

ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ γ -ЛУЧЕЙ

Л. Грошев, Москва

Испускаемые некоторыми радиоактивными веществами γ -лучи представляют собой, как известно, электромагнитное излучение очень короткой длины волны. Проходя через вещество, γ -лучи частично в нем поглощаются и частично рассеиваются. Рассмотрение вопроса о поглощении и рассеянии γ -лучей при прохождении через вещество является целью нашей статьи. При изложении основной упор делается на работы последних лет, позволившие объяснить так называемое аномальное поглощение и аномальное рассеяние γ -лучей. Результаты более ранних работ упоминаются совсем кратко. Более подробное изложение их можно найти в книге Резерфорда, Чадвика и Эллиса¹, а также у Кольрауша². Вопрос об открытии аномального поглощения γ -лучей довольно подробно изложен в статье М. П. Бронштейна³. Вопрос о поглощении и рассеянии жестких γ -лучей рассмотрен также в главе III книги Д. В. Скобельцына⁴ „Космические лучи“, в скором времени выходящей из печати.

В первой части нашей статьи разбирается вопрос об ослаблении пучка γ -лучей при прохождении его через вещество, во второй — вопрос о возникающем при этом рассеянном γ -излучении.

I

§ 1. При прохождении через вещество пучок γ -лучей уменьшает свою интенсивность. Это ослабление пучка связано, с одной стороны, с поглощением фотонов веществом, а с другой стороны — с их рассеянием. Ослабление параллельного пучка данного γ -излучения в каком-нибудь веществе характеризуется линейными коэффициентами ослабления μ , определяемыми следующей формулой:

$$\frac{\Delta I}{I} = -\mu \Delta x, \quad (1)$$

где $\frac{\Delta I}{I}$ показывает степень уменьшения интенсивности пучка при прохождении через слой данного вещества толщиной Δx (при этом μ измеряется в см^{-1}). Коэффициент ослабления μ можно разделить на две части, из которых одна (τ) определяет ослабление пучка γ -лучей вследствие их поглощения, а другая (σ) — вследствие их

рассеяния (удаление фотонов из пучка без полного их поглощения).

Таким образом имеем

$$\mu = \tau + \sigma. \quad (2)$$

τ есть коэффициент истинного поглощения, σ — коэффициент рассеяния*.

Для параллельного монохроматического пучка γ -лучей, качественный состав которого не изменяется при прохождении через вещество, формула (1) может быть записана в обычной интегральной форме:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (3)$$

где I_0 — начальная интенсивность падающего пучка, I — интенсивность пучка, прошедшего слой вещества толщиной x .

Если поглощение γ -лучей монохроматического пучка происходит с помощью нескольких различных механизмов, то формула (3) остается в силе. Однако коэффициент ослабления в этом случае

$$\mu = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \dots + \sigma, \quad (4)$$

где τ_1, τ_2, τ_3 — коэффициенты поглощения, относящиеся к различным механизмам поглощения. Для параллельного монохроматического пучка μ и в этом случае является величиной постоянной.

Для немонохроматических γ -лучей ослабление пучка может быть описано тем же самым законом (1), что и для монохроматических, однако в этом случае μ не будет величиной постоянной. Значение будет зависеть от толщины слоя, через который γ -лучи прошли, так как с изменением толщины слоя будет изменяться и спектральный состав рассматриваемого γ -излучения. Для излучения известного состава коэффициент ослабления для тонкого слоя можно вычислить по следующей формуле**:

$$\mu = \frac{\sum_i \mu_i I_i}{\sum I_i}, \quad (5)$$

* Точнее говоря, часть суммарного коэффициента рассеяния σ должна быть включена в коэффициент истинного поглощения (σ_a — см. ниже). Однако мы будем в дальнейшем придерживаться введенного выше обозначения.

** Если в формуле под I_i подразумевать ионизационный ток, соответствующий i -той компоненте исследуемого излучения, то каждое слагающее числителя и знаменателя должно быть умножено на „функцию чувствительности“ прибора, с помощью которого измеряется ток, взятый для длины волны, соответствующей каждой компоненте.

где I_i и μ_i — интенсивности и коэффициенты ослабления отдельных компонент γ -излучения.

В дальнейшем нам придется иметь дело, главным образом, с коэффициентами ослабления, поглощения и рассеяния, рассчитанными на один атом или один электрон. Поэтому остановимся здесь на их определении. В большинстве случаев для расчетов пользуются так называемым массовым коэффициентом ослабления $\frac{\mu}{\rho}$, где ρ — плотность вещества. $\frac{\mu}{\rho}$ указывает относительное ослабление пучка при прохождении слоя, на каждый см^2 которого приходится 1 г данного вещества. Массовый коэффициент ослабления является для данного вещества характерной величиной, не зависящей от физического состояния вещества. Разделив массовый коэффициент на число атомов, содержащихся в 1 г вещества, мы получим коэффициент ослабления, рассчитанный на атом a^μ .

$$a^\mu = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N}. \quad (6)$$

Здесь A — атомный вес, N — число Авогадро.

Для коэффициента, рассчитанного на электрон, аналогично получаем

$$e^\mu = \frac{a^\mu}{Z} = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{NZ}, \quad (7)$$

где Z — атомный номер; a^μ и e^μ измеряются в см^2 , как это следует из формул (6) и (7), если учесть, что μ измеряется в см^{-1} .

Совершенно аналогично можно найти коэффициенты истинного поглощения и суммарные коэффициенты рассеяния, рассчитанные на атом или электрон. При этом

$$\left. \begin{aligned} a^\mu &= a^\tau + a^\sigma \\ e^\mu &= e^\tau + e^\sigma \end{aligned} \right\}. \quad (8)$$

a^τ , e^τ , a^σ и e^σ можно рассматривать как эффективные сечения для соответствующих процессов (поглощения фотона или удаления его из пучка вследствие акта рассеяния).

§ 2. Измерение коэффициента ослабления обычно происходит следующим образом. Между источником γ -лучей (в старых работах преимущественно Ra , в новых — ThC'') и индикатором — ионизационной камерой или счетчиком — помещается слой поглощающего вещества и производится измерение интенсивности прошедшего через вещество γ -излучения при различных толщинах слоя. В подобных измерениях в большинстве случаев выделяется приблизительно параллельный пучок γ -лучей с помощью свинцовых блоков надлежащим образом расположенными каналами. Если исследу-

дуемое γ -излучение монохроматично и если выполнены некоторые дополнительные условия, о которых будет сказано ниже, то для зависимости логарифма интенсивности от толщины поглощающего слоя получается прямая линия, наклон которой и дает величину коэффициента ослабления μ для данного вещества [см. формулу (3)].

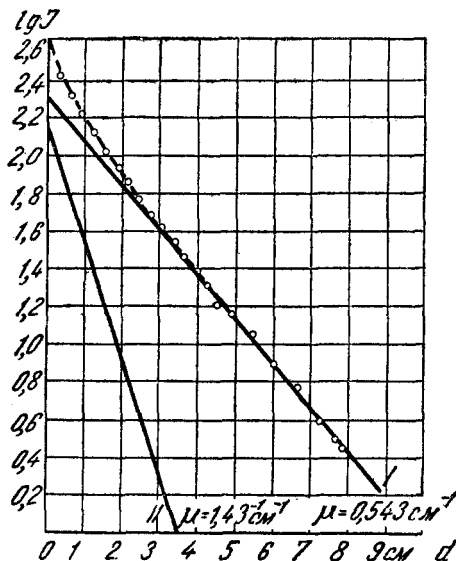


Рис. 1. Дефекты масс ядер как функция числа частиц.

В некоторых случаях, когда заранее известно, что исследуемое γ -излучение близко к монохроматическому (например, сильно отфильтрованное излучение радиоактивных препаратов), для более быстрого определения коэффициента ослабления можно поступать несколько иначе, производя измерения интенсивности γ -излучения в присутствии и отсутствии слоя поглощающего вещества одной определенной толщины. Тогда μ можно вычислить непосредственно из соотношения (3).

Для немонохроматического излучения, с которым обычно имели дело почти во всех работах до 1930 г. (Ra с его продуктами распада), зависимость логарифма интенсивности от толщины поглощающего слоя выражается кривой, вогнутой по отношению к осям координат. Пример такой кривой приведен на рис. 1 (по Кольраушу), где показана зависимость логарифма интенсивности γ -излучения Ra и его продуктов распада от толщины слоя свинца. Подобными кривыми обычно пользуются для того, чтобы разделить исследуемое γ -излучение на несколько более или менее монохроматических компонент. Это разделение основано на следующем факте. Уже первые измерения по ослаблению γ -излучения Ra (с

его продуктами распада) в свинце показали, что для больших толщин поглощающего слоя зависимость логарифма интенсивности от толщины слоя выражается прямой линией. Это объясняется тем, что мягкие компоненты поглощаются в свинце быстрее жестких, и поэтому в отфильтрованном излучении превалирующую роль играют жесткие компоненты. Экстраполируя к началу координат прямую линию, получаемую при больших толщинах поглощаемого слоя, можно из общей интенсивности пучка выделить часть, соответствующую жесткой компоненте. Вычитая ее затем из общей интенсивности, можно построить кривую зависимости логарифма интенсивности оставшейся части излучения от толщины слоя. Полученную кривую, в свою очередь, можно разложить тем же самым методом и т. д. Так например, на приведенном рис. 1 выделена жесткая компонента с коэффициентом ослабления $\mu = 0,543 \text{ см}^{-1}$ (I), соответствующая RaC и более мягкая компонента того же элемента $\mu = 1,43 \text{ см}^{-1}$ (II). Кроме них, имеется еще очень мягкая компонента, принадлежащая RaB и проявляющаяся в наличии спадания в начале кривой II. Мы остановились на разложении кривой поглощения несколько подробно, так как этот метод очень часто применяется и в настоящее время. Однако нужно отметить, что подобный анализ γ -излучения очень несовершенен ввиду малой чувствительности разложения к изменению спектрального состава излучения (в силу логарифмической зависимости); поэтому он в некоторых случаях может привести к неверным заключениям. Действительно, опыты Д. В. Скобельцына^{4b} по определению спектрального состава γ -излучения с помощью электронов отдачи (см. ниже) показали, что γ -излучение RaC, фильтрованное 3 см Pb, не является монохроматическим, несмотря на то, что кривая поглощения после 3 см Pb представляет собой практически прямую линию.

Для немонохроматического излучения, для которого известны относительные интенсивности и коэффициенты ослабления, всех линий спектра, суммарный коэффициент ослабления может быть вычислен по формуле (5).

Выше мы отметили, что при определении μ должны быть выполнены некоторые дополнительные условия. В старых работах различных авторов для μ часто получались несогласующиеся значения. Это объясняется, с одной стороны, тем, что применявшееся излучение не являлось монохроматическим, с другой стороны, недостаточно чистыми геометрическими условиями, в которых производились опыты по изучению ослабления γ -излучения. Геометрические условия играют существенную роль также и в опытах с практически монохроматическим излучением ThC'' (отфильтрованного несколькими см Pb). Дело в том, что простая формула $I = I_0 e^{-\mu x}$ применима лишь для параллельного пучка γ -лучей, который можно получить только при больших расстояниях источника от поглощающего вещества (что требует сильных источников γ -лучей). В старых работах это не всегда имело место. Другое, более существенное обстоятельство заключается в том, что индикатор — ионизационная камера или счетчик — кроме излучения, прошедшего через вещество

без изменения направления, регистрирует рассеянное и вторичное излучения, падающие на него от других частей поглощающего вещества. Это дополнительное излучение тем больше, чем больше телесный угол, под которым виден индикатор с места, где расположен поглощающий слой. Все это усложняется еще и тем, что рассеянное и вторичное излучение обладают отличной от падающего излучения длиной волны, и поэтому индикатор реагирует на них иначе. В работах по точному определению коэффициента ослабления необходимо обращать внимание на выполнение чистых геометрических условий, исключающих действие этого дополнительного излучения. Несоблюдение этих предосторожностей может привести к неверным значениям μ .

§ 3. Всеми многочисленными работами по изучению ослабления γ -лучей при прохождении их через вещество к 1930 г. было установлено о величине коэффициента ослабления следующее. Для всех легких элементов, вплоть до $Z = 50$, коэффициент ослабления, рассчитанный на электрон, остается для данного состава γ -излучения одним и тем же, в то время как для более тяжелых элементов он монотонно возрастает с увеличением атомного номера элемента. Чтобы понять этот факт, обратимся к выяснению механизма ослабления γ -лучей при прохождении их через вещество.

К 1930 г. были известны два процесса, вызывающие ослабление пучка γ -лучей. Речь идет о комптон-эффекте и фотоэлектрическом эффекте. При комптон-эффекте мы наблюдаем рассеяние фотонов на электронах. В этом процессе одна часть энергии падающего фотона превращается в кинетическую энергию электрона отдачи, а другая — в фотон меньшей энергии, рассеиваемый под некоторым углом θ к направлению движения первичного фотона. Применение законов сохранения энергии и импульса к упругому столкновению фотона с электроном позволяет вычислить энергию рассеянного фотона и энергию электрона отдачи. * Для энергии фотона, рассеянного под углом θ , получается, как известно, следующее выражение:

$$\alpha' = \frac{\alpha}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}, \quad (9)$$

где α' и α — энергии рассеянного и первичного фотонов, выраженные в единицах mc^2 ($\alpha' = \frac{h\nu'}{mc^2}$ и $\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$). Приведенная формула показывает, что при данной частоте падающего излучения частота рассеянного излучения тем меньше, чем больше угол, под которым рассеяние фотона имеет место. Эта характерная для комптон-эффекта зависимость жесткости рассеянного излучения от угла для γ -лучей была известна задолго до открытия самого комптон-эффекта.

Вследствие комптоновского рассеяния проходящий через вещество пучок γ -лучей будет ослабляться. Это ослабление пучка будем характеризовать суммарным коэффициентом рассеяния σ , рас-

* При этом предполагается, что рассеяние происходит на свободном электроме, который до акта рассеяния находился в покое.

считанным на один электрон (эффективное сечение для удаления падающего фотона из пучка). $e\sigma$ показывает, насколько ослабляется интенсивность падающего пучка γ -лучей одним электроном. Суммарный коэффициент рассеяния $e\sigma_s$, называемый иногда коэффициентом поглощения через рассеяние, можно разделить на две составляющие. Одна из них, которую мы обозначим $e\sigma_s$, показывает, какая часть энергии удаленных из пучка первичных фотонов превращается в энергию рассеянных фотонов ($e\sigma_s$ называется иногда также коэффициентом истинного рассеяния). Другая составляющая показывает, какая часть энергии этих удаленных из пучка фотонов превращается в кинетическую энергию электронов отдачи. Обозначая эту составляющую через $e\sigma_a$, имеем:

$$e\sigma = e\sigma_s + e\sigma_a \quad (10)$$

$e\sigma_s$ и $e\sigma_a$ рассчитаны также на один электрон *.

В 1928 г. Клейн и Нишина ⁵, применяя релятивистское уравнение Дирака, теоретически исследовали вопрос о рассеянии γ -излучения при комптон-эффекте и вычислили как коэффициент истинного рассеяния $e\sigma_s$, так и суммарный коэффициент рассеяния $e\sigma$. В их исследовании все атомные электроны рассматривались свободными, и поэтому величина потери энергии при рассеянии для каждого электрона получалась одинаковой. Предположение о том, что в отношении комптон-эффекта атомные электроны ведут себя как свободные, для области γ -излучения довольно хорошо выполняется, так как энергия фотонов здесь велика по сравнению с энергией связи электронов в атоме **.

Для неполяризованного γ -излучения Клейн и Нишина нашли для суммарного коэффициента рассеяния следующее выражение:

$$e\sigma = \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left\{ \frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right\} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right], \quad (11)$$

где m и e — масса и заряд электрона, c — скорость света, а α — энергия падающего фотона, выраженная в единицах mc^2 . Это и есть знаменитая формула Клейна—Нишины. Она показывает, что коэффициент суммарного рассеяния $e\sigma$ зависит исключительно от длины волны рассеиваемого излучения. На рис. 2 приведена зависимость $e\sigma$ от длины волны. Из кривой видно, что суммарный коэффициент рассеяния уменьшается с уменьшением длины волны.

* $e\sigma_a$ можно считать коэффициентом истинного поглощения (см. прим. на стр. 788), так как соответствующая ему энергия γ -излучения целиком превращается в другой вид энергии (поглощается).

** В ряде позднейших работ рассматривался вопрос о рассеянии γ -излучения связанными атомными электронами. Однако в формуле Клейна—Нишины получается небольшая поправка, лежащая в пределах ошибок измерения.

Для жестких монохроматических рентгеновских лучей формула Клейна—Нишины была проверена экспериментально с большой точностью в работе Рида и Лауритсена⁶, измеривших поглощение этих лучей в легких элементах (С и Al). Подтверждением справедливости формулы (11) для γ -лучей служит прежде всего тот факт, что для всех легких элементов коэффициент ослабления, рассчитанный на электрон ($\epsilon\sigma$), является величиной постоянной, не зависящей

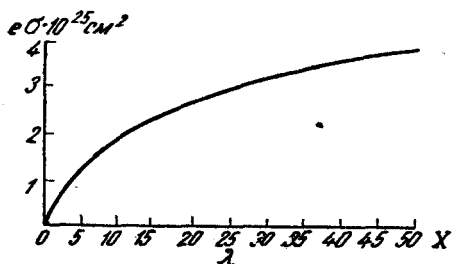


Рис. 2.

от Z , причем его численное значение совпадает со значением $\epsilon\sigma$, вычисляемым из формулы Клейна—Нишины. Отсюда, между прочим, следует, что для легких элементов ослабление пучка γ -лучей объясняется одним комптоновским рассеянием.

Выводы Клейна—Нишины были подтверждены также исследованием углового распределения рассея-

ного излучения. Однако более подробно этот вопрос мы разберем во второй части статьи.

§ 4. При фотоэлектрическом эффекте, как известно, фотон поглощается целиком, передавая свою энергию (за вычетом энергии связи электрона в атоме) электрону, выбрасываемому из атома. Наложением фотоэлектрического поглощения на комптоновское рассеяние вначале объясняли тот факт, что для тяжелых элементов, в отличие от легких, коэффициент ослабления, рассчитанный на электрон, становится больше $\epsilon\sigma$, даваемого формулой Клейна—Нишины. Однако систематическое исследование ослабления отфильтрованного γ -излучения ThC'' * при прохождении его через вещество, проведенное в работах Чао⁷, Мейтнер и Гупфельда⁸, Тэррента⁹ и Якобсена¹⁰, привело к заключению, что дополнительное поглощение ($\epsilon\mu - \epsilon\sigma$), наблюдаемое для тяжелых элементов, и возрастающее с увеличением Z (по Якобсену и Тэрренту^{9b} как Z^2), не может быть объяснено наличием одного лишь фотоэлектрического эффекта. Подтверждением этого служит хотя бы следующий факт. Фотоэлектрическое поглощение, как известно из опытов с рентгеновскими лучами, уменьшается с уменьшением длины волны. В действительности же Мейтнер и Гупфельд показали, что чем

* Излучение ThC'' состоит из интенсивной линии с энергией $h\nu = 2,65 \text{ MeV}$ ($\lambda = 4,66 \text{ X}$) и ряда менее интенсивных и более мягких линий, расположенных вдали от главной линии. Фильтруя такое излучение несколькими сантиметрами свинца, можно почти целиком удалить мягкие компоненты, получив, таким образом, практически монохроматическое излучение. Правда, имеются указания⁵⁴, что в излучении Rd11 , которым обычно пользуются, работая с γ -излучением ThC'' , кроме интенсивной линии с энергией $h\nu = 2,65 \text{ MeV}$, имеются еще линии с энергиями $h\nu = 2 \text{ MeV}$ и $h\nu = 1,65 \text{ MeV}$. Если это так, то эти компоненты фильтрованием довольно трудно отделить от главной линии.

короче длина волны излучения, тем при меньших Z начинает проявляться дополнительное поглощение, т. е. при заданном Z оно возрастает с уменьшением длины волны. Этот факт был подтвержден также Яковсеном.

Таким образом работами упомянутых авторов устанавливается наличие нового вида поглощения γ -лучей, получившего название аномального. Мы не будем подробно описывать опыты Чао, Тэррента, Мейтнера и Гупфельда, Яковсена (см. статью М. П. Бронштейна) и ограничимся лишь приведением кривой, выражающей зависимость рассчитанного на один электрон коэффициента ослабления от Z , построенной по данным, полученным в этих работах (рис. 3). Сплошная кривая проведена по данным Яковсена, пунктирная — по данным Тэррента. Стрелкой на оси ординат указано значение σ , даваемое формулой Клейна—Нишины. Большой разброс точек обусловлен малой точностью измерения.

§ 5. Вначале природа аномального поглощения была совсем неясна. Оно объяснялось наличием ядерного поглощения γ -лучей; при этом о характере поглощения делались различные предположения. Открытие позитрона принесло неожиданно разгадку природы аномального поглощения.

Блеккетт и Оккиалини¹¹, исследуя космические лучи с помощью камеры Вильсона, пускаемой в ход самими космическими лучами, установили наличие большого числа позитронов в так называемых ливнях—совокупностях большого числа частиц, проходящих одновременно через камеру или возникающих в ней. В статье посвященной изложению этих результатов Блеккетт и Оккиалини высказали предположение, что

может быть аномальное поглощение γ -лучей тяжелыми ядрами связано с образованием положительных электронов. Вскоре после этих опытов те же авторы совместно с Чадвиком¹² установили, что состоящее из нейтронов и γ -квантов излучение бериллия, облучаемого α -частицами, попадая на помещенную к камере Вильсона свинцовую пластинку, создает в ней, наряду с отрицательными электронами, также и позитроны. Тот же самый факт был

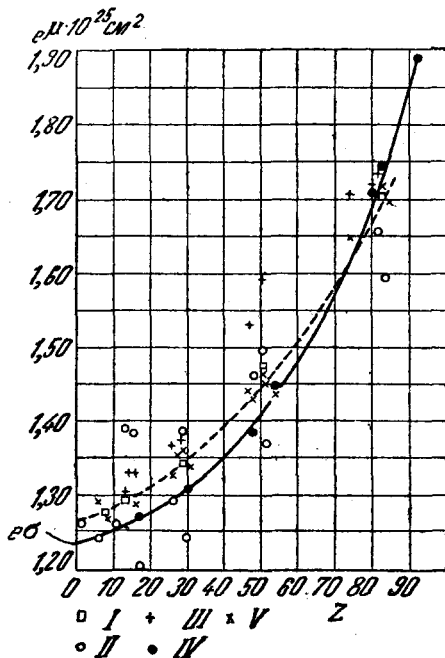


Рис. 3. I — Чао^{7a}, II — Тэррент^{8a}, III — Мейтнер и Гупфельд^{8c}, IV — Яковсен¹⁰, V — Тэррент⁹

обнаружен Кюри и Жолио ¹³, а также Мейтнер ¹⁴. Кюри и Жолио ¹³, фильтруя бериллиевое излучение слоем свинца, показали, что причиной появления позитронов является γ -излучение, а не нейтроны. Вскоре после этого Кюри и Жолио ¹⁵, Мейтнер и Филипп ¹⁶, а также Андерсон и Недермайер ¹⁷ почти одновременно показали, что действительно γ -излучение ThC'' создает позитроны. При этом было отмечено очень существенное обстоятельство, что во многих случаях позитрон и электрон возникают одновременно в одной и той же точке пространства, образуя так называемую пару. Механизм образования электронных пар можно представить на основании теории Дирака, созданной еще до открытия позитрона. В ней, как известно, позитрон отождествляется с так называемой „дыркой“, т. е. незанятым уровнем в сплошном фоне электронных уровней, отвечающих отрицательным кинетическим энергиям электронов. Образование пары трактуется в теории Дирака следующим образом. Фотон с достаточно большой энергией может вырвать электрон с одного из занятых уровней, соответствующих отрицательным кинетическим энергиям электронов. Вследствие такого процесса (который по аналогии с вырыванием электронов светом с обычных уровней положительных энергий может рассматриваться как фотоэффект с уровней отрицательно кинетической энергии) электрон с уровня отрицательной кинетической энергии переводится на один из уровней положительной энергии. Таким образом в этом процессе образуется „дырка“ — позитрон и возникает новый электрон, который до сих пор себя никак не проявлял. Так как минимальное расстояние между уровнями положительных и отрицательных энергий по теории Дирака равно $2mc^2$, где m — масса электрона, а c — скорость света, то рождение пар может происходить только от фотонов, энергия которых не меньше $2mc^2$ ($\sim 1 \text{ MeV}$). Это следствие можно получить и без теории Дирака непосредственно из закона сохранения энергии-массы. По известному соотношению между массой и энергией энергия покоящегося электрона равна mc^2 , а поэтому минимальная энергия, необходимая для создания электрона и позитрона, равна $2mc^2$. Кванту с такой энергией соответствует рождение пары, обе составляющие которой обладают нулевой кинетической энергией. Для квантов с большей энергией $h\nu$ энергия $2mc^2$ тратится на создание электрона и позитрона, а оставшая часть ($h\nu - 2mc^2$) проявляется в виде кинетической энергии обеих частиц, образующих пару.

Полученные из теории Дирака выводы подтверждаются экспериментальными данными. Действительно, опыты Мейтнер и Филиппа ¹⁶ показали, что в случае полониевого γ -излучения, обладающего энергией меньше 1 MeV , позитроны не появляются, хотя для излучения ThC'' в тех же условиях позитроны возникают. Кроме того, при исследовании распределения по энергиям позитронов выбиваемых из свинца γ -лучами ThC'' с энергией в $2,65 \text{ MeV}$, было обнаружено, что максимальная энергия этих позитронов составляет около $1,6 \text{ MeV}$, что также находится в согласии с теорией Дирака,

так как эти позитроны соответствуют тому случаю, когда вся кинетическая энергия (2,6—1) передается целиком позитрону. Промер энергии пар, образующихся в газе от γ -излучения ThC'' , показывает, что их энергия равна также приблизительно 1,6 MeV, как этого и следовало ожидать, если справедливы выше приведенные рассуждения. (Обнаруженные некоторыми авторами пары — в незначительном числе — с энергиями, большими 1,6 MeV, объясняются, по всей вероятности, наличием небольшого числа фотонов большой энергии).

Из всего сказанного можно заключить, что рождение пар от фотонов играет определенную роль при поглощении γ -излучения. Теперь возникает вопрос о том, можно ли аномальное поглощение γ -излучения полностью объяснить рождением пар от фотонов. Для решения поставленного вопроса нужно попытаться как-то разделить фотоэлектрическое и аномальное поглощение и затем сравнить последнее с поглощением, обусловленным рождением пар. С этой целью обратимся к количественному расчету фотоэлектрического эффекта и рождению электронных пар от фотонов.

§ 6. Хотя в настоящее время и не имеется окончательных формул для расчета фотоэлектрического поглощения для любых энергий фотонов и любых атомных номеров поглощающего вещества, тем не менее имеются некоторые данные, позволяющие произвести этот расчет. Прежде всего отметим, что обычно применяемая для расчетов фотоэлектрического поглощения рентгеновских лучей формула

$$a_{\tau} = cZ^4\lambda^n, \quad (12)$$

(где a_{τ} — коэффициент фотоэлектрического поглощения, рассчитанный на один атом, а n равно приблизительно 3) для γ -лучей дает неверные результаты. Для различных энергий фотонов и для различных элементов показатели при Z и λ получаются неодинаковыми. По всей вероятности, для γ -лучей τ не может быть выражено одним членом со степенным множителем λ . Поэтому здесь приходится искать более сложную зависимость a_{τ} от λ .

Остановимся сначала на эмпирической формуле Грея¹⁸ для зависимости коэффициента фотоэлектрического поглощения от длины волны для случая свинца. Эта формула может быть написана следующим образом:

$$\tau_{\text{Pb}} = 4,472 \cdot 10^{-3} \lambda^{(1+0,48 \lg \lambda)} \quad (13)$$

или в более удобном виде

$$\lg \tau_{\text{Pb}} = \bar{3},6505 + 1,0 \lg \lambda + 0,480 \lg^2(\lambda), \quad (14)$$

где λ измеряется в X-единицах.

Численные коэффициенты в этой формуле подобраны так, чтобы она наилучшим образом соответствовала экспериментальным данным. Из этой формулы можно найти коэффициент фотоэлектриче-

ского поглощения, рассчитанный на один атом. Для него получается следующее выражение:

$$\alpha_{\text{Рб}}^{\tau} = 1,349 \cdot 10^{-25} \lambda^{(1+0,480 \lg \lambda)}. \quad (15)$$

Справедливость формулы Грея для жестких рентгеновских лучей с длиной волны между 80 и 25 X-единиц была подтверждена работой Космана и Алиханьяна¹⁹. Правда, Рид²⁰ в тщательно проделанной работе по поглощению жестких рентгеновских лучей (λ от 20 до 52 X-единиц) утверждает, что формула Грея дает несколько меньшие значения по сравнению с полученными им данными для коэффициента фотоэлектрического поглощения для свинца. Это отступление достигает 20% для коротких длин волн.

Недостаток формулы Грея заключается в том, что она применима лишь для случая свинца и поэтому не дает возможности вычислить α^{τ} для других элементов.

Имеются также попытки теоретически рассчитать коэффициент фотоэлектрического поглощения для γ -лучей. Подобный расчет на основании релятивистского уравнения Дирака был проведен впервые Заутером²¹ и Гельмом²² для легких элементов, для которых $\frac{Z}{137} \ll 1$. По данным этих авторов можно рассчитать коэффициент поглощения для различных $h\nu$, но лишь для малых Z . Например, для $h\nu \gg mc^2$ Заутер нашел для коэффициента фотоэлектрического поглощения, рассчитанного на 2 атомных электрона слоя K , следующее выражение:

$$\tau_K \approx 1,16 \cdot 10^{-23} Z^5 \text{ см}^2. \quad (16)$$

Как Заутер, так и Гельм отмечают, что если пользоваться для расчетов фотоэлектрического поглощения формулой вида (12), то для разных областей жестких рентгеновских лучей и γ -лучей показателю n нужно приписывать различные значения, уменьшающиеся с уменьшением длины волн и достигающие 1 для $h\nu \gg mc^2$ (см. формулу [16]).

Результаты, полученные Заутером и Гельмом, дают правильный порядок для τ^* . Однако они не могут быть с достаточной точностью проверены на опыте, так как они справедливы лишь для легких элементов, где фотоэлектрическое поглощение играет ничтожную роль по сравнению с комптоновским.

* Фотоэлектрическое поглощение для фотонов больших энергий рассчитывалось также Хэллом и Оппенгеймером²³. Однако их результаты сильно расходятся с экспериментальными данными.

Позднее Хэлл²⁴, исходя опять-таки из релятивистского уравнения Дирака, нашел для τ_K несколько видоизмененное выражение:

$$\tau_K = \frac{1,16 \cdot 10^{-23} \lambda R}{\alpha^{2\alpha^2} e^{\alpha(\pi - 2\alpha)}}, \quad (17)$$

где

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc} Z; \quad R = \frac{k_0'^3 \epsilon}{k'^4} \left[\frac{4}{3\epsilon} + \frac{\epsilon \cdot 2}{\epsilon + 1} \left(1 + \frac{1}{2\epsilon k_0'} \lg \frac{\epsilon - k_0'}{\epsilon + k_0'} \right) \right];$$

$$\epsilon = k' + (1 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}, \quad k' = \frac{h\nu}{mc^2}, \quad k_0' = (\epsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}}.$$

Полученная им формула применима для любых значений Z , но лишь для $h\nu \gg mc^2$. Поэтому в области γ -лучей от обычных радиоактивных источников ее нужно применять с большой осторожностью.

В следующей своей работе²⁵ совместно с Рарита Хэлл подсчитал фотоэлектрическое поглощение также для атомных электронов слоя L_1 . По отношению к поглощению в слое K оно составляет 20%. Предполагая, что фотоэлектрическое поглощение в других атомных слоях не играет заметной роли, мы можем писать для коэффициента фотоэлектрического поглощения, рассчитанного на атом, следующее выражение:

$${}_a\tau = \tau_K + \tau_L + \dots = \frac{5}{4} \tau_K, \quad (18)$$

где τ_K дается предыдущей формулой. Множитель $\frac{5}{4}$ следует как будто бы также и из экспериментальных данных²⁶.

Недавно Гельм, Мак-Дугаль, Букингам и Фаулер²⁷ провели строгий теоретический расчет коэффициента фотоэлектрического поглощения для слоя K . Ввиду большой счетной работы авторы смогли окончательно вычислить τ_K лишь для двух длин волн и для трех Z , хотя принципиально это можно сделать для любых Z и $h\nu$. Результаты их расчета приведены в табл. 1; в скобках даны значения τ_K , вычисленные по формуле Хэлла.

ТАБЛИЦА 1

0	Z		
	26	50	84
0,452	$2,3 \times 10^{-26}$ (2,45)	$4,6 \times 10^{-25}$ (4,87)	$4,61 \times 10^{-24}$ (4,36)
1,443	$3,9 \times 10^{-25}$ (4,19)	$7,1 \times 10^{-24}$ (7,67)	$6,02 \times 10^{-23}$ (5,23)

Здесь $\theta = \frac{mc^2}{h\nu}$. Если учесть то обстоятельство, что формула Хэлла строго применима лишь для $\theta \ll 1$, то согласие между приведенными значениями нужно считать хорошим.

По приведенным в таблице данным Гельм и др. построили зависимость $\frac{\tau_K}{Z^5}$ от Z для двух длин волн ($\theta = 0,452$ и $\theta = 1,143$), воспользовавшись дополнительными значениями τ_K , получаемыми из расчетов Заутера для $Z=0$, где его решения являются точными. Из построенных кривых можно было найти τ_K для двух длин волн для любых значений Z . Дополнив полученные, таким образом,

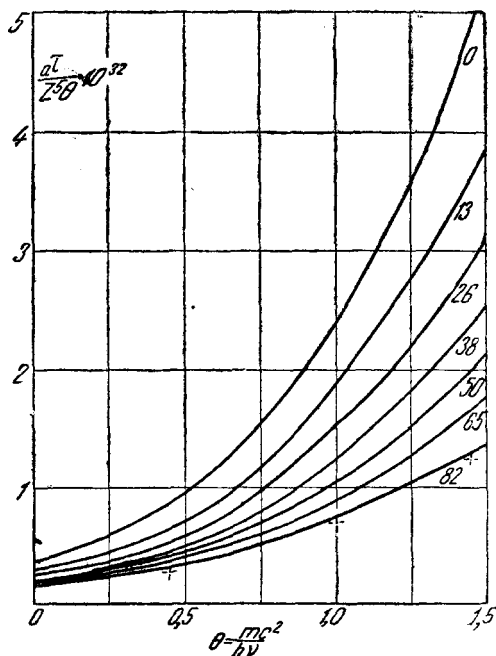


Рис. 4. Цифры у кривых указывают атомный номер элемента, к которому данная кривая относится

данным значением τ_K для $\theta = 0$ ($h\nu = \infty$) и $\theta = 0,194$ ($h\nu = 2,65$ MeV), взятым из формулы Хэлла, которая в этом случае применима с достаточной точностью, авторы построили систему кривых, выражающих зависимость $\frac{\tau_K}{Z^5}$ от длины волны для различных Z ; при этом переход от τ_K к $\frac{\tau_K}{Z^5}$ производился умножением τ_K на $\frac{5}{4}$ (см. выше). Эта система кривых приведена на рис. 4.

На кривой, соответствующей $Z=82$, крестиками нанесены три значения атомного коэффициента фотоэлектрического поглощения, полученные из эмпирической формулы Грея. Как видим, согласие

теоретических и экспериментальных данных получается очень хорошим.

Таким образом мы приходим к выводу, что с достаточной точностью фотоэлектрическое поглощение для любых $h\nu$ и Z может быть определено из системы кривых Гельма и др.

§ 7. Обратимся теперь к вопросу о том, как рассчитать поглощение, обусловленное рождением пар от фотонов. Прежде всего нужно помнить, что этот вид поглощения будет сказываться лишь для энергий $h\nu > 2mc^2$, как это уже отмечалось выше.

Вскоре после открытия позитрона Оппенгеймер и Плесет²⁸ на основании теории Дирака подсчитали вероятность появления пар под действием фотонов. В их теории принималось, что рождение пар является следствием фотоэффекта на электронах отрицательных уровней, происходящего в кулоновском поле ядра. При этом в случае появления пары от одного фотона ядро атома играет вспомогательную роль*, являясь своего рода катализатором. Оно принимает на себя часть импульса первичного фотона, не влияя заметно на энергетический баланс процесса. Пренебрегая релятивистскими эффектами, т. е. рассматривая случай, когда возникающие отрицательный и положительный электроны, составляющие пару, обладают малыми скоростями по сравнению со скоростью света, что соответствует рождению пар от фотонов с энергией, немного превосходящей $2mc^2$, Оппенгеймер и Плесет смогли строго вычислить эффективное сечение (коэффициент поглощения, рассчитанный на атом) для такого процесса. Они провели также приближенный расчет для фотонов больших энергий, получив для эффективного сечения формулу, которая последующими расчетами других авторов была несколько видоизменена. В дальнейшем вопрос о рождении пар был разобран в теоретических работах Гейтлера и Заутера²⁹, Бете и Гейтлера³⁰, Нишины, Томонаги и Саката³¹, а также в работе Рака³²; при этом расчеты производились в различных приближениях.

Для фотонов с энергией, немного превышающей $2mc^2$, эффективное сечение для рождения пар (σ_x), рассчитанное на один атом (ядро), было вычислено для двух приближений, в обоих из которых $\frac{v_1}{c} \ll 1$ и $\frac{v_2}{c} \ll 1$, где v_1 и v_2 — скорости положительного и отрицательного электронов, образующих пару. В первом из упомянутых приближений, удовлетворяющем условиям, что $\frac{v_1}{c} \ll \alpha Z$, $\frac{v_2}{c} \ll \alpha Z$ и $\alpha Z \ll 1$, для эффективного сечения получилось следующее выражение:

$$\sigma_x = k \frac{Z^3}{(137)^4} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 g^3 e^{-\frac{2\pi}{137} \frac{Z}{V^{2g}}}, \quad (19)$$

* Рождение пар может происходить и в отсутствии атомного ядра. В этом случае должно происходить столкновение двух фотонов, и поэтому подобный эффект имеет ничтожно малую вероятность.

где $g = \frac{h\nu - 2mc^2}{mc^2}$, т. е. кинетическая энергия составляющих пары, выраженная в единицах mc^2 ; k — численный множитель, для которого Оппенгеймер и Плесет, Нишина и др. дают несколько отличные значения.

В другом приближении, так называемом борновском, удовлетворяющем условиям $\frac{v_1}{c} \gg \frac{Z}{137}$ и $\frac{v_2}{c} \gg \frac{Z}{137}$, Нишина и др. и Рака нашли для эффективного сечения следующее выражение:

$$\alpha^x = \frac{\pi}{12} \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 g^3, \quad (20)$$

где g имеет то же значение, что и в предыдущей формуле. Приведенные для α формулы, однако, не имеют для нас большого значения, так как они применимы в тех областях энергий, где вероятность образования пар от фотонов ничтожно мала.

Наиболее подробно вопрос о рождении пар от фотонов, энергия которых заметно превышает $2mc^2$, рассмотрен в работе Бете и Гейтлера. Исходя из теории Дирака и применяя борновское приближение ($\frac{v}{c} \gg \alpha Z$), авторы подсчитали эффективное сечение для рождения пар. Аналитическое выражение для α^x удалось получить лишь для областей энергии, для которых $h\nu \gg mc^2$. Так например, для области, где $mc^2 \ll h\nu \ll 137mc^2 Z^{-\frac{1}{3}}$, они нашли для суммарного эффективного сечения:

$$\alpha^x = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \left[\frac{28}{9} \lg \frac{2h\nu}{mc^2} - \frac{218}{27} \right]. \quad (21)$$

Та же самая формула была позднее получена Нишиной³¹ и др. и Рака³². (Формула, предложенная Оппенгеймером и Плесетом, отличается тем, что в ней отсутствует логарифмический множитель.)

Эффективное сечение для энергий от $h\nu = 2mc^2$ до $h\nu \gg mc^2$ Бете и Гейтлер получили численным интегрированием. Полученные ими результаты приведены на рис. 5, на котором по оси ординат отложены эффективные сечения в единицах $\frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2$, а по оси абсцисс — энергии фотонов, выраженные в mc^2 . По кривым Бете и Гейтлера можно вычислить эффективное сечение для рождения пар для фотонов любых энергий, обычно встречающихся в экспериментальных условиях.

При выводе формулы (21) не учитывалось экранирующее действие внешних атомных электронов на поле ядра. Однако, как показал Бете³³, оно сказывается на величине эффективного сечения лишь для энергий $h\nu$, много больших mc^2 . Поэтому при учете экранирования кривые рис. 5 заметно не изменяют своего хода в интересующей нас области энергий.

Пользуясь результатами Бете и Гейтлера, нужно иметь всегда в виду, что они получены в приближении Борна ($\frac{v}{c} \gg \frac{Z}{137}$), т. е. применимы с достаточной точностью лишь для не очень тяжелых элементов. Так например, для свинца ($Z = 82$) можно ожидать, что приближение окажется уже недостаточно хорошим.

Гельм и Иегер³⁴, пользуясь волновыми функциями Дирака, провели строгий расчет a_x . Ввиду большой сложности и длительности вычислений, они рассчитали a_x только для свинца при двух значениях энергии. Полученные ими данные приведены в табл. 2, в которой в последнем столбце даны значения, даваемые борновским приближением.

Действительно, для свинца, в особенности для небольших энергий $h\nu$, мы имеем расхождение между значениями, даваемыми строгой теорией и борновским приближением.

В дальнейшем Иегер³⁵ провел аналогичные вычисления a_x для $Z = 50$ и $Z = 65$ при $h\nu = 3mc^2$. Результаты, вместе с ранее по-

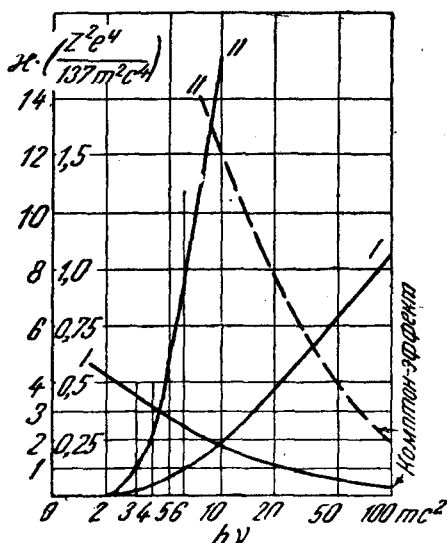


Рис. 5. Масштаб слева от оси ординат относится к кривым I, масштаб справа — к кривым II; кривые I и II с обозначением „комптон-эффект“ дают (для сравнения) эффективное сечение a^{σ} для комптон-эффекта

ТАБЛИЦА 2

$\frac{h\nu}{mc^2}$	$a_x \cdot 10^{-24}$	$a_x \cdot 10^{-24}$ (Бете и Гейтлер)
3	0,67	0,34
5,2	3,1	2,5

лученными, приведены в табл. 3. Нижняя строчка дает значения, получаемые в борновском приближении.

Из рассмотрения приведенных данных можно заключить, что в борновском приближении для a_x получаются меньшие значения по сравнению с теми, которые дает строгая теория. Однако эти от-

ТАБЛИЦА 3

Z	50	65	82	
$\alpha \times 10^{24}$	0,17	0,34	0,67	(Иегер)
	0,13	0,21	0,34	(Бете и Гейтлер)

клонения сильно уменьшаются с уменьшением атомного номера и с увеличением энергии γ -лучей.

Полученные Иегером значения для $\alpha \times$ лежат на следующей кривой:

$$\alpha \times 10^{24} = 0,95 \left(\frac{Z}{137} \right)^2 + 2,54 \left(\frac{Z}{137} \right)^4, \quad (22)$$

при этом первый член соответствует значениям, получаемым в борновском приближении, а второй дает поправку, вводимую к ним точным расчетом. По последнему члену можно было бы оценить поправку к значению Бете и Гейтлера. К сожалению, это соотношение получено лишь для $h\nu = 3mc^2$ и для других энергий не может быть применимо. Поэтому в дальнейшем при вычислениях $\alpha \times$ мы будем пользоваться данными Бете и Гейтлера, имея, однако, в виду что они несколько ниже истинных значений $\alpha \times$.

§ 8. Для того чтобы посмотреть, как согласуются выводы, полученные Бете и Гейтлером, с экспериментальными данными, остановимся прежде всего на тех закономерностях, которым подчиняется $\alpha \times$. Как из кривых рис. 5, так и из формулы (21) следует, что эффективное сечение для образования пар возрастает пропорционально квадрату атомного номера поглощающего вещества и, кроме того, оно сильно возрастает с увеличением энергии поглощаемых фотонов. Уже следующая простая табл. 4, заимствованная из обзорной статьи Блеккетта³⁶ о позитроне и построенная по данным Кюри и Жолио¹⁵, Гринберга³⁷ и Чадвика, Блеккетта и Оккиалини, показывает, что действительно эти закономерности существуют. В табл. 4 приведено отношение числа позитронов (в процентах) к общему числу наблюдаемых отрицательных электронов. Предполагается, что каждому появившемуся позитрону соответствует образование электронной пары, и поэтому относительные числа, приведенные в таблице, могут служить для грубой оценки вероятности образования пар.

Имеются также и более непосредственные доказательства того, что вероятность образования пар от фотонов возрастает пропорционально Z^2 . Бенедетти³⁸ исследовал, как зависит число образу-

ТАБЛИЦА 4

Источник γ -лучей	Энергия γ -лучей (MeV)	Поглотитель		
		U	Pb	Al
Ra	от 1 до 2,2	—	30%	—
ThC''	2,62	—	100%	очень мало
Po + Be	от 5 до 6	больше 400%	400%	50%

щихся позитронов при облучении различных веществ одним и тем же γ -излучением (RdTh в равновесии со своими продуктами распада). При этом предполагалось, что позитроны являются составляющими электронных пар и поэтому по их числу можно судить о том, как изменяется число возникающих пар (т. е. α_x) в зависимости от Z . В опытах Бенедетти образовавшиеся при облучении пластинки γ -лучами позитроны фокусировались методом трохонды Тибо и попадали на счетчик Гейгера-Мюллера с тонкими стенками, расположенный на противоположном конце диаметра, проходящего через источник γ -лучей и центр магнита, загибающего позитроны. Полученные Бенедетти результаты приведены в табл. 5. В первой строчке дано число импульсов в счетчике (отнесенное к одному

ТАБЛИЦА 5

C	Mg	Al	S	Cu	Zn	Sn	Pb
477 ± 43	844 47	892 47	11.1 50	1807 56	1908 57	2850 65	4625 77
159 14	143 8	142 7,5	142 6	137 4	138 3	135 3	142 2,5

и тому же промежутку времени), вызываемое позитронами, возникающими в пластинках различных веществ с одинаковой массой на 1 см^2 . Во второй строчке приведены те же числа, деленные на $\frac{Z^2}{A}$. А в знаменателе введено для того, чтобы отнести число импульсов в счетчике к одному и тому же числу ядер в облучаемых пластинках.

Из таблицы видно, что число позитронов, а следовательно, и пар, рассчитанное на один атом, пропорционально Z^2 .

Бенекке³⁹, применяя камеру Вильсона, определял выход позитронов для различных элементов при облучении их γ -лучами ThC'' . Учитывая поглощение позитронов в облучаемом веществе и производя соответствующие пересчеты, он вычислил отношение эффективных сечений для рождения пар в случаях свинца и алюминия и нашел для него величину, равную 43. Теория Бете и Гейтлера дает для этого отношения значения $40 \left[\left(\frac{82}{13} \right)^2 \right]$. Как видим, и здесь квадратичная зависимость a^x от Z хорошо выполняется.

Кроме этого, существуют еще и косвенные доказательства справедливости квадратичной зависимости a^x от Z . Например, они вытекают из изучения аннигиляционного излучения для различных веществ. Об этом будет сказано во второй части нашей статьи.

Зависимость a^x от энергии фотона видна из четвертого столбца табл. 4. Эту зависимость можно иллюстрировать еще табл. 6,

ТАБЛИЦА 6

Энергия	2—4,4	5,2	10—12
Источник (в mc^2)	Ra	ThC''	Po + Be
$\left(\frac{a^x}{a^s + a^c} \right)_{\text{теор}}$	0,03	0,20	0,95
$\left(\frac{a^x}{a^s + a^c} \right)_{\text{эксп}}$	(0,03)	0,22	(0,67)

приведенной Бете и Гейтлером в их работе. Она относится к случаю свинца. В последней строчке приведено отношение числа позитронов к числу комптоновских электронов и фотоэлектронов. В предпоследней строчке дано отношение соответствующих эффективных сечений, вычисляемых теоретически. В скобках даны отношения, полученные для толстых слоев облучаемого вещества, где соотношение между числом позитронов и числом электронов более сложно, чем в случае тонких слоев. Отношение для ThC'' перерасчитано на тонкий слой. Как видно из таблицы, соответствие между теоретическими и экспериментальными данными получается достаточно хорошее, в особенности, если учесть, что данные последней строчки очень грубы.

Для того чтобы сравнить численные значения a^x , получаемые экспериментально и теоретически, можно воспользоваться следующим указанием Чадвика, Блеккетта и Оккиалини⁴⁰. Они утверждают,

что для случая свинца и фотонов с энергией 2,65 MeV число позитронов составляет от 20 до 30% от числа комптоновских электронов и фотоэлектронов. Эти числа получены в результате целого ряда расчетов и могут дать поэтому лишь грубую оценку. Если принять это отношение равным 25%, то для эффективного сечения σ_x , для свинца получается значение $2,9 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, в то время как по данным Бете и Гейтлера $\sigma_x = 2,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Так как теория Бете и Гейтлера дает для σ_x несколько преуменьшенные значения, то согласие между теоретическими и экспериментальными данными можно считать достаточно хорошим.

§ 9. На основании всех вышеприведенных данных мы можем рассчитать вероятность процесса образования пар. Теперь мы возвращаемся к вопросу о том, достаточно ли образование пар для полного объяснения аномального поглощения? Для ответа на этот вопрос мы должны прежде всего выделить из суммарного коэффициента ослабления σ_Σ часть, соответствующую аномальному поглощению. С этой целью достаточно из σ_Σ вычесть $(\sigma_\tau + \sigma_\pi)$, т. е. часть ослабления, вызываемого комптонэффектом и фотоэффектом. Прежде чем переходить к подобным расчетам следует отметить то обстоятельство, что коэффициент ослабления $\sigma_\Sigma - (\sigma_\tau + \sigma_\pi)$ будет учитывать, кроме образования электронных пар от фотонов, все остальные механизмы поглощения, о которых мы до сих пор не говорили. Известно, например, что при прохождении пучка γ -лучей через вещество происходит так называемое когерентное рассеяние (без изменения длины волны). Вследствие этого рассеяния первичный пучок будет испытывать ослабление. Однако, как будет показано позднее, это ослабление очень мало по сравнению с ослаблением, вызываемым основными механизмами, — комптонэффектом, фотоэффектом и процессом образования электронных пар. На основании этого при количественных расчетах мы не будем учитывать этот четвертый механизм ослабления пучка γ -лучей.

К рассмотренным механизмам поглощения γ -лучей в самое последнее время присоединился еще один механизм, правда, играющий так же, как и предыдущий, очень незначительную роль. Речь идет о ядерном фотоэффекте — разрушении ядра фотоном. Впервые Чадвик и Гольдгабер⁴¹ установили, что при облучении тяжелой воды γ -лучами ThC'' происходит разрушение ядра тяжелого водорода с испусканием протона и нейтрона. Некоторое время спустя, Сцилардом и Чальмерсом⁴² было обнаружено, что ядра бериллия также разрушаются фотонами с испусканием нейтронов. Вопрос о ядерном фотоэффекте был затем исследован более подробно в ряде других работ⁴³. В дальнейшем при расчете ослабления γ -лучей при прохождении их через вещество мы не будем останавливаться на этом механизме поглощения, так как по сравнению с другими он играет совсем малую роль (заведомо меньше 1% полного ослабления, что при точности теперешних измерений лежит в пределах ошибок) и, кроме того, проявляется лишь в двух случаях (D_2O , Be).

§ 10. Переходя к анализу аномального поглощения, следует

прежде всего отметить, что оно начинает проявляться лишь для энергий больших $1\text{ MeV} (\lambda \sim 12 \text{ X-единиц})$, как этого и следовало ожидать, если предполагать, что оно обусловливается рождением пар от фотонов. На рис. 6 приведена кривая зависимости аномального поглощения $[a_\mu - (a_\sigma + a_\tau)]$ от длины волны для случая свинца. Эта кривая получена Гентнером⁴⁴, исследовавшим зависимость a_μ от λ . В опытах Гентнера γ -излучение различных длин волн получалось комптоновским рассеянием практически монохроматического излучения ThC'' на алюминии. Алюминий как рассеиватель брался потому, что для легких элементов рассеянное излучение практически состоит из одного комптоновского и поэтому

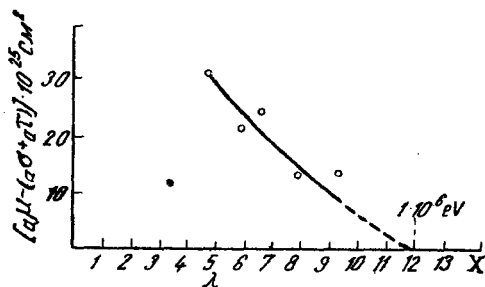


Рис. 6.

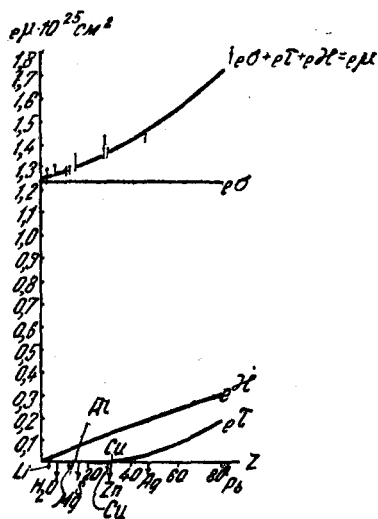


Рис. 7.

для данного угла рассеяния оно более однородно, чем это было бы с тяжелым рассеивателем. Измерения коэффициентов ослабления для свинца производились под углами рассеяния 0° ; 18° ; 23° ; 30° и 36° , что соответствует длинам волн в 4,7, 5,9, 6,6, 7,9 и 9,3 X-единиц. Из полученных значений a_μ вычитались a_σ и a_τ , вычисляемые соответственно из формулы Клейна—Нишины и из эмпирической формулы Грея. Полученные таким образом значения и нанесены на кривой рис. 6. Сравнительно большой разброс точек объясняется тем, что рассеянное излучение, применявшееся для измерения, очень слабо, что приводит к большим статистическим ошибкам.

Для суждения о зависимости аномального поглощения от атомного номера поглощающего вещества приведем две следующие таблицы, заимствованные в несколько видоизмененном виде из другой работы Гентнера⁴⁵. Табл. 7 построена по данным Кетелара, Пикара и Стаэля⁴⁶ для случая сильно фильтрованного γ -излучения очень

ТАБЛИЦА 7

 $\lambda = 6,4$ X-единиц ($e\tau = 1,48 \cdot 10^{-25}$)

Z	50	82	92
$(a^\mu - a^\tau)_{\text{эксп}}$	5,0	36,0	57,0
a^τ	2,5	22,2	37,0
$a^\mu - (a^\tau + a^\tau)$	2,5	13,8	20
$a^\chi_{\text{теор. ет}}$	4,0	10,7	14

ТАБЛИЦА 8.

 $\lambda = 7$ X-единиц ($e\tau = 1,56 \cdot 10^{-25}$)

Z	50	82	92
$(a^\mu - a^\tau)_{\text{эксп}}$	4,5	32	51,5
a^τ	2,75	25,4	42,2
$a^\mu - (a^\tau + a^\tau)$	1,75	6,6	9,3
$a^\chi_{\text{теорет}}$	2,5	7,3	9,2

интенсивного препарата радия (1,7 г); табл. 8 — по данным Роджерса ⁴⁷ для менее фильтрованных γ -лучей радия. В той и другой таблицах эффективная длина волны γ -излучения определена по формуле Клейна—Нишины из коэффициента ослабления для легких элементов. Во вторых строчках даны определяемые экспериментально значения $a^\mu - a^\tau$; a^τ вычислено по графику Гельма и др. (рис. 4). Предпоследние строчки дают аномальное поглощение. В последних строчках приведены a^χ , вычисленные по данным Беге и Гейтлера. Из таблицы можно видеть, что a^χ меняется с Z приблизительно так же, как и $a^\mu - (a^\tau + a^\tau)$. Лучшего согласия ожидать трудно, поскольку γ -излучение Ra, даже после сильной фильтрации, не является монохроматическим.

Более благополучно обстоит дело для практически монохроматического излучения ThC". Рассматривая этот случай, мы

поступим несколько иначе, а именно: вычислим σ_e по формуле Клейна—Нишины, τ_e — по кривым Гельма и χ_e — по кривым Бете и Гейтлера и затем сравним их сумму с экспериментально найденными значениями для μ_e . На рис. 7, заимствованном из статьи Гентнера⁴⁸, нанесены результаты подобного расчета, с тем лишь отличием, что σ , τ и χ рассчитаны не на атом, а на электрон, т. е. взяты в Z раз меньшие величины. В соответствие с этим, например χ_e выражается прямой линией, так как $\chi_e \sim Z^2$. Точками указаны значения μ_e , измеренные Гентнером и Старкевичем⁴⁹ в очень хороших геометрических условиях (расстояние источник—счетчик 3 м, телесный угол счетчика $0,5^\circ$). Вертикальные черточки указывают ошибки измерения. Для Al, Mg, Ag и Pb были, сверх того, проделаны измерения μ_e методом сравнения, позволившим уменьшить ошибки измерения до 1%. Из приведенной кривой видно, что согласие между экспериментальными и теоретическими данными в пределах ошибок получается полным, т. е. аномальное

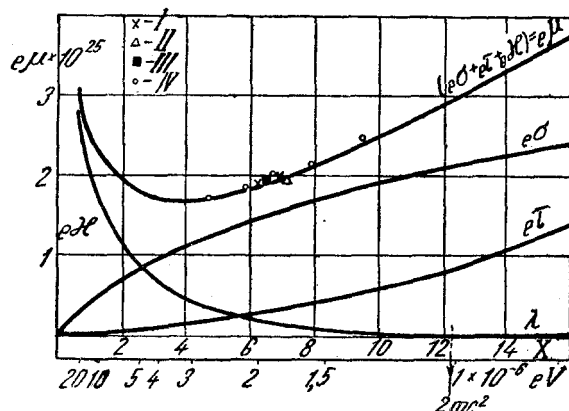


Рис. 8. I — Мейтнер и Гупфельд, II — Роджерс, III — Кетелар, Пикар и Стаэль, IV — Гентнер

поглощение можно целиком объяснить образованием электронных пар. Отметим, кстати, что линейный ход μ_e — σ_e для легких элементов целиком объясняется рождением пар, так как фотоэффект для них начинает играть сколько-нибудь заметную роль лишь для Z не меньших 30.

Для того чтобы установить, как изменяется аномальное поглощение с изменением длины волны, мы поступим так же, как в предыдущем случае. Вычислим σ , τ и χ для каждой длины волны, образуем их сумму и сравним ее с экспериментально найденным значением μ . Соответствующие результаты для свинца приведены в табл. 9.

На рис. 8 кривая $\sigma_e + \tau_e + \chi_e = \mu_e$ построена суммированием ординат трех кривых σ_e , τ_e и χ_e , вычисленных соответственно по формуле Клейна—Нишины, по графикам Гельма и др. и по кривым

ТАБЛИЦА 9

А в т о р	Применяемое излучение	λ (в X-единицах)	$h\nu \cdot 10^{-6}$ eV	$a^2 \cdot 10^3$	$a^2 \cdot 10^{23}$	$a^2 \cdot 10^{23}$	$a^{1/2}_{\text{теор}} = + a^2 \cdot 10^{23} + a^2 \cdot 10^{23}$	$a^{1/2}_{\text{эксп}} \cdot 10^{23}$	$a^{1/2}_{\text{эксп}} - a^{1/2}_{\text{теор}}$	Разность $a^{1/2}_{\text{эксп}} - a^{1/2}_{\text{теор}}$ в %
Мейтнер, Тэррент ⁹⁶ , Чао ⁵⁰ , Гентнер	Th C'' + > 4 см Pb	4,65	2,65	1,01	0,15	0,26	1,42	1,42	—	1
Гентнер ⁴⁴	Расс. излуч. Th C''	5,9	2,1	1,15	0,20	0,13	1,48	1,52	0,04	3
Мейтнер, Гупфельд ⁵¹	Ra (B + C) + 10 см Pb	6,2	2,0	1,19	0,21	0,12	1,52	1,53	0,01	1
Кетелар, Пикар, Стаэль ⁴⁶	Ra (B + C) + 15 см Pb	6,4	1,93	1,21	0,22	0,10	1,53	1,57	0,04	3
Гентнер ⁴⁴	Расс. излуч. Th C''	6,6	1,87	1,23	0,24	0,09	1,56	1,65	0,09	6
Мейтнер, Гупфельд ⁸	Ra (B + C) + 4 см Pb	6,8	1,85	1,25	0,25	0,08	1,58	1,64	0,06	4
Роджерс ⁴⁷	Ra (B + C) + 1,5 см Pb	7,0	1,7	1,28	0,26	0,07	1,61	1,60	0,01	1
Кольрауш ⁵²	Ra (B + C) + 4 см Pb	7,3	1,7	1,30	0,27	0,06	1,63	1,61	0,02	1
Гентнер ⁴⁴	Расс. излуч. Th C''	7,9	1,56	1,36	0,31	0,05	1,72	1,74	0,02	1
Гентнер ⁴⁴	Расс. излуч. Th C''	9,3	1,33	1,49	0,40	0,03	1,92	1,97	0,05	3

Бете и Гейтлера. Экспериментально полученные значения $a^{1/2}$ нанесены крестиками (Мейтнер, Гупфельд, треугольниками (Роджерс), квадратиками (Кетелар и др.) и кружками (Гентнер). Как видим из приведенных данных, согласие между теоретическими и экспе-

риментальными значениями превосходно. Отметим следующую особенность в кривой, выражающей зависимость коэффициента ослабления μ от длины волны. Ввиду того что κ сильно возрастает с уменьшением длины волны, а σ и τ , наоборот, уменьшаются, кривая $\mu = f(\lambda)$ имеет минимум, после которого к коротким волнам μ начинает резко возрастать за счет большой вероятности образования пар. Данному коэффициенту ослабления, как правило, соответствуют два значения λ , и поэтому во многих случаях по величине коэффициента ослабления нельзя однозначно судить об энергии исследуемого γ -излучения⁵³. В таких случаях приходится измерять коэффициенты ослабления для двух различных элементов, для тяжелого и легкого.

Из рассмотрения всего приведенного материала мы приходим к выводу, что аномальное поглощение γ -лучей целиком объясняется образованием электронных пар, и поэтому трех процессов — комптон-эффекта, фотоэффекта и образования пар от фотонов — достаточно для полного количественного расчета суммарного ослабления пучка γ -лучей при прохождении его через вещество. Небольшие превышения экспериментальных значений μ над теоретическими, наблюдаемые во всех случаях, по всей вероятности, можно объяснить тем, что при расчете вероятности образования пар мы пользовались борновским приближением, дающим заведомо несколько преуменьшенные значения α_x . Однако для проверки этого предположения имеющиеся сейчас теоретические данные о κ недостаточны, да и экспериментальные значения коэффициентов ослабления получаются еще с недостаточно большой точностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Rutherford, J. Chadwick, C. D. Ellis, *Radiations from Radioactive Substances*; Cambridge University Press 1930. XV.
2. F. Kohlrusch, *Handbuch der Experimentalphysik*, B. 15 K. II. F. Kohlrusch, *Probleme der γ Strahlung*, Braunschweig, 1927.
3. М. П. Бронштейн, *Успехи физич. наук*, XII, 649, 1932.
- 4a. Д. Р. Скобельцин, *"Космические лучи"*, ОНТИ, 1936.
- 4b. D. Skobelzyn, C. R. **194**, 1568, 1932.
5. O. Klein and Nishina, *Z. Physik*, **52**, 853, 1929.
6. J. Read a. Lauritsen, *Phys. Rev.*, **45**, 433, 1934.
- 7a. C. J. Chao, *Proc. Nat. Acad. Sci. Amer.*, **16**, 431, 1930.
- 7b. C. J. Chao, *Proc. Roy. Soc., A* **135**, 206, 1932.
- 8a. L. Meitner u. H. Hupfeld, *Naturwiss.* **18**, 534, 1930.
- 8b. L. Meitner u. H. Hupfeld, *Physik. Z.*, **31**, 947, 1930.
- 8c. L. Meitner und H. Hupfeld, *Z. Physik*, **67**, 147, 1930.
- 9a. G. T. B. Tarrant, *Proc. Roy. Soc., A* **128**, 345, 1930.
- 9b. G. T. B. Tarrant, *Proc. Roy. Soc., A* **135**, 223, 1932.
- 10a. J. C. Jacobsen, *Naturwiss.*, **18**, 951, 1930.
- 10b. J. C. Jacobsen, *Z. Physik*, **70**, 145, 1931.
11. P. M. S. Blackett a. G. P. S. Occhialini, *Proc. Roy. Soc., A* **139**, 639, 1933.
12. J. Chadwick, Blackett a. Occhialini, *Nature*, **131**, 473, 1933.
13. J. Curie et F. Joliot, *C. R.* **196**, 1105, 1933.
14. L. Meitner und Philipp, *Naturwiss.*, **21**, 286, 1933.
- 15a. J. Curie et F. Joliot, *C. R.*, **196**, 1581, 1933.

- 15b. J. Curie et F. Joliot, J. d. Physique, **4**, 494, 1933.
 16. L. Meitner u. Phyllipp, Naturwiss., **21**, 468, 1933.
 17. C. D. Anderson a. S. H. Neddermeyer, Phys. Rev., **43**, 1034, 1933.
 18. L. H. Gray, Proc. Camb. Phil. Soc., **27**, 103, 1931.
 19. A. Alichanjan u. M. Kosman, Z. Physik, **90**, 779, 1934.
 20. J. Read, Proc. Roy. Soc., A **152**, 402, 1935.
 21. F. Sauter, Ann. d. Phys., **9**, 217, 1931; **11**, 454, 1931.
 22. H. K. Hulme, Proc. Roy. Soc., A **133**, 381, 1931.
 23. J. K. Oppenheimer a. H. Hall, Phys. Rev., **38**, 57, 1931.
 24. H. Hall, Phys. Rev., **45**, 620, 1934.
 25. H. Hall a. W. Rarita, Phys. Rev., **46**, 143, 1934.
 26. E. Rutherford, J. Chadwick, C. D. Ellis Radiations from Radioactive Substances p. 464.
 - 27a. J. McDougall a. H. R. Hulme, Nature, **132**, 352, 1933.
 - 27b. H. R. Hulme, J. McDougall, R. A. Buckingham a. R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc., A **149**, 131, 1935.
 28. J. K. Oppenheimer a. M. S. Plesset, Phys. Rev., **44**, 53, 1933.
 29. W. Heitler a. F. Sauter, Nature, **132**, 892, 1933.
 30. H. Bethe a. W. Heitler, Proc. Roy. Soc., A **146**, 83, 1934.
 31. J. Nishina, S. Tomonaga a. S. Sakate, Supp. Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res., **24**, 1, 1934.
 32. G. Racah, Nuovo Cimento, XI, 477, 1934.
 33. H. Bethe, Proc. Camb. Phil. Soc., **30**, 524, 1934.
 34. J. C. Jaeger a. H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc., A **153**, 443, 1936.
 35. J. C. Jaeger, Nature, **137**, 781, 1936.
 36. P. M. S. Blackett, Nature, **132**, 917, 1933.
 37. Grinberg, C. R., **197**, 318, 1933.
 38. S. Benedetti, C. R., **200**, 1339, 1935.
 39. T. Benecke, Z. Physik, **96**, 571, 1935.
 40. J. Chadwick, P. M. S. Blackett a. G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc., A **144**, 235, 1934.
 41. J. Chadwick, M. Goldhaber, Nature, **134**, 237, 1934. См. также Успех. физ. наук, XIV, вып. 8, 1934.
 42. L. Szilard a. T. A. Chalmers, Nature, **134**, 494, 1934.
 43. A. Brasch, F. Lange, L. Szillard a. others, Nature, **134**, 880, 1934; W. Gentner, C. R., **199**, 1211, 1934; **200**, 311, 1935; L. N. Ridemeur, K. Skinahara, M. Jost, Phys. Rev., **47**, 318, 1935; L. Arzimowitsch u. Palibin, Sow. Phys. **7**, 245, 1935; J. Chadwick a. M. Goldhaber, Proc. Roy. Soc. A **151**, 479, 1935.
 44. W. Gentner, J. d. Phys. V, 49, 1934.
 45. W. Gentner, J. d. Phys. VI, 274, 1935.
 46. H. Ketelaar, A. Picard et E. Stael, J. d. Phys. V, 385, 1934.
 47. J. S. Rogers, Proc. Phys. Soc., **44**, 349, 1932.
 48. W. Gentner, Z. techn. Phys., **16**, 416, 1935.
 49. W. Gentner et I. Starkewicz, J. d. Phys., VI, 340, 1935.
 50. C. Y. Chao, Phys. Rev., **36**, 1519, 1930.
 51. L. Meitner u. H. Hupfeld, Z. Physik, **75**, 705, 1932.
 52. K. F. W-Kohlransch, Wiener Ber., **126**, 705, 887, 1917.
 53. H. R. Grane, L. A. Delasasso, W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **46**, 531, 1934.
 54. D. Skobelzyn, C. R., **194**, 1486, 1932.
 55. H. Casimir, Helv. Phys. Acta, VI, 287, 1933.
W. Franz, Z. Physik, **90**, 623, 1934; Z. Physik, **98**, 314, 1935.
Z. Physik, **95**, 652, 1935.
-