до настоящего времени не найдено. Это не мешает, однако, применять приближенные модели такого взаимодействия. Если рассматривать только электроны с $E > 100$ эВ и считать среду изотропной, то аппроксимацией замедления частиц в веществе будет модель некоррелированных столкновений электронов с отдельными атомами твердого тела. В этом случае происходят либо упругое рассеяние на ядрах атомов, либо неупругие процессы тормозного излучения, ионизации и возбуждения электронных оболочек или, наконец, потери энергии в электронном газе твердого тела. Мы исключаем из рассмотрения одновременные процессы неупругого и упругого рассеяния в атоме и твердотельные эффекты. Таким образом, в рамках такой модели прослеживание траектории частицы с помощью метода Монте-Карло выполняется от соударения к соударению (*схема индивидуальных соударений*), а случайное состояние частицы, характеризваемое

координатами, энергией и направлением движения, разыгрывается из дифференциальных распределений, описывающих соответствующий процесс взаимодействия. Схема индивидуальных соударений обеспечивает наиболее детальное описание процесса переноса частиц в веществе.

Когда энергия частиц велика, число соударений, испытываемых ею в веществе, становится настолько большим, что прослеживание достаточного числа траекторий требует нереально больших затрат времени даже на современных быстродействующих ЭВМ. В этом случае необходимо отказаться от схемы индивидуальных соударений и применять *схему укрупненных соударений*. Ее суть заключается в том, что рассматривается прохождение электронов через тонкий слой вещества, толщина которого, однако, значительно превосходит пробег частицы между двумя последовательными соударениями. В таком слое происходит многократное рассеяние частиц, теория которого хорошо развита. Тогда для определения конкретного состояния частицы розыгрыши необходимо производить из распределений, даваемых этой теорией. Таким образом строится укрупненная траектория частицы, что решает проблему прослеживания достаточного числа электронов больших энергий.

Выбрав определенную модель переноса, необходимо ввести в нее информацию о характеристиках элементарных актов или о функциях распределения в многократных процессах. В предыдущих параграфах мы рассмотрели эти характеристики, а о том, как использовать их в алгоритмах расчетов методом Монте-Карло, речь пойдет в следующей главе.

Каково же соотношение аналитических и статистических методов в теории переноса? Из весьма общих соображений можно показать, что применение метода Монте-Карло в задачах переноса эквивалентно решению соответствующего кинетического уравнения. Однако понятие эквивалентности требует уточнения. При решении задачи методом Монте-Карло интересующие нас оценки производятся на основе усреднения большого числа случайных реализаций, что в какой-то мере отвечает статистической природе самого процесса переноса. Поэтому полученные оценки содержат статистические неопределенности, сопутствующие и реальным экспериментам. В этом смысле расчет методом Монте-Карло может рассматриваться как "машинный эксперимент". При аналитическом решении уравнения переноса мы оперируем с некоторым усредненным потоком и функционалами от него, и, следовательно, статистическая природа процесса оказывается замаскированной.

К преимуществам метода Монте-Карло следует отнести возможность просто и наглядно проследить влияние тех или иных приближений расчетной модели. В этом методе нет никаких трудностей, связанных с учетом сложных геометрических границ среды и с последовательным включением в рассмотрение вторичных частиц. Недостатком метода являются значительные затраты машинного времени. Однако применение усовершенствованных методов розыгрыша из заданных распределений и методов уменьшения дисперсии позволяет получить необходимую статистическую точность за вполне разумное время. Эти методы будут рассмотрены в следующей главе. Благодаря им прослеживание 10^4 траекторий электронов (что обеспечивает определение интегральных величин с по-

грешностью, не превышающей 1–2%) на ЭВМ, имеющей быстродействие $2 \cdot 10^6$ операций в секунду, составляет 3–6 мин, что вполне допустимо. И все же, видимо, будет правильным применять оба рассмотренных метода — аналитический и статистический или их комбинацию [74] в зависимости от конкретных условий задачи с максимальной реализацией возможностей каждого метода. Полезным может оказаться предварительный анализ задачи, основанный на выяснении роли электронного равновесия при оценке различных функционалов от плотности потока электронов. Так, в [77] был предложен путь создания эффективных алгоритмов расчета полей вторичных электронов с использованием их равновесных характеристик и моделированием только траекторий фотонов.

Глава 2

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ ВТОРИЧНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

2.1. Вычислительные схемы метода Монте-Карло в задачах переноса излучения

В § 1.6 мы в общих чертах рассмотрели применение метода Монте-Карло для расчета переноса излучения. Подчеркивалось, что это численный метод, в котором с помощью случайных чисел моделируются траектории частиц в веществе. Таким образом, в методе Монте-Карло шаг за шагом разворачивается цепь случайных событий взаимодействия частицы с атомами вещества. Как строить траектории частиц в веществе? Здесь мы рассмотрим три схемы, которые являются общепринятыми в задачах переноса фотонов и электронов.

Рассмотрим вероятностные распределения двух видов, которые можно использовать при розыгрыше состояния частицы. Первый вид характеризует реализацию одного из параметров (например, энергии частицы) после элементарного акта рассеяния и связан с дифференциальным по этому параметру сечением процесса. Второй вид определяет такой же параметр, но являющийся суммарным (в статистическом смысле) результатом большого числа независимых элементарных актов взаимодействия с атомами вещества. Эти распределения даются теорией многократного рассеяния. Траектории частиц, построенные с помощью распределений первого вида, будем называть *аналоговыми*, а построенные с использованием распределений второго вида — *неаналоговыми*. Ясно, однако, что даже аналоговые модельные траектории не тождественны реальным, поскольку в модельной траектории всегда содержатся неопределенности, связанные с нашими представлениями о взаимодействии частиц с веществом. Так, всюду мы считаем вещество изотропным со случайным расположением атомов. Полагаем, что рассеяние частиц происходит на отдельном силовом центре, исключая из рассмотрения одновременные процессы упругого и неупругого рассеяний на атоме и не учитывая взаимо-

действия падающих частиц между собой и т.д. Практически всегда можно выявить те условия, когда при построении модельных траекторий перечисленные, а также другие ограничения слабо влияют на результат расчета. И если все же говорят об эквивалентности модельных и реальных траекторий, то только в статистическом смысле.

Схема индивидуальных соударений. Это наиболее детальная и наглядная схема в расчетах методом Монте-Карло. В ней модельная траектория является аналоговой и строится как некоторая ломаная линия, длина звеньев x которой разыгрывается с помощью случайных чисел из распределения

$$f(x) = \Sigma e^{-\Sigma x} . \quad (2.1)$$

Чтобы найти состояние частицы, нужно сначала разыграть вид процесса рассеяния. Обычно это делается из дискретного распределения (см. § 2.2). Затем розыгрышем из соответствующих распределений находят параметры этого состояния, а также состояния вторичных частиц, если они генерируются в процессе взаимодействия. Далее первичная, а затем и вторичные частицы прослеживаются до следующего соударения, находят новые состояния частиц и т.д. до тех пор, пока они не покинут данный слой вещества, не исчезнут в результате аннигиляции (позитрон), фотоэффекта (фотон) или пока их прослеживание не будет прекращено на основе каких-то критериев, например при достижении некоторой граничной минимальной энергии $E_{гр}$.

Рассматриваемую схему имеет смысл применять лишь в тех случаях, когда частица испытывает небольшое число соударений (скажем, 20–50). Такие случаи реализуются при прохождении фотонов через слой вещества толщиной в несколько свободных пробегов или при переносе в среде электронов небольшой энергии ($E \leq 50$ кэВ). С ростом энергии электрон на пути, равном полному пробегу, испытывает значительно большее число соударений, и построение аналоговых траекторий требует слишком больших затрат машинного времени. В этом случае, исходя именно из большого числа соударений, можно построить достаточно эффективную схему на основе неаналоговых траекторий.

Схема укрупненных соударений [22, 53]. В этой схеме траектория электрона строится из набора отрезков, задаваемых так, чтобы на каждом из них происходило большое число соударений (обычно больше 20). Тогда состояние частицы в конце такого отрезка определяется розыгрышем из распределений, например, Гоудсмита–Саундерсона и Блунка–Лейзеганга (см. § 1.3). В этой схеме трудно последовательно учесть процесс генерации вторичного излучения. В самом деле, в результате розыгрыша из распределений (1.38) или (1.40) находят потери энергии на отрезках укрупненных траекторий, но их распределение между δ -электронами и квантами тормозного излучения мы не знаем. Из сопоставления сечений (1.19) и (1.26) следует, что в основном рождаются δ -электроны и фотоны малых энергий, которые не дадут заметного вклада в выход

вторичных частиц. Но как быть с редкими случаями рождения вторичных частиц более высокой энергии? В § 2.3 будет рассмотрен достаточно эффективный метод учета этих процессов в рамках схемы укрупненных соударений. Следует подчеркнуть, что, как и в схеме индивидуальных соударений, всегда можно выявить те условия, при которых ограничения, присущие рассматриваемой схеме, не будут сказываться на результатах расчета. При этом применение схемы укрупненных соударений обеспечивает возможность решения широкого класса задач при заметной экономии машинного времени.

Чтобы корректно учесть рождение вторичных частиц с достаточно высокой энергией, нужно уметь отделять случаи с большими передачами энергии от обычных с малыми потерями энергии при многократном рассеянии. Наиболее последовательным образом это достигается в схеме, к рассмотрению которой мы переходим.

Схема катастрофических соударений [64, 78, 79] в известном смысле объединяет обе рассмотренные схемы. Будем называть катастрофическими близкие соударения, приводящие к большой потере энергии частицей с появлением высокоэнергетических δ -электрона или тормозного фотона или к какому-либо иному существенному изменению состояния частицы (например, рассеянию на большой угол).

Введем параметр Q , с помощью которого можно идентифицировать близкие соударения по энергии, потерянной налетающей частицей. Удобно этот параметр отождествлять с граничной энергией, при которой обрывается траектория электрона (обычно $E_{гр} = 10 \div 20$ кэВ). Длину пробега между катастрофическими соударениями разыгрывают из распределения вида (2.1), используя сечение катастрофического соударения, которое в случае генерации δ -электрона и кванта тормозного излучения имеет вид

$$\sigma_{кат} = \int_Q^{E_0/2} \sigma_{ион}(Q') dQ' + \int_Q^{E_0} \sigma_{торм}(Q') dQ', \quad (2.2)$$

где $\sigma_{ион}$ и $\sigma_{торм}$ — дифференциальные сечения (1.19) и (1.26) передачи энергии соответственно δ -электрону и кванту тормозного излучения; E_0 — энергия электрона в начале отрезка траектории. Конкретные значения энергии вторичных частиц получают розыгрышем из соответствующих распределений. Энергия первичного электрона, который, испытывая только далекие соударения, прошел отрезок длиной t , определяется так же, как в модели укрупненных соударений, но из усеченного (т.е. без учета соударений с большими потерями энергий) распределения (1.38). Выражение для этого распределения получено в [64]. Если $\sigma_{кат}$ мало, то длина отрезка траектории может оказаться больше длины Δt , на которой еще справедливы теории многократного рассеяния. В этом случае отрезок t делят на отрезки Δt , являющиеся звеньями укрупненной траектории.

Будучи последовательной в отношении определения состояний вторичных частиц, схема катастрофических соударений становится непоследовательной при прослеживании первичного электрона, когда возникает необходимость деления отрезка t на части. Действительно, в этом случае истинный путь первичной частицы не будет совпадать с отрезком t , разбеганным из экспоненциального распределения (2.1), из-за многократного рассеяния на отрезках Δt . При необходимости деления отрезка трудно ожидать заметного выигрыша во времени по сравнению со схемой укрупненных соударений. Этим, по-видимому, объясняется относительно небольшое число работ, выполненных по схеме катастрофических соударений.

2.2. Методы розыгрышей из заданных распределений

Построение траектории частицы сводится к последовательному розыгрышу параметров, характеризующих состояние частицы. Эта процедура многократно повторяется, и от ее эффективности зависят, в конечном итоге, затраты машинного времени. Под розыгрышем понимается процедура извлечения с помощью случайных чисел конкретных значений случайных величин, описываемых заданной функцией распределения. Ниже будут рассмотрены основные методы розыгрышей. Но прежде конкретизируем способы представления распределений, встречающихся в расчетах методом Монте-Карло.

Будем исходить из известных определений [80] функции распределения $F(x)$ случайной величины x и плотности вероятности $f(x) = dF(x)/dx$. Рассмотрим следующие функции распределения: 1) *дискретную*, когда $F(x)$ есть ступеньчатая функция на любом конечном интервале, т.е. для дискретных значений x_1, x_2, \dots, x_n и вероятностей их появления p_1, p_2, \dots, p_n :

$$F(x) = \sum_{x_i \leq x} p_i, \quad \sum_{i=1}^n p_i = 1, \quad (2.3)$$

и 2) *непрерывную*, когда $f(x)$ существует и непрерывна всюду, кроме возможно конечного числа точек, т.е.

$$F(x) = P(\xi \leq x) = \int_0^x f(\xi') d\xi', \quad (2.4)$$

где P — вероятность того, что $\xi \leq x$.

Примером функций первого вида является вероятность наблюдения какого-либо процесса из совокупности возможных (например, комптоновское рассеяние, когерентное рассеяние, фотоэффект и процесс образования пар при взаимодействии

фотона с электронами и ядрами атомов). Тогда $p_i = \sigma_i / \sum_{i=1}^n \sigma_i$, где σ_i — сече-

ние данного процесса. Подавляющее число функций распределения относится ко второму классу. Здесь $f(x) = dF(x)/dx = \sigma_0^{-1} d\sigma/dx$, где $d\sigma/dx$ — дифференциальное сечение по какой-либо переменной (обычно по энергии или углу рассеянной части-

цы), а σ_0 – полное сечение процесса во всей области изменения x . Рассмотрим алгоритмы розыгрышей случайной величины x из указанных распределений.

Алгоритм А. Розыгрыш из распределения (2.3) выполняется следующим образом. Выбирается случайное число ξ в интервале $[0, 1]$ и перебором по i следят за выполнением неравенства

$$\sum_{i=0}^i p_i < \xi \leq \sum_{i=0}^{i+1} p_i; \quad p_0 \equiv 0. \quad (2.5)$$

Значение $i + 1$ определяет случайную величину $x + 1$ из распределения $F(x)$. Здесь и в дальнейшем мы не будем приводить доказательств того, что предлагаемый алгоритм обеспечивает получение распределения $F(x)$. Такие доказательства для широкого класса исходных функций даются в монографиях, посвященных методу Монте-Карло [81–83]. Отметим, что при реализации рассматриваемого алгоритма удобно расположить p_i в порядке убывания. Тогда, если какие-либо значения $p_i = 0$, не надо тратить машинное время на осуществление операции сравнения (2.5).

Алгоритм Б. Розыгрыш из распределения (2.4) является значительно более сложной процедурой и часто требует применения специальных методов в зависимости от вида функции $F(x)$.

Б1. Если функция $F(x)$ непрерывна, но задана в табличном виде, то может быть применен алгоритм А.

Б2. Если интеграл (2.4) существует, то, приравняв $F(x)$ к случайному числу ξ , получим уравнение, которое в определенных случаях может быть решено относительно x , т.е. $x = F^{-1}(\xi)$. Однако этот простой и очевидный метод (метод обратной функции) реализуется лишь в относительно редких случаях, когда вид функции $F(x)$ достаточно прост, как, например, при розыгрыше косинуса угла вылета элементов пары электрон-позитрон относительно направления распространения фотона (1.17). Тогда

$$F(\theta) = \frac{1}{2} (1 - \beta^2) \int_b^\theta (1 - \beta \cos \theta')^{-2} \sin \theta' d\theta', \quad (2.6)$$

откуда $\cos \theta = (1 - 2\xi + \beta) / [1 + (1 - 2\xi)\beta]$.

Б3. Если $f(x)$ можно представить в виде

$$f(x) = \sum_{i=1}^n a_i g_i(x), \quad (2.7)$$

где $\sum_{i=1}^n a_i = 1$, а $g_i(x)$ – нормированные на единицу функции, допускающие обратное преобразование, то обобщение метода обратной функции

очевидно: сначала по алгоритму А определяется индекс и затем из соответствующей функции $g_i(x)$ производится розыгрыш по алгоритму Б2. Простота этого алгоритма часто служит основанием для представления функций распределения в виде приближенных выражений, допускающих обратное преобразование. Следует иметь в виду, что при этом в расчет будут вноситься систематические погрешности. Анализ таких погрешностей при аппроксимации сечения Клейна–Нишины–Тамма был проведен в [84].

Б4. Наибольшее распространение при розыгрыше случайных величин по плотности распределения $f(x)$ получил метод Неймана, известный как метод исключения. Суть его заключается в том, что значение переменной x , принадлежащей интервалу $[0, 1]$, реализуется с помощью первого случайного числа ξ_1 , такого, что $x = \xi_1$. Затем выбирается другое случайное число ξ_2 и проверяется неравенство $\xi_2 \leq f(x = \xi_1)$. Если оно выполнено, то значение $x = \xi_1$ принимается за реализацию случайной величины из распределения $f(x)$. В противном случае это значение бракуется, и процедура повторяется со следующей парой случайных чисел. Обобщение этого метода на случай задания плотности распределения $f(x)$ на интервале $[a, b]$ очевидно. Считается, что метод Неймана следует использовать в случаях, когда отношение числа удачных розыгрышей к их полному числу больше 0,5. В противном случае можно воспользоваться обобщением, предложенным в [85].

Б5. Пусть плотность вероятности $f(x)$ можно представить в виде

$$f(x) = p(x)g(x). \quad (2.8)$$

Тогда алгоритм Б4 может быть применен дважды: сначала при розыгрыше из распределения $p(x)$ значения $x = x_1$, которое затем проверяется для распределения $g(x)$ [принимается, что $p(x)$ и $g(x)$ нормированы на единицу]. Ясно, что реализованная таким образом выборка значений $\{x_1\}$ будет удовлетворять распределению (2.8).

Алгоритм В. Можно рассмотреть более общий случай, когда плотность распределения может быть представлена в виде

$$f(x) = \sum_{i=1}^n a_i \bar{g}_i(x) \bar{h}_i(x), \quad (2.9)$$

где $\sum_{i=1}^n a_i = 1$. Пусть функция $\bar{h}_i(x)$ приведена к интервалу $[0, 1]$, а

$\bar{g}_i(x)$ допускает обратное преобразование. Тогда алгоритм выборки из этого распределения, использующий комбинацию алгоритмов А и Б, заключается в следующем:

генерируются три последовательных случайных числа ξ_1, ξ_2, ξ_3 ;
по алгоритму А определяется индекс $i = l$ для произведения $\bar{g}_l(x) \bar{h}_l(x)$,
из которого следует вести розыгрыш;

выполняется обратное преобразование $x = G_1^{-1}(\xi_2)$, где $G_1(x) = \int_0^x g(x') dx'$;

с помощью алгоритма Б4 решается – принадлежит ли это значение x множеству с плотностью распределения $h_1(x)$, т.е. выполняется ли неравенство $\xi_3 \leq h_1(x)$. Если оно выполняется, то $x = G_1^{-1}(\xi_2)$ принимается, в противном случае оно бракуется, и вся процедура повторяется сначала.

Возникает вопрос – как осуществить представление заданных распределений в форме (2.9)? Однозначных рецептов здесь нет. Чаще всего удачная схема является результатом интуиции. Ясно одно – функции $g_j(x)$, допускающие обратное преобразование, должны быть простыми, а $h_j(x)$ – достаточно близкими к единице. Что касается констант a_j , то они должны быть такими, чтобы можно было выделить наиболее существенную зависимость от x . Если эти условия каким-либо образом удовлетворены, то эффективность алгоритма розыгрышей обеспечена. В том случае, когда один или несколько членов суммы (2.9) отрицательны, к ним добавляются положительные числа, которые одновременно вычитаются из положительных членов. Прекрасным примером схемы розыгрышей по алгоритму В является известный алгоритм Кана [86] для энергии (угла) фотона после комптоновского рассеяния. Структурная схема этого алгоритма приведена в Приложении 3. В дальнейшем было показано, что эффективность этого алгоритма зависит от энергии фотона и не является оптимальной. Следует подчеркнуть, что алгоритмы Б и В обеспечивают получение выборок случайных величин с минимальным значением χ^2 . Это естественно, так как всегда можно доказать, что полученные в результате розыгрышей случайные величины описываются исходным распределением при большом числе испытаний. Если же в качестве исходного распределения используется некоторое приближенное выражение, удобное для розыгрыша с помощью метода обратной функции, то в χ^2 теперь содержится не только погрешности, обусловленные конечной выборкой, но и систематическая погрешность приближения. В этом случае эффективность алгоритма следует определять не по затратам времени T для расчета N значений случайной величины, а с помощью величины $\chi^2 T$. Детальный анализ $\chi^2 T$ для различных схем розыгрыша из распределения Клейна–Нишины – Тамма был проведен в [84].

В заключение рассмотрим важный при использовании метода Монте-Карло вопрос о генерации последовательностей псевдослучайных чисел ξ_i , равномерно распределенных в интервале $[0, 1]$. Этому вопросу уделялось и уделяется много внимания, и он довольно подробно освещен в литературе [85, 87]. Существующие в настоящее время многочисленные программы получения псевдослучайных чисел отличаются по быстродействию и по качеству генерируемых чисел. Для проверки последнего имеются эффективные тесты на равномерность, корреляцию пар, троек чисел и т.д. [85, 87]. Программы, входящие в математическое обеспечение ЭВМ, тоже, как правило, тестированы. В своих расчетах мы отдаем предпочтение программе, разработанной в ВЦ СО АН СССР Г.А. Михайловым [88]. Она обеспечивает выигрыш во времени примерно 10% при лучшем качестве псевдослучайных чисел по сравнению со стандартной программой RNDM для ЭВМ БЭСМ-6.

2.3. Алгоритмы и программы расчетов переноса вторичных электронов

Особенностью расчетов методом Монте-Карло является многократное повторение ряда относительно простых операций для определения состояния частиц внутри вещества или всех необходимых характеристик частиц, покидающих слой вещества. С одной стороны, это обстоятельство облегчает построение расчетного алгоритма, но с другой — связано с использованием и переработкой больших массивов оперативной информации, объем которой быстро нарастает при включении в рассмотрение вторичных частиц, дополнительных процессов взаимодействия и сложных граничных условий. В конечном итоге проведение расчетов методом Монте-Карло может осуществляться лишь на ЭВМ с быстродействием не менее $5 \cdot 10^4$ операций в секунду и имеющих как большую оперативную память (не менее 32 килобайт), так и совершенное математическое обеспечение. В этой связи, как указывалось в [22, 89], целесообразно применять узкоспециализированные программы, в которых удается достигнуть оптимума в смысле затрат машинного времени при необходимой информативности расчета. Чтобы облегчить переход от одной программы к другой, необходимо использовать модульную структуру их построения. Желательно, чтобы модули были достаточно просты, выполняли минимальное число операций и не содержали дублирующих частей. Оказывается, что, используя библиотеку таких модулей и программу-диспетчер, в системе РЕТЧУ-4 [90] можно, в принципе, построить любую специальную программу. В конце параграфа мы приведем структуру модульной программы для расчета прохождения электронов низких энергий через вещество, но прежде рассмотрим общий алгоритм программы расчета переноса частиц. Обобщенная структурная схема (рис. 2.1) близка к приведенной в [91]. Изображенные на рисунке блоки алгоритма не обязательно совпадают со стандартными модулями программы, речь о которых шла выше.

Рассмотрим отдельные блоки схемы. Блок ввода начальных данных фиксирует: 1) вид частиц (электроны, фотоны); 2) сведения о веществе — количество слоев m (не обязательно плоских) и послойные макропараметры (атомная масса и номер — $A_i^{(m)}$ и $Z_i^{(m)}$, потенциал ионизации $I_i^{(m)}$, плотность i -й компоненты $\rho_i^{(m)}$ в слое и др.); 3) исходные данные о характеристиках взаимодействия — сечениях (интегральных, дифференциальных по углу и энергии); 4) функции распределения частиц в процессах многократного рассеяния (если они заданы в виде массива числовых значений); 5) число прослеживаемых траекторий N ; 6) вид функций для аппроксимации результатов расчета. Сечения взаимодействия (если они не заданы в виде аналитических выражений) и функции распределения извлекаются, как правило, из архива, записанного на магнитную ленту, хотя возможно получение этих данных с помощью отдельных программ.

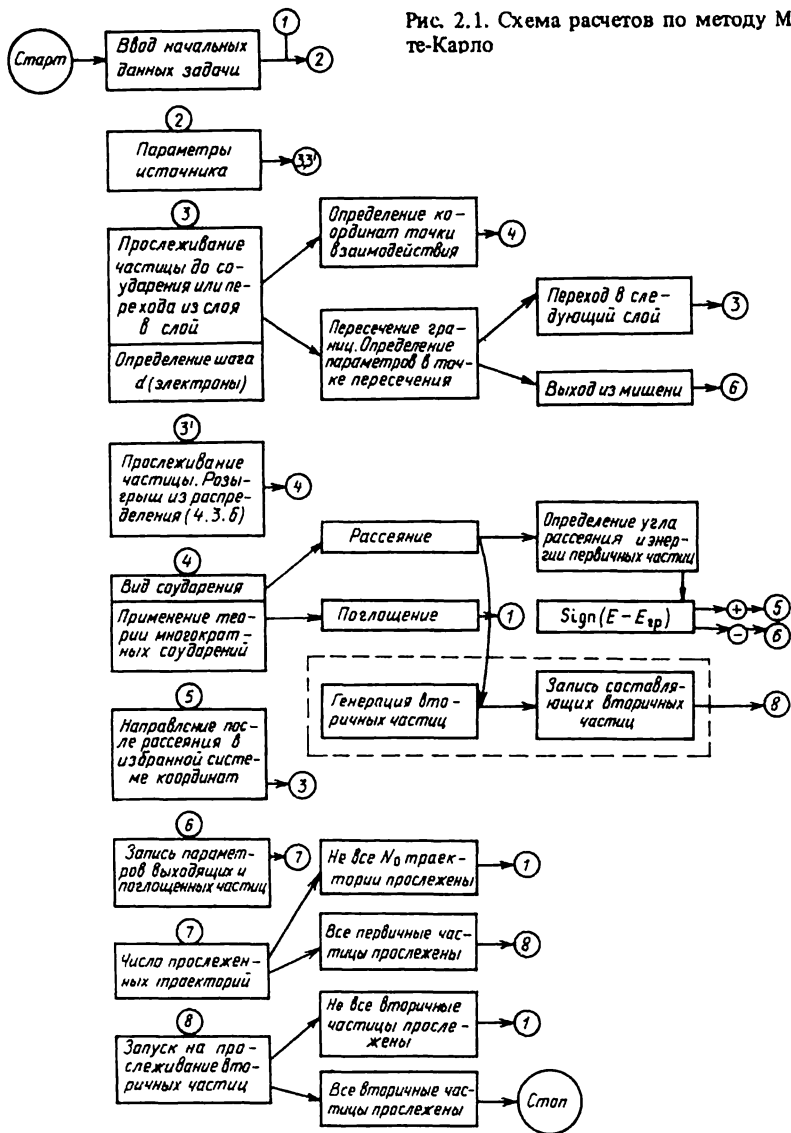


Рис. 2.1. Схема расчетов по методу Монте-Карло

Блок 2 обеспечивает ввод исходных данных об источнике частиц, т.е. набор параметров, полностью определяющих начальное состояние частицы исходя из физических и геометрических особенностей задачи; в общем случае это: координаты x, y, z (или радиус-вектор $|\mathbf{R}|$) и направляющие косинусы u, v, w (или w'), энергия E , вес W , число соударений ν .

В принципе, можно ввести еще одну переменную, связанную с нестационарностью задачи, — время T .

Рассмотрим процедуры розыгрыша этих параметров, когда источник частиц расположен внутри вещества.

а. Испускаемые частицы описываются пространственным распределением (обычно по одной переменной, например z), что соответствует внедрению источников β - или γ -излучения в результате диффузии или ионной имплантации. Пусть нормированная на единицу плотность распределения будет $p(z)$. Тогда случайное значение координаты z источника находим из уравнения

$$\xi = P(z) = \int_0^z p(z') dz' \quad (2.10)$$

одним из методов, рассмотренных в § 2.1. В том случае, когда источник распределен равномерно в сферическом слое с радиусами R_1 и R_2 , легко получить выражение для абсолютного значения радиус-вектора: $R = [R_1^3 + \xi(R_2^3 - R_1^3)]^{1/3}$.

б. Если частицы испускаются изотропно, то розыгрыш направляющих косинусов u, v, w осуществляется в соответствии со следующим алгоритмом: $w = 1 - 2\xi_1$, $\gamma_1 = 1 - 2\xi_2$, $\gamma_2 = 1 - 2\xi_3$; далее находится $D^2 = \gamma_1^2 + \gamma_2^2$; если $D^2 \leq 1$, то $u = \gamma_1(1 - w^2)^{1/2}/D$ и $v = \gamma_2(1 - w^2)^{1/2}/D$, а если $D^2 > 1$, то процедура повторяется.

в. Если закон распределения частиц по энергии и углу задан в виде нормированных плотностей распределения $p(E)$ и $q(w)$, то розыгрыши осуществляются так же, как в пункте а.

В блоке 3 производят прослеживание частиц до соударения, используя экспоненциальный закон ослабления (2.1). В том случае если заданный слой содержит различные ядра с относительными концентрациями n_i ($i = 1, \dots, m$), то полное сечение σ выражается через полные сечения для отдельных ядер (атомов) с помощью соотношения: $\sigma = \sum n_i \sigma_i$. Для фотонов σ_i — есть сумма сечений основных процессов, рассмотренных в § 1.2. Если речь идет об электронах, то полное сечение находят как сумму сечений упругого и неупругого рассеяний, вычисленных по формулам из § 1.3.

Рассмотренный алгоритм связан с применением схем индивидуальных или катастрофических соударений. При использовании схемы укрупненных соударений расстояния между узловыми точками траектории электронов не разыгрываются, а заранее задаются одним из нескольких способов [22, 53]. Мы отдаем предпочтение способу, когда расстояние Δr между соударениями связано с энергией электрона выражением $\Delta r = kE$, где параметр k постоянен внутри определенных энергетических интервалов, но уменьшается с уменьшением энергии, обычно k изменяется в пределах от 0,005 до 0,05.

Когда средний пробег между соударениями $\lambda = \Sigma^{-1}$ меньше толщины слоя d , заметная часть соударений будет происходить внутри слоя, и прослеживание траекторий будет достаточно эффективным. При малой толщине ($\lambda > d$) большая часть частиц проходит через слой без взаимодействий

вия, и прослеживание становится малоэффективным. Нужно каким-либо образом "заставить" частицу взаимодействовать в среде или, как принято говорить, форсировать соударения. Эти функции также выполняет блок 3.

Пусть толщина слоя будет d_i . Вероятность того, что частица пролетит все слои без взаимодействия

$$P = \prod_{i=1}^m \exp(-d_i/\lambda_i) = \exp\left(-\sum_{i=1}^m d_i/\lambda_i\right). \quad (2.11)$$

Вероятность того, что взаимодействие произойдет на глубине $z < \sum_{i=1}^m d_i$, есть

$[1 - \exp(-r)]$, где r указывает на число свободных пробегов, укладываемых на пути z :

$$r = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{d_i}{\lambda_i} + \left(z - \sum_{i=1}^{n-1} d_i\right)/\lambda_n. \quad (2.12)$$

Тогда розыгрыш точки форсированного соударения следует вести из смещенного распределения

$$P(z) = (1 - e^{-r})/(1 - P). \quad (2.13)$$

Чтобы получить несмещенную оценку, вводится статистический вес $W_1 = 1 - P$, тогда как начальный вес $W_0 = 1$. Расстояние до взаимодействия теперь разыгрывается из распределения (2.13):

$$z = \sum_{i=1}^{n-1} d_i - \lambda_n \left\{ \sum_{i=1}^{n-1} \frac{d_i}{\lambda_i} + \ln[1 - \xi(1 - P)] \right\}. \quad (2.14)$$

Как показывает опыт, использование процедуры форсирования соударений дает заметный выигрыш во времени. Обобщение на случай геометрии, отличной от плоской, проведено в [91]. Эту процедуру можно, конечно, было бы применить ко всем соударениям, следующим за первым. Тогда ни одна частица не покинула бы вещество и обрыв траектории

производился бы по весу, когда $W = \prod_{i=0}^m W_i < W_{\text{МИН}}$. Но на практике из-за громоздкости выражений, получаемых для соударений большой кратности, ее применяют один раз.

Координаты частицы следует вычислять до определения других параметров, характеризующих ее состояние. В самом деле, зная координаты частицы, можно определить, не вышла ли она за границу вещества. Тогда прослеживание прекращается, и экономится время за счет ненужных теперь розыгрышей энергии (угла) и других параметров. Координаты (декартовы или сферические) частицы определяются соответственно из соотношений [22]:

$$x_{i+1} = x_i + \lambda_i u_i, \quad y_{i+1} = y_i + \lambda_i v_i, \quad z_{i+1} = z_i + \lambda_i w_i \quad (2.15)$$

и

$$R_{i+1}^2 = R_i^2 + \lambda_{i+1}^2 - 2\lambda_{i+1}R_i \cos \psi_i,$$
$$\cos \psi_{i+1} = \cos \theta_{i+1} \cos \alpha_{i+1} + \sin \theta_{i+1} \sin \alpha_{i+1} \cos \varphi_{i+1}. \quad (2.16)$$

Убедившись в блоке 3 (3'), что очередное соударение происходит внутри вещества, находим другие параметры состояния частицы. Но прежде в блоке 4 выясняется вид соударения: рассеяние (упругое или неупругое) или поглощение с помощью розыгрыша из дискретного распределения (2.3). Если "выпадает" поглощение, то прослеживание прекращается и осуществляется переход к новой траектории. Однако траекторию можно не обрывать, предполагая, что происходит только рассеяние. Для получения несмещенных оценок вводят вес, определяющий вероятность рассеяния и поглощения (W_1 и W_2). Тогда вес фотоэлектрона, выбитого после n -го рассеяния фотона,

$$W_n^\Phi = \prod_{i=0}^{n-1} W_1^{(i)} W_2, \quad W_1^{(0)} = 1.$$

Как показано в [83], введение "взвешенных" траекторий всегда приводит к уменьшению дисперсии результатов расчета.

Прослеживание частицы при пересечении границ в среде является одной из главных процедур в геометрическом блоке 3 (3'). С ней связаны большие затраты машинного времени, и вопрос ее оптимизации до настоящего времени далек от окончательного решения. Прежде всего остановимся на случае, когда границы являются фиктивными и проведены в однородной среде для того, чтобы получить более подробную информацию о переносе частиц. Тогда надо фиксировать лишь факт пересечения границы, а траектория строится обычным путем из точки, где произошло последнее взаимодействие. В случае неоднородного вещества после констатации факта пересечения границы необходимо проводить прослеживание в среде с другими характеристиками. Обычно составителю программы заранее известна форма границ, с которыми он встретится при решении задачи. Задавая тогда уравнение поверхности, можно найти точки ее пересечения с прямой, уравнение которой легко записать, зная направляющие косинусы и координаты точки предыдущего соударения. Такой подход применяется в [6], где рассматривается довольно общий случай граничных поверхностей второго порядка. Детально методы нахождения точки пересечения с поверхностью рассмотрены в [91]. В наших расчетах используются простейшие формы границ — плоскость и цилиндр. Отметим, что учет кривизны поверхности существует лишь в том случае, когда радиус кривизны сравним с пробегом электрона [22]. Во всех других случаях поверхность можно представить системой пересекающихся плоскостей. Найдя каким-либо методом точку пересечения границы и поместив в нее частицу, начинают прослеживание траектории в новой среде.

Если в расчете используется схема укрупненных соударений, то точка пересечения устанавливается так же, как было рассмотрено выше. Потеря энергии на пути d_1 от предыдущей узловой точки до точки пересечения находится приближенно из соотношения $\Delta E = [(-dE/dx)_{\text{ион}} + (-dE/dx)_{\text{торм}}]d_1$. Тогда энергия частицы в точке пересечения с границей будет $E_{\text{Гр}} = E_i - \Delta E$. Для направляющих косинусов также предлагаются приближенные выражения: $u_{\text{Гр}} = u_i - (u_i + 1 - u_i)d_1/d$, $v_{\text{Гр}} = v_i - (v_i + 1 - v_i)d_1/d$, $w_{\text{Гр}} = w_i - (w_i + 1 - w_i)d_1/d$, где d – полная длина шага. Когда рассматриваемая граница отделяет вещество от вакуума, полученные значения $E_{\text{Гр}}$ и косинусов определяют состояние частицы на выходе из мишени. Иначе прослеживание продолжается в новой среде со своим набором функций распределения многократного рассеяния. В одном из вариантов схемы укрупненных соударений [53] применяется метод дробления шага вблизи границы раздела. Поскольку, однако, в этой схеме предусмотрены только непрерывные потери энергии, она не является более точной, чем уже рассмотренные схемы.

В блоке 4 осуществляется также розыгрыш угла рассеяния или энергии частицы после взаимодействия. Это делается с помощью одного из методов, описанных в § 2.2. Для основных процессов взаимодействия электронов с веществом алгоритмы розыгрышей приведены в Приложении 4. Здесь же определяются случайные параметры (энергия и угол), характеризующие состояния всех вторичных частиц: комптоновских и фотоэлектронов, элементов пар, квантов тормозного излучения, оже-электронов и характеристических рентгеновских фотонов. Расчеты параметров вторичных частиц в схеме индивидуальных или катастрофических соударений не требуют каких-либо специальных предположений. При использовании схемы укрупненных соударений розыгрыши потерь энергии в неупругих процессах и углов при многократном рассеянии производятся из соответствующих распределений многократного рассеяния. Розыгрыш из распределения Блунка–Лейзиганга выполняется по алгоритму БЗ (см. § 2.2). Поскольку угловое распределение в многократном рассеянии обычно задается табличными массивами, для розыгрышей удобно использовать алгоритм А. Для учета вторичных частиц в схеме укрупненных соударений, если на шаге траектории Δt_i генерируется квант тормозного излучения или выбивается δ -электрон, их параметры разыгрываются из распределений (1.19) и (1.26) по схемам, приведенным в Приложении 4. При этом вторичным частицам приписывается вес

$$W = 1 - \exp(-\Sigma_i d), \quad (2.17)$$

где Σ_i – полное макроскопическое сечение соответствующего процесса. Такое рассмотрение для тормозного излучения справедливо лишь для энергии электронов $E_0 < E_{\text{кр}}$, где $E_{\text{кр}}$ – критическая энергия, для которой средние потери на ионизацию равны потерям на тормозное излучение. Для δ -электронов с $E > E_\delta \geq 10$ кэВ оно всегда применимо. Легко показать, что введение веса (2.17) обеспечивает получение правильных значений средних потерь энергии на единице пути. Само собой разумеется, что

при рассмотрении δ -электронов розыгрыши потерь энергии в процессе ионизации следует вести из усеченных распределений [64].

В блоке 5 осуществляется перевод углов рассеяния первичных и вторичных частиц в выбранную систему координат. Это стандартная процедура. Если косинус угла после рассеяния по отношению к предыдущему направлению будет $\mu = \cos\psi$, а азимутальный угол — φ , то новые направляющие косинусы u' , v' и w' выражаются через старые следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{если } |w| = 1, \text{ то } u' &= (1 - \mu^2)^{1/2} \cos\varphi, \quad v' = (1 - \mu^2)^{1/2} \sin\varphi, \\ &w' = \mu w; \\ \text{если } w \neq 1, \text{ то } u' &= \mu u + \left(\frac{1 - \mu^2}{1 - w^2} \right)^{1/2} (uw \cos\varphi - v \sin\varphi), \\ v' &= \mu v + \left(\frac{1 - \mu^2}{1 - w^2} \right)^{1/2} (vw \cos\varphi + u \sin\varphi), \\ w' &= \mu w - \left(\frac{1 - \mu^2}{1 - w^2} \right)^{1/2} (1 - w^2) \cos\varphi, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где в случае азимутальной симметрии рассеяния угол φ разыгрывается с помощью выражения $\varphi = 2\pi\xi$.

В блоке 6 происходит запись интересующей нас информации — характеристик поглощенного в мишени и вылетающего из нее излучения. Траектории частиц дают богатейшую информацию, переработка которой в полном объеме связана с большими затратами времени. Поэтому здесь необходим разумный компромисс. Необходимую информацию желательно сразу же представить в нужном виде, а именно: гистограмм, интерполяционных формул, графиков и др. Такие возможности предоставляет система NBOOK [92]. Некоторые возможности ускорения расчетов дает метод представления искомых распределений с помощью системы ортогональных полиномов [93].

Остальные блоки, показанные на рис. 2.1, выполняют стандартные операции. Отметим, что прослеживание вторичных частиц производится лексикографическим методом [94]. В [95] рассмотрены приемы составления полной программы ETRIN моделирования траекторий электронов низкой энергии с использованием системы RATCHY-4 и программы отображения данных NBOOK. Программа ETRIN является развивающейся и в настоящее время без каких-либо дополнений позволяет решать задачи прохождения и отражения электронов в условиях одномерной и трехмерной геометрии мишени из простых и композиционных материалов, а также в случае однослойных и многослойных мишеней при произвольном энергоугловом распределении падающих электронов.

Затраты машинного времени зависят от типа ЭВМ, использования различных приемов ускорения счета и совершенства программы. В наших

программах, построенных по схеме укрупненных соударений, затраты времени на прослеживание 10^4 траекторий вторичных электронов составляют 20–40 мин на ЭВМ БЭСМ-6. Соответствующее время при использовании схемы индивидуальных соударений в случае электронов низкой энергии возрастает примерно в 2 раза. Для ЭВМ IBM-370/195 затраты времени при аналогичных расчетах составляют 6–8 мин работы центрального процессора [93]. Таким образом, налицо хорошая перспектива для применения метода Монте-Карло в различных задачах, связанных с исследованием характеристик полей вторичного излучения в веществе.

2.4. Погрешности расчета и методы ускорения вычислений

Результаты, получаемые с помощью расчетов методом Монте-Карло, содержат погрешности двух родов: систематические, обусловленные как приближенным характером выбранных сечений и распределений, так и модельными приближениями, и статистические, связанные с конечным числом моделируемых траекторий частиц. В гл. 1, где рассматривали конкретные выражения для характеристик элементарного акта взаимодействия частиц, приводили и соответствующие оценки их точности. Благодаря этому разработчик программы имеет возможность выбрать исходные параметры расчета так, чтобы минимизировать вклад систематической составляющей погрешности. Тем не менее установить границы систематической погрешности можно только путем сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными.

Статистическую погрешность удобно оценивать по дисперсии D . Наиболее распространенной оценкой в процессе прослеживания траекторий является выборочное среднее значение искомой величины или функционала:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n, \quad (2.19)$$

где x_n – отдельная реализация случайной величины.

Тогда для оценки дисперсии случайной величины \bar{x} имеем:

$$D \cong \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (x_n - \bar{x})^2. \quad (2.20)$$

Для определения доверительных границ погрешности кроме дисперсии необходимо знать и функцию распределения случайной величины x . Основываясь на центральной предельной теореме, можно утверждать, что по крайней мере для независимых траекторий частиц это распределение является нормальным. Тогда вероятную погрешность r_N приближенно вычисляют по формуле $r_N \approx 0,675D^{1/2}$. Эту погрешность можно также вычислить, разбив полную выборку на k независимых. Тогда для каждой из них вычисляется среднее значение \bar{x}_k , и в предположении, что эти средние распределены по нормальному закону, с помощью табулированного распределения Стьюдента находят r_N .

Из-за медленной сходимости ($\sim N^{-1/2}$) метода Монте-Карло для обеспечения небольшой статистической погрешности необходимо обработать достаточно представительный (не менее нескольких тысяч) набор траекторий. Поэтому желательно использовать другие методы воздействия на дисперсию D , чем простое увеличение числа траекторий N . Однако поскольку эти методы могут приводить к увеличению времени расчетов T , лучше минимизировать произведение DT . Рассмотрим несколько приемов, обеспечивающих эффективное уменьшение DT .

Метод расщепления и рулетки. Из (2.20) следует, что D можно уменьшить, если случайные величины x_n будут мало отличаться друг от друга. Это удастся сделать, когда в качестве x_n выступает вес частицы W_n .

Пусть мы имеем некоторую оценку среднего веса \bar{W} по первым k траекториям $\left(\bar{W} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k W_i \right)$. Выделим некоторое число фиктивных границ в веществе и сравним текущий статистический вес частицы при пересечении ею этих границ с \bar{W} . Если он значительно больше, то на этой границе данную траекторию можно расщепить на m траекторий (каждую с весом W_n/m , $m \geq 2$) и проводить их дальнейшее прослеживание независимо друг от друга. Когда вес частицы становится значительно меньше среднего, то к такой частице применяют процедуру рулетки: с вероятностью $P = 1 - W_n/r$, ($r \geq 2$) ее прослеживание прекращается, а с вероятностью $(1 - P)$ продолжается, но уже с весом rW_n .

Сочетая процедуры расщепления и рулетки, можно поддерживать вес частиц близким к среднему без заметного увеличения затрат времени на прослеживание дополнительного числа траекторий. Оказывается, что даже без детального анализа расположения промежуточных границ и числа расщеплений удастся повысить эффективность моделирования в 2–5 раз по сравнению со стандартными методами. Детальное исследование, посвященное этим методам, можно найти в [96].

Метод противоположных переменных основан на использовании случайных чисел $\{\xi_i\}$ и $\{1 - \xi_i\}$, равномерно распределенных в интервале $[0, 1]$. Следовательно, эти числа могут быть применены для розыгрыша случайных величин из заданных распределений. Удобно найти в результате розыгрыша случайные переменные, соответствующие как ξ_i , так и $1 - \xi_i$. При этом если $\xi_i \leq 0,01$ соответствует редкому событию (например, рассеянию на очень малый угол), то $1 - \xi_i \geq 0,99$ тоже соответствует редкому событию (рассеянию на большой угол $\approx 180^\circ$). Одновременный розыгрыш двух "крайних" событий дает возможность проследить две траектории. Дисперсия конечного результата будет в этом случае меньше.

Метод коррелированных испытаний используется в таких расчетах, где имеется заметная положительная корреляция между случайными величинами. Метод особенно важен, когда нужно выяснить влияние небольшого изменения (например, в исходных сечениях) на дифферен-

циальные характеристики плотности потока частиц. Действительно, если расчеты вести независимо, то статистическая погрешность может перекрыть ожидаемый эффект от возмущения. Коррелированная выборка осуществляется использованием такой последовательности случайных чисел, чтобы каждая траектория начиналась с одинаковых случайных чисел. Очень просто такие последовательности можно осуществить в датчиках, использующих метод вычетов.

Один из эффективных методов уменьшения дисперсии расчетов заключается в замене части статистических оценок на аналитические. Как впервые было показано в [97], в этом случае можно получить огромный выигрыш во времени (до 10^5 раз). Особенно просто аналитически учитывается вероятность вылета частицы через заданную поверхность (границу). Если точка предыдущего столкновения находилась на расстоянии l_m от границы, то ее вклад в j -й энергетический интервал при пересечении границы будет $\tilde{\eta}_{mj} = W_m \exp(-l_m/\lambda_{mj})$, где W_m и λ_{mj} – вес и пробег частицы с энергией E_j . Как показано в [98], оценки дисперсии значений $\tilde{\eta}$ и η в аналоговом моделировании связаны соотношением $D(\tilde{\eta}) = q_m D(\eta)$, где

q_m – верхняя граница возможных значений $\tilde{\eta}_{mj}$, причем $q_m \leq W_m = \prod_{i=0}^{m-1} (1 - e^{-l_i/\lambda_i}) \sim d^m$. Для малой толщины d дисперсия заметно уменьшается. Следовательно, используя методнку форсирования всех соударений, можно оценить возможный вклад от бесконечной траектории частицы за границей раздела сред. И хотя в этом случае приходится оперировать с крайне малыми значениями веса, погрешность результатов расчета получается небольшой.

Метод полных траекторий [99] по идеологии близок к только что рассмотренному приему. Сущность его заключается в том, что при оценке различных функционалов используется информация о полной траектории частицы в бесконечной среде. В этом методе каждая узловая точка траектории трактуется как точка пересечения некоторой поверхности в среде. Тогда каждая траектория дает N вкладов в поток электронов через поверхность. Если использовать схему непрерывного замедления с логарифмическим шагом по энергии $E_{i+1}/E_i = k$, то для N получаем оценку $N \approx [\ln(E_{ГР}/E_0)]/\ln k$, где $E_{ГР}$ – энергия, до которой проводится прослеживание частицы. Даже для небольшой начальной энергии (около 100 кэВ) $N \approx 100$. Конечные размеры мишени учитываются следующим образом. Если координаты i -й узловой точки $z_i > z_i^{\max}$, где $z_i^{\max} = \max_{0 \leq j \leq i} \{z_j\}$, то эта точка интерпретируется как точка вылета элект-

рона через границу мишени в направлении падающего пучка фотонов. В случае, когда $z_i < z_i^{\min}$, где $z_i^{\min} = \min_{0 \leq j \leq i} \{z_j\}$, считается что электрон вылетает через границу в противоположном направлении. Если же $z_i^{\min} \leq z_i \leq z_i^{\max}$, то узловые точки траектории не могут быть интерпретированы как точки пересечения границы мишени. Такой подход

эквивалентен случаю, когда каждое событие пересечения границы приписывается группе вторичных электронов, генерируемых равномерно в слое вблизи z_0 толщиной Δz_i :

$$\Delta z_i = \begin{cases} z_i - z_i^{\text{макс}}, & z_i > z_i^{\text{макс}}; \\ 0, & z_i^{\text{мин}} \leq z_i \leq z_i^{\text{макс}}; \\ z_i^{\text{мин}} - z_i, & z_i < z_i^{\text{мин}}. \end{cases} \quad (2.21)$$

Число электронов в такой группе есть $W_i = \Sigma \Delta z_i$, где Σ — полное макроскопическое сечение образования вторичных электронов. Поэтому для

Таблица 2.1. Краткая сводка работ с применением метода Монте-Карло для расчета вторичных излучений

№ п/п	Схема расчета (программа)	E_γ , МэВ	Расчитываемые характеристики	Литература
1	УС (ETRAN и ее модификации)	< 100	Все характеристики переноса фотонов и электронов	[36, 101]
2	УС	$\leq 1,25$	Интегральный выход вторичных электронов	[102]
3	УС	$\leq 1,25$	Выходы вперед и назад, интегральные спектры и угловые распределения	[103]
4	УС	$\leq 1,25$	То же	[104]
5	УС (POEM)	< 2	Все характеристики переноса электронов	[74, 93]
6	УС (SANDYL)	$10^{-3} - 10^3$	То же	[6]
7	УС (TIGER)	≤ 10	То же для одномерной многослойной среды	[105]
8	УС (вариант SANDYL)	0,03; 0,054	Интегральный выход вторичных электронов	[106]
9	УС (SGETRCOIN)	≤ 30	Все характеристики переноса всех вторичных частиц	[107, 110]
10	ИС (SGETRIN)	$< 0,05$	То же	[17]
11	УС	0,06	Интегральные спектры и выход назад при наклонном падении пучка фотонов	[108]
12	КС	≤ 30	Интегральный спектр и выход в зависимости от толщины мишени	[109]
13	УС, ИС в методе полных траекторий	$\leq 1,25$	Все характеристики переноса фотонов и электронов	[111, 112]

Примечание. УС, ИС и КС — схемы укрупненных, индивидуальных и катастрофических соударений соответственно.

получения статистически несмещенных оценок каждому событию пересечения границы приписывается вес W_j . Отметим, что наличие корреляции между элементами полной траектории позволяет с малой погрешностью исследовать изменение характеристик вторичных электронов при малом изменении толщины мишени. Рассмотренный метод существенно ускоряет расчеты, так как вся информация с обычной статистической погрешностью около 5% может быть получена при прослеживании небольшого числа траекторий (порядка 10^3).

При моделировании электрон-фотонных каскадов, инициированных фотонами высоких энергий, большая часть времени тратится на прослеживание частиц низкоэнергетической части каскада, так как количество частиц растет с уменьшением их энергии. В [100] для этой части каскада предложено использовать некоторые усредненные характеристики, полученные в дополнительных расчетах и вводимые в ЭВМ в виде таблиц. Вклад в искомый функционал от таких частиц получается "пришиванием" к прослеживаемой траектории табличного значения конечной части траектории. Бесспорно, что такой прием дает экономию времени и при расчетах переданной энергии не приводит к сколько-нибудь заметным погрешностям. Но при этом пренебрегается смещением низкоэнергетических электронов и, следовательно, допускается некоторая систематическая погрешность при оценке их выхода.

В табл. 2.1 дана сводка работ, в которых метод Монте-Карло применяется для расчета характеристик полей вторичного электронного излучения. Имеется в виду, что речь идет о быстрых вторичных электронах с энергией больше 50 эВ. Однако этот нижний предел выдерживается лишь в немногих из цитированных работ, так как это требует использования схемы индивидуальных соударений, которая при таких энергиях чувствительна к физической модели твердого тела. Хотя такой адекватной модели в настоящее время не существует, достаточно хорошим приближением является модель, рассмотренная в гл. 1 и реализованная в нашей программе SGETRIN.

2.5. Сопоставление результатов расчетов характеристик вторичных электронов различными методами

Рассмотренные выше численные методы расчета характеристик полей вторичного электронного излучения необходимо сопоставить друг с другом как в целях выяснения области их применимости, так и для отбора таких методов, результаты которых следует детально сравнить с экспериментальными данными. Учитывая, что наиболее представительные наборы характеристик вторичных электронов были получены аналитическим методом по программе QUICKE-3 и методом Монте-Карло по программам ПОЕМ, SGETRCON и SGETRIN и с использованием схемы полных траекторий [99], мы тщательно проанализируем результаты именно этих расчетов (табл. 2.2). Сравнение расчетных и экспериментальных данных, которое позволит сформулировать рекомендации по выбору базового метода расчета для получения систематических данных в тех

Таблица 2.2. Характеристики, рассчитываемые с помощью различных программ

Программа	Рассчитываемые характеристики	Атомный номер мишени	Энергия фотонов, МэВ	Угол падения фотонов, град
QYICKE-3 [68]	$N(E), N(\theta), N(\varphi),$ η_B, η_H	6, 13, 29, 50, 79	0,001–20	0
POEM [93]	$N(\theta), N(\varphi), N(\theta, \varphi)$ η_B, η_H	13, 29, 82	< 2	0, 30, 60
SGETRCO [110]	$N(E), N(\theta), N(E, \theta),$ η_B, η_H	6, 13, 22, 41, 48, 64, 73, 83, 92	0,1–30	0, изотропное падение
Схема полных траекторий [111, 112]	$N(E), N(\theta), N(E, \theta),$ η_B, η_H	13, 22, 29, 32, 34, 42, 47, 48, 57, 64, 69, 73, 79	0,02–0,1	0

областях энергии частиц и Z , где экспериментальные данные отсутствуют, будет проведено в гл. 4.

Подчеркнем, что детальная проверка теоретических расчетов должна строиться, главным образом, на сопоставлении дифференциальных выходов вторичных электронов, а еще лучше – дифференциальных по углу и энергии распределений $N(\theta, E)$. Получение последних в расчетах методом Монте-Карло связано с большими затратами машинного времени. Отсутствуют такие данные и в аналитических расчетах, причем даже более простые распределения $N(E)$ и $N(\theta)$ в [68] приведены лишь для нескольких значений E_γ , равных 0,05, 0,1, 0,5 и 5,0 МэВ, не совпадающих с энергией γ -излучения радионуклидных источников, которые использовались при измерениях.

Результаты расчета по программе QYICKE-3 и SGETRCO энергетических спектров вторичных электронов, выбиваемых вперед и назад из различных мишеней равновесной толщины, как показывает сравнение (рис. 2.2), качественно согласуются друг с другом. При этом аналитический расчет не дает тонкой структуры спектра в области энергий, где важен учет фотоэффекта на различных оболочках атома мишени. Наблюдается также систематическое завышение, особенно в низкоэнергетической части спектра, по данным аналитического расчета. Это расхождение трудно объяснить однозначно. Можно лишь предположить, что оно связано с различным характером учета многократного рассеяния электронов. В этой связи следует отметить, что для энергии фотонов $E_\gamma = 100$ кэВ в расчетах методом Монте-Карло использовали различные варианты учета многократного рассеяния (см. гл. 1), и они привели к близким результатам (рис. 2.3). Можно утверждать, что в этих расчетах многократ-

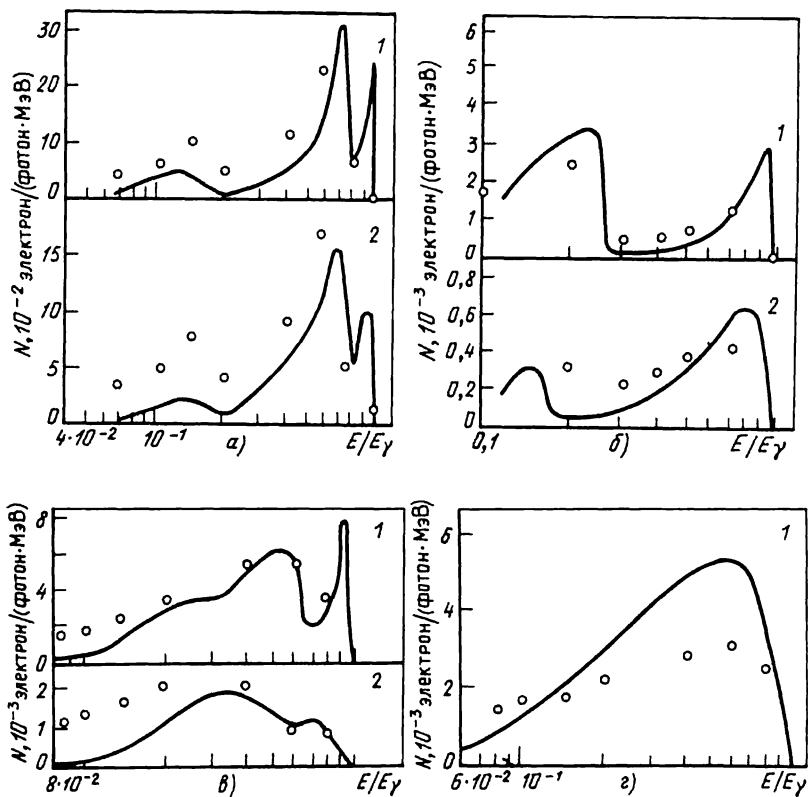


Рис. 2.2 Энергетические спектры вторичных электронов, эмиттируемых в направлении вперед (1) и назад (2) по результатам расчетов методом Монте-Карло по программе SGETRCON (сплошные линии) и аналитическим методом по программе QUICKЕ-3 (точки):

а – Au, $E_\gamma = 50$ кэВ; б – Al, $E_\gamma = 100$ кэВ; в – Cd, $E_\gamma = 0,5$ МэВ; г – Au, $E_\gamma = 5$ МэВ

ное рассеяние учитывается корректнее, чем в аналитическом расчете. Критерием достоверности моделирования процесса переноса электронов в веществе могут служить результаты расчетов характеристик электронов при обратном рассеянии по электронной части рассматриваемых программ. Авторы работы [68] таких расчетов, по-видимому, не производили. Результаты наших расчетов коэффициентов обратного рассеяния электронов с энергией 1 МэВ сравниваются на рис. 2.4 с экспериментальными данными [113] при различных углах падения электронов на разные мишени. Как видно, расчеты Монте-Карло не приводят к каким-либо систематическим отклонениям. Различия в зависимостях $N(E)$ на

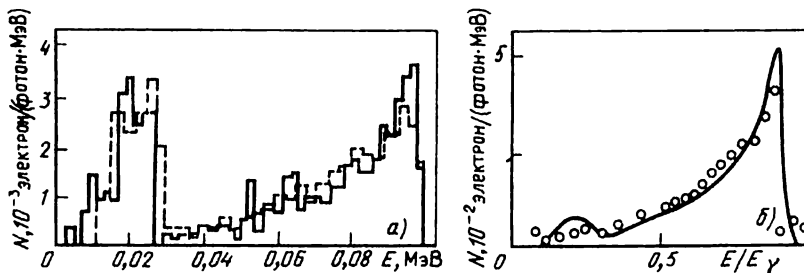


Рис. 2.3. Энергетические спектры вторичных электронов, выбиваемых фотонами с энергией 100 кэВ из Al (а) и Cu (б), рассчитанные методом Монте-Карло:

сплошная линия – схема укрупненных соударений, программа SGETRCON [110]; пунктир и точки – схема индивидуальных соударений, программа SGETRIN и программа полных траекторий [111] соответственно

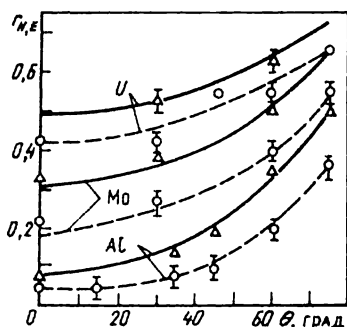


Рис. 2.4. Сравнение измеренных в [113] зависимостей коэффициента обратного рассеяния по числу частиц и энергии (сплошная и пунктирные линии соответственно) от угла падения электронов энергией 1 МэВ с результатами расчета по электронной части программы SGETRCON (треугольники и точки)

рис. 2.2 в области энергий фотонов больше 5 МэВ можно было предвидеть из-за пренебрежения в аналитическом расчете эффектом образования пар.

На рис. 2.5 приведены угловые распределения $N(\theta)$ вторичных электронов, вычисленные по программам QUICKE-3 и SGETRCON. Хотя в целом результаты обоих расчетов удовлетворительно согласуются, они указывают на некоторое преобладание больших углов вылета (особенно в направлении назад) в распределениях, полученных методом Монте-Карло, что коррелирует с только что обсужденной ситуацией с энергетическими спектрами. Угловые распределения, рассчитанные по программе РОЕМ, оказываются в удовлетворительном согласии с данными, полученными с помощью заведомо менее совершенной программы QUICKE-2 [93]. Что касается азимутальных распределений $N(\varphi)$ вторичных электронов, найденных аналитическим методом и методом Монте-Карло, то они, как видно из рис. 2.6, прекрасно согласуются друг с другом.

На рис. 2.7 приведены зависимости интегральных выходов для мишенной равновесной толщины, полученные интерполяцией результатов рас-

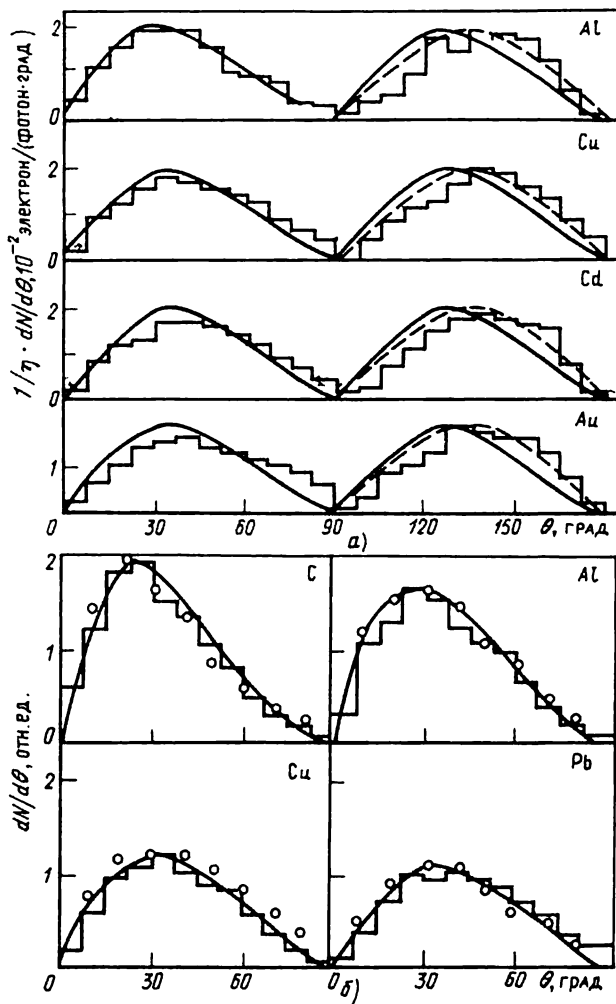


Рис. 2.5. Сравнение нормированных на полный выход угловых распределений вторичных электронов, выбиваемых из разных мишеней фотонами с энергией 0,5 (а) и 1,25 МэВ (б) :

гистограммы – расчет Монте-Карло по программе SGETRCON; сплошные линии – аналитический расчет по программе QUICKE-3; пунктирные линии – косинусоидальное распределение; точки – экспериментальные данные [138]

четов по программам SGETRCON, POEM и QUICKE-3 для значений Z , указанных в табл. 2.2. Налицо хорошее согласие между результатами аналитического расчета и расчета Монте-Карло по программе SGETRCON

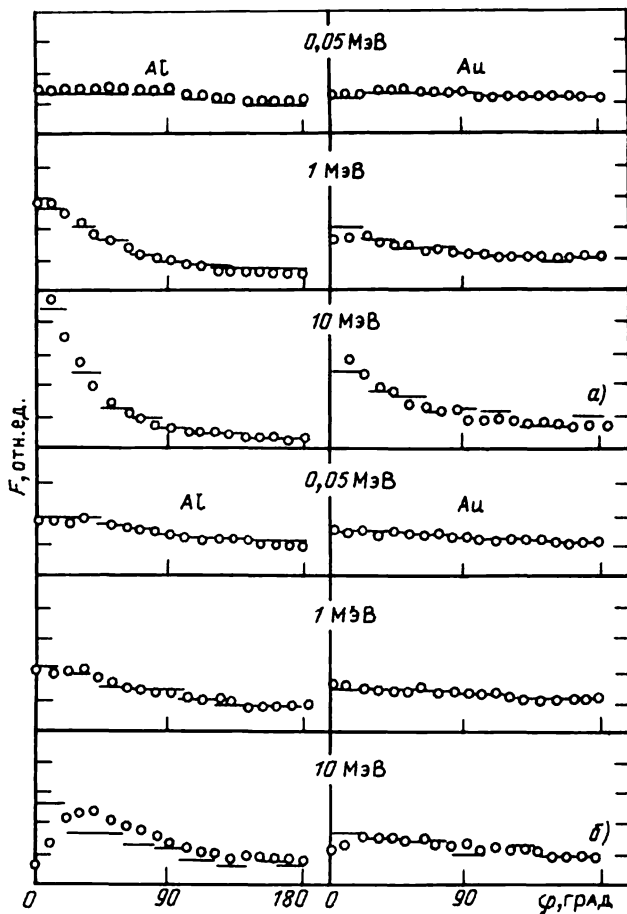


Рис. 2.6. Сравнение азимутальных распределений вторичных электронов, выбиваемых из Al- и Au-мишеней фотонами с энергией 0,05, 1 и 10 МэВ:

а – выход вперед; *б* – выход назад; точки – аналитический расчет по программе QUICKЕ-3; гистограммы – расчет Монте-Карло по программе SANDYL

при энергии фотонов от 0,1 до 1,25 МэВ, тогда как результаты расчета Монте-Карло по программе РОЕМ систематически несколько занижены. Расхождение при $E_\gamma \geq 2,76$ МэВ по-прежнему связано с учетом образования электронно-позитронных пар. В области энергий фотонов ниже 0,1 МэВ применимость аналитических методов, по нашему мнению, ухудшается, что вызвано принципиальными вопросами корректного учета рассеяния электронов на большие углы, вклад которого растет с умень-

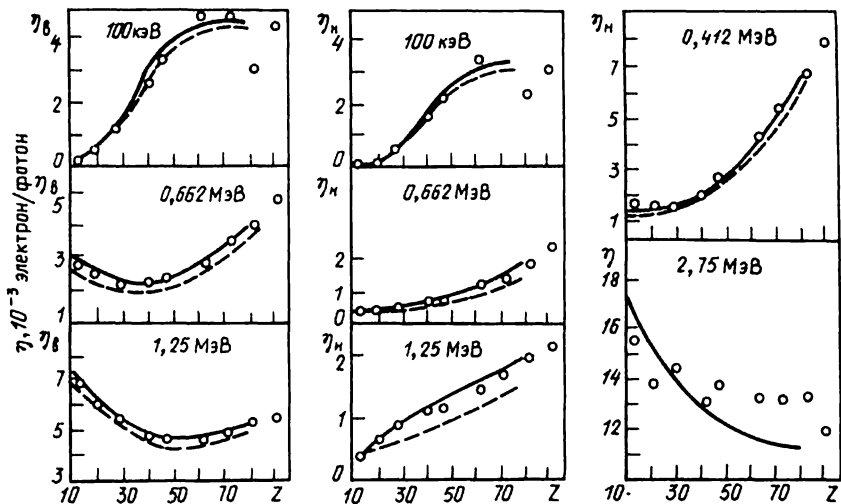


Рис. 2.7. Сравнение результатов различных расчетов полного выхода η , выходов вперед η_B и назад η_H для различных значений E_γ :

сплошная и пунктирная линии – интерполированные результаты расчетов по программам QUICKE-3 и POEM соответственно; точки – расчет по программе SGETRCON

шением энергии электронов. В этой области требуются и более совершенные расчетные модели, на которых базируется метод Монте-Карло. Такой моделью является схема индивидуальных соударений или ее варианты, по которой построена наша программа SGETRIN, а также программа [112], реализующая метод полных траекторий.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что лучше всего согласуются друг с другом результаты расчетов характеристик полей вторичного электронного излучения, полученные по программам QUICKE-3, SGETRCON и по программе, в основе которой лежит схема полных траекторий. Поэтому детальное сравнение с экспериментальными данными в первую очередь следует произвести именно с этими результатами.

Глава 3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВТОРИЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Общие замечания

Впервые явление эмиссии электронов из вещества, облучаемого рентгеновскими фотонами, было экспериментально исследовано Пьером Кюри в 1900 г. в целях разработки методов измерения ионизирующих из-

лучений. Измерения относительных выходов вторичных электронов из различных металлов, осуществленные затем под руководством Эрнста Резерфорда, показали, что среди эмиттируемых электронов можно выделить две группы: быстрые и медленные (с энергией меньше 20 эВ). При этом было установлено, что выход быстрых электронов падает с увеличением энергии рентгеновского излучения, а эмиссия медленных электронов может быть обусловлена вторичными эффектами, сопровождающими прохождение быстрых электронов через вещество мишени.

Результаты первых исследований интегральных характеристик вторичных электронов, выбиваемых из различных материалов γ -излучением с разной энергией, были опубликованы в [114]. Детектором вторичных электронов служила тонкостенная плоскопараллельная ионизационная камера, перед передней и задней стенками которой помещали пластины из различных материалов, и вся система облучалась коллимированным потоком γ -излучения разных радионуклидов. Интегральный выход вторичных электронов определяли по их ионизационному действию в камере для двух направлений (вперед и назад) относительно падающего пучка фотонов. Полученные результаты резко различались в выходе вторичных электронов вперед и назад в зависимости от атомного номера материала, расположенного у стенки ионизационной камеры. Так, ионизационное действие вторичных электронов, выбиваемых вперед и назад из Pb-мишени, было практически одинаковым, тогда как полный ионизационный ток при установке Al-мишени был обусловлен главным образом электронами, вылетающими в направлении вперед. Все это указывало на сложный характер спектральных и угловых распределений эмиттируемых вторичных электронов.

Развитие теоретических основ дозиметрии (теория ионизации в полостях) и растущая потребность дозиметрии и метрологии ионизирующих излучений в разработке новых прецизионных методов измерений дозы и потока фотонов в широком диапазоне их энергий не могли быть удовлетворены отрывочной информацией о вторичных электронах, играющих важную роль в процессах измерений. Требовались детальные систематические исследования основных энергетических и пространственных характеристик вторичных электронов и их выходов в широком диапазоне энергий фотонного излучения и атомных номеров материалов мишеней.

Экспериментальное изучение характеристик вторичных электронов осложняется из-за их малого (порядка $10^{-4} - 10^{-2}$ электронов на фотон) выхода. В связи с этим необходимо использовать коллимированные пучки моноэнергетического фотонного излучения с большой плотностью потока. Энергоанализирующая система должна обладать достаточной светосилой и позволять измерять спектры электронов под различным углом вылета из мишени относительно падающего пучка. Из-за всех этих трудностей существенно ограничивалось развитие исследований. Систематические экспериментальные исследования пространственно-энергетических распределений и выходов вторичных электронов из разных материалов под действием γ -излучения были начаты в Радиовом институте им. В.Г. Хлопина под руководством проф. К.К. Аглинцева [115, 116].

Ниже в этой главе будут рассмотрены методы экспериментальных исследований характеристик вторичных электронов и основные результаты работ, выполненных как в СССР, так и за рубежом.

Экспериментальные работы, посвященные измерению характеристик вторичных электронов, инициируемых фотонным излучением, можно классифицировать по следующим признакам:

- по области энергии падающего на исследуемое вещество (мишень) фотонного излучения;
- по методу регистрации или анализа вторичных электронов;
- по набору получаемой информации о параметрах вторичных электронов.

В соответствии с первым признаком известные нам опубликованные работы целесообразно разбить на три группы с учетом применяемых в них источников первичного фотонного излучения:

А. Работы, выполненные с использованием слабофильтрованного рентгеновского излучения с непрерывным спектром, простирающимся до 300 кэВ при эффективной энергии $E_{\gamma}^{\Phi} = 20 \div 150$ кэВ [117–125], и высокоэнергетического тормозного излучения с энергией свыше 10 МэВ [126].

Б. Работы, выполненные с использованием жесткофильтрованного рентгеновского излучения со спектром, близким к моноэнергетическому, с энергией в пике 34–85 кэВ [125, 127] и 1,5–8 кэВ [128] и с использованием выделенного из характеристического излучения различных элементов K_{α} -излучения с энергией 8–98,4 [129], 1,26–5,41 [130] и 1,5–8 кэВ [131]. В эту же группу входят работы [60, 132], в которых для формирования моноэнергетических потоков фотонов с энергией от 1,2 до 12 кэВ применялся рентгеновский монохроматор, а также [133], выполненная с использованием ампулы источника на основе радионуклида $^{170}\text{Tm}^*$.

В. Работы, выполненные с использованием моноэнергетического γ -излучения различных радионуклидов: ^{153}Gd ($\overline{E}_{\gamma} = 41,5$ и 100 кэВ**) [125, 134, 135], ^{203}Hg ($E_{\gamma} = 279$ кэВ) [134, 135], ^{198}Au ($E_{\gamma} = 412$ кэВ) [125, 135, 136], ^{137}Cs ($E_{\gamma} = 662$ кэВ) [115, 116, 125, 134, 135, 137–141, 143–146], ^{60}Co ($\overline{E}_{\gamma} = 1,25$ МэВ) [115, 116, 135, 137–150], ^{24}Na ($E_{\gamma} = 1,37$ и 2,75 МэВ) [125, 135] и ^{228}Th ($E_{\gamma} = 2,62$ МэВ) [151].

* Анализ спектра этого источника показал, что его излучение состоит из γ -фотонов с энергией 84 кэВ (10%), характеристических фотонов K -серии ^{170}Yb с энергией 52,4 кэВ (45%) и тормозных фотонов с непрерывным спектром.

** При измерении выхода вторичных электронов под действием γ -излучения ($\overline{E}_{\gamma} = 0,1$ МэВ) использовался La- (или Sn-) фильтр, практически полностью отсегающий характеристическое излучение с энергией 41,5 кэВ. Выход вторичных электронов от линии 41,5 кэВ определялся как разностный эффект измерений с фильтром и без него.

Следует отметить, что данные по вторичному электронному излучению, получаемые на моноэнергетических или близких к моноэнергетическим потокам фотонов, имеют более универсальный характер, так как на их основе могут быть вычислены характеристики вторичных электронов для источников фотонного излучения с любым заданным спектром.

Все упомянутые экспериментальные исследования осуществлялись, как правило, одним из четырех способов: 1) сцинтилляционными спектрометрами, 2) магнитными анализаторами, 3) с использованием техники измерения малых (до 10^{-15} А) постоянных токов, 4) с использованием электронных умножителей открытого типа (ВЭУ, КЭУ).

3.2. Методы сцинтилляционной спектрометрии

Сцинтилляционные спектрометры использовали в [139, 148–150]. В [148, 149] изучали спектры вторичных электронов на большой глубине внутри бесконечной среды, где происходит сильная деградация исходного спектра фотонного излучения. Энергетические спектры вторичных электронов, выбываемых γ -излучением радионуклидов ^{60}Co и ^{137}Cs из равновесных мишеней из графита, алюминия, меди и свинца, измеряли в [139].

Мишени прилегали вплотную к пластмассовому сцинтиллятору, который при помощи светопровода соединялся с ФЭУ. Разрешение спектрометра по конверсионной линии ^{137}Cs составляло 100 кэВ. Эффект, обусловленный вторичными электронами, измеряли как разность отсчетов с мишенью, расположенной на сцинтилляторе, и без мишени, когда фотоны падали непосредственно на детектор. В [139] приведена только форма спектров вторичных электронов, выходящих из исследуемых мишеней в направлении падающего пучка фотонов, причем поправку на конечное разрешение спектрометра при обработке экспериментальных данных не вводили. Следует отметить, что измерялся не спектр вторичных электронов, выходящих из мишени в вакуум, а действующий электронный спектр внутри сцинтиллятора. Форма этого спектра за счет многократного рассеяния и отражения электронов на границе раздела мишень–сцинтиллятор может значительно отличаться от формы спектра вторичных электронов, выходящих из мишени в вакуум. Недостатком этих измерений является также высокая минимальная энергия регистрируемых сцинтиллятором электронов (около 200 кэВ).

В [150] сцинтилляционный спектрометр применялся в сочетании с тонким (131 мкм) кремниевым полупроводниковым детектором. Регистрировались только совпадения, создаваемые электронами, прошедшими через полупроводниковый детектор и попавшими на сцинтиллятор. Этот метод позволил существенно снизить фон, обусловленный фотонами. Отметим, что полупроводниковый детектор поглощал все электроны с энергией меньше 160 кэВ, поэтому энергетические и угловые распределения можно было измерять только для высокоэнергетических вторичных электронов.

3.3. Магнитные спектрометры

В большинстве работ в качестве энергоанализаторов использовали магнитные спектрометры [115–117, 126, 135–138, 143, 144]. В [117, 126] коллимированный поток фотонов падал по нормали на неподвижную мишень, а угловое распределение вторичных электронов измеряли путем поворота анализатора вокруг оси, проходящей через центр мишени. Сепарированные магнитным полем электроны регистрировали либо пластмассовым сцинтиллятором [126], либо газоразрядным счетчиком с толщиной входного окна 230 мкг/см². В последнем случае нижняя граница регистрации электронов составляла 10 кэВ [117].

В Радиевом институте им. В.Г. Хлопина был разработан комплекс экспериментальной аппаратуры [152], который в рамках единого методического подхода обеспечивал проведение исследований всех основных характеристик полей вторичного электронного излучения при бомбардировке плоских мишеней из различных материалов (металлов, полупроводников и диэлектриков) разной толщины коллимированными пучками фотонов с энергией от 30 кэВ до 3 МэВ. В качестве энергоанализаторов быстрых вторичных электронов были выбраны магнитные спектрометры с поперечным магнитным полем с достаточно большим радиусом равновесной орбиты, что позволяло разместить в вакуумных камерах спектрометров эффективную защиту детекторов от первичного фотонного излучения. Конструкция первого спектрометра [153] предназначалась для измерения энергетических спектров и угловых распределений электронов, выбиваемых γ -излучением с $E_\gamma = 0,6 \div 3$ МэВ. Переход к измерениям с использованием фотонов низких энергий потребовал создания специального спектрометра [154], а снижение энергетического порога регистрации электронов в присутствии γ -фона — замены газоразрядных счетчиков на полупроводниковый детектор [155]. Прецизионные измерения выходов вторичных электронов осуществлялись электрометрическим методом [156] с использованием специальной вакуумной камеры. С помощью последней установки исследовалась также эмиссия медленных вторичных электронов. Ниже будут рассмотрены принцип работы, конструкция, основные рабочие параметры и характер получаемой информации для каждой из трех упомянутых экспериментальных установок.

Принцип работы спектрометров с поперечным магнитным полем показан на рис. 3.1. Электроны данной энергии, вылетающие из мишени в телесный угол захвата спектрометра, дважды фокусируются однородным магнитным полем и регистрируются двумя счетчиками, включенными в схему совпадений. Изменяя напряженность магнитного поля и фиксируя число совпадений, можно получить энергетический спектр электронов, вылетающих в заданный телесный угол. Этот тип прибора, несколько уступая другим спектрометрам в разрешающей способности и светосиле, прекрасно приспособлен для измерения энергетических и угловых распределений электронов, вылетающих из мишени большой площади.

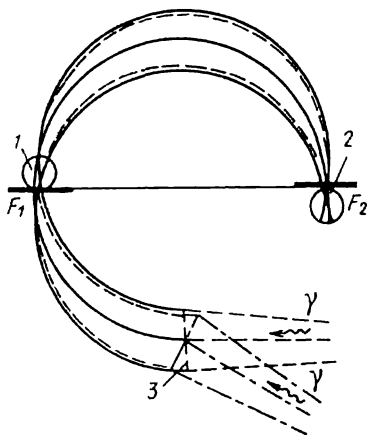


Рис. 3.1. Принцип измерений на магнитном спектрометре:

F_1 и F_2 – фокусы; 1, 2 – проходной и окончательный счетчики Гейгера соответственно; 3 – мишень

В используемых спектрометрах исследуемая мишень укреплялась в откачиваемой до давления 1–10 мПа камере на вращающемся вакуумном вводе. Ось вращения была параллельна силовым линиям магнитного поля и совпадала с плоскостью мишени, проходя через ее центр. Поворачивая одновременно мишень и источник фотонов вокруг этой оси, можно

было измерять спектры вторичных электронов, выбиваемых под углами от 0 до 180° . Получаемые таким образом дифференциальные спектры представляли собой функцию распределения $N(E, \theta)$, что давало возможность рассчитать полные энергетические спектры и угловые распределения вылетающих из мишени в вакуум вторичных электронов, а также отношения выходов вперед и назад относительно направления падения пучка фотонов.

Конструкция камеры первого спектрометра и система свинцовых коллиматоров источника [153] позволяли изучать спектры вторичных электронов под углами от 0 до 180° через каждые 15° . Спектрометр имел следующие основные рабочие параметры: радиус равновесной орбиты 11 см, угол захвата в горизонтальной плоскости 1° , угол захвата в вертикальной плоскости 3° . Камера была изготовлена из немагнитного материала и имела размеры 410 x 370 x 110 мм. Расположенная внутри камеры массивная рама служила для точной установки двух щелей, причем ширина выходной щели могла изменяться регулятором с вакуумным уплотнением. Предназначенные для регистрации электронов цилиндрические счетчики Гейгера $\phi 12$ мм, рабочая длина 35 мм) помещались в установленные в вакуумную камеру спектрометра счетчиковые камеры, которые наполнялись газовой смесью из Ag (60%) и метана (40%) при общем давлении $1,3 \cdot 10^4$ Па. Вакуум-плотные окна счетчиковых камер были изготовлены из органической пленки толщиной 0,2 мг/см², что при включении двух счетчиков в схему совпадений определяло пороговое значение энергии регистрируемых электронов (около 100 кэВ). Для определения основных характеристик спектрометра и градуировки его по энергии устанавливалась целлофановая мишень толщиной 20 мкм и снимались спектры комптоновских электронов, выбиваемых γ -излучением раднонуклидов ^{137}Cs и ^{60}Co . Были получены следующие данные:

Источник	^{137}Cs	^{60}Co
Полуширина линии, %	3,5	2,7
Светосила, число совпадений/(с · ГБк)	0,008	0,014

Для увеличения эффективности регистрации вторичных электронов низкой энергии и для введения без заметных потерь в вакуумную камеру коллимированного

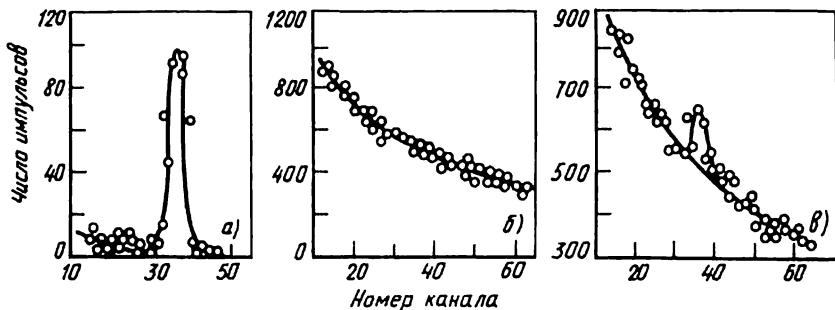


Рис. 3.2. Регистрация электронов с энергией 40 кэВ Si(p)-детектором в присутствии γ -фона при отношении эффект/фон $\approx 0,06$ [155]:

а – аппаратурный спектр регистрируемых электронов; б – фон γ -излучения; в – спектр электронов на фоне γ -излучения

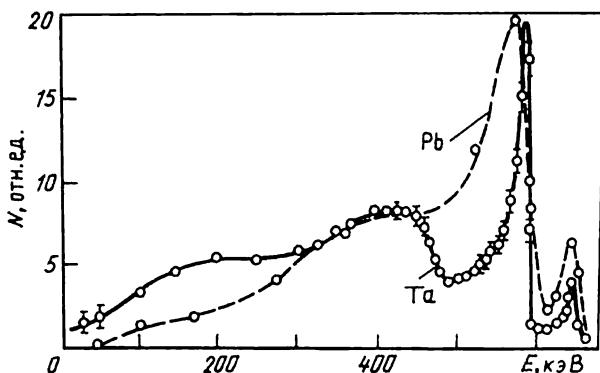


Рис. 3.3. Спектр вторичных электронов, выбиваемых из равновесных Pb-и Ta-мишеней под углом 30° относительно направления падения пучка фотонов с энергией 662 кэВ, по результатам измерений на спектрометре [153] с двумя счетчиками Гейгера в схеме совпадений [137] (пунктирная линия) и на спектрометре [154] с полупроводниковым детектором (сплошная линия) соответственно

пучка фотонов с $E_\gamma \geq 10$ кэВ был сконструирован и построен специальный магнитный спектрометр [154]. Он имел следующие параметры: радиус равновесной орбиты 12,5 см, угол захвата в горизонтальной плоскости $2,5^\circ$, в вертикальной 2° . Пучок фотонов вводился в камеру через протяженное окно, закрытое вакуумплотно тонкой (0,3 мм) алюминиевой лентой. Окна счетчиковых камер были изготовлены из коллоидной пленки толщиной 100 мкг/см², поддерживаемой снаружи сетками из тонкой (20 мкм) вольфрамовой проволоки. Регистрацию электронов можно было осуществлять двумя счетчиками, включенными на совпадения, или только вторым счетчиком при удаленной первой счетчиковой камере. В первом случае скорость счета от фона γ -источника на основе радионуклида ¹⁹⁸Au активностью 2,2 ТБк не превышала 1 имп./мин на любом угле поворота источника. Светосила спектрометра, которая определялась как отношение числа совпадений

в пике конверсионной линии источника ^{137}Cs , устанавливаемого на место мишени, к полному числу испускаемых им конверсионных электронов, составляла $3,3 \cdot 10^{-3} \%$, а разрешение при ширине щелей у счетчиков 5 и 3 мм – 2%. Основным недостатком такого спектрометра являлась сильная зависимость эффективности регистрации электронов от их энергии, которая была обусловлена рассеянием сепарированных магнитным полем электронов в пленках и газе счетчиковой камеры. Как показано в [154], влияние рассеяния сказывалось вплоть до энергии электронов 800 кэВ, а при $E = 50$ кэВ относительная эффективность регистрации уменьшалась почти в 10 раз.

Для улучшения рабочих характеристик спектрометра в его вакуумную камеру вместо оконечного счетчика Гейгера был установлен охлаждаемый полупроводниковый кремниевый детектор, а проходная счетчиковая камера была изъята. Это позволило [155] существенно уменьшить погрешность измерений, обусловленную учетом фона γ -излучения; снизить энергетический порог регистрации электронов приблизительно до 8 кэВ по сравнению со значением 50 кэВ при использовании двух счетчиков Гейгера в схеме совпадений; а также заметно сократить время измерений без потери информации об исследуемом спектре вторичных электронов за счет собственного разрешения полупроводникового детектора. На рис. 3.2 приводится пример регистрации электронов с энергией 40 кэВ в присутствии сильного фона γ -излучения, а на рис. 3.3 – спектр вторичных электронов, измеренный на одном и том же спектрометре с применением двух счетчиков Гейгера в схеме совпадений и с использованием полупроводникового детектора.

3.4. Электрометрический метод

Абсолютные измерения потока вторичных электронов, выходящих из облучаемой мишени в вакуум, осуществлялись в Радиовом институте им. В.Г. Хлопина электростатическим методом с использованием техники измерений малых ($10^{-16} - 10^{-12}$ А) постоянных токов. Применение этого метода, называемого в дальнейшем для краткости электрометрическим, снимает ограничение по минимальной энергии исследуемых электронов, присущее измерениям на магнитных и сцинтилляционных спектрометрах. На рис. 3.4 приводится схема экспериментальной установки [156], сконструированной для определения выходов быстрых и медленных вторичных электронов из различных материалов, бомбардируемых коллимированными пучками фотонов с энергией от 0,03 до 3 МэВ.

Пять мишеней из исследуемых материалов устанавливались в вакуумной камере диаметром 0,4 и длиной 0,8 м, изготовленной из нержавеющей стали толщиной 4 мм. Мишени крепились на поворотном устройстве, управляемом через сильфонный ввод, что позволяло производить смену облучаемой мишени без нарушения вакуума. Каждая из мишеней устанавливалась в центре тонкого алюминиевого кольца (диаметр мишени 20, кольца 40 мм) с помощью растяжек из тонкой (30 мкм) вольфрамовой проволоки. Растяжки прикреплялись к мишеням и к кольцам клеем, хорошо проводящим электрический ток. В процессе измерений кольцо с облучаемой мишенью с помощью системы электрических контактов, смонтированной на поворотном устройстве внутри камеры, подсоединялось к электрометру, а остальные кольца к заземленному корпусу вакуумной камеры. По обе стороны от плоскости мишени на расстоянии 12 мм были установлены плоские медные сетки с геометрической прозрачностью 98% (диаметр сеток 75 мм, размер ячейки 1×1 мм²). Подавая на сетки отрицательный относительно мишени потенциал, мож-

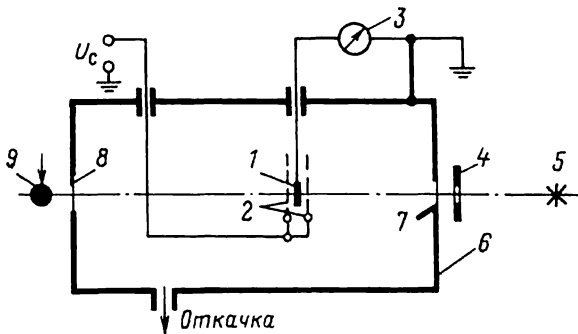


Рис. 3.4. Схема экспериментальной электромеханической установки:

1 – мишень; 2 – сетки; 3 – электрометр; 4 – коллиматор; 5 – источник γ -излучения; 6 – вакуумная камера; 7 – входное окно; 8 – выходное окно; 9 – монитор

но было определить вклад в измеряемый ток от медленных электронов. Откачка вакуумной камеры производилась цеолитовыми насосами (до 0,2 Па) и магнитным электроразрядным насосом НЭМ-300 (до 1 мкПа).

Электрометр с динамическим конденсатором, включенный в цепь между исследуемой мишенью и корпусом камеры, измерял ток вторичных электронов, вышедших из мишени и попавших на корпус вакуумной камеры, на фоне тока, обусловленного: а) электронами, выбитыми из стенок камеры и сеток и попавшими на мишень; б) электронами, попавшими на мишень в результате обратного рассеяния на стенках камеры или в результате вторичной электронной эмиссии из стенок; в) вторичными электронами из устройства крепления изучаемой мишени. Фоновый ток вторичных электронов определялся экспериментально. Вкладом электронов из стенок камеры, как показывает расчет [135], можно пренебречь благодаря большому объему вакуумной камеры. Вклад электронов из сеток рассчитывался с учетом толщины сетки и геометрии [127]; в окончательный результат вводилась соответствующая поправка. На рис. 3.5 приводится типичная кривая задержки [156] для Al-мишени и излучения рентгеновской трубки при $U_{\text{макс}} = 100$ кВ. Пунктирная кривая построена по экспериментальным точкам за вычетом фонового тока. Введение поправки на вылет электронов из сеток приво-

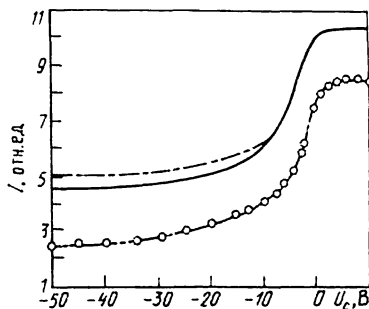


Рис. 3.5. Зависимость тока вторичных электронов от напряжения на сетках

дип к результатам, представленным на рис. 3.5 штрихпунктирной кривой. Эта поправка при напряжении на сетках $U_c = -50$ В не превышала 20% для Си-мишени и 2% для мишеней с большим атомным номером при воздействии рентгеновского излучения и 2% для всех мишеней при энергии фотонов выше 200 кэВ. Для получения окончательного вида кривой задержки (сплошная линия на рис. 3.5) необходимо было учесть, что часть медленных электронов вылетает в пространство между плоскостями мишени и сеток (см. приложение в [127]). Наибольшее значение этой поправки не превышало 7% выхода медленных электронов.

Сила измеряемого тока для мишеней равновесной толщины при активности источников порядка 1 ТБк находилась в пределах $10^{-15} - 10^{-13}$ А [125]. При этом медленно меняющийся фоновый ток, обусловленный собственными шумами тефлоновой изоляции, составлял $10^{-17} - 10^{-15}$ А. Поэтому для получения надежных данных в каждом случае после изменения задерживающего потенциала или после смены мишени сначала определялся фон (I_{Φ}) при перекрытом источнике, затем источник открывался и измерялся "эффект + фон" ($I_3 + \Phi$), а затем снова I_{Φ} . Каждый такой цикл повторялся до 10 раз в зависимости от отношения I_{Φ}/I_3 и силы измеряемого тока. Использование системы вывода информации с электрометра в цифровой форме обеспечивало средний квадратический разброс $I_3 = I_3 + \Phi - I_{\Phi}$ менее 2,5% даже при отношении I_{Φ}/I_3 , близком к единице. При использовании рентгеновского излучения поток фотонов контролировался монитором; и во избежание погрешности из-за нестабильности работы трубки в получаемые данные вводилась поправка. Суммарная погрешность в определении полного выхода вторичных электронов, которая была обусловлена, главным образом, погрешностью в определении потока фотонов, падающих на мишень, не превышала, как правило, 9% при достоверной вероятности 0,95.

Электрометрическим методом определяли также выход быстрых вторичных электронов назад из материалов с $Z \geq 29$ с использованием двухслойных мишеней [134, 135]. При этом пучок фотонов бомбардировал мишень со стороны исследуемого материала, укрепленного на алюминиевой подложке. Толщину подложки выбирали такой, чтобы полностью поглотить электроны, выбиваемые из исследуемого материала вперед относительно направления падения фотонов. Электроны, вылетающие из подложки назад, полностью поглощались в исследуемом материале, не давая вклада в измеряемый ток. Вклад электронов, выбиваемых из алюминия вперед, вычитался в соответствии либо с расчетными (при $E_{\gamma} < 0,1$ МэВ), либо с экспериментальными данными, полученными с использованием магнитного спектрометра (при остальных значениях энергии фотонов). В обоих случаях границы дополнительной неисключенной систематической погрешности, обусловленной последней операцией, не выходили за пределы 5%.

3.5. Сравнение возможностей различных методик

Разработанный в Радиовом институте им. В.Г. Хлопина комплекс экспериментальной аппаратуры позволял, сочетая измерения электрометри-

ческим методом с измерениями на магнитных спектрометрах, определять абсолютные выходы быстрых и медленных электронов (полный, вперед и назад) и исследовать угловые распределения и энергетические спектры (дифференциальные и полные) эмиттируемых в вакуум быстрых вторичных электронов в широком диапазоне энергий первичного фотонного излучения.

Электрометрический метод изучения характеристик вторичных электронов нашел применение также в ряде работ, выполненных как в СССР [60, 118, 119, 132], так и за рубежом: в США [121–123, 129, 140–142, 147, 130], Великобритании [124, 125, 146] и Японии [128]. Однако эти исследования не носили систематического характера и были направлены на решение частных задач, а именно: либо на разработку оптимальных конструкций и изучение рабочих параметров вакуумных камер [118, 119, 129, 140, 141], либо на изучение выходов электронов под действием фотонного излучения в ограниченном диапазоне энергий ниже 30 кэВ [60, 121, 122, 128, 129], либо на исследование эмиссии только медленных (истинно вторичных) электронов [123, 124, 145–147]. Особый интерес с точки зрения сравнения с данными, полученными в Радиевом институте им. В.Г. Хлопина, представляют работы [140–142], в которых были применены γ -источники на основе радионуклидов ^{60}Co и ^{137}Cs с активностью порядка 10^{14} Бк. Это позволило увеличить измеряемый ток эмиссии вторичных электронов приблизительно до 10^{-11} А. Но в то же время использование γ -источников высокой активности приводит к тому, что в спектре фотонов, бомбардирующих мишень, присутствует заметное количество комптоновских рассеянных фотонов с $\bar{E}_\gamma = 150 \div 200$ кэВ. Для ^{60}Co , например, этот вклад доходит до 18% [142]. Так как обычно поток фотонов через мишень определяли по экспозиционной дозе, то существенно возростала систематическая составляющая погрешности измерения выходов вторичных электронов. Действительно, один фотон с энергией 150 кэВ создает в воздухе дозу примерно в 10 раз меньшую, чем один фотон с энергией 1,25 МэВ; и поэтому рассеянные фотоны практически не дают вклада в измеряемую дозу по сравнению с фотонами с $E_\gamma = 1,25$ МэВ. То же относится и к выходу электронов для материалов с низким атомным номером (Be, Al, Cu), из которых выход вторичных электронов под действием фотонов с $E_\gamma = 150$ кэВ в 10 раз меньше, чем под действием фотонов с $E_\gamma = 1,25$ МэВ. Однако в случае мишеней из материалов с высоким Z (Ta, Au, Pb) эти фотоны дают такой же выход электронов, как и фотоны с энергией 1,25 МэВ. При малой энергии фотонов угловое распределение фотоэлектронов ближе к изотропному, и с учетом толщины используемых мишеней наибольший вклад эти фотоны внесут в измеряемый выход назад. Таким образом, недостаточно точное знание спектра внешнего γ -излучения источников ^{60}Co и ^{137}Cs высокой активности могло привести в [140–142] к существенному увеличению неисключенной систематической погрешности определения выхода вторичных электронов из мишеней с большим Z .

В [142] коллимированный пучок фотонов направлялся на мишень, расположенную в цилиндрической вакуумной камере диаметром 0,15 м на расстоянии 1,8 м. Измерялся как полный ток электронов, уходящих из мишени, так и ток электронов, выходящих вперед и попадающих в цилиндр Фарадея. Характерная особенность цилиндра Фарадея, устанавливаемого непосредственно за исследуемой мишенью, состояла в том, что при облучении пучком γ -излучения в отсутствие мишени в его цепи практически не было наведенного тока электронов. Была предусмотрена возможность изменения расстояния от этого цилиндра до мишени, что позволяло получать информацию (в интегральной форме) об угловом распределении вторичных электронов, выбиваемых под углами в диапазоне $0-90^\circ$. Для измерения выхода быстрых вторичных электронов вперед в [140, 141] на ближнюю к γ -источнику поверхность исследуемой мишени прикреплялся бериллиевый вкладыш, толщина которого была больше пробега вторичных электронов с наибольшей энергией. Вкладом в измеряемый ток от электронов, выбиваемых из бериллия, пренебрегали ввиду его малости. В обоих экспериментах [140, 141] и [142] выход назад рассчитывался по разности $\eta - \eta_{\text{в}}$. Следует отметить, что поскольку для энергий фотонов 1,25 и 0,662 МэВ выход назад мал по сравнению с полным, погрешность разности $\eta - \eta_{\text{в}}$ резко возрастает. При этом пренебрежение вкладом электронов, выбиваемых назад из бериллиевого вкладыша в [140, 141], является корректным только в случае мишеней из вольфрама и свинца, где он составляет около 2% искомого значения $\eta_{\text{н}}$. В случае же мишеней из материалов с меньшим атомным номером этот вклад по данным, например, расчета [68] доходит до 8% для олова и до 15% для меди. Поэтому суммарная погрешность определения выхода назад в [140-142] составляла, по меньшей мере, 15-20%. Наконец, в [141] была предпринята попытка измерить энергетический спектр выбиваемых вторичных электронов и оценить вклад истинно вторичных электронов путем создания вокруг мишени тормозящего электростатического поля при задерживающем потенциале до 5 кВ. Вопреки предварительным расчетам, было обнаружено существенное искажение измеряемого спектра, обусловленное локальными магнитными полями в камере спектрометра. Кроме того, при задерживающем потенциале свыше 1 кВ наблюдался рост тока, измеряемого в цепи облучаемой мишени. Авторы этой работы предполагают, что причина этого эффекта — остаточный газ в спектрометре, хотя измерения производились при давлении в камере порядка 10^{-5} Па.

В [118, 119] измерялся разностный ток переноса вторичных электронов между двумя плоскими электродами — входным бериллиевым окном вакуумной камеры и исследуемой мишенью. Исследовалась зависимость чувствительности вакуумных камер к рентгеновскому излучению от материала электрода-мишени и напряжения на трубке РУП-200-20 в пределах 40-220 кВ. Методом задержки был определен относительный вклад в полный ток эмиссии медленных электронов с энергией до 200 эВ и

исследована его зависимость от атомного номера мишеней. К сожалению, сравнительный анализ результатов этих работ (так же, как и результатов [121, 122, 157]) затруднителен из-за сложного спектрального состава слабофильтрованного рентгеновского излучения, падающего на мишень.

Для исследований характеристик эмиссии вторичных электронов [129] были изготовлены отпаянные конструкции, содержащие мишени из фольг серебра и золота различной толщины от 1 до 10 мг/см² и бериллиевые окна для ввода и вывода пучка фотонов. По обе стороны от плоскости мишени устанавливались сетки из вольфрамовой проволоки с оптической прозрачностью 94 %. Сетки были электрически изолированы друг от друга, и смещение на них можно было подавать отдельно. Электромметр подключался к мишени через керамический вакуумный ввод. Была предусмотрена возможность облучения мишени под различными углами (от 0 до 90° с шагом 15°) падения фотонов.

Методика измерений в [123, 124, 145–147], целью которых было измерение плотности тока эмиссии истинно вторичных электронов в расчете на единицу поглощенной дозы в материале облучаемой фотонами мишени и исследование пространственно-энергетических распределений этих электронов, отличалась, по существу, только способом нахождения поглощенной дозы. В этих экспериментах использовались наборы из нескольких мишеней из одного и того же материала, так что фактически измерялся разностный ток переноса истинно вторичных электронов в вакуумной полости, образуемой двумя соседними плоскопараллельными мишенями, при подаче на них разности потенциалов 50 В. Поглощенную дозу в материале мишени измеряли двумя способами: либо путем заполнения полости воздухом при атмосферном давлении и определения переданной энергии излучения по току ионизации газа в полости с помощью соотношения Брэгга–Грея [146, 147]; либо путем пересчета исходя из значений экспозиционной дозы, измеренной у поверхности эмиссии, с использованием удельных коэффициентов поглощения энергии фотонного излучения в воздухе и в исследуемом материале [123, 124, 146]. Следует отметить, что спектр истинно вторичных электронов вне и внутри облучаемой среды можно определить, только зная первую и вторую производные кривой задержки плоскопараллельной вакуумной камеры [123, 124]. Это накладывает жесткие требования на погрешность измерений: чтобы рассчитать вторую производную с погрешностью около 5%, значения экспериментальных точек надо измерить с погрешностью не больше 0,02% [123].

В [60, 132] для исследования выходов и энергетических распределений вторичных электронов, эмиттируемых из различных материалов, напыленных на массивные стеклянные подложки, под действием низкоэнергетического рентгеновского излучения, был применен квазисферический электростатический анализатор в комбинации со вторичным электрон-

Таблица 3.1. Сводка экспериментальных работ по исследованиям характеристик полей вторичного электронного излучения

№ п/п	Метод измерений	Источники и энергия фотонного излучения, кэВ	Измеряемый параметр	Литература	Примечание
1	Пластмассовый сцинтиллятор	^{60}Co , 1250	Интегральный спектр быстрых электронов в бесконечной среде (вода)	[148, 149]	Измерения на расстоянии от 0,02 до 1,6 м от источника, разрешение около 100 кэВ
2	Секторный магнитный спектрометр с пластмассовым сцинтиллятором	Тормозное излучение бетатрона с $E_{\gamma}^{\text{макс}} = 17,8 \text{ МэВ}$	Спектр быстрых электронов под углом 0, 15, 30 и 60° для Al-мишени толщиной 1,27 и 10 см	[126]	
3	Пластмассовый сцинтиллятор	^{60}Co ; ^{137}Cs , 662	Интегральный спектр вперед для Al-, Cu- и Pb-мишеней равновесной толщины	[139]	Разрешение 100 кэВ по конверсионной линии ^{137}Cs , нижняя граница регистрации электронов порядка 100 кэВ
4	Магнитный спектрометр с двумя счетчиками Гейгера в схеме совпадений [153, 154]	^{228}Th , 2620; ^{60}Co ; ^{137}Cs ; ^{198}Au , 412	Спектры под углом от 0 до 180° с шагом 15°, угловые распределения вперед и назад для мишеней из плексигласа, Al, Cu, Cd и Pb разной толщины (вплоть до равновесной)	[115, 116, 136, 138, 151]	Нижняя граница регистрации электронов > 50 кэВ
5	Магнитный спектрометр со счетчиком Гейгера [154]	^{170}Tm , 84; 52,4	То же для Cu-, Cd- и Pb-мишеней равновесной толщины	[133]	Нижняя граница регистрации электронов 7 кэВ
6	Магнитный спектрометр со счетчиком Гейгера	Слабофильтрованное излучение рентгеновской трубки с $E_{\gamma}^{\text{эф}} = 72, 87, 110$ и 143	Спектры под углом 0, 20, 40 и 60°, угловые распределения вперед для кости (1,6 мм) и тканезквивалентного материала (1 мм толщиной); относительный выход на единицу экспозиционной дозы	[117]	Нижняя граница регистрации электронов 10 кэВ

7	Магнитный спектрометр с полупроводниковым Si (β)-детектором [155]	^{137}Cs ; ^{203}Hg , 279; ^{153}Gd , 41,5; 100	Спектры под углами от 15 до 165° с шагом 15° , угловые распределения вперед и назад, отношения выходов вперед и назад для Al, Cu-, Ag-, Cd-, Ta-, Au-мишеней равновесной толщины	[134, 135]	Нижняя граница регистрации электронов 8 кэВ. Разрешение < 3 кэВ во всем исследуемом диапазоне энергий электронов
8	Магнитный спектрометр со счетчиком Гейгера	^{60}Co , ^{137}Cs	Интегральный спектр вперед и выход вперед для C-, Al-, Cu-, Mo-, Sn-, W- и Pb-мишеней равновесной толщины	[143, 144]	Нижняя граница регистрации электронов 95 кэВ
9	Пролетный Si-детектор в совпадении со симметричным детектором использованном метода задержки и квазиферрической геометрии	^{60}Co	Угловые распределения вперед для медных мишеней толщиной 0,13; 2,8 и 7,4 мм	[150]	Нижняя граница регистрации электронов 160 кэВ
10	Электронметрия с использованием метода задержки и квазиферрической геометрии	^{60}Co ; ^{137}Cs	Суммарный полный выход быстрых и медленных электронов, выходы быстрых электронов (полный и вперед) и интегральный полный спектр в области 0–1 кэВ для Be-, Al-, Fe-, W- и Pb-мишеней равновесной толщины	[140, 141]	В измеренные значения T_B входят выходы назад из Be-вкладыша равновесной толщины; значения T_B рассчитаны по разности $T - T_B$ для мишеней с $Z \geq 29$
11	Электронметрия	^{60}Co	Выходы быстрых электронов (полный и вперед) и угловые распределения вперед в интегральной форме для C-, Al-, Cu-, Cd- и Pb-мишеней двух толщин: равновесной и $\approx 10\%$ экстраполированного пробега электронов	[142]	Выходы вперед и угловые распределения измерялись с помощью цилиндра Фарадея, который перемещался вдоль оси падающего пучка фотонов
12	Электронметрия с использованием метода задержки в плоскостопараллельной геометрии	K_α -характеристическое излучение Cu, Zn, Zr, Mo, Ag, Sn, Ba, Pt, Sm, Dy, Tm, Hf, W, Pt, Au, Pb, U	Суммарные полные выходы быстрых и медленных электронов для Ag (1,3; 2,8 и 10 $\text{мг}/\text{см}^2$) и Au (1,1; 2,9 и 9,0 $\text{мг}/\text{см}^2$), остальные выходы быстрых и медленных электронов для Au-мишеней толщиной 3,3 $\text{мг}/\text{см}^2$	[129]	Приведены зависимости полного выхода от толщин Al- и Pb-мишеней для $E_\gamma = 1,25$ МэВ

№ п/п	Метод измерений	Источники и энергия фотонного излучения, кэВ	Измеряемый параметр	Литература	Примечание
13	Электронметрия с использованием метода задержки в плоскопараллельной геометрии	Нефильтрованное излучение рентгеновской трубки при $U = 50 \div 200$ кВ	Относительный выход быстрых и медленных электронов, спектр медленных электронов до 200 эВ для Al, Cr, Ni, Ag, Sn, W, Pb и В-мишеней	[118, 119]	Измерялся разностный ток переноса электронов между Ве-окном вакуумной камеры и мишенью
14	То же [156]	^{24}Na , 2750, 1370; ^{60}Co , 137, 198; ^{198}Au ; ^{203}Hg ; ^{153}Gd ; фильтрованное ($E_{\gamma} = 36,3; 48,3; 56,0; 63,3; 75,2$ и $89,7$) и нефильтованное ($E_{\gamma}^{\text{эф}} = 41,5; 48,8$ и $60,0$) излучение рентгеновской трубки	Суммарные полные выходы быстрых и истинно вторичных электронов (полный и назад), полный выход на единицу экспозиционной и поглощенной дозы для Al, Sn, Ge, Ag, Cd, CsI, Ta, Au-мишеней равновесной толщины	[112, 125, 127, 134, 135, 157]	Методку определены T_{H} см на с. 68, значения T_{H} и T_{H} определяли также путем нормировки полных спектров (см. п. 7 настоящей табл.), измеренных с помощью тех же самых источников γ -излучения
15	Электронметрия в вакуумной полости	Слабофильтрованное излучение рентгеновской трубки при $U = 250$ кВ	Спектры истинно вторичных электронов и их выходы в расчете на единицу экспозиционной дозы для S, Al, и Cu	[123]	
16	То же	Слабофильтрованное излучение рентгеновской трубки (11 пучков с $E_{\gamma}^{\text{эф}} = 60 \div 156$)	Спектры истинно вторичных электронов и их выходы в расчете на единицу поглощенной дозы в S, Al и Cu	[124]	Полгошенную дозу рассчитывали из экспозиционной дозы с учетом спектра фотонов

17	"	^{60}Co	Выходы истинно вторичных электронов на единицу поглощенной дозы в Al, Ti, Ni, Cu, Mo, Pd, Ag, Ta, Pt и Au	[147]	
18	"	^{60}Co ; ^{137}Cs	Спектры истинно вторичных электронов и их выход на единицу экспозиционной и поглощенной дозы для C, Sn, Al, Cu и Pb	[145, 146]	
19	"	^{60}Co	Спектры истинно вторичных электронов, выходящих из Al, Li, Cs, Ta, и Au	[159]	
20	Квазистатистический анализатор с ВЭУ, электрометрия	Рентгеновское излучение с монохроматором, $E\gamma$ 1,2–12	Суммарные выходы быстрых и медленных электронов назад, выход назад фото- и оже-электронов, зависимость выхода от толщины мишеней, угловые и энергетические распределения для Al, Ti, Cu, Te, Sn, Au, Pb (на стекле); LiF, NaF, NaCl, CaF ₂ , KCl, SrF ₂ , KBr, CsCl и CsI (на проводящей подложке)	[60, 132]	Значения выходов по результатам измерений электрометрическим методом больше, чем по результатам импульсных измерений с ВЭУ
21	Электрометрия с использованием метода задержки	Жесткофильтрованное рентгеновское излучение, $E\gamma = 1,5 \div 7,9$	Суммарный полный выход быстрых и медленных электронов, из Al и Au разной толщины (вплоть до равновесной)	[128]	
22	То же	$K\alpha$ характеристическое излучение восьми элементов, $E\gamma = 1,26 \div 5,41$	Суммарный выход назад быстрых и медленных электронов и выходы назад быстрых электронов из C, сарана, майлара, стекла, Al, анодированного Al, Si, Ti, Ag и Au	[130]	

Продолжение табл. 3.1

№ п/п	Метод измерений	Источники и энергия фотонного излучения, кэВ	Изменяемый параметр	Литература	Примечание
23	Электронметрия с использованием метода задержки в квазисферической геометрии	Слабофильтрованное излучение рентгеновской трубки при $U = 100$ кВ (три фильтра)	Выходы вперед и назад (суммарные и быстрых электронов) из Mg, Al, Ti, нержавеющей стали, латуни, Ag, Ta и Au на графитовой подложке толщиной 1,5 мм	[122]	Исследованы зависимости выходов для разных углов от 0 до 80° падения фотонов на мишень
24	Электронметрия с использованием метода задержки в плоскопараллельной геометрии	$K\alpha$ -излучение Cu, Co, Mn, V, Sc и Al и $L\alpha$ -излучение Ag и Zr	Суммарный полный выход быстрых и медленных электронов и полный выход быстрых электронов из Au-мишени с поручностью 194, 477 и 956 мкг/см ² и из Be толщиной 7,62 мкм, покрытого пленкой Au толщиной 0,01 мкм	[131]	Исследованы зависимости выходов для разных углов (от 0 до 60°) падения фотонов на мишень
25	Секторный электростатический анализатор с КЭУ	Слабофильтрованное излучение рентгеновской трубки при $U = 50$ кВ	Выход назад быстрых электронов, угловые распределения назад и спектры назад для Al, Cu-, Mo- и Ta-мишеней	[120]	Аналогичные результаты приводятся для случая падения фотонов на мишень под углами 40 и $\approx 60^\circ$
26	Магнитный спектрограф	Слабофильтрованное излучение рентгеновской трубки		[157]	

ным множителем открытого типа (ВЭУ). Изучали выход вторичных электронов назад: а) по полному току эмиссии, измеряемому электрометром; б) по току, измеряемому электрометром при определенном задерживающем потенциале на сетке коллектора (выход фото- и оже-электронов); в) по числу импульсов, регистрируемых ВЭУ в единицу времени (т.е. по числу актов фотоэмиссии в расчете на один падающий на мишень фотон). Измерения, выполненные с использованием мишеней различных толщин, позволили оценить глубину "зоны выхода" истинно вторичных электронов из различных материалов (как металлов, так и диэлектриков). Результаты аналогичных исследований (но без применения ВЭУ) опубликованы в работах [128, 130], выполненных позже. Секторный электростатический анализатор в комбинации со спиральным КЭУ для регистрации вторичных электронов с энергией до 40 кэВ использовался в [120].

Упомянем в заключение еще о двух работах [143, 144] и [157], в которых для исследования пространственно-энергетических распределений быстрых вторичных электронов использовались магнитные анализаторы. В магнитном бета-спектрометре, примененном авторами работ [143, 144], электроны регистрировались счетчиком Гейгера с нижней границей регистрации 95 кэВ и изучался только выход электронов вперед. Таким образом, эти исследования практически являются повторением части измерений, проведенных в Радиовом институте им. В.Г. Хлопина, отличаясь только использованием источников γ -излучения на основе радионуклидов ^{60}Co и ^{137}Cs меньшей активности (приблизительно 1 и 20 ГБк соответственно). Работа [157] примечательна тем, что в ней впервые использован магнитный спектрограф.

Данные табл. 3.1 дают представление о характере опубликованных до настоящего времени результатов экспериментальных исследований характеристик вторичных электронов, образующихся в среде при воздействии на нее фотонного излучения. Сами результаты и анализ установленных на их основе закономерностей эмиссии быстрых и медленных вторичных электронов будут приведены в гл. 4.

Глава 4

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

4.1. Выход быстрых вторичных электронов как функция атомного номера материала мишеней для энергий фотонов 0,03–3 МэВ

В этом параграфе будет дан анализ результатов измерений выходов быстрых вторичных электронов как в целях выявления согласованного набора экспериментальных данных, так и установления основных закономерностей процесса эмиссии электронов. Здесь же будет произведено детальное сравнение экспериментальных

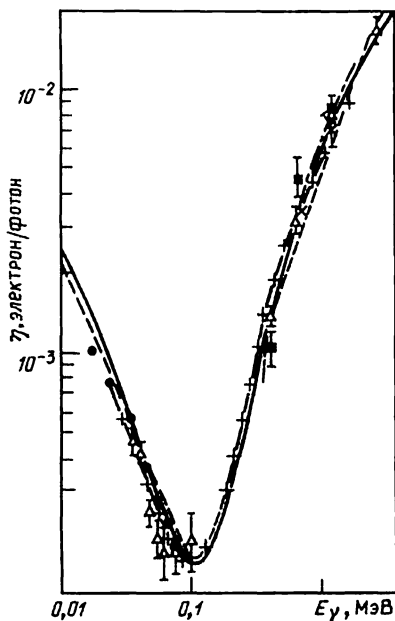


Рис. 4.1. Зависимость полного выхода быстрых вторичных электронов из Al-мишени равновесной толщины от энергии γ -излучения:

Эксперимент: Δ , \blacktriangle – электрометрия [125, 127, 134, 135]; \square – электрометрия [129, 142]; \times – электрометрия [141]; \bullet – результаты Барлетта и Вейнгарта (см. [62]); \blacksquare – [136 – 138], магнитные спектрометры.

Расчет: — — — — — аналитический по программе QUICKE-3; - - - - - Монте-Карло по программе РОЕМ; \circ – Монте-Карло по программе SGETRCON; - · - · - · Монте-Карло [103]; - + - + - Монте-Карло по схеме полных траекторий; - · · · · · — — — — — полуэмпирический [79]; · · · · · — — — — — полуэмпирический [162]; - · - · - · — — — — — полуэмпирический [73] (кроме рис. 4.1 и 4.2)

значений выходов вторичных электронов с результатами различных расчетов, причем в соответствии с выводами гл. 2 основное внимание будет уделено результатам аналитического расчета по программе QUICKE-3 и нашим расчетам методом Монте-Карло [110, 112], хотя в некоторых случаях мы будем останавливаться и на данных, полученных по программе РОЕМ и в полуэмпирических расчетах. Такое сравнение позволит нам оценить точность расчетных методов практически для всех Z в широком диапазоне энергий фотонов.

Значения полного выхода η и выходов вперед $\eta_{\text{в}}$ и назад $\eta_{\text{н}}$ быстрых вторичных электронов из Al, Cu, Cd (или Ag) и Ta (или Au) мишени равновесной толщины представлены на рис. 4.1–4.9 в виде зависимостей от энергии падающих фотонов. Для удобства интерполяции и детального сравнения результатов разных авторов как между собой, так и с результатами упомянутых выше расчетов эти же данные представлены на

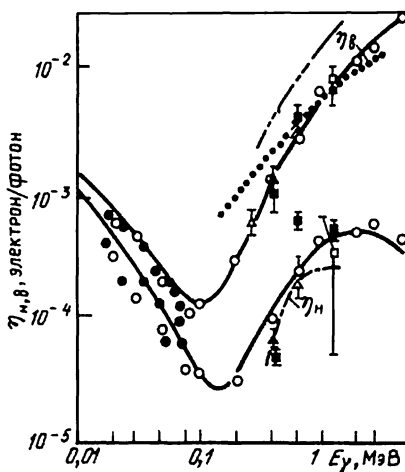


Рис. 4.2. Зависимость выходов вперед и назад быстрых вторичных электронов из Al-мишени равновесной толщины от энергии γ -излучения (см. подпись к рис. 4.1)

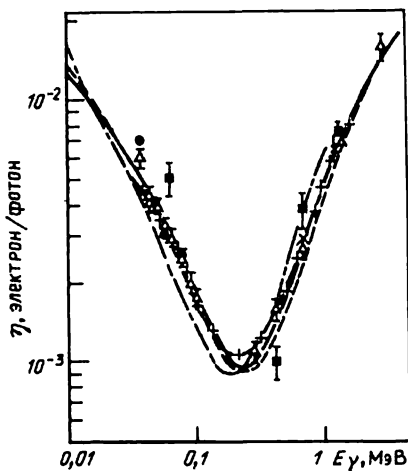


Рис. 4.3. Зависимость полного выхода быстрых вторичных электронов из Cu-мишени равновесной толщины от энергии γ -излучения (см. подпись к рис. 4.1)

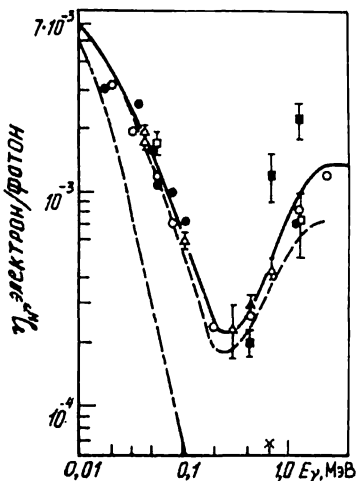


Рис. 4.4. Зависимость выхода быстрых вторичных электронов назад из Cu-мишени равновесной толщины от энергии γ -излучения (см. подпись к рис. 4.1)

Рис. 4.5. Зависимость полного выхода быстрых вторичных электронов из Ag- и Cd-мишени равновесной толщины от энергии γ -излучения (см. подпись к рис. 4.1)

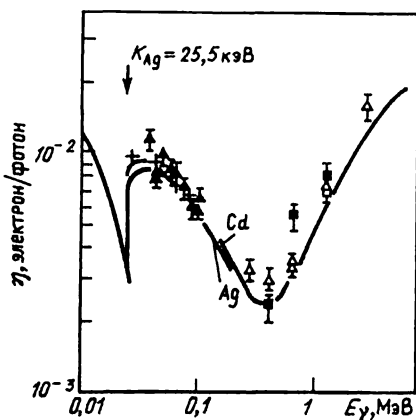


рис. 4.10—4.14 в виде зависимости от атомного номера материала мишени для энергий фотонов 0,0415, 0,056, 0,1, 0,279, 0,412, 0,662, 1,25 и 2,75 МэВ. Отметим сразу, что приведенные на этих же рисунках измеренные значения выходов вторичных электронов из CsI и Ge [135] свидетельствуют о том, что в пределах погрешности результатов измерений выход быстрых электронов для заданной энергии фотонов определяется только атомным номером материала мишени и не зависит от других свойств твердого тела.

Для интерпретации приведенных зависимостей выхода электронов от E_γ и Z был проведен расчет [127] числа η_0 электронов, образующихся в исследуемых мишенях в результате элементарных актов взаимодействия фотонов с атомами среды и имею-

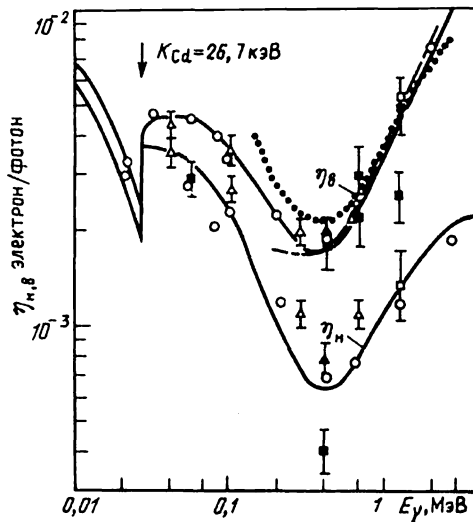


Рис. 4.6. Зависимость выхода быстрых вторичных электронов вперед и назад из Cd-мишени равновесной толщины от энергии γ -излучения (см. подпись к рис. 4.1)

щих отличную от нуля вероятность выхода, т.е. находили число электронов, образующихся на глубине от поверхности мишени, не превышающей длины полного пробега R_0 электронов с данной энергией, в расчете на один падающий фотон. Учитывалось образование K -, L - и M -, фото-, оже- и комптоновских электронов. Сечения взаимодействия фотонов брали из таблиц [4], а пробеги для каждой группы образующихся электронов по данным [160]. Средний пробег комптоновских

электронов определяли с учетом их энергетического спектра. В области $E_\gamma \ll \ll 0,1$ МэВ основной вклад в число электронов, образующихся в приповерхностном слое мишени толщиной R_0 , дают фотоэлектроны – более 90%. Тогда при фиксированном Z значение η_0 определяется, главным образом, конкуренцией двух фак-

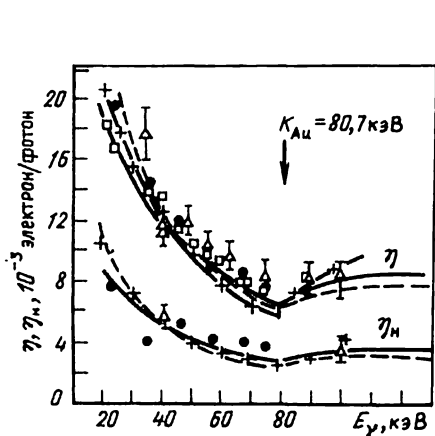


Рис. 4.7. Сравнение расчетных и экспериментальных данных различных авторов по выходам быстрых электронов из Au для $E_\gamma \ll 120$ кэВ (см. подпись к рис. 4.1)

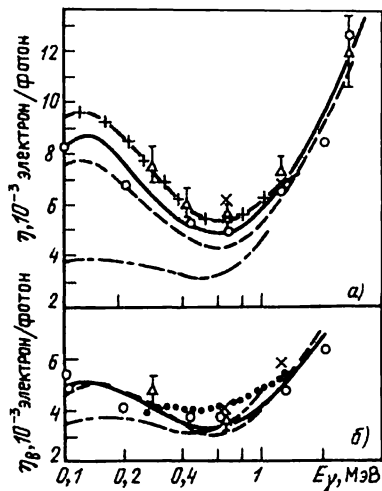
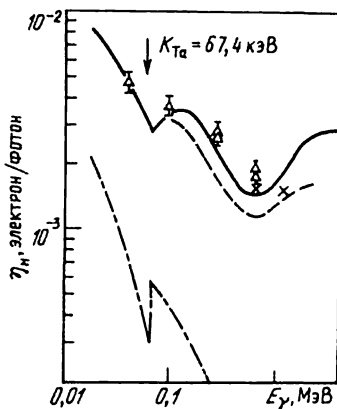


Рис. 4.8. Зависимость полного выхода (а) и выхода вперед (б) быстрых вторичных электронов из Ta-мишени равновесной толщины от энергии γ -излучения (см. подпись к рис. 4.1)

Рис. 4.9. Зависимость выхода быстрых вторичных электронов назад из Та-мишени равновесной толщины от энергии γ -излучения (см. подпись к рис. 4.1)



торов: уменьшением сечения фотоэффекта с ростом энергии фотоэлектронов с ростом энергии фотонов пропорционально E_γ^{-3} , и увеличением энергии фотоэлектронов с ростом энергии фотонов, т.е. увеличением глубины выхода пропорционально $E_\gamma^{1,6}$.

При фиксированной энергии фотонов конкурирующими факторами являются: увеличение сечения фотоэффекта, пропорциональное Z^4 , и уменьшение энергии образующихся фотоэлектронов с ростом Z . Отношение измеренных значений полных выходов η к соответствующим значениям η_0 есть вероятность того, что свободный электрон, образовавшийся

в зоне выхода, выйдет из мишени. Как показано в [127], это отношение в области $E_\gamma \leq 0,1$ МэВ не зависит (в пределах $\pm 10\%$) ни от энергии первичных фотонов, ни от атомного номера материала мишени и равно 0,3. Качественно постоянство этого отношения при изменении энергии фотонов можно объяснить тем, что зависимость коэффициента прохождения электронов в барьерной геометрии от толщины поглотителя, выраженной в единицах R_0 , имеет один и тот же вид независимо от энергии падающих электронов [161]. Постоянство отношения η/η_0 для различных атомных номеров объясняется тем, что с ростом Z относительный выход электронов в

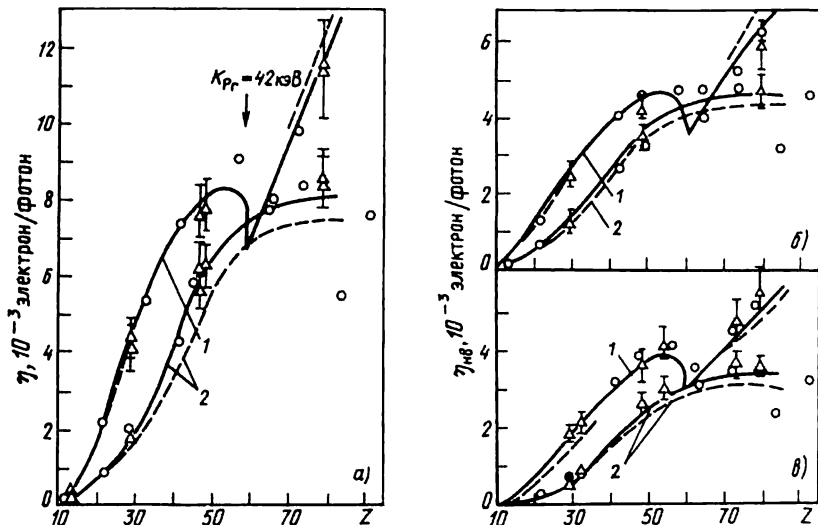


Рис. 4.10. Выход быстрых электронов как функция атомного номера материала мишени равновесной толщины для энергии фотонов 41,5 кэВ (1) и 0,1 МэВ (2):

а, б, в — полный выход, выходы вперед и назад соответственно (см. подпись к рис. 4.1)

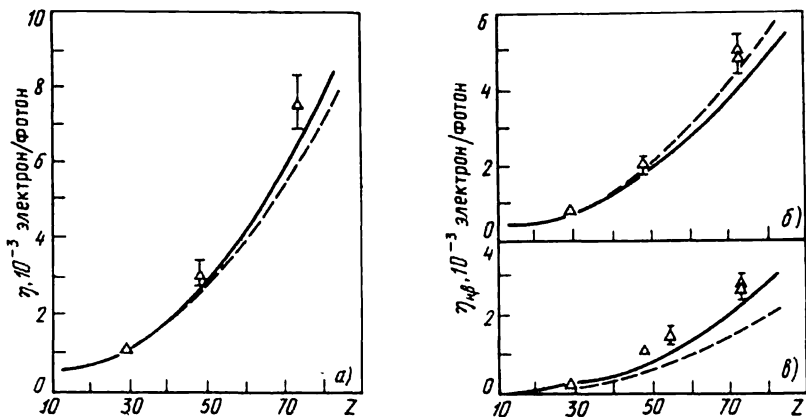


Рис.4.11. Выход быстрых электронов как функция атомного номера материала мишени равновесной толщины для энергии фотонов 279 кэВ:

а, б, в – полный выход, выходы вперед и назад соответственно (см. подпись к рис. 4.1)

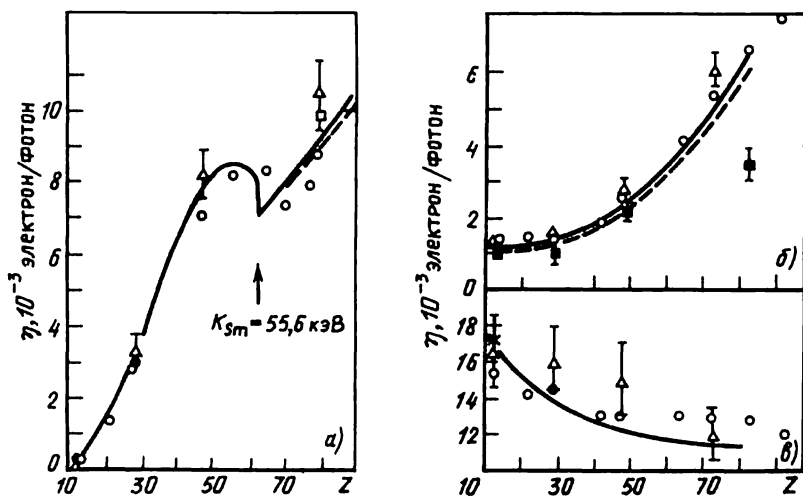


Рис. 4.12. Полный выход быстрых электронов как функция атомного номера материала мишени равновесной толщины при энергии фотонов 56 кэВ (а), 412 кэВ (б) и 2,75 МэВ (в) (см. подпись к рис. 4.1)

направлении их первоначального движения уменьшается в связи с ростом сечения упругого рассеяния, но одновременно увеличивается число электронов, выходящих в обратном направлении, так что относительный полный выход заметно не меняется. Таким образом, зависимость полного выхода быстрых электронов от энергии фотонов и атомного номера среды определяется зависимостью η_0 от E_γ и Z .

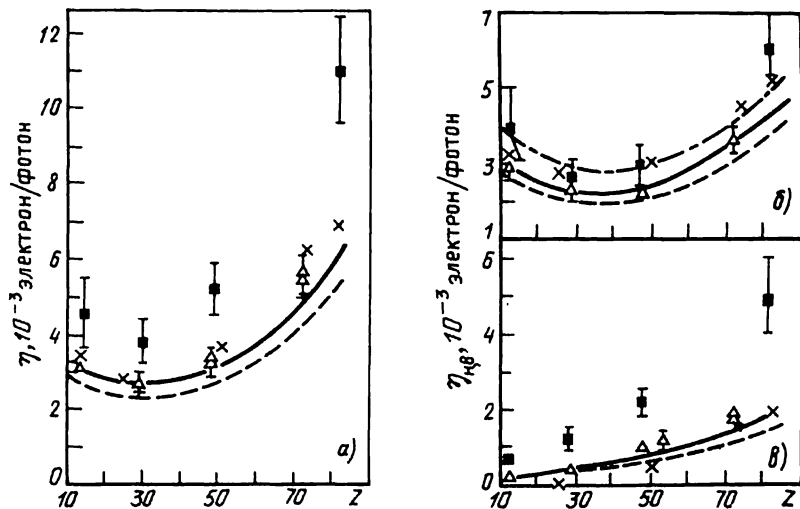


Рис. 4.13. Выход быстрых электронов как функция атомного номера материала мишени равновесной толщины для энергии фотонов 662 кэВ:

а, б, в – полный выход, выходы вперед и назад соответственно (см. подпись к рис. 4.1)

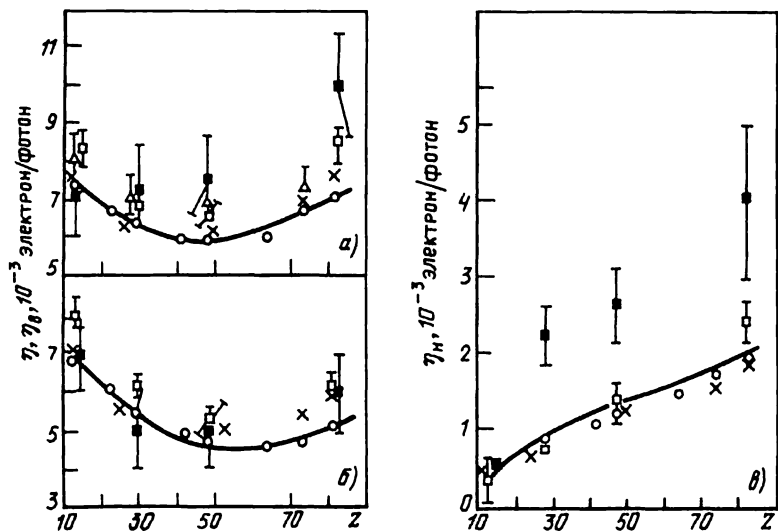


Рис. 4.14. Выход быстрых электронов как функция атомного номера материала мишени равновесной толщины для энергии фотонов 1,25 МэВ:

а, б, в – полный выход, выходы вперед и назад соответственно (см. подпись к рис. 4.1)

При дальнейшем увеличении энергии фотонов сечение фотоэффекта продолжает падать, причем быстрее, чем растет пробег образующихся фотоэлектронов; но увеличивается относительный вклад эффекта Комптона и энергия (а соответственно и пробег) комптоновских электронов отдачи. Конкуренция этих двух процессов приводит к появлению минимума в зависимостях выхода от энергии фотонов. Вследствие того что сечение фотоэффекта для легких элементов становится малым при меньших энергиях фотонов, положение этого минимума смещается по энергии от $E_{\gamma} \approx 0,1$ МэВ для Al (см. рис. 4.1) до $\approx 0,6$ МэВ для тантала (см. рис. 4.8).

Наконец, в области больших энергий фотонов главную роль играет уменьшение экстралпированного пробега комптоновских электронов отдачи с ростом Z , что приводит к относительному возрастанию выходов из легких мишеней (см. рис. 4.12, в; 4.14). Среди электронов, выбиваемых из тяжелых материалов, все еще заметный вклад вносят фотоэлектроны (см. рис. 3.3), что приводит к формированию минимума в зависимостях $\eta(Z)$ и $\eta_B(Z)$ при $E_{\gamma} \geq 662$ кэВ.

Как видно из рис. 4.1–4.7, 4.10–4.14, в пределах указанных погрешностей эксперимента наблюдается хорошее согласие между значениями полного выхода η , полученными разными авторами [125, 127, 134, 135, 152], [140, 141] и [129, 142] путем измерений электрометрическим методом. Следует отметить, что в хорошем согласии с перечисленными данными находятся также результаты Барлетта и Вейнгарта измерений выходов вторичных электронов из Al, Cu и Au для энергий фотонов меньше 76 кэВ, приведенные в виде частного сообщения в [68]. При этом, однако, не сообщалось ни о спектре первичного фотонного излучения, ни о методе и погрешностях измерения выходов.

В [140, 141] не проведен анализ погрешностей результатов измерений полных выходов и выходов вперед быстрых вторичных электронов. Отдельные сведения о методике измерений и о спектре γ -излучения используемых в этих экспериментах источников высокой активности на основе радионуклидов ^{137}Cs и ^{60}Co позволяют предположить, что погрешность определения указанных выходов составляла не менее 10–15%. Поэтому погрешность значений выходов назад, найденных в [140, 141] по разности $\eta - \eta_B$, может достигать 100% в силу того, что $\eta_B \approx (0,1 \div 0,2)\eta$ при больших энергиях фотонов. Это ставит под сомнение достоверность представленных результатов. Остальные опубликованные результаты измерений значений η_B и η_n электрометрическим методом хорошо согласуются друг с другом.

Относительно большая погрешность при определении выходов вторичных электронов в [136–138] с использованием магнитных спектрометров* затрудняет их сравнение с другими данными. Тем не менее прослеживаются тенденции как к занижению значений полного выхо-

* При определении плотности потока вторичных электронов на магнитных спектрометрах вносится дополнительная погрешность при нормировке полных распределений, обусловленная погрешностью измерения выхода градуировочных бета- или конверсионных источников электронов [152]. Поэтому с учетом погрешности определения плотности потока фотонов, бомбардирующих мишень, суммарная погрешность найденных этим методом значений выходов вторичных электронов оказывается не менее 20–30%.

да для $E_\gamma = 412$ кэВ (рис. 4.12, б), так и к завышению при $E_\gamma = 0,662$ и 1,25 МэВ (рис. 4.13, а и 4.14, а соответственно). В первом случае причиной расхождения является, по-видимому, неучтенная систематическая погрешность определения плотности потока фотонов через мишень. Это предположение подтверждается тем, что выходы вперед и назад, рассчитанные по отношениям η_n/η_b , взятым из [136], с использованием значений полного выхода η , определенных электрометрическим методом в [125], согласуются с ходом соответствующих энергетических зависимостей (темные треугольники на рис. 4.2, 4.4 и 4.6). Заметное завышение выхода назад в измерениях с большим E_γ (источники ^{137}Cs и ^{60}Co [137, 138]), которое практически не зависит от Z (рис. 4.13, в; 4.14, в), позволяет предположить, что источник систематической погрешности в этих измерениях связан с недостаточно точным учетом фона при определении потока вторичных электронов под большими углами вылета θ . В целом же полученные на магнитных спектрометрах зависимости $\eta(Z)$ и $\eta(E_\gamma)$ качественно согласуются с результатами электрометрических измерений.

Таким образом, можно сделать вывод, что полученные в [125, 127, 134, 135], [136–138], [140, 141], [129, 142] и [143, 144] значения выходов (полного, вперед и назад) образуют, учитывая сделанные замечания, *согласованный набор экспериментальных данных*, который позволяет провести надежное сравнение с результатами расчетов выходов быстрых вторичных электронов при $E_\gamma = 0,03 \div 3$ МэВ и $Z = 6 \div 82$. Интерполяцией с учетом погрешностей результатов рассмотренных измерений значения полного выхода и отношения выходов быстрых вторичных электронов вперед и назад протабулированы [135] в диапазоне энергий фотонов до 3 МэВ для мишеней с атомными номерами 13, 29, 48 и 79. При этом погрешность значений η (табл. 4.1) оценивается не более 10 %, а значений η_b/η_n (табл. 4.2) – не более 15%.

Как видно из рис. 4.2, 4.4, 4.6, 4.8, 4.9, ни один из полуэмпирических расчетов [73, 79, 162] не в состоянии удовлетворительно описать экспериментально полученные зависимости выходов в широком диапазоне по E_γ и Z . Наибольшее расхождение наблюдается при сопоставлении значений η_n , увеличиваясь с ростом Z , что является, как показано в гл. 2, следствием некорректного учета эффектов многократного рассеяния электронов в материале мишени.

Детальное сопоставление результатов расчетов, выполненных аналитическим методом по программе QUICKЕ-3 и методом Монте-Карло по программе SGETRCON [110] и по схеме полных траекторий [112], с согласованным набором экспериментальных данных позволяет утверждать, что в настоящее время между ними достигнуто вполне удовлетворительное согласие. Необходимо, однако, отметить, что:

при $E_\gamma < 100$ кэВ лучшее согласие с экспериментальными данными обеспечивают результаты расчетов по программе QUICKЕ-3 и методом Монте-Карло по программам, в основе которых лежит схема индивидуаль-

Таблица 4.1. Полный выход быстрых вторичных электронов, 10^{-3} электрон/фотон

E_{γ} , МэВ	Атомный номер материала мишени			
	13	29	48	79
0,03	0,71	6,5	8	17
0,04	0,43	4,6	8	13,2
0,05	0,30	3,7	8	10,7
0,06	0,24	3,0	7,7	9,1
0,08	0,186	2,3	7,0	7,2
0,1	0,178	1,80	6,2	8,3
0,2	0,35	1,00	3,8	9,2
0,3	0,71	1,13	2,9	8,3
0,4	1,24	1,48	2,6	7,2
0,5	1,97	1,95	2,8	6,5
0,6	2,8	2,5	3,1	6,2
0,8	4,5	3,6	4,1	6,4
1	6,1	5,0	5,3	7,0
2	12,9	12,1	10,6	10,0
3	17,6	15,9	15,1	12,6

Таблица 4.2. Отношение выходов быстрых вторичных электронов вперед и назад

E_{γ} , МэВ	Атомный номер материала мишени			
	13	29	48	79
0,03	1,72	1,3	1,15	1,2
0,04	1,93	1,4	1,20	1,2
0,05	2,1	1,5	1,27	1,3
0,06	2,3	1,6	1,33	1,3
0,08	2,8	1,8	1,40	1,4
0,1	3,6	2,0	1,46	1,35
0,2	8,5	2,9	1,75	1,5
0,3	10,1	3,6	1,9	1,7
0,4	11,9	4,1	2,1	1,8
0,5	12,4	4,5	2,3	1,9
0,6	13,1	4,8	2,5	1,9
0,8	13,8	5,5	2,8	2,1
1	14,5	6,1	3,2	2,3
2	23	10	4,6	3,0
3	35	14	5,8	3,6

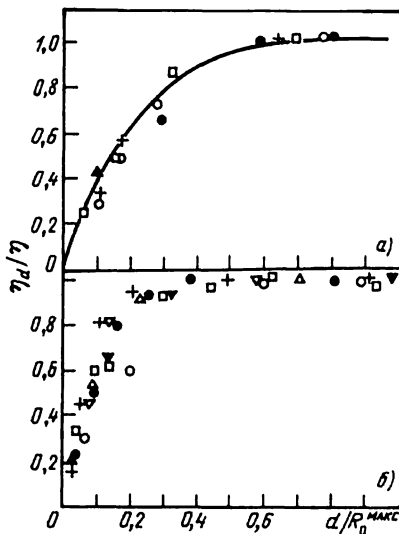
ных соударений (например, по методу полных траекторий); при этом отклонение между расчетными и экспериментальными данными не превышает, как правило, 10–15%;

при $E_{\gamma} \geq 100$ кэВ все три расчета приводят к близким значениям η и $\eta_{\text{в}}/\eta_{\text{н}}$, совпадающим с согласованным набором экспериментальных данных в пределах объявленной погрешности, исключая область энергий фотонов от 0,2 до 1 МэВ в случае материалов с большими атомными номерами;

при $0,2 < E_{\gamma} < 1$ МэВ для материалов с $Z > 40$ значения $\eta_{\text{н}}$, рассчитанные как по программе QUICKE-3, так и методом Монте-Карло, примерно на 30% ниже экспериментальных. Наиболее вероятным объяснением этого факта является некорректность формулы Заутера, используемой для описания углового распределения фотоэлектронов. Рассмотренные в § 1.2 результаты расчета дифференциального сечения фотоэффекта $d\sigma_{\text{ф}}/d\Omega$ с помощью программы PELEC [15] были применены в специально проведенных нами вычислениях выхода $\eta_{\text{н}}$. Эти расчеты осуществлялись методом Монте-Карло по схеме коррелированных испытаний, которая обеспечивала выявление отличий, обусловленных только использованием формулы Заутера. Как и ожидалось, это сечение за счет сдвига максимума распределения в сторону больших углов приводит к увеличению значений $\eta_{\text{н}}$ на 5–7%, что, однако, недостаточно для удовлетворительного согласия между расчетными и экспериментальными данными.

Рис. 4.15. Относительный полный выход быстрых вторичных электронов из Al (а) и Pb (б) в зависимости от толщины мишени, выраженной в единицах пробега вторичных электронов с наибольшей энергией:

Сплошная линия — расчет Монте-Карло [103]; \blacktriangle, \circ — данные [152] и [138] для $E_\gamma = 662$ кэВ; $+, -$ [136] для $E_\gamma = 412$ кэВ; \bullet, \square — [138] и [129, 142] для $E_\gamma = 1,25$ МэВ; $\blacktriangledown, \triangle, \nabla$ — данные [129] для $E_\gamma = 55,6; 66,8$ и 75 кэВ соответственно



Таким образом, здесь необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

До сих пор мы рассматривали результаты, относящиеся к выходам быстрых вторичных электронов из мишеней только равновесной толщины. Зависимость значений выхода от толщины мишеней с различными Z экспериментально изучалась в [129, 134–138, 142]. Оказалось, что наибольший полный выход достигается при толщине мишеней, значительно меньшей пробега ($R_0^{\text{макс}}$) быстрых вторичных электронов с максимальной энергией (рис. 4.15). Этот вывод согласуется с результатами расчетов Монте-Карло [103, 110], согласно которым подавляющее число электронов выходит с относительно небольшой глубины (меньше $0,4R_0^{\text{макс}}$). В [103] показано также, что относительный выход (т.е. отношение выхода вторичных электронов для выбранной толщины мишени к их выходу из мишени равновесной толщины) имеет одно и то же значение для данной толщины мишени, выраженной в единицах $R_0^{\text{макс}}$, независимо от энергии первичного фотонного излучения. Сравнение результатов расчета [103] с имеющимися экспериментальными данными подтверждает справедливость этой закономерности в широкой области энергий фотонов (рис. 4.15). Отметим также, что, как следует из [136–138], выход быстрых вторичных электронов назад достигает равновесного значения при толщине мишеней $d = (0,2 \div 0,3) R_0^{\text{макс}}$ (в зависимости от Z), которая соответствует "глубине насыщения" обратного рассеяния электронов, выбиваемых фотонами в направлении вперед.

4.2. Пространственно-энергетические распределения быстрых вторичных электронов

В результате цикла экспериментальных исследований, осуществленных в Радиовом институте им. В.Г. Хлопина, мы имеем детальный набор дифференциальных энергетических спектров вторичных электронов, выбиваемых моноэнергетическим γ -излучением различных радионуклидов, который охватывает широкий диапазон энергий первичных фотонов и атомных номеров материалов мишеней (рис. 4.16–4.23).

Путем интегрирования этих дифференциальных спектров по углу вылета θ в интервалах $0-90^\circ$ и $90-180^\circ$ были рассчитаны полные энергетиче-

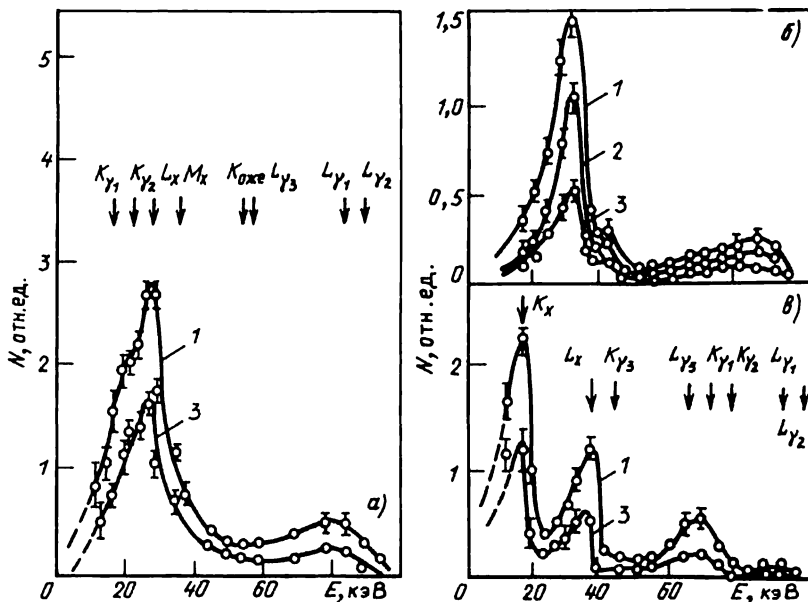


Рис. 4.16. Измеренные дифференциальные спектры вторичных электронов, выбиваемых из Au-, Cu- и Ag-мишеней равновесной толщины (а, б, в соответственно) фотонным излучением радионуклида ^{153}Gd под углами:

1 - 15° , 2 - 45° , 3 - 135°

ческие спектры электронов, выбиваемых из мишеней соответственно вперед и назад относительно направления падающего пучка фотонов. На рис. 4.24 приведены полные спектры $N_B(E)$ электронов, выбиваемых из Al- и Pb-мишеней γ -излучением радионуклидов ^{137}Cs и ^{60}Co , полученные в результате измерений на магнитных [137, 138] и [144] и сцинтилляционном [139] спектрометрах*. По этим данным, а также по данным

Таблица 4.3. Отношение средней энергии вторичных электронов, выходящих вперед, к средней энергии электронов, образующихся в мишени

E_γ , МэВ	0,279	0,412	0,662	1,25		
Литература	[134, 135]	[136]	[137, 138]	[139]	[137, 138]	[139]
Al	1,07	1,05	1,09	1,04	1,04	1,09
Pb	1,10	0,98	1,01	0,99	1,09	1,26

*В спектры, взятые из [137, 138], введена поправка на зависимость эффективности счетчиков Гейгера (см. § 3.3) от энергии регистрируемых электронов согласно кривой из [136].

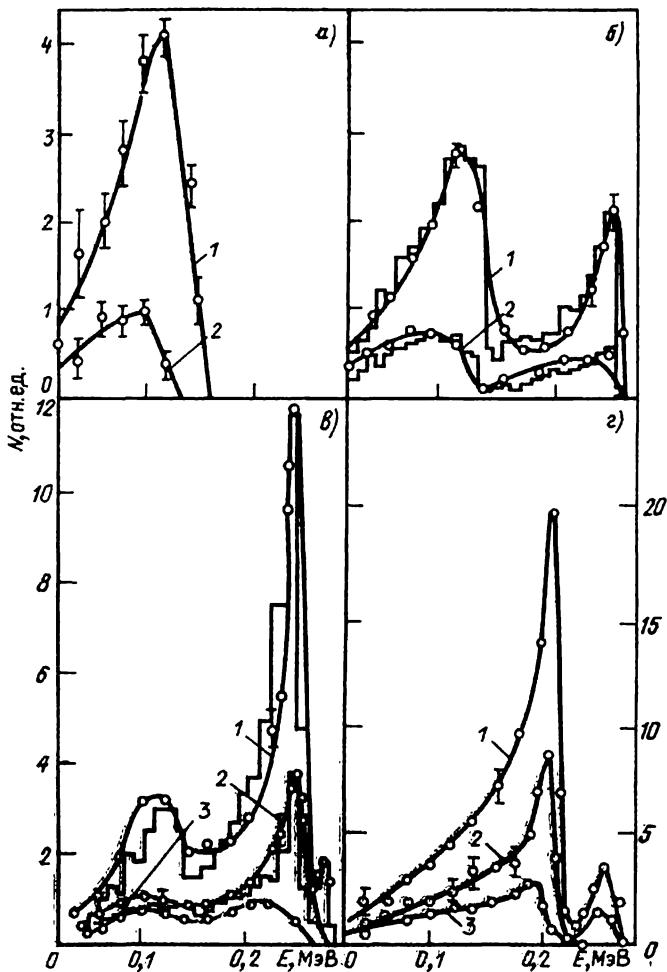


Рис. 4.17. Измеренные дифференциальные спектры вторичных электронов, выбиваемых из Al-, Cu-, Cd- и Te-мишеней равновесной толщины (а, б, в, г соответственно) фотонами с энергией 279 кэВ под углами:

15° (1); 60° (2); 135° (3); для сравнения в виде гистограмм показаны спектры, рассчитанные методом Монте-Карло по программе SGETRCON

[135, 136] (рис. 4.25 и 4.26 соответственно) были рассчитаны отношения средней энергии вторичных электронов $\bar{E}_в$, выходящих вперед, к средней энергии \bar{E}_0 электронов, образующихся в мишени, для γ -излучения радионуклидов ^{203}Hg , ^{198}Au , ^{137}Cs и ^{60}Co (табл. 4.3) [152]. Среднюю энергию образующихся электронов вычисляли с учетом вклада комптонов-

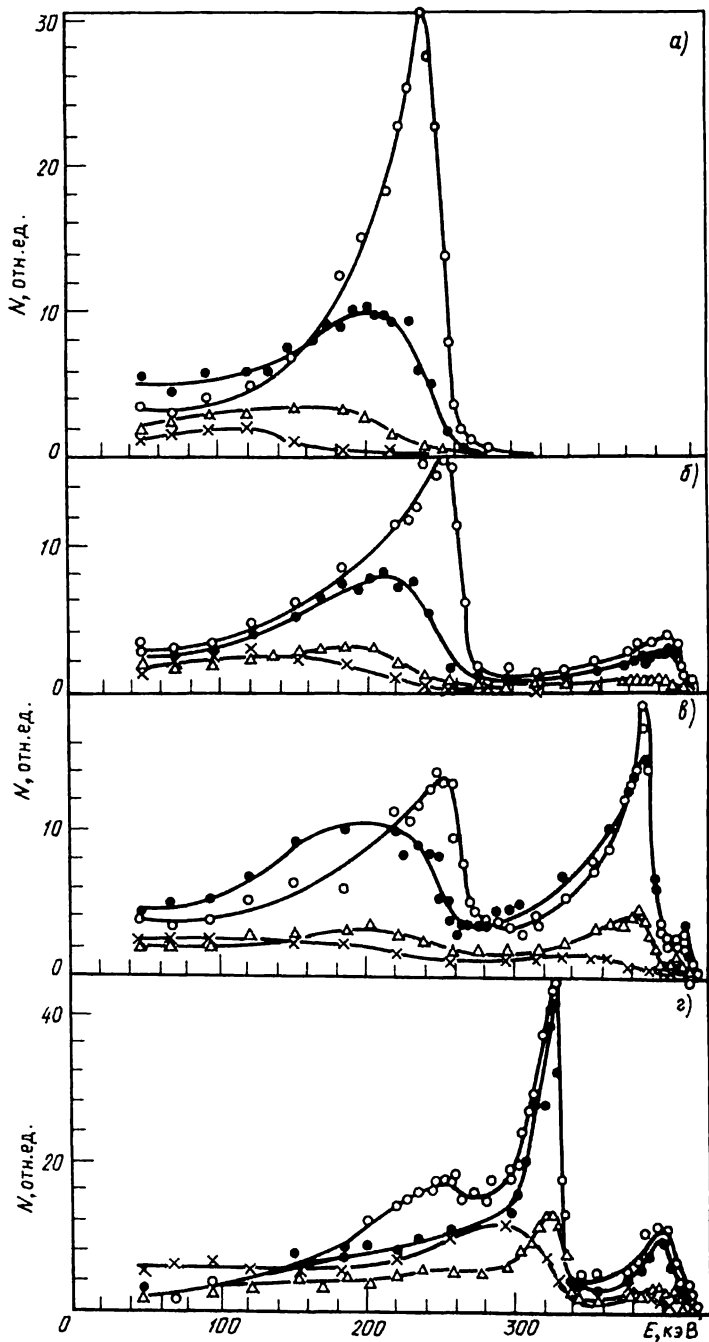


Рис. 4.18

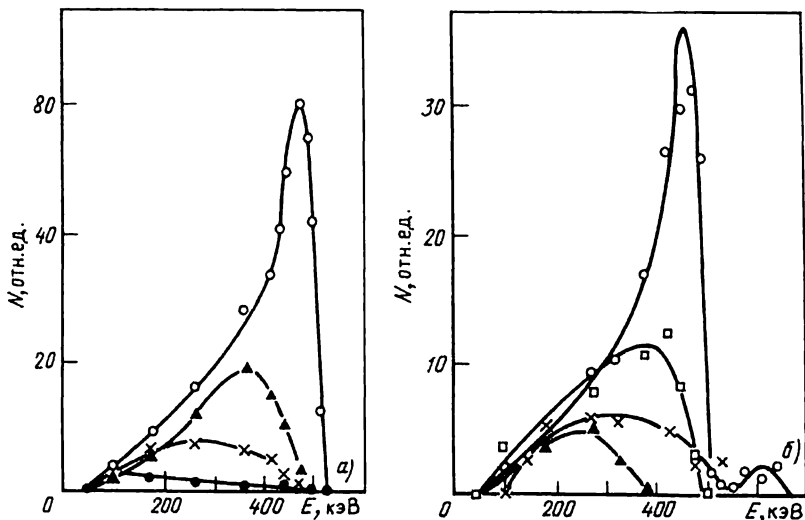


Рис. 4.19. Измеренные дифференциальные спектры вторичных электронов, выбиваемые из Al- (а) и Cu-мишеней (б) равновесной толщины фотонами с энергией 662 кэВ под углами:

○ – 0°; × – 60°; □ – 30°; ▲ – 150°

ких и фотоэлектронов по формуле $\bar{E}_0 = (\tau\bar{E}_K + \kappa\bar{E}_F) / (\tau + \kappa)$, где \bar{E}_K и \bar{E}_F – средние энергии образующихся комптоновских и фотоэлектронов соответственно; τ и κ – сечения эффекта Комптона и фотоэффекта. Как следует из табл. 4.3, для всех рассмотренных случаев, за исключением данных [139] для $E_\gamma = 1,25$ МэВ для Рb-мишени, отношение $\bar{E}_0/\bar{E}_0 = 1,04 \pm 0,05$, т.е. средняя энергия выходящих вперед вторичных электронов в широкой области энергий фотонов и атомного номера материалов мишеней равна средней энергии электронов, образующихся в среде в результате элементарных актов взаимодействия фотонов. Для случая вторичных электронов, выходящих назад из Рb-мишени, получено, что $\bar{E}_N/\bar{E}_0 = 0,75 \pm 0,10$ для всех E_γ из рассматриваемой области энергий фотонов. Для Al-мишени это отношение имеет большой разброс значений, объясняемый, по-видимому, большей погрешностью измерений средней энергии выходящих назад электронов вследствие малости η_N .

Как видно из рис. 4.24, г, наблюдается сильное различие в спектрах вторичных электронов, выходящих из Рb-мишени, бомбардируемой γ -излучением радионуклида ^{60}Co . Предпочтение следует отдать результа-

Рис. 4.18. Измеренные дифференциальные спектры вторичных электронов, выбиваемых из Al-, Cu-, Cd- и Рb-мишеней равновесной толщины (а, б, в, г соответственно) фотонами с энергией 412 кэВ под углами:

○ – 0°; ● – 30°; ▲ – 60°; × – 180°

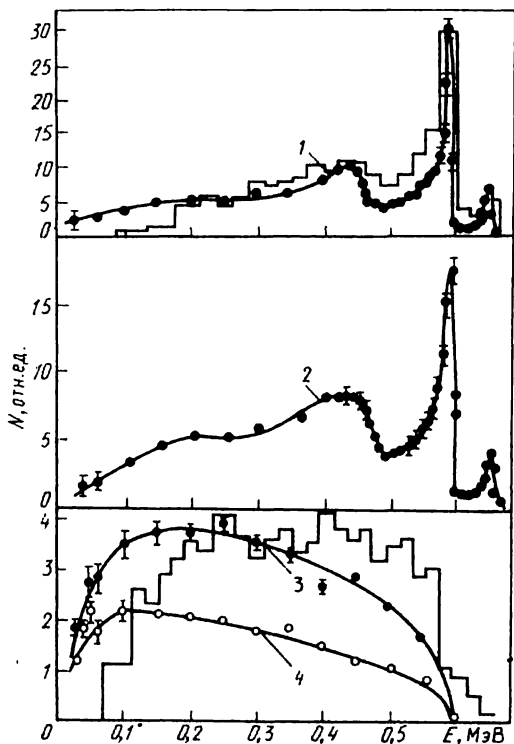


Рис. 4.20. Измеренные дифференциальные спектры вторичных электронов, выбиваемых из Та-мишени равновесной толщины фотонами с энергией 662 кэВ под углами:

1 - 15° ; 2 - 30° ; 3 - 165° ; 4 - 120° , для сравнения в виде гистограмм показаны спектры, рассчитанные методом Монте-Карло по программе SGETRCON

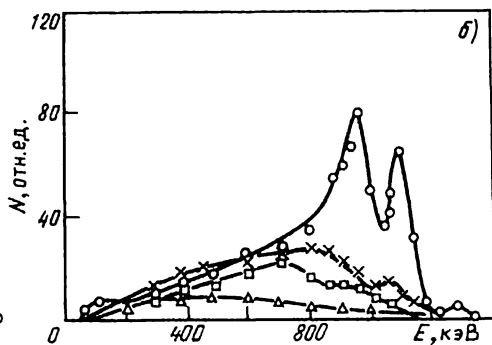
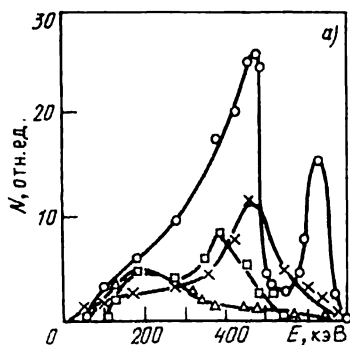
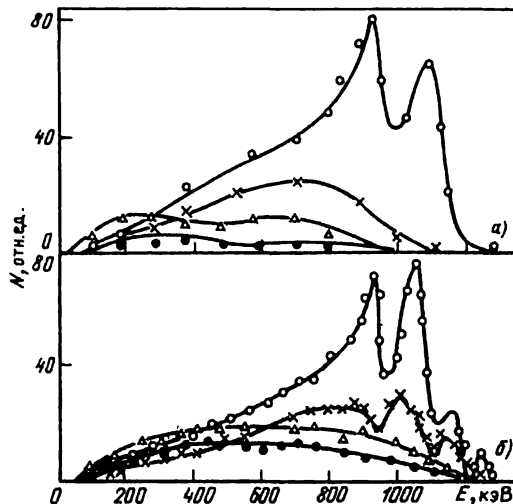


Рис. 4.21. Измеренные дифференциальные спектры вторичных электронов, выбиваемых из Cd-мишени равновесной толщины фотонами с энергией 662 кэВ (а) и 1,25 МэВ (б) под углами:

○ - 0° ; × - 30° ; □ - 60° ; △ - 180°

Рис. 4.22. Измеренные дифференциальные спектры вторичных электронов, выбиваемых из Al- (а) и Pb-мишеней (б) равновесной толщины фотонами с энергией 1,25 МэВ под углами:

○ - 0°; × - 30°; ▲ - 60°
● - 180°



там измерений на магнитных спектрометрах, поскольку в этом случае доля генерируемых комптоновских и фотоэлектронов составляет соответственно 80 и 20%. [4] и должен наблюдаться пик комптоновских электронов, средняя энергия которых (≈ 588 кэВ) существенно отличается от средней энергии фотоэлектронов ($\approx 1,16$ МэВ). Этим объясняется двугорбый характер спектра эмиттируемых вторичных электронов, тогда как по данным [139] доля комптоновских электронов в этом спектре мала, в связи с чем значение отношения $\overline{E}_B/\overline{E}_0$, рассчитанное по этим данным для Pb при $E_\gamma = 1,25$ МэВ, оказалось завышенным (см. табл. 4.3).

Имеющийся набор дифференциальных спектров вторичных электронов (рис. 4.16–4.23) вместе с рассчитанными по ним полными энергетическими (рис. 4.24–4.27) и угловыми (рис. 4.28–4.32) распределениями дает возможность проанализировать закономерности формирования полей вторичного электронного излучения в широком диапазоне энергий первичных фотонов и Z материалов мишеней.

Прежде всего обращает на себя внимание то, что для всех E_γ и Z полные угловые распределения электронов, выбиваемых из мишеней в направлении навстречу падающему пучку фотонов, хорошо аппроксимируются косинусоидой. Однако характер энергетических спектров этих электронов имеет отличительные особенности при энергии фотонов ниже и выше 0,1 МэВ (рис. 4.16 и 4.17–4.23 соответственно); в первом случае спектры практически не зависят от угла вылета θ и сохраняют информацию об исходной энергии электронов, а во втором случае эта информация полностью отсутствует. Для объяснения этих результатов необходимо помнить о том, что по мере увеличения энергии фотонов исходное угловое распределение выбиваемых электронов (как фотоэлектронов, так

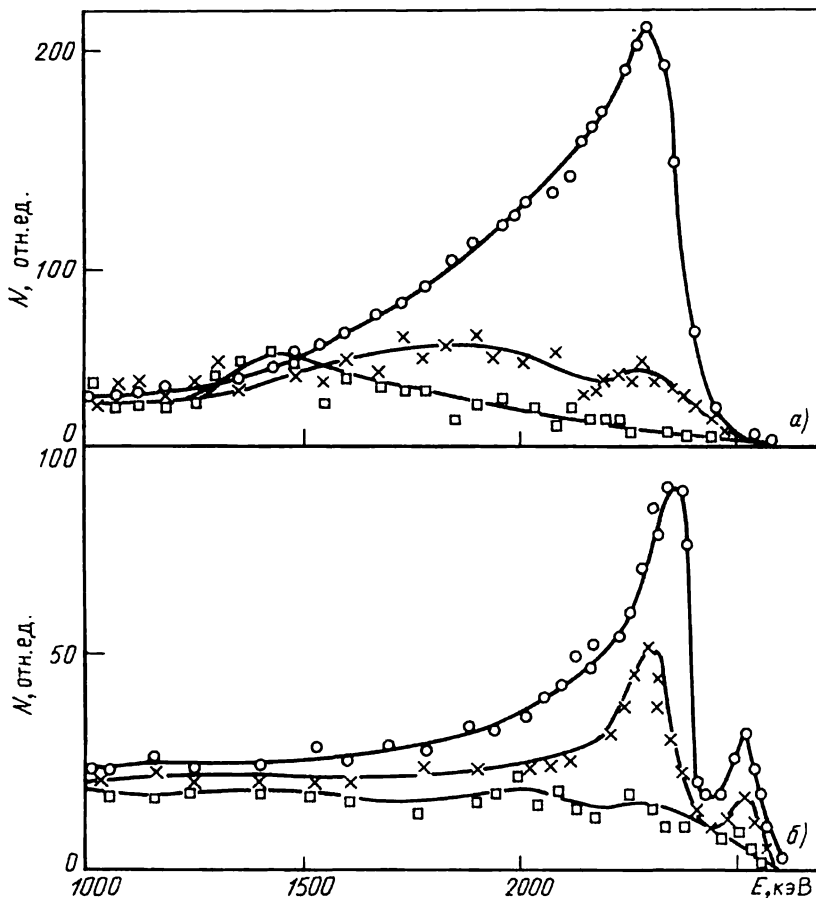


Рис. 4.23. Измеренные дифференциальные спектры вторичных электронов, выбиваемых из оргстекла (а) и Рb-мишени (б) равновесной толщины фотонами с энергией 2,62 МэВ под углами:

○ – 0°; × – 15°; □ – 30°

и комптоновских электронов отдачи) вытягивается в направлении падающего на мишень пучка фотонов; и если при больших E_γ практически нет электронов с $\theta_0 > 90^\circ$, то при $E_\gamma < 0,1$ МэВ количества фотоэлектронов с $\theta_0 < 90^\circ$ и $\theta_0 > 90^\circ$ соизмеримы. Поэтому можно сделать вывод, что если при больших энергиях фотонов среди электронов, выходящих из мишеней назад, преобладают электроны, испытавшие отклонения на большие углы, то при $E_\gamma < 0,1$ МэВ вклад таких электронов в выход назад относительно невелик даже при больших Z . В последнем случае малоуглового

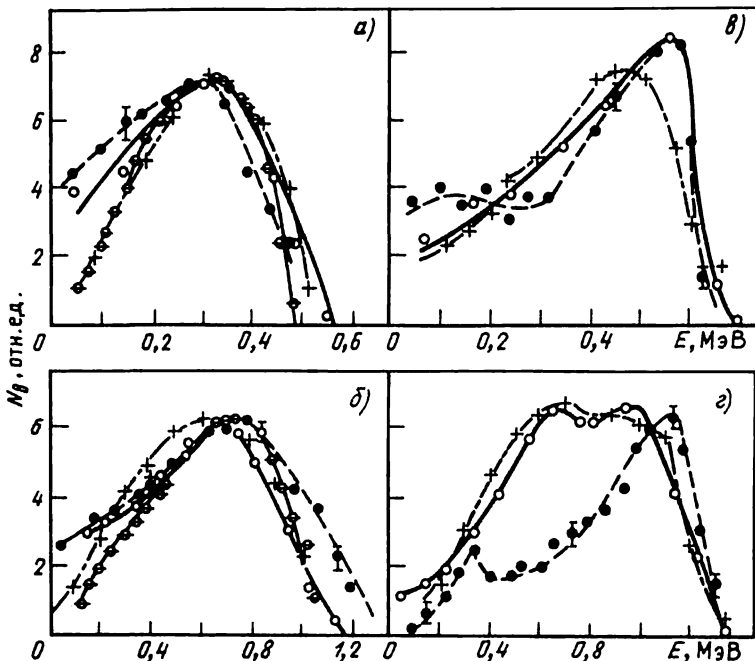


Рис. 4.24. Спектры вторичных электронов, выходящих вперед из Al- (а, б) и Pb- (в, г) мишеней равновесной толщины под действием фотонов с энергией 1,25 МэВ (б, г) и 662 кэВ (а, в) :

сплошная, пунктирная и штрихпунктирная линии проведены по экспериментальным данным: \circ - [137; 138]; \bullet - [139]; $+$ - [144]; \ominus - расчет методом Монте-Карло по программе SGETRON

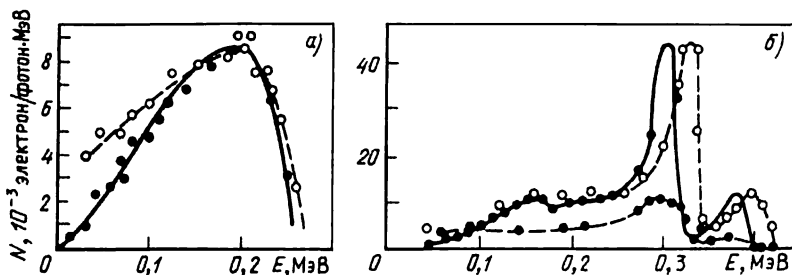


Рис. 4.25. Спектры вторичных электронов, выходящих из Al- (а) и Pb-мишеней (б) равновесной толщины под действием фотонов с энергией 412 кэВ:

--- \circ --- — спектр вперед; --- \bullet --- — спектр назад; \bullet — спектр вперед, рассчитанный методом Монте-Карло по программе SGETRON

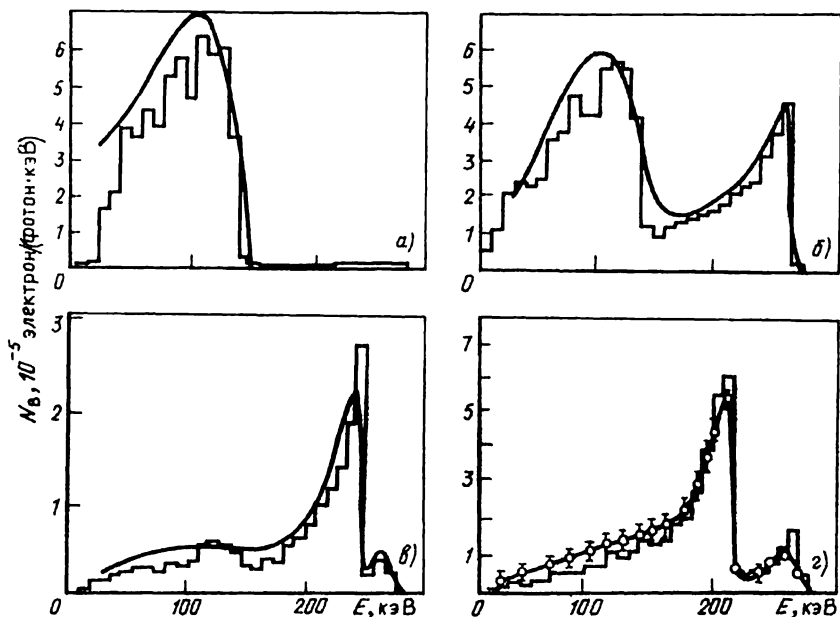


Рис. 4.26. Спектры вторичных электронов, выходящих вперед из Al- (а), Cu- (б), Cd- (в), и Ta- (г) мишеней равновесной толщины под действием фотонов с энергией 279 кэВ:

сплошные линии – эксперимент [134, 135]; гистограммы – расчет методом Монте-Карло по программе SGETRCON

рассеяния потери энергии электронов в мишени незначительны, и поэтому в спектрах сохраняется информация о начальной энергии фотоэлектронов. Рассеяние же электронов, характеризующееся большими $\Delta\theta$, сопровождается существенными потерями энергии и приводит к вырождению исходных спектров фото- и комптоновских электронов. Таким образом, косинусоидальная форма углового распределения вторичных электронов при $E_\gamma < 0,1$ МэВ обусловлена не определяющим влиянием многократного рассеяния, как это имеет место при больших E_γ , а в значительной степени исходным угловым распределением фотоэлектронов и зависимостью вероятности выхода от расстояния от места рождения электрона до границы мишени в первоначальном направлении движения электрона.

Полное угловое распределение в единицу телесного угла для вторичных электронов, выбиваемых вперед, изменяется от косинусоидального для больших Z и низких E_γ до описываемого функцией $\cos^3\theta$ при малых Z и высоких E_γ . Этот результат согласуется с расчетными данными [93, 103, 110] и говорит, во-первых, о том, что влияние многократного рассеяния усиливается с ростом Z , а во-вторых, что несмотря на сильное

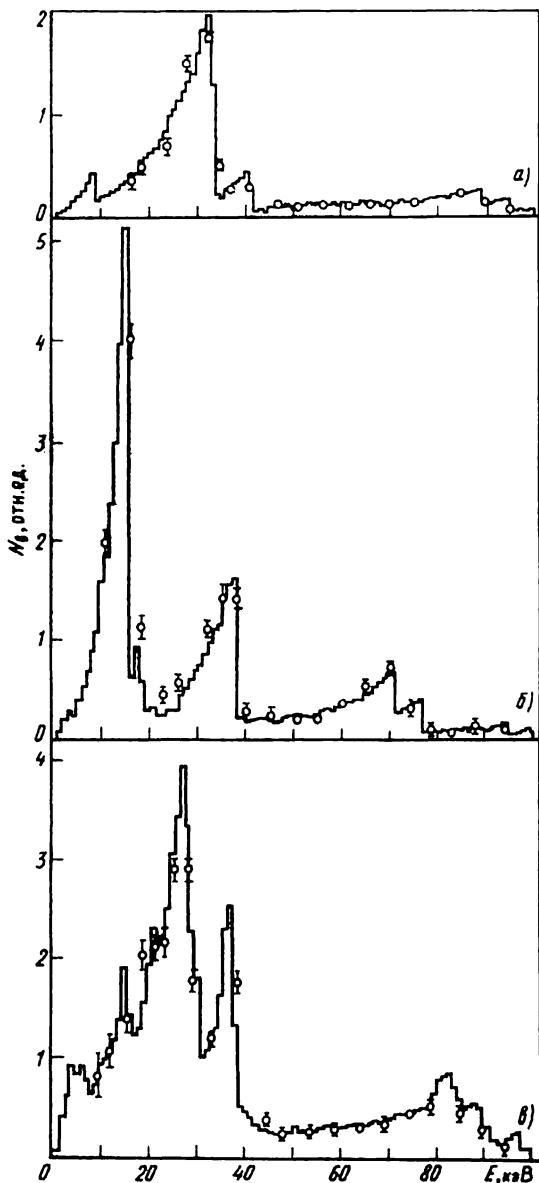


Рис. 4.27. Спектры вторичных электронов, выходящих вперед из Cu- (а), Ag- (б) и Au- (в) мишеней равновесной толщины под действием фотонного излучения радионуклида ^{133}Gd :

точки – экспериментальные данные; гистограммы – расчет методом Монте-Карло по схеме полных траекторий [112]

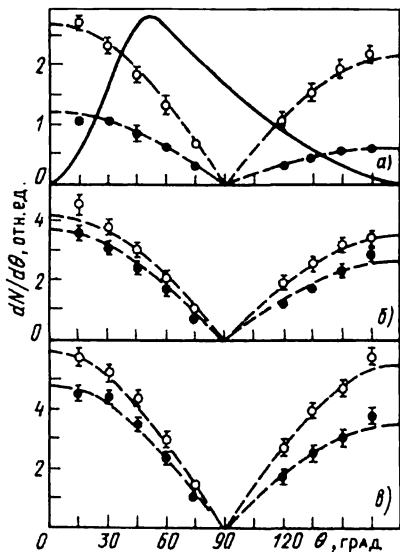


Рис. 4.28. Угловые распределения быстрых вторичных электронов, выбиваемых фотонами с разной энергией в единицу телесного угла из Cu- (а), Ag- (б) и Au- (в) мишеней равновесной толщины:

○ — 41,5 кэВ; ● — 100 кэВ; ---- — распределения, соответствующие функции $\cos \theta$; — — — — распределение Заутера для $E_\gamma = 40$ кэВ

рассеяние, выбиваемые в направлении вперед вторичные электроны сохраняют в какой-то мере информацию об исходном углом распределении. При этом, как видно из рис. 4.17–4.23, при $E_\gamma > 0,1$ МэВ форма дифференциальных энергетических спектров зависит от угла вылета θ вторичных электронов из мишеней — наблюдается увеличение

“размытия” пиков, соответствующих фотоэлектронам, с ростом θ . Тем не менее в полных спектрах электронов, вылетающих вперед, информация о

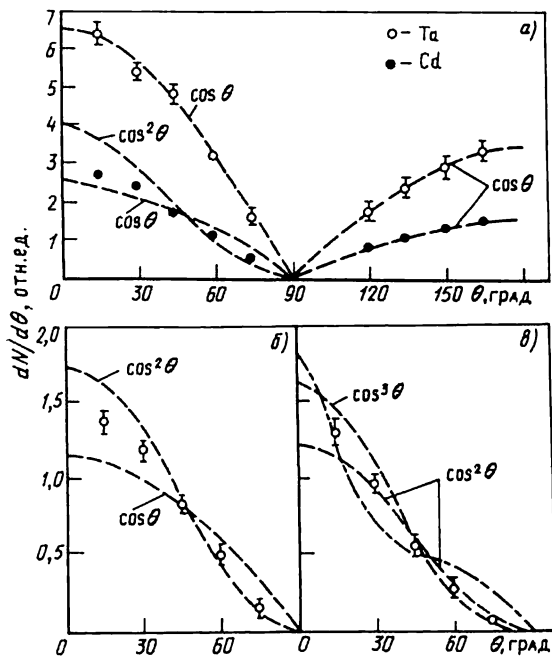


Рис. 4.29. Угловые распределения быстрых вторичных электронов, выбиваемых фотонами с энергией 279 кэВ в единицу телесного угла из Ta-, Cd- (а), Cu- (б) и Al- (в) мишеней равновесной толщины:

---- — распределение Клейна–Нишны для комптоновских электронов отдачи

Рис. 4.30. Угловые распределения быстрых вторичных электронов, выбиваемых фотонами с энергией 412 кэВ в единицу телесного угла из мишеней различных толщин:

a – Al, 10 (●), 20 (▲) и 55 (○) мг/см²; *б* – Cu, 17 (▲), 36 (●) и 80 (○) мг/см²; *в* – Cd 10 (□), 26 (▲), 55 (●) и 110 (○) мг/см²; *г* – Au, 3 (▲) и 120 (○) мг/см²; пунктирная линия – распределение Клейна–Нишины; гистограмма – расчет по программе SGET-RCON

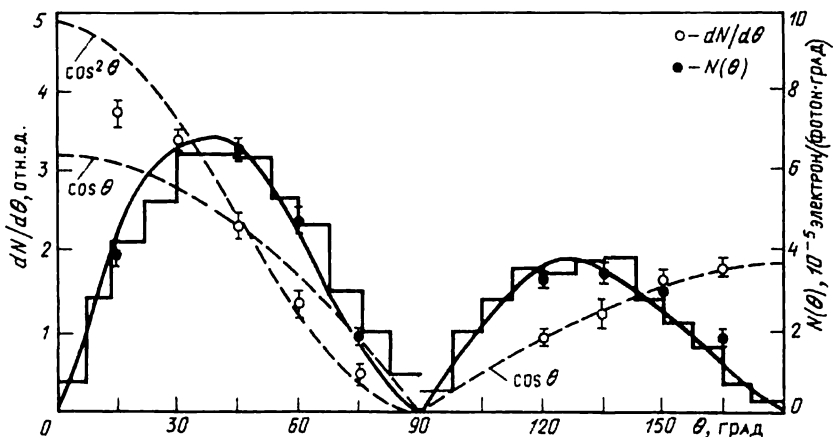
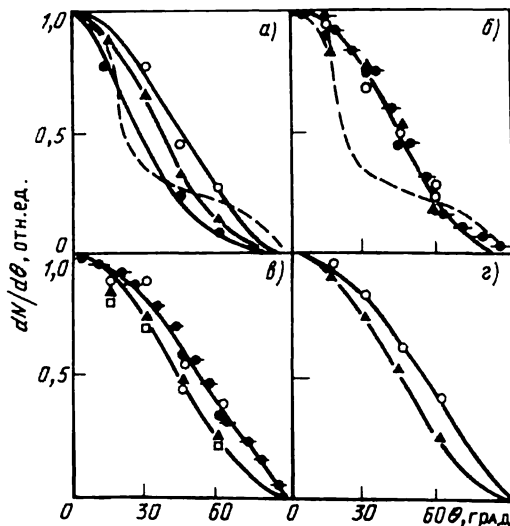


Рис. 4.31. Угловые распределения электронов, выбиваемых фотонами с энергией 662 кэВ из Та-мишени равновесной толщины в элемент телесного угла $dN/d\theta$ и в телесный угол $N(\theta)$:

гистограмма и сплошная кривая – соответственно расчеты по программам SGET-RCON и QUICKE-3 с нормировкой на полученные экспериментально [125] значения полного выхода быстрых вторичных электронов

начальной энергии фотоэлектронов сохраняется (рис. 4.24–4.26). Теперь, сопоставляя только что рассмотренные закономерности формирования пространственно-энергетических распределений с аналогичными закономерностями для выхода вторичных электронов назад, можно заключить, что среди выходящих вперед электронов преобладают испы-

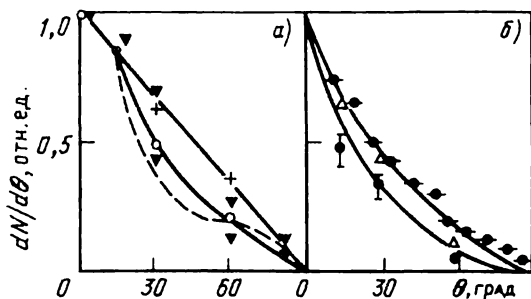


Рис. 4.32. Угловые распределения быстрых вторичных электронов, выбиваемых из мишени равновесных толщин:

$a - E_{\gamma} = 1,25$ МэВ, Al (○) и Pb (+); $b - E_{\gamma} = 2,62$ МэВ, ● — оргстекло, Pb (△); гистограмма — расчет по программе SGETRCON; ▼ — данные [142]; — — — — — распределение Клейна—Нишины

тавшие в процессе рассеяния в веществе мишени относительно небольшие угловые отклонения от первоначального направления движения; причем вклад электронов, характеризующихся большими $\Delta\theta$, растет с увеличением угла вылета из мишени при больших E_{γ} .

Таким образом выясняется, что отмеченные в § 4.1 расхождения между экспериментальными и рассчитанными значениями выхода назад наблюдаются в тех случаях, когда существенный вклад в выход дают фотоэлектроны, которые в результате рассеяния в среде отклоняются на большие углы от своего первоначального направления движения и испытывают заметные потери энергии ΔE . Поэтому особый интерес представляет детальное сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов дифференциальных энергетических спектров, отвечающих условиям сильного рассеяния (т.е. большим $\Delta\theta$ и ΔE). К сожалению, такое сопоставление сейчас провести невозможно из-за отсутствия систематических расчетных данных, для получения которых методом Монте-Карло требуются слишком большие затраты машинного времени. Тем не менее часть таких расчетов была нами выполнена по программе SGETRCON, и их результаты представлены на рис. 4.17 и 4.20. При отличном согласии с измеренными дифференциальными спектрами вторичных электронов, вылетающих вперед, налицо заметное отличие в спектре электронов, вылетающих под углом 165° из Ta-мишени. Однако в свете проведенного в § 2.5 обсуждения было бы неверным утверждать, что причиной этого расхождения является некорректное моделирование процесса многократного рассеяния электронов. Остается предполагать, что источник систематической погрешности связан с используемой в расчете исходной информацией (см. § 4.1).

Отметим, что интегральные спектры $N_{\Sigma}(E)$, которые рассчитываются с меньшей статистической погрешностью, как видно из рис. 4.24—4.27, в пределах погрешности измерений хорошо согласуются с экспериментальными.

Наконец, косинусоидальная форма полных угловых распределений вторичных электронов, выбиваемых из мишеней в единицу телесного угла в направлении назад, хорошо согласуется с данными расчета по методу

Монте-Карло [93, 110] (рис. 4.30—4.32), но несколько отличается от результатов аналитического расчета по программе QUICK-3 для больших Z в диапазоне углов вылета $\theta > 135^\circ$ (рис. 4.31). Это занижение дифференциального выхода вторичных электронов при больших углах θ служит причиной отмеченного в § 4.1 занижения рассчитанных по этой программе значений η_n . По нашему мнению, используемый в этом аналитическом расчете метод учета многократного рассеяния электронов содержит гораздо больше допущений, чем принято в расчетах Монте-Карло; а достигнутое согласие с экспериментальными данными есть следствие компенсации одних модельных приближений другими (например, учета многократного рассеяния недостаточно полным учетом флуктуаций в энергетических потерях). Поэтому на практике пользоваться данными аналитического расчета следует с осторожностью, особенно когда речь идет о дифференциальных характеристиках вторичных электронов.

4.3. Эмиссия электронов, инициированная низкоэнергетическим фотонным излучением ($E_\gamma < 30$ кэВ)

Особенность элементарного акта фотоэффекта, который лежит в основе процесса формирования поля вторичного электронного излучения в веществе для указанной области энергий фотонов, состоит в том, что из атома, поглотившего фотон, помимо фотоэлектрона вылетает (с определенной вероятностью) второй, так называемый оже-электрон, энергия которого сравнима с энергией фотоэлектрона. Если исходное угловое распределение фотоэлектронов связано с направлением распространения поглощаемого фотона, то оже-электроны вылетают из атома в любом направлении с равной вероятностью. Эти положения непосредственно не переносятся на эмиссию электронов из мишеней равновесной толщины, ибо в этом случае, как показано в [132], толщина слоя, на котором первоначальное изотропное распределение размывается до сферически-симметричного, меньше глубины, с которой выходят фотоэлектроны. Поэтому экспериментальное изучение характеристик вторичных электронов, эмиттируемых под действием низкоэнергетического фотонного излучения, представляет интерес как с точки зрения получения информации о закономерностях выхода (т.е. о закономерностях распространения потоков низкоэнергетических электронов в твердом теле), так и в прикладных целях (например, при конструировании и оптимизации детекторов, используемых в рентгеновской диагностике плазмы).

Исследования пространственно-энергетических распределений эмиттируемых в вакуум быстрых вторичных электронов показали [120, 121, 132], что их распределение по направлениям вылета описывается косинусоидальным законом и что их энергетический спектр, в котором сохраняется информация об исходной энергии фото- и оже-электронов, практически не зависит ни от угла вылета электронов, ни от угла падения фотонов на мишень.

Результаты измерений абсолютных выходов вторичных электронов сведены на рис. 4.33—4.35. Детальный анализ этих результатов дан в работе [130], где показано, что зависимость выходов из различных материалов от энергии фотонов в областях выше и ниже краев фотопоглоще-

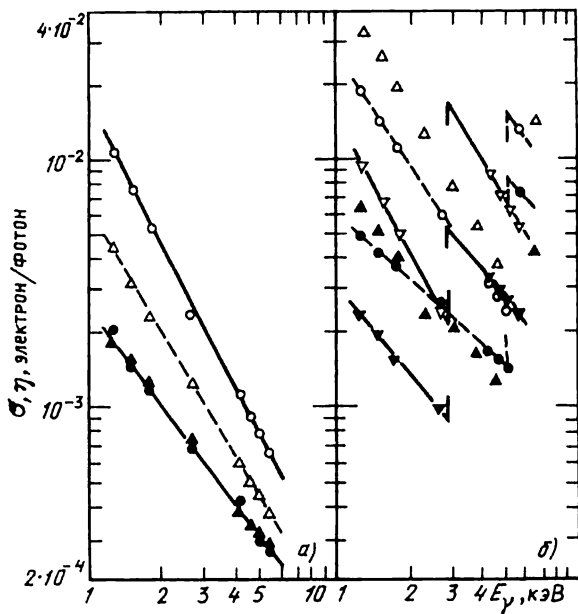


Рис. 4.33. Зависимость выхода вторичных электронов из различных материалов от энергии фотонов [130]:

a – углерод (●, ○), майлар $C_{10}H_8O_4$ (Δ, ▲); *б* – саран $C_2H_2Cl_2$ (∇, ▼), титан (○, ●), титан по данным [60] (Δ, ▲); ○, Δ, ∇ – полный суммарный выход; ●, ▲, ▼ – полный выход быстрых вторичных электронов

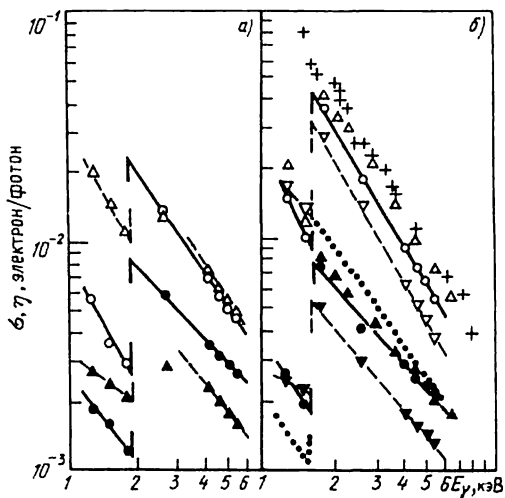


Рис. 4.34. Зависимость выхода вторичных электронов из различных материалов от энергии фотонов [130]:

a – Si (○, ●), стекло (Δ, ▲); *б* – Al (○, ●), Al_2O_3 (∇, ▼), Al по данным [60] (Δ, ▲), [128] (+) и [71] (..); ○, Δ, ∇, + – полный суммарный выход; ●, ▲, ▼, ... – полный выход быстрых вторичных электронов

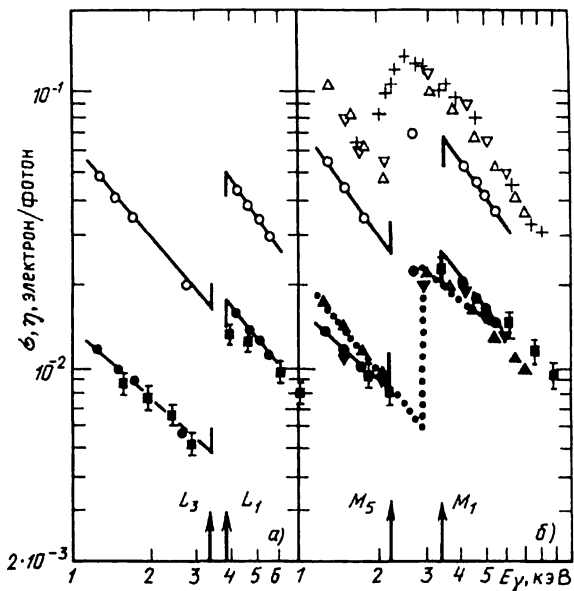


Рис. 4.35. Зависимость выхода вторичных электронов из серебра (а) и золота (б):
 ○, ● — [130]; △, ▲ — [60]; ▽, ▼ [131]; + — [128]; ... — [71]; ■ — расчет методом Монте-Карло по программе SGETRIN; ○, △, ▽, + — полный суммарный выход; ●, ▲, ▼, ..., ■ — полный выход быстрых вторичных электронов

ния хорошо аппроксимируется степенными функциями вида AE_γ^B . Коэффициенты A и B были подобраны по экспериментальным данным методом наименьших квадратов и протабулированы для всех указанных на рис. 4.33–4.35 материалов.

В [106] методом Монте-Карло были проведены расчеты интегральных и дифференциальных характеристик быстрых вторичных электронов, выбиваемых квантами тормозного излучения с граничной энергией меньше 100 кэВ. Из рис. 4.36, на котором сравниваются измеренные и рассчитанные пространственно-энергетические распределения, следует, что между ними наблюдается вполне удовлетворительное согласие. Эта работа позволила оценить пригодность схемы индивидуальных соударений и используемой в ней информации об элементарных актах взаимодействия электронов с веществом в области низких энергий первичных фотонов. На рис. 4.35 приведены результаты расчетов выходов быстрых вторичных электронов под действием моноэнергетических фотонов (2–10 кэВ), выполненных нами по программе SGETRIN с использованием набора сечений элементарных актов упругого и неупругого рассеяния электронов, вычисленных по программе ESCAT (см. § 1.3). Видно, что полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Рассчитанные спектры этих электронов показаны на рис. 4.37.

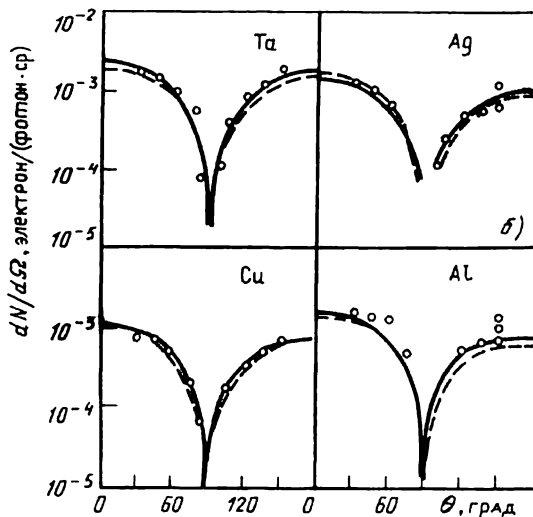
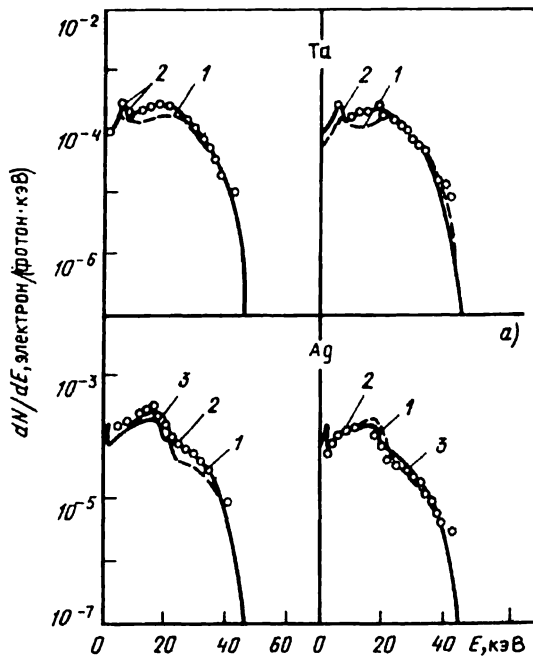


Рис. 4.36. Спектры (а) и угловые распределения (б) вторичных электронов, вылетающих в элемент телесного угла из различных мишеней под действием тормозного излучения с граничной энергией 50 кэВ:

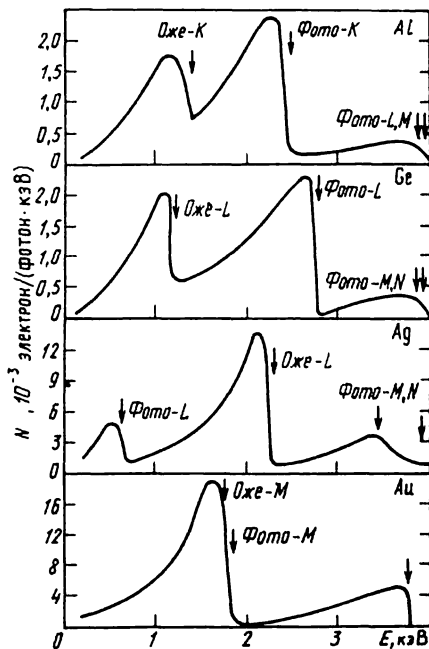
точки — эксперимент; пунктирная линия — расчет методом Монте-Карло по программе SANDYL; сплошная линия — расчет по программе QUICKE-3; цифры у кривых — группы оже-электронов для Ta, LNN, LMN (1) и LMM (2); для Ag KLM (1), KLL (2) и LMM (3)

Следует отметить, что при удовлетворительном согласии измеренных различными авторами значений выходов быстрых вторичных электронов наблюдаются существенные расхождения между результатами измерений выходов медленных (истинно вторичных) электронов. Главной причиной этих расхождений является сильная зависимость эмиссии истинно вторичных электронов от состояния поверхности мишеней. Как известно [163], в спектре истинно вторичных электронов,

достигающих поверхности, преобладают электроны с энергией несколько электрон-вольт. Поэтому небольшие изменения в работе выхода (или сродства к электрону), обусловленные разными способами изготовления

Рис. 4.37. Энергетический спектр вторичных электронов вперед из различных мишеней под действием фотонов с энергией $E_\gamma = 4$ кэВ:

стрелками указаны значения граничных энергий для соответствующих процессов



и очистки поверхности мишеней, приводят к заметной разнице измеряемых значений выходов. Необходимо упомянуть также об отмечаемом многими исследователями загрязнении поверхности в случае масляной откочки измерительного объема. Образующаяся при этом на мишени углеродная пленка приводит к невоспроизводимости экспериментальных результатов. Тем не менее на основании имеющихся экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что в полной эмиссии преобладает ток истинно вторичных электронов, и его вклад растет с уменьшением энергии первичных фотонов.

Зависимость выхода истинно вторичных электронов от энергии фотонов может быть интерпретирована исходя из двух основных положений [130]. Во-первых, внутри среды на глубине больше пробега быстрых вторичных электронов практически вся энергия фотонов конвертируется в энергию истинно вторичных электронов. Поэтому поток истинно вторичных электронов пропорционален поглощенной энергии фотонного излучения μE_γ , где μ — полный массовый коэффициент поглощения энергии фотонов для данного материала [4]. Во-вторых, как известно, спектр истинно вторичных электронов одинаков для разных энергий фотонов. На основании этих положений авторы приходят к выводу, что глубина зоны выхода истинно вторичных электронов должна быть функцией только материала мишени и не должна зависеть от E_γ и что в пренебрежении влиянием границы раздела мишень-вакуум выход истинно вторичных электронов прямо пропорционален μE_γ . Введенные и рассчитанные ими по экспериментальным данным коэффициенты преобразования энергии фотонного излучения в энергию истинно вторичных электронов действительно слабо зависели от E_γ в области 1,6–6 кэВ.

Отметим, что экспериментально связь между глубиной зоны выхода и числом эмиттируемых истинно вторичных электронов исследовалась ранее в [60, 132]. Было установлено, что для диэлектриков зона зарождения чисто вторичных актов эмиссии значительно превосходит зону формирования эмиттируемых потоков быстрых вторичных фото- и оже-

электронов, т.е. пробеги медленных электронов в этом случае больше практических пробегов электронов с энергией около 1 кэВ. В частности, оценка глубины выхода истинно вторичных электронов из CsI дает значение около 70 нм против порядка 30 нм для фотоэлектронов при $E_\gamma = 1,2$ кэВ.

Диффузный характер пространственных распределений быстрых вторичных электронов позволил развить [71] модель выхода фото- и оже-электронов из мишеней равновесной толщины, которая удовлетворительно воспроизводит имеющиеся экспериментальные данные по выходам быстрых электронов под действием фотонов с $E_\gamma = 1 \div 10$ кэВ (рис. 4.34 и 4.36). Достоинством модели является возможность осуществления расчетов без использования сложной вычислительной техники, а недостатком – необходимость привлечения в качестве исходной информации данных по обратному рассеянию электронов и по пробегам электронов в приближении непрерывных потерь энергии, теоретические значения которых рассчитаны в настоящее время только для некоторых металлов [71].

4.4. Закономерности эмиссии истинно вторичных электронов

Экспериментально установлено [124, 127, 147], что плотность тока эмиссии в вакуум истинно вторичных электронов пропорциональна средней удельной энергии \bar{z} , переданной в единицу времени в тонкий слой Δx с массой m у поверхности облучаемого фотонами материала:

$$I_M = 10^{-9} (\Delta x / \epsilon) \bar{z}, \quad (4.1)$$

где I_M – плотность тока эмиссии электронов с $E < 50$ эВ, А/см²; Δx – средняя глубина, с которой эмитируются истинно вторичные электроны, г/см²; ϵ – средняя переданная энергия, необходимая для выхода в вакуум одного истинно вторичного электрона, МэВ; $\bar{z} \rightarrow \dot{D}$ при $m \rightarrow 0$ (\dot{D} – поглощенная доза излучения), Гр/с. Отношение $\Delta x / \epsilon$, которое является характеристикой облучаемого материала и не зависит от рода (электроны или фотоны) первичного излучения [147, 164] и его энергии [124, 127, 135, 147, 164], в соответствии с полуэмпирической теорией Деккера [165] можно связать с параметрами вторичной электронной эмиссии, получаемыми при бомбардировке вещества электронами с энергией меньше 1 кэВ:

$$\Delta x / \epsilon = \frac{1}{720} \delta_m (E_{0m})^{0,35}, \quad (4.2)$$

где E_{0m} – энергия первичных электронов, эВ, при которой наблюдается максимальный выход δ_m вторичных электронов. Значения E_{0m} и δ_m хорошо известны практически для всех материалов. В табл. 4.4 сведены значения $\Delta x / \epsilon$, вычисленные из данных по выходам вторичных электро-

Таблица 4.4. Значения параметра $\Delta\chi/\epsilon$, г · МэВ · см⁻²

Материал	Расчет по(4.2) [164]	Эксперимент для электронов [147]	Эксперимент для фотонов [147]	Расчет по (4.2) и [163]	Материал	Расчет по(4.2) [164]	Эксперимент для электронов [147]	Эксперимент для фотонов [147]	Расчет по (4.2) и [163]
Li	0,0033	—	—	—	Pd	0,012	0,015	0,016	0,022
Be	0,0044	—	—	0,0042	Ag	—	0,019	0,022	0,025
Na	0,0084	—	—	—	Cd	0,013	—	—	0,023
Al	0,0097	0,012	0,017	0,0090	Sn	0,017	—	—	0,0187
Ti	0,0090	0,011	0,014	0,0085	Ta	0,017	0,025	0,025	0,018
Fe	0,015	—	—	0,0140	W	0,018	—	—	0,019
Ni	0,017	0,016	0,017	0,0175	Pt	0,021	0,025	0,023	0,026
Cu	0,017	0,016	0,017	0,019	Au	0,021	0,024	0,023	0,027
Zn	—	—	—	0,019	Pb	—	—	—	0,019
Mo	—	0,013	0,014	0,0161	Bi	0,023	—	—	0,020

нов в [164], полученные экспериментально [147] для случая первичных электронов с энергией 10 МэВ и фотонов с энергией 1,25 МэВ, а также рассчитанные нами на основании данных по вторичной электронной эмиссии из [163]. Наблюдаемый в табл. 4.4 разброс значений $\Delta\chi/\epsilon$ по графам 2–5 объясняется невоспроизводимостью состояния поверхности облучаемых материалов в различных экспериментах.

Как видно из приведенных на рис. 4.38 и 4.39 экспериментальных данных, наблюдается хорошее согласие между значениями полных выходов δ , полученных разными авторами в широком диапазоне E_γ для различных материалов. Однако результаты этих измерений, которые осуществлялись с использованием метода задержки в плоскопараллельной [125, 127, 129, 135] или в квазисферической [141] геометрии, будучи пересчитанными на единицу поглощенной дозы в материале мишени с помощью коэффициентов поглощения энергии [4] с учетом энергетического спектра налетающих фотонов, оказываются заметно меньше предсказываемых уравнениями (4.1) и (4.2) и полученных экспериментально в [124, 146, 147]. Причина этого расхождения связана с соблюдением условий электронного равновесия у поверхности мишени.

Известно, что внутри облучаемой фотонами среды на расстояниях от поверхности порядка пробега быстрых вторичных электронов с максимальной энергией наступает электронное равновесие. При этом кривая распределения переданной энергии по глубине выходит на насыщение, и мощность поглощенной дозы действительно может быть рассчитана по потоку падающих фотонов с учетом их энергетического спектра. Вблизи границы облучаемой среды электронное равновесие нарушается, вследствие чего в зоне выхода медленных вторичных электронов значение функции распределения переданной энергии по глубине может быть существенно меньше равновесного. В экспериментах [124, 146, 147] искусственно были созданы условия электронного равновесия для быстрых электронов в приповерхностном слое мишени за счет того, что пучок фотонов пересекал набор мише-

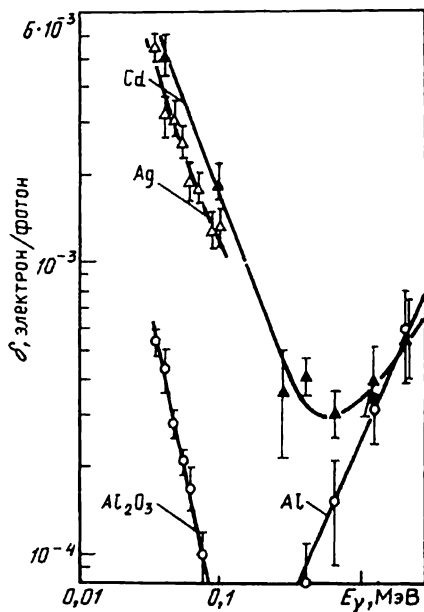


Рис. 4.38. Зависимость выхода медленных электронов от энергии γ -излучения:

○, Δ и \blacktriangle — результаты измерений [125, 127, 158] для Al-, Ag- и Cd-мишеней соответственно; ● — Al [141]

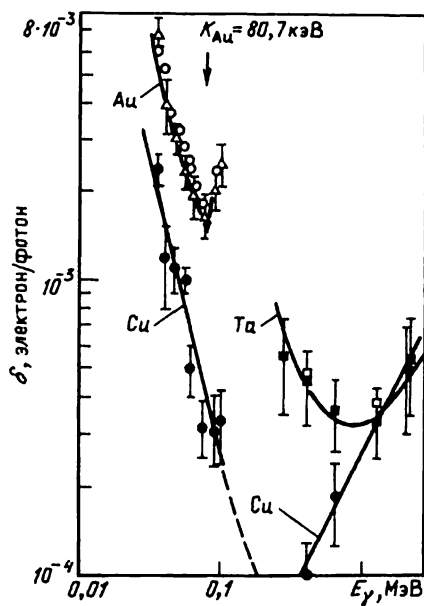


Рис. 4.39. Зависимость выхода медленных электронов от энергии γ -излучения:

●, ■ и Δ — результаты измерений [125, 127, 158] для Cu-, Ta- и Au-мишеней соответственно; □ — W [141]; ○ — Au [129]

ней равновесной толщины, и измерялся выход медленных электронов в полость, образуемую соседними мишенями. При этом заметный вклад в энергию, переданную веществу в слое Δx , дают быстрые электроны, вышедшие из подсоединенной к электрометру мишени и отраженные назад от соседних. Этот вклад растет с увеличением Z мишеней из-за увеличения коэффициента обратного рассеяния электронов. В экспериментах [129], [125, 127, 135] и [164]; где для создания задерживающего электростатического поля вокруг исследуемой мишени использовались плоские или сферические сетки с высокой прозрачностью, в зоне выхода медленных электронов отсутствуют условия электронного равновесия для быстрых электронов; и энергия, переданная в слой Δx , определяется только потерями быстрых вторичных электронов, выходящих из мишени в вакуум. Это различие приводит к уменьшению выхода (в расчете на единицу поглощенной дозы в равновесных условиях) в случае материалов с высокими Z в 2–2,5 раза (рис. 4.40). Описанный эффект количественно согласуется как с экспериментальными данными [130], так и с предсказаниями расчета [17] для случая эмиссии электронов под действием низкоэнергетического рентгеновского излучения, а также с экспериментальными данными по вторичной электронной эмиссии под действием высокоэнергетических электронов [166].

Как важный результат следует выделить тот факт, что определенный в [125, 127, 135] выход медленных электронов в расчете на единицу погло-

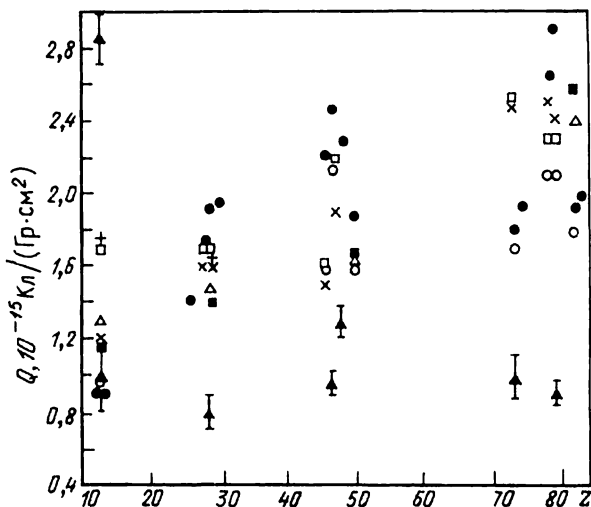


Рис. 4.40. Выход медленных электронов в расчете на единицу поглощенной дозы, рассчитанной для условий электронного равновесия у поверхности мишени:

○, ● – расчет по данным [164] и [163] соответственно; □ – измерения для фотонов с энергией 1,25 МэВ [147]; △, ■ – измерения для фотонов с энергией 1,25 и 0,662 МэВ [146]; + – измерения для рентгеновского излучения с энергией 60,5 – 156 кэВ [124]; × – измерения для первичных электронов с энергией 10 МэВ [147]; ▲ – измерения [125, 127, 158]

щенной дозы в пределах погрешности измерений не зависит от энергии первичного излучения. Данные этих работ, приведенные на рис. 4.40, суть средний выход, наблюдаемый при различной энергии фотонов (рис. 4.38 и 4.39), а погрешность – среднее квадратическое отклонение полученных значений. Зависимость значений δ от E_γ , рассчитанная с использованием этих значений Q и представленная на рис. 4.38 и 4.39 сплошными линиями, хорошо согласуется с экспериментальными данными во всем рассматриваемом диапазоне энергий фотонов.

В отсутствие условий электронного равновесия энергия, переданная веществу в слое Δx , может быть рассчитана, как показано в [152], по ионизационной тормозной способности вещества (dE/dx), если известна функция распределения быстрых вторичных электронов $N(\theta, E)$ и их выход η :

$$\dot{D} \sim \iint \frac{dE}{dx} N(\theta, E) \frac{\sin\theta}{\cos\theta} d\theta dE, \quad (4.3)$$

где E и θ – энергия и угол вылета быстрых вторичных электронов из мишени; $N(\theta, E)$ нормирована так, что

$$2\pi \iint N(\theta, E) \sin\theta d\theta dE = \eta\Phi, \quad (4.4)$$

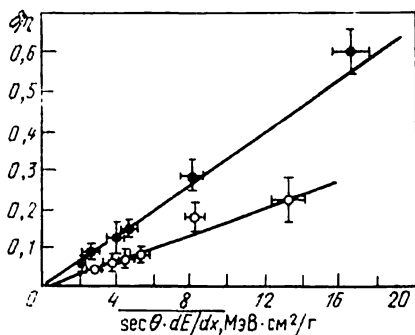


Рис. 4.41. Выход медленных электронов в расчете на один выходящий быстрый электрон как функция ионизационных потерь энергии эмиттируемых быстрых электронов:

○ – Cu; ● – Cd [158]

Φ – поток фотонов, падающих на мишень; значения $1/\cos\theta$ определяют удлинение пути быстрых электронов по сравнению с глубиной зоны выхода Δx . Фактически такой подход равносителен записи (4.1) в виде

$$\frac{\delta}{\eta} = \frac{\Delta x}{\epsilon} \left(\frac{dE}{dx} \right) \sec \theta, \quad (4.5)$$

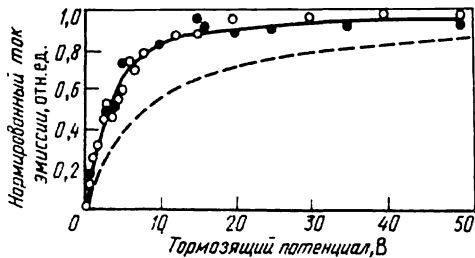
где (dE/dx) выражено в МэВ · см²/г, а усреднение производится по дифференциальным пространственно-энергетическим распределениям эмиттируемых из мишени быстрых вторичных электронов.

На рис. 4.41 приводится зависимость экспериментально полученного отношения выходов медленных и быстрых вторичных электронов от произведения $dE/dx \cdot \sec\theta$ для энергий фотонов 0,0415; 0,1; 0,279; 0,412; 0,662 и 1,25 МэВ [158]. Видно, что $(\Delta x/\epsilon) = \text{const}$ для каждого из материалов мишеней во всем рассматриваемом диапазоне энергий фотонов. Другими словами, отношение числа эмиттируемых медленных вторичных электронов к числу быстрых для данного материала является линейной функцией средних потерь энергии быстрых вторичных электронов, причем коэффициент пропорциональности определяется только эмиссионной способностью материала мишени. Этот факт и то, что значения параметра $\Delta x/\epsilon$, найденные таким образом, хорошо согласуются с приведенными в табл. 4.4, являются подтверждением справедливости рассмотренной полуэмпирической теории и для случая отсутствия условий электронного равновесия у поверхности мишени.

Из того, что коэффициент пропорциональности в (4.1) не зависит ни от энергии, ни от рода (электроны или фотоны) первичного излучения, следует, что механизм эмиссии медленных электронов из среды, бомбардируемой фотонами, аналогичен механизму вторичной электронной эмиссии. Поэтому пространственно-энергетические распределения медленных вторичных электронов должны быть подобны распределениям истинно вторичных электронов, наблюдаемым при исследованиях вторичной электронной эмиссии.

Рис. 4.42. Кривые задержки, полученные для Au-мишени:

● — данные [159] при $E_\gamma = \approx 1,25$ МэВ; ○ — данные [158] при $E_\gamma = 56$ кэВ; — и — — — расчет [159] по (4.8) в предположении $g_\delta(E_0) = 1/(E - E_F)^3$ и $g_\delta(E_0) = 1/(E - E_F)^2$ соответственно при $E_F = 5,5$ эВ и $V = 4,8$ эВ



Экспериментально можно изучать только энергетическое распределение $N_\delta(E)$ электронов, выходящих с поверхности облучаемых материалов. Разница между энергетическими спектрами вне и внутри среды обусловлена наличием поверхностного барьера $W = E_f + V$, где E_f — энергия Ферми, а V — работа выхода. Если предположить, что поверхностный потенциальный барьер представляет собой тонкую область у поверхности, в которой тормозящая сила действует по нормали к поверхности, то из сохранения составляющей импульса электрона, параллельной плоскости поверхности, можно найти соотношение между пространственно-энергетическими распределениями электронов вне и внутри среды [159]:

$$N_\delta(\theta, E) = \frac{E}{E_0} \frac{\cos\theta}{\left(1 - \frac{E}{E_0} \sin^2\theta\right)^{1/2}} G_\delta(\beta, E_0), \quad (4.6)$$

где E_0 — энергия медленного электрона в среде, подходящего к поверхности под углом β к нормали, причем $E = E_0 - W$; $G_\delta(\beta, E_0)$ — функция распределения медленных электронов внутри среды; $\beta \leq \text{Arc sin}(E/E_0)^{1/2}$. Полагая, что угловое распределение внутри среды изотропно, т.е.

$G_\delta(\beta, E_0) = g_\delta(E_0)$, получаем:

$$N_\delta(\theta, E) = \frac{E}{E + W} \left(1 - \frac{E}{E + W} \sin^2\theta\right)^{-1/2} g_\delta(E_0) \cos\theta. \quad (4.7)$$

Видно, что угловое распределение выходящих из мишени медленных электронов близко к косинусоидальному, что и было найдено экспериментально [164]. Наконец, интегрирование по всем углам вылета дает:

$$\bar{N}_\delta(E) = g_\delta(E_0) \left[1 - \left(\frac{W}{E + W}\right)^{1/2}\right]. \quad (4.8)$$

В теоретической работе [167] показано, что $g_\delta(E_0) \sim (E_0 - E_f)^{-2}$. Однако, как видно из рис. 4.42, экспериментальные данные свидетель-

ствуют о том, что поток медленных электронов в среде приблизительно обратно пропорционален кубу их энергии, причем энергетический спектр практически не зависит от энергии первичного фотонного излучения. Последний результат согласуется с данными, полученными в экспериментах по вторичной электронной эмиссии [163].

Таким образом, из проведенного рассмотрения можно сделать вывод, что для определения всех характеристик медленных вторичных электронов достаточно знать выход и пространственно-энергетические распределения быстрых вторичных электронов, эмиттируемых в вакуум из облучаемой фотонами мишени.

4.5. Заключение

Проведенный в этой главе тщательный анализ результатов экспериментальных исследований позволил сформировать согласованный набор основных характеристик полей вторичного электронного излучения, охватывающий практически весь представляющий интерес диапазон энергий первичных фотонов и атомных номеров материалов. Ценность его заключается в том, что он позволяет проводить надежные оценки при решении многих прикладных задач. Но еще большее значение этот набор имеет для апробирования различных теоретических моделей и вычислительных схем. Этот аспект особенно важен, так как с развитием и уточнением моделей переноса вторичных частиц связан один из путей разработки законченной теории переноса излучений в веществе.

Сопоставление результатов расчетов, выполненных с помощью двух наиболее развитых в настоящее время методов теории переноса — аналитического метода приближенного решения кинетического уравнения (реализованного в программе QUICKE-3) и метода Монте-Карло, показало, что в пределах погрешности измерений с их помощью можно получать значения интегральных характеристик (полного выхода и выхода вперед, а также энергетических спектров и угловых распределений) быстрых вторичных электронов. Несколько хуже обстоит дело с дифференциальными спектрами под большими углами вылета электронов и с выходом назад, который при $Z > 40$ и $0,2 < E_\gamma < 1$ МэВ оказывается заниженным по сравнению с экспериментальным приблизительно на 30%. С одной стороны, это указывает на необходимость дальнейшего совершенствования вычислительных методов теории и уточнения исходной информации (в частности, дифференциальных сечений фотоэффекта), используемой в расчетах. С другой стороны, можно сделать вывод, что уже на данном этапе расчетные методы в состоянии обеспечить потребности практики вполне надежными данными о всех характеристиках полей вторичных частиц в веществе.

В гл. 5 будут приведены результаты систематических расчетов этих характеристик, полученные методом Монте-Карло. Его преимущественное применение в настоящей работе отражает как наши интересы, так и накоп-

ленный опыт по созданию эффективных вычислительных алгоритмов этого метода, а также его гибкость в смысле возможности детального анализа различных процессов, уточненных сечений элементарных актов взаимодействия излучения с веществом и др.

Глава 5

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

5.1. Схемы и погрешности расчетов

В этой главе приведены результаты наших систематических расчетов методом Монте-Карло основных характеристик вторичных электронов с энергией $E > 100$ эВ, эмиттируемых из различных мишеней под действием фотонов с энергией до 10 МэВ. Детальные данные представлены для энергий γ -излучения радионуклидов ^{153}Gd , ^{203}Hg , ^{198}Au , ^{137}Cs , ^{60}Co и ^{24}Na , применяемых на практике. Совокупность табулированных результатов позволяет осуществлять надежную интерполяцию как по энергии фотонов, так и по атомному номеру материалов мишеней.

Все расчеты (за исключением особо оговоренных случаев) выполняли для мишеней равновесной толщины. Отметим, что характер зависимостей выходов вторичных электронов от толщины мишеней таков, что небольшие отклонения от равновесной толщины не приводят к сколько-нибудь заметному изменению выхода (рис. 5.1, 5.2).

Расчеты производили в рамках двух схем метода Монте-Карло: в области энергий $E_\gamma \geq 100$ кэВ только с помощью схемы *укрупненных сосудов*

Рис. 5.1. Результаты расчетов методом Монте-Карло зависимости относительного полного выхода $\eta/\eta_{\text{макс}}$ от толщины мишени при изотропном падении фотонов:

● и Δ – Al и Ta при $E_\gamma = 662$ кэВ; ○ – Al при $E_\gamma = 2,76$ МэВ

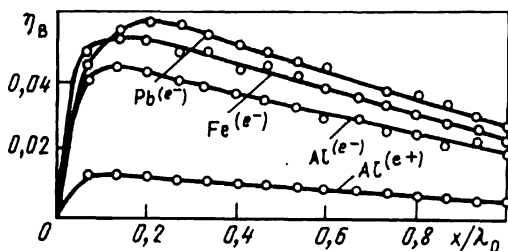
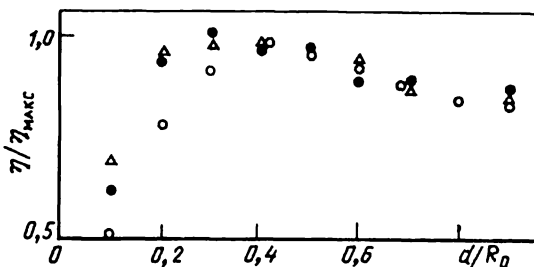


Рис. 5.2. Зависимость выхода вперед от толщины различных мишеней, выраженной в единицах $\lambda_0 = 40,8; 33,6; 20,5$ г/см² для Al, Fe и Pb соответственно при $E_\gamma = 10$ МэВ

Таблица 5.1. Характеристики программ, применяемых в расчетах методом Монте-Карло

Параметр	SGETRCO	SGETRIN	Метод полных траекторий
Энергия фотонов	> 100	< 20	20–100
Схема прослеживания фотонов	Форсирование соударений	Форсирование соударений	–
Схема прослеживания электронов	Укрупненные соударения	Индивидуальные соударения	Индивидуальные соударения + непрерывное замедление
Исходные данные для моделирования электронных траекторий	Функции многократного рассеяния Гоудсмита–Саундерсона и Блунка–Лейзиганга, средние на единицу длины потери энергии на тормозное излучение	Дифференциальные сечения упругого рассеяния, электронно-дырочного возбуждения и плазменных возбуждений, ионизации на внутренних оболочках	Дифференциальные сечения упругого рассеяния (экранированное сечение Резерфорда), средние потери энергии по Бете–Блоху
Энергия обрывания траекторий	10 кэВ	500 эВ	1 кэВ
Затраты времени ЭВМ БЭСМ-6	20–40 мин на 10^4 траекторий	Около 50 мин на $5 \cdot 10^3$ траекторий	Около 10 мин на 10^3 "полных траекторий"
Геометрия	Одномерный случай	Трехмерный случай	Одномерный случай

рений, а для энергий $E_\gamma \leq 100$ кэВ по схеме индивидуальных соударений или с использованием вариантов этой схемы (табл. 5.1). То, что результаты расчетов по этим двум схемам при $E_\gamma = 100$ кэВ хорошо согласуются друг с другом (см. § 2.5), позволяет утверждать, что схема укрупненных соударений не вносит заметной систематической погрешности, обусловленной приближенным характером учета в ней многократного рассеяния электронов.

Случайная составляющая погрешности результатов расчета значений η_B и η_N , приводимых в этой главе, может быть оценена таким же образом, как при расчете коэффициентов пропускания и отражения [65]: $D_B(N) = \eta_B(N) (1 - \eta_B(N)) N$, где D – оценка дисперсии результатов расчета; N – число моделируемых траекторий. Возможна и другая оценка $D_B(N)$ на основе расчетов $\eta_B(N)$ для групп траекторий (например, по 10^3) с последующей обработкой результатов так, как обрабатываются экспериментальные данные. Определяемая таким образом относительная погрешность $(D_B(N))^{1/2} / \eta_B(N)$ обычно находится в пределах 4–10%. Оценка случайной составляющей погрешности расчетов дифференциаль-

ных характеристик – энергетических спектров и угловых распределений – производится на основе поинтервальной статистики и обычно составляет 10–20%. Проведение таких относительно точных расчетов стало возможным благодаря использованию схемы форсирования соударений и взвешивания траекторий, когда каждый фотон генерирует по меньшей мере 2–4 вторичных электрона, не считая оже-электронов и электронов следующих поколений.

Гораздо сложнее обстоит дело с оценкой систематической погрешности результатов расчета как интегральных, так и дифференциальных характеристик вторичных электронов. Ее вклад в суммарную погрешность, как показывает сравнение расчетных и экспериментальных данных, существен и зависит как от E_γ , так и от Z и может быть оценен только путем детального сопоставления с согласованным набором экспериментальных данных. В свете обсуждения, проведенного в предыдущей главе (см. § 4.1 и 4.5), можно считать, что систематическая составляющая погрешности расчетных значений η_v и η_n в области энергий фотонов до 3 МэВ находится в пределах 5–7%, исключая область $0,2 < E_\gamma < 1$ МэВ для материалов с $Z > 40$, где она для η_n составляет около 30%.

5.2. Энергетические и угловые распределения вторичных электронов ($E_\gamma > 0,1$ МэВ)

Все интегральные энергетические спектры $N_v(n)(E)$ для случая нормального падения табулированы по тридцати точкам, равномерно распределенным в интервале от E_γ до $E_{Гр} = 10$ кэВ для десяти значений энергий фотонов от 0,1 до 10 МэВ (табл. 5.2). Эти спектры получены сгла-

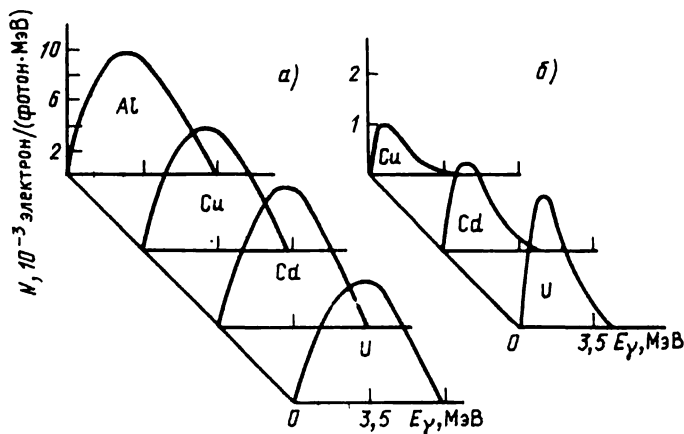


Рис. 5.3. Энергетические спектры вторичных электронов, выходящих вперед (а) и назад (б) при $E_\gamma = 7$ МэВ

Таблица 5.2. Энергетические спектры $N_{B(H)}$ (E) вторичных электронов,

$E/E\gamma$	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_{B}^{**}	N_{H}^{**}	N_{B}^{*}	N_{H}^{**}	N_{B}	N_{H}^{*}	N_{B}	N_{H}	N_{B}	N_{H}
	$E\gamma = 0,1$ МэВ, выражено в $10^{-2}, 10^{-3}$ (отмечено одной звездочкой)									
0,985	1,84	0,17	1,90	0,65	0,01	0,10	0	0	0,91	0,21
0,955	1,63	1,08	3,05	3,42	1,30	2,05	0,03	0,17	1,72	0,43
0,925	1,59	0,19	2,81	4,44	1,90	3,45	1,27	0,60	1,43	0,45
0,895	1,48	0,20	2,52	5,45	1,70	4,56	5,20	0,97	1,30	0,55
0,865	1,33	0,23	2,25	6,20	1,48	5,57	4,35	1,20	1,20	0,82
0,835	1,21	0,24	2,10	6,42	1,34	5,68	3,41	1,41	2,51	1,20
0,805	0,99	0,25	1,90	6,50	1,20	5,25	3,82	1,43	13,8	3,90
0,775	0,82	0,25	1,65	6,50	1,10	4,90	2,40	1,33	11,3	3,80
0,745	0,56	0,24	1,43	6,34	0,94	4,50	2,13	1,23	8,63	3,70
0,715	0,44	0,23	1,25	6,11	0,82	4,25	1,82	1,17	6,62	3,41
0,683	0,41	0,22	0,95	5,30	0,70	3,91	1,61	1,08	5,60	3,20
0,655	0,31	0,22	0,85	5,10	0,62	3,72	1,55	1,01	4,91	3,12
0,625	0,25	0,20	0,70	4,61	0,52	3,43	1,35	0,90	4,25	2,93
0,595	0,18	0,19	0,62	4,23	0,44	3,15	1,26	0,83	3,62	2,65
0,565	0,18	0,18	0,51	3,80	0,37	2,90	1,05	0,77	3,15	2,40
0,535	0,17	0,16	0,43	3,45	0,32	2,63	0,97	0,70	2,70	2,21
0,505	0,16	0,14	0,31	3,16	0,26	2,32	0,80	0,60	2,33	2,02
0,475	0,15	0,14	0,26	2,71	0,22	2,11	0,75	0,53	2,12	1,80
0,445	0,14	0,10	0,27	2,42	0,18	1,90	0,66	0,47	1,81	1,65
0,415	0,12	0,10	0,22	2,13	0,16	1,72	0,58	0,42	1,55	1,44
0,385	0,11	0,10	0,16	1,80	0,14	1,50	0,55	0,37	1,30	1,20
0,355	0,10	0,10	0,16	1,53	0,12	1,35	0,40	0,30	1,15	1,05
0,325	0,09	0,09	0,15	1,32	0,14	1,21	0,31	0,27	1,05	0,95
0,295	0,48	0,09	0,16	1,10	0,20	1,10	0,35	0,23	0,95	0,87
0,265	10,9	0,04	0,20	0,90	0,28	0,95	0,63	0,23	0,95	0,81
0,235	26,7	0,04	3,50	0,70	0,32	0,78	0,75	0,27	1,05	0,81
0,205	39,5	0,04	3,25	0,60	0,30	0,73	0,71	0,20	1,01	0,75
0,175	42,4	1,50	2,95	0,90	0,28	0,66	0,52	0,13	1,00	0,75
0,145	42,1	3,10	2,40	3,0	0,24	0,50	0,39	0,08	0,75	0,55
0,115	20,1	1,50	1,50	1,60	0,14	0,30	0,10	0,03	0,45	0,32

$E/E\gamma$	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_{B}^{*}	N_{H}^{**}	N_{B}^{*}	N_{H}^{**}	N_{B}	N_{H}^{*}	N_{B}	N_{H}	N_{B}	N_{H}
	$E\gamma = 0,2$ МэВ, выражено в $10^{-2}, 10^{-3}$ (отмечено одной звездочкой)									
0,970	0,03	2,40	0,62	0,15	0,16	0,10	0	0	0	0
0,935	0,03	5,50	0,54	0,25	0,46	0,16	0,95	0,07	0	0,03
0,905	0,03	3,70	0,49	0,32	0,38	0,30	1,08	0,13	0,75	0,16
0,875	0,03	2,80	0,46	0,43	0,33	0,52	0,90	0,16	3,75	0,41
0,840	0,03	2,05	0,41	0,50	0,28	0,71	0,76	0,19	2,55	0,62
0,810	0,02	1,51	0,31	0,58	0,25	0,81	0,68	0,20	1,95	0,72
0,780	0,02	0,92	0,29	0,63	0,22	0,84	0,52	0,21	1,72	0,79

выходящих из различных мишеней равновесной толщины

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
и 10^{-4} (две звездочки) электрон/ (фотон · МэВ)									
1,80	0,20	1,80	0,80	1,70	1,40	2,45	1,00	1,10	2,20
3,41	0,65	2,01	1,40	2,60	1,62	4,05	1,42	7,35	2,40
3,05	0,81	7,25	1,60	3,11	3,05	2,44	2,13	6,91	2,10
2,23	0,93	7,44	1,81	10,6	4,40	2,40	4,35	3,62	2,25
1,64	0,89	7,10	1,80	8,42	4,65	4,43	5,35	4,71	4,13
1,45	0,70	4,02	2,02	6,64	4,52	17,1	5,80	7,40	7,50
1,32	0,99	3,45	2,03	5,50	4,10	13,1	6,10	19,41	11,3
2,01	2,90	2,84	2,02	4,81	3,75	9,21	6,11	18,72	9,10
10,4	4,66	2,61	1,95	4,22	3,43	7,20	5,82	12,20	7,64
15,6	5,65	2,10	1,80	3,73	3,21	6,19	5,53	9,95	7,11
11,6	5,80	1,95	1,65	3,35	3,05	5,30	6,05	7,85	6,50
9,63	5,73	1,90	1,74	3,05	2,95	4,72	4,51	6,93	6,00
7,84	5,40	1,85	1,12	2,75	2,84	4,10	4,06	5,85	5,65
6,80	4,82	1,74	1,40	2,56	2,72	3,44	3,61	4,86	5,11
5,63	4,10	1,60	2,81	2,35	2,51	2,93	3,25	3,91	4,62
4,80	3,41	1,75	3,45	2,20	2,34	2,54	2,81	3,40	4,13
4,14	3,30	2,05	7,60	2,12	2,25	2,11	2,45	2,92	3,50
3,55	3,23	17,6	10,8	2,10	2,11	1,90	2,13	2,83	3,10
2,80	3,04	14,4	10,8	2,33	2,05	1,75	1,80	2,40	2,65
2,42	2,85	11,1	9,01	2,90	2,03	1,64	1,65	2,22	2,11
1,98	2,60	9,40	6,80	3,71	2,82	1,50	1,56	1,95	1,70
1,71	2,41	8,05	5,41	5,80	4,40	1,32	1,43	1,80	1,43
1,63	2,20	6,63	4,05	20,2	12,1	1,10	1,20	1,64	1,30
1,50	2,05	5,11	3,20	17,1	10,4	0,95	1,05	1,55	1,24
1,52	1,80	3,94	2,6	12,1	8,30	0,83	0,85	1,43	1,20
1,40	1,72	3,02	2,22	7,80	6,63	0,62	0,61	1,35	1,20
1,41	1,34	2,60	1,64	5,65	5,12	0,51	0,52	1,34	1,20
1,33	1,15	2,37	1,25	4,41	4,23	0,44	0,40	1,27	1,15
0,94	0,75	1,44	0,83	2,82	2,54	0,30	0,21	0,95	0,95
0,45	0,40	0,20	0,42	1,60	0,90	0,05	0,12	0,60	0,53

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
10^{-4} (две звездочки) электрон/ (фотон · МэВ)									
0	0	0	0	1,15	0,28	1,4	0	1,77	0,41
0	0	0	0	2,84	0,40	1,5	0,6	1,33	0,48
0,03	0	0	0	2,57	0,60	4,7	1,4	3,32	1,15
0,80	0,25	0	0	1,80	0,72	4,0	1,5	6,44	1,86
5,40	0,88	0	0	1,25	0,94	3,2	1,2	4,8	2,74
4,30	1,40	0,05	0	0,91	0,90	2,4	1,2	3,60	2,40
3,30	1,52	0,50	0,10	0,81	0,80	1,8	1,2	2,50	2,04

Продолжение табл. 5.2

$E/\text{E}\gamma$	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_B	N_H^*	N_B	N_H^*	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
0,745	0,02	0,65	0,26	0,67	0,19	0,82	0,42	0,22	1,41	0,75
0,715	0,01	0,47	0,22	0,71	0,17	0,80	0,36	0,21	1,24	0,70
0,685	0,01	0,30	0,19	0,74	0,15	0,78	0,30	0,19	1,05	0,67
0,650	0,01	0,25	0,18	0,73	0,14	0,72	0,26	0,18	0,96	0,60
0,620	0,01	0,06	0,16	0,68	0,13	0,64	0,22	0,16	0,82	0,57
0,590	0,01	0,02	0,14	0,60	0,11	0,58	0,19	0,14	0,73	0,53
0,555	0,01	0,02	0,10	0,51	0,10	0,50	0,17	0,12	0,65	0,50
0,525	0,01	0,02	0,08	0,44	0,09	0,44	0,13	0,11	0,50	0,47
0,495	0,01	0,02	0,08	0,41	0,08	0,36	0,10	0,11	0,41	0,43
0,460	0,01	0,01	0,67	0,38	0,08	0,32	0,08	0,10	0,41	0,40
0,430	0,01	0,01	4,27	0,32	0,07	0,32	0,14	0,09	0,52	0,37
0,400	3,51	0,01	6,02	0,28	0,43	0,38	0,24	0,08	0,55	0,35
0,365	5,05	0,01	5,98	0,51	0,64	0,46	0,42	0,08	0,55	0,31
0,335	6,20	0,01	5,70	1,12	0,63	0,58	0,46	0,07	0,63	0,27
0,305	6,63	0,01	5,08	2,10	0,47	0,72	0,46	0,08	0,55	0,23
0,270	6,52	0,01	4,65	2,75	0,42	0,86	0,44	0,12	0,53	0,21
0,240	5,90	0,01	3,82	3,51	0,38	1,06	0,41	0,16	0,47	0,18
0,210	5,10	0,01	3,31	4,20	0,35	1,24	0,36	0,15	0,40	0,15
0,175	4,51	0,01	2,70	5,15	0,31	1,28	0,30	0,14	0,35	0,12
0,145	3,80	0,01	2,05	6,20	0,27	1,10	0,22	0,11	0,25	0,09
0,115	2,90	0,01	2,25	7,00	0,24	0,90	0,14	0,07	0,21	0,07
0,080	2,40	0,01	1,51	5,85	0,21	0,64	0,08	0,03	0,10	0
0,050	2,30	0	0,35	4,40	0,02	0,2	0	0	0	0

$E/\text{E}\gamma$	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
			$E_\gamma = 0,412 \text{ МэВ}$, выражено в $10^{-3}, 10^{-4}$ (отмечено звездочкой)							
0,983	0	0	0,12	0	0,8	0	1,0	0	0	0
0,950	0	0	0,17	0	0,7	0	1,4	0	2,3	0,2
0,917	0	0	0,10	0	0,6	0	1,6	0,1	6,6	0,4
0,883	0	0	0,10	0	0,5	0	1,4	0,2	6,2	0,6
0,850	0	0	0,08	0	0,5	0	1,2	0,3	5,4	0,7
0,817	0	0	0,08	0	0,5	0	1,0	0,3	4,5	0,8
0,784	0,05	0	0,06	0	0,4	0	0,8	0,3	3,8	1,0
0,751	0,05	0	0,05	0	0,3	0	0,6	0,3	3,3	1,1
0,718	0,1	0	0,04	0	0,2	0	0,5	0,2	2,7	1,2
0,684	0,1	0	0,03	0	0,2	0	0,4	0,2	2,2	1,3
0,651	0,1	0	0,02	0	0,1	0	0,3	0,3	1,7	1,3
0,618	0,3	0	3,2	0	0,8	0	0,4	0,3	1,6	1,2
0,585	2,4	0	4,3	0	3,5	0	3,5	0,3	1,8	0,9
0,552	6,3	0,1	6,0	0	5,7	0	5,5	0,3	5,3	0,7
0,518	7,8	0,2	7,8	0,1	7,8	0,1	6,3	0,4	6,4	0,7
0,485	8,8	0,3	8,8	0,2	8,3	0,4	8,9	0,4	7,6	1,0
0,452	9,6	0,4	9,0	0,2	7,7	0,6	6,8	0,5	7,0	1,4
0,419	10,1	0,5	8,7	0,4	6,8	0,8	6,3	0,7	6,4	1,6

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
0,75	2,90	1,45	0,15	0,95	0,60	1,4	1,1	2,05	1,98
2,45	1,35	9,30	2,65	1,15	0,20	1,2	1,0	1,84	1,66
2,11	1,20	6,74	3,25	1,90	0,70	1,2	0,8	1,50	1,62
1,77	1,10	5,70	3,41	7,93	2,50	1,0	0,8	1,20	1,38
1,45	1,05	4,20	3,28	8,09	6,30	1,1	0,7	1,10	1,36
1,20	0,95	3,45	3,09	6,60	4,30	1,3	0,8	0,96	1,20
1,10	0,90	3,05	2,68	5,30	5,10	3,7	3,2	0,64	1,12
0,98	0,81	2,65	2,29	3,90	4,70	13,4	4,4	0,62	1,02
0,85	0,69	2,50	1,99	3,60	3,20	10,3	5,2	0,76	1,20
0,77	0,60	2,30	1,72	3,05	2,50	7,9	6,9	1,40	1,44
0,70	0,51	2,05	1,45	2,70	2,10	6,6	8,1	5,67	2,30
0,65	0,46	1,90	1,23	2,30	1,60	5,8	8,3	14,6	9,30
0,60	0,42	1,70	1,05	1,80	1,30	4,9	7,4	14,4	13,3
0,52	0,38	1,35	0,82	1,45	1,10	4,4	6,1	11,5	13,4
0,47	0,33	1,05	0,71	1,10	0,90	3,9	5,2	9,20	9,40
0,41	0,30	0,83	0,60	0,75	0,70	3,4	3,8	7,70	8,20
0,38	0,26	0,74	0,62	0,45	0,60	3,0	2,8	4,60	5,70
0,30	0,23	0,78	0,79	0,20	0,40	2,6	2,2	3,20	3,50
0,24	0,20	0,88	0,72	0,05	0,30	2,2	1,4	2,30	2,20
0,20	0,18	0,76	0,40	0	0,15	1,8	1,10	1,60	1,26
0,18	0,15	0,56	0,07	0	0	1,4	0,60	0,98	0,50
0,15	0,11	0,26	0	0	0	0,6	0,30	0,30	0,15
0,13	0,05	0,07	0	0	0	0,1	0	0	0,08

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
электрон/ (фотон · МэВ)									
0	0	4,2	0,1	5,2	0,2	2,5	0,3	5,1	0,4
2,3	0,1	4,1	0,4	7,5	0,8	12,6	1,3	16,3	1,6
14,0	0,3	3,3	0,9	4,8	0,9	8,5	1,9	11,9	2,1
9,6	0,5	17,9	1,8	3,8	1,3	5,7	2,7	9,1	3,2
7,6	0,7	24,6	2,9	45,6	1,8	4,7	1,8	5,7	4,1
6,8	0,9	16,8	4,2	29,0	4,0	3,6	2,2	4,3	4,1
5,5	1,2	11,9	5,1	15,7	5,9	32,1	3,7	4,2	3,7
4,5	1,5	10,3	5,9	14,5	8,9	43,8	9,0	6,0	5,2
3,8	1,7	9,5	6,4	11,2	9,0	24,7	11,8	45,7	9,5
3,0	1,9	8,9	6,0	7,7	8,8	16,0	15,4	44,7	13,3
2,4	2,2	7,9	5,2	9,0	8,2	12,7	12,0	39,3	16,9
2,3	2,5	8,2	4,4	12,8	8,5	12,0	10,4	34,3	17,1
4,0	2,9	8,8	4,0	14,5	6,6	11,4	9,0	29,4	20,9
6,5	3,4	10,2	3,8	14,1	6,0	11,0	8,2	21,7	19,6
7,8	3,4	10,3	3,9	11,1	5,4	10,6	7,5	19,8	16,6
7,2	2,5	7,6	4,1	9,9	4,5	10,0	6,5	16,2	14,2
6,7	1,7	6,1	4,7	8,7	4,2	8,6	6,1	15,2	12,8
6,3	1,3	5,6	5,2	7,7	5,3	10,9	5,8	13,8	10,2

Продолжение табл. 5.2

$E/\text{E}\gamma$	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
0,385	10,4	0,6	7,9	0,5	6,4	1,0	6,0	1,1	5,8	2,0
0,352	10,2	0,9	7,2	0,6	5,7	1,2	5,3	1,6	5,2	2,3
0,319	9,5	2,1	6,5	0,7	5,2	1,3	4,7	1,7	4,9	2,4
0,286	8,9	3,1	5,8	0,8	4,6	1,4	4,1	1,9	4,4	2,4
0,253	7,9	4,1	5,2	0,9	4,3	1,5	3,7	1,9	3,9	2,3
0,219	7,2	5,5	4,5	0,9	3,8	1,4	3,3	1,8	3,5	2,2
0,186	6,2	6,3	4,0	0,8	3,3	1,3	2,8	1,5	3,0	2,0
0,153	5,3	6,3	3,3	0,6	2,8	1,0	2,2	1,2	2,2	1,8
0,120	4,0	5,4	2,5	0,5	2,2	0,8	1,7	0,8	1,7	0,8
0,086	3,2	4,5	1,5	0,3	1,5	0,6	1,2	0,4	1,1	0,9
0,053	1,4	2,9	0,8	0,2	0,8	0,3	0,7	0,1	0,5	0,4
0,020	0,1	0,7	0,4	0	0,4	0	0,3	0	0,1	0,1

$E/\text{E}\gamma$	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H

$E\gamma = 0,662 \text{ МэВ}, 10^{-3}$										
0,983	0	0	0	0	0,3	0	0,7	0	0,8	0
0,950	0	0	0	0	0,2	0	0,6	0	2,9	0,1
0,927	0	0	0	0	0,2	0	0,5	0	2,4	0,1
0,883	0	0	0	0	0,2	0	0,4	0	1,8	0,2
0,850	0	0	0	0	0,1	0	0,35	0	1,5	0,3
0,817	0	0	0	0	0,1	0	0,3	0	1,1	0,4
0,784	0	0	0	0	0,1	0	0,3	0	0,8	0,3
0,751	0	0	0	0	0,9	0	0,25	0	0,9	0,3
0,718	0,8	0	0,7	0	3,8	0	1,1	0	1,6	0,3
0,684	4,1	0	3,4	0	6,6	0	4,9	0,1	5,1	0,3
0,651	8,1	0	6,5	0	7,5	0	5,9	0,2	6,9	0,4
0,618	10,4	0	7,9	0	8,0	0	8,1	0,3	7,4	0,6
0,585	11,2	0	8,7	0,1	8,1	0,1	8,2	0,5	7,4	0,8
0,552	11,4	0	9,3	0,1	8,2	0,3	8,2	0,7	7,2	1,0
0,518	11,5	0	9,8	0,2	8,2	0,7	8,1	0,9	6,8	1,3
0,485	11,6	0	9,9	0,2	8,1	0,9	8,0	1,1	6,4	1,5
0,452	11,5	0	9,7	0,3	7,8	1,3	7,7	1,2	6,2	1,7
0,419	11,4	0,1	9,4	0,5	7,4	1,5	7,3	1,4	5,6	1,9
0,385	11,3	0,2	9,0	0,5	7,0	1,6	6,8	1,5	5,3	2,1
0,352	11,0	0,3	8,8	0,7	6,6	1,7	6,3	1,6	5,1	2,3
0,319	10,9	0,4	7,6	1,0	6,1	1,7	5,8	1,6	4,8	2,5
0,286	9,9	0,5	6,9	1,3	5,7	1,6	5,3	1,7	4,4	2,6
0,253	8,3	0,6	6,0	1,5	5,0	1,6	4,5	1,6	3,8	2,6
0,219	6,9	0,5	5,1	1,4	5,2	1,5	3,8	1,4	3,3	2,4
0,186	5,8	0,5	4,5	1,2	4,4	1,4	3,3	1,3	2,9	2,1
0,153	4,6	0,5	3,5	1,0	3,5	1,1	3,7	1,2	2,2	1,6
0,120	3,4	0,4	2,8	0,7	2,8	0,9	2,1	0,8	1,6	1,2
0,086	2,4	0,3	2,1	0,5	2,0	0,6	1,5	0,5	1,1	0,8
0,053	1,4	0,1	1,3	0,2	1,2	0,2	0,7	0,2	0,7	0,3
0,020	0	0,1	0,3	0	0,3	0	0,2	0	0,2	0,1

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
5,7	1,5	5,5	4,2	7,1	6,1	10,6	5,5	11,7	9,1
4,8	2,0	5,3	3,7	6,4	5,7	9,8	5,3	9,9	8,3
4,2	2,1	5,1	3,2	6,1	5,0	8,4	5,2	9,1	7,4
3,7	2,1	4,4	2,8	5,0	4,4	6,3	5,0	7,8	6,4
3,5	2,1	3,9	2,4	4,4	3,5	5,2	4,7	6,9	5,8
3,7	2,0	3,5	2,1	3,4	3,1	3,7	4,3	6,3	4,8
2,6	1,8	3,0	1,7	2,4	2,5	2,5	3,0	4,7	4,0
2,2	1,5	2,6	1,3	1,5	1,8	1,6	1,5	4,0	3,3
1,8	1,2	1,5	0,8	0,9	1,4	1,1	0,5	3,1	2,4
1,1	0,7	0,7	0,4	0,4	0,8	0,5	0,1	2,1	1,6
0,5	0,3	0,4	0,1	0,2	0,4	0,2	0	0,4	0,8
0,2	0,1	0	0	0	0	0	0	0	0

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H

электрон/ (фотон · МэВ)

0	0	0,2	0,1	0,1	0	0	0	5,2	0,2
4,9	0,2	12,0	0,2	0,4	0,1	0	0	6,4	0,3
4,0	0,3	8,8	0,6	1,8	0,6	0	0,1	3,3	0,8
3,1	0,4	5,8	0,8	22,3	1,3	2,2	0,3	1,2	0,9
2,4	0,5	4,5	1,3	12,0	2,4	30,7	1,7	1,0	1,2
2,0	0,6	4,5	1,6	10,3	3,2	17,0	2,8	31,9	3,2
1,7	0,6	4,8	1,7	7,4	3,3	14,0	5,9	20,2	4,2
1,5	0,6	7,1	1,8	6,0	3,0	10,0	4,3	17,3	5,1
2,3	0,5	8,7	1,9	6,8	2,8	6,2	4,9	13,8	5,6
5,3	0,6	7,9	2,0	9,7	2,7	11,1	5,7	12,2	5,8
5,8	0,8	7,0	2,4	9,5	3,0	10,5	5,8	11,1	6,2
6,4	1,0	6,4	2,8	9,0	3,2	9,6	5,7	9,5	6,4
6,6	1,2	5,8	2,9	8,5	3,3	9,1	5,6	8,4	6,5
6,6	1,5	5,5	3,1	7,8	3,4	8,5	5,4	7,8	6,4
6,5	1,8	5,2	3,1	7,2	3,5	7,8	5,1	7,7	6,4
6,4	2,1	4,8	3,2	6,6	3,5	7,5	4,9	8,3	6,2
6,2	2,4	4,4	3,2	6,0	3,4	6,9	4,6	9,2	5,8
6,0	2,7	4,1	3,1	5,4	3,4	6,2	4,3	9,8	5,4
5,7	3,0	3,7	3,1	4,8	3,3	5,8	4,0	8,8	4,8
5,4	2,9	3,4	2,9	4,3	3,0	5,4	3,6	7,9	4,4
5,0	2,6	2,8	2,7	3,8	2,8	4,9	3,2	7,1	3,9
4,6	2,3	2,5	2,5	3,2	2,5	4,4	2,8	5,5	3,5
4,0	1,8	2,1	2,3	2,6	2,2	3,8	2,3	4,9	2,9
3,5	1,3	1,7	2,0	2,1	1,7	3,3	1,7	3,3	2,5
2,9	1,0	1,3	1,6	1,6	1,2	3,0	1,4	3,2	2,2
2,3	0,6	0,9	1,0	1,1	0,2	2,3	1,0	2,9	1,5
1,6	0,3	0,6	0,5	0,6	0,15	1,6	0,7	0,9	1,1
1,1	0,1	0,2	0,2	0,3	0,1	1,1	0,4	0,6	0,6
0,4	0	0,1	0,1	0,1	0,5	0,2	0,2	0	0,3
0	0	0	0	0	0	0,1	0,1	0	0

Продолжение табл. 5.2

$E/E\gamma$	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
									$E\gamma = 1,25 \text{ МэВ}, 10^{-3}$	
0,983	0	0	0	0	0,09	0	0,21	0	0,47	0,05
0,950	0	0	0	0	0,08	0	0,23	0	0,55	0,08
0,917	0	0	0	0	0,07	0	0,2	0	0,81	0,10
0,883	0	0	0	0	0,06	0	0,17	0	1,4	0,15
0,850	0	0	0	0	0,06	0	0,14	0	2,1	0,20
0,817	1,4	0	0	0	3,2	0	2,1	0	4,1	0,25
0,784	4,9	0	1,5	0	5,1	0	4,6	0	4,9	0,30
0,751	8,4	0	6,1	0	6,9	0,01	6,7	0	6,5	0,40
0,718	9,4	0	8,2	0	7,9	0,05	7,7	0	8,1	0,50
0,684	11,1	0	9,0	0	9,3	0,10	8,3	0,10	8,0	0,60
0,651	12,2	0	10,1	0,12	9,5	0,15	8,9	0,15	7,8	0,70
0,618	13,2	0	11,3	0,12	9,2	0,20	9,0	0,20	7,6	0,80
0,585	13,6	0	11,5	0,12	8,8	0,35	8,9	0,30	7,1	0,95
0,552	14,2	0,07	11,4	0,12	8,5	0,42	8,6	0,40	6,6	1,1
0,518	14,4	0,07	11,2	0,12	7,9	0,55	8,1	0,60	6,2	1,2
0,485	14,3	0,07	10,7	0,12	7,7	0,65	7,6	0,70	5,8	1,3
0,452	13,7	0,14	10,1	0,47	7,2	0,75	7,1	0,80	5,3	1,6
0,419	12,7	0,14	9,5	0,65	6,7	0,95	6,5	1,0	5,0	1,9
0,385	10,8	0,14	9,1	0,76	6,3	1,2	6,1	1,2	4,6	2,2
0,352	10,2	0,14	8,3	0,89	5,8	1,3	5,6	1,4	4,2	2,8
0,319	9,3	0,14	7,7	0,95	5,3	1,5	4,9	1,7	3,8	2,6
0,286	8,5	0,30	6,5	1,1	4,8	1,6	4,7	1,8	3,5	2,2
0,253	8,4	0,40	5,7	1,2	4,2	1,6	4,2	1,9	2,9	1,8
0,219	7,9	0,55	4,9	1,2	2,5	1,3	3,7	1,8	2,7	1,4
0,186	7,6	0,60	4,3	1,1	3,0	1,1	3,3	1,7	2,4	1,2
0,153	6,6	0,50	3,4	0,95	2,3	0,83	2,5	1,5	1,7	0,85
0,120	4,7	0,40	2,4	0,61	1,7	0,61	1,9	1,3	1,1	0,63
0,086	3,6	0,20	1,6	0,33	1,2	0,35	1,1	1,0	0,62	0,35
0,053	1,2	0,10	0,74	0,25	0,40	0,09	0,28	0,42	0,35	0,15
0,020	0,5	0,05	0,10	0	0,10	0	0	0,17	0	0,09

$E/E\gamma$	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
									$E\gamma = 2,76 \text{ МэВ}, 10^{-3}$	
0,983	0	—	0	0	0	0	0	0	0	0
0,950	0	—	0	0	0	0	0	0	0	0
0,917	2,1	—	0,42	0	0,18	0	0,2	0	0,45	0
0,883	3,3	—	3,9	0	2,9	0	2,4	0	3,4	0
0,850	4,5	—	5,9	0	3,9	0	5,0	0	4,7	0
0,817	5,6	—	6,8	0	5,0	0	6,5	0	5,3	0
0,784	6,6	—	7,8	0	6,3	0	7,5	0	6,2	0
0,751	7,7	—	8,5	0,01	6,8	0	8,2	0	6,5	0
0,718	8,6	—	9,0	0,01	7,9	0,01	8,7	0	6,6	0,15
0,684	9,6	—	9,6	0,02	8,2	0,02	9,1	0,15	6,7	0,21
0,651	10,0	—	9,9	0,03	8,1	0,04	9,1	0,20	6,6	0,29

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
электрон/ (фотон · МэВ)									
0	0	0,75	0	0	0	0	0	0	0
0,50	0	3,2	0	3,4	0	1,5	0	0	0
0,70	0	2,8	0,11	4,9	0,15	3,9	0,19	0,30	0,13
0,80	0	2,3	0,22	3,8	0,31	5,7	0,51	0,60	0,35
0,80	0	1,8	0,29	2,8	0,42	7,5	0,83	1,1	0,95
1,2	0,12	3,3	0,35	3,9	0,63	7,7	1,1	1,7	1,3
2,9	0,15	4,5	0,43	6,1	0,75	7,8	1,8	2,2	1,7
5,2	0,20	5,5	0,50	6,7	0,97	7,6	1,5	2,6	2,2
7,2	0,30	6,8	0,71	6,7	1,1	6,9	1,7	3,2	2,3
7,5	0,33	7,4	0,82	6,6	1,4	6,4	1,8	3,6	2,6
7,5	0,65	7,2	1,2	6,4	1,7	5,7	2,0	4,0	3,0
7,4	0,98	6,8	1,6	6,2	2,0	5,3	2,2	4,4	3,2
7,4	1,3	6,5	1,8	6,0	2,2	5,0	2,3	4,7	3,2
7,3	1,5	6,1	1,9	5,7	2,3	4,7	2,4	5,2	3,4
7,1	1,6	5,7	1,9	5,3	2,4	4,5	2,6	5,7	3,5
6,9	1,7	5,4	2,0	5,1	2,4	4,3	2,7	5,9	3,4
6,6	1,8	5,0	2,0	4,8	2,5	4,0	2,9	6,3	3,3
6,2	1,8	4,6	2,0	4,5	2,4	3,8	3,1	6,6	3,1
5,8	1,9	4,3	2,1	4,2	2,4	3,5	3,1	7,0	2,8
5,3	2,0	3,8	2,2	3,8	2,3	3,1	3,0	7,4	2,6
4,8	1,9	3,4	2,2	3,4	2,2	2,8	2,9	7,8	2,3
4,2	1,9	3,2	2,1	3,2	2,0	2,7	2,8	8,1	2,1
3,3	1,8	2,8	1,9	2,8	1,9	2,1	2,5	8,5	1,8
2,4	1,6	2,3	1,7	2,3	1,7	1,4	2,2	8,7	1,5
2,2	1,3	2,1	1,6	2,1	1,6	1,3	1,9	8,5	1,3
1,5	1,2	1,5	1,2	1,5	1,3	0,40	1,5	8,0	1,1
1,1	0,8	1,1	0,90	1,1	1,0	0,20	1,1	6,6	0,65
0,65	0,5	0,64	0,50	0,65	0,65	0	0,70	3,5	0,43
0,15	0,2	0,12	0,10	0,15	0,12	0	0,40	1,5	0,19
0	0	0	0	0	0	0	0,10	0,1	0

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
электрон/ (фотон · МэВ)									
0	0	0,57	0	0,25	0	0	0	0	0
0	0	1,5	0	1,1	0	1,7	0	0	0
0,4	0	2,8	0	2,2	0,01	2,9	0,03	0,08	0
2,7	0	3,9	0	3,2	0,05	4,4	0,06	2,4	0
4,2	0	5,0	0	4,5	0,14	4,6	0,2	3,2	0,05
5,9	0	5,6	0	5,1	0,24	5,1	0,3	3,5	0,15
6,3	0	5,7	0	5,3	0,26	5,4	0,4	3,8	0,2
6,4	0,1	5,8	0	5,4	0,38	5,5	0,5	4,1	0,3
6,4	0,2	5,9	0,18	5,5	0,48	5,6	0,5	4,2	0,4
6,3	0,3	6,0	0,31	5,6	0,71	5,7	0,6	4,4	0,5
6,3	0,4	5,9	0,43	5,7	0,85	5,7	0,7	4,6	0,7

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
6,3	0,5	5,8	0,59	5,7	1,0	5,6	0,8	4,8	0,8
6,3	0,6	5,8	0,75	5,8	1,1	5,6	1,0	5,0	1,1
6,2	0,7	5,7	0,97	5,8	1,2	5,5	1,2	5,1	1,2
6,2	0,8	5,6	1,1	5,7	1,3	5,5	1,4	5,2	1,4
6,2	0,9	5,5	1,3	5,7	1,4	5,4	1,6	5,3	1,6
6,1	1,0	5,3	1,4	5,6	1,6	5,4	1,7	5,2	1,8
5,9	1,2	5,1	1,6	5,4	1,7	5,4	1,9	5,1	2,1
5,7	1,5	4,8	1,7	5,0	1,9	5,3	2,0	5,0	2,3
5,4	1,6	4,5	1,8	4,8	2,0	5,2	2,2	4,8	2,5
5,1	1,7	4,3	1,9	4,4	2,1	4,7	2,2	4,5	2,8
4,7	1,7	3,9	1,9	4,1	2,0	4,3	2,2	4,3	2,8
4,2	1,6	3,6	1,8	3,8	1,9	3,8	2,1	3,8	2,4
3,6	1,6	3,2	1,7	3,4	2,8	3,2	2,0	3,3	1,8
3,1	1,5	2,8	1,5	3,1	1,7	2,7	1,7	3,0	1,5
2,5	1,3	2,3	1,2	2,5	1,5	2,2	1,2	2,5	1,1
2,1	1,1	1,8	0,82	2,1	1,2	1,5	0,7	2,1	0,8
1,6	0,8	1,1	0,41	1,7	0,35	0,6	0,3	1,5	0,3
0,6	0,5	0,11	0,15	0,55	0,09	0,1	0	0,23	0,15
0	0	0	0	0,02	0,01	0	0	0	0

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
электрон/ (фотон · МэВ)									
0,13	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,82	—	1,05	—	1,04	—	0,95	—	1,02	—
2,05	—	1,98	—	1,98	—	1,75	—	1,61	—
2,80	—	2,96	—	2,61	—	2,52	—	2,46	—
3,30	—	3,42	—	3,04	—	2,98	0,06	3,20	—
4,41	—	4,01	0,06	3,50	—	3,44	0,08	3,60	0,05
4,80	—	4,70	0,10	4,01	0,09	4,01	0,09	4,42	0,07
5,21	—	5,32	0,15	4,60	0,10	4,64	0,10	4,96	0,09
6,10	0,07	6,02	0,17	5,26	0,12	5,26	0,12	5,54	0,11
6,60	0,07	6,62	0,20	5,82	0,16	5,80	0,16	6,42	0,18
7,45	0,08	7,04	0,22	6,44	0,19	6,42	0,22	7,02	0,31
7,80	0,20	6,61	0,28	6,96	0,25	7,20	0,31	7,05	0,38
8,52	0,24	7,80	0,36	7,42	0,39	7,50	0,42	7,44	0,49
8,83	0,36	8,18	0,42	7,80	0,53	7,70	0,65	7,46	0,68
8,90	0,57	8,40	0,55	8,02	0,72	7,92	0,80	7,78	0,89
8,70	0,69	8,42	0,69	8,04	0,97	8,04	1,10	7,61	1,20
8,61	0,88	0,40	0,85	8,05	1,21	7,96	1,28	7,58	1,51
8,40	0,93	8,30	1,13	8,04	1,48	7,94	1,55	7,44	1,90
7,82	1,12	8,10	1,51	7,84	1,72	7,82	2,25	7,42	2,20
7,41	1,35	7,84	2,02	7,62	2,11	7,50	2,65	7,20	2,51
7,05	1,47	7,40	2,32	7,38	2,42	7,02	2,76	6,70	2,62
6,46	1,56	6,81	2,42	6,70	2,61	6,42	2,81	6,42	2,69

Продолжение табл. 5.2.

E/E_γ	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
0,251	8,79	-	7,25	0,25	6,62	0,56	6,70	0,88	6,60	1,27
0,218	8,08	-	6,50	0,30	6,21	0,64	6,20	0,96	5,80	1,43
0,185	7,23	-	5,42	0,34	5,68	0,70	4,50	1,05	5,36	1,45
0,152	6,05	-	4,46	0,34	4,25	0,80	4,21	1,08	4,10	1,47
0,118	4,85	-	2,50	0,32	3,44	0,82	3,00	1,08	2,80	1,41
0,085	3,24	-	0,80	0,28	1,69	0,70	1,81	1,04	2,07	1,20
0,052	1,78	-	0,10	0,18	0,85	0,06	0,58	0,95	0,60	0,50
0,019	-	-	-	0,06	0,10	-	-	0,16	-	0,04

E/E_γ	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H

$E_\gamma = 7 \text{ МэВ}, 10^{-3}$

0,950	0,98	-	1,60	-	0,68	-	0,90	-	0,83	-
0,917	2,90	-	2,42	-	3,02	-	1,79	-	1,87	-
0,884	3,82	-	3,02	-	3,69	-	2,80	-	2,96	-
0,850	4,78	-	3,62	-	4,21	-	3,70	-	3,66	-
0,817	5,59	-	4,20	-	5,02	-	4,26	-	4,17	-
0,784	6,02	-	4,80	-	5,44	-	4,98	-	5,05	-
0,750	6,61	-	5,32	-	6,10	-	5,82	-	5,68	-
0,717	7,02	-	5,84	-	6,41	-	6,44	-	6,40	-
0,684	7,40	-	6,42	-	6,82	-	7,22	-	6,98	-
0,651	7,74	-	7,05	-	5,30	-	7,96	-	7,60	0,03
0,617	8,04	-	7,41	-	7,38	0,02	8,64	-	8,51	0,04
0,584	8,38	-	7,98	-	7,84	0,03	9,10	0,01	8,66	0,05
0,551	8,50	-	8,64	-	8,18	0,04	9,42	0,04	9,36	0,06
0,517	8,81	-	9,02	-	8,38	0,06	9,64	0,05	9,72	0,08
0,484	8,98	-	9,38	-	8,62	0,09	9,80	0,06	9,82	0,10
0,451	9,30	-	9,46	-	8,82	0,11	9,76	0,09	9,98	0,12
0,418	9,44	-	9,56	-	8,85	0,15	9,50	0,12	10,7	0,18
0,384	9,61	-	9,58	-	8,96	0,17	9,48	0,20	9,97	0,38
0,351	9,60	-	9,44	-	9,05	0,18	9,36	0,28	9,70	0,58
0,318	9,50	-	8,99	-	8,92	0,20	8,96	0,40	9,44	0,80
0,284	9,35	-	8,58	-	8,80	0,26	8,40	0,52	8,70	1,02
0,251	9,05	-	8,10	-	8,46	0,36	7,81	0,58	8,02	1,36
0,218	8,62	-	7,42	-	8,40	0,52	7,20	0,70	7,04	1,47
0,184	7,90	-	6,80	-	7,99	0,64	6,50	0,84	6,24	1,45
0,151	7,24	-	6,07	-	7,30	0,64	5,80	0,96	5,21	1,36
0,118	6,30	-	5,40	-	6,46	0,61	5,05	0,96	4,05	1,30
0,085	4,58	-	4,20	-	5,18	0,47	4,10	0,88	2,80	1,15
0,051	2,41	-	2,58	-	3,40	0,19	2,30	0,45	1,20	0,34
0,018	0,10	-	0,24	-	0,40	-	0,02	0,03	-	-

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
5,81	1,60	6,05	2,35	6,38	2,55	5,96	2,72	5,99	2,70
5,51	1,59	5,50	2,12	5,50	2,44	5,32	2,63	5,40	2,65
4,70	1,56	4,40	1,90	4,80	2,12	4,66	2,40	4,81	2,44
3,93	1,41	3,50	1,60	3,91	1,73	3,84	2,21	4,04	2,15
2,81	1,15	2,44	1,21	3,02	1,29	2,80	1,80	3,16	1,71
1,84	0,51	1,30	0,72	1,80	1,31	1,62	1,11	2,26	1,25
0,98	0,11	0,40	0,09	0,65	0,40	0,40	0,35	1,02	0,63
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H

электрон/ (фотон · МэВ)

0,85	-	0,80	-	1,05	-	1,02	-	0,78	-
2,02	-	0,22	-	1,86	-	1,60	-	1,61	-
2,84	-	3,04	-	2,40	-	2,51	-	2,22	-
3,80	-	3,78	-	3,26	-	3,46	-	3,30	-
4,40	-	4,60	-	4,08	-	4,20	-	4,01	-
5,04	-	5,06	-	4,80	-	5,21	-	5,04	0,03
5,81	-	5,99	-	5,42	-	5,80	-	5,84	0,05
6,60	-	6,64	0,03	6,33	-	6,62	-	6,60	0,11
7,19	0,03	7,16	0,07	7,12	0,01	7,30	0,02	7,40	0,19
7,96	0,07	8,02	0,09	7,62	0,07	7,80	0,11	8,02	0,25
8,41	0,09	8,52	0,11	8,25	0,11	8,30	0,21	8,92	0,38
9,04	0,11	9,06	0,13	8,84	0,23	8,80	0,35	9,20	0,51
9,66	0,14	9,74	0,17	9,34	0,36	9,08	0,55	9,41	0,70
10,1	0,20	10,1	0,32	9,60	0,57	9,22	0,71	9,50	0,86
10,3	0,25	10,4	0,57	9,91	0,73	9,25	0,92	9,50	1,05
10,4	0,41	10,5	0,80	10,1	0,90	9,16	1,10	9,50	1,25
10,5	0,55	10,6	1,06	9,78	1,05	8,93	1,26	9,34	1,40
10,4	0,71	10,5	1,26	9,60	1,25	8,84	1,48	9,01	1,65
9,98	0,91	10,1	1,48	9,25	1,45	8,76	1,65	8,72	1,95
9,91	1,15	9,40	1,71	8,61	1,60	8,46	1,86	8,32	2,15
8,62	1,32	8,48	1,88	8,20	1,75	8,30	2,01	7,80	2,75
7,73	1,45	7,60	1,95	7,43	1,87	7,82	1,13	7,25	2,80
6,90	1,65	6,82	1,98	6,61	1,91	7,12	2,16	6,61	2,80
5,80	1,74	5,80	1,90	7,50	1,98	6,42	2,15	5,82	2,35
4,64	1,76	4,58	1,71	6,50	2,01	5,56	2,10	4,92	2,20
3,62	1,65	3,61	1,42	3,30	1,99	4,41	1,90	3,80	1,82
2,16	1,25	2,30	0,85	2,04	1,74	3,40	1,55	2,63	1,40
1,04	0,35	1,04	0,39	0,82	0,49	2,05	0,90	1,20	0,95
-	-	-	0,07	0,03	-	-	-	-	-

E/E_γ	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
									$E_\gamma = 10 \text{ МэВ}, 10^{-3}$	
0,983	0,06	—	0,16	—	0,41	—	0,07	—	0,05	—
0,950	1,26	—	1,28	—	1,30	—	1,06	—	0,99	—
0,917	2,15	—	2,04	—	2,03	—	2,22	—	1,83	—
0,883	2,81	—	2,31	—	2,81	—	3,10	—	2,71	—
0,850	3,42	—	2,98	—	3,72	—	4,16	—	3,44	—
0,817	3,90	—	3,48	—	4,22	—	4,96	—	4,20	—
0,784	4,45	—	4,22	—	5,06	—	4,68	—	5,05	—
0,750	4,90	—	4,96	—	5,48	—	6,44	—	6,02	—
0,717	5,40	—	5,62	—	6,24	—	7,24	—	6,82	—
0,684	5,95	—	6,40	—	6,92	—	7,90	—	7,68	—
0,650	6,39	—	6,84	—	7,44	—	8,62	—	8,43	—
0,617	6,80	—	7,40	—	8,46	—	9,41	—	9,02	—
0,584	7,05	—	8,02	—	8,81	—	9,98	—	9,60	—
0,550	7,40	—	8,61	—	9,35	—	10,5	—	10,2	0,05
0,517	7,68	—	9,16	—	9,76	—	11,0	0,01	10,8	0,07
0,484	8,12	—	9,50	—	10,1	—	11,2	0,09	11,2	0,09
0,450	8,20	—	9,82	—	10,4	—	11,3	0,06	11,4	0,1
0,417	8,26	—	9,96	—	10,5	0,01	11,4	0,08	11,6	0,16
0,384	8,38	—	9,92	—	10,6	0,02	11,4	0,10	11,6	0,24
0,351	8,49	—	9,62	—	10,7	0,07	11,2	0,16	11,6	0,38
0,317	8,50	—	9,59	—	10,7	0,12	10,9	0,21	11,5	0,53
0,284	8,45	—	9,25	—	10,6	0,16	10,5	0,28	11,1	0,65
0,251	8,38	—	8,98	—	10,6	0,22	9,92	0,39	10,1	0,82
0,217	8,21	—	8,42	—	10,5	0,29	9,12	0,56	9,38	1,11
0,184	7,92	—	7,61	—	10,1	0,41	8,24	0,73	8,60	1,25
0,151	7,31	—	6,0	—	9,75	0,46	7,04	0,99	7,46	1,33
0,116	6,48	—	6,37	—	8,84	0,58	5,80	1,13	6,21	1,32
0,084	4,47	—	4,78	—	4,72	0,58	4,40	0,88	4,30	0,95
0,051	2,74	—	2,28	—	1,27	0,26	2,08	0,53	1,96	0,61
0,018	0,13	—	0,01	—	—	0,05	0,02	0,02	—	—

живанием расчетных гистограмм так, что

$$\int_{E_{гр}}^{E_\gamma} N_B(n)(E) dE = \eta_B(n)$$

с погрешностью $0,05\eta_B(n)$. В большинстве расчетов учитывался фотоэффект только на *K*- и *L*-оболочках, а вкладом оже-электронов пренебрегали. Соответствующие пики в спектрах четко прослеживаются, и это обстоятельство подчеркивает эффективность расчета. С ростом энергии, а следовательно, с уменьшением относительного вклада фотоэффекта

Cd		Gd		Ta		Bi		U	
N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H	N_B	N_H
электрон/ (фотон · МэВ)									
0,05	—	—	—	0,04	—	0,07	—	0,11	—
0,98	—	0,62	—	0,42	—	0,96	—	0,67	—
1,78	—	1,56	—	1,38	—	1,44	—	1,12	—
2,58	—	2,46	—	2,24	—	2,40	—	1,82	—
3,30	—	3,51	—	3,20	—	3,64	—	2,64	—
4,40	—	4,74	—	4,41	—	4,72	—	3,60	—
5,30	—	5,62	—	5,20	—	5,70	—	4,81	—
6,02	—	6,58	—	6,02	—	6,81	—	5,98	—
6,82	—	7,40	—	7,04	—	7,96	—	7,42	—
7,76	—	8,31	—	7,98	—	9,02	—	8,62	—
8,64	—	9,04	—	8,82	—	9,98	0,09	9,62	—
9,62	0,04	9,98	—	9,98	—	10,8	0,09	10,6	—
10,2	0,05	10,8	—	10,8	0,04	11,6	0,11	11,1	—
10,5	0,06	11,5	0,09	11,9	0,08	12,1	0,12	11,6	0,11
10,9	0,09	12,1	0,15	12,2	0,18	12,3	0,23	11,9	0,24
11,1	0,10	12,2	0,23	12,4	0,27	12,2	0,32	12,1	0,32
11,2	0,15	12,1	0,35	12,5	0,49	12,2	0,55	12,2	0,44
11,3	0,20	11,9	0,52	12,4	0,65	12,2	0,61	12,2	0,81
11,2	0,35	11,6	0,65	12,4	0,82	12,1	0,79	11,8	1,18
11,1	0,52	11,1	0,81	12,1	1,05	11,8	1,05	11,4	1,42
10,8	0,71	10,7	1,08	11,8	1,45	11,4	1,40	11,3	1,82
10,4	0,92	10,1	1,28	11,2	2,25	10,8	2,15	10,4	2,16
9,94	1,05	9,42	1,62	10,4	2,95	9,94	2,59	9,58	2,38
9,06	1,15	8,56	2,05	9,21	3,20	9,05	2,61	8,60	2,42
8,02	1,32	7,40	2,23	7,98	2,79	8,30	2,62	7,38	2,43
7,14	1,51	6,16	2,29	6,50	2,26	7,04	2,55	6,02	2,36
5,98	1,69	4,40	1,81	5,01	1,71	5,65	2,25	4,50	2,02
4,40	1,45	3,05	1,39	3,32	1,13	3,91	1,72	3,02	1,46
1,82	0,65	1,58	0,78	0,80	0,41	1,40	0,70	0,65	0,78
—	0,05	—	—	—	—	—	0,06	0,06	0,06

энергетические спектры утрачивают тонкую структуру и в случае выхода вперед становятся практически симметричными (рис. 5.3, а); а спектры назад, как видно из рис. 5.3, б, подобны по форме для разных Z . Это обусловлено тем, что доминирующим при образовании вторичных электронов при больших E_γ является процесс рождения электронно-позитронных пар. При разной толщине мишеней форма распределений практически не меняется, за исключением значения толщины, значительно меньше равновесной, когда спектр имеет вид, близкий к исходному энергетическому распределению электронно-позитронных пар (рис. 5.4). В случае изотропного падения фотонов на мишень энерги-

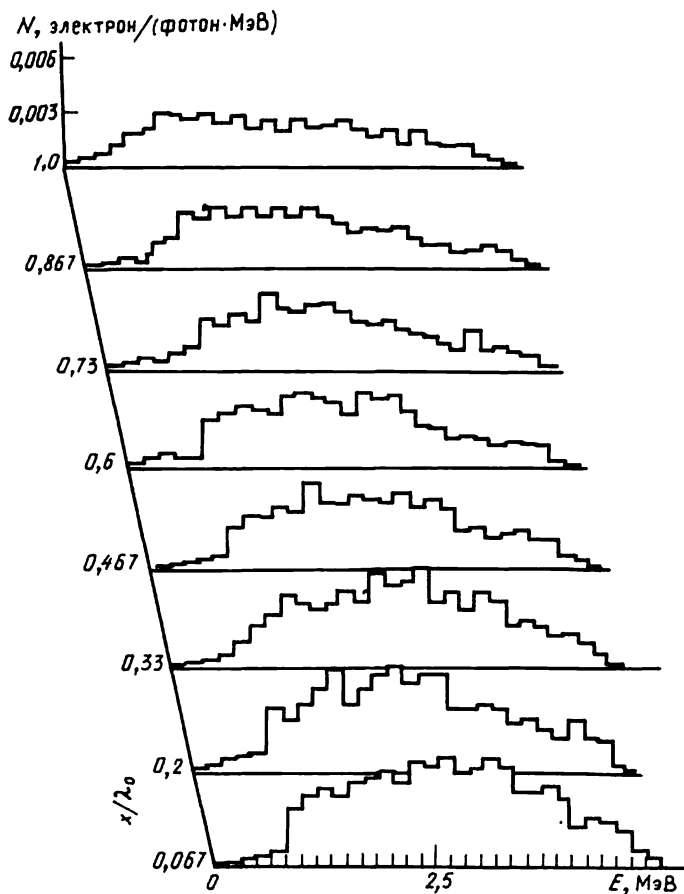


Рис. 5.4. Энергетические спектры вторичных электронов, выходящих из Pb-мишени при $E_\gamma = 5$ МэВ, толщина мишени выражена в единицах $\lambda_0 = 23,6$ г/см²

ческие спектры несколько уширяются, и изменяется соотношение между пиками, обусловленными фотоэффектом на различных оболочках.

При нормальном падении фотонов на мишени равновесной толщины многократное рассеяние, как было показано в § 4.2, искажает в той или иной степени начальное угловое распределение вторичных электронов. Так, электроны, выходящие вперед из мишеней с малым и средним Z , имеют угловое распределение, отличающееся от диффузного (рис. 5.5). Отметим, что хотя угловое распределение электронов, выходящих назад, практически всегда близко к диффузному $N_H(\theta) \sim \cos\theta$, поскольку формируется электронами, испытавшими, как правило, большое число рассеяний на малые углы, трудно по расчетным гистограммам, как вид-

Рис. 5.5. Нормированные угловые распределения вторичных электронов:

сплошные линии – аппроксимирующие функции из табл. 5.3; пунктирные линии – $\cos^2 \theta$

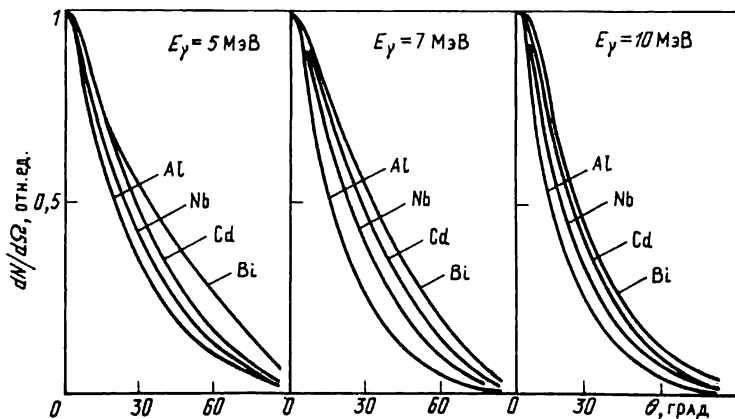
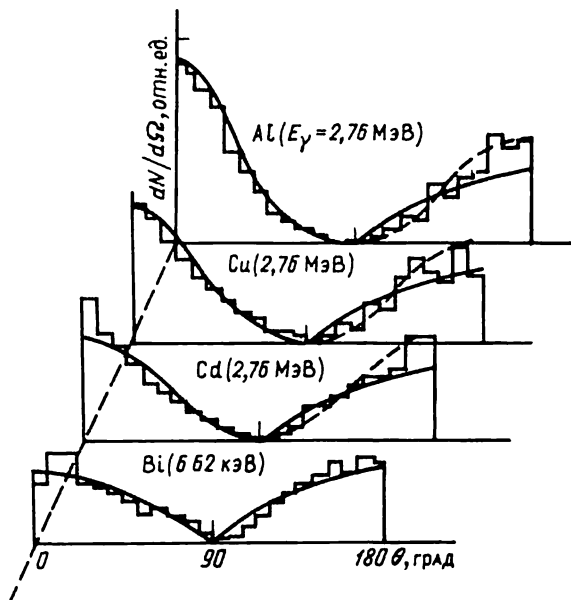


Рис. 5.6. Угловые распределения вторичных электронов, выходящих вперед из Al-, Nb-, Cd- и Bi-мишеней при нормальном падении фотонов с разной энергией по результатам расчета по программе SGETRCON

но из рис. 5.5, сделать однозначный выбор между аппроксимирующими функциями $\cos^2 \theta$ и $\cos \theta$. Показатели степени n при аппроксимации угловых распределений вторичных электронов $N_B(\theta)$ и $N_H(\theta)$ функциями вида $\cos^n \theta$ приводятся в табл. 5.3 (графы в и н соответственно) для энергии падающих фотонов меньше 3 МэВ.

Таблица 5.3. Аппроксимация угловых распределений функциями $\cos^n \theta$

E_γ , МэВ	Al		Cu		Cd		Bi		E_γ , МэВ	Al		Cu		Cd		Bi	
	в	н	в	н	в	н	в	н		в	н	в	н	в	н	в	н
0,1	1	1	1	1	1	1	1	1	0,662	2	1	2	1	1	1	1	1
0,2	1	1	1	1	1	1	1	1	1,25	3	1	2	1	2	1	1	1
0,412	2	1	1	1	1	1	1	1	2,76	4	2	3	1	2	1	2	1

Для $E_\gamma > 3$ МэВ угловые распределения $N_B(\theta)$ становятся существенно анизотропными, и представление их в виде разложения по полиномам Лежандра неудобно, так как оно содержит слишком много членов. Поэтому они приводятся в графической форме (рис. 5.6). В случае изотропного падения фотонов угловые распределения вторичных электронов близки к косинусоидальным.

5.3. Интегральные характеристики вторичных электронов ($E_\gamma > 0,1$ МэВ)

Под интегральными характеристиками мы понимаем здесь выходы вперед η_B , назад η_H и полные $\eta = \eta_B + \eta_H$, а также средние углы вылета $\bar{\theta}_B(n)$ и средние энергии $\bar{E}_B(n)$ вторичных электронов. Значения $\eta_B(n), \bar{\theta}_B(n)$ и $\bar{E}_B(n)$ для ряда элементов и случаев нормального и изотропного падения приведены в табл. 5.4—5.7. Погрешность значений $\eta_B(n)$ в этих таблицах составляет около 5%, а $\bar{\theta}_B(n)$ и $\bar{E}_B(n)$ — 15%. Функции $\eta_B(n)(Z, E_\gamma)$ и $\eta(Z, E_\gamma)$ аппроксимируются гладкими кривыми, что позволяет проводить надежную интерполяцию во всем рассматриваемом диапазоне энергий фотонов и Z . Определенную осторожность необходимо соблюдать лишь при интерполяции значений выходов при $E_\gamma \gtrsim 100$ кэВ для $Z > 87$, т.е. вблизи скачков сечений фотопоглощения. Как видно из табл. 5.6, зависимости $\bar{E}_B(n)(E_\gamma)$ для средних и больших Z практически совпадают. Лишь в области $Z < 29$ заметна слабая зависимость от Z для $E_\gamma < 1,0$ МэВ, причем она сильнее выражена для $E_H(E_\gamma)$, что связано с большей анизотропией многократного рассеяния вторичных электронов. При $Z > 29$ для аппроксимации зависимости $\bar{E}_B(E_\gamma)$ можно с погрешностью около 10% использовать эмпирическое соотношение $\bar{E}_B = 0,55E_\gamma^{0,94}$. Для аппроксимации зависимости $E_H(E_\gamma)$ предлагаются следующие эмпирические формулы:

$$\bar{E}_H = \begin{cases} 0,45E_\gamma^{0,85}, & E_\gamma \leq 2 \text{ МэВ}; \\ 0,50E_\gamma^{0,69}, & E_\gamma > 2 \text{ МэВ}. \end{cases} \quad (5.1)$$

Как следует из табл. 5.6, для $Z > 29$ значения $\bar{\theta}_B(n)$ не зависят в преде-

Таблица 5.4. Значения выходов $\eta_{\text{В}}(\text{H})$ при нормальном падении фотонов на мишень, 10^{-3} электрон/фотон

E_{γ} , МэВ	C		Al		Ti		Cu		Nb	
	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}
0,1	0,058	0,02	0,127	0,035	0,57	0,229	1,16	0,616	2,21	1,63
0,2	0,350	0,013	0,310	0,031	0,49	0,122	0,71	0,235	1,49	0,694
0,412	1,63	0,054	1,30	0,103	1,19	0,179	1,14	0,259	1,48	0,417
0,662	3,57	0,098	2,89	0,235	2,51	0,379	2,34	0,442	2,21	0,648
1,25	9,30	0,189	6,85	0,445	6,00	0,670	5,43	0,854	4,81	1,08
2,0	15,0	0,272	12,0	0,520	9,63	0,781	9,37	1,24	8,04	1,47
2,76	21,0	0,206	15,0	0,589	13,0	0,876	13,0	1,42	11,2	1,86
5,0	34,6	0,100	29,5	0,432	28,2	1,09	27,5	1,75	26,5	2,57
7,0	45,6	0,116	42,1	0,270	44,0	1,05	42,9	1,67	42,4	2,90
10,0	59,4	0,113	63,4	0,384	67,3	1,00	68,6	1,95	71,4	3,20

E_{γ} , МэВ	Cd		Gd		Ta		Bi		U	
	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}
0,1	3,31	2,31	4,80	3,30	4,73	3,61	3,12	2,34	4,50	3,13
0,2	2,21	1,13	3,54	2,17	4,10	2,53	6,64	4,81	7,24	5,82
0,412	1,82	0,63	2,81	1,28	3,66	1,66	4,36	2,33	5,17	2,84
0,662	2,32	0,71	2,86	1,16	3,52	1,40	4,11	1,90	4,79	2,35
1,25	4,61	1,11	4,51	1,44	4,78	1,71	5,10	1,93	5,33	2,16
2,0	6,99	1,47	7,18	1,79	6,32	1,70	6,58	1,75	6,80	2,22
2,76	11,6	1,85	10,9	2,34	10,6	2,61	10,5	2,86	9,28	2,73
5,0	26,5	3,00	26,0	3,70	24,4	4,30	24,4	4,83	24,1	5,00
7,0	43,3	3,83	41,8	4,53	41,7	5,10	40,0	6,50	41,7	6,72
10,0	71,6	3,90	71,3	5,84	71,7	6,00	75,9	7,42	73,2	7,94

Таблица 5.5. Значения выходов $\eta_{\text{В}}(\text{H})$ при изотропном падении фотонов на мишень, 10^{-3} электрон/фотон

E_{γ} , МэВ	Al		Cu		Cd		Ta		U	
	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}	$\eta_{\text{В}}$	η_{H}
0,1	0,487	0,429	4,95	5,49	12,8	17,4	12,6	21,0	14,1	21,2
0,412	3,66	3,62	3,38	4,18	5,95	6,18	11,6	13,8	16,0	21,2
0,662	7,51	7,33	6,34	6,54	7,34	8,60	10,8	11,7	13,6	18,5
1,25	15,6	12,8	13,2	12,4	12,3	11,3	13,7	15,5	14,6	19,0
2,76	36,2	22,2	27,2	23,0	27,6	24,0	19,4	27,6	18,7	25,1

лах погрешности расчета от атомного номера мишени. Зависимость $\bar{\eta}_{\text{В}}(E_{\gamma})$ является монотонной, что указывает на возрастающую анизотропию углового распределения. Действительно, при косинусоидальном законе распределения $\bar{\theta}_{\text{В}} = 45^{\circ}$, при переходе к распределениям $N_{\text{В}}(\theta) \sim$

Таблица 5.6. Значения средней \bar{E}_B (н), МэВ, и среднего угла $\bar{\theta}_B$ (н), град, вторичных электронов при нормальном падении фотонов на мишень

E_γ , МэВ	C				Al				Ti			
	E_B	E_H	θ_B	θ_H	E_B	E_H	θ_B	θ_H	E_B	E_H	θ_B	θ_H
0,1	0,062	0,057	36	127	0,057	0,064	44	136	0,068	0,064	49	137
0,412	0,141	0,075	38	140	0,150	0,096	41	138	0,164	0,146	45	140
0,662	0,269	0,148	36	145	0,278	0,169	40	139	0,285	0,208	43	140
1,25	0,544	0,242	36	144	0,600	0,316	37	140	0,615	0,376	41	135
2,76	1,263	0,461	33	148	1,395	0,631	35	141	1,400	0,710	38	138
3,0	1,592	0,772	30	137	1,521	0,666	36	137	1,535	0,717	38	138
5,0	2,304	0,787	30	136	2,321	0,854	36	142	2,410	1,070	35	141
7,0	3,087	0,789	28	141	3,173	0,907	33	136	3,190	1,297	34	140
10,0	4,253	1,088	26	137	4,294	1,372	30	141	4,312	1,415	33	140

E_γ , МэВ	Cu				Ta				U			
	E_B	E_H	θ_B	θ_H	E_B	E_H	θ_B	θ_H	E_B	E_H	θ_B	θ_H
0,1	0,069	0,064	48	137	0,048	0,048	53	137	0,072	0,073	54	140
0,412	0,182	0,140	44	137	0,261	0,226	48	139	0,248	0,210	51	137
0,662	0,298	0,220	43	139	0,402	0,338	46	139	0,413	0,370	50	140
1,25	0,643	0,394	39	140	0,709	0,555	44	140	0,766	0,524	46	140
2,76	1,497	0,793	38	141	1,457	1,034	42	139	1,302	0,896	46	136
5,0	2,412	1,210	36	139	2,333	1,441	40	139	2,346	1,435	41	140
7,0	3,236	1,396	35	140	3,225	1,818	39	137	3,226	1,909	40	140
10,0	4,401	1,766	33	140	4,450	2,130	38	138	4,471	2,377	39	139

Таблица 5.7. Значения средних энергий \bar{E}_B (н), МэВ, и средних углов $\bar{\theta}_B$ (н), град, вторичных электронов при изотропном падении фотонов на мишень

E_γ , МэВ	Al				Cu				Cd			
	E_B	E_H	θ_B	θ_H	E_B	E_H	θ_B	θ_H	E_B	E_H	θ_B	θ_H
0,1	0,060	0,064	47	133	0,067	0,071	48	137	0,060	0,060	49	139
0,412	0,136	0,131	46	133	0,175	0,171	47	138	0,236	0,216	49	136
0,662	0,289	0,235	46	134	0,277	0,269	46	136	0,315	0,294	48	133
1,25	0,528	0,484	46	135	0,581	0,543	46	136	0,582	0,576	44	134
2,76	1,181	1,159	44	133	1,267	1,202	45	133	1,271	1,220	45	136

E_γ , МэВ	Ta				U			
	E_B	E_H	θ_B	θ_H	E_B	E_H	θ_B	θ_H
0,1	0,049	0,047	52	137	0,065	0,068	51	136
0,412	0,262	0,254	48	136	0,232	0,228	49	136
0,662	0,383	0,366	46	138	0,386	0,392	48	137
1,25	0,660	0,641	48	137	0,707	0,678	47	137
2,76	1,297	1,216	46	137	1,283	1,206	47	136

$\sim \cos^2 \theta$ и $\sim \cos^3 \theta$ средний угол вылета должен быть около 38 и 34° соответственно. Значения θ_n практически не зависят от E_γ и приближенно соответствуют распределению $N_n(\theta) \sim \cos \theta$. Это еще раз подтверждает, что траектории вторичных электронов, вылетающих из мишени под углами $90 < \theta < 180^\circ$, формируются в результате постепенного "разворота" в процессе многократного рассеяния.

5.4. Характеристики вторичных электронов, эмиттируемых под действием фотонов с энергией от 20 до 100 кэВ

Изучение выходов вторичных электронов при $E_\gamma < 100$ кэВ сопряжено с определенными трудностями как экспериментального, так и теоретического плана. Прежде всего следует отметить большое количество источников вторичных электронов (*K*-, *L*- и *M*-фотоэлектроны, оже- и комптоновские электроны), вклады которых в суммарный выход сопоставимы.

Начальный угол электронов, образующихся при некогерентном рассеянии фотонов, разыгрывался из сечения Томсона с последующим отбором в соответствии со значением множителя $S(q, Z) [1 + k(1 - \cos \theta_0)]^{-2}$, где $S(q, Z)$ — функция некогерентного рассеяния (см. § 1.2), которая для удобства розыгрыша аппроксимировалась полиномами. Начальный угол фотоэлектронов разыгрывался из распределения (1.10). Среднюю энергию оже-электронов определяли по соотношению из § 1.3, а вероятность их образования — по формуле (1.34), причем зависимость относительной вероятности *KLX* и *KXY* переходов от атомного номера мишени аппроксимировалась выражениями

$$\begin{aligned} w_{KLX}/w_{KLL} &\approx 0,1 + 6,25 \cdot 10^{-3} Z ; \quad w_{KXY}/w_{KLL} \approx \\ &\approx 0,02 + 10^{-3} Z . \end{aligned} \quad (5.2)$$

Прослеживание вторичных электронов проводилось по схеме полных траекторий (см. § 2.4) в рамках модели непрерывного замедления с логарифмическим шагом по энергии. Потери на каждом шаге вычисляли по нерелятивистской формуле Бете. Группировка столкновений применялась лишь для электронно-электронных соударений, а все упругие акты рассеяния на ядрах рассматривались отдельно с использованием сечения Резерфорда с параметром экранирования $\kappa = 3,78 \cdot 10^{-3} Z^{2/3} E_0^{-1}$. Использование схемы полных траекторий позволило уменьшить дисперсию расчетов и одновременно получать информацию о выходах, средних энергиях и пространственно-энергетических характеристиках быстрых вторичных электронов для мишеней различной толщины [111, 112].

Рассчитанные значения выходов вперед и назад для материалов с *Z* от 13 до 79 приведены в табл. 5.8 и 5.9. Статистическая погрешность этих результатов не превышает 3%. Анализ зависимостей выходов от *Z* и E_γ

Таблица 5.8. Выход вторичных электронов вперед при $E\gamma \leq 100$ кэВ,
 10^{-3} электрон/фотон

Z	Энергия квантов, кэВ								
	20	30	40	50	60	70	80	90	100
13	0,620	0,440	0,290	0,194	0,147	0,119	0,116	0,106	0,118
22	2,630	1,820	1,290	1,170	0,980	0,830	0,730	0,670	0,600
29	3,91	2,97	2,48	2,15	1,87	1,65	1,45	1,30	1,14
32	4,21	3,43	2,93	2,54	2,35	2,08	1,85	1,65	1,53
34	4,38	3,73	3,20	2,83	2,59	2,35	2,11	1,90	1,79
42 K	$\begin{matrix} 4,72 \\ 1,84 \end{matrix}$	4,48	4,19	3,92	3,73	3,51	3,22	3,02	3,06
47	3,03	4,68	4,56	4,49	4,35	4,13	3,84	3,64	3,46
48	3,25	4,71	4,61	4,58	4,46	4,23	3,95	3,72	3,57
57	5,43	3,72	4,78	5,00	5,06	4,83	4,45	4,22	4,47
64	7,10	5,17	4,10	5,12	5,12	4,97	4,53	4,28	4,88
69	8,31	6,25	4,77	4,18	$\begin{matrix} 5,04 \\ 4,10 \end{matrix}$	4,95	4,49	4,21	5,07
73	9,33	7,12	5,33	4,66	4,38	4,87	4,38	4,10	5,16
79	10,86	8,30	6,25	5,47	4,72	4,30	4,00	4,75	5,26

Таблица 5.9. Выход вторичных электронов назад при $E\gamma \leq 100$ кэВ,
 10^{-3} электрон/фотон

Z	Энергия квантов, кэВ								
	20	30	40	50	60	70	80	90	100
13	0,330	0,220	0,146	0,080	0,055	0,040	0,039	0,020	0,025
22	1,76	1,10	0,790	0,560	0,490	0,450	0,360	0,280	0,170
29	3,37	1,97	1,45	1,18	1,03	0,870	0,720	0,600	0,510
32	3,88	2,42	1,82	1,49	1,27	1,12	0,940	0,800	0,750
34	4,14	2,75	2,07	1,70	1,43	1,27	1,09	0,950	0,900
42 K	$\begin{matrix} 4,70 \\ 1,84 \end{matrix}$	3,95	3,14	2,49	2,05	1,87	1,67	1,52	1,68
47	2,83	4,58	3,65	2,88	2,38	2,16	1,99	1,83	2,19
48	3,03	4,66	3,75	2,95	2,44	2,21	2,04	1,81	2,29
57	4,95	3,61	4,28	3,35	2,86	2,59	2,38	2,35	3,05
64	6,70	4,73	3,50	3,43	3,04	2,70	2,49	2,62	3,42
69	7,95	5,51	4,04	2,88	$\begin{matrix} 3,12 \\ 2,64 \end{matrix}$	2,69	2,48	2,71	3,51
73	8,90	6,17	4,47	3,27	2,74	2,68	2,46	2,74	3,53
79	10,46	7,12	5,18	3,88	3,00	2,58	2,38	2,74	3,52

дан в § 4.1. Отметим, что положение минимума в зависимостях $\eta(E\gamma)$ хорошо описывается эмпирическим выражением $E_{\gamma}^{\text{мин}} \approx (8,8 \pm 0,12)Z$, где $E_{\gamma}^{\text{мин}}$ выражено в кэВ. Существенно, что положение этого минимума

Рис. 5.7. Зависимость приведенного выхода от относительной толщины мишеней:

○ — Al; ▽ — Cu; △ — Ag; □ — Au; числа у точек — соответствующие энергии фотонов, кэВ

заметно сдвинуто в сторону больших энергий от значения E_γ , при котором $\sigma_{нк} = \sigma_\phi$. Так, $\sigma_{нк}/\sigma_\phi \approx 10$ при $E_\gamma = 100$ кэВ для $Z = 13$, что объясняется малой средней энергией комптоновских электронов по сравнению с энергией фотоэлектронов. Особый интерес представляют результаты, полученные при энергиях фотонов вблизи K -скачка фотопоглощения. В этом случае, как видно из таблиц, функция $\eta = \eta(E_\gamma)$ также изменяется скачкообразно. Непосредственно за K -краем поглощения энергия K -фотоэлектронов $E_K = 0$, и значения выходов определяются лишь L -фотоэлектронами, а также оже-электронами, энергию которых можно в первом приближении считать равной энергии связи на K -оболочке. Поэтому относительный скачок $\Delta\eta/\eta$ может быть оценен согласно выражению

$$\Delta\eta/\eta = (\eta_+ - \eta_-)/\eta_- = W(\sigma_+ - \sigma_-)/\sigma_-, \quad (5.3)$$

где η_+ ($-$) и σ_+ ($-$) — выход вторичных электронов и сечение фотоэффекта непосредственно за и перед K -краем поглощения; W вычисляется по формуле (1.34). Для Ag отсюда получается $\Delta\eta/\eta \approx 1$, что хорошо согласуется с экспериментальными и расчетными данными. С ростом Z значение W уменьшается, и для Au $\Delta\eta/\eta \approx 0,098$.

Одновременно с расчетом выходов в программе определялись средние энергии вторичных электронов, вылетающих из мишени вперед и назад, которые, как показал анализ результатов, связаны со средней энергией \bar{E}_0 источников электронов соотношением $\bar{E}_v(N)/\bar{E}_0 \approx a E_\gamma^b$, где E_γ — в кэВ и для выхода вперед $b = 0,156$, $a = 0,438 \pm 0,043$, а для выхода назад $b = 0,129$, $a = 0,442 \pm 0,055$.

Приведенные выше результаты относятся к мишеням равновесной толщины, для которых плотность потока вторичных электронов максимальна. Для количественной интерпретации зависимости характеристик вторичных электронов от толщины мишеней удобно пользоваться пространственным параметром $\delta_e^{B(N)} = \eta_v(N)/\Sigma$. Этот параметр имеет размерность длины и может быть интерпретирован как средняя проекция

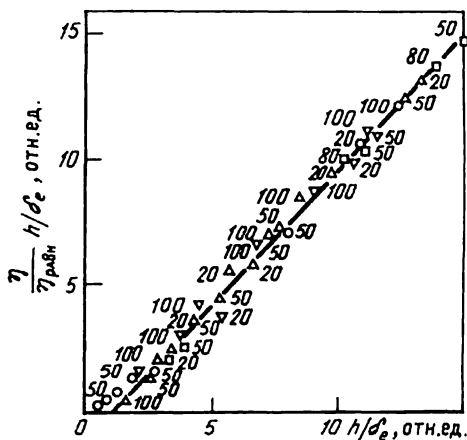


Таблица 5.10. Спектры вторичных электронов $N_B(E)$, выходящих из мишеней равновесной толщины под действием фотонов разной энергии, 10^{-5} электрон/(фотон · кэВ)

E/E_γ	Al	Cu	Ag	Au				
$E_\gamma = 20$ кэВ								
0,983	0,0592	0,0295	0,11	0,0303	0,509	0,141	12,38	5,74
0,950	0,418	0,139	1,44	0,963	0,486	0,282	8,83	7,40
0,883	0,844	0,296	1,23	0,979	0,451	0,212	6,58	6,74
0,850	0,715	0,308	1,15	0,985	2,89	1,55	5,57	5,51
0,784	0,611	0,292	1,07	1,04	5,09	3,88	4,84	4,94
0,718	0,588	0,297	0,989	0,816	4,07	4,09	4,64	4,74
0,684	0,579	0,311	0,819	0,732	3,25	3,24	4,46	4,63
0,618	0,490	0,289	0,790	0,609	2,60	2,96	4,43	4,76
0,585	0,360	0,229	0,620	0,545	2,08	2,05	4,42	4,74
0,518	0,328	0,215	6,697	3,760	1,91	1,90	4,41	4,75
0,485	0,304	0,194	5,670	4,350	1,33	1,69	4,49	5,01
0,419	0,235	0,150	3,803	3,342	1,04	1,27	4,87	5,51
0,385	0,175	0,114	4,090	3,369	0,809	0,845	10,75	10,92
0,319	0,158	0,110	3,926	4,386	0,636	0,706	9,14	8,81
0,286	0,157	0,108	2,760	3,030	0,463	0,564	10,55	10,69
0,219	0,0684	0,535	2,000	2,085	0,347	0,423	4,074	4,76
0,186	0,0579	0,0415	1,037	1,162	1,04	1,13	2,343	2,65
0,120	0,0455	0,0305	0,629	0,673	0,868	0,988	1,204	1,43
0,086	0,0117	0,0112	0,236	0,243	0,289	0,352	0,560	0,683
0,053	0,0102	0,0112	0,015	0,012	0,012	0,001	0,054	0,033
$E_\gamma = 50$ кэВ								
0,983	0,811	0,0108	2,42	0,281	0,543	0,113	25,30	5,84
0,950	1,099	0,183	2,13	0,442	2,94	0,080	18,40	10,00
0,917	1,066	0,271	1,98	0,566	12,36	2,84	14,5	9,96
0,883	0,969	0,266	1,94	0,576	11,24	3,22	12,30	10,10
0,850	0,928	0,288	1,59	0,520	8,43	3,85	10,20	9,59
0,817	0,865	0,317	16,62	2,88	7,69	3,90	8,02	7,43
0,784	0,762	0,282	14,93	3,32	7,52	3,60	7,83	5,95
0,751	0,711	0,292	12,22	3,97	6,78	2,69	20,50	9,79
0,718	0,659	0,322	10,69	4,34	5,84	2,64	31,03	14,8
0,684	0,555	0,291	10,08	4,61	5,68	2,95	29,90	15,9
0,661	0,532	0,286	8,69	4,57	5,11	2,19	24,40	13,5
0,618	0,509	0,273	8,01	4,76	4,15	1,31	19,50	13,9
0,585	0,423	0,246	7,33	4,67	3,53	1,28	15,70	13,1
0,552	0,390	0,220	6,28	4,05	3,16	1,06	14,60	9,94
0,518	0,376	0,209	5,72	3,35	2,20	0,82	11,68	7,97
0,485	0,305	0,180	5,24	3,15	40,86	16,19	9,99	8,01
0,452	0,275	0,153	4,08	2,66	31,90	18,76	8,42	7,77
0,419	0,219	0,147	3,75	2,69	21,90	16,01	6,29	6,41
0,385	0,200	0,145	3,00	2,20	20,00	14,50	5,86	5,97
0,352	0,192	0,125	2,15	1,97	14,50	11,90	4,01	4,24
0,319	0,129	0,089	1,56	1,65	10,70	8,58	3,53	3,65
0,286	0,128	0,088	1,32	1,41	9,81	8,13	3,11	3,26
0,253	0,106	0,068	1,21	0,953	6,36	6,71	2,48	2,00
0,219	0,071	0,050	0,88	0,66	4,86	4,43	1,50	1,01

Продолжение табл. 5.10

E/E_γ	Al		Cu		Ag		Au	
0,186	0,060	0,050	0,66	0,59	4,03	3,57	1,01	1,00
0,153	0,120	0,093	1,92	1,43	2,89	1,93	2,13	2,00
0,120	0,182	0,123	0,90	0,73	1,51	1,44	5,01	4,32
0,086	0,176	0,115	0,52	0,71	1,20	1,17	0,72	1,00
0,053	0,081	0,054	0,25	0,26	0,92	1,00	0,41	0,94
0,02	0,001	0,001	0,001	0,0005	0,40	0,30	0,17	0,11
$E_\gamma = 80$ кэВ								
0,983	0,122	0,0246	0,862	0,153	0,384	0,0454	10,4	2,10
0,950	0,330	0,0668	0,729	0,227	4,84	0,596	7,57	3,52
0,917	0,295	0,0709	0,687	0,215	4,43	1,07	5,74	2,98
0,883	0,280	0,0753	6,686	0,855	3,19	1,18	4,88	3,49
0,850	0,265	0,0841	5,532	1,417	2,59	1,02	10,2	4,81
0,817	0,229	0,0836	4,591	1,686	2,53	1,40	15,4	7,04
0,784	0,215	0,0921	4,213	1,927	1,88	1,24	12,45	7,55
0,751	0,189	0,0975	3,676	1,916	1,77	1,31	10,95	6,96
0,718	0,168	0,0943	3,036	1,785	1,55	1,52	8,17	7,00
0,684	0,157	0,0826	2,424	1,820	13,43	2,22	6,99	6,95
0,651	0,161	0,0785	2,236	1,737	20,93	5,09	6,58	5,60
0,618	0,139	0,0797	1,999	1,612	17,31	6,44	5,78	4,92
0,585	0,132	0,0730	1,778	1,398	13,98	6,77	4,34	4,30
0,552	0,119	0,0731	1,654	1,395	12,80	6,57	3,61	3,37
0,518	0,117	0,0634	1,483	1,221	9,76	5,79	3,40	2,91
0,485	0,103	0,0558	1,217	1,098	8,18	4,69	3,02	2,22
0,452	0,095	0,0454	1,129	0,993	6,75	4,60	2,51	1,90
0,419	0,067	0,0351	0,971	0,885	5,51	4,49	2,06	1,96
0,385	0,0629	0,0350	0,809	0,769	4,62	3,26	1,73	1,84
0,319	0,039	0,0266	0,607	0,557	3,52	2,25	1,13	1,31
0,286	0,029	0,0182	0,472	0,412	2,37	1,50	0,81	0,93
0,253	0,032	0,0206	0,438	0,361	1,78	1,35	0,79	0,78
0,219	0,150	0,0120	0,404	0,326	2,82	1,78	0,68	0,46
0,186	0,190	0,0049	0,369	0,192	1,37	1,20	0,65	0,41
0,153	0,176	0,0109	0,303	0,172	1,00	0,78	0,48	0,32
0,120	0,168	0,0142	0,250	0,129	0,71	0,69	0,40	0,30
0,086	0,097	0,0162	0,160	0,087	0,52	0,42	1,42	0,74
0,053	0,053	0,0199	0,119	0,060	0,24	0,20	1,65	0,86
0,020	0,045	0,0132	0,045	0,042	0,18	0,11	0,10	0,05
$E_\gamma = 100$ кэВ								
0,983	0,0550	0,0082	0,514	0,047	0,152	0,0672	3,39	0,358
0,950	0,270	0,0420	0,505	0,079	3,35	0,271	2,29	0,809
0,917	0,250	0,0530	0,469	0,097	2,31	0,342	1,19	1,24
0,883	0,245	0,0551	4,01	0,586	1,62	0,473	1,72	1,52
0,850	0,213	0,0662	3,37	0,718	1,48	0,619	11,5	1,91
0,817	0,190	0,0700	2,86	0,916	1,29	0,652	8,83	3,89
0,781	0,176	0,0735	2,73	1,076	1,14	0,694	8,76	5,58
0,751	0,170	0,0754	2,44	1,078	0,968	0,676	6,48	5,63
0,718	0,150	0,0750	2,17	1,085	14,4	3,70	4,27	4,34
0,684	0,145	0,0694	1,90	1,037	10,9	5,03	3,77	4,17
0,651	0,132	0,0701	1,61	1,046	9,38	4,82	3,85	5,66

E/E_γ	Al		Cu		Ag		Au	
0,618	0,115	0,0708	1,37	0,929	7,35	4,54	3,68	4,40
0,585	0,107	0,0693	1,29	0,838	6,08	3,94	3,79	3,43
0,552	0,092	0,0667	1,18	0,776	5,47	3,49	3,24	2,25
0,518	0,088	0,0634	0,988	0,639	4,62	3,28	2,56	2,56
0,425	0,070	0,0628	0,885	0,561	4,21	2,95	2,41	1,89
0,452	0,068	0,0582	0,783	0,524	3,56	2,24	2,09	1,51
0,419	0,065	0,0510	0,660	0,471	2,55	2,39	1,97	0,973
0,385	0,064	0,0460	0,500	0,444	2,07	2,02	1,34	0,675
0,352	0,048	0,0331	0,423	0,341	1,80	1,56	1,06	0,662
0,319	0,040	0,0340	0,331	0,309	1,48	1,28	0,89	0,621
0,286	0,035	0,0325	0,275	0,233	1,25	1,02	0,92	0,63
0,253	0,215	0,0284	0,426	0,173	1,13	1,13	0,81	0,314
0,219	0,274	0,0322	0,411	0,159	0,98	1,11	0,61	0,311
0,186	0,265	0,0300	0,309	0,127	1,21	0,821	7,47	1,43
0,153	0,200	0,0431	0,264	0,118	1,53	0,611	9,72	7,69
0,120	0,145	0,0421	0,171	0,094	0,412	0,338	4,95	4,91
0,086	0,141	0,0400	0,303	0,241	0,210	0,200	2,93	2,93
0,053	0,075	0,0221	0,146	0,099	0,160	0,113	1,29	0,947
0,020	0,009	0,0200	0,014	0,013	0,100	0,050	0,12	0,114

Примечание. Первая колонка – выход вперед, вторая – выход назад.

пробега электрона на направление движения первичного фотона. Число вторичных электронов в слое толщиной $\delta_e^{(h)}$ равно их выходу в соответствующем направлении. На рис. 5.7 представлена зависимость относительных полных выходов η_h/η в единицах δ_e/h от толщины мишеней h в единицах δ_e . Видно, что эта зависимость, которая при $h > \delta_e$ хорошо аппроксимируется прямой линией $y = a(h/\delta_e) - 1$, где $a = 1,05 \pm 0,007$, является универсальной для всех энергий фотонов и атомных номеров материалов мишеней.

Известно, что начальное угловое распределение фотоэлектронов, генерируемых фотонами с $E_\gamma < 100$ кэВ, близко к изотропному. Поэтому угловое распределение быстрых вторичных электронов, вылетающих из мишеней, должно описываться зависимостью вида $N(\theta)d\theta \sim \sim \cos\theta \sin\theta d\theta$. Результаты расчетов угловых распределений оказались в хорошем согласии с этой зависимостью при всех Z от 13 до 79. Отступление от косинусоидального закона было обнаружено лишь для очень малых Z при $E_\gamma = 100$ кэВ. Так, для полиэтилена $N_B(\theta)d\theta \sim \cos^2\theta \sin\theta d\theta$.

В табл. 5.10 приведены спектры вторичных электронов $N_{B(h)}(E)$, выходящих из различных мишеней равновесной толщины фотонами с энергией 20, 50, 80 и 100 кэВ. Результаты этих расчетов согласуются с экспериментальными в пределах погрешности измерений. На рис. 4.27 в качестве типичного примера показаны энергетические спектры электронов, эмиттируемых из Cu-, Ag- и Au-мишеней под действием фотонов от

радионуклидного источника ^{153}Gd . Гистограммы получены суммированием вкладов от фотонов с энергией 41,5 кэВ (характеристическое излучение ^{153}Gd), 97,43 и 103,18 кэВ с учетом их измеренных интенсивностей. Хорошее согласие с экспериментальными данными является надежным свидетельством справедливости выбранного метода расчета.

5.5. Эмиссия быстрых вторичных электронов под действием рентгеновского излучения ($E_\gamma < 10$ кэВ)

В этой области энергий экспериментальные данные по интегральным выходам электронов достаточно полны (см. § 4.3), чего нельзя сказать об измерениях спектрального состава вторичных электронов, эмиттируемых под действием моноэнергетических фотонов. Между тем эти данные представляют значительный интерес не только для целей дозиметрии и микродозиметрии, но и для ряда важных приложений в полупроводниковой технологии (например, в задачах рентгеновской литографии).

Из-за малой энергии электронов применение схемы укрупненных соударений для моделирования переноса электронов в веществе некорректно, как некорректны и варианты схемы индивидуальных соударений, в которых используется приближение непрерывного замедления. Для таких энергий, как показано в [17], необходимо применять схему индивидуальных соударений в чистом виде. Нами выполнены систематические расчеты характеристик вторичных электронов в рамках этой схемы с использованием программы SGETRIN, в которую входит программа ETRIN [95] и блок моделирования траекторий фотонов (первичных и характеристических). Набор необходимых сечений упругого и неупругого рассеяния вычисляется по программе ESCAT. На рис. 5.8 показаны энергетические спектры вторичных электронов, выбиваемых из Al-, Ge-, Ag- и Au-мишеней равновесной толщины фотонами с энергией 8 кэВ. Видна сложная структура спектров, обусловленная вторичными частицами различного происхождения. Рассчитанные угловые распределения

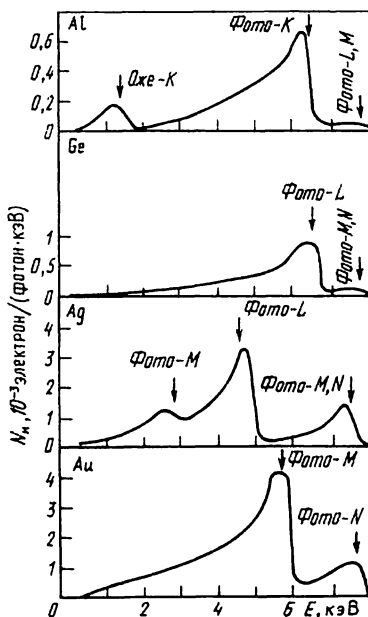


Рис. 5.8. Спектры вторичных электронов назад для $E_\gamma = 8$ кэВ для случая нормального падения фотонов

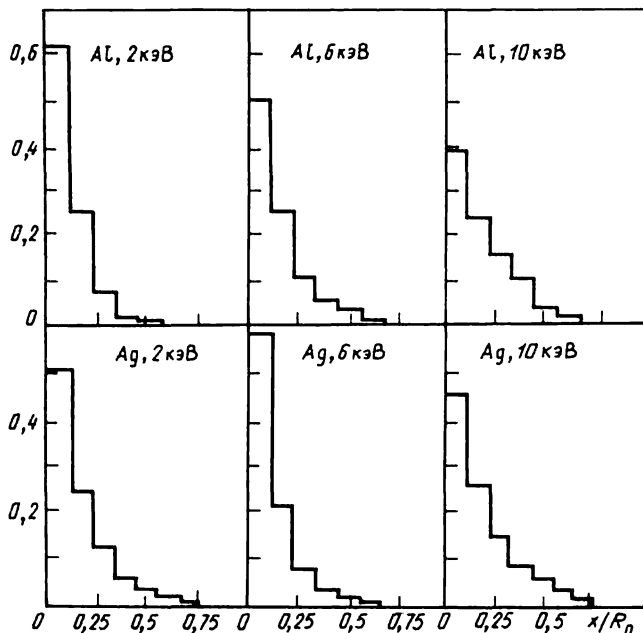


Рис. 5.9. Интенсивность выхода вторичных электронов назад с различной глубины мишеней при облучении их нормально падающим пучком фотонов разной энергии (R_0 – полный пробег электронов)

вторичных электронов достаточно хорошо аппроксимируются косинусоидальной функцией. Отметим, что для розыгрыша начального угла вылета фотоэлектронов использовалась формула Фишера. Мы уже указывали (см. § 1.2), что вопрос о корректности ее применения нуждается в дополнительной проверке. Такую проверку можно было бы осуществить путем экспериментальных исследований углового распределения фотоэлектронов, выбиваемых из тонких (порядка 10 нм) мишеней. Конечно, угловое распределение даже в таких тонких пленках будет искажено многократным рассеянием электронов, но его влияние можно уменьшить, измеряя угловое распределение электронов, выходящих назад при наклонном падении пучка фотонов. Действительно, основной поток фотоэлектронов, выходящих назад, даже в случае падения фотонов по нормали к поверхности мишени формируется на глубине порядка $0,1 R_0$ (рис. 5.9).

В табл. 5.11 приведены результаты расчетов интегральных выходов вперед и назад из некоторых мишеней для энергий фотонов от 2 до 10 кэВ. Еще в ранних экспериментальных работах отмечалось, что интегральные выходы в случае наклонного падения пучка фотонов позво-

Таблица 5.11. Выходы вторичных электронов при падении пучка фотонов по нормали к поверхности мишеней, 10^{43} электрон/фотон

E_{γ} , кэВ	Al		Ge		Ag		Au	
	$\eta_{\text{в}}$	$\eta_{\text{н}}$	$\eta_{\text{в}}$	$\eta_{\text{н}}$	$\eta_{\text{в}}$	$\eta_{\text{н}}$	$\eta_{\text{в}}$	$\eta_{\text{н}}$
2	5,21	6,52	5,17	5,62	7,32	7,08	8,38	7,62
4	2,74	2,47	4,32	3,60	8,48	7,87	13,2	12,8
6	1,93	1,61	3,14	2,48	8,55	8,19	12,8	11,8
8	1,45	1,18	2,29	2,11	6,85	6,61	11,7	9,61
10	1,32	0,94	2,23	1,44	6,49	6,20	8,82	8,35

ляют рассчитать выходы при нормальном падении с помощью простого соотношения $\eta_{\text{в}}(\text{н})|_{\Theta=0} = \eta_{\text{в}}(\text{н})|_{\Theta} \cos \Theta$. Наши расчеты подтверждают справедливость этого соотношения вплоть до углов $\Theta = 80^\circ$ с погрешностью в пределах 10%.

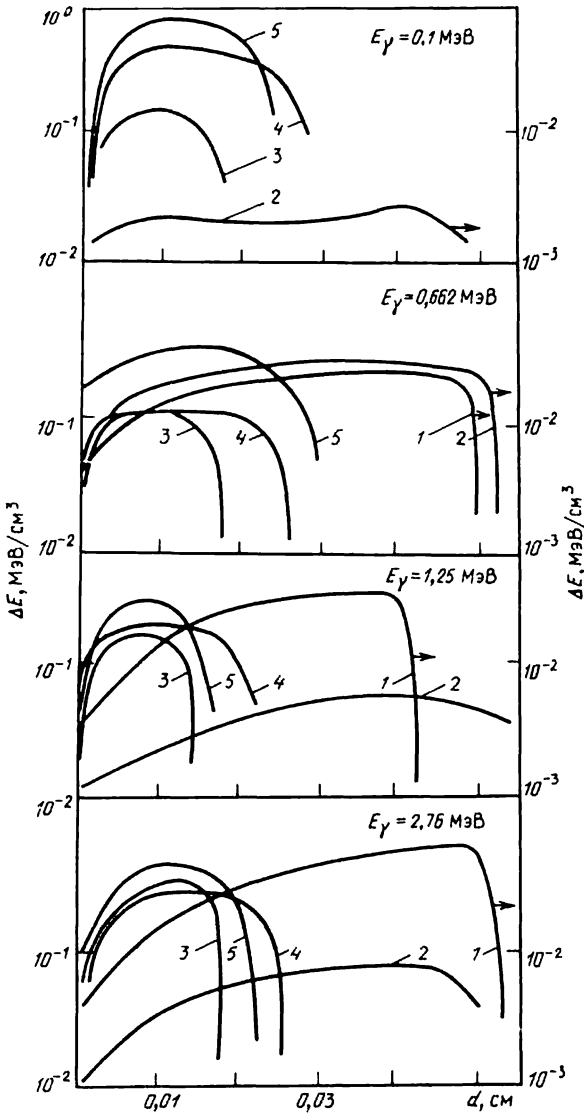
5.6. Распределение переданной энергии в мишенях равновесной толщины

Для оценок выхода истинно вторичных электронов, как было показано в § 4.4, достаточно знать поглощенную дозу в приповерхностном слое мишени. Это есть область, где электронное равновесие нарушается из-за утечки быстрых электронов через границу раздела мишень—вакуум. Распределения переданной энергии в различных мишенях показаны на рис. 5.10. Более детальные распределения непосредственно вблизи границы раздела мишень—вакуум вместе с приближенными значениями, рассчитанными по формуле (4.3), приведены в табл. 5.12.

Значительный интерес представляют также данные о распределении переданной энергии на границах раздела многослойных сред. Действительно, на этой границе возникает градиент переданной энергии и объемного заряда, обусловленный различиями в сечениях генерации вторичных электронов и в характере их переноса в разных материалах. В некоторых случаях в приграничной области может произойти резкое увеличение дозы (до 100 равновесных значений). Прикладное значение таких эффектов очевидно, и поэтому в настоящее время накоплен большой объем экспериментальных и расчетных данных (см., например, [6, 70, 73, 99, 105]), причем большинство расчетов производилось методом Монте-Карло. Мы не ставим себе целью систематизировать здесь эти результаты, а отметим лишь некоторые, наиболее важные выводы, полученные в расчетах.

Пусть рассматривается двухслойная система, состоящая из плоских слоев однородных материалов с существенно разными атомными номерами Z_1 и Z_2 (для определенности пусть $Z_1 = 79$ и $Z_2 = 14$). Для

Рис. 5.10. Распределение переданной энергии в С-, Al-, Cu-, Cd- и Вi-мишенях (1 - 5)



фотонов с $E_\gamma < 0,4$ МэВ приращение переданной энергии в приграничной области обусловлено в основном фотоэлектронами, испущенными из золота. Согласно данным табл. 5.3 угловое распределение вторичных электронов, выходящих вперед и назад, является косинусоидальным, и поэтому градиент переданной энергии на границе раздела возникает, главным образом, из-за разных значений выходов. Ясно, что так как

Таблица 5.12. Сравнение значений удельной переданной энергии, кэВ/г, в приповерхностном слое толщиной 10^{-6} см мишени равновесной толщины по результатам расчетов методом Монте-Карло (МК) и по формуле (4.3)

E_γ , МэВ	Al		Cd		Ta	
	МК	(4.3)	МК	(4.3)	МК	(4.3)
С обратной поверхности мишени						
0,412	4,53	4,41	3,82	3,46	5,83	6,56
1,25	10,3	10,2	6,54	6,47	6,33	6,37
5,0	57,8	60,0	40,7	40,4	31,3	33,1
У поверхности, на которую падает поток фотонов						
0,412	0,643	0,624	1,55	1,19	2,52	2,93
1,25	1,14	1,06	1,95	2,20	1,94	2,55
5,0	1,07	0,94	5,93	4,98	5,68	6,26

$\eta_b(Z_1) > \eta_b(Z_2)$, то при прохождении фотонов последовательно через материалы с Z_1 и с Z_2 в приграничном слое первого переданная энергия будет ниже равновесной, а в приграничном слое второго – больше. Для фотонов с E_γ от 0,4 до 2 МэВ основную роль играет эффект Комптона, и угловое распределение вторичных электронов отличается от косинусоидального, а следовательно, должны отличаться и профили переданной энергии для двух комбинаций слоев Au/Si и Si/Au. На рис. 5.11 показана зависимость относительной переданной энергии $\Delta E / \Delta E_{\text{равн}}$, где $\Delta E_{\text{равн}}$ – переданная энергия в условиях электронного равновесия, от энергии фотонов на глубине 0, 2, 5, 10 и 30 мкм в при различном направлении облучения [168]. Видно, что при $E_\gamma \approx 100$ кэВ на границе раздела переданная энергия в 30 раз больше равновесного значения, а при $E_\gamma > 1$ МэВ – равна ему. На рис. 5.12 показан вклад различных источников вторичных электронов в переданную энергию. Видно, что основную роль в формировании приграничного профиля играют K- и L-фотоэлектроны. Интересно проследить на рис. 5.13, из чего складывается переданная

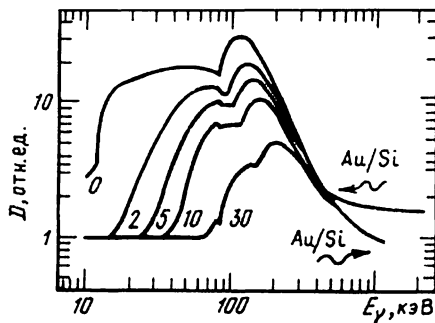


Рис. 5.11. Зависимость относительной переданной энергии от энергии фотонов для двухслойной мишени Au/Si на различной глубине в кремнии; числа у кривых – глубина, мкм; направление облучения показано стрелками

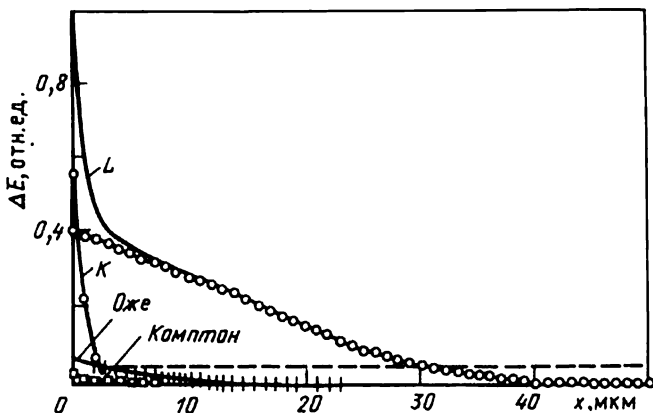


Рис. 5.12. Роль различных процессов в образовании вторичных электронов при оценке переданной энергии в системе Au/Si; $E_\gamma = 100$ кэВ; пунктирная линия соответствует равносному значению

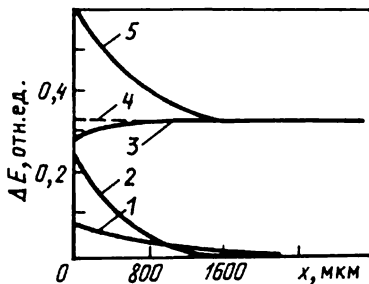
ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Средние потери энергии в неупругих процессах на единицу

E_0 , эВ	Be	C	Mg	Al	Si
100	6,88	9,71	3,49	5,51	5,90
150	5,65	8,26	3,29	4,91	4,91
200	4,92	7,10	3,12	4,56	4,38
300	4,01	5,50	2,79	4,02	3,75
400	3,45	4,58	2,47	3,64	3,33
500	3,05	3,97	2,23	3,28	3,00
600	2,74	3,53	2,03	3,00	2,74
800	2,30	2,92	1,72	2,57	2,35
1000	1,99	2,52	1,50	2,26	2,07
1500	1,46	1,91	1,17	1,74	1,61
2000	1,23	1,54	0,945	1,43	1,32
3000	0,913	1,15	0,710	1,08	0,992
4000	0,733	0,927	0,576	0,878	0,806
5000	0,616	0,780	0,488	0,746	0,684
6000	0,533	0,676	0,427	0,651	0,597
8000	0,424	0,538	0,343	0,524	0,480
10 000	0,354	0,450	0,290	0,442	0,405
15 000	0,254	0,322	0,211	0,323	0,296
20 000	0,201	0,255	0,169	0,259	0,237

Рис. 5.13. Роль различных процессов в образовании вторичных электронов при оценке поглощения энергии \bar{E} в системе Au/CH₂ для $E_\gamma = 1$ МэВ:

1 – эмиссия из Au; 2 – отражение от Au; 3 – CH₂ без отражения; 4 – равновесное значение в CH₂; 5 – суммарное значение



энергия в полиэтилене, облучаемом фотонами с энергией 1 МэВ, вблизи границы раздела Au/CH₂. Видно, что основной вклад вносят вторичные электроны, испущенные из полиэтилена и отраженные от слоя золота. При этом уже на расстоянии 16 мкм от границы раздела в полиэтилене достигается практически равновесное значение переданной энергии.

длины пути $-dE/dx$ по результатам расчета [46], 10 эВ/нм

K	Cu	Ge	Ag	Sb	Au	Bi
1,83	11,0	7,92	11,6	6,59	11,8	6,67
1,63	12,7	7,37	11,3	6,05	12,2	6,01
1,45	12,1	6,87	10,3	5,66	11,8	5,52
1,19	10,4	6,06	8,66	4,92	10,8	4,98
1,02	9,07	5,41	7,46	4,37	9,81	4,55
0,903	8,07	4,89	6,64	3,95	9,04	4,19
0,820	7,27	4,47	6,04	3,58	8,40	3,89
0,702	6,11	3,81	5,19	3,09	7,41	3,47
0,618	5,29	3,34	4,64	2,75	6,67	3,14
0,484	4,08	2,58	3,73	2,22	5,41	2,58
0,406	3,37	2,14	3,17	1,89	4,59	2,22
0,309	2,57	1,63	2,48	1,48	3,59	1,76
0,252	2,11	1,34	2,06	1,24	3,00	1,47
0,215	1,80	1,15	1,78	1,07	2,60	1,27
0,185	1,58	1,00	1,57	0,949	2,31	1,13
0,153	1,28	0,819	1,29	0,782	1,91	0,940
0,129	1,09	0,696	1,10	0,671	1,65	0,809
0,096	0,802	0,513	0,830	0,506	1,25	0,615
0,077	0,644	0,414	0,674	0,413	1,02	0,505

Средние пробеги относительно неупругих процессов

E_0 , эВ	Be	C	Mg	Al	Si
100	3,79	3,24	5,09	4,08	3,96
150	4,90	4,12	6,65	5,31	5,22
200	6,00	5,01	8,06	6,43	6,40
300	8,07	6,76	10,7	8,52	8,49
400	9,23	8,42	13,3	10,5	10,4
500	11,8	10,0	15,8	12,4	12,3
600	13,5	11,5	18,2	14,2	14,1
800	16,9	14,5	22,8	17,8	17,8
1000	20,5	17,4	27,4	21,2	21,3
1500	28,6	24,3	38,7	29,5	29,7
2000	35,6	30,8	48,7	37,5	37,3
3000	50,0	43,3	68,8	52,7	52,4
4000	63,6	55,3	88,2	67,2	66,7
5000	76,8	66,9	107,0	81,4	80,8
6000	89,9	78,4	125,0	95,6	94,2
8000	115,0	100,0	161,0	122,0	120,0
10 000	140	121	196	148	146
15 000	200	173	280	212	208
20 000	255	224	361	272	269

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Полный пробег электронов

E_0 , МэВ	C	Al	Ti	Cu	Mo
0,01	$2,48 \cdot 10^{-4}$	$3,05 \cdot 10^{-4}$	$3,76 \cdot 10^{-4}$	$4,32 \cdot 10^{-4}$	$4,60 \cdot 10^{-4}$
0,02	$9,24 \cdot 10^{-4}$	$1,12 \cdot 10^{-3}$	$1,28 \cdot 10^{-3}$	$1,37 \cdot 10^{-3}$	$1,56 \cdot 10^{-3}$
0,03	$1,93 \cdot 10^{-3}$	$2,32 \cdot 10^{-3}$	$2,64 \cdot 10^{-3}$	$2,81 \cdot 10^{-3}$	$3,18 \cdot 10^{-3}$
0,04	$3,23 \cdot 10^{-3}$	$3,87 \cdot 10^{-3}$	$4,37 \cdot 10^{-3}$	$4,64 \cdot 10^{-3}$	$5,23 \cdot 10^{-3}$
0,05	$4,80 \cdot 10^{-3}$	$5,71 \cdot 10^{-3}$	$6,44 \cdot 10^{-3}$	$6,82 \cdot 10^{-3}$	$7,65 \cdot 10^{-3}$
0,06	$6,61 \cdot 10^{-3}$	$7,84 \cdot 10^{-3}$	$8,82 \cdot 10^{-3}$	$9,32 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-2}$
0,07	$8,64 \cdot 10^{-3}$	$1,02 \cdot 10^{-2}$	$1,15 \cdot 10^{-2}$	$1,21 \cdot 10^{-2}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$
0,08	$1,09 \cdot 10^{-2}$	$1,28 \cdot 10^{-2}$	$1,44 \cdot 10^{-2}$	$1,52 \cdot 10^{-2}$	$1,69 \cdot 10^{-2}$
0,1	$1,59 \cdot 10^{-2}$	$1,87 \cdot 10^{-2}$	$2,10 \cdot 10^{-2}$	$2,20 \cdot 10^{-2}$	$2,45 \cdot 10^{-2}$
0,2	$5,00 \cdot 10^{-2}$	$5,81 \cdot 10^{-2}$	$6,44 \cdot 10^{-2}$	$6,74 \cdot 10^{-2}$	$7,40 \cdot 10^{-2}$
0,4	$1,44 \cdot 10^{-1}$	$1,65 \cdot 10^{-1}$	$1,82 \cdot 10^{-1}$	$1,90 \cdot 10^{-1}$	$2,06 \cdot 10^{-1}$
0,6	$2,54 \cdot 10^{-1}$	$2,89 \cdot 10^{-1}$	$3,17 \cdot 10^{-1}$	$3,31 \cdot 10^{-1}$	$3,58 \cdot 10^{-1}$
0,8	$3,72 \cdot 10^{-1}$	$4,21 \cdot 10^{-1}$	$4,60 \cdot 10^{-1}$	$4,79 \cdot 10^{-1}$	$5,12 \cdot 10^{-1}$
1,0	$4,94 \cdot 10^{-1}$	$5,55 \cdot 10^{-1}$	$6,40 \cdot 10^{-1}$	$6,29 \cdot 10^{-1}$	$6,68 \cdot 10^{-1}$
2,0	1,11	1,22	1,32	1,37	1,43
3,0	1,72	1,86	2,01	2,07	2,14

λ_f по результатам расчета [46], 10^{-1} нм

K	Cu	Ge	Ag	Sb	Au	Bi
7,92	3,02	3,59	2,96	3,81	2,96	3,71
10,4	3,34	4,45	3,58	4,85	3,49	4,73
12,9	3,96	5,25	4,27	5,86	4,09	5,68
17,5	5,24	6,81	5,65	7,61	5,24	7,47
22,1	6,46	8,30	6,95	9,39	6,34	9,16
26,4	7,66	9,74	8,21	11,0	7,40	10,7
30,7	8,84	11,1	9,42	12,7	8,43	12,4
39,0	11,1	13,8	11,8	16,0	10,7	15,4
47,0	13,4	16,5	14,1	19,0	12,3	18,4
66,4	16,6	22,8	19,5	26,2	16,9	25,4
85,2	23,9	29,0	24,6	33,2	21,5	32,2
121	33,8	40,6	34,5	46,5	29,8	45,2
156	43,5	51,7	44,0	59,3	37,9	57,7
190,0	52,6	62,6	53,3	71,8	45,8	69,9
223	61,7	73,0	62,2	83,9	53,4	82,0
287	79,7	93,6	79,8	106,0	68,3	104,8
351	96,8	114	96,9	130	82,8	127
502	138	161	137	184	117,5	181
647	179	207	177	238	151	232

для различных мишеней R_0 , г/см²

Cd	Ba	Ta	Bi	U	CH ₂
$5,05 \cdot 10^{-4}$	$5,57 \cdot 10^{-4}$	$5,92 \cdot 10^{-4}$	$5,92 \cdot 10^{-4}$	$6,34 \cdot 10^{-4}$	$2,03 \cdot 10^{-4}$
$1,66 \cdot 10^{-3}$	$1,82 \cdot 10^{-3}$	$1,99 \cdot 10^{-3}$	$2,10 \cdot 10^{-3}$	$2,24 \cdot 10^{-3}$	$7,59 \cdot 10^{-4}$
$3,37 \cdot 10^{-3}$	$3,67 \cdot 10^{-3}$	$3,99 \cdot 10^{-3}$	$4,20 \cdot 10^{-3}$	$4,46 \cdot 10^{-3}$	$1,59 \cdot 10^{-3}$
$5,52 \cdot 10^{-3}$	$7,32 \cdot 10^{-3}$	$6,48 \cdot 10^{-3}$	$6,81 \cdot 10^{-3}$	$7,22 \cdot 10^{-3}$	$2,67 \cdot 10^{-3}$
$8,07 \cdot 10^{-3}$	$8,75 \cdot 10^{-3}$	$9,42 \cdot 10^{-3}$	$9,87 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-2}$	$3,97 \cdot 10^{-3}$
$1,10 \cdot 10^{-2}$	$1,19 \cdot 10^{-2}$	$1,28 \cdot 10^{-2}$	$1,34 \cdot 10^{-2}$	$1,41 \cdot 10^{-2}$	$5,47 \cdot 10^{-3}$
$1,42 \cdot 10^{-2}$	$1,54 \cdot 10^{-2}$	$1,64 \cdot 10^{-2}$	$1,72 \cdot 10^{-2}$	$1,81 \cdot 10^{-2}$	$7,16 \cdot 10^{-3}$
$1,78 \cdot 10^{-2}$	$1,92 \cdot 10^{-2}$	$2,05 \cdot 10^{-2}$	$2,14 \cdot 10^{-2}$	$2,25 \cdot 10^{-2}$	$9,04 \cdot 10^{-3}$
$2,57 \cdot 10^{-2}$	$2,77 \cdot 10^{-2}$	$2,95 \cdot 10^{-2}$	$3,07 \cdot 10^{-2}$	$3,23 \cdot 10^{-2}$	$1,33 \cdot 10^{-2}$
$7,74 \cdot 10^{-2}$	$8,29 \cdot 10^{-2}$	$8,74 \cdot 10^{-2}$	$9,04 \cdot 10^{-2}$	$9,46 \cdot 10^{-2}$	$4,17 \cdot 10^{-2}$
$2,15 \cdot 10^{-1}$	$2,28 \cdot 10^{-1}$	$2,38 \cdot 10^{-1}$	$2,44 \cdot 10^{-1}$	$2,54 \cdot 10^{-1}$	$1,20 \cdot 10^{-1}$
$3,71 \cdot 10^{-1}$	$3,91 \cdot 10^{-1}$	$4,07 \cdot 10^{-1}$	$4,14 \cdot 10^{-1}$	$4,30 \cdot 10^{-1}$	$2,13 \cdot 10^{-1}$
$5,33 \cdot 10^{-1}$	$5,59 \cdot 10^{-1}$	$5,80 \cdot 10^{-1}$	$5,87 \cdot 10^{-1}$	$6,07 \cdot 10^{-1}$	$3,12 \cdot 10^{-1}$
$6,95 \cdot 10^{-1}$	$7,28 \cdot 10^{-1}$	$7,52 \cdot 10^{-1}$	$7,59 \cdot 10^{-1}$	$7,82 \cdot 10^{-1}$	$4,14 \cdot 10^{-1}$
1,48	1,53	1,57	1,57	1,60	$9,31 \cdot 10^{-1}$
2,21	2,28	2,32	2,30	2,34	1,45

Продолжение приложения 2

E_0 , МэВ	C	Al	Ti	Cu	Mo
4,0	2,31	2,48	2,66	2,74	2,82
5,0	2,89	3,08	3,29	3,37	3,44
6,0	3,46	3,67	3,89	3,98	4,04
7,0	4,02	4,23	4,48	4,55	4,60
8,0	4,57	4,78	5,04	5,11	5,13
9,0	5,11	5,32	5,58	5,64	5,63
10,0	5,64	5,85	6,10	6,15	6,12

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Фотокомптоновский ток в неограниченной среде для

E_γ , МэВ	H	CH ₂ (этилен)	C	CF ₂ (тефлон)	O	SiO ₂	Ток
0,01	$8,10 \cdot 10^{-8}$	$1,17 \cdot 10^{-4}$	$1,49 \cdot 10^{-4}$	$4,89 \cdot 10^{-4}$	$4,08 \cdot 10^{-4}$	$1,22 \cdot 10^{-3}$	
0,015	$1,37 \cdot 10^{-7}$	$6,57 \cdot 10^{-5}$	$8,36 \cdot 10^{-5}$	$2,91 \cdot 10^{-4}$	$2,39 \cdot 10^{-4}$	$8,01 \cdot 10^{-4}$	
0,020	$3,25 \cdot 10^{-7}$	$4,38 \cdot 10^{-5}$	$5,54 \cdot 10^{-5}$	$1,99 \cdot 10^{-4}$	$1,62 \cdot 10^{-4}$	$5,81 \cdot 10^{-4}$	
0,03	$1,23 \cdot 10^{-6}$	$2,61 \cdot 10^{-5}$	$3,25 \cdot 10^{-5}$	$1,88 \cdot 10^{-4}$	$9,52 \cdot 10^{-5}$	$3,61 \cdot 10^{-4}$	
0,04	$3,12 \cdot 10^{-6}$	$2,03 \cdot 10^{-5}$	$2,44 \cdot 10^{-5}$	$8,28 \cdot 10^{-5}$	$6,17 \cdot 10^{-5}$	$2,57 \cdot 10^{-4}$	
0,05	$6,36 \cdot 10^{-6}$	$1,94 \cdot 10^{-5}$	$2,21 \cdot 10^{-5}$	$6,54 \cdot 10^{-5}$	$5,37 \cdot 10^{-5}$	$1,98 \cdot 10^{-4}$	
0,06	$1,13 \cdot 10^{-5}$	$2,18 \cdot 10^{-5}$	$2,34 \cdot 10^{-5}$	$5,71 \cdot 10^{-5}$	$4,79 \cdot 10^{-5}$	$1,61 \cdot 10^{-4}$	
0,07	$1,81 \cdot 10^{-5}$	$2,69 \cdot 10^{-5}$	$2,75 \cdot 10^{-5}$	$5,46 \cdot 10^{-5}$	$4,72 \cdot 10^{-5}$	$1,39 \cdot 10^{-4}$	
0,08	$2,70 \cdot 10^{-5}$	$3,47 \cdot 10^{-5}$	$3,42 \cdot 10^{-5}$	$5,64 \cdot 10^{-5}$	$5,02 \cdot 10^{-5}$	$1,27 \cdot 10^{-4}$	
0,09	$3,83 \cdot 10^{-5}$	$5,50 \cdot 10^{-5}$	$4,34 \cdot 10^{-5}$	$6,19 \cdot 10^{-5}$	$5,66 \cdot 10^{-5}$	$1,21 \cdot 10^{-4}$	
0,100	$5,19 \cdot 10^{-5}$	$5,79 \cdot 10^{-5}$	$5,51 \cdot 10^{-5}$	$7,05 \cdot 10^{-5}$	$6,60 \cdot 10^{-5}$	$1,21 \cdot 10^{-4}$	
0,125	$9,74 \cdot 10^{-5}$	$1,02 \cdot 10^{-4}$	$9,50 \cdot 10^{-5}$	$1,05 \cdot 10^{-5}$	$1,02 \cdot 10^{-4}$	$1,40 \cdot 10^{-4}$	
0,150	$1,59 \cdot 10^{-4}$	$1,62 \cdot 10^{-4}$	$1,50 \cdot 10^{-4}$	$1,55 \cdot 10^{-4}$	$1,53 \cdot 10^{-4}$	$1,80 \cdot 10^{-4}$	
0,200	$3,32 \cdot 10^{-4}$	$3,30 \cdot 10^{-4}$	$3,30 \cdot 10^{-4}$	$3,01 \cdot 10^{-4}$	$3,00 \cdot 10^{-4}$	$3,10 \cdot 10^{-4}$	
0,300	$8,53 \cdot 10^{-4}$	$8,32 \cdot 10^{-4}$	$7,65 \cdot 10^{-4}$	$7,40 \cdot 10^{-4}$	$7,42 \cdot 10^{-4}$	$7,23 \cdot 10^{-4}$	
0,400	$1,55 \cdot 10^{-3}$	$1,50 \cdot 10^{-3}$	$1,38 \cdot 10^{-3}$	$1,33 \cdot 10^{-3}$	$1,33 \cdot 10^{-3}$	$1,28 \cdot 10^{-3}$	
0,600	$3,27 \cdot 10^{-3}$	$3,15 \cdot 10^{-3}$	$2,90 \cdot 10^{-3}$	$2,76 \cdot 10^{-3}$	$2,77 \cdot 10^{-3}$	$2,64 \cdot 10^{-3}$	
0,800	$5,18 \cdot 10^{-3}$	$4,99 \cdot 10^{-3}$	$4,59 \cdot 10^{-3}$	$4,35 \cdot 10^{-3}$	$4,36 \cdot 10^{-3}$	$4,15 \cdot 10^{-3}$	
1,000	$7,13 \cdot 10^{-3}$	$6,87 \cdot 10^{-3}$	$6,32 \cdot 10^{-3}$	$5,97 \cdot 10^{-3}$	$5,98 \cdot 10^{-3}$	$5,68 \cdot 10^{-3}$	
2,000	$1,58 \cdot 10^{-2}$	$1,55 \cdot 10^{-2}$	$1,43 \cdot 10^{-2}$	$1,33 \cdot 10^{-2}$	$1,33 \cdot 10^{-2}$	$1,27 \cdot 10^{-2}$	
4,000	$2,76 \cdot 10^{-2}$	$2,79 \cdot 10^{-2}$	$2,58 \cdot 10^{-2}$	$2,38 \cdot 10^{-2}$	$2,37 \cdot 10^{-2}$	$2,27 \cdot 10^{-2}$	
7,000	$3,78 \cdot 10^{-2}$	$3,96 \cdot 10^{-2}$	$3,68 \cdot 10^{-2}$	$3,37 \cdot 10^{-2}$	$3,33 \cdot 10^{-2}$	$3,22 \cdot 10^{-2}$	
10,000	$4,42 \cdot 10^{-2}$	$4,74 \cdot 10^{-2}$	$4,41 \cdot 10^{-2}$	$4,01 \cdot 10^{-2}$	$3,96 \cdot 10^{-2}$	$3,84 \cdot 10^{-2}$	
20,000	$5,53 \cdot 10^{-2}$	$6,14 \cdot 10^{-2}$	$5,75 \cdot 10^{-2}$	$5,14 \cdot 10^{-2}$	$5,04 \cdot 10^{-2}$	$4,94 \cdot 10^{-2}$	

Cd	Ba	Ta	Bi	U	CH ₂
2,89	2,96	3,01	2,97	3,01	1,95
3,53	3,60	3,63	3,57	3,62	2,45
4,12	4,20	4,22	4,13	4,17	2,93
4,68	4,75	4,75	4,64	4,68	3,41
5,21	5,27	5,26	5,13	5,16	3,88
5,71	5,77	5,72	5,58	5,61	4,35
6,19	6,23	6,17	6,00	6,02	4,81

разных энергий квантов, рассчитанный по программе QUICKE-2, электрон/фотон

Si	Ti	Ge	Sn	Au	U
вперед					
$2,27 \cdot 10^{-3}$	$6,46 \cdot 10^{-3}$	$3,82 \cdot 10^{-3}$	$1,34 \cdot 10^{-2}$	$1,63 \cdot 10^{-2}$	$2,55 \cdot 10^{-2}$
$1,51 \cdot 10^{-3}$	$4,81 \cdot 10^{-3}$	$8,58 \cdot 10^{-3}$	$9,48 \cdot 10^{-3}$	$2,54 \cdot 10^{-2}$	$1,84 \cdot 10^{-2}$
$1,10 \cdot 10^{-3}$	$3,81 \cdot 10^{-3}$	$7,54 \cdot 10^{-3}$	$7,38 \cdot 10^{-3}$	$2,11 \cdot 10^{-2}$	$1,43 \cdot 10^{-2}$
$6,85 \cdot 10^{-4}$	$2,63 \cdot 10^{-3}$	$6,19 \cdot 10^{-3}$	$7,82 \cdot 10^{-3}$	$1,66 \cdot 10^{-2}$	$2,15 \cdot 10^{-2}$
$4,86 \cdot 10^{-4}$	$1,96 \cdot 10^{-3}$	$5,12 \cdot 10^{-3}$	$8,06 \cdot 10^{-3}$	$1,37 \cdot 10^{-2}$	$1,88 \cdot 10^{-2}$
$3,69 \cdot 10^{-4}$	$1,54 \cdot 10^{-3}$	$4,30 \cdot 10^{-3}$	$8,39 \cdot 10^{-3}$	$1,17 \cdot 10^{-2}$	$1,67 \cdot 10^{-2}$
$2,95 \cdot 10^{-4}$	$1,27 \cdot 10^{-3}$	$3,66 \cdot 10^{-3}$	$8,31 \cdot 10^{-3}$	$1,01 \cdot 10^{-2}$	$1,50 \cdot 10^{-2}$
$2,47 \cdot 10^{-4}$	$1,07 \cdot 10^{-3}$	$3,17 \cdot 10^{-3}$	$8,00 \cdot 10^{-3}$	$8,93 \cdot 10^{-2}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$
$2,16 \cdot 10^{-4}$	$9,17 \cdot 10^{-4}$	$2,78 \cdot 10^{-3}$	$7,59 \cdot 10^{-3}$	$7,98 \cdot 10^{-3}$	$1,28 \cdot 10^{-2}$
$1,96 \cdot 10^{-4}$	$8,04 \cdot 10^{-4}$	$2,49 \cdot 10^{-3}$	$7,14 \cdot 10^{-3}$	$9,01 \cdot 10^{-3}$	$1,18 \cdot 10^{-2}$
$1,85 \cdot 10^{-4}$	$7,18 \cdot 10^{-4}$	$2,23 \cdot 10^{-3}$	$6,70 \cdot 10^{-3}$	$9,51 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-2}$
$5,83 \cdot 10^{-4}$	$5,83 \cdot 10^{-4}$	$1,77 \cdot 10^{-3}$	$5,72 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10^{-2}$	$9,97 \cdot 10^{-3}$
$2,13 \cdot 10^{-4}$	$5,23 \cdot 10^{-4}$	$1,48 \cdot 10^{-3}$	$5,01 \cdot 10^{-3}$	$1,09 \cdot 10^{-2}$	$1,09 \cdot 10^{-2}$
$3,26 \cdot 10^{-4}$	$5,27 \cdot 10^{-4}$	$1,20 \cdot 10^{-3}$	$3,94 \cdot 10^{-3}$	$1,05 \cdot 10^{-2}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$
$7,13 \cdot 10^{-4}$	$7,97 \cdot 10^{-4}$	$1,19 \cdot 10^{-3}$	$2,99 \cdot 10^{-3}$	$8,92 \cdot 10^{-3}$	$1,99 \cdot 10^{-2}$
$1,24 \cdot 10^{-3}$	$1,25 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^{-3}$	$2,81 \cdot 10^{-3}$	$7,81 \cdot 10^{-3}$	$1,09 \cdot 10^{-2}$
$2,54 \cdot 10^{-3}$	$2,42 \cdot 10^{-3}$	$2,29 \cdot 10^{-3}$	$3,31 \cdot 10^{-3}$	$7,04 \cdot 10^{-3}$	$9,81 \cdot 10^{-3}$
$3,98 \cdot 10^{-3}$	$3,73 \cdot 10^{-3}$	$3,67 \cdot 10^{-3}$	$4,22 \cdot 10^{-3}$	$7,17 \cdot 10^{-3}$	$9,53 \cdot 10^{-3}$
$5,45 \cdot 10^{-3}$	$5,06 \cdot 10^{-3}$	$4,88 \cdot 10^{-3}$	$5,23 \cdot 10^{-3}$	$7,65 \cdot 10^{-3}$	$9,69 \cdot 10^{-3}$
$1,21 \cdot 10^{-2}$	$1,11 \cdot 10^{-2}$	$1,04 \cdot 10^{-2}$	$9,97 \cdot 10^{-2}$	$1,10 \cdot 10^{-2}$	$1,21 \cdot 10^{-2}$
$2,18 \cdot 10^{-2}$	$1,98 \cdot 10^{-2}$	$1,81 \cdot 10^{-2}$	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$1,60 \cdot 10^{-2}$	$1,64 \cdot 10^{-2}$
$3,12 \cdot 10^{-2}$	$2,81 \cdot 10^{-2}$	$2,54 \cdot 10^{-2}$	$2,25 \cdot 10^{-2}$	$2,04 \cdot 10^{-2}$	$2,02 \cdot 10^{-2}$
$3,74 \cdot 10^{-2}$	$3,36 \cdot 10^{-2}$	$3,01 \cdot 10^{-2}$	$2,62 \cdot 10^{-2}$	$2,30 \cdot 10^{-2}$	$2,24 \cdot 10^{-2}$
$4,85 \cdot 10^{-2}$	$4,31 \cdot 10^{-2}$	$3,78 \cdot 10^{-2}$	$3,78 \cdot 10^{-2}$	$3,19 \cdot 10^{-2}$	$2,54 \cdot 10^{-2}$

E_{γ} , МэВ	H	CH ₂ (этилен)	C	CF ₂ (тефлон)	O	SiO ₂	Ток
0,01	$7,50 \cdot 10^{-9}$	$8,27 \cdot 10^{-5}$	$1,08 \cdot 10^{-4}$	$3,77 \cdot 10^{-4}$	$3,12 \cdot 10^{-4}$	$9,97 \cdot 10^{-4}$	
0,015	$6,00 \cdot 10^{-9}$	$4,29 \cdot 10^{-5}$	$5,63 \cdot 10^{-5}$	$1,58 \cdot 10^{-4}$	$1,71 \cdot 10^{-4}$	$6,18 \cdot 10^{-4}$	
0,020	$1,30 \cdot 10^{-8}$	$2,64 \cdot 10^{-5}$	$3,74 \cdot 10^{-5}$	$1,36 \cdot 10^{-4}$	$1,10 \cdot 10^{-4}$	$4,27 \cdot 10^{-4}$	
0,030	$5,00 \cdot 10^{-8}$	$1,36 \cdot 10^{-5}$	$1,79 \cdot 10^{-5}$	$7,35 \cdot 10^{-4}$	$5,86 \cdot 10^{-4}$	$2,45 \cdot 10^{-4}$	
0,040	$1,10 \cdot 10^{-7}$	$8,90 \cdot 10^{-6}$	$1,16 \cdot 10^{-5}$	$4,71 \cdot 10^{-5}$	$3,75 \cdot 10^{-5}$	$1,63 \cdot 10^{-4}$	
0,050	$2,20 \cdot 10^{-7}$	$6,80 \cdot 10^{-6}$	$8,70 \cdot 10^{-6}$	$3,38 \cdot 10^{-5}$	$2,71 \cdot 10^{-5}$	$1,18 \cdot 10^{-4}$	
0,060	$4,00 \cdot 10^{-7}$	$6,00 \cdot 10^{-6}$	$7,60 \cdot 10^{-6}$	$2,65 \cdot 10^{-5}$	$2,14 \cdot 10^{-5}$	$9,00 \cdot 10^{-5}$	
0,070	$6,00 \cdot 10^{-7}$	$6,10 \cdot 10^{-6}$	$7,40 \cdot 10^{-6}$	$2,25 \cdot 10^{-5}$	$1,85 \cdot 10^{-5}$	$7,20 \cdot 10^{-5}$	
0,080	$9,00 \cdot 10^{-7}$	$6,80 \cdot 10^{-6}$	$7,90 \cdot 10^{-6}$	$2,06 \cdot 10^{-5}$	$1,73 \cdot 10^{-5}$	$6,20 \cdot 10^{-5}$	
0,090	$1,30 \cdot 10^{-6}$	$8,00 \cdot 10^{-6}$	$9,10 \cdot 10^{-6}$	$2,03 \cdot 10^{-5}$	$1,75 \cdot 10^{-5}$	$5,30 \cdot 10^{-5}$	
0,100	$1,60 \cdot 10^{-6}$	$9,60 \cdot 10^{-6}$	$1,08 \cdot 10^{-5}$	$2,11 \cdot 10^{-5}$	$1,87 \cdot 10^{-5}$	$5,03 \cdot 10^{-5}$	
0,125	$3,00 \cdot 10^{-6}$	$1,59 \cdot 10^{-5}$	$1,71 \cdot 10^{-5}$	$2,75 \cdot 10^{-5}$	$2,57 \cdot 10^{-5}$	$5,00 \cdot 10^{-5}$	
0,150	$4,00 \cdot 10^{-6}$	$2,40 \cdot 10^{-5}$	$2,60 \cdot 10^{-5}$	$3,70 \cdot 10^{-5}$	$3,60 \cdot 10^{-5}$	$5,80 \cdot 10^{-5}$	
0,200	$9,00 \cdot 10^{-6}$	$4,70 \cdot 10^{-5}$	$5,10 \cdot 10^{-5}$	$7,00 \cdot 10^{-5}$	$6,70 \cdot 10^{-5}$	$9,10 \cdot 10^{-5}$	
0,300	$2,30 \cdot 10^{-5}$	$1,15 \cdot 10^{-4}$	$1,23 \cdot 10^{-4}$	$1,64 \cdot 10^{-4}$	$1,60 \cdot 10^{-4}$	$2,03 \cdot 10^{-4}$	
0,400	$4,00 \cdot 10^{-5}$	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$2,10 \cdot 10^{-4}$	$2,90 \cdot 10^{-4}$	$2,80 \cdot 10^{-4}$	$3,50 \cdot 10^{-4}$	
0,500	$7,00 \cdot 10^{-5}$	$3,90 \cdot 10^{-4}$	$4,30 \cdot 10^{-4}$	$5,60 \cdot 10^{-4}$	$5,50 \cdot 10^{-4}$	$6,90 \cdot 10^{-4}$	
0,800	$1,10 \cdot 10^{-4}$	$5,90 \cdot 10^{-4}$	$5,50 \cdot 10^{-4}$	$8,50 \cdot 10^{-4}$	$8,20 \cdot 10^{-4}$	$1,04 \cdot 10^{-3}$	
1,00	$1,40 \cdot 10^{-4}$	$7,70 \cdot 10^{-4}$	$8,50 \cdot 10^{-4}$	$1,11 \cdot 10^{-3}$	$1,07 \cdot 10^{-3}$	$1,35 \cdot 10^{-3}$	
2,00	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$1,40 \cdot 10^{-3}$	$1,60 \cdot 10^{-3}$	$2,00 \cdot 10^{-3}$	$1,90 \cdot 10^{-3}$	$2,50 \cdot 10^{-3}$	
4,00	$3,00 \cdot 10^{-4}$	$1,70 \cdot 10^{-3}$	$2,00 \cdot 10^{-3}$	$2,50 \cdot 10^{-3}$	$2,40 \cdot 10^{-3}$	$3,20 \cdot 10^{-3}$	
7,00	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$1,70 \cdot 10^{-3}$	$2,00 \cdot 10^{-3}$	$2,60 \cdot 10^{-3}$	$2,30 \cdot 10^{-3}$	$3,30 \cdot 10^{-3}$	
10,00	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$1,60 \cdot 10^{-3}$	$1,80 \cdot 10^{-3}$	$2,40 \cdot 10^{-3}$	$2,20 \cdot 10^{-3}$	$3,00 \cdot 10^{-3}$	
20,00	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$1,10 \cdot 10^{-3}$	$1,30 \cdot 10^{-3}$	$1,80 \cdot 10^{-3}$	$1,60 \cdot 10^{-3}$	$2,40 \cdot 10^{-3}$	

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Схемы розыгрышей из различных распределений

Распределение Фишера. Уточненная формула (1.10) имеет вид

$$p(\theta) \sim \frac{3}{4} (1 - b^2) \sin^3 \theta / (1 - b \cos \theta)^4, \quad (\text{П.1})$$

где $b = \beta[1 + E_{\gamma}/(2m_0c^2)]^{-1}$; E_{γ} – энергия фотона; β – скорость фотоэлектрона. Произведем согласно [6] замену переменных

$$\cos \theta = (2\omega - 1 - b)/(2b\omega - 1 - b). \quad (\text{П.2})$$

Тогда (П.1) перейдет в нормированную плотность распределения по ω , причем ω

Si	Ti	Ge	Sn	Au	U
1,12 · 10 ⁻³	5,93 · 10 ⁻³	3,46 · 10 ⁻³	1,24 · 10 ⁻²	1,49 · 10 ⁻²	2,27 · 10 ⁻²
1,22 · 10 ⁻³	4,22 · 10 ⁻³	8,10 · 10 ⁻³	8,75 · 10 ⁻³	2,47 · 10 ⁻²	1,72 · 10 ⁻²
8,51 · 10 ⁻⁴	3,24 · 10 ⁻³	6,33 · 10 ⁻³	6,75 · 10 ⁻³	1,98 · 10 ⁻²	1,37 · 10 ⁻²
4,96 · 10 ⁻⁴	2,13 · 10 ⁻³	5,43 · 10 ⁻³	7,34 · 10 ⁻³	1,56 · 10 ⁻²	2,02 · 10 ⁻²
3,34 · 10 ⁻⁴	1,52 · 10 ⁻³	4,35 · 10 ⁻³	7,41 · 10 ⁻³	1,28 · 10 ⁻²	1,80 · 10 ⁻²
2,21 · 10 ⁻⁴	1,15 · 10 ⁻³	3,55 · 10 ⁻³	1,09 · 10 ⁻²	1,09 · 10 ⁻²	1,57 · 10 ⁻²
1,84 · 10 ⁻⁴	9,27 · 10 ⁻⁴	2,94 · 10 ⁻³	8,22 · 10 ⁻³	9,34 · 10 ⁻³	1,40 · 10 ⁻²
1,47 · 10 ⁻⁴	7,59 · 10 ⁻⁴	2,50 · 10 ⁻³	7,00 · 10 ⁻³	8,17 · 10 ⁻³	1,26 · 10 ⁻²
1,22 · 10 ⁻⁴	6,33 · 10 ⁻⁴	2,15 · 10 ⁻³	6,56 · 10 ⁻³	7,25 · 10 ⁻³	1,19 · 10 ⁻²
1,05 · 10 ⁻⁴	5,41 · 10 ⁻⁴	1,90 · 10 ⁻³	6,10 · 10 ⁻³	8,28 · 10 ⁻³	1,09 · 10 ⁻²
9,43 · 10 ⁻⁵	4,71 · 10 ⁻⁴	1,67 · 10 ⁻³	5,67 · 10 ⁻³	8,75 · 10 ⁻³	9,56 · 10 ⁻³
8,30 · 10 ⁻⁵	3,59 · 10 ⁻⁴	1,28 · 10 ⁻³	4,72 · 10 ⁻³	9,60 · 10 ⁻³	9,18 · 10 ⁻³
9,30 · 10 ⁻⁵	3,03 · 10 ⁻⁴	1,03 · 10 ⁻³	4,07 · 10 ⁻³	9,79 · 10 ⁻³	1,00 · 10 ⁻²
1,20 · 10 ⁻⁴	2,77 · 10 ⁻⁴	7,87 · 10 ⁻⁴	3,08 · 10 ⁻³	9,28 · 10 ⁻³	1,12 · 10 ⁻²
2,48 · 10 ⁻⁴	3,83 · 10 ⁻⁴	7,18 · 10 ⁻⁴	2,21 · 10 ⁻³	7,64 · 10 ⁻³	1,06 · 10 ⁻²
4,19 · 10 ⁻⁴	5,81 · 10 ⁻³	8,60 · 10 ⁻⁴	2,00 · 10 ⁻³	6,54 · 10 ⁻³	9,50 · 10 ⁻³
8,20 · 10 ⁻⁴	1,09 · 10 ⁻³	1,39 · 10 ⁻³	2,31 · 10 ⁻³	5,70 · 10 ⁻³	8,31 · 10 ⁻³
1,24 · 10 ⁻³	1,62 · 10 ⁻³	2,00 · 10 ⁻³	2,81 · 10 ⁻³	5,67 · 10 ⁻³	7,90 · 10 ⁻³
1,64 · 10 ⁻³	2,13 · 10 ⁻³	2,58 · 10 ⁻³	3,42 · 10 ⁻³	5,94 · 10 ⁻³	7,88 · 10 ⁻³
3,01 · 10 ⁻³	4,00 · 10 ⁻³	4,84 · 10 ⁻³	5,90 · 10 ⁻³	7,90 · 10 ⁻³	9,15 · 10 ⁻³
4,00 · 10 ⁻³	5,50 · 10 ⁻³	6,70 · 10 ⁻³	8,03 · 10 ⁻³	9,90 · 10 ⁻³	1,08 · 10 ⁻²
4,20 · 10 ⁻³	5,80 · 10 ⁻³	7,10 · 10 ⁻³	8,70 · 10 ⁻³	1,07 · 10 ⁻²	1,11 · 10 ⁻²
3,90 · 10 ⁻³	5,50 · 10 ⁻³	6,90 · 10 ⁻³	4,40 · 10 ⁻³	1,00 · 10 ⁻²	1,06 · 10 ⁻²
3,00 · 10 ⁻³	4,40 · 10 ⁻³	5,40 · 10 ⁻³	1,26 · 10 ⁻²	1,30 · 10 ⁻²	8,30 · 10 ⁻²

изменяется в пределах (0,1):

$$p(\omega) = 6\omega(1 - \omega). \quad \text{П.3}$$

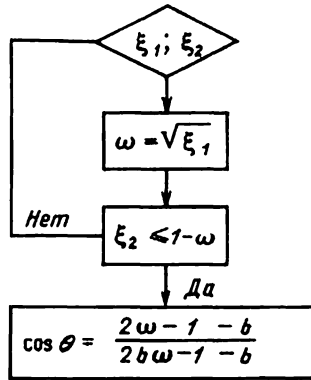
Найдем $M = \max p(\omega)$; $M = 3/2$ и будем вести розыгрыш из распределения $p'(\omega) = p(\omega)/M$ по алгоритму Б2 (см. верхнюю схему на с. 154).

Эффективность этой схемы $\epsilon = 0,66$.

Распределение Заутера. Представим формулу (1.9) в виде

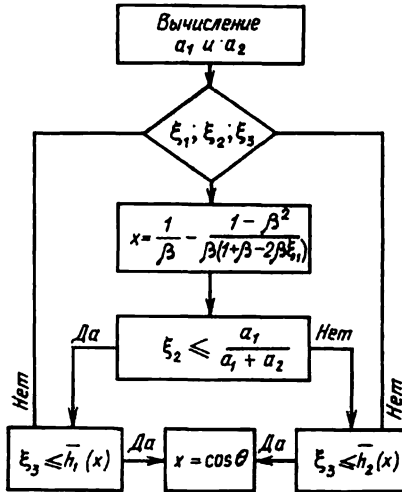
$$I(x) = \bar{g}[a_1 \bar{h}_1(x) + a_2 \bar{h}_2(x)], \quad \text{(П.4)}$$

где $x = \cos\theta$; $a_1 = \beta^2 \sqrt{1 - \beta^2} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^{-1}$, $a_2 = 3 - 3\sqrt{1 - \beta^2} - 2\beta^2$, $\bar{g} = (1 - x^2)^{1/2} (1 - \beta x)^{-2}$, $\bar{h}_1(x) = (1 - \beta^2)(1 - x^2)(1 - \beta x)^{-2}$,



$$\bar{h}_2(x) = \beta^2 [2(1 - \sqrt{1 - \beta^2})(1 - x^2)(1 - \beta x)]^{-1}.$$

Тогда, используя метод композиции, получаем следующую схему розыгрышей:



Эффективность этой схемы в широком диапазоне изменения β (от 0,5 до 0,95) составляет около 0,7. Другая схема розыгрышей из распределения Заутера приводится в [6].

Распределение (1.16) энергии элементов пары. Представим это распределение в виде

$$d\sigma/dx \sim (1 + M)^{-1} h_1(x) + M(1 + M)^{-1} h_2(x) \quad (0 < x \leq 1), \quad (\text{П.5})$$

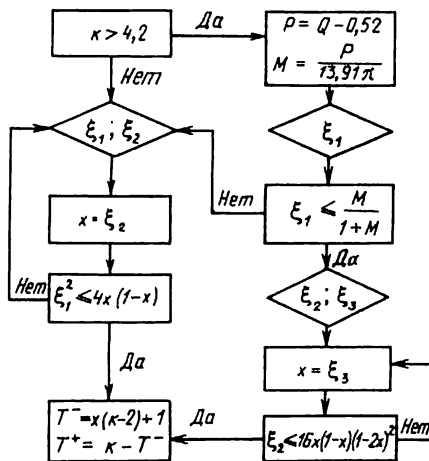
где $h_1(x) = (8/\pi)\sqrt{x(1-x)}$, $h_2(x) = 30x(1-x)(1-2x)^2$,

$$M = P/(13,91\pi), \quad P = \begin{cases} 0 & \text{при } k > 4,2; \\ 0 & \text{при } 2 < k \leq 4,2. \end{cases}$$

Новая переменная x связана с кинетической энергией электрона T и энергией фотона, выраженными в единицах m_0c^2 , соотношением $x = (T_- - 1)/(k - 2)$. Значения Q как функции энергии фотона приведены в таблице:

E_γ , МэВ	k	Q	E_γ , МэВ	k	Q
10	19,569	4,254	5,5	10,763	2,577
9,5	18,591	4,132	5,0	9,785	2,324
9,0	17,612	3,952	4,5	8,806	2,050
8,5	16,634	3,789	4,0	7,828	1,754
8,0	15,656	3,619	3,5	6,849	1,436
7,5	14,677	3,435	3,0	5,871	1,096
7,0	13,699	3,241	2,5	4,892	0,739
6,5	12,720	3,034	2,15	4,2	0,520
6,0	11,742	2,814			

Схема розыгрышей, основанных на методе композиции, имеет вид



Легко видеть, что эффективность алгоритма в случае $k > 4,2$ составляет $\epsilon = \pi/4$, а в случае $k < 4,2$ — $\epsilon = 8/15$.

Рассмотрим еще один алгоритм розыгрыша энергии элементов пары электрон-позитрон, основанный на применении формулы Бернштейна (1.16). Введем новую переменную $x = (T_- + 1)/k$, пределы изменения которой $1/k < x < (1 - 1/k7)$. Тогда (1.18) примет вид

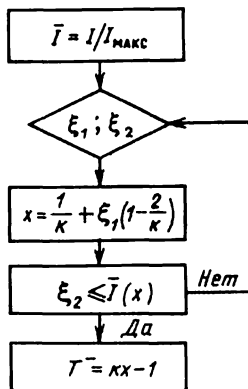
$$I(k, x) = \frac{1}{k} \frac{1 - u(x - x^2)}{(x - x^2) + \kappa/k} (x - x^2), \quad (П.6)$$

где параметры являются функциями атомного номера материала мишени и даются формулами из § 1.2. Функция (П.6) имеет два одинаковых максимума ($I_{\text{макс}}$) при значениях x , удовлетворяющих уравнению $x - x^2 = -\kappa/k + \sqrt{(\kappa/k)^2 + \kappa/(k\alpha)}$.

Значения

$$I_{\text{макс}} = \frac{1}{k} \frac{1 - u[-\kappa/k + \sqrt{\kappa/(ku) + (\kappa/k)^2}]}{\sqrt{(\kappa/k)^2 + \kappa/(ku)} + \kappa/k} \left(-\frac{\kappa}{k} + \sqrt{\frac{\kappa^2}{k^2} + \frac{\kappa}{ku}} \right) \quad (\text{П.7})$$

следует заранее рассчитать для данного элемента и ряда энергий фотонов, чтобы можно было осуществить интерполяцию. Схема розыгрышей имеет вид

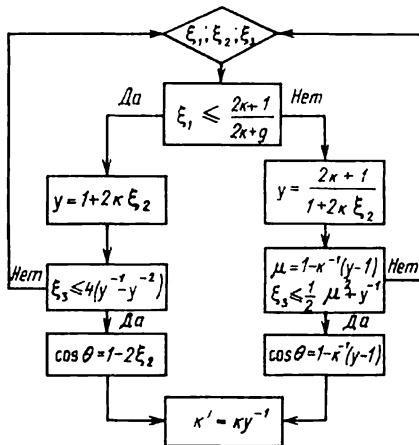


Распределение Клейна–Нисины–Тамма (1.4). В настоящее время, как указывалось в § 2.2, разработано много алгоритмов розыгрышей из этого распределения. Подробности читатель может найти в литературе, цитированной в [84]. Здесь же мы рассмотрим два традиционных метода: 1) известную схему Кана, основанную на методе композиции; 2) табличный метод.

1. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния может быть представлено в виде

$$d\sigma_{\text{КНТ}}/dk = (2k + 1)(2k + 9)^{-1} g_1(y)h_1(y) + 8(2k + 9)g_2(y)h_2(y),$$

где $y = k/k'$, а функции $g_1(y)$, $h_1(y)$, $g_2(y)$ и $h_2(y)$ приведены в [86]. Алгоритм розыгрышей имеет вид



Как указывалось, эффективность схемы Кана зависит от энергии фотона $k(k = E\gamma/m_0c^2)$. Для $k = 2 \epsilon = 0,65$, но падает до 0,34 при $k = 20$.

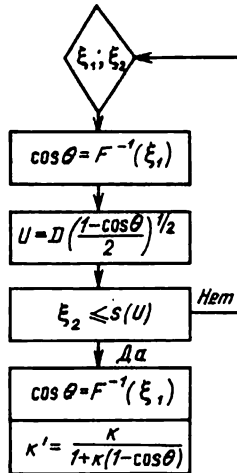
2. Введем новую переменную $\cos\theta = 1 - m_0c^2x^2$, тогда для интегральной функции $F(t)$ получаем выражение

$$F(t) = \frac{[(t-1)/(2t^2)][(t+a)8t + (a-1)^2(t+1)] + (a^2 - 6a - 3)\ln t}{[(a-1)/(2a^2)][16a^2 + (a-1)^2(a+1)] + (a^2 - 6a - 3)\ln a}$$

где $t = E\gamma x^2 + 1$; $a = 2k + 1$.

Положив $F(t) = \xi$ получим возможность выразить t и, следовательно, x и $\cos\theta$ через случайное число ξ . При таком подходе нужно иметь табулированные массивы $F(t)$ для различных энергий фотонов. Метод является достаточно быстрым и эффективность $\epsilon = 1$. Требуется лишь дополнительная память для записи $F(t)$.

С учетом функции некогерентного рассеяния, определяемой формулой (1.5) и табулированной для различных Z и k , схема розыгрышей из распределения (1.3) имеет вид



В этой схеме $\cos\theta$ разыгрывается по схеме Кана или по другой схеме из распределения (1.4).

Распределения, описывающие образование вторичных электронов. Использование этих распределений имеет смысл в программах, рассматривающих развитие электронно-фотонного каскада, т.е. при достаточно большой энергии первичного фотона. В этом случае речь идет о генерации квантов тормозного излучения быстрым электроном, а также об образовании быстрых δ -электронов. Как указывалось в § 1.2, существует много формул, описывающих дифференциальное по энергии сечение тормозного излучения. Это затрудняет приведение здесь каких-либо конкретных алгоритмов розыгрышей. Отметим, однако, одну общую для всех формул особенность. Наиболее существенная зависимость сечений от энергии связана с членом, пропорциональным $1/k$. Это позволяет практически во всех случаях использовать схему Неймана (метод исключения, алгоритм Б4). Чтобы учесть расходимость сечения при $k \rightarrow 0$, необходимо ввести ограничения по k , т.е. задаться некоторым значением $k_{\text{мин}}$. Тогда разработка соответствующего алгоритма не вызывает затруднений.

В случае образования быстрого δ -электрона для розыгрыша его энергии нужно использовать формулу Меллера (1.19). К ней применимо сделанное выше замечание о розыгрыше энергии тормозных квантов. Один из вариантов использования схемы Неймана для розыгрыша энергии δ -электрона приведен в [64].

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

Выход η_B (н) из разных мишеней, рассчитанных по программе QUISKE-3, 10^{-3} электрон/фотон

E_γ , МэВ	η_B					η_H				
	C	Al	Cu	Sn	Au	C	Al	Cu	Sn	Au
0,001	1,21	1,43	2,39	2,69	5,69	1,08	1,28	2,18	2,50	5,33
0,004	0,416	3,30	4,49	4,82	14,0	0,320	2,90	4,01	4,30	13,0
0,01	0,131	1,46	6,65	7,50	7,85	0,086	1,09	6,25	6,54	6,80
0,02	0,050	0,705	4,35	4,13	10,1	0,027	0,456	3,50	3,27	8,94
0,03	0,029	0,440	3,43	4,36	8,07	0,013	0,256	2,50	3,62	6,64
0,04	0,022	0,314	2,78	4,52	6,72	0,008	0,163	1,88	3,58	5,29
0,05	0,020	0,241	2,30	4,74	5,73	0,006	0,114	1,47	3,57	4,36
0,06	0,022	0,195	1,95	4,72	4,99	0,004	0,084	1,19	3,41	3,69
0,08	0,032	0,148	1,50	4,36	3,94	0,003	0,052	0,855	2,95	2,80
0,10	0,053	0,133	1,20	3,88	4,68	0,003	0,037	0,592	2,50	3,42
0,15	0,145	0,176	0,830	3,02	5,41	0,005	0,028	0,340	1,62	3,75
0,20	0,294	0,288	0,717	2,43	5,29	0,009	0,034	0,247	1,18	3,37
0,40	1,34	1,16	1,10	1,83	4,17	0,035	0,104	0,266	0,695	2,08
0,60	2,81	2,38	1,96	2,22	3,87	0,065	0,197	0,431	0,761	1,76
0,80	4,47	3,74	2,96	2,89	4,03	0,092	0,284	0,614	0,937	1,74
1,0	6,16	5,13	4,01	3,61	4,38	0,112	0,355	0,785	1,14	1,81
2,0	14,0	11,6	9,03	7,48	6,86	0,139	0,499	1,31	1,89	2,42
4,0	25,3	21,2	16,7	13,5	11,5	0,104	0,406	1,38	2,29	3,08
6,0	33,1	28,0	22,2	17,9	14,9	0,069	0,288	1,11	2,06	3,00
8,0	38,9	33,0	26,3	21,2	17,5	0,053	0,201	0,845	1,69	2,66
10,0	43,5	37,0	29,5	23,6	19,5	0,044	0,151	0,634	1,34	2,25
20,0	57,9	48,4	38,1	30,2	25,4	0,028	0,062	0,206	0,452	0,935

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стародубцев С.В., Романов А.М. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. Ташкент: Наука, 1964. – 250 с.
2. Хаббел Дж., Бергер М. Сечения взаимодействия γ -излучения. – В кн.: Руководство по радиационной защите для инженеров: Пер. с англ. /Под ред. Д.Л. Бродера и др. Т. 1. М.: Атомиздат, 1972, с. 128 – 151.
3. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию столкновений. Томск: Изд-во Томского ун-та, 1979. – 141 с.
4. Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения (для энергий 0,001 – 100 МэВ и элементов с 1 по 100). Справочник: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1973. – 256 с.
5. Atomic form factors, incoherent scattering functions and photon scattering cross sections /J.H. Hubbell, W.J. Veigele, E.A. Briggs et al. – J. Phys. Chem. Ref. Data, 1975, vol. 4, № 3, p. 471 – 490.
6. Colbert H.M. SANDYL: A computer program for calculating combined photon–electron transport in complex system. – SLL-74-12. Livermore: Sandia Lab., 1974. – 122 p.
7. Veigele W.J. Photon cross sections from 0,1 to 1 MeV for elements $Z = 1$ to $Z = 94$. – Atom. Data, 1973, vol. 5, № 1, p. 51 – 111.
8. Hubbell J.H. Photon cross sections, attenuation coefficients and energy absorption coefficients from 0 keV to 100 GeV. Washington: NBS; 1969. – 43 p.
9. Biggs F., Lighthill D. Analytic approximations for X-rays cross sections. – SC-RR-71-0507. Livermore: Sandia Lab., 1971. – 21 p.
10. Hubbell J.H., Veigele W.J. Comparison of theoretical and experimental photoeffect data 0,1 keV to 1,5 MeV. – U.S. Dep. Commer. NBS Techn. Note, 1976, № 900.
11. Таблицы и формулы рентгено-спектрального анализа. Вып. 3 /Под ред. Н.И. Комяка. Л.: Изд. ЛНПО "Буревестник", 1982. – с. 101.
12. MacCallum C.J., Dellin T.A. Photo-Compton currents in unbounded media. – J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, № 4, p. 1878 – 1884.
13. Горшков В.Г., Михайлов А.И. Угловое распределение фотоэлектронов с К-оболочки. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1962, т. 43, вып. 4, с. 991 – 1004.
14. K-shell photoelectric cross sections from 200 keV to 2 MeV /R.A. Pratt, R.D. Levee, R.C. Pexton, W.Aron. – Phys. Rev. A, 1964, vol. 134, № 4, p. 898 – 915.
15. Brysk H., Zerby C.D. Photoelectric cross sections in the keV range. – Phys. Rev., 1968, vol. 171, № 2, p. 292 – 298.
16. Cooper J.W., Manson S.T. Photo-ionization in the soft X-ray range: Angular distributions of photoelectrons and interpretation in the terms of subshell structure. – Ibid., 1969, vol. 177, № 1, p. 157 – 163.
17. Эмиссия электронов под действием мягкого рентгеновского излучения ($E_\gamma < 10$ кэВ) / А.Ф. Аккерман, В.А. Ботвин, Г.Я. Чернов, М.В. Шиленкова. – В кн.: Тезисы докладов 17-й Всесоюзной конференции по эмиссионной электронике. Л., 1978, с. 390 – 391.
18. Гайтлер В. Квантовая теория излучения: Пер. с англ. М: Изд-во иностр. лит., 1956. – 491 с.

19. Hough P.V.C. Low energy pair production. – *Phys. Rev.* 1948, vol. 73, № 2, p. 266 – 269.
20. Bernstein L.B. Cascade shower theory. – *Phys. Rev.*, 1950, vol. 80, № 6, p. 995 – 1005.
21. Стародубцев С.В., Романов А.М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1962. – 227 с.
22. Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.М., Ботвин В.А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата: Наука, 1972. – 164 с.
23. Мотт Н., Мессис Г. Теория атомных столкновений: Пер. с англ. М.: Мир, 1969. – 756 с.
24. Motz J.W., Olsen H., Koch H.W. Electron scattering without atomic or nuclear excitation. – *Rev. Mod. Phys.*, 1964, vol. 36, № 4, p. 881 – 928.
25. Аккерман А.Ф., Труханов Г.Я., Чернов Г.Я. Сечения упругого рассеяния электронов на атомах элементов, входящих в состав атмосферы и земной коры. – В кн.: Ядерно-физические константы в прикладных задачах нейтронной физики. Труды ВНИИОФИ. М., 1976, с. 61 – 64.
26. Doggett J.A., Spenser L.V. Elastic scattering of electrons and positrons by point nuclei. – *Phys. Rev.*, 1956, vol. 103, № 6, p. 1597 – 1600.
27. Shin-R.Lin, Sherman N., Percus J.K. Elastic scattering of relativistic electrons by screened atomic nuclei. – *Nucl. Phys.* 1963, vol. 45, № 3, p. 492 – 504.
28. Fink M., Yates A.C. Theoretical electron scattering amplitudes and spin polarizations. Selected targets, electron energies 100 to 1500 eV. – *Atom. Data*, 1970, vol. 1, № 4, p. 385 – 411.
29. Riley M.E., MacCallum C.J., Biggs F. Theoretical electron-atom elastic scattering cross sections. Selected elements, 1 keV to 256 keV. – *Atom. Data Nucl. Data Tabl.*, 1975, vol. 15, № 5, p. 443 – 476.
30. Green A.E.S., Sellin D.L., Zachor A.S. Analytic independent-particle model for atoms. – *Phys. Rev.*, 1976, vol. 184, № 1, p. 1 – 9.
31. Аккерман А.Ф., Чернов Г.Я. Упругое рассеяние электронов на атомах в килоэлектронвольтовом диапазоне энергий. – *Журн. техн. физ.*, 1978, т. 48, вып. 2, с. 415 – 418.
32. Gryzinski M. Classical theory of atomic collisions. I. Theory of inelastic collisions. – *Phys. Rev.*, 1965, vol. 138, № 2A, p. 336 – 358.
33. Garsia J.D. Ejected electron distributions. – *Ibid.*, 1969, vol. 177, № 1, p. 223 – 229.
34. Sternheimer R.M. Density effect for ionization loss of charged particles. – *Ibid.*, 1966, vol. 145, № 1, p. 247 – 250.
35. Koch H.W., Notz J.W. Bremsstrahlung cross section formulas and related data. – *Rev. Mod. Phys.*, 1959, vol. 31, № 4, p. 920 – 936.
36. Berger M.J., Seltzer S.M. Bremsstrahlung and photon neutrons from thick tungsten and tantalum targets. – *Phys. Rev.*, 1970, vol. 2C, № 2, p. 621 – 630.
37. Seltzer S.M., Berger M.J. Improved bremsstrahlung cross sections for transport calculations. – *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1983, vol. NS-30, № 6, p. 4368 – 4370.
38. Zerby C.D., Keller F.L. Electron transport theory, calculations and experiments. – *Nucl. Sci. Eng.*, 1967, vol. 27, № 2, p. 190 – 219.
39. Bremsstrahlung energy spectra from electrons of kinetic energy 1 keV to 2000 keV incident on neutral atoms $2 \leq Z \leq 92$ /R.H. Pratt, H.K. Tseng, C.M. Lee e.a. – *Atom. Data Nucl. Data, Tabl.*, 1977, vol. 20, № 2, p. 175–209.
40. Numerical calculation of absolute forward thick-target bremsstrahlung spectra/H. Ferdinande, G. Knuyt, Van de Vijver, R. Jacobs. – *Nucl. Instrum. Meth.*, 1978, vol. 91, № 1, p. 135 – 140.
41. Energy losses, range and bremsstrahlung yield for 10 keV to 100 MeV electrons/L. Pages, E. Bertel, H. Jofre, L. Sklaventis. – *Atom Data*, 1971, vol. 4, № 1, p. 1 – 127.

42. Lindhard J. On the properties of gas charged particles. – Kgl.danske vid. selskab. Mat.-fys.medd., 1954, Bd 28, H. 1, S. 1 – 23.
43. Tosatti E., Parravicini G.P. Model semiconductor dielectric function. – J. Phys. Chem. Solids, 1972, vol. 32, № 3, p. 623 – 626.
44. Akkerman A.F., Chernov G.Ya. Mean free paths by inelastic interactions, stopping powers, and energy straggling for electrons of energies up to 20 keV in various solids. – Phys. Stat. Sol., 1978, vol. 89(b), № 1, p. 329 – 333.
45. Ferrell R.H. Angular dependence of the characteristic energy loss of electrons passing through metal foils. – Phys. Rev., 1956, vol. 101, № 2, p. 554 – 563.
46. Хлупин С.И., Аккерман А.Ф. Средние пробеги электронов с энергией 0,1 – 100 кэВ до неупругого рассеяния в веществе. 1. Моноатомные мишени. Препринт ИФВЭ 84-21. Алма-Ата, 1985. – 11 с.
47. Ashley J.C. Inelastic interaction of low-energy electrons with organic solids: simple formulae for mean free paths and stopping powers. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1980, vol. NS-27, № 6, p. 1454 – 1458.
48. Vambynek W. X-ray fluorescence yields, Auger and Coster-Kronig transition probabilities. – Rev. Mod. Phys., 1972, vol. 44, № 4, p. 718 – 813.
49. Таблицы полных массовых коэффициентов ослабления характеристического рентгеновского излучения. Методические рекомендации /Под ред. Н.И. Комяка. Л., 1978. – 273 с.
50. Scott W.T. The theory of small-angle multiple scattering of fast charged particles. – Rev. Mod. Phys., 1963, vol. 35, p. 231.
51. Spencer L.V. Theory of electron penetration. – Phys. Rev., 1962, vol. 128, № 5, p. 2230 – 2238.
52. Нелипа А.Ф. Введение в теорию многократного рассеяния частиц. М.: Атомиздат, 1960. – 159 с.
53. Berger M.J. Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. – In: Methods in computational phys. N.Y. – Lond.: Acad. Press, 1963, vol. 1, p. 135 – 215.
54. Bethe H.A. Moliere's theory of multiple scattering. – Phys. Rev., 1953, vol. 89, № 6, p. 1256 – 1266.
55. Симон К.Р. – В кн.: Б. Росси. Частицы больших энергий: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1950, с. 46 – 52.
56. Blunck O., Leisegang S. Zum Energieverlust schneller Elektronen in dünnen Schichten. – Z. Phys., 1950, Bd 128, H. 4, S. 500 – 505.
57. Akkerman A.F., Gibrekhterman A.L. Comparison of various Monte Carlo schemes for simulation of the low energy electron transport in matter. – Nucl. Instrum. Meth., 1985, vol. B-6, № 3, p. 496 – 503.
58. Беляев А.А., Крупман А.И. Оценка применимости теории в задаче прохождения заряженной частицы через слой. – Атомная энергия, 1973, т. 35, вып. 2, с. 95 – 100.
59. Blunck O., Westphal K. Fluctuations in the energy losses by common ionization and bremsstrahlung processes. – Z. Phys., 1951, Bd 130, H. 4, S. 641 – 647.
60. Елисеенко Л.Г., Шемелев В.Н., Румш М.А. Определение квантовых выходов внешнего рентгеновского фотоэффекта в области длин волн 1 – 10 Å. – Журн. техн. физ., 1968, т. 38, № 1, с. 175 – 183.
61. Ogier W.T., Ellis D.V. Soft X-ray photoelectric yield formulas. – J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, № 12, p. 3788 – 3790.
62. Dellin T.A., MacCallum C.J. Analytical prediction of photo-compton emission currents. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, vol. NS-20, № 6, p. 91 – 96.
63. Strickland D.J. Soft X-ray photoemission. – Ibid, 1977, vol. NS-24, № 6, p. 2499 – 2503.
64. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978. – 256 с.

65. Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения: Пер. с англ. М.: Гооатомиздат, 1963. – 284 с.
66. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1971. – 496 с.
67. Strickland D.J. Transport equation techniques for deposition of auroral electrons. – J. Geophys. Res., 1976, vol. 81, № 10, p. 2755 – 2761.
68. Dellin T.A., Huddleston R.E., MacCallum C.J. Second generation analytical photo-compton current methods. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, vol. NS-22, № 6, p. 2549 – 2555
69. Evdokimov O.B., Yalovets A.P. Calculation of electron transport in a slab. – Nucl. Sci. Eng., 1974, vol. 55, № 1, p. 67 – 76.
70. Dellin T.A., MacCallum C.J. Analytical photo-compton deposition profiles. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, vol. NS-23, № 6, p. 1844 – 1849.
71. Burke E.A. Soft X-ray induced electron emission. – Ibid., 1977, vol. NS-24, № 6, p. 2505 – 2511.
72. Shaefer R.R. Simple model of soft X-ray photoemission. – J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, № 1, p. 152 – 156.
73. Kooi C.F., Kusnezov N. X-ray produced charged distributions at interfaces between materials of different atomic number. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, vol. NS-20, № 6, p. 97 – 104.
74. Chadsey W.L., Kohlberg I. The computation of photon radiation induced electron emission. – Ibid., 1971, vol. NS-18, № 6, p. 150 – 161.
75. Dellin T.A., MacCallum C.J. Photo-compton currents emitted from a surface. – J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, № 7, p. 2924 – 2934.
76. Калашников Н.П., Ремизович В.С., Смирнов В.В. Вычисление тока вторичных электронов в плоскопараллельной пластине под действием импульсного пучка гамма-квантов. – В кн.: Вторичное электронное излучение. Л.: Изд. Радиового ин-та им. В.Г. Хлопина, с. 48 – 53.
77. Кольчужкин А.М. К расчету поля вторичных электронов в веществе, облучаемом гамма-квантами. – Атомная энергия, 1981, т. 51, № 1, с. 62 – 64.
78. Schneider D.O., Cormack D.V. A new Monte Carlo scheme for electron penetration in condensed matter. – Rad. Res., 1958, vol. 11, № 2, p. 418 – 427.
79. Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974. – 229 с.
80. Смирнов Н.В., Душин-Барковский И.В. Курс теории вероятностей и математической статистики. М.: Наука, 1969. – 511 с.
81. Соболев И.М. Численные методы Монте-Карло. М.: Наука, 1973. – 311 с.
82. Михайлов Г.А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск: Наука, 1974. – 142 с.
83. Спанье Дж., Гелбард Э. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1972. – 271 с.
84. Андрасенко П.А., Попова Г.В. О моделировании случайной энергии гамма-кванта, рассеявшегося в результате комптон-эффекта. – Атомная энергия, 1981, т. 50, № 2, с. 140 – 141.
85. Голенко Д.И. Моделирование и статистический анализ псевдослучайных чисел на ЭВМ. М.: Наука, 1965. – 227 с.
86. Kahn H. Applications of Monte Carlo. AECU-3529. The Rand Corp., 1954. – 51 p.
87. Наумов В.А., Розин С.Г. Решение задач физики реакторов методом Монте-Карло. Минск: Наука и техника, 1978. – 208 с.
88. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Курс статистического моделирования. М.: Наука, 1976. – 310 с.
89. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. М.: Атомиздат, 1978. – 95 с.

90. Klein H., Zoll J. PATCHY reference manual. Geneva: CERN, 1979. – 104 p.
91. Cashwell E.D., Everett C.J. A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems. N.Y.: Pergamon Press, 1959. – 153 p.
92. Brun R., Iyanchenko I., Palazzi P. HBOOK – Histogramming, fitting and data presentation package /User's guide version 3. CERN-DD/77/9. Geneva: 1977. – 85 p.
93. Chadsey W.L., Wilson C.W., Pine V.W. X-ray photoemission calculations. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, vol. NS-22, № 6, p. 2345 – 2350.
94. Метод статистических испытаний (метод Монте-Карло)/Н.П. Бусленко, Д.И. Голленко, И.М. Соболев и др. М.: Физматгиз, 1962. – 303 с.
95. Гибрехтерман А.Л., Аккерман А.Ф., Чернов Г.Я. Система ETRIN-программное обеспечение моделирования переноса электронов с энергией ($10^2 - 5 \cdot 10^4$) эВ в веществе. – Препринт ИФВЭ 81-17. Алма-Ата, 1982. – 29 с.
96. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений /Под ред. Г.И. Марчука. М.: Атомиздат, 1967. – 256 с.
97. Berger M.J., Doggett J. Reflection and transmission of gamma radiation by barriers. Semianalytic Monte Carlo calculation. – J. Res. NBS, 1956, vol. 56, № 1, p. 89 – 97.
98. Поздняков Л.А., Соболев И.М., Сюняев Р.Л. Комptonизация и формирование спектров рентгеновских источников. Методика расчета методом Монте-Карло. – Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, 1982, т. 21, с. 238 – 307.
99. Ададуров А.Ф., Лазурик В.Т. Расчет характеристик электронной компоненты в защитах от гамма-излучения. – В кн.: Вторая Всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующего излучения ядерно-технических установок. Тезисы докладов. М.: Изд. МИФИ, 1978, с. 4.
100. Беспалов В.И., Кольчужкин А.М. Модификация алгоритма расчета электронно-фотонных каскадов методом Монте-Карло. – В кн.: Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике. Ч. 1 /Под ред. Г.И.Марчука. Новосибирск: Наука, 1979, с. 157 – 162.
101. Berger M.J., Seltzer M. Electron and photon transport programs. Notes on program ETRAN-15. Rept. № 9837. Washington, 1968. – 91 p.
102. Выход электронов из пластин вещества, облучаемых гамма-квантами различных энергий /А.Ф. Аккерман, В.А. Ботвин, Ю.М. Никитушев, В.М. Фадеев. – В кн.: Прикладная ядерная физика. Ташкент: ФАН, 1973, с. 160 – 164.
103. Смирнов В.В., Малышенков А.В. Расчет методом Монте-Карло характеристик электронов, выбиваемых гамма-излучением из различных материалов. – Атомная энергия, 1972, т. 32, № 1, с. 54.
104. Wecksung G.W., Walker J.J., Brown R.T. Monte Carlo calculation of electron production by gamma beam incident on a thick foil. – Nucl. Instrum. Meth., 1971, vol. 95, № 3, p. 605 – 609.
105. Halbleib J.A., Vandevender W.H. TIGER: A one-dimensional, multilayer electron/photon Monte Carlo transport code. – SLA-74-1026. Albuquerque: Sandia Labs., 1974. – 73 p.
106. Dolan K.W. X-ray induced electron emission from metals. – J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, № 8, p. 2456 – 2461.
107. Аккерман А.Ф., Ботвин В.А., Чернов Г.Я. Вторичные излучения из плоской мишени, облучаемой высокоэнергичными γ -квантами. Препринт ИФВЭ 28-76. Алма-Ата, 1976. – 24 с.
108. Серебряков А.С. Выход фотоэлектронов из мишеней, облучаемых мягким гамма-источником. – В кн.: Вторичное электронное излучение. Л.: Изд. Радиовещания им. В.Г. Хлопина, 1977, с. 63 – 66.
109. Кольчужкин А.М., Беспалов В.И. Спектры вторичных электронов в веществе, облучаемом гамма-квантами. – Там же, с. 54 – 58.
110. Secondary electron radiation from different targets exposed to photons with energy 0,1 to 3 MeV/A.F. Akkerman, V.A. Botvin, M.Ya. Grudskii et al. – Phys. Stat. Sol., 1982, vol. 110(b), № 1, p. 285 – 297.

111. Ададунов А.Ф., Лазурик В.Т. Расчет выхода быстрых вторичных электронов под действием рентгеновского излучения. – Атомная энергия, 1981, т. 50, № 3, с. 211 – 212.
112. Experimental investigation and Monte Carlo calculation of photon-induced electron emission from solids/M. Ya. Grudskii, N.N. Roldugin, V.V. Smirnov e.a. – Nucl. Instrum. Meth., 1984, vol. 227, № 1, p. 199 – 214.
113. Lockwood G.J., Miller G.H., Halbleib J.A. Simultaneous integral measurement of electron energy and charge albedos. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, vol. NS-22, № 6, p. 2537 – 2542.
114. Hine G. Scattering of secondary electrons produced by X-rays in materials of various atomic number. – Phys. Rev., 1951, vol. 82, № 5, p. 755.
115. Аглинцев К.К., Митрофанов В.В., Смирнов В.В. О действующих электронных спектрах в ионизационных камерах. – Атомная энергия, 1957, т. 2, № 1, с. 66 – 68.
116. Аглинцев К.К., Митрофанов В.В., Смирнов В.В. Относительная эффективность ионизационных камер из различных материалов. – Там же, 1958, т. 5, № 5, с. 566 – 568.
117. Energy distribution of electrons ejected from bone and lucite by 150 ÷ 300 kVp X-rays/H. Matsuzawa, K. Hoshino, T. Inada, K. Kawashima. – Brit. J. Radiol., 1965, vol. 38, № 446, p. 131 – 142.
118. Балекин В.И., Иванов А.Н., Лазарев В.В. Исследование зависимости чувствительности вакуумных камер от энергии фотонов ионизирующего излучения. – В кн.: Аппаратура и методы рентгеновского анализа. Вып. 4. Л., 1969, с. 216 – 220.
119. Балекин В.И., Иванов А.Н., Лазарев В.В. Исследование относительного количества быстрых и медленных электронов в рентгеновской эмиссии с электродов вакуумных камер. – Изв. ЛЭТИ. Науч. труды Ленингр. электротехн. ин-та им. В.И. Ульянова (Ленина), 1969, вып. 83, с. 39.
120. Bradford J.N. X-ray induced electron emission II. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, vol. NS-20, № 6, p. 105 – 110.
121. Hay F., Bernstein M.J. Photoemission from polymers. – Ibid., 1971, vol. NS-18, № 6, p. 178 – 183.
122. Bernstein M.J., Paschen K.W. Forward and backward photo-emission yield from metals at various angles of incidence. – Ibid., 1973, vol. NS-20, № 6, p. 111 – 116.
123. Measurement of electron flux in media bombarded by X-rays/D.R. Nelson, R.D. Birkhoff, R.H. Ritchie, H.H. Hubbell. – Health Phys., 1961, vol. 5, № 3/4, p. 203 – 211.
124. Greening J.R., Randle H.J. A vacuum chamber investigation of low energy electrons liberated by X-rays. – Brit. J. Radiol., 1968, vol. 41, № 487, p. 534 – 544.
125. Измерение характеристик вторичных электронов, выходящих из металлических мишеней под действием фотонов с энергиями от 0,03 до 3 МэВ /М.Я. Грудский, А.В. Малышенков, Ю.В. Мортиков и др. – В кн.: Вторичное электронное излучение. Л.: Изд. Радиового ин-та им. В.Г. Хлопина, 1977, с. 79 – 82.
126. Stearns R.L., Gregg E.C. Energy spectrum of electrons produced in aluminium by 17,8 MeV bremsstrahlung. – Phys. Rev., 1956, vol. 102, № 1, p. 1 – 3.
127. Грудский М.Я., Малышенков А.В., Смирнов В.В. Выход электронов из металлов под действием квантового излучения с энергией 30 – 90 кэВ. – Журн. техн. физ., 1976, т. 46, № 2, с. 302 – 309.
128. Mori C., Watanabe T. Photoelectric emission of metals by X-rays in the keV regions. – Japan. J. Appl. Phys., 1970, vol. 9, № 6, p. 666 – 672.
129. Ebert P.J., Gaines J.L., Leipelt G.R. Measurement of X-ray-induced electron currents from metal targets. UCRL-50691. Livermore: Lawrence Radiation Lab., 1969. – 27 p.
130. Bernstein M.J., Smith J.A. Primary and secondary photo-electron yields induced by soft X-rays. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, vol. NS-26, № 6, p. 4978 – 4983.

131. Gaines J.L., Hansen R.A. X-ray-induced electron emission from thin gold foils. — *J. Appl. Phys.*, 1976, vol. 47, № 9, p. 3923 — 3928.
132. Елисеенко Л.Г., Щемелев В.Н., Румш М.А. Изучение пространственного и энергетического распределений рентгеновской фотоэмиссии массивных катодов. — *Журн. эксперим. и теорет. физ.*, 1967, т. 52, № 2, с. 329 — 336.
133. Смирнов В.В., Малышенков А.В. Вторичные электроны, испускаемые материалами под действием излучения источника ^{170}Tm . — В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 3. М.: Атомиздат, 1972, с. 166 — 169.
134. Пространственно-энергетические распределения электронов, выбиваемых из металлических фольг гамма-квантами ^{153}Gd , ^{203}Hg , ^{137}Cs /М.Я. Грудский, Ю.В. Мортиков, Н.Н. Ролдугин и др. — В кн.: Тезисы докладов XXIX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1979, с. 546.
135. Грудский М.Я. Экспериментальное исследование характеристик вторичных электронов, выбиваемых из вещества гамма-квантами: Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук. Л.: Радиевый ин-т им. В.Г. Хлопина, 1981. — 22 с.
136. Смирнов В.В., Малышенков А.В., Муштатный В.А. Характеристики вторичных электронов, выбиваемых из различных материалов γ -излучением с энергией 412 кэВ. — В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 3. М.: Атомиздат, 1972, с. 161 — 165.
137. Смирнов В.В. Вторичные электроны и эффективность регистрации гамма-излучения: Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук. Л.: Радиевый ин-т им. В.Г. Хлопина, 1959.
138. Аглинцев К.К., Митрофанов В.В., Смирнов В.В. Экспериментальное исследование электронного равновесия в ионизационных камерах для гамма-лучей. — In: Selected topics in radiation dosimetry. Vienna: IAEA, 1961, p. 183 — 190.
139. Oda N., Suzuki H. The energy spectra of secondary electrons in various materials irradiated by γ -rays from ^{60}Co and ^{137}Cs . — *J. Phys. Soc. Japan*, 1960, vol. 15, N 12, p. 2365—2370.
140. Artuso J.F. Accomplishments of Compton studies program /Fiscal year 1965. Techn. Rept №S-259-R, EGG 1183-2043. Santa Barbara (USA): Edgerton Germeshausen and Grier, 1965. — 70 p.
141. Stevens J., Artuso J.F. Nuclear studies of the Compton diode/Fiscal year 1966. UCRL-13251 (Techn. Rept. N S-349-R, EGG 1183-2110). Santa Barbara (USA): Edgerton, Germeshausen and Grier, 1966. — 82 p.
142. Ebert P.J., Lauzon A.F. Measurement of gamma-ray induced current from various elements. — *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1966, vol. NS-13, № 1, p. 735 — 741.
143. Nakamura M. The energy spectra and the quantum efficiencies of electrons emitted from the metallic elements irradiated by ^{60}Co gamma-rays. — *J. Appl. Phys.*, 1983, vol. 54, № 6, p. 3141 — 3149.
144. Nakamura M., Kikuchi B. The energy spectra of secondary electrons from the metallic irradiated with ^{60}Co and ^{137}Cs gamma-rays. — *Japan. J. Appl. Phys.*, 1978, vol. 17, № 8, p. 1463 — 1464.
145. Burlin T.E., Husain S.R. The low energy portion of the electron spectrum established within and emitted from irradiated conducting materials. — *Phys. Med. Biol.*, 1968, vol. 13, № 2, p. 169 — 179.
146. Burlin T.E., Husain S.R. The fluence of low energy electrons established within and emitted irradiated conducting materials. — *Ibid.*, № 3, p. 347 — 358.
147. Burke E.A., Wall J.A., Frederickson A.R. Radiation-induced low energy electron emission from metals. — *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1970, vol. NS-17, № 6, p. 193 — 199.
148. Hayward E. The electron spectra produced by a ^{60}Co source in water. — *Phys. Rev.*, 1952, vol. 86, № 3, p. 493—495.
149. Bruce W.R., Johns M.E. Experimentally determined electron energy distribution produced by ^{60}Co γ -rays. — *Brit. J. Radiol.*, 1955, vol. 28, № 332, p. 443—445.
150. Smith C.B., Spencer R.B. An experimental investigation of photon-induced secondary electron emission. — *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 1970, vol. 13, № 1, p. 409.

151. Аглинцев К.К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М.: ГИТТЛ, 1957. – 503 с.
152. Грудский М.Я., Малышенков А.В., Смирнов В.В. Вторичное электронное излучение, выходящее из металлов, облучаемых гамма-квантами с энергией 0,4 – 3 МэВ. – Препринт РИ-41. Л.: Радиевый ин-т им. В.Г. Хлопина, 1975. – 30 с.
153. Митрофанов В.В., Смирнов В.В. Конструкция магнитного спектрометра для изучения углового распределения электронов. – ПТЭ, 1960, № 1, с. 22 – 24.
154. Смирнов В.В., Малышенков А.В. Магнитный спектрометр для исследования вторичных электронов в области низких энергий. – В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. М.: Атомиздат, 1970, с. 278 – 281.
155. Грудский М.Я., Мортиков Ю.В., Ролдугин Н.Н. Измерение спектра электронов при наличии фона гамма-излучения. – В кн.: Материалы конференции молодых ученых и специалистов Радиевого института. Ленинград, 18 – 21 апреля 1978 г. Ч. I/ГКАЭ, Радиевый ин-т им. В.Г. Хлопина. Л.: изд. Радиевого ин-та им. В.Г. Хлопина, 1979, с. 81 – 89.
156. Грудский М.Я., Малышенков А.В., Смирнов В.В. Электрометрический метод исследования выходов вторичных электронов, индуцированных фотонным излучением. – В кн.: Вторичное электронное излучение. Л.: изд. Радиевого ин-та им. В.Г. Хлопина, 1977, с. 83 – 88.
157. Aebv S.A., Whan G.A. Measurement of X-ray induced electron emission. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, vol. NS-28, № 6, p. 4177 – 4181.
158. Грудский М.Я., Ролдугин Н.Н., Смирнов В.В. О закономерностях инициированной гамма-квантами эмиссии истинно-вторичных электронов. – Журн. техн. физ., 1982, т. 52, вып. 6, с. 1157 – 1163.
159. Sherman C.H., Gordon N.E. Energy spectra of secondary electrons from metals. – AF-CRL-67-0651. Bedford (USA): Air Force Cambridge Res. Labs., 1967.
160. Berger M.J., Seltzer S.M. Tables of energy-losses and range of electrons and positrons. – In: Studies in penetration of charged particles in matter. Publ. № 1133. – Washington: Natl. Acad. Sci. – Natl. Res. Council., 1964, p. 205 – 268.
161. Seliger H. Transmission of positrons and electrons. – Phys. Rev., 1955, vol. 100, № 3, p. 1029 – 1032.
162. Sovka J.A., Truant P.T. Generation of electron currents by gamma-rays. – AECL-3224. Chalk River: Atom Energy Canada, 1968.
163. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. – 407 с.
164. Burlin T.E. Vacuum chamber for radiation measurement. – In: Topics in radiation dosimetry/Radiation dosimetry. Ed. by F.H. Attix. Suppl. 1. N.Y. – Lond.: Acad. Press, 1972, p. 143 – 220.
165. Dekker A.J. Secondary electron emission. – In: Solid state physics/Seitz & Turnbull ed. N.Y.: Acad. Press, 1965, p. 332 – 388.
166. Cohen A.J., Koral K.F. Backscattering and secondary-electron emission from metal targets of various thicknesses. – NASA-TN-D-2782, 1965.
167. Baroody E.M. A theory of secondary electron emission from metals. – Phys. Rev., 1950, vol. 78, № 6, p. 780 – 787.
168. Garth J.C., Chadsey W.L., Sheppard R.L. Monte Carlo analysis of dose profiles near photon irradiated interfaces. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, vol. NS-22, № 6, p. 2562–2567.