

ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ γ -ЛУЧЕЙ. II*Л. В. Грошев, Москва*

В первой части нашей статьи¹ мы разобрали вопрос об ослаблении пучка γ -лучей при прохождении его через вещество. Здесь мы рассмотрим вопрос о составе рассеянного излучения, возникающего в веществе при прохождении через него γ -лучей; при этом под рассеянным излучением мы будем подразумевать не только истинное рассеянное излучение вследствие комптонэффекта, но также и вторичное излучение, возникающее при взаимодействии электронов и позитронов, появляющихся от фотонов первичного пучка γ -лучей, с веществом рассеивателя.

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В то время как ослабление γ -излучения при прохождении его через вещество мы можем подвергнуть количественному расчету (см. часть I), в вопросе о рассеянном излучении мы находимся в более затруднительном положении, — здесь многое еще непонятно, имеются противоречия в экспериментальных данных, полученных в различных лабораториях, и, кроме того, этот вопрос и теоретически менее разработан. Вследствие этого в настоящее время имеются лишь слабые намеки на количественный расчет рассеянного излучения.

Экспериментальное исследование вопроса о рассеянном излучении затрудняется многими обстоятельствами. Среди них можно назвать: а) отсутствие сравнительно сильных источников строго монохроматического излучения, б) недостаточное знание спектрального состава γ -излучения радиоактивных элементов, а также его сложность, в) несовершенство методов анализа γ -лучей, в частности, установления степени монохроматичности их, г) недостаточное знание действия аппаратов, служащих для измерения интенсивности γ -излучения, например, зависимости чувствительности прибора от длины волны, е) наличие относительно сильного паразитического рассеянного излучения от частей установки и стен помещения, в котором производятся измерения. Сюда же можно отнести и то обстоятельство, что ввиду малой интенсивности рассеянного излучения рассеиватель обычно брался в виде толстого слоя (в особенности в более ранних работах), для которого уже сказывается поглощение как первичного, так и рассеянного излучения в самом рассеи-

вателе. Если учесть, что состав рассеянного излучения достаточно сложен, в особенности для γ -лучей R_α , то становится понятным, насколько усложняется исследование рассеянного излучения при применении толстых рассеивающих экранов. Правда, при исследовании рассеяния на тонких экранах также появляются некоторые осложняющие обстоятельства, например, то, что возникающие от γ -лучей позитроны уходят от рассеивающего экрана, в котором они возникли, и, попадая на другие части установки, вызывают паразитическое излучение (при аннигиляции), играющее заметную роль ввиду малости рассеянного тонким экраном излучения.

По всей вероятности многие противоречия в экспериментальных результатах о рассеянном излучении являются следствием того, что иногда недостаточно учитываются отмеченные выше чисто методические недостатки. Имея все это в виду, постараемся разобраться в вопросе о рассеянном излучении, насколько это позволяют сделать работы последних лет.

§ 2. ПРЕДПОЛАГАЕМЫЙ СОСТАВ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Лет 6—7 назад считалось, что рассеянное излучение в основном является комптоновским. Все имевшиеся к тому времени закономерности, казалось, говорили за это. Однако вскоре после открытия аномального поглощения, естественно, возник вопрос о том, не сказывается ли каким-нибудь образом это аномальное поглощение на составе рассеянного излучения. Чао², а затем и другим удалось показать, что рассеянное телами γ -излучение во многих случаях не может быть объяснено лишь одним комптоновским рассеянием. Кроме комптоновского, существует еще какое-то дополнительное рассеяние, получившее название аномального. Вначале предполагалось, что аномально рассеянное излучение появляется в результате действия γ -лучей на само ядро или внутриядерные составляющие. Однако дальнейшие исследования показали, что это неверно.

Прежде чем переходить к описанию результатов экспериментальных работ, посвященных исследованию рассеянного излучения, попытаемся установить, каким мог бы оказаться его состав, если исходить из тех процессов взаимодействия γ -лучей с веществом, которые были разобраны в первой части нашей статьи.

В соответствии с этими процессами мы могли бы ожидать следующий состав рассеянного излучения: а) излучение, рассеянное вследствие комптонэффекта, в) так называемое аннигиляционное излучение, появляющееся при взаимном уничтожении позитрона и электрона, с) излучение торможения, возникающее при замедлении электронов и позитронов, созданных фотонами первичного пучка (комптоновские и фотоэлектроны, электроны и позитроны, составляющие пары). Разберем в отдельности эти виды излучений, а также механизмы их возникновения и полученные результаты используем при анализе экспериментальных данных.

§ 3. КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Как уже отмечалось в первой части статьи, энергия рассеянного при комптоэффекте фотона зависит от величины угла (уменьшается с его увеличением), под которым рассеяние происходит. Эта зависимость дается следующей формулой:

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

где θ — угол рассеяния, а α' и α — энергия рассеянного и первичного фотонов, выраженные в mc^2 . При исследовании вопроса о рассеянном излучении нас будет интересовать, однако, не только величина энергии рассеянного под данным углом фотона (а, следовательно, и зависимость частоты рассеянного излучения от угла), но также и вероятность этого рассеяния. Эта вероятность была вычислена на основании релятивистского уравнения Дирака, Клейном и Нишиной³ для случая рассеяния γ -излучения свободными электронами. Они нашли для интенсивности рассеянного под углом θ излучения, рассчитанной на единицу телесного угла и на один электрон, следующее выражение:

$$J = J_0 \frac{e^4}{2m^2c^4} \frac{1 + \cos^2 \theta}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^3} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right\}, \quad (2)$$

где J_0 — интенсивность первичного пучка γ -лучей, а α имеет тоже значение, что и в предыдущей формуле. Формула (2) была позднее выведена иным методом Валлером⁴, а также И. Е. Таммом⁵ и Ваниером⁶. На рис. 1 приведена графически зависимость J от θ для двух длин волн. Из него видно, что рассеянное излучение направлено преимущественно вперед, причем направленность вперед проявляется тем больше, чем меньше длина волны рассеиваемого излучения.

Справедливость формулы (2) подтверждается прежде всего тем, что выведенная из нее суммированием по углам и некоторыми несложными дополнительными операциями) формула Клейна-Нишины для суммарного коэффициента ослабления³, как мы уже знаем (см. часть I), великолепно согласуется экспериментальными данными. Кроме этого, формула (2) была посредственно проверена Чао² для случая рассеяния γ -лучей ^{137}Cs на алюминии, для которого, как нам уже известно, единствен-

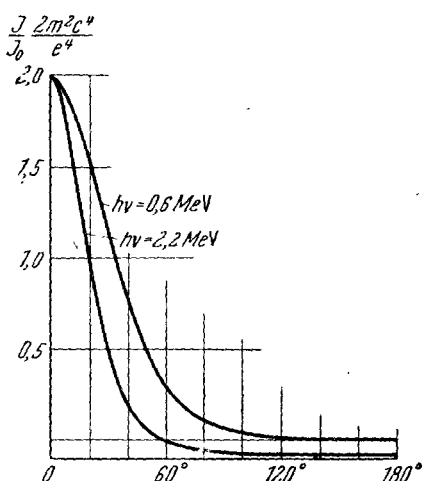


Рис. 1.

ным процессом взаимодействия γ -излучения с веществом является комптонэффект. Чао измерял с помощью ионизационной камеры интенсивность рассеянного γ -излучения для различных углов. Его результаты приведены в табл. 1.

ТАБЛИЦА 1

Угол рассеяния	35°	55°	90°	135°
λ в X-ед. *	9,6	15,5	29,4	47
N_1	1,0	0,493	0,249	0,180
N_2	1,0	0,504	0,254	0,188

N_1 дает число рассеянных под данным углом фотонов, вычисленное по формуле (2), N_2 — ту же величину, измеренную экспериментально (в данных последней строчки учтено поглощение первичных и рассеянных γ -лучей в рассеивателе, а также изменение эффективности ионизационной камеры с длиной волны). Приведенная таблица показывает, что формула (2) хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Для изучения радия формула (2) была проверена Стаелем и Кеталааром⁷. Они определили экспериментально отношение токов, вызываемых в ионизационной камере излучением, идущим непосредственно от источника, и излучением, рассеянным слоем алюминия; при этом во втором случае источник γ -лучей был во много раз сильнее. Затем они вычисляли то же отношение на основании формулы (2). Экспериментально найденное значение (1,98) достаточно хорошо совпадает с вычисленным (1,90), подтверждая тем самым справедливость формулы (2).

Формула (2) экспериментально была проверена также Д. В. Скобельцыным⁸, применившим совершенно иной метод. Его метод основан на том, что при каждом элементарном акте комптоновского рассеяния наряду с рассеянным фотоном появляется электрон отдачи. При этом между углами, которые образуют рассеянный фотон (θ) и электрон отдачи (ϑ) с направлением падения первичного пучка, имеется следующее соотношение, вытекающее из законов сохранения энергии и импульса, примененных к элементарному акту рассеяния:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{\operatorname{ctg} \vartheta}{1 + \alpha}. \quad ($$

Пользуясь этим соотношением, можно каждому образовавшему под углом ϑ электрону отдачи сопоставить рассеянный под угл

* Значения λ вычислены по формуле (1).

0 фотон. Поэтому, изучая угловое распределение электронов отдачи, можно проверить формулу (2). Это и было выполнено Д. В. Скобельцыным. Он исследовал с помощью камеры Вильсона угловое распределение электронов отдачи, возникающих в газе камеры при облучении его γ -лучами $\text{Ra}(B+C)$ или ThC'' . Установленное таким образом угловое распределение электронов отдачи сравнивалось с распределением, получаемым из формулы (2) после пересчета ее [с помощью соотношения (3)] на электроны отдачи. Спектральное распределение γ -излучения, которое необходимо для пересчета формулы (2), было взято автором из его более ранних работ, в которых оно было получено в результате исследования распределения электронов отдачи по энергиям для углового интервала $0-20^\circ$.

Результаты, полученные для γ -лучей $\text{Ra}(B+C)$, приведены в табл. 2, для γ -лучей ThC'' — в табл. 3.

ТАБЛИЦА 2

Угловой интервал в °	Число электронов	
	наблюдае- мое	вычислен- ное
0—10	117	95
10—20	149	150
20—40	242	264
40—60	215	226
60—80	161	144
80—90	19	21

ТАБЛИЦА 3

Угловой интервал в °	Число электронов	
	наблюдае- мое	вычислен- ное
0—10	143	96
10—20	110	109
20—40	104	141
40—60	58	78
60—80	42	38
80—90	11	6

Как видим, согласие получается достаточно хорошим. Автор отмечает, что в деталях имеются расхождения между экспериментальными и теоретическими данными. Однако здесь на них мы не можем останавливаться, тем более, что они до сих пор не имеют объяснения.

В рассмотренном материале мы имеем достаточные обоснования справедливости формулы (2) для интенсивности рассеянного излучения.

Следует отметить, что кроме однократного комптоновского рассеяния можно ожидать и многократного, например двухкратного, когда рассеянный квант еще раз рассеивается на другом электроны. При многократном комптонэффekte для одного и того же окончательного угла рассеяния энергия рассеянного кванта всегда больше, чем при однократном, как это легко можно показать на основании уравнения (1). Поэтому такое излучение будет давать более жесткую составляющую рассеянного излучения. Его интенсивность может быть получена последовательным применением формулы (2).

§ 4. Аннигиляционное излучение

Как известно из первой части статьи, при облучении вещества γ -лучами с энергией больше 1 MeV возникают позитроны. До сих пор мы интересовались лишь вероятностью их возникновения. Теперь же постараемся проследить их судьбу, после того как они уже возникли. По теории Дирака позитрон может существовать в свободном состоянии лишь очень непродолжительное время*, так как, встречаясь с электроном, он может уничтожиться вместе с последним — аннигилировать; при этом кинетическая энергия обеих частиц и энергия, соответствующая их массе покоя, превращается в γ -излучение. В интерпретации Дирака это означает следующее: дырка в фоне отрицательных уровней, представляющая собой позитрон, не может долго оставаться не занятой. Довольно быстро после своего возникновения она заполняется обычным электроном с одного из уровней положительной энергии, вследствие чего исчезает как позитрон, так и электрон.

Освобождающаяся при аннигиляции энергия (аннигиляционное излучение) может выделяться двумя различными способами** в зависимости от того, будет позитрон аннигилировать со свободным (или слабо связанным) или же с сильно связанным электроном. Если аннигиляция позитрона происходит со свободным электроном, то закон сохранения импульса требует, чтобы в этом случае испускались два фотона. Если к тому же оба эти электрона обладали очень малыми скоростями, то фотоны должны испускаться в противоположных направлениях и обладать одинаковой энергией, равной приблизительно $0,5 \text{ MeV} (mc^2)$. При аннигиляции позитрона с сильно связанным электроном испускается один фотон, так как в этом случае законы сохранения могут быть выполнены тем, что избыточный импульс может быть передан ядру, с которым электрон был связан. Как будет показано ниже, первый процесс играет преобладающую роль. Остановимся на рассмотрении того и другого случая.

§ 5. Аннигиляция позитронов с испусканием двух фотонов

Этот случай исследован впервые Дираком¹⁰ еще задолго до открытия позитрона. Рассматривая аннигиляцию позитрона*** с

* Так, например, для позитронов с энергией 10^5 eV средняя продолжительность жизни в воде равна $3,6 \cdot 10^{-10}$ сек. Для других веществ продолжительность жизни (для позитронов тех же энергий) может быть вычислена из приведенного значения на основании того, что она обратно пропорциональна плотности электронов.

** Мы не рассматриваем здесь маловероятные случаи аннигиляции позитронов без испускания γ -радиации⁹.

*** В этой работе Дирак оперировал с „дыркой“ в фоне отрицательных уровней, отождествляя ее ошибочно, как потом выяснилось, с протоном.

покоящимся электроном, он нашел для эффективного сечения для такого процесса следующее выражение:

$$\Phi(\varepsilon) = \frac{\pi e^4}{m^2 c^4 \varepsilon + 1} \left[\frac{\varepsilon^2 + 4\varepsilon + 1}{\varepsilon^2 - 1} \lg(\varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 - 1}) - \frac{\varepsilon + 3}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}} \right], \quad (4)$$

где ε — энергия позитрона, выраженная в mc^2 , e и m — его заряд и масса, а c — скорость света. Из приведенной формулы видно, что эффективное сечение зависит от энергии позитрона, получая максимальное значение для малых энергий. Для медленного позитрона, где ε^* близко к единице,

$$\Phi \sim \frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}} \sim \frac{1}{v}, \quad (5)$$

где v — скорость позитрона. Для $v = 0$ Φ принимает бесконечное значение. Однако это не приводит к недоразумениям, так как вероятность аннигиляции в единицу времени ω дается следующим выражением:

$$\omega = Nv\Phi, \quad (6)$$

где N — число отрицательных электронов в единицу объема. Из формулы видно, что ω остается конечным и для случая $v = 0$.

Для больших энергий Φ уменьшается по закону $\frac{\lg \varepsilon}{\varepsilon}$, как это легко установить из формулы (4).

На основании того, что Φ велико для малых v , мы приходим к выводу, что большая часть позитронов аннигилирует лишь после того, как они потеряют всю свою кинетическую энергию, истратив ее на ионизацию атомов вещества, через которое они проходят. С другой стороны, мы знаем, что в результате аннигиляции медленного позитрона появляются два фотона, испускаемые в противоположные стороны и обладающие энергией около 0,5 MeV. Поэтому мы можем ожидать, что излучение, возникающее при аннигиляции позитронов со свободными электронами, в основном будет составлять из фотонов с энергией 0,5 MeV.

Движущийся позитрон также имеет некоторую вероятность аннигилировать со свободным электроном. Однако в этом случае будут испускаться два фотона с различными энергиями, как это следует из закона сохранения импульса. Вопрос об аннигиляции таких позитронов довольно подробно разобран в работе Бете¹¹. В своей работе Бете вывел формулу для дифференциального эффективного сечения для процесса аннигиляции движущегося позитрона с

* ε выражает не только кинетическую энергию позитрона, но и энергию, соответствующую его массе покоя. Поэтому $\varepsilon = 1$ указывает на то, что позитрон находится в покое.

испусканием двух фотонов с частотами ν_r и ν_s , удовлетворяющими следующему соотношению:

$$h\nu_r + h\nu_s = E + mc^2 \text{ (закон сохранения энергии),} \quad (7)$$

где E — полная энергия позитрона (включая энергию, соответствующую массе покоя). При выводе Бете исходил из формулы, заимствованной из цитированной выше работы Дирака. Анализ выражения, полученного для дифференциального эффективного сечения, показывает, что наиболее вероятным является тот случай, когда фотоны испускаются в направлениях, составляющих друг с другом угол θ , близкий к 180° ; при этом фотон с большей энергией летит в направлениях, близких к направлению движения аннигилировавшего позитрона, как это вытекает из закона сохранения импульса. В частном случае, когда угол θ равен ровно 180° для частот испускаемых фотонов имеют место следующие выражения:

$$\begin{aligned} \nu_r^{\max} &= \frac{1}{2} \nu + \sqrt{\frac{1}{4} \nu^2 - \frac{1}{2} \nu \nu_0} \approx \nu - \frac{1}{2} \nu_0 = \frac{E + \frac{1}{2} mc^2}{h}, \\ \nu_s^{\min} &= \frac{1}{2} \nu - \sqrt{\frac{1}{4} \nu^2 - \frac{1}{2} \nu \nu_0} \approx + \frac{1}{2} \nu_0 = \frac{1}{2} \frac{mc^2}{h}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\nu = \nu_r + \nu_s = \frac{E + mc^2}{h} \text{ (см. (7)),}$$

а

$$\nu_0 = \frac{mc^2}{h}.$$

$\nu_r^{\max}$ соответствует фотону, испускаемому в направлении движения аннигилировавшего позитрона. Как видно, этот фотон забирает большую часть энергии позитрона. Из всего сказанного можно заключить, что при аннигиляции быстрых позитронов вперед испускается наиболее жесткая составляющая излучения, энергия которой может даже превосходить энергию позитронов; в обратном направлении испускается более мягкая радиация с энергией $0,25 \text{ MeV} \left(\frac{mc^2}{2} \right)$ и выше.

Для того чтобы более наглядно судить о распределении энергии в аннигиляционном спектре, приводим (рис. 2) кривую распределения интенсивности этого аннигиляционного излучения по частотам для случая аннигиляции позитронов с кинетической энергией $1,5 \text{ MeV}$ ($\epsilon = 4$; наиболее быстрые позитроны, возникающие от γ -лучей ThC''). Кривая заимствована из работы Бете. Из нее мы видим, что действительно наиболее часто встречаются частоты, близкие к $\nu_r^{\max}$ и $\nu_s^{\min}$, соответствующие углам θ , близким к 180° .

Для выяснения того, какую роль играет в аннигиляционном излучении жесткая радиация, возникающая при аннигиляции движущихся позитронов, нужно установить, какая часть общего числа позитронов подвергается аннигиляции во время их движения. Бете подсчитал вероятность аннигиляции позитрона при уменьшении

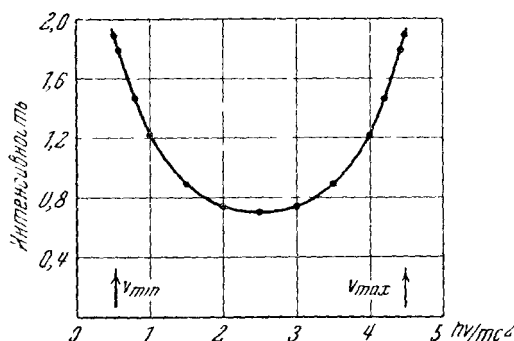


Рис. 2.

его энергии от ϵ до $\epsilon + d\epsilon$ и нашел для нее следующее выражение:

$$s(\epsilon)d\epsilon = \frac{1}{k} \frac{1}{\epsilon^2(\epsilon + 1)} [(\epsilon^2 + 4\epsilon + 1) \lg(\epsilon + \sqrt{\epsilon^2 - 1}) - (\epsilon + 3) \sqrt{\epsilon^2 - 1}] d\epsilon = \frac{1}{k} f(\epsilon) d\epsilon, \quad (9)$$

где ϵ попрежнему дает энергию позитрона в mc^2 . Величина k является постоянной для данного вещества, в котором позитроны тормозятся, но она не одинакова для различных веществ. Она дается следующей формулой:

$$k = 4 \lg \left(\frac{mc^2}{RZ} \right), \quad (10)$$

где Z — атомный номер вещества, а R равно приблизительно потенциалу ионизации водорода. Для водорода, воздуха и свинца k имеет соответственно следующие значения — 42; 34,4 и 24,4.

Функция $f(\epsilon)$ для удобства приведена графически на рис. 3, заимствованном из работы Бете. Пользуясь кривой рис. 3. и зная постоянную k , можно для каждого вещества легко вычислить функцию $s(\epsilon) = \frac{f(\epsilon)}{k}$, представляющую собой, как это следует из формулы (9), вероятность аннигиляции позитрона с энергией ϵ при потере им единицы энергии, т. е. mc^2 . Из приведенной кривой видно, что наибольшую вероятность аннигиляции во время

движения имеют позитроны с полной энергией около $2 mc^2$. Однако эта вероятность не очень велика. Например, для водорода, воздуха и свинца максимальные значения $s(\varepsilon)$ следующие: 0,017; 0,02 и 0,03. Это означает, что для пучка позитронов с кинетической энергией около 500 kV (полная энергия $E = 2 mc^2$) число аннигилировавших позитронов при потере ими единицы энергии (mc^2) составляет, например, для Pb всего 3%, т. е. сравнительно небольшой процент. Для элементов с меньшим атомным номером этот процент еще меньше.

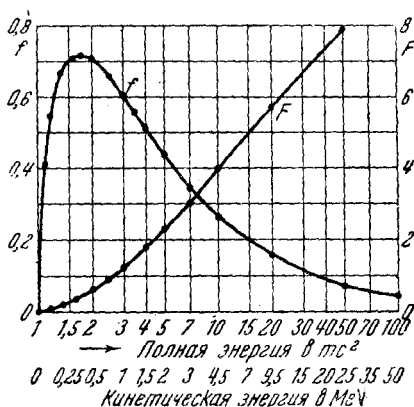


Рис. 3.

В дальнейшем нас будет интересовать также вероятность аннигиляции позитрона за все время, пока он находится в движении, т. е. при уменьшении его энергии от начального значения до нуля. Обозначая эту суммарную вероятность через $S(\varepsilon_0)$, мы имеем для нее:

$$S(\varepsilon_0) = \int_0^{\varepsilon_0} s(\varepsilon) d\varepsilon = \int_0^{\varepsilon_0} \frac{f(\varepsilon)}{k} d\varepsilon = \frac{F(\varepsilon_0)}{k},$$

где ε_0 — начальная энергия позитрона. Функция $F(\varepsilon_0)$ графически представлена также на рис. 3. Из приведенной кривой мы находим для $S(\varepsilon_0)$, например для позитронов с кинетической энергией 1,5 MeV ($\varepsilon = 4$), представляющих собой наиболее быстрые позитроны, создаваемые γ -лучами ThC'', следующие значения для водорода, воздуха и свинца: 0,044; 0,054 и 0,076 соответственно. Таким образом, например, в свинце 7,6% позитронов с энергией $\varepsilon = 4$ аннигилируют во время движения. Эти числа сильно возрастают для больших энергий позитронов, например для позитронов с энергией 10 MeV для Pb эта величина равна 21%. Поэтому даже для позитронов, вызываемых γ -лучами обычных радиоактив-

ных элементов, мы должны учитывать их аннигиляцию во время движения.

Рассматривая все приведенные теоретические данные об аннигиляции быстрых и медленных позитронов со свободными электронами, мы приходим к следующему заключению о составе возникающего при этом аннигиляционного излучения. Преобладающее значение будет иметь излучение с энергией около $0,5 \text{ MeV } (mc^2)$, соответствующее аннигиляции медленных позитронов. Кроме этой полосы, однако, будет иметься излучение с энергией, изменяющейся от $0,25 \text{ MeV } \left(\frac{1}{2} mc^2 \right)$, практически до энергий, соответствующих наиболее быстрым позитронам. Эта последняя широкая полоса вызывается аннигиляцией быстрых позитронов и составляет, например, для Pb (для позитронов с энергией $\epsilon = 4$) 7,5% от общего числа фотонов. Если аннигилирующие позитроны создаются γ -лучами, то энергия этих первоначальных лучей будет отличаться от энергий наиболее жесткого аннигиляционного излучения всего на $0,25 \text{ MeV}$ (см. 8), что, например, для γ -лучей ThC'' с энергией $2,65 \text{ MeV}$ составляет сравнительно небольшую величину.

Уместно, может быть, будет также поставить здесь вопрос об угловом распределении всего аннигиляционного излучения. Что касается излучения с энергией 500 keV , то оно распределено в пространстве, конечно, изотропно. Однако с жестким излучением, которое нас особенно интересует, дело обстоит более сложно. Выше мы уже видели, что фотоны с большой энергией, возникающие при аннигиляции быстрых позитронов, испускаются преимущественно в направлении движения позитронов. Однако по содержанию нашей статьи нас будет больше интересовать не угловое распределение фотонов относительно падающих позитронов, а угловое распределение этих фотонов по отношению к пучку γ -лучей, создающих позитроны. Этот вопрос был также разобран в работе Бете. При исследовании поставленного вопроса основную роль играет упругое рассеяние позитронов атомами, так как оно велико для энергий, встречающихся при работе с γ -лучами радиоактивных элементов. Допуская, что упругое рассеяние позитронов атомами происходит так же, как для электронов, мы получим меньшее рассеяние их для веществ с малыми атомными номерами. Поэтому для легких элементов жесткое аннигиляционное излучение должно быть более анизотропным (с преимущественным направлением вперед), чем для тяжелых. На основании статистических расчетов упругого рассеяния позитронов Бете показал, что это действительно имеет место. Не производя точных расчетов углового распределения, он нашел, что для позитронов, создаваемых γ -лучами ThC'' и аннигилирующих в воздухе, половина жесткого аннигиляционного излучения заключена в конусе, образующая которого составляет с направлением первичного пучка γ -лучей угол в $60-70^\circ$. Для свинца жесткое аннигиляционное излучение распределено практически изотропно.

§ 6. Аннигиляция позитронов с испусканием одного фотона

Как уже отмечалось выше, рассматриваемый вид аннигиляции имеет место лишь для сильно связанных электронов. Отсюда сразу вытекает, что этот процесс мало вероятен для медленных позитронов (в противоположность аннигиляции с испусканием двух фотонов), так как они не в состоянии достигнуть сильно связанных электронов вследствие отталкивающего действия атомного электрического поля. Теоретические расчеты подтверждают это. Сначала Ферми и Юленбек¹² для нерелятивистского, а затем Нишина, Томонага и Тамаки¹³ для релятивистского случая показали, что эффективное сечение для аннигиляции сравнительно медленных позитронов с испусканием одного фотона мало по сравнению с эффективным сечением для аннигиляции с испусканием двух фотонов. Более подробно вопрос об этом виде аннигиляции был рассмотрен затем в работе Бете¹¹ и Баба и Гельма¹⁴. Прежде всего было установлено, что эффективное сечение для аннигиляции с испусканием одного фотона пропорционально Z^5 . Поэтому излучение, появляющееся в результате такого процесса, должно играть большую

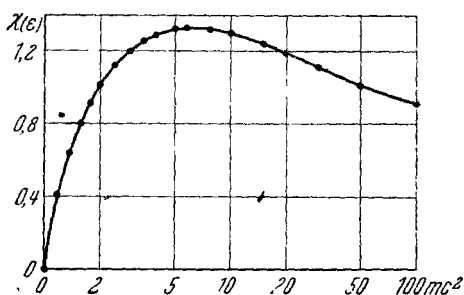


Рис. 4.

роль для тяжелых элементов, чем для легких. Полученные Бете результаты всего удобнее изобразить кривой, приведенной в его работе (рис. 4). На рисунке дана зависимость от энергии функции χ , определяемой тем, что произведение ее на $\left(\frac{Z}{137}\right)^4$ дает отношение вероятности аннигиляции с испусканием одного фотона (рассчитанной на $2k$ электрона) к вероятности аннигиляции с испусканием 2 фотонов для одной и той же энергии. Из анализа приведенной кривой прежде всего следует, что для легких элементов аннигиляция позитронов с испусканием одного фотона не играет никакой роли, так как $\left(\frac{Z}{137}\right)^4 \chi(\epsilon)$ для любых энергий ничтожно мало (например, для воздуха оно равно 10^{-5}). Но даже и для тяжелых элементов этот вид аннигиляции мало вероятен.

Например, для свинца для интервала энергий, соответствующих максимальным значениям $\chi(\varepsilon)$ ($3 - 20 \text{ мс}^2$), мы получаем для $\left(\frac{Z}{137}\right)^4 \chi(\varepsilon)$ значение 0,16. Это означает, что для позитронов данной энергии только 16% всего числа аннигилировавших позитронов уничтожались с испусканием одного фотона. Если учесть еще то обстоятельство, что для этих энергий вероятность аннигиляции с испусканием двух фотонов [см. $s(\varepsilon)$] очень мала по сравнению с суммарной аннигиляцией, то отсюда можно заключить, что для полного аннигиляционного излучения рассматриваемый нами процесс не играет практически никакой роли. При этом нужно иметь в виду еще и то, что данные Бете, полученные им в борновском приближении, раз в 5 больше значений, даваемых более точным расчетам¹⁵. Таким образом мы вправе пренебречь аннигиляцией с испусканием одного фотона.

На основании этого, мы можем считать, что суждение о составе аннигиляционного излучения, высказанное нами в предыдущем разделе, относится не только к излучению, возникающему при аннигиляции на свободных электронах, но также и к полному аннигиляционному излучению.

§ 7. Экспериментальное доказательство существования аннигиляционного излучения

В предыдущих параграфах мы рассмотрели те выводы, к которым приходит теория по вопросу об аннигиляции позитронов. Теперь посмотрим, подтверждается ли существование аннигиляции позитронов экспериментальными данными.

Вскоре после открытия позитронов Жолио¹⁶ и Тибо¹⁷ одновременно, но независимо показали, что аннигиляция позитронов в природе, действительно, имеет место. В опытах обоих авторов пучок позитронов* методом трохонды Тибо (см. например, 17 с) фокусировался на слой вещества (Pb и Al у Жолио и Pt у Тибо). Жолио в своих опытах применял слои вещества, достаточные для полного поглощения позитронов. Он показал, что если пускать на вещество позитроны, то в нем возникает дополнительное γ -излучение, которое отсутствует в том случае, когда на вещество вместо позитронов попадают отрицательные электроны. Измеряя с помощью счетчика Гейгер-Мюллера поглощение этого дополнительного излучения в свинце, Жолио показал, что он состоит из фотонов с энергией $485 \text{ кеВ} \pm 60 \text{ кеВ}$ **. Он смог также определить, правда очень грубо, выход фотонов, измерив для этого число позитронов, поглощаемых в веществе, и число возникающих в нем фотонов. Опыты

* У Жолио позитроны образовались в алюминии при бомбардировке его α -частицами, у Тибо — в свинце, облучаемом γ -лучами.

** Энергия излучения определялась по величине коэффициента поглощения.

показали, что на каждый поглощенный позитрон получается от 1,6 до 3 фотонов, т. е. в среднем около 2. К таким же результатам как в отношении жесткости дополнительного излучения, так и в отношении числа фотонов, приходящихся на один поглощенный позитрон, привели почти аналогичные опыты Тибо.

Особенно наглядно существование аннигиляции позитронов доказывается опытами Лауритсена и Крэна¹⁸. В этих опытах источником позитронов служил искусственно радиоактивный элемент, возникающий при бомбардировке углерода потоком быстрых дейтронов. Пластика углерода, испускающая позитроны, помещалась на ионизационную камеру активной стороной вверх. Позитроны, идущие от активного слоя вниз, поглощались в веществе пластинки и в нем аннигилировали, давая начало γ -излучению, которое и измерялось ионизационной камерой. Испускаемые вверх позитроны уходили в воздух на достаточно большое расстояние от источника, и поэтому вызываемое ими аннигиляционное излучение камерой практически не учитывалось. Однако их можно заставить аннигилировать вблизи ионизационной камеры, если на источник положить слой вещества, в котором позитроны поглощались бы. С этой целью авторы поместили на источник вторую такую же пластинку углерода и обнаружили, что ток в ионизационной камере, т. е. интенсивность измеряемого γ -излучения, возросла примерно в два раза. В несколько иных условиях Лауритсен и Крэн измерили поглощение возникающего γ -излучения в свинце. По значению, полученному для коэффициента поглощения, можно было установить, что исследуемое излучение близко по своей жесткости к излучению с энергией 0,5 MeV. Оценив число аннигилировавших позитронов и число появившихся фотонов, авторы установили, что на каждый исчезнувший позитрон возникает приблизительно два фотона.

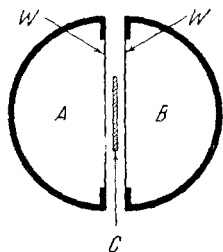


Рис. 5.

Таким образом все эти опыты с несомненностью доказывают реальное существование аннигиляционного излучения, состоящего из фотонов с энергией около 0,5 MeV, число которых приблизительно в 2 раза больше числа аннигилировавших позитронов. Этим подтверждается теория аннигиляции позитронов. Однако согласие с теорией идет еще дальше.

Опытами Клемперера¹⁹ было установлено одновременное испускание двух фотонов. Схема его опытов изображена на рис. 5. Между двумя полуцилиндрическими счетчиками, закрытыми с внутренней стороны тонкой фольгой, помещался источник позитронов, графитовая пластинка, облученная предварительно быстрыми протонами и обернутая после этого слоем металла, достаточным для полного поглощения позитронов. Измерялось число совпадений импульсов в обоих счетчиках, вызываемых одновременным испусканием двух фотонов. Полученные данные показывают согласие, по крайней мере по порядку величины, между ожидаемым и измеренным числом двойных совпа-

дений. Клемперер показал, кроме того, что в условиях его опытов практически отсутствовало аннигиляционное излучение с энергией, большей 0,5 MeV.

Недавно выполненные опыты Ажиханова, Алиханьяна и Арцимовича²⁰, поставленные для проверки закона сохранения импульса в элементарном акте, показали, что одновременно испускаемые два фотона разлетаются в направлениях, составляющих друг с другом углы, близкие к 180° . Их опыты по существу тождественны с опытами Клемперера с тем лишь отличием, что телесный угол, под которым видны счетчики с места источника, у них много меньше, чем у Клемперера. В их опытах могли регистрироваться лишь такие совпадения, которые вызываются фотонами с углом разлета, лежащим в пределах $180-150^\circ$. На основании этого последнего факта следует, что аннигиляция имеет место для позитронов, энергии которых во всяком случае меньше $8 \cdot 10^4$ eV.

Перечисленные опыты доказывают существование аннигиляции позитронов, но они вследствие их малой точности не позволяют сделать строгого заключения о полном спектре аннигиляционного излучения. В частности, о жесткой составляющей его из этих опытов можно заключить лишь то, что если она и существует, то ее интенсивность очень мала.

Здесь мы изложили, главным образом, лишь те работы, которые позволяют доказать реальное существование аннигиляции позитронов. Ряд работ, трактующих о роли аннигиляционного излучения в рассеянном γ -излучении, мы рассмотрим позднее при анализе экспериментальных данных по вопросу о рассеянии.

§ 8. ИЗЛУЧЕНИЕ ТОРМОЖЕНИЯ

Излучение торможения возникает при замедлении электронов и позитронов ядрами атомов. Так как в нашем случае электроны и позитроны имеют самые различные направления и скорости, то не приходится рассчитывать на количественное разрешение вопроса об этом виде излучения. По этой причине мы ограничимся здесь лишь некоторыми теоретическими указаниями, заимствованными из работ Бете и Оппенгеймера и Лауритсена²¹, при этом будем интересоваться, главным образом, жесткой частью излучения торможения, так как в рассеянном γ -излучении она накладывается лишь на мало интенсивную жесткую составляющую аннигиляционного излучения и поэтому на опыте может быть обнаружена. Мягкая часть тормозного излучения будет играть меньшую роль ввиду наличия более интенсивного комптоновского и мягкого аннигиляционного излучения.

Интересующее нас жесткое излучение возникает в основном при торможении наиболее быстрых комптоновских электронов, выбрасываемых вперед. Максимальная энергия этих электронов для случая γ -лучей ThC'' составляет 2,35 MeV. Следовательно, здесь мы можем

ожидать излучения с верхним пределом энергии около 2,35 MeV *. При удалении от верхнего предела к меньшим частотам интенсивность излучения сильно возрастает. Возле верхнего предела интенсивность пропорциональна квадрату атомного номера. В пространстве она распределяется с большой анизотропией (по указаниям Оппенгеймера и Лауритсена половина радиации с энергией около 1,5 MeV находится в конусе с половинным углом раствора в 15°).

Для приближенной количественной оценки интенсивности жесткой части излучения торможения можно привести следующие данные. Вероятность испускания фотонов с энергией, большей 10^6 eV, составляет для электронов с энергией 1,5 MeV 0,50%, для электронов с энергией 2 MeV — 2,20% и для наиболее быстрых комптоновских электронов — 40%. Эти значения несколько ниже вероятности аннигиляции быстрых позитронов. Если учесть, однако, что γ -лучи ThC'' производят в несколько раз больше комптоновских электронов, чем позитронов, то можно прийти к заключению, как указал Бете, что жесткое тормозное излучение по своей интенсивности должно быть того же порядка, как и жесткое аннигиляционное излучение. Поэтому в рассеянном излучении они должны проявляться приблизительно одинаково.

Заканчивая этот параграф, подчеркнем еще раз сложность теоретически ожидаемого рассеянного излучения, представляющего собой сплошной спектр, простирающийся от 250 keV практически до энергий первичного излучения с резким максимумом около 0,5 MeV. Это распределение еще несколько видоизменяется за счет поглощения излучения в веществе самого рассеивателя. Экспериментальное исследование такого сложного излучения, выполняемое к тому же в неодинаковых условиях, естественно, может привести во многих случаях к различным результатам, в особенности если учесть еще многочисленные методические недостатки, отмеченные в начале статьи.

§ 9. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О РАССЕЯНИИ γ -ЛУЧЕЙ

Переходя к рассмотрению экспериментальных данных, известных по вопросу о рассеянном излучении, следует прежде всего отметить, что по данным всех авторов для легких элементов практически все рассеянное излучение объясняется комптоновским рассеянием. Это находится в согласии с тем фактом, что для них как образование электронных пар от фотонов, так и фотоэффект имеют исчезающе малую вероятность. Иначе обстоит дело в случае тяжелых элементов.

* Правда, кроме него будет иметься еще более жесткое излучение, возникающее при торможении фотоэлектронов. Однако его интенсивность будет очень мала.

В 1930 г. Чао², изучая с помощью ионизационной камеры под большим давлением угловое распределение рассеянного свинцом и алюминием γ -излучения ThC'' , фильтрованного 2,7 см Pb, обнаружил, что в отличие от алюминия, для которого угловое распределение согласуется с формулой (2) (см. табл. 1), для случая свинца наблюдается иное угловое распределение. Чао измерял для различных углов отношение интенсивностей излучения, рассеянного свинцом и алюминием, и сравнивал его с теоретически вычисленным отношением; при этом при вычислении делалось предположение, что формула (2) применима и к Pb и к Al. В табл. 4 при-

ТАБЛИЦА 4

Угол рассеяния	22,5°	35°	55°	90°	135°
$\frac{E_{\text{Pb}}}{E_{\text{Al}}}$	0,70	0,72	0,70	0,57	0,38
$\frac{i_{\text{Pb}}}{i_{\text{Al}}}$	0,695	0,75	0,80	0,96	1,44

ведены полученные им данные. Во второй строчке дано отношение интенсивностей, вычисленное по формуле (2) с введением поправки на поглощение первичного и рассеянного излучения в веществе рассеивателя. В последней строчке приведено отношение ионизационных токов, вызываемых рассеянным излучением от Pb и Al. Как видно из таблицы, эти отношения одинаковы лишь для небольших углов рассеяния, в то время как для больших углов имеется сильное расхождение. Из этого был сделан вывод, что в случае свинца на комптоновское рассеяние накладывается еще дополнительное, получившее название аномального рассеяния. Измеряя поглощение рассеянного излучения в свинце, Чао показал, что аномально рассеянное излучение имеет отличную от комптоновского длину волны, равную приблизительно 22 X-единицам, что соответствует энергии фотона около 0,55 MeV. Интенсивность этого излучения приблизительно одинакова для всех направлений. По этой причине его легче всего наблюдать под большими углами, для которых комптоновское рассеянное излучение имеет большую длину волны и очень малую интенсивность. По данным Чао, например, для угла 135° аномально рассеянное излучение в три раза интенсивнее комптоновского. Для малых углов интенсивность дополнительного излучения мала по сравнению с интенсивностью комптоновского. Этим по всей вероятности можно объяснить тот факт, что Грей²², исследуя рассеянное излучение для углового интервала от 10 до 30°, не обнаружил аномального рассеяния.

К иным результатам пришли Мейтнер с сотрудниками²³. Они изучали состав рассеянного излучения с помощью счетчиков Гейгер-Мюллера, применяя в качестве первичного излучения сильно

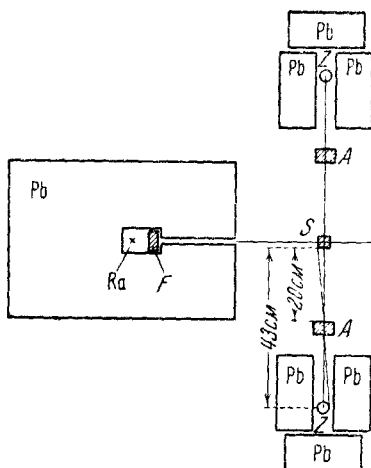


Рис. 6.

фильтрованное излучение Ra и MsTh. Угол рассеяния в их опытах составлял 90° . Рассеивателем служило железо и свинец. Их установка изображена на рис. 6 (два счетчика применялись для увеличения эффективности установки). Для анализа состава рассеянного

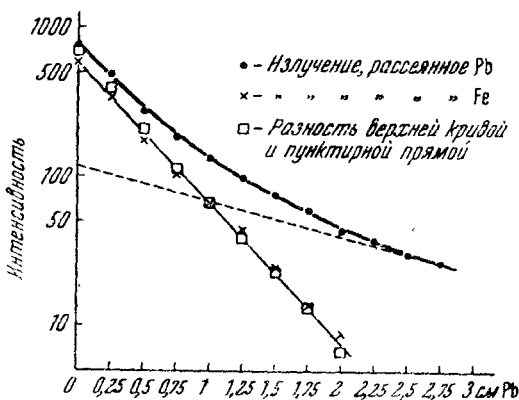


Рис. 7.

излучения авторы строили его кривые поглощения для различных поглощающих веществ. Опыты показали, что для γ -лучей Ra, фильтрованных 3 см Pb (эффективная длина волны 6,7 X-единиц), рассеянное железом излучение является полностью комптоновским

Для излучения рассеянного Pb кривая поглощения в свинце приведена на рис. 7. Из нее видно, что в этом случае в рассеянном излучении, кроме комптоновского, имеется еще какое-то более жесткое излучение. Разложив кривую поглощения на две компоненты, принимая при этом, что интенсивность жесткой составляющей дается пунктирной прямой, проведенной через две последних экспериментальных точки, авторы установили, что мягкая компонента ($\square$ на рисунке) соответствует комптоновскому рассеянному излучению, а жесткая — излучению с длиной волны первичного излучения. Таким образом к комптоновскому излучению добавляется так называемое когерентное, аналогичное релеевскому, наблюдаемому для света. Приблизительно такие же результаты были получены в тех же геометрических условиях для первичного излучения MsTh , фильтрованного 3 см Pb. Для этого излучения с длиной волны 4,7 X-единиц (в отличие от излучения Ra) жесткая компонента рассеянного излучения имеется уже и для железного рассеивателя в соответствии с тем, что для Fe для этих длин волн уже проявляется аномальное поглощение.

По грубой оценке авторов когерентное рассеянное излучение составляет для $\lambda = 6,7$ X-единиц около 40% и для $\lambda = 4,7$ X-единиц — около 6—7% от общей интенсивности рассеянного излучения. Эта оценка произведена в предположении, что интенсивность комптоновского излучения дается формулой (2), а интенсивность когерентного — формулой Томсона, в которой угловое распределение определяется множителем $1 + \cos^2 \theta$, где θ — угол рассеяния. Ввиду произвольности последнего допущения приведенным числам не следует придавать большого значения.

Вопрос о рассеянном излучении был подробно исследован также в нескольких работах Грея и Тэрранта²⁴. Авторы исследовали рассеяние нефiltroванных γ -лучей Ra(B+C) и ThC'' под углами 125 и 145° для следующих веществ: C, K, Fe, Cu, Sn, Pb. Для измерения рассеянного излучения они применяли, как и Чао, ионизационную камеру с большим давлением газа. Их установка изображена схематически на рис. 8. Рассеиватель брался в виде цилиндра и располагался симметрично относительно ионизационной камеры. Свинцовые фильтры, служившие для анализа рассеянного излучения, брались также в форме цилиндров и располагались вплотную к ионизационной камере. Для того чтобы интенсивность измеряемого излучения была не очень мала, авторы работали с широкими пучками рассеянных лучей. Так, например, для среднего угла рассеяния 125° в ионизационную камеру попадали γ -лучи, рассеянные в угловом интервале от 110 до 140°. Для получения кривых поглощения рассеянного излучения авторы изменяли толщину поглощающих свинцовых фильтров от 0 до 4,5 см. Применяя подобные фильтры, они имели дело практически лишь с аномально рассеянным излучением, так как для углов 125—145° комптоновское излучение имеет значительно меньшую жесткость и слабую интенсивность, и поэтому для его поглощения достаточно нескольких первых миллиметров Pb.

Тщательно выполненные измерения показали, что кривые поглощения излучения, рассеянного под углами 125° и 145° , почти параллельны друг другу. Это значит, что состав аномально рассеянного

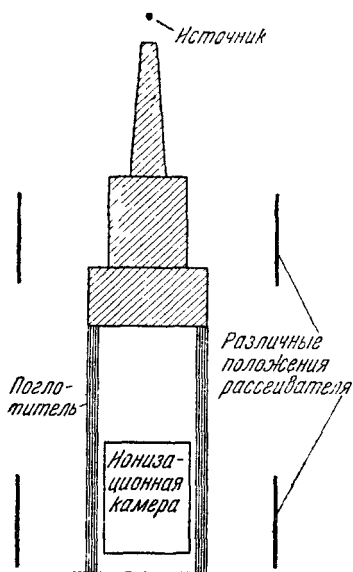


Рис. 8.

излучения для обоих направлений приблизительно один и тот же. Анализ полученных кривых поглощения показал, что аномально рассеянное излучение состоит из двух компонент. Будем называть их жесткой и мягкой компонентами аномально рассеянного излучения. Результаты для случая первичного излучения ThC'' приведены в табл. 5. В ней даны коэффициенты поглощения для обеих компонент аномально рассеянного излучения и соответствующие им энергии. В последнем столбце указано отношение интенсивностей жесткой и мягкой компонент.

Из таблицы видно, что для всех элементов в рассеянном излучении мягкая компонента имеет энергию около $0,5 \text{ МэВ}$, а жесткая — около 1 МэВ . При этом отношение интенсивностей жесткой и мягкой компоненты сильно возрастает с увеличением атомного номера рассеивающего элемента.

Для первичного излучения Ra(B+C) результаты получаются несколько иные. Они приведены в табл. 6.

Для свинца, как видим, получаются те же результаты, что и для случая излучения ThC'' .

Следует отметить, что нахождение состава излучения путем разложения кривых поглощения не является достаточно хорошим

ТАБЛИЦА 5

Рассеиватель	Мягкая компонента		Жесткая компонента		Жесткая мягкая
	μ в см^{-1}	$h\nu$ в 10^6 eV	μ в см^{-1}	$h\nu$ в 10^6 eV	
C	2,0	0,45	—	—	0
K			—	—	—
Fe			?	—	0,05
Cu	2,05	0,45	?	—	0,07
Sn			0,75	1,1	0,14
Pb	1,95	0,45	0,75	1,1	0,32

ТАБЛИЦА 6

Рассеиватель	Мягкая компонента		Жесткая компонента		Жесткая мягкая
	μ в см^{-1}	$h\nu$ в 10^6 eV	μ в см^{-1}	$h\nu$ в 10^6 eV	
C	(2,6)	—	(0,75)	—	0
Fe	2,6	0,38	0,75	(1,1)	0,04
Sn	2,4	0,40	0,75	1,1	0,06
Pb	2,1	0,44	0,75	1,1	0,12

методом, как уже неоднократно отмечалось в первой части статьи. Поэтому все приведенные значения и для отдельных компонент являются некоторыми средними величинами. Так, например, Грей и Тэррант указывают, что при точности измерения отдельных точек кривой поглощения в $2-3^0_0$, как было в их опытах, полученным значениям $\mu_1 = 0,75 \text{ см}^{-1}$ и $\mu_2 = 2 \text{ см}^{-1}$ (см. табл. 5) соответствуют следующие пределы возможных ошибок:

$$\begin{aligned} 0,65 < \mu_1 < 0,85 \text{ см}^{-1}, \\ 1,41 < \mu_2 < 2,45 \text{ см}^{-1}. \end{aligned}$$

Как видим, пределы получаются очень широкими.

Авторы исследовали также интенсивность аномального рассеянного излучения для различных углов в интервале от 64 до 145° . Опыты привели к заключению, что интенсивность для всех направлений приблизительно одинакова. Это позволило рассчитать суммарную энергию аномально рассеянного излучения. Расчеты для излучения ThC'' показали, что при одинаковой энергии первичного пучка γ лучей энергия аномально рассеянного излучения, рассчитанная на одно ядро, возрастает пропорционально квадрату атомного номера рассеивающего элемента. Табл. 7 подтверждает сказанное.

ТАБЛИЦА 7

Рассеиватель	Pb	Sn	Cu	Fe
$\frac{NK_\gamma}{Z^2} 10^{27}$	0,47	0,42	0,39	0,43

В ней NK_γ дает ту часть энергии первичного пучка γ -лучей, которая рассеивается одним ядром в виде жесткой и мягкой компоненты аномального излучения (эффективное сечение). Если взять

энергию только мягкой компоненты, то для нее квадратичная зависимость выполняется еще лучше. Для жесткой компоненты вместо Z^2 получается Z^3 .

Эффективное сечение для аномального рассеяния (${}_N K_T$) можно сравнить с таковыми для аномального поглощения (${}_N K = a^0 - a^\sigma - a^\tau$ (см. часть I). Для отношения $\frac{{}_N K_T}{{}_N K}$ получается величина, близ-

кая к единице, что означает, что почти вся энергия (с точностью до 20%), исчезающая вследствие аномального поглощения, испускается в виде аномального рассеянного излучения (в первой работе авторов для этого отношения получилось значение около 0,5). В случае излучения $Ra(B+C)$ аналогичные подсчеты произвести трудно ввиду большой сложности γ -спектра.

Для решения вопроса о том, излучением какой энергии вызывается аномальное рассеяние, авторы провели следующие опыты. Они определяли кажущийся коэффициент поглощения первичного

излучения, измеряя интенсивность рассеянного излучения при наличии и отсутствии поглощающего слоя между источником первичных лучей и рассеивателем (первичный фильтр). Подобные коэффициенты поглощения были определены для различных толщин фильтров, помещаемых непосредственно у ионизационной камеры (вторичный фильтр). Полученные результаты приведены для первичного излучения ThC'' на

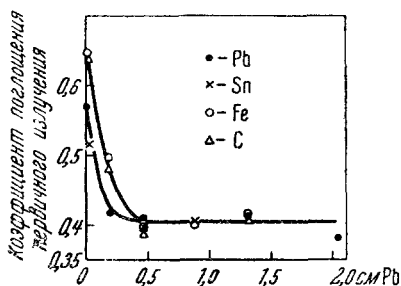


Рис. 9.

рис. 9. Из него видно, что для вторичных фильтров толщиной большей 0,5 см Pb коэффициент поглощения первичного излучения для всех исследованных элементов (Pb, Sn, Fe, C) одинаков и не меняется с увеличением толщины фильтра. Из равенства коэффициентов поглощения для различных веществ следует, что порог, начиная с которого появляется аномально рассеянное излучение, одинаков для всех исследованных элементов. Авторы попытались оценить энергию, соответствующую порогу. Для нее они получили значение около 2 MeV. Однако этому числу нельзя придавать серьезного значения, так как оно получено в предположении, что коэффициент аномального поглощения не зависит от длины волны, что, как мы знаем, заведомо неверно. Авторы сами в примечании к своей статье указывают, что если принять для зависимости коэффициента аномального поглощения от частоты следующий вид: $K = \alpha(\nu - \nu_e)^4$, где ν_e — частота, соответствующая порогу, то для порога получается энергия около 1 MeV.

Сопоставляя результаты опытов Мейтнер, Грея и Тэрранта, мы видим между ними резкое противоречие. Однако дело обстоит

те так страшно. В условиях опытов Мейтнер (угол рассеяния 90°) комптоновское рассеянное излучение имело энергию 0,4 MeV, и поэтому мягкая компонента аномально рассеянного излучения (энергия 0,45 MeV), наблюдавшаяся у Грея и Тэрранта, едва ли могла быть от него отделена. Таким образом нужно считать, что в отношении мягкой компоненты никаких противоречий в этих опытах нет. В отличие от Грея и Тэрранта Мейтнер обнаружила когерентное рассеянное излучение с коэффициентом поглощения в свинце $0,54 \text{ см}^{-1}$. Однако нужно иметь в виду, что жесткая компонента выделялась проведением прямой линии через последние точки кривой поглощения (рис. 7), каждая из которых измерялась с возможной ошибкой в 20%. По этой причине возможные колебания для коэффициента поглощения должны быть очень велики, а потому его значения могут оказаться лежащими внутри пределов, указанных Греем и Тэррантом для коэффициента поглощения наблюдавшейся ими жесткой компоненты — $0,65 < \mu < 85 \text{ см}^{-1}$. Таким образом и в этом отношении резких противоречий не имеется.

Отметим, кстати, что Грей и Тэррант ставили специальные опыты для обнаружения когерентного рассеяния. Опыты показали, что излучение без изменения длины волны заметной роли в рассеянном излучении не играет. Так, например, для Pb оно составляет не больше 20% общей интенсивности рассеянного излучения.

К работам Грея и Тэрранта по своим выводам о составе рассеянного излучения близко примыкают работы Гейтинга²⁵, Стаэля и Кегелаара²⁶.

Гейтинг исследовал рассеяние γ лучей ThC'' следующими элементами: Al, Fe, Cu, Pb. Интенсивность рассеянного излучения измерялась ионизационной камерой с газом под большим давлением. Он работал в герметических условиях, близких к условиям работы Грея и Тэрранта. Однако угловой интервал, внутри которого рассеянные лучи попадали в ионизационную камеру, был заметно меньше. Для анализа рассеянного излучения автор строил кривые поглощения в свинце, применяя фильтры толщиной до 5 см. Результаты его работы кратко сводятся к следующему. Для всех исследованных элементов в рассеянном излучении имеется компонента с энергией 0,5 MeV ($\mu = 1,75 \text{ см}^{-1}$), интенсивность которой, рассчитанная на ядро, возрастает пропорционально квадрату атомного номера. Для свинца, кроме нее, имеется еще более жесткая компонента с энергией около 1,8 MeV ($\mu = 0,59 \text{ см}^{-1}$). По своей интенсивности она заметно слабее мягкой компоненты.

Полученные выводы довольно хорошо согласуются с данными Грея и Тэрранта за исключением значения энергии жесткой компоненты.

В работах Стаэля и Кегелаара исследовалось рассеяние излучения Ra для ряда элементов для различных углов. Измерение интенсивности рассеянного излучения производилось с помощью ионизационной камеры с газом под большим давлением. В распоряжении авторов имелись исключительно мощные препараты радия (вначале

1,6 г, а затем — 2,6 г и, наконец, 7 г). Поэтому они могли промерять кривые поглощения вторичного излучения еще для больших толщин поглощающих экранов, чем Грей и Тэррант. Полученные

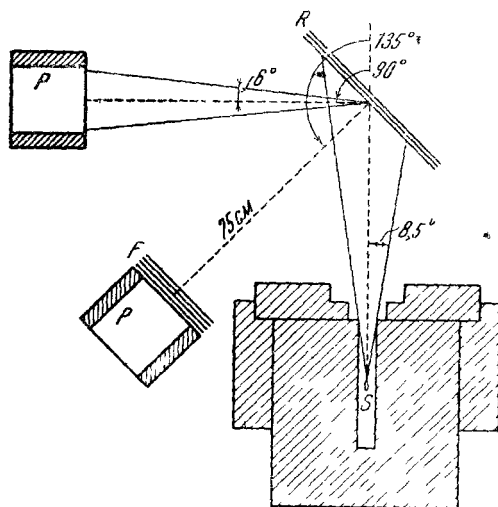


Рис. 10.

ими результаты во многих отношениях интересны. Однако количественные выводы их работ мало надежны ввиду сложного спектраль-

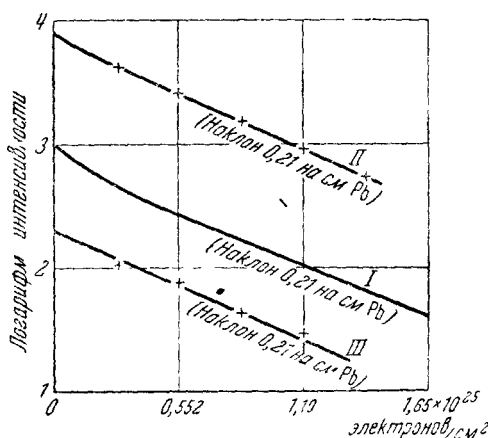


Рис. 11.

ного состава излучения радия. На рис. 10 изображена схематически их установка.

Стаэль и Кетелаар прежде всего установили, что аномально рассеянное излучение создается лишь наиболее жесткими составляю-

щими первичного излучения. С этой целью они фильтровали первичное излучение свинцом и измеряли интенсивность рассеянного излучения в зависимости от толщины фильтра. Полученная таким образом кривая II сравнивалась с кривой поглощения первичного излучения I. Обе кривые для свинцового рассеивателя приведены на рис. 11. На том же рисунке приведена кривая III, дающая зависимость интенсивности рассеянного излучения от толщины фильтра в первичном пучке для того случая, когда между рассеивателем и ионизационной камерой помещался дополнительный фильтр (2,4 см Pb). Из рис. 11 видно, что изменение anomalно рассеянного излучения (кривые II и III) с толщиной фильтра происходит параллельно изменению интенсивности жесткой составляющей первичного излучения. Аналогичные результаты получаются для других рассеивателей. Отсюда и следует утверждение о том, что anomalное рассеяние вызывается наиболее жесткой составляющей падающего излучения.

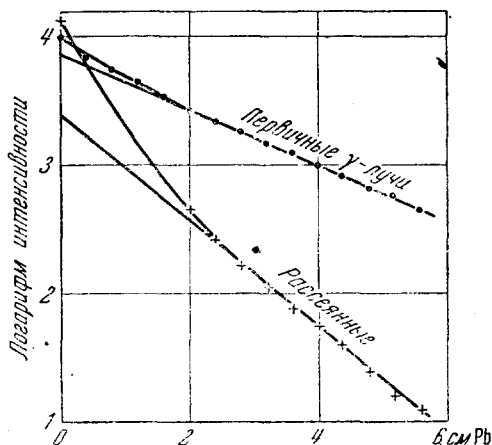


Рис. 12.

Для исследования вопроса о качественном составе anomalно рассеянного излучения авторы применяли толстые рассеиватели, так как в них происходит обогащение рассеянного излучения жесткой компонентой ввиду ее меньшего поглощения в рассеивающем теле. Опыты показали, что в согласии с работами Грея и Тэрранта, в anomalно рассеянном излучении Pb, Au и W имеются жесткая и мягкая компоненты. Для элементов с меньшим атомным номером (Sn, Zn, Fe, Al) разложение на 2 компоненты не может быть проведено с достаточной надежностью. По этой причине для них авторы указывают лишь одну компоненту.

Относительно жесткой составляющей было показано, что соответствующий ей коэффициент поглощения много меньше коэффициента поглощения первичного излучения (рис. 12). Таким образом со-

ставляющая не может быть отождествлена с когерентным излучением.

На рис. 13 приведены кривые поглощения рассеянного излучения для четырех различных направлений. Из параллельности хода прямых участков кривых вытекает, что качественный состав жесткой компоненты для всех исследованных направлений прибли-

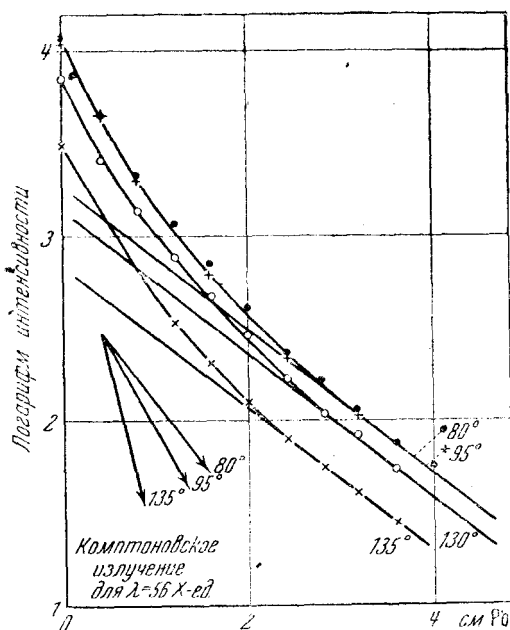


Рис. 13.

зительно один и тот же. То же самое можно сказать о составе жесткой компоненты для различных рассеивающих элементов. Это

ТАБЛИЦА 8

Рассеиватель	Жесткая компонента μ в см^{-1}	Мягкая компонента μ в см^{-1}
Pb ($Z = 82$)	0,93	2,25
Au ($Z = 79$)	0,95	2,37
W ($Z = 74$)	0,97	2,25

подтверждается табл. 8, полученной при анализе кривых поглощения для излучения рассеянного Pb, Au, W под углом 135° . Из при-

веденного значения μ для энергии жесткой составляющей получается величина около 0,9 MeV.

Для коэффициента поглощения мягкой компоненты аномально рассеянного излучения для Pb, Au и W получается значение, не очень сильно отличающееся от значения, даваемого Греем и Тэррантом (2 см^{-1}), и во всяком случае лежащее в указываемых ими пределах ($1,41 - 2,45 \text{ см}^{-1}$). Энергия этой компоненты составляет около 0,4 MeV. Для единственных компонент излучения, рассеянного Al, Fe и Sn, получаются соответственно следующие значения энергий — 0,4, 0,53 и 0,56 MeV.

С целью определения количественного состава рассеянного излучения авторы провели опыты с очень тонкими рассеивателями, для которых интенсивность рассеянного излучения пропорциональна

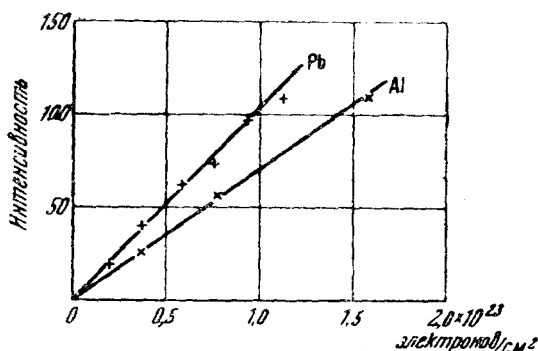


Рис. 14.

толщине, т. е. числу электронов, приходящихся на 1 см^2 рассеивателя. На рис. 14 приведены кривые, выражающие зависимость интенсивности рассеянного излучения от толщины рассеивающего экрана для случая Pb и Al. Так как для Al рассеянное излучение является целиком комптоновским, то из подобных прямых можно установить, какая часть для исследуемого элемента приходится на долю дополнительного излучения (в процентах от комптоновского). Для этого необходимо лишь образовать разность ординат двух

ТАБЛИЦА 9

Толщина фильтра между источником и рассеивателем	Аномальное рассеяние в % от комптонов- ского
0 см Pb	24
1,35 " Pb	48
3 " Pb	53

каких-нибудь соответствующих точек прямых и поделить ее на ординату для точки кривой Al.

Пользуясь источником радия в 7 г, Кетелаар нашел для аномально рассеянного излучения свинца (угол рассеяния 120°) значения, приведенные в табл. 9.

Тем же самым методом можно воспользоваться для установления зависимости интенсивности аномально рассеянного излучения от угла. Для этого нужно лишь построить систему подобных прямых для различных углов рассеяния и из них вычислить дополнительное излучение. Получаемые таким образом результаты для Fe, Sn и Pb приведены в табл. 10.

ТАБЛИЦА 10

Угол рассеяния в °	Аномально рассеянное излучение в произвольных единицах		
	Fe	Sn	Pb
135	0,25	0,39	1,28
120	0,20	0,45	1,17
90	0,35	0,60	1,18
75	—	—	1,00
60	—	—	1,10
Среднее	0,27	0,48	1,15

Из таблицы видно, что для разных углов интенсивность аномально рассеянного излучения приблизительно одинакова.

Для того чтобы оценить соотношение интенсивностей жесткой и мягкой компонент аномально рассеянного излучения Кетелаар построил кривые поглощения этого излучения, применяя поглощающие экраны толщиной до 6 см свинца. Эти кривые строились несколько иным способом, что это обычно делается. Каждая отдельная точка кривой получалась из обособленной серии измерений, состоявшей в том, что при данной толщине поглощающего экрана, расположенного между рассеивателем и ионизационной камерой, измерялась интенсивность рассеянного излучения в зависимости от толщины рассеивателя. Полученные таким образом кривые имели вначале линейный ход, отступление от которого появлялось тем при больших толщинах рассеивателя, чем толще был фильтр на пути рассеянного излучения. Этот последний факт объясняется тем, что наличие поглощения вторичного излучения в самом рассеивателе (отступление от линейного хода) начинает сказываться для жесткого излучения при больших толщинах рассеивателя, чем для более мягкого. Из системы полученных кривых, вернее, из их прямолинейных участков, можно было для каждой

толщины поглощающего экрана, расположенного между рассеивателем и регистрирующим прибором, вычислить интенсивность падающего в ионизационную камеру рассеянного излучения, относя ее к одной и той же толщине тонкого рассеивателя. Совокупность всех этих значений дает кривую поглощения вторичного излучения, относящуюся к тонкому рассеивателю. Подобные кривые поглощения были построены для первичного излучения Ra (7 μ), фильтрованного слоем свинца толщиной 0, 1,35 и 3 см. Анализ полученных таким образом кривых позволил установить, какая часть всего рассеянного свинцом излучения приходится на долю жесткой составляющей аномально рассеянного излучения. Результаты, полученные Кетелааром, приведены в табл. 11.

ТАБЛИЦА 11

Толщина фильтра между источником и рассеивателем	Интенсивность жест- кой компоненты по отношению к пол- ному рассеянному излучению в %
0	6,6
1,35 см Pb	12,3
3,0 „ Pb	14,4

Измерения, произведенные при очень больших толщинах поглощающего слоя (до 6—8 см), показывают для Pb наличие еще более жесткого излучения. Однако его интенсивность очень слаба. Она составляет около 1% от общего рассеянного излучения, или 10% жесткой компоненты аномального рассеяния. По этой причине пока еще ничего нельзя сказать о жесткости этого излучения.

Если сравнить данные табл. 9 и 11 и произвести некоторые расчеты, то мы получаем для полного излучения, рассеянного свинцом под углом 120°, состав, указанный в табл. 12.

ТАБЛИЦА 12

Толщина фильтра между источником и рассеивателем	Комптонов- ское рас- сеяние в %	Аномальное рассеяние в %	
		мягкой компоненты	жесткой компоненты
0	81,5	12	6,5
1,35 см Pb	67,5	20	12,5
3,0 „ Pb	65,5	20	14,5

Полученные Стаэлем и Кетелааром результаты в основном совпадают с результатами Грея и Тэрранта.

В некотором отношении примиряющей противоречивые результаты всех рассмотренных работ является работа Боте и Горна²⁷. Эти авторы исследовали с помощью счетчика Гейгер-Мюллера рассеянное излучение ThC'' для углов рассеяния 114 и 90° . Они работали в таких геометрических условиях, которые требовали вводить наименьшее число поправок. Их установка изображена на рис. 15. Боте и Горн в своей работе интересовались прежде всего интенсивностью рассеянного излучения для различных элементов и для различных углов; поэтому они применяли преимущественно тонкие рассеиватели, которые сами поглощают рассеянное излучение лишь в незначительной степени. Полученные ими результаты кратко можно резюмировать следующим образом. Аномально рассеянное излучение обладает резко выраженной пространственной

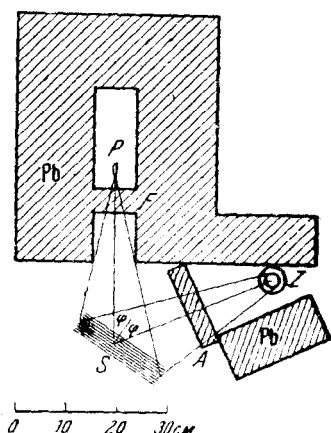


Рис. 15.

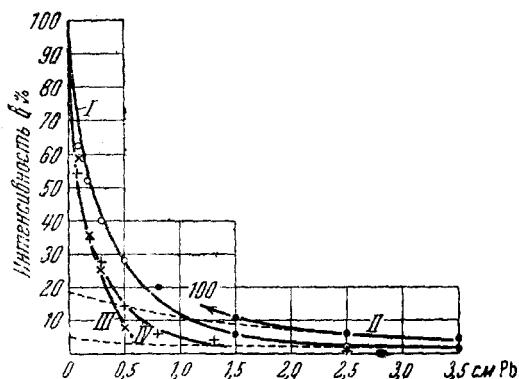


Рис. 16.

анизотропией. Например, для свинца отношение интенсивностей этого излучения для углов 114 и 90° составляет около 10. Интенсивность аномально рассеянного излучения для данного угла рассеяния в пределах ошибок опыта возрастает пропорционально Z^2 .

В рассеянном излучении, кроме комптоновской компоненты, имеются еще две — мягкая и жесткая. Первая из них с коэффициентом поглощения $1,67 \text{ см}^{-1}$ соответствует энергии около $0,5 \text{ MeV}$. Вторая по своей жесткости близка к первичному излучению. Жесткая компонента выделялась из общего рассеянного излучения следующим образом. Из дополнительных опытов был определен коэффициент поглощения первичного излучения. Эти опыты состояли в том, что источник P убирался, а на место рассеивателя S помещался слой окиси тория тех же поверхностных

размеров. Новый источник γ -лучей (слой окиси) давал приблизительно такое же пространственное распределение излучения, что и рассеиватель S в предыдущих опытах. В нормальных условиях опыта для этого излучения определялся коэффициент поглощения. Для него получилось значение $0,44 \text{ см}^{-1}$. Пользуясь этим значением, авторы построили кривую поглощения этой компоненты, проводя ее через последние точки кривой поглощения рассеянного излучения. На рис. 16 вычисленная таким образом кривая изображена пунктиром. Здесь кривая I относится к тонкому свинцовому рассеивателю (—) толщиной 2,5 мм. Для него жесткая компонента составляет около 5% общей интенсивности рассеянного излучения. Для толстого рассеивателя (3 см Pb) жесткая компонента составляет приблизительно 18% (кривая II). Соответствующие числа для тех же рассеивателей, но для угла рассеяния 90° , следующие: 15% для тонкого и 30% для толстого. Отсюда видно, что жесткая компонента обладает пространственной анизотропией.

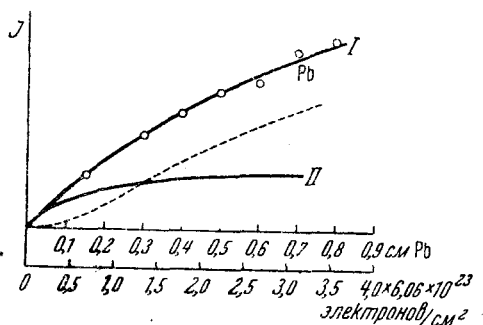


Рис. 17.

В отношении мягкой компоненты anomalно рассеянного излучения интересно отметить следующее. На рис. 17 приведена зависимость интенсивности рассеянного излучения от толщины рассеивателя. Кривая относится к Pb и получена для угла рассеяния 114° . Из сравнения интенсивностей излучения, рассеянного тонкими слоями Pb и Al под углом 114° , авторы нашли, что anomalное рассеяние в этих условиях составляет 13% от комптоновского. Зная коэффициенты поглощения комптоновской и мягкой компонент и отношение их начальных интенсивностей, можно на основании кривой I рис. 17 построить для свинца зависимость интенсивности комптоновского излучения от толщины рассеивателя*. Эта зависимость представлена на рис. 17 кривой II . Беря разность I и II , мы получаем кривую (пунктирная линия), дающую изменение интенсивности мягкой компоненты anomalно рассеянного излучения с толщиной рассеивателя. Она показывает для

* Жесткая компонента при этих расчетах не учитывается ввиду ее малой интенсивности.

малых толщин рассеивателя квадратичную зависимость. Это означает, что излучение, соответствующее мягкой компоненте, является не вторичным, а третичным, т. е. оно возникает из первичного с помощью двух следующих друг за другом процессов, вероятность каждого из которых пропорциональна толщине. Таким образом должно существовать промежуточное излучение, при взаимодействии которого с веществом рассеивателя и возникает мягкая компонента аномально рассеянного излучения. Подобным промежуточным излучением, очевидно, могут являться позитроны, электроны отдачи, фотоэлектроны и рассеянные вследствие комптон-эффекта γ -кванты. В следующем параграфе при анализе экспериментальных данных мы рассмотрим все эти возможности. Здесь же отметим лишь, что наличие многократного комптон-эффекта, т. е. рассеяния фотонов, которые уже раньше испытали комптоновское рассеяние, подтверждается следующими результатами, полученными Боте и Горном. На рис. 16 приведены кривые поглощения для излучения рассеянного тонким ($2,38 \text{ г/см}^2$) и толстым слоем графита. Кривая IV относится к толстому, кривая III — к тонкому рассеивателю. Из них видно, что для толстого рассеивающего слоя графита появляется излучение более жесткое, чем обычное комптоновское. Оно может быть объяснено наличием многократного комптон-эффекта, который более вероятен для толстого слоя.

§ 10. Анализ экспериментальных данных

В предыдущем параграфе были разобраны результаты основных работ, посвященных анализу рассеянного излучения. Из них следует, что рассеянное телами γ -излучение состоит из трех компонент: комптоновской, мягкой и жесткой компонент аномально рассеянного излучения.

В отношении первой из трех упомянутых компонент, появляющейся при однократном комптон-эффекте, никаких противоречий не имеется. Она может быть получена практически в чистом виде в случае тонкого рассеивателя с малым атомным номером. Ее интенсивность находится в хорошем согласии с теоретическими данными (формула 2).

По вопросу о мягкой компоненте аномально рассеянного излучения имеются также более или менее согласующиеся результаты. Все авторы находят для нее энергию, близкую к $0,5 \text{ MeV}$. Для ее интенсивности получается квадратичная зависимость от атомного номера рассеивателя. Если вспомнить, что вероятность образования электронных пар, а следовательно, и позитронов, возрастает также пропорционально Z^2 , а энергия фотонов, возникающих при аннигиляции медленных позитронов, равна $0,5 \text{ MeV}$, то сразу становится очевидным, что рассматриваемая компонента рассеянного излучения появляется вследствие аннигиляции позитронов. Непосредственным доказательством того, что аннигиляция позитронов играет роль при рассеянии γ -лучей, являются недавние опыты Вильямса²⁸, а также Гентнера¹⁹.

Вильямс в своих опытах пользовался установкой, схематически изображенной на рис. 18. Здесь S — источник γ -лучей, J — ионизационная камера для измерения интенсивности рассеянного излучения, CC' — слой парафина, в котором задерживаются позитроны, идущие от рассеивающего свинцового слоя BB' в обратном направлении. Автор измерял изменение интенсивности рассеянного излучения при вдвигании свинцовой фольги BB' один раз в присутствии алюминиевого слоя AA' , другой раз — без него. В первом случае наблюдалось изменение на 25% больше, чем во втором [для γ -лучей $Ra(B+C)$]. Этот излишек вызывается тем дополнительным излучением, которое возникает при аннигиляции в алюминии позитронов, идущих из свинцовой фольги вперед. Для того чтобы окончательно убедиться, что здесь имеют дело с аннигиляционным излучением, Вильямс измерил его интенсивность для тонких фольг различной толщины. (В этих опытах применялись γ -лучи ThC'' , и на пути рассеянного излучения помещался свинцовый фильтр толщиной 0,8 см, который практически полностью поглощал комптоновское рассеянное излучение, пропуская в камеру лишь

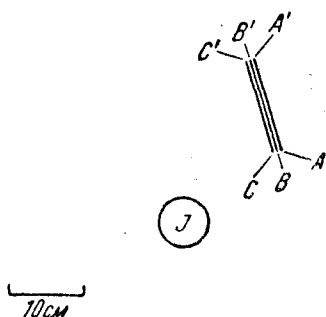


Рис. 18.

аномально рассеянное излучение.) Если аннигиляционная гипотеза о происхождении мягкой компоненты справедлива, то для фольги с толщиной, сравнимой с пробегом позитрона, с уменьшением толщины должно наблюдаться более быстрое, чем линейное, спадание интенсивности рассеянного излучения ввиду того, что для толщин, меньших пробега, позитроны начинают уходить из фольги, давая аннигиляционное излучение, не учитываемое камерой. Такое резкое уменьшение интенсивности для мягкой компоненты экспериментально и было обнаружено. Грубые расчеты показали, что большая часть энергии рассматриваемой компоненты должна быть приписана аннигиляционному излучению. Аналогичные результаты были позднее получены Гентнёром.

Поэтому можно считать достаточно обоснованным представление о том, что мягкая компонента аномально рассеянного излучения в основном состоит из аннигиляционного излучения, возникающего при уничтожении медленных позитронов. Подтверждением подобного заключения служит и тот факт, что по данным большей части работ мягкая компонента распределена в пространстве приблизительно однородно.

Однако следует иметь в виду, что в состав этой компоненты входят и другие виды излучений, а именно: излучение торможения и излучения, возникающее вследствие многократного комптон-эффекта. К сожалению, в настоящее время еще не имеется надежных количественных расчетов, учитывающих долю этих излучений

применительно к экспериментальным условиям отдельных работ. В отношении многократного комптонэффекта имеется пока единственная работа, появившаяся уже после написания данной статьи. Автор работы Бопп³⁰ вычислил интенсивность излучения, рассеянного вследствие двойного комптонэффекта, для угла рассеяния $\Theta = 114^\circ$ для двух свинцовых рассеивателей толщиной в 1 и 2 мм, расположенных симметрично по отношению к падающим и вторичным лучам (условия работы Боте, Горна и Гентнера). Его расчеты показали, что для рассеивателя толщиной в 1 мм это излучение составляет 13% от однократно рассеянного комптоновского излучения. Соответствующая цифра для рассеивателя в 2 мм толщиной составляет 20%. Его энергия для угла рассеяния $\Theta = 114^\circ$ близка к 0,5 MeV, поэтому в данных условиях оно не отличимо от аннигиляционного излучения. О тормозном излучении для области энергий близки к 0,5 MeV определенного пока ничего сказать нельзя.

В настоящее время относительно обоих этих излучений мы можем утверждать только то, что они не играют практически никакой роли для очень тонких рассеивателей, но могут заметно сказаться в случае толстых рассеивателей. По всей вероятности, наложением этих излучений на аннигиляционное следует объяснить некоторое несогласие в результатах различных работ в отношении мягкой компоненты аномально рассеянного излучения. Возможно, этим же объясняется и противоречие с 100% выходом аномально рассеянного излучения. Как уже отмечалось выше, Грей и Тэррант установили, что практически вся аномально поглощенная энергия испускается в виде аномально рассеянного излучения. Этот экспериментальный факт противоречит аннигиляционной гипотезе о происхождении мягкой компоненты, так как для излучения ThC'' выход не должен превышать 40%, поскольку на создание каждой электронной пары тратится энергия 2,65 MeV, а при аннигиляции образовавшегося в паре позитрона возникают два фотона с энергией 0,5 MeV каждый. Повидимому, для тех толстых рассеивателей, с которыми имели дело Грей и Тэррант, кроме аннигиляционного излучения, в мягкую компоненту аномально рассеянного излучения входили и другие виды излучений, упомянутые выше, увеличивая тем самым „кажущийся“ выход рассеянного излучения.

Вполне правдоподобно, что наложением тормозного и многократно рассеянного комптоновского излучения можно объяснить и тот факт, что для энергии мягкой компоненты Грей и Тэррант получили значения, несколько меньшие 0,5 MeV, требуемого аннигиляционной гипотезой.

Таким образом в заключение можно сказать, что, хотя некоторое несоответствие в результатах различных работ по вопросу о мягкой компоненте и остается, однако, оно не принципиального характера и является скорее всего следствием сложных экспериментальных условий, которые пока еще целиком учесть не удастся.

Первые количественные расчеты рассеянного излучения, произве-

данные совсем недавно Гентнером для тончайших рассеивателей, подтверждают правильность выводов об аннигиляционной природе мягкой компоненты. Тормозное и многократно рассеянное излучение, а также жесткая компонента аномально рассеянного излучения практически не играли никакой роли для тех рассеивателей, с которыми Гентнер работал. Поэтому здесь в составе рассеянного излучения нужно ожидать лишь

однократно рассеянного комптоновского излучения и аннигиляционного. Свои исследования с тончайшими слоями Гентнер производил с установкой, схематически изображенной на рис. 19. Изучалось рассеяние излучения Pb^{210} . Вторичное излучение наблюдалось под углом 114° , как это было в работе Боте и Горна. Его интенсивность измерялась счетчиком Гейгер-Мюллера. Ввиду малой интенсивности исследуемого излучения применялся рассеиватель с очень большой поверхностью (3740 см^2). Результаты для тончайших слоев свинца и алюминия приведены на рис. 20. На нем изображена зависимость интенсивности рассеянного излучения от толщины рассеивателя; при этом кривая для свинца исправлена таким образом, что в ней учтено

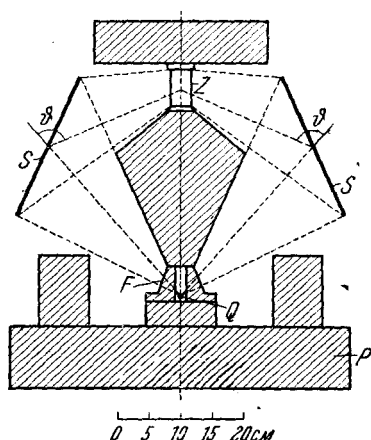


Рис. 19.

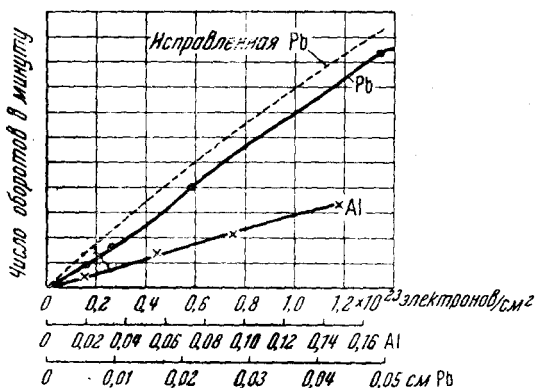


Рис. 20.

аннигиляционное излучение тех позитронов, которые уходят из рассеивателя и аннигилируют на большом расстоянии от счетчика. Приведенные данные относятся к случаю, когда между счетчиком

и рассеивателем находился 2-миллиметровый свинцовый фильтр. Из кривых видно, что до толщин, соответствующих $0,6 \cdot 10^{23} \frac{\text{электр}}{\text{см}^2}$ ($\sim 0,02 \text{ см Pb}$), имеется линейная зависимость, т. е. здесь не сказывается поглощение рассеянного излучения в самом рассеивателе.

Из сопоставления прямолинейных участков следует, что отношение интенсивностей излучения, рассеянного свинцом и алюминием, при одном и том же числе электронов на 1 см^2

$$\frac{I_{Pb}}{I_{Al}} = 2,66. \quad (12)$$

Если β -счетчик попадает не фильтрованное рассеянное излучение, то для того же самого отношения получается значение, равное 2,2. С другой стороны, эти отношения можно подсчитать теоретически, исходя из известных значений для коэффициентов ослабления, рассчитанных на атом, для комптонэффекта и рождения пар. Подобные расчеты приводят к следующим результатам. В случае алюминия на 100 комптоновских фотонов приходится 18 фотонов аннигиляции. Для свинца эти числа соответственно равны 100 и 114. Если учесть зависимость чувствительности счетчика от длины волны, то на основании приведенных чисел для отношения $\frac{I_{Pb}}{I_{Al}}$ получается значение 2,56 для случая, когда на пути рассеянных лучей стоит 2-миллиметровый свинцовый фильтр, и 2,09, когда этот фильтр отсутствует. Как видим, согласие между теоретическими и экспериментальными данными получается хорошим. Однако так обстоит дело лишь для тончайших рассеивателей. Для толстых рассеивателей такого согласия не получается, поскольку здесь трудно учесть излучение других видов.

Наибольшие расхождения между различными исследователями имеются в отношении жесткой компоненты аномально рассеянного излучения. Одни авторы утверждают, что она является когерентным излучением, другие приписывают ей жесткость, заметно меньшую жесткости первичного излучения. Переходя к ее рассмотрению, мы должны иметь в виду, что она играет более или менее заметную роль лишь для толстых рассеивателей, для которых все соотношения сильно усложняются. Поэтому не должно казаться странным, что именно в этом вопросе так сильно проявляются противоречия между различными опытами.

Имеются все основания утверждать, что эти расхождения вызваны, главным образом, тем, что жесткая компонента не является узкой спектральной полосой, а представляет собой очень широкую область сплошного спектра, простирающуюся от энергий больших 0,5 MeV практически до энергий первичного излучения. В различных экспериментальных условиях превалирующую роль играют различные участки этого сплошного спектра, обуславливая тем самым несогласия в результатах. Да и сам характер всего сплошного

спектра вряд ли одинаков для таких различных установок, какие указаны на рис. 6, 8, 10, 15, 18.

В дальнейшем под жесткой компонентой аномально рассеянного излучения мы будем подразумевать весь сплошной спектр с энергиями, большими 0,5 MeV. В ее состав входят следующие виды излучения: аннигиляционное излучение, возникающее при уничтожении быстрых позитронов, излучение торможения электронов и позитронов и когерентное излучение.

В отношении последнего излучения все авторы, за исключением Мейтнер с сотрудниками и Боте и Горна *, устанавливают, что если оно и существует, то даже для толстых рассеивателей составляет не больше нескольких процентов общего излучения (по Грею и Тэрранту меньше 2% для Pb). Одно из возможных объяснений противоречий между различными авторами по этому вопросу можно было бы видеть в сильной анизотропии этого излучения, как это было установлено в работе Бете и Горна. По данным этих авторов интенсивность когерентного излучения уменьшается с 15% общей интенсивности до 5% при переходе от угла в 90 к 114°. С другой стороны, все авторы, не обнаружившие когерентного рассеяния, работали с углами рассеяния, заметно превышавшими 90°, где это излучение должно быть сильно ослаблено вследствие упомянутой анизотропии. Подобная анизотропия, как указывает Мейтнер ³¹, получается также и теоретически у Дельбрука, который рассматривает когерентное рассеяние, как и рассеяние фотонов на электронных отрицательных энергиях, расположенных около атомного ядра ³².

Не исключена также возможность, что когерентного излучения вообще не существует. Дело в том, что из разложения кривой поглощения, полученной Мейтнером для γ -лучей Ra ($B + C$), не очень убедительно следует тождественность жесткой компоненты с когерентным излучением, поскольку прямая (рис. 7) проведена через две последние точки, каждая из которых измерена с точностью до 20%. Вполне возможно, что эта компонента имеет энергию, отличную от энергии первичного излучения.

В связи с этим можно упомянуть, что из последних опытов Кетелаара ²⁶, выполненных с очень сильным источником γ -лучей (7 г Ra), следует, что, кроме излучения, которое у Грея и Тэрранта и в аналогичных работах обозначалось как жесткая компонента аномально рассеянного излучения, существует еще более жесткое излучение. Его удается наблюдать лишь для рассеивателей с толщиной большей 5 см Pb. По своей жесткости оно близко к первичному излучению, хотя пока еще нельзя сказать, является оно монохроматическим или представляет собой целую полосу сплошного спектра. Интенсивность этого излучения меньше 8% обычной жесткой составляющей, т. е. оно очень слабо. Повидимому, это есть та же самая компонента, что и в опытах Мейтнера

* Отметим, что Мейтнер, а также Боте и Горн для измерения интенсивности рассеянного излучения пользовались счетчиком, в то время как другие авторы — ионизационной камерой.

и Боте и Горна. Стаэль и Кетелаар³³ считают, что эта составляющая в основном состоит из излучения торможения наиболее быстрых фото- и комптонэлектронов.

На основании всего сказанного следует заключить, что вопрос о когерентном рассеянии окончательно еще не решен.

Для больших углов рассеяния, при которых работало большинство исследователей, можно считать, что жесткая компонента аномально рассеянного излучения состоит из излучения торможения и аннигиляционного излучения быстрых позитронов. Наличие жесткого тормозного излучения для больших углов подтверждается работой Гентнера³⁴. Исследуя рассеяние γ -лучей различными веществами, он обнаружил, что от рассеивателя даже под углами большими 90° исходит довольно сильное электронное излучение, среди которого имеются электроны с энергиями, близкими к энергии первичных γ -лучей. Попадая на фильтр, помещенный на пути вторичного излучения, электроны вызывают в нем излучение торможения, интенсивность которого в значительной степени зависит от условий опыта. В частности опыты показали, что если поместить между рассеивателем и счетчиком фильтра, состоящий из пластинки магния (толщина 1 см) и пластинки свинца (2 ми), то счетчик обнаруживает более сильное излучение, если свинцовая пластинка обращена к рассеивателю. Это объясняется тем, что в этом случае электроны тормозятся в свинце (при другом положении фильтра они тормозятся в магнии) и потому вызывают более интенсивное излучение торможения. Гентнер указывает, что в зависимости от условий опыта возникающее таким образом излучение по своей интенсивности может быть того же порядка, что и жесткая компонента аномально рассеянного излучения.

Однако в настоящее время мы фактически не можем указать с достаточной надежностью, какая часть жесткой компоненты обусловлена тормозным излучением и какая аннигиляционным. Пока еще имеются лишь первые попытки количественно рассчитать эти излучения. В § 8 мы упоминали, что по мнению Бете¹¹ тормозное излучение для случая рассеяния γ -лучей ThC'' в свинце по своей интенсивности одного порядка с жестким аннигиляционным излучением. С другой стороны, это последнее излучение, возникающее при аннигиляции быстрых позитронов, по расчетам § 5 составляет 7—8% от общего аннигиляционного излучения. Поэтому жесткая компонента аномально рассеянного излучения должна составлять около 15% всего аннигиляционного излучения. Вильямс²⁸ в своих опытах по рассеянию γ -лучей ThC'' в свинце нашел, что жесткая компонента по интенсивности равна приблизительно 15% от компоненты с энергией 0,5 MeV. Из этого можно заключить, что по крайней мере по порядку величины теоретические и экспериментальные данные совпадают.

Для γ -лучей радия количественные расчеты жесткой компоненты рассеянного излучения были выполнены совсем недавно Стаэлем, Кетелааром и Кипфером³⁵. Они сравнили интенсивность жесткой компоненты с суммой аннигиляционного и тормозного

излучений. При этом аннигиляционное излучение рассчитывалось по данным Бете¹¹, а тормозное — на основании результатов, полученных ранее Стаэлем и Кипфером³⁶, при изучении тормозного излучения β -лучей UX.

Полученные ими результаты для трех различных фильтров, помещенных между источником и рассеивателем, приведены в табл. 13.

ТАБЛИЦА 13

Фильтр	Интенсивность γ -лучей			
	жесткая компонента рассеянного излучения (эксперимент.)	излучение торможения (вычисленн.)	аннигиляционное излучение (вычисленн.)	Сумма двух последних
	0,20	0,17	0,013	0,183
	0,106	0,079	0,006	0,085
	0,031	0,027	0,002	0,029

Как показывает таблица, согласие между экспериментальными данными получается достаточно хорошим. Правда, приведенным числам не следует придавать большого значения, поскольку они относятся к очень сложному по своему спектральному составу излучению радия и при расчетах было сделано много упрощающих допущений.

Отметим, что в случае γ -лучей радия аннигиляционное излучение составляет лишь 6% тормозного, что связано сильным уменьшением выхода электронных пар для этого излучения по сравнению с γ -лучами ThC".

Таким образом, имея в виду приведенные данные, можно считать достаточно обоснованным предположение о том, что жесткая компонента аномально рассеянного излучения состоит из тормозного и жесткого аннигиляционного излучений.

Заканчивая изложение, мы можем сказать в заключение, что, несмотря на многочисленные противоречия, качественный состав рассеянного излучения достаточно хорошо известен, хотя надежные количественные расчеты по этому вопросу пока еще не могут быть проведены. Для полного объяснения всех рассмотренных здесь фактов, повидимому, вполне достаточно трех механизмов взаимодействия γ -лучей с веществом: комптонэффекта, фотоэффекта и образования электронных пар. При этом все аномальное рассеяние, в объяснении которого встречалось всего больше трудностей, следует приписать вторичным эффектам — аннигиляции медленных и быстрых позитронов и торможению электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Грошев, Успехи физ. наук, **16**, вып. 6, 787, 1936.
2. C. I. Chao, Phys. Rev., **36**, 1519, 1930.
3. O. Klein u. Y. Nishina, Z. Physik, **52**, 853, 1929.
4. I. Waller, Z. Physik, **61**, 837, 1930.
5. I. Tamm, Z. Physik, **62**, 545, 1930.
6. G. Wannier, Helv. Phys. Acta, VIII, 665, 1935.
7. E. Stahel, H. Ketelaar, Journ. d. Phys., IV, 460, 1933.
8. D. Skobelzyn, Nature, **123**, 411, 1929; Z. Physik, **65**, 773, 1930; C. R., **194**, 1914, 1932.
9. F. Perrin, C. R., **197**, 1302, 1933; J. Brunings, Physica, **1**, 996, 1934.
10. P. A. M. Dirac, Proc. Camb. Phil. Soc., **26**, 361, 1930.
11. H. A. Bethe, Proc. Roy. Soc., A, **150**, 129, 1935.
12. E. Fermi, I. Uhlenbeck, Phys. Rev., **44**, 510, 1933.
13. Y. Nishina, S. Tomonaga a. Tamaki, Supp. Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res., **24**, 7, 1934.
14. Bhabha a. H. Hulme, Proc. Roy. Soc. A, **146**, 723, 1934.
15. I. Jaeger a. H. Hulme, Proc. Camb. Phil. Soc., **32**, 158, 1936.
16. a. F. Joliot, C. R., **197**, 1622, 1933; b. F. Joliot, C. R., **198**, 81, 1934; c. F. Joliot, Journ. d. Phys., V, 299, 1934.
17. a. J. Thibaud, C. R., **197**, 1629, 1933; b. J. Thibaud, C. R., **198**, 562, 1934; c. J. Thibaud, Phys. Rev., **45**, 781, 1934, см. также Успехи физ. наук, XIV, вып. 76.
18. H. R. Crane a. C. C. Lauritsen, Phys. Rev., **45**, 430, 1934.
19. O. Klemperer, Proc. Camb. Phil. Soc., **30**, 347, 1934.
20. А. И. Алиханьян, А. И. Алиханов и Л. А. Арцимович, ДАН СССР, **1**, 275, 1936; Nature, **137**, 703, 1936.
21. C. C. Lauritsen a. I. R. Oppenheimer, Phys. Rev., **46**, 80, 1934.
22. L. Gray, Proc. Roy. Soc. A, **130**, 524, 1931.
23. a) L. Meitner u. H. Hupfeld, Naturwiss., **19**, 775, 1931; b) L. Meitner u. H. Hupfeld, Z. Physik, **75**, 705, 1932; c) L. Meitner u. H. Kisters, Z. Physik, **84**, 137, 1933.
24. L. Gray a. G. Tarrant, Proc. Roy. Soc., A, **136**, 662, 1932; **143**, 681, 1934; **143**, 706, 1934.
25. Th. Heiting, Naturwiss., **21**, 674, 1933; **21**, 800, 1933. Z. Physik, **87**, 123, 1933.
26. E. Stahel et H. Ketelaar, C. R., **196**, 1664, 1933; Journ. d. Phys., IV, 460, 1933; V, 512, 1934; H. Ketelaar, Journ. d. Phys., VII, 243, 1936.
27. W. Bothe u. W. Horn, Naturwiss., **22**, 106, 1934; Z. Physik, **88**, 683, 1934.
28. E. Williams, Nature, **133**, 415, 1934; **135**, 266, 1935.
29. W. Bothe u. W. Gentner, Naturwiss., **24**, 171, 1936; W. Gentner, Z. Physik, **100**, 445, 1936.
30. F. Bopp, Naturwiss., **24**, 680, 1936.
31. L. Meitner, Naturwiss., **22**, 174, 1934.
32. M. Delbrück, Z. Physik, **84**, 144, 1933.
33. E. Stahel et H. Ketelaar, Journ. d. Phys., VII, 389, 1936.
34. W. Gentner, Naturwiss., **22**, 435, 1934.
35. E. Stahel, H. Ketelaar et P. Kipfer, Journ. d. Phys., VII, 379, 1936.
36. E. Stahel u. P. Kipfer, Helvetica Phys. Acta, 1936.