

ИЗМЕРЕНИЕ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ γ -ЛУЧЕЙ*)**Х. Шонпер****1. ВВЕДЕНИЕ**

Измерение круговой поляризации γ -лучей дает важную информацию в тех экспериментах, где необходимо определить направление винта. Очевидно, что круговая поляризация вместе с направлением распространения квантов определяют направление винта. Так, например, путем измерения круговой поляризации γ -лучей, испускаемых поляризованными в магнитном поле ядрами, может быть определен знак магнитного момента возбужденного состояния¹. Если измерена круговая поляризация γ -лучей, следующих за захватом поляризованного нейтрона, то могут быть определены спины и четности состояний ядра².

Определение круговой поляризации γ -лучей становится чрезвычайно важным после открытия несохранения четности в слабых взаимодействиях, так как неинвариантность по отношению к пространственному отражению эквивалентна существованию преимущественного направления винта (или спиральности) в физической природе. Ли и Янг³ указали, что в случае нарушения четности γ -излучение, следующее за β -распадом, должно быть поляризовано по кругу, если оно испускается параллельно или антипараллельно электрону. Это предположение было экспериментально подтверждено для большого числа β -распадов^{4,7}, и оказалось возможным получить важные заключения о природе β -взаимодействий. В частности, этим методом можно было показать, что нарушение инвариантности относительно пространственного отражения не превышает, в пределах экспериментальной ошибки, примерно 5%⁹. Эксперименты этого типа очень полезны также для ядерной спектроскопии, так как степень поляризации зависит от спинов и мультипольностей, входящих в β - и γ -переходы¹⁰. Другим следствием нарушения четности является продольная поляризация β -частиц. Это было прямо подтверждено различными методами. Если продольно поляризованные электроны останавливаются в поглотителе, они должны возбуждать поляризованное по кругу внешнее тормозное излучение. Эта поляризация была с несомненностью обнаружена и дает прямую информацию о поляризации электронов^{11,5}. Но если сохранение четности нарушено, должно быть поляризовано по кругу также и внутреннее тормозное излучение, сопровождающее β -распад и К-захват. Это предсказание было также подтверждено экспериментально¹².

Предсказывается, что если продольно поляризованные позитроны аннигилируют на лету, то излучение, испускаемое вперед, должно быть поляризовано по кругу. Это дает возможность измерить поляризацию позитронов¹³.

*) Nuclear Instruments, 3, № 3, 158 (1958). Перевод Ю. А. Гурьяна.

Обзор основ теории и экспериментального оборудования, требуемого для измерения круговой поляризации γ -лучей, был дан Талхуком¹⁴. Однако нам кажется, что, учитывая развитие этой техники за последнее время, было бы полезным дать более обширный и детальный обзор, включающий некоторые неопубликованные расчеты и детали экспериментов.

2. ВОЗМОЖНЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ γ -ЛУЧЕЙ

Как отмечалось выше, измерение круговой поляризации γ -лучей эквивалентно определению направления винта.

Если надо выяснить, является ли винт левым или правым, то самый простой способ — сопоставить этот винт с «гайкой» известного направления «резьбы».

В случае γ -лучей это может быть сделано двумя путями:

- а) взаимодействие γ -лучей с поляризованным веществом и
- б) передача спиральности γ -лучей вторичным частицам, поляризация которых измеряется.

Необходимо обсудить различные взаимодействия γ -лучей с веществом с точки зрения их пригодности как анализаторов поляризации, имея в виду возможности а) и б).

2.1. Фотоэффект

Свободный электрон не может поглотить квант и стать фотоэлектроном. Для сохранения момента необходимо третье тело, ядро. Следовательно, электроны вырываются главным образом с внутренних оболочек.

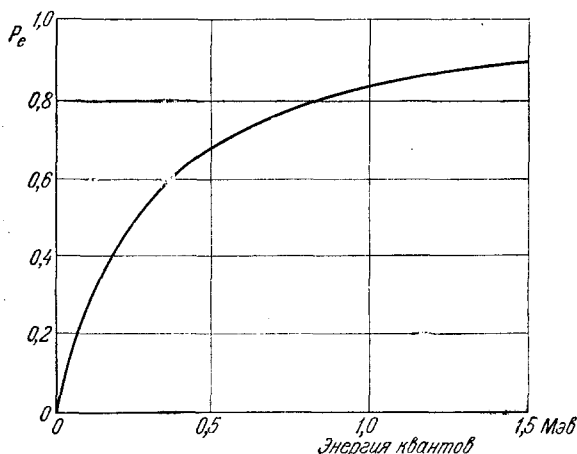


Рис. 1. Средняя продольная поляризация P_e фотоэлектронов, выбиваемых полностью поляризованными по кругу квантами, как функция энергии квантов¹⁹.

Так как эти оболочки заполнены, электроны не могут быть поляризованы, и метод а) применить нельзя.

С другой стороны, фотоэлектроны продольно поляризованы, если они вырваны γ -лучами, поляризованными по кругу (случай б)). Поляризация электронов, рассчитанная как функция энергии квантов, представлена на рис. 1. Для высоких энергий квантов может быть получена

сильная поляризация электронов. Для определения поляризации электронов можно использовать мотт- или мёлер-рассеяние. Однако ожидаемые скорости счета будут малы, ибо как конвертор, так и фольга, рассеивающая электроны, должны быть тонкими. Для малых энергий квантов ($h\nu \leq 250$ кэв) и при использовании мотт-рассеяния этот недостаток отчасти компенсируется тем фактом, что асимметрия больше, чем для методов, которые будут описаны ниже.

Можно отметить, что процессом, обратным обсужденному здесь, является испускание одиночного поляризованного по кругу кванта вслед за аннигиляцией продольно поляризованного позитрона¹⁵.

2.2. Комптоновское рассеяние

Комптоновское рассеяние от поляризованных электронов (случай а)), имеющих в намагниченном железе, является единственным методом, уже давно успешно применяемым для измерения круговой поляризации γ -лучей. Этот метод будет обсуждаться несколько более детально в § 3.

Способ б) также может быть применен, так как при рассеянии поляризованных по кругу квантов на неориентированных электронах получаются продольно поляризованные электроны. Расчеты Липпса и Талхука¹⁶ показывают (рис.2), что сильная поляризация электронов может быть получена и при рассеянии назад при высокой энергии квантов. Но эффективность регистрации опять будет мала, так как измерения электронной поляризации связаны с заметной потерей счета.

2.3. Рождение пар

Если поляризованный по кругу квант высокой энергии рождает электронную пару, то спиральность кванта отчасти передается электронам. Эта электронная поляризация может быть использована, чтобы зарегистрировать круговую поляризацию квантов.

Однако до сих пор не было сделано никаких детальных расчетов. Процессом, обратным этому, является рождение поляризованного по кругу тормозного излучения поляризованными электронами¹⁷. Интересно отметить, что если эти процессы происходят один за другим, получается электромагнитный каскад, в котором, с релятивистскими ограничениями, продольная поляризация сохраняется в высокой степени¹⁸.

2.4. Фотоядерный эффект

В принципе круговая поляризация γ -лучей может быть определена по фоторасщеплению поляризованных ядер. Но оказывается очень трудным поляризовать достаточное число ядер, чтобы использовать их как мишень.

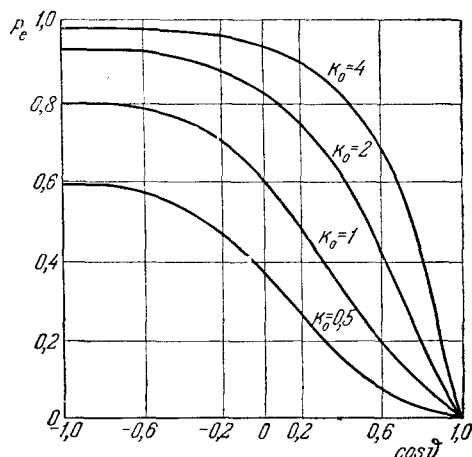


Рис. 2. Продольная поляризация P_e электронов отдачи, вызываемых комптоновским рассеянием полностью поляризованных по кругу квантов¹⁴. θ — угол рассеяния; энергия квантов $k_0 = h\nu/m_0 c^2$.

Может быть, более эффективным окажется метод б), т. е. исследование поляризации фотопротонов или нейтронов, испускаемых неполяризованными ядрами. Для низких энергий квантов наиболее благоприятными ядрами для мишени будут D^2 и Be^9 . Однако в случае D^2 для низких энергий квантов протоны будут иметь лишь слабую поляризацию¹⁹. Поляризация фотонейтронов, испущенных Be^9 , может быть несколько большей. Детальные расчеты еще не были выполнены. Поляризация протонов или нейтронов может быть измерена по рассеянию на He^4 ²⁰. Общая эффективность будет малой, но для более высоких энергий квантов (≥ 20 Мэв) эти методы могут быть пригодны, так как для таких энергий комптоновское сечение очень мало.

В заключение можно сказать, что для промежуточных энергий квантов (примерно от 0,2 до нескольких Мэв) комптоновское рассеяние от поляризованных электронов является наиболее удобным методом. Для более высоких энергий квантов оказываются применимыми рождение пар и фотоядерный эффект. До сих пор нет удовлетворительного метода для низких энергий квантов ($< 0,1$ Мэв), исключая, конечно, область классической оптики; в этом случае могут быть применены четвертьволновые пластины.

3. КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ОТ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ КАК АНАЛИЗАТОР ДЛЯ γ -ЛУЧЕЙ, ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПО КРУГУ

Состояние поляризации γ -излучения может быть проанализировано при помощи комптоновского рассеяния на поляризованных электронах, так как сечение этого рассеяния и, следовательно, интенсивность рассеянного излучения зависят от относительного направления спинов кванта и электрона. Поворот спинов рассеивающих электронов влечет за собой, если γ -излучение поляризовано по кругу, изменение интенсивности рассеянного излучения. Так как этот метод до сих пор больше всего применялся, мы обсудим различные возможные экспериментальные устройства в некоторых деталях.

Дифференциальное сечение рассеяния выводилось различными авторами²¹ и может быть написано в следующем виде:

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \{ \Phi_0 + P_1 \Phi_1 + f P_c \Phi_c \}, \quad (1)$$

где r_0 — классический радиус электрона, k_0 — начальный импульс кванта, k — импульс кванта после рассеяния, P_1 — степень линейной поляризации (она положительна, если вектор напряженности электрического поля E перпендикулярен плоскости (k_0, k) , и отрицательна, если E лежит в плоскости рассеяния*), P_c — степень круговой поляризации квантов (она положительна, если излучение правополяризовано**), f — доля ориентированных электронов. Φ_0 дает обычное комптоновское сечение (впервые выведенное Клейном — Нишиной) в то время, как Φ_1 и Φ_c дают

*) P_1 определяется как $P_1 = |P_1| (\sin^2 \chi - \cos^2 \chi)$, где χ — угол между вектором E и плоскостью рассеяния.

**) Здесь мы будем употреблять квантовомеханическое определение, согласно которому квант называется правополяризованным, если он имеет угловой момент $+\hbar$ в направлении распространения. Вектор вращается по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего в этом направлении. Это определение противоположно обычному оптическому определению.

зависящие от поляризации части сечения:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_0 &= 1 + \cos^2 \vartheta + (k_0 - k)(1 - \cos \vartheta), \\ \Phi_1 &= \sin^2 \vartheta, \\ \Phi_c &= -(1 - \cos \vartheta)[(k_0 + k) \cos \vartheta \cos \psi + k \sin \vartheta \sin \psi \cos \varphi]. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь ϑ — угол рассеяния, ψ — угол между направлением падающего кванта k_0 и спином электрона S и φ — угол между (k, S) -плоскостью и (k_0, k) -плоскостью (рис. 3). Из выражения для Φ_c видно, что имеются две возможности измерения круговой поляризации. Наиболее очевидный путь — обратить направление спина, заменив таким образом ψ на $\psi + \pi$ и обратив знак Φ_c . Кроме того, можно изменить положение счетчика от φ до $\varphi + \pi$, сохраняя направление спина фиксированным*). Различные экспериментальные устройства, исходящие из этих возможностей, и будут обсуждаться в некоторых деталях.

Обозначим через N_+ число рассеянных квантов, если спин электронов грубо параллелен падающему γ -кванту ($0 \leq \psi < \pi/2$), и через N_- — соответственно их число, когда спин приблизительно антипараллелен ($\pi \leq \psi < 3\pi/2$); тогда относительное различие в скоростях счета при обращении спина электронов равно

$$E = \frac{N_- - N_+}{\frac{N_- + N_+}{2}} = \frac{2fP_c\bar{\Phi}_c}{\Phi_0 + \frac{P_1\Phi_1}{\Phi_0}}, \quad (3)$$

где

$$\bar{\Phi}_c \equiv \Phi_c(\pi \leq \psi < 3\pi/2).$$

Для того чтобы найти наиболее благоприятную экспериментальную настройку, которая дает наивысшее возможное значение E для данных величин P_c и f , надо исследовать зависимость Φ_c/Φ_0 от ϑ и ψ .

Гунст и Пейдж²² рассчитали Φ_c/Φ_0 как функцию ϑ для частного случая $\psi = 0^\circ$ (рис. 4). Из этих кривых можно сделать вывод, что имеются два пути измерения круговой поляризации, используя дифференциальное рассеяние. Φ_c/Φ_0

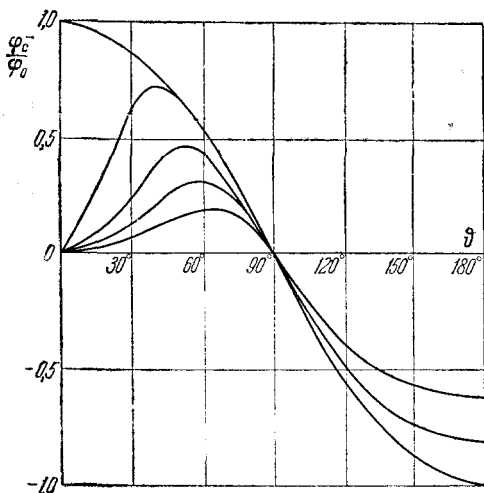


Рис. 4. Отношение зависящей от поляризации части дифференциального сечения комptonовского рассеяния Φ_c к обычному комptonовскому сечению Φ_0 как функция угла рассеяния ϑ для случая $\psi = 0$. Энергии квантов в единицах $m_0 c^2$.

имеет один максимум для рассеяния вперед ($\vartheta \cong 60^\circ$ для энергий около 1 Мэв) и другой для обратного рассеяния ($\vartheta = 180^\circ$).

*) Конечно, эквивалентным было бы сохранять фиксированным φ и идти от ψ до $-\psi$.

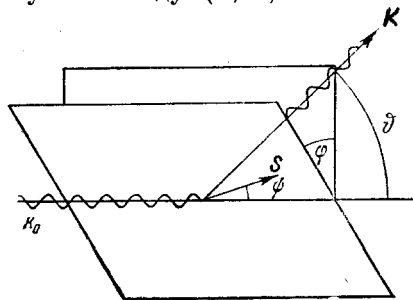


Рис. 3. Комptonовское рассеяние на поляризованных электронах. k_0 и k — импульсы соответственно падающего и рассеянного квантов, S — спин электрона.

Однако $\psi = 0^\circ$ не есть самый благоприятный случай. Взяв производную от φ_c по ψ и положив ее равной нулю, находим, что φ_c/φ_0 будет иметь максимум при

$$\operatorname{tg} \psi_m = [2 + k_0(1 - \cos \vartheta)]^{-1} \operatorname{tg} \vartheta. \quad (4)$$

Зависимость ψ_m от ϑ показана в верхней части рис. 5 для различных величин k_0 .

Оптимальный угол рассеяния ϑ_m не может быть найден так легко. Дифференцирование φ_c/φ_0 по ϑ даст очень сложное уравнение, которое нельзя решить аналитически. Поэтому φ_c/φ_0 было подсчитано как функция ϑ таким образом, что для каждого ϑ соответствующий ψ_m брался из верхней части рис. 5. Результат показан в нижней части рис. 5.

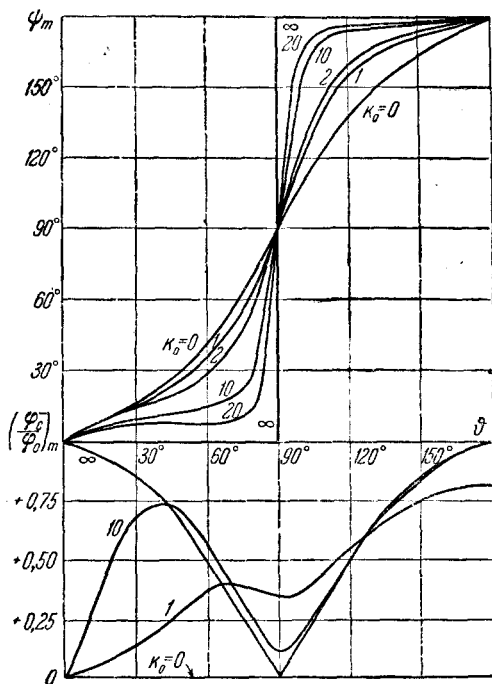


Рис. 5. Верхняя часть: угол ψ_m между моментом кванта и спином электронов, дающий максимальную величину $(\varphi_c/\varphi_0)_m$. Нижняя часть: максимальная величина $(\varphi_c/\varphi_0)_m$ как функция угла рассеяния. k_0 — энергии квантов в единицах $m_0 c^2$.

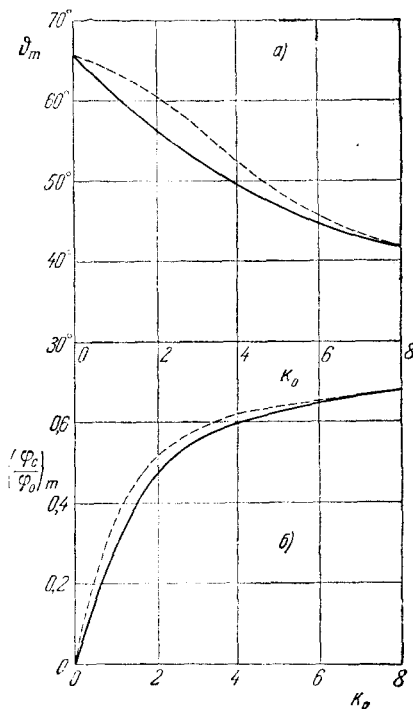


Рис. 6. а — угол рассеяния ϑ_m , дающий максимальную величину φ_c/φ_0 в случае рассеяния вперед; б — максимальная величина φ_c/φ_0 , если $\vartheta = \vartheta_m$. Сплошные линии $\psi = 0^\circ$; пунктирные линии $\psi = \psi_m$. k_0 — энергии квантов в единицах $m_0 c^2$.

Сравнение с рис. 4 показывает, что для малых энергий квантов и рассеяния вперед φ_c/φ_0 заметно выше. Например, для $k_0 = 1$ увеличение составляет около 25%. С другой стороны, для обратного рассеяния ничего выиграть нельзя ($\psi_m = 0^\circ$ или 180°).

3.1. Рассеяние вперед

В этом случае наиболее благоприятный угол рассеяния ϑ_m , дающий максимум φ_c/φ_0 , зависит от энергии падающего кванта, как это можно видеть из рис. 4 и 5. Для удобства ϑ_m , как функция энергии кванта, построена на рис. 6, а для $\psi = 0^\circ$ и для $\psi = \psi_m$. Максимальные

величины Φ_c/Φ_0 , соответствующие этим углам рассеяния, представлены на рис. 6,б.

Из рисунков можно видеть, что этот метод пригоден для энергий квантов выше 0,2 Мэв. Для меньших энергий Φ_c/Φ_0 быстро убывает. Для высоких энергий Φ_m становится малым. Как следствие этого, приходится брать только малые телесные углы и, следовательно, интенсивность рассеянного излучения мала. Это компенсируется отчасти благодаря тому, что рассеяние вперед усилено, если энергия квантов велика. Но выше 3 Мэв более удобными оказываются другие методы (см. ниже).

Поляризованные электроны получались до сих пор только в намагниченном железе. Даже при насыщении может быть поляризовано только около 8% электронов. Таким образом, даже для полностью поляризованных по кругу γ -лучей ($P_c = \pm 1$) при перемене знака намагничивания может быть получено относительное различие в скорости счета лишь $E \cong 8\%$. Однако изменения на величину около 1% еще могут быть измерены без слишком большой ошибки.

Самой удобной геометрией является геометрия, обладающая вращательной симметрией. Во многих случаях удобен цилиндрический рассеивающий магнит наподобие показанного на рис. 7. Если интенсивность

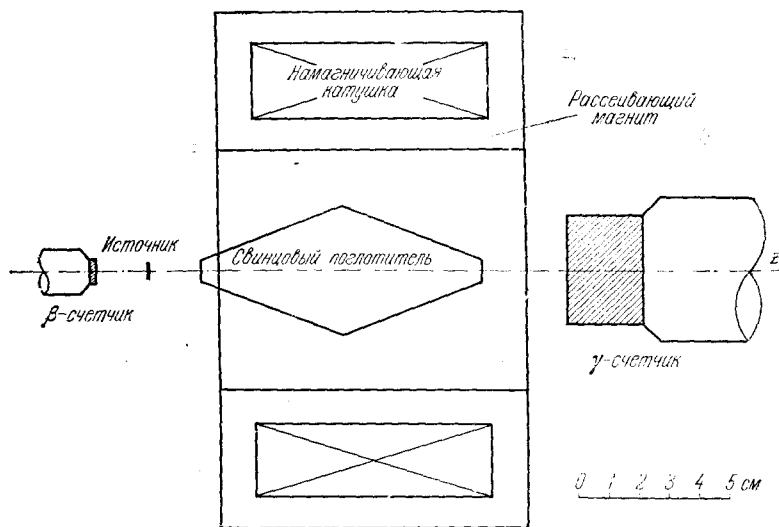


Рис. 7. Экспериментальное оборудование для измерения β - γ корреляции круговой поляризации с использованием рассеяния вперед⁴.

γ -лучей очень низка, некоторые преимущества имеет магнит с полукруглым сечением (рис. 8), так как в этом случае телесный угол велик, но тем не менее углы рассеяния близки к Φ_m . Прямое излучение должно быть заэкранировано свинцовым поглотителем, который диктует минимальные размеры магнита. Магнит должен быть достаточно толст, чтобы сделать пренебрежимым рассеяние в намагничивающей катушке.

Необходимо позаботиться о том, чтобы рассеянное магнитное поле не влияло на счетчик, так как иначе эффект может оказаться ложным. Оказывается желательным использование свистовода (длиной около 0,5 м) для того, чтобы умножитель находился в отдалении от магнита. Если употребляются добавочные магнитные экраны или компенсирующие катушки (рис. 7 и 8), то относительное изменение скорости счета, вызываемое рассеянным полем при перемене знака намагничивания,

может быть сделано меньше, чем 0,1%. С таким оборудованием можно считать 1 квант из $10^3 - 10^4$, испущенных источником. Эта сравнительно высокая эффективность является одним из главных преимуществ метода, так как высокие скорости счета существенны для получения большой статистической точности.

Для того чтобы подсчитать эффективное Φ_c/Φ_0 , необходимо усреднить геометрию установки. Вторым преимуществом метода прямого рассеяния является то, что этот подсчет может быть выполнен с точностью до нескольких процентов, как будет показано в § 4.

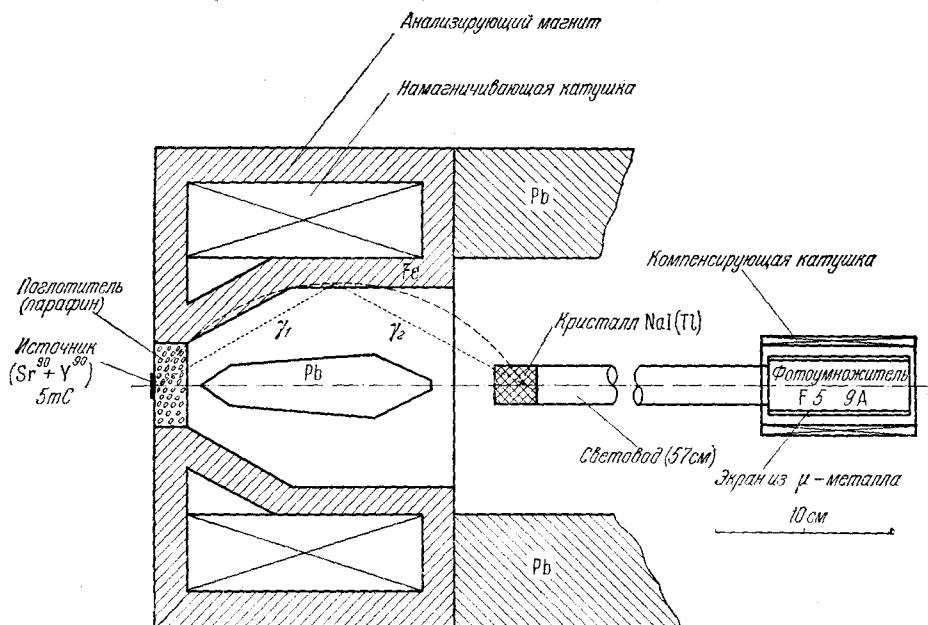


Рис. 8. Рассеивающий магнит, использовавшийся для измерения круговой поляризации тормозного излучения ¹².

С другой стороны, конечность размеров источника, магнита и регистрирующего кристалла имеет своим следствием то, что γ -линия после рассеяния значительно расширяется. Поэтому метод рассеяния вперед неудобен, если важна дискриминация по энергии.

Определение знака круговой поляризации достаточно затруднительно. Поэтому можно положить, что правополяризованный квант (спин кванта параллелен импульсу) приводит по определению (3) к положительному изменению скорости счета ($E > 0$), так как Φ_c/Φ_0 положительно для $\vartheta < 90^\circ$. Это означает, что если магнитное поле направлено от источника, то вперед рассеивается больше квантов *).

3.2. Обратное рассеяние

Величина Φ_c/Φ_0 больше для обратного рассеяния, чем для рассеяния вперед (рис. 9) и даже достигает единицы для высоких энергий квантов. Следовательно, поскольку важна величина Φ_c/Φ_0 , использование обратного рассеяния — самый выгодный метод. Интенсивность рассеянного излучения, однако, будет в этом случае относительно низкой, так

*) Отметим, что спин электрона антипараллелен намагничиванию, так как магнитный момент электрона отрицателен.

как дифференциальное сечение комптоновского рассеяния особенно мало для высоких энергий квантов. Кроме того, кванты, рассеянные назад, имеют одинаковую энергию независимо от их начальной энергии. Следовательно, дискриминация по энергии путем анализа амплитуды импульсов практически невозможна. Более того, кванты, рассеянные поперек, стенами или частями оборудования, будут иметь те же энергии и, следовательно, их фон нельзя будет подавить селекцией по энергии. Из-за этих недостатков данный метод еще не испытывался экспериментально.

Всех упомянутых трудностей можно избежать, если регистрировать электроны отдачи вместо рассеянных назад квантов. Но так как электроны не должны быть замедлены или рассеяны, необходимо употреблять в качестве рассеивателя тонкую железную фольгу. Это предполагает, что число электронов отдачи будет очень мало. Следовательно, этот вариант метода обратного рассеяния хуже других. Он однажды применялся²³, но, по-видимому, эффект имел приборное происхождение¹⁴.

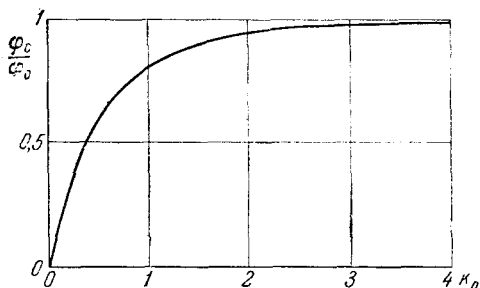


Рис. 9. φ_c/φ_0 как функция энергии квантов k_0 (в единицах m_0c^2) для обратного рассеяния ($\psi=180^\circ$).

3.3. Прохождение γ -квантов

Прохождение пучка поляризованных по кругу квантов через железо зависит от намагничения. Наибольшего эффекта можно достичь, если направление падающего кванта параллельно ($\psi=0^\circ$ или 180°) или антипараллельно намагничению.

Путем интегрирования дифференциального сечения комптоновского рассеяния (1) получим полное сечение рассеяния

$$\sigma = \sigma_0 + f P_c \sigma_c, \quad (5)$$

где σ_0 есть хорошо известная нечувствительная к поляризации часть, а

$$\sigma_c^\pm = \pm 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+4k_0+5k_0^2}{k_0(1+2k_0)^2} - \frac{1+k_0}{2k_0^2} \ln(1+2k_0) \right\} \quad (6)$$

— часть, чувствительная к поляризации. Верхний (нижний) знак соответствует спину кванта, параллельному (антипараллельному) спину электрона и, следовательно, антипараллельному (параллельному) намагничению. Относительная разность скоростей счета дается следующим выражением *):

$$E' = \frac{N'_+ - N'_-}{N'_+ + N'_-} = 2 \operatorname{th}(NLv\sigma_c^- P_c), \quad (7)$$

где N'_+ (N'_-) — число прошедших через поглотитель квантов, если спин электронов параллелен (антипараллелен) направлению падающих квантов, N — число атомов железа в 1 см^3 , L — длина железного поглотителя

*) Отметим, что E' определено здесь с обратным знаком по сравнению с (3). Оказывается, что это имеет смысл, так как вместо рассеяния измеряется поглощение. Следовательно, E' и E будут иметь один и тот же знак при данном знаке P_c .

теля и $Zf = \nu$ — число ориентированных электронов на атом железа (при насыщении $\nu = 2,06^{24}$). Зависимость σ_c^- от энергии квантов представлена на рис. 10. Изменение знака, имеющее место при $1,25m_0c^2 = 0,65 \text{ Мэв}$, может быть понято из различия знаков φ_c для прямого и обратного рассеяния (см. рис. 4 и 5) и из того факта, что прямое рассеяние становится все более и более преобладающим при возрастании энергии квантов, вследствие чего знак σ_c^- для больших величин k_0 тот же, что и знак φ_c^- ($\vartheta < \pi/2$). Это означает, что прохождение квантов наибольшее, когда спин квантов параллелен электронному спину. Из

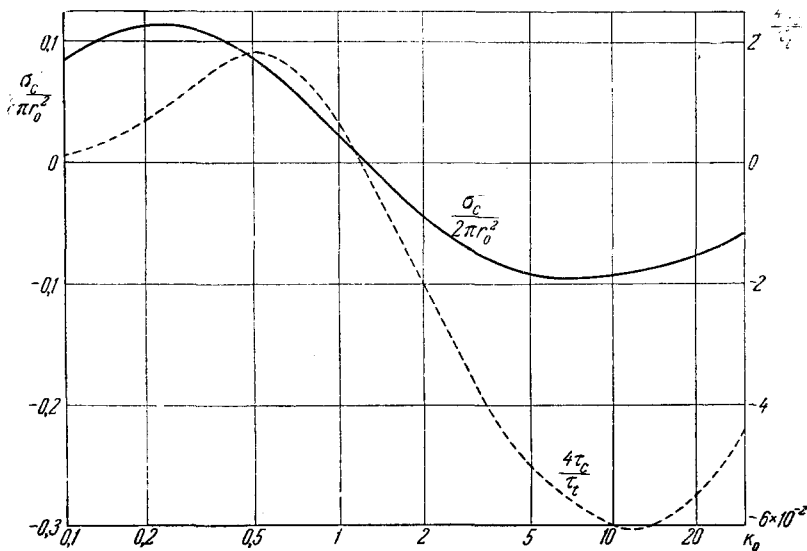


Рис. 10. Сплошная линия: зависящее от поляризации полное сечение комптоновского рассеяния σ_c^- как функция энергии квантов k_0 (в единицах m_0c^2). $2\pi r_0^2 = 0,50 \text{ барн}$. Пунктирная линия: относительное изменение скорости счета $E' = 4\tau_c/\tau_i$, если $L = L_0$ и $|P_c| = 1$.

рис. 10 можно сделать вывод, что метод измерения прохождения квантов неприменим при энергии фотонов в окрестности 600 кэв.

Преимуществом метода прохождения может показаться то, что применение длинных железных поглотителей позволяет получить очень большие эффекты. Но так как одновременно существенно уменьшается скорость счета, необходимо большое время измерения, чтобы получить удовлетворительную статистическую точность. Наибольшая информация за фиксированное время может быть получена, если $\Delta E'/E'$ сведено к минимуму, где $\Delta E'$ — статистическая ошибка для E' . $\Delta E'/E'$ пропорционально $\exp(NL\tau_i/2)/2NLP_c\tau_c$, где τ_i есть полный коэффициент поглощения (включая фотоэффект и рождение пар), а $\tau_c = \nu\sigma_c$ — зависящая от поляризации часть сечения рассеяния на атом. Нами сделано допущение, что $NL\tau_cP_c \ll 1$; это справедливо для всех практических случаев. Дифференцирование по L дает для оптимальной длины L , условие $NL_0\tau_i = 2$. Оптимальные условия эксперимента, полученные путем выбора $L = L_0$, приводят к эффекту $E'_m = 4P_c\tau_c/\tau_i$. Изменения величины $4\tau_c/\tau_i$ показаны на рис. 10.

Для энергии квантов в 1 Мэв L_0 приблизительно равна 4,5 см и $E'_m \approx 2\%$ при $P_c = 1$. По сравнению с методом рассеяния ($E \approx 8\%$) эффект значительно уменьшен. Так как и скорости счета при этом

меньше, метод прохождения определенно уступает методу рассеяния постольку, поскольку дело касается быстрого набора информации. Следовательно, метод рассеяния будет более пригоден, например, при работе на совпадениях, когда интенсивность источника ограничена числом случайных совпадений. В отношении же дискриминации по энергии, однако, метод прохождения преимущественен, так как при рассеянии γ -лучи существенно расширяются.

На рис. 11 представлено оборудование, использованное Гольдхабером и др.¹¹ для определения круговой поляризации внешнего тормозного излучения. Ландби и др.²⁵ использовали несколько улучшенный магнит, ярмо которого имело больший диаметр, что позволило им удалить

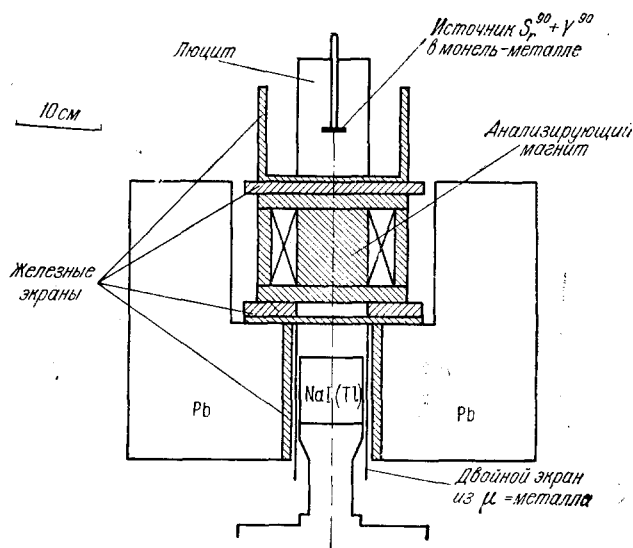


Рис. 11. Экспериментальное оборудование для измерения круговой поляризации внешнего тормозного излучения с использованием метода поглощения¹¹.

намагничивающую катушку от поглотителя. Таким образом удалось избежать рассеяния из намагничивающей катушки под малыми углами.

Возникает трудность в определении эффективной длины железного поглотителя, так как намагничение на его концах неполное. До сих пор не найдено удовлетворительного решения этой проблемы.

3.4. Измерение азимутальной анизотропии

Во всех описанных до сих пор методах асимметрия измерялась путем обращения направления электронного спина. Такой поворот имеет результатом изменение знака φ_c . Альтернативным методом является изменение азимутального положения счетчика от φ до $\varphi + \pi$ или, что эквивалентно, изменение направления спина от ψ до $-\psi$ (рис. 3). В этом случае φ_c должно быть разложено на две части

$$\varphi_c = \varphi_{c1} + \varphi_{c2},$$

где

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{c1} &= -(1 - \cos \vartheta)(k_0 + k) \cos \vartheta \cos \psi \\ \varphi_{c2} &= -(1 - \cos \vartheta) k \sin \vartheta \sin \psi \cos \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Передвижение счетчика из положения $\varphi = 0$ в положение $\varphi = \pi$ меняет знак φ_{c2} в то время, как φ_{c1} остается неизменным. Тогда можно получить азимутальную анизотропию

$$\Delta = \frac{n_- - n_+}{(n_- + n_+) / 2} = \frac{2fP_c \varphi_{c2}}{\varphi_0 + P_1 \varphi_1 + fP_c \varphi_{c1}}, \quad (9)$$

где n_+ (n_-) — скорость счета для положения $\varphi = 0$ ($\varphi = \pi$) или, эквивалентно, для $\psi > 0$ ($\psi < 0$). Очевидно, что наибольший эффект может быть достигнут, если φ_{c2} максимально, а φ_{c1} — минимально. Это случай, когда

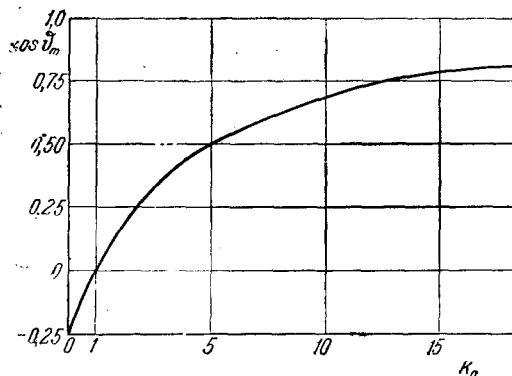


Рис. 12. Угол рассеяния φ_m , дающий максимальную азимутальную анизотропию Δ_m (см. (9)), как функция энергии квантов k_0 (в единицах $m_0 c^2$)²⁶.

дами, в то время как для $k_0 > 2$ она заметно меньше. Следовательно, этот метод может быть полезен только для квантов малых энергий. Главное преимущество описанного метода, однако, состоит в том, что азимутальная анизотропия может быть определена из двух одновременных измерений при противоположных азимутальных углах рассеяния.

Таким образом, могут быть исключены некоторые систематические ошибки (например, изменения температуры), и время эксперимента будет вдвое меньшим.

С другой стороны, в отношении интенсивности этот метод уступает остальным (например, рассеянию вперед), хотя телесные углы, которые могут быть использованы, примерно те же. Но так как для $k_0 \approx 1$ угол φ_m близок к 90° , дифференциальное сечение рассеяния меньше примерно вдвое, чем сечение рассеяния вперед. Более того, так как $\varphi_m \cong 90^\circ$ и намагниченность должна быть перпендикулярно направлению падающих квантов ($\psi \cong 90^\circ$), рассеянный квант должен будет пройти сравнительно большое расстояние в железе. Это вызывает значительную потерю

$\psi = \pm 90^\circ$ ($\varphi_{c1} = 0$). Такой метод был предложен Бэрдом и Розе²⁶. Они рассчитали угол рассеяния φ_m , для которого φ_{c2}/φ_0 будет максимальным, давая максимальную анизотропию Δ_m . Зависимость φ_m от энергии γ -квантов представлена на рис. 12. Получаемое в результате отношение $(\varphi_{c2}/\varphi_0)_m$ показано на рис. 13 как функция k_0 . Видно, что оно достигает максимальной величины 0,33 при $k_0 = 1$, давая максимальную наблюдаемую анизотропию $\Delta_m = 5,6\%$. Для $k_0 = 1$ величина этой анизотропии сравнима с асимметриями, получаемыми другими мето-

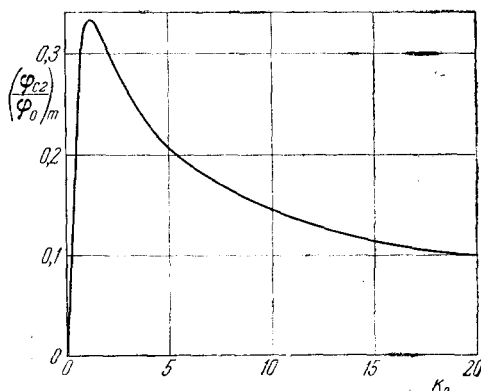


Рис. 13. Максимальная величина φ_{c2}/φ_0 как функция энергии квантов (в единицах $m_0 c^2$)²⁶.

интенсивности на поглощение вследствие низкой энергии квантов после рассеяния.

Указанные недостатки, по-видимому, являются причиной того, что этот метод до настоящего времени не применялся.

4. РЕГИСТРАЦИЯ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПО НАБЛЮДАЕМОЙ АСИММЕТРИИ

4.1. Общие расчеты

При обсуждении различных методов, пригодных для регистрации круговой поляризации γ -лучей, предполагалась идеальная геометрия и не принимались во внимание вторичные эффекты. Если, однако, в реальном эксперименте степень круговой поляризации нужно определить с достаточной точностью, эти эффекты должны быть рассмотрены.

Здесь будет исследован в некоторых деталях метод рассеяния вперед. В этом случае надлежит остановиться на следующих пунктах: конечная геометрия, поглощение квантов в железе перед рассеянием и после него, поляризационная зависимость этого поглощения и кратное рассеяние в железе. Подробные расчеты для метода прохождения до сих пор еще не выполнены; главную трудность, по-видимому, составляет точное определение эффективной длины поглотителя.

Число квантов, рассеянных элементом объема рассеивающего магнита dV_{Fe} и зарегистрированных в сцинтилляционном кристалле, дается выражением

$$dN = \frac{n_\gamma}{4\pi} \frac{\varepsilon}{r_1^2 r_2^2} d\sigma n_e e^{-(\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2) n_0} dV_{\text{Fe}} dF_{\text{кр}}, \quad (10)$$

где n_γ — число γ -квантов, испускаемых в 1 сек источником, $d\sigma$ — зависящее от поляризации сечение комптоновского рассеяния, рассчитанное на 1 электрон, n_e — число электронов в 1 см³, $dF_{\text{кр}}$ — видимый из точки рассеяния элемент регистрирующей площади сцинтилляционного кристалла. ε — вероятность регистрации кванта, падающего на $dF_{\text{кр}}$ (ε есть функция энергии кванта, формы кристалла, ϑ и θ), σ_1 , σ_2 — полные сечения поглощения на электрон*) для соответственно падающего и рассеянного кванта (σ_1 и σ_2 зависят от поляризации), r_1 , r_2 , S_1 и S_2 определяются из рис. 14, $g = S_2/S_1$. (Если сечение рассеивающего магнита имеет искривленную форму, то g есть функция r_1 . В противном случае $g = \frac{\sin \psi}{\sin (\vartheta - \psi)}$ не зависит от r_1 .)

Во всех практических случаях источник мал по сравнению с размерами магнита. Следовательно, его конечным размером можно пренебречь.

Для того чтобы получить общий счет, надо проинтегрировать dN по объему магнита и по сечению кристалла. Строгое вычисление этих интегралов оказывается очень сложным. Чтобы облегчить эту задачу, приходится ввести некоторые упрощения.

Подавляющая часть квантов рассеивается в слое железа, близком к поверхности магнита, так как глубина проникновения всего лишь порядка 1 см (для квантов энергии 1 Мэв). Следовательно, для постоян-

*) Поглощение, обусловленное фотоэффектом и рождением пар, может быть легко учтено, если положить

$$\sigma = \sigma_{\text{комpton}} + \frac{\tau_\phi + \tau_{\text{пар}}}{Z},$$

где τ_ϕ и $\tau_{\text{пар}}$ есть коэффициенты поглощения на атом.

ного θ изменение r_1 мало по сравнению с r_2 (≈ 10 см в практических случаях), и положение точки рассеяния по отношению к кристаллу почти неизменно. Кроме того, размер кристалла в сравнении с магнитом ограничен, так как используются только углы рассеяния, близкие к оптимальному (рис. 4 и 5). Поэтому k и r_2 практически одинаковы для различных $dF_{кр}$. Из этого следует, что мы получим хорошее приближение, если введем эффективные величины \bar{F} и $\bar{\epsilon}$ вместо интегрирования по кристаллу. Однако \bar{F} и $\bar{\epsilon}$ по-прежнему будут функциями θ .

Общий счет тогда будет получен из выражения

$$N = \frac{n_\gamma n_0}{4\pi} \int_{V_{Fe}} \frac{\bar{F}\bar{\epsilon}}{r_2^2} d\sigma \cdot e^{-(\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2) n_0} \sin \theta d\theta d\varphi dr_1, \quad (11)$$

где введены полярные координаты.

Из приведенных выше аргументов можно сделать вывод, что $d\sigma$, \bar{F} и $\bar{\epsilon}$ мало изменяются в зависимости от r_1 , если θ остается фиксированным. Следовательно, интеграл по r_1 в (11) может быть приближенно написан как

$$\int \frac{\bar{F}\bar{\epsilon}}{r_2^2} d\sigma \cdot e^{-(\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2) n_0} dr_1 = \left\langle \frac{\bar{F}\bar{\epsilon}}{r_2^2} d\sigma \right\rangle \int e^{-(\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2) n_0} dr_1. \quad (12)$$

Это уравнение можно рассматривать как определение среднего $\langle (\bar{F}\bar{\epsilon}/r_2^2) d\sigma \rangle$. Если подсчитать $\langle (1/r_2^2) d\sigma \rangle$, используя (12), для нескольких

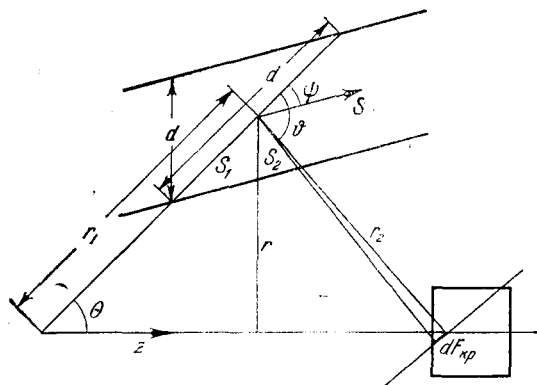


Рис. 14. Наглядное представление рассеяния кванта в магните.

типичных случаев, то оказывается, что оно равно действительной величине $(1/r_2^2) d\sigma$ приблизительно при $S_1 = 6$ мм (соответственно 8 мм) для $k_0 = 0,5$ Мэв (соответственно 1 Мэв). Разница между этой величиной и величиной для $S_1 = 0$ составляет только несколько процентов. Таким образом, для практических случаев может быть получена достаточная точность, если рассчитывать $(1/r_2^2) d\sigma$ для упомянутых глубин проникновения и брать эти величины как средние.

Интеграл в правой части (12) может быть легко вычислен, и, если рассеивающий магнит имеет вращательную симметрию относительно оси z , находим

$$N = \frac{n_\gamma}{2} \int \left\langle \frac{\bar{F}\bar{\epsilon}}{r_2^2} d\sigma \right\rangle \frac{1 - e^{-(\sigma_1 + g\sigma_2) n_0 d}}{\sigma_1 + g\sigma_2} \sin \theta d\theta, \quad (13)$$

где d — толщина магнита, измеренная вдоль r_1 (рис. 14). Для некоторых геометрий магнита более удобны цилиндрические координаты (r, φ, z) . В этом случае вместо (13) получаем

$$N = \frac{n_\gamma}{2} \int \left\langle \frac{\bar{F}\bar{\epsilon}}{r_1^2 r_2^2} r d\sigma \right\rangle \frac{1 - e^{-(\sigma_1 + g\sigma_2) n_0 \bar{d} \frac{\cos(\psi - \theta)}{\sin \psi}}}{\sigma_1 + g\sigma_2} \frac{\sin \psi dz}{\cos(\psi - \theta)}. \quad (14)$$

Конечно, усреднение здесь должно быть сделано по r ; \bar{d} — толщина магнита, измеренная перпендикулярно оси z (см. рис. 14).

В большинстве экспериментов магнит выбирается достаточно толстым, чтобы избежать рассеяния γ -квантов в заметном количестве в других материалах, лежащих за железом, например в намагничивающей катушке. Вследствие этого можно пренебречь экспоненциальными функциями в (13) и (14).

Для того чтобы ясно продемонстрировать зависимость N от поляризации, надо разложить сечение на зависящую и не зависящую от поляризации части в соответствии с (1) и (5):

$$\left. \begin{aligned} d\sigma &= d\sigma_0 + fP_c d\sigma_c, \\ \sigma_1 &= \sigma_{t2} + fP_c \sigma_{c1} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

и

$$\sigma_2 = \sigma_{t2} + fP_c \kappa \sigma_{c2}, \quad (16)$$

где σ_t есть сумма независимого от поляризации сечения комптоновского рассеяния σ_0 и сечений поглощения на электрон для фотоэффекта и рождения пар, κ — отношение поляризаций после и до рассеяния. Так как f очень мало даже при насыщении (0,08), знаменатель (13) можно развернуть в степенной ряд и высшие степени f опустить. Подставив найденные таким образом выражения для N_+ и N_- в (3), получаем для асимметрии выражение *)

$$E = 2fP_c \left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle, \quad (17)$$

где $\langle \quad \rangle$ есть краткая запись для

$$\left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle = \frac{\int \left\langle \frac{\bar{F}\varepsilon}{r_1^2 r_2^2} d\sigma_c \right\rangle \frac{\sin \theta d\theta}{\sigma_{t1} + g\sigma_{t2}} \omega_p}{\int \left\langle \frac{\bar{F}\varepsilon}{r_1^2 r_2^2} d\sigma_0 \right\rangle \frac{\sin \theta d\theta}{\sigma_{t1} + g\sigma_{t2}}} \quad (18)$$

в полярных координатах и

$$\left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle = \frac{\int \left\langle \frac{\bar{F}\varepsilon}{r_1^2 r_2^2} r d\sigma_c \right\rangle \frac{\sin \psi dz}{\cos(\theta - \psi)(\sigma_{t1} + g\sigma_{t2})} \omega_p}{\int \left\langle \frac{\bar{F}\varepsilon}{r_1^2 r_2^2} r d\sigma_0 \right\rangle \frac{\sin \psi dz}{\cos(\theta - \psi)(\sigma_{t1} + g\sigma_{t2})}} \quad (19)$$

в цилиндрических координатах **), где

$$\omega_p = 1 - \frac{\langle d\sigma_0 \rangle}{\langle d\sigma_c \rangle} \frac{\sigma_{c1} + g\kappa\sigma_{c2}}{\sigma_{t1} + g\sigma_{t2}}. \quad (20)$$

Будет чрезвычайно полезно обсудить значение различных множителей в (18) и (19). Большая часть весов имеет просто геометрическое происхождение (например, r_1 ; r_2 ; $\sin \theta$). $\bar{F}\varepsilon$ учитывает тот факт, что эффективность счета изменяется с положением точки рассеяния. Если сцинтилляционный кристалл имеет сферическую форму***), то \bar{F} практически постоянно. Изменение ε может составлять примерно до 10%, что обусловлено главным образом зависимостью эффективности кристалла

*) Предполагается, что линейная поляризация отсутствует ($P_1 = 0$).

**) $d\sigma_c$ и σ_c здесь опять сечения для случая, когда электронный спин приблизительно антипараллелен направлению падающего γ -кванта ($\pi < \psi \leq 3\pi/2$).

***)) Обычно употребляемые цилиндрические кристаллы можно рассматривать как хорошее приближение к сфере.

от энергии. $\sigma_{11} + \sigma_{12}$ принимает во внимание то, что уменьшение интенсивности из-за поглощения различно для различных положений точки рассеяния. Эти веса не нужно знать с большой точностью, так как в первом приближении они сокращаются. Наконец, ω_p , кото-

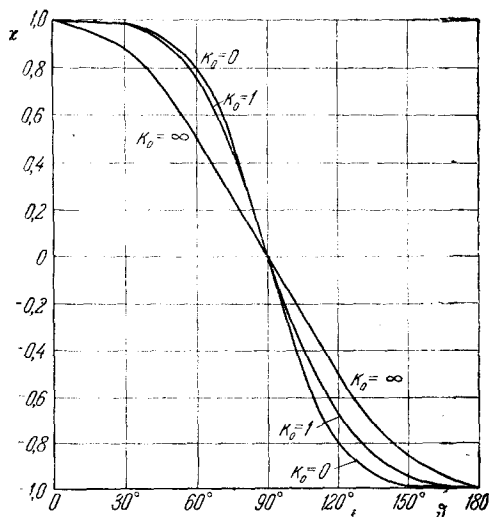


Рис. 15. Отношение круговой поляризации после рассеяния к поляризации до него (подсчитанное по выражению, данному Липсом и Талхуком¹⁶) как функция угла рассеяния ϕ и энергии квантов k_0 (в единицах $m_0 c^2$). Рассеянием от ориентированных электронов пренебрегается.

рое входит только в числитель, отражает влияние зависимости поглощения от поляризации. К счастью, для энергий квантов ниже 1 Мэв ω_p очень близко к единице, так как $\sigma_c = 0$ при 660 кэв^*). Для более высоких энергий σ_c/σ_i возрастает (рис. 10), и величина ω_p будет уменьшаться, так как для рассматриваемых энергий $d\sigma_c$ и σ_c имеют одинаковый знак. Максимальное уменьшение асимметрии будет иметь место для энергий квантов около 6 Мэв ($\omega_p \approx 0,6$).

Деполаризация при рассеянии учитывается в выражении для ω_p величиной x , которая представляет собой отношение поляризации после и перед рассеянием. x есть функция энергии квантов и угла рассеяния и приведена на рис. 15. Для угла рассеяния около 60° и энергии квантов, близкой к 1 Мэв , поляризация уменьшается до 70% начальной величины.

Самым простым способом подсчета $\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \rangle$ в практических случаях является графический метод. Пример этого будет описан в 4.2.

4.2. Цилиндрическая геометрия

Проиллюстрируем расчеты предыдущего раздела на важном примере. Как показано рядом работ^{1, 4, 5, 9}, метод рассеяния вперед оказывается очень удобным для анализа γ -лучей, поляризованных по кругу. Употребление геометрии с вращательной симметрией дает в этом случае высокую эффективность.

На рис. 16 представлены графически различные стадии расчета для геометрии, показанной на рис. 8, и энергии γ -лучей $1,25 \text{ Мэв}$. Согласно соображениям, высказанным в 4.1, ω_p и ϵ заметно не меняются. $d\sigma_c$ и $d\sigma_0$, однако, меняются значительно. Следовательно, нет смысла удлинять магнит. Несомненно, скорость счета от этого возросла бы, но асимметрия бы диспропорционально уменьшилась.

Для того чтобы подсчитать $\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \rangle$, надо измерить площади под кривыми на рис. 16, e и взять их отношение. Некоторые трудности могут

*) Отметим, что σ_{c1} и σ_{c2} есть функции угла ψ между направлением падающего кванта и электронным спином. Однако, так как для энергий квантов до 1 Мэв $\omega_p \approx 1$, σ_c ($\psi=0$), представленное на рис. 10, может быть использовано для большинства расчетов.

возникнуть при определении пределов интегрирования. Вследствие конечных размеров кристалла не вполне ясно, какие части магнита вносят вклад в рассеяние. Для того чтобы устранить эту трудность, Стеффен и др.²⁷ употребляли конические свинцовые поглотители, которые определяли геометрию гораздо лучше. Однако во многих случаях можно обойтись и без таких поглотителей, так как оказывается, что интегралы

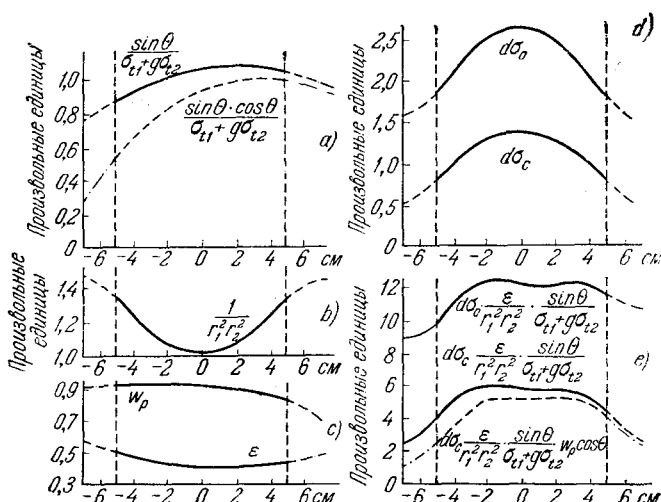


Рис. 16. Графическое представление сомножителей и подынтегральных функций уравнения (19) для геометрии, представленной на рис. 7 ($\theta = \Psi$, r постоянно).

не зависят особенно сильно от пределов интегрирования. Для примера, представленного на рис. 16, находим $\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \rangle = 0,473$ для $|z| \leq 4$ см и $\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \rangle = 0,452$ для $|z| \leq 5$ см. Поэтому можно считать, что общая ошибка в определении $\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \rangle$ будет лишь порядка нескольких процентов.

4.3. Кратное рассеяние

Существуют еще два процесса, влияние которых должно быть исключено из расчета реакции магнита, а именно: кратное и многократное рассеяние.

Многократное рассеяние, однако, можно считать пренебрежимо малым, так как средняя длина свободного пробега квантов в железе порядка 1 см. С другой стороны, интенсивность двойного рассеяния оказывается сравнимой с интенсивностью однократного, так как сечение комптоновского рассеяния уменьшается с возрастанием угла рассеяния, и, таким образом, вероятность однократного рассеяния, например, под углом 60° будет грубо та же, что и для двух рассеяний, каждое под углом 30° .

Нижеследующие расчеты показывают, что и на самом деле двойным рассеянием по отношению к однократному пренебрегать нельзя, но его поляризационная зависимость очень похожа на зависимость для однократного рассеяния. Следовательно, расчеты 4.2 не нужно

изменять постольку, поскольку нас удовлетворяет точность в несколько процентов.

Употребляя величины, указанные на рис. 17, легко показать, что отношение числа двукратно рассеянных квантов к числу однократно рассеянных, которое мы обозначим p , дается для фиксированного θ выражением

$$p(\theta) = \frac{d\sigma(\vartheta_1)}{d\sigma(\vartheta)} \int \frac{e^{-\sigma'' S'' n_0}}{e^{-\sigma_2 S_2 n_0}} d\sigma(\vartheta_2) e^{-\sigma' S' n_0} \sin \vartheta_1 d\vartheta_1 d\eta dS', \quad (21)$$

где введены полярные координаты S' , η и ϑ_1 с полюсом в точке первого рассеяния. σ' и σ'' — полные коэффициенты поглощения соответственно вдоль S' и S'' .

Точное вычисление интеграла было бы очень запутанным, но оно не необходимо по следующим причинам. Акты двойного рассеяния, для которых $\vartheta_1 = \vartheta$, $\vartheta_2 = 0$ или $\vartheta_1 = 0$, $\vartheta_2 = \vartheta$, будут практически давать такой же поляризационный эффект, что и однократное рассеяние, и их не нужно включать в p . Кроме того, вероятность регистрации актов

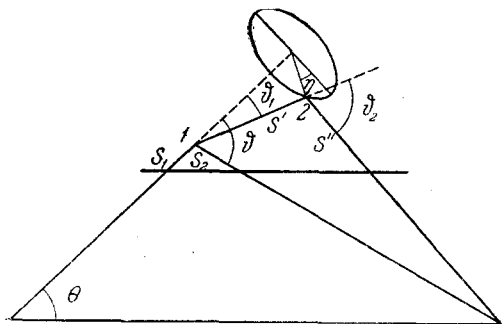


Рис. 17. Наглядное представление двойного рассеяния в магните в точках 1 и 2.

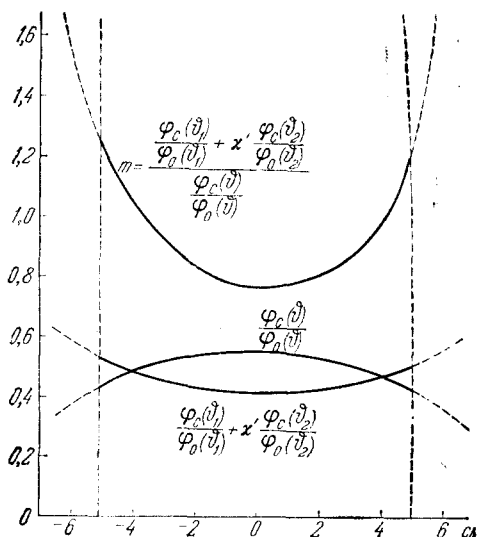


Рис. 18. Кривые для числителя и знаменателя уравнения (23) и для m в случае геометрии, представленной на рис. 7.

рассеяния, в которых по крайней мере один из углов рассеяния велик ($\geq 90^\circ$) и пробег в железе S'' рассеянного кванта велик, будет очень низка. Это будет тот случай, когда $\eta > 90^\circ$. Следовательно, усложнения будут вызываться главным образом актами двойного рассеяния с

$\vartheta_1 \cong \vartheta_2 \cong \frac{\theta}{2}$, $\eta \leq 90^\circ$. Принимая во внимание эти обстоятельства, можно получить грубую оценку для p . Для энергий квантов около 1 Мэв p может иметь величину между 0,1 и 0,3. Таким образом, двойным рассеянием нельзя пренебречь, поскольку речь идет об интенсивности.

Если рассчитать измеряемую асимметрию $E_{(2)}$, принимая во внимание двойное рассеяние, получается отношение $E_{(2)} = EK$, где E есть асимметрия, обусловленная одним только однократным рассеянием, а K дается формулами

$$K = \frac{1 + pm}{1 + p} \quad (22)$$

и

$$m = \frac{\frac{\varphi_z(\vartheta_1)}{\varphi_0(\vartheta_1)} + \frac{\kappa' \varphi_z(\vartheta_2)}{\varphi_0(\vartheta_2)}}{\frac{\varphi_z(\vartheta)}{\varphi_0(\vartheta)}}; \quad (23)$$

κ' — изменение в поляризации, вызванное первым рассеянием двойного акта.

Величина m , усредненная по геометрии, в общем не очень отличается от единицы. Это иллюстрируется примером, изображенным на рис. 18, где построены числитель и знаменатель m как функции z . m оказывается равной 0,87*). При $p = 0,2$ получаем $K = 0,98$; это означает, что эффект будет уменьшен. Но в большинстве случаев это малое влияние кратного рассеяния будет меньше, чем статистическая ошибка.

4.4. Определение f

Доля поляризованных электронов на атом железа может быть определена измерением величины магнитной индукции в рассеивающем магните. Соотношение между B и f дается уравнением $B = H + 4\pi \cdot 26f\beta n_0$, где H — напряженность магнитного поля, β — магнетон Бора и n_0 — число атомов в 1 см^3 . Однако некоторый вклад в B (примерно 3%) вносит орбитальное движение электронов, на что нужно ввести поправку.

5. β — γ -КОРРЕЛЯЦИЯ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В предшествующих параграфах полагалось, что круговая поляризация P_c не зависит от θ , как это будет в случае внешнего и внутреннего тормозного излучения. В других экспериментах это может и не быть справедливым.

Самым важным случаем является измерение β — γ -корреляции круговой поляризации. Для разрешенных β -переходов круговая поляризация γ -лучей дается выражением^{10, 28 **})

$$P_c = A \left(\frac{v}{c} \right) \cos \tilde{\theta} = -A \left(\frac{v}{c} \right) \cos \theta, \quad (24)$$

где $\tilde{\theta}$ — угол между направлениями распространения кванта и β -частицы (рис. 8), а смысл θ ясен из рис. 14. v и c означают скорости соответственно электрона и кванта. A зависит от типа β -взаимодействия, γ -перехода и степени нарушения четности. При усреднении по геометрии магнита P_c нельзя уже рассматривать как константу. Вместо $\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \rangle$ теперь надо вычислить среднее $\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cos \theta \rangle$. Если измерено E , A можно рассчитать с помощью соотношения

$$E = -2fA \left(\frac{v}{c} \right) \langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cos \theta \rangle, \quad (25)$$

где

$$\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cos \theta \rangle = \frac{\int \langle \frac{F_E}{r_2^2} d\sigma_c \rangle \frac{\sin \theta \cos \theta d\theta}{\sigma_{t1} + g\sigma_{t2}} \omega_p}{\int \langle \frac{F_E}{r_2^2} d\sigma_0 \rangle \frac{\sin \theta d\theta}{\sigma_{t1} + g\sigma_{t2}}}. \quad (26)$$

*) Для простоты веса (рис. 16) опущены, так как они не меняют существенным образом эту оценку.

**) Для запрещенных переходов см. Alder, Stech and Winther¹⁰ и Morita²⁸.

На рис. 16 результаты этих вычислений показаны пунктирными линиями. $\langle \frac{d\sigma_z}{d\sigma_0} \cos \theta \rangle$ оказывается равным 0,407. Это значение несколько отличается от величины, получаемой усреднением только $\langle \frac{d\sigma_z}{d\sigma_0} \rangle \left(\langle \frac{d\sigma_z}{d\sigma_0} \rangle \overline{\cos \theta} \cong 0,42 \text{ при } |z| \leq 4 \text{ см} \right)$.

Следует ввести еще одну поправку, связанную с конечными размерами β -кристалла и источника. При точечном источнике угол $\tilde{\theta}$ может иметь различные значения для данного угла θ (или соответственно $\tilde{\theta}_0$ (рис. 19)), если принять во внимание размер β -кристалла. Для того чтобы вычислить средний угол $\tilde{\theta}$, надо проинтегрировать

$$\cos \tilde{\theta} = \cos \tilde{\theta}_0 \cos \alpha + \sin \tilde{\theta}_0 \sin \alpha \cos \varphi \quad (27)$$

по φ и α , в результате чего получаем

$$\overline{\cos \tilde{\theta}} = \frac{\cos \tilde{\theta}_0 \sin \alpha_m}{\alpha_m}, \quad (28)$$

где α_m — максимальная величина α , определяемая размером β -кристалла и его расстоянием от источника. Таким образом, $\langle \frac{d\sigma_z}{d\sigma_0} \cos \tilde{\theta}_0 \rangle$ должно быть умножено на $\sin \alpha_m / \alpha_m$. Но для $\alpha_m \leq 30^\circ$ поправка составляет всего несколько процентов.

Самый простой способ принять во внимание также и конечный размер источника состоит в том, чтобы подсчитать α_m из отношения $\tan \alpha_m = (r_{\text{ист}} + r_{\text{кр}}) / a$, где $r_{\text{ист}}$ и $r_{\text{кр}}$ суть соответственно радиусы источника и кристалла.

В связи с этим интересно задаться вопросом, при каком α_m получается наилучшая относительная точность за фиксированное время? Это означает нахождение минимума $\Delta E / E$, где ΔE — статистическая ошибка в определении E ; ΔE пропорционально $1/\sqrt{1 - \cos \alpha_m}$, в то время как E пропорционально $\sin \alpha_m / \alpha_m$. Отсюда находим, что $\Delta E / E$ минимально при $\alpha_m \cong 83^\circ$. Однако во многих случаях такие большие телесные углы нельзя применить, так как скорость счета β -счетчика ограничена его разрешающим временем.

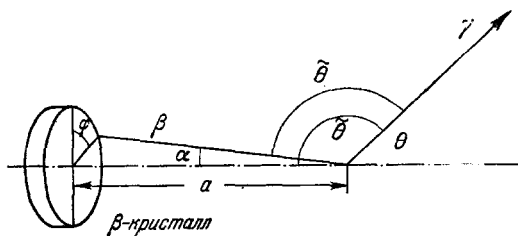


Рис. 19. Наглядное представление углов, необходимых для вычисления влияния конечного размера β -кристалла.

Регистрация эффектов всего лишь порядка нескольких процентов это не только вопрос времени, необходимого для получения соответствующей статистической точности, но также и исключения малых систематических ошибок. Для того чтобы достичь этого, очень полезно для вычисления использовать не само регистрируемое число совпадений, а разделить это число на скорости счета по каналам. Путем этой процедуры исключаются изменения в эффективности счетчиков, обусловленные влиянием рассеянных магнитных полей. Кроме того, поскольку дело касается только одного счетчика, исчезают даже зависящие от времени изменения. Если меняются обе эффективности, не подавляются только эффекты второго порядка.

В заключение будут рассмотрены ограничения, накладываемые на силу источника. Общеизвестно, что отношение случайных совпадений

к истинным равно $2\tau n$, где τ — разрешающее время системы, а n — число распадов в секунду в источнике. Если сила источника слишком велика, случайные совпадения будут превосходить истинные. С другой стороны, можно показать, что ошибка в определении E дается выражением

$$(\Delta E)^2 = \frac{2(1+4\tau n)}{\ln \omega_\beta \omega_\gamma}, \quad (29)$$

где ω_β и ω_γ — полные эффективности регистрации β - и γ -лучей, а t — время наблюдения. При выводе этого выражения принималось, что случайные совпадения должны быть измерены отдельно и вычтены из общего числа совпадений.

Из выражения (29) можно сделать вывод, что время, необходимое для того, чтобы получить данную относительную точность, будет тем короче, чем сильнее источник. Практически, однако, оказывается нежелательным делать $2\tau n$ больше единицы, так как дальнейшая экономия времени несущественна, в то время как относительное изменение в скорости счета делается малым, увеличивая тем самым значение систематических ошибок приборного происхождения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

РЕГИСТРАЦИЯ ПРОДОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ γ -ЛУЧЕЙ

Хотя главной темой данной статьи является регистрация круговой поляризации γ -лучей, можно добавить к ней несколько замечаний относительно измерения продольной поляризации.

Для этой цели также можно использовать различные взаимодействия γ -лучей с веществом.

1. Фотоэффект

В нерелятивистских пределах испускание фотоэлектронов происходит предпочтительно в плоскости вектора электрической напряженности. Однако, если кинетическая энергия фотоэлектронов составляет примерно $m_e c^2$, имеет место «перекрещивание». Для более высоких энергий предпочтительное направление испускания ортогонально вектору электрической напряженности. Это было подтверждено экспериментально Макмастером и Херефордом²⁹. Следовательно, этот метод пригоден только для $h\nu \lesssim 0,4 \text{ Мэв}$.

2. Комптоновский эффект

Комптоновское рассеяние является наиболее удобным методом также и для регистрации продольной поляризации и было успешно применено во многих исследованиях.

Как можно видеть из (1) и (2), рассеяние продольно поляризованных γ -лучей имеет место преимущественно в направлении, перпендикулярном плоскости вектора электрической напряженности и падающего кванта. Полезно вычислить отношение между числом этих электронов и числом электронов, рассеянных в плоскости поляризации

$$R = \frac{d\sigma(\chi=90^\circ)}{d\sigma(\chi=0^\circ)} = \frac{1 + \cos^2 \vartheta + (k_0 - k)(1 - \cos \vartheta) + |P_1| \sin^2 \vartheta}{1 + \cos^2 \vartheta + (k_0 - k)(1 - \cos \vartheta) - |P_1| \sin^2 \vartheta}. \quad (30)$$

Для того чтобы определить степень поляризации, более удобным будет подсчитать

$$\frac{R-1}{R+1} = \frac{|P_1| \sin^2 \vartheta}{1 + \cos^2 \vartheta + (k_0 - k)(1 - \cos \vartheta)}, \quad (31)$$

так как это выражение пропорционально $|P_1|$.

В верхней части рис. 20 построена зависимость угла ϑ_m , дающего максимальную величину $(R-1)/(R+1)$, от энергии квантов. $(R-1)/(R+1)$ представлено в нижней части того же рисунка.

Вместо регистрации кванта, рассеянного под углом ϑ_m , можно также наблюдать электрон отдачи, испускаемый под углом φ_m относительно направления падающего кванта. Для удобства кривая для φ_m также построена на рис. 20. R и $(R-1)/(R+1)$ остаются теми же, независимо от того, наблюдаются ли кванты или электроны.

Из рис. 20 можно сделать вывод, что этот метод пригоден для энергий до 10 Мэв. Выше этой энергии асимметрия становится очень малой.

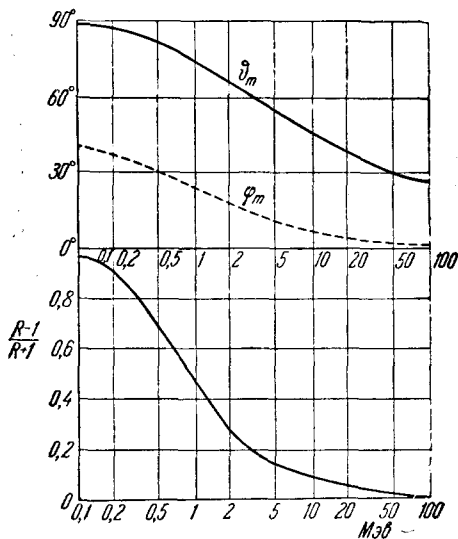


Рис. 20. Регистрация продольной поляризации γ -лучей. ϑ_m —угол рассеяния, дающий максимальную анизотропию $(R-1)/(R+1)$. φ_m —соответственный угол между моментом электрона отдачи и падающим квантом.

3. Рождение пар

Если продольно поляризованный квант образует электронную пару, то следует ожидать корреляции между плоскостью разлета пары и плоскостью поляризации.

Эта проблема теоретически исследовалась различными авторами³⁰. Оказалось, однако, что простые случаи (например, когда путь падающего кванта лежит в плоскости разлета пары) не типичны, а общий случай очень запутан.

Экспериментально исследовалось рождение пар в ядерных фотопластинках³¹, вызванное продольно поляризованными γ -лучами, возникающими в реакции $d(p\gamma)$ ($h\nu \cong 6$ Мэв). К несчастью, статистика была слишком плоха, так как анализ пластинок очень трудоемок и занимает много времени; поэтому определенный результат получить не удалось.

Этот метод не кажется многообещающим, так как плоскость разлета пары определить непросто вследствие значительной малости угла между направлениями электронов.

4. Фоторасщепление дейтона

Фоторасщепление дейтона пригодно для изучения продольной поляризации квантов с энергиями от 5 до 50 Мэв. Так как в этом диапазоне энергий расщепление происходит почти полностью по механизму электрического диполя, то испускаемые фотопротоны распределены по закону $\cos^2 \psi$, где ψ есть азимутальный угол между протоном и плоскостью поляризации. Это было экспериментально подтверждено Уил-

кинсоном³², и данный эффект использовался различными авторами для измерения поляризации γ -лучей в различных реакциях. Вплоть до настоящего времени все опыты ставились на ядерных эмульсиях, пропитанных тяжелой водой. Но можно также употребить и пропорциональный счетчик с диаметром, малым по сравнению с пробегом фотопротонов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Wheathy, W. J. Huiskamp, A. N. Diddens, M. J. Steenland and H. A. Tolhoek, *Physica* **21**, 841 (1955); W. J. Huiskamp, тезисы (Leiden, 1958).
2. G. Trumpy, *Nuclear Physics* **2**, 664 (1956).
3. T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
4. H. Shopper, *Phil. Mag.* **2**, 710 (1957); H. Appel and H. Shopper, *Zeits. f. Phys.* **149**, 103 (1957).
5. F. Boehm and A. H. Wapstra, *Phys. Rev.* **106**, 1364 (1957); **107**, 1202 (1957); **107**, 1462 (1957).
6. A. Lundby, A. P. Patro and J. P. Stroot, *Nuovo Cimento* **6**, 745 (1957).
7. P. Debrunner and W. Kündig, *Hel. Phys. Ac.* **30**, 261 (1957); J. Berthier, P. Debrunner, W. Kündig and B. Zwahlen, *Hel. Phys. Ac.* **30**, 483 (1957).
8. Сравните O. R. Frisch and T. H. R. Skyrme, *Progr. Nucl. Physics* **6**, 267 (1957); Proceedings of the Rehovoth Conference on Nuclear Structure (Amsterdam, 1958), 336—418; H. Shopper, *Fortschritte der Physik* **5**, 581 (1957).
9. H. Appel, H. Shopper and S. D. Bloom, *Phys. Rev.* **109**, 2211 (1958).
10. K. Alder, B. Stech and A. Winther, *Phys. Rev.* **107**, 728 (1957); M. Morita and R. S. Morita, *Phys. Rev.* **107**, 1729 (1957).
11. M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, *Phys. Rev.* **106**, 826 (1957).
12. H. Shopper and S. Galster, *Nuclear Physics* **6**, 125 (1958).
13. M. Deutsch, B. Gittelman, R. W. Bauer, L. Grodzins and A. W. Sunyar, *Phys. Rev.* **107**, 1733 (1957); F. Boehm, T. E. Novey, C. A. Barnes and B. Stech, *Phys. Rev.* **108**, 1497 (1957).
14. H. A. Tolhoek, *УФН* **63**, вып. 4 (1957).
15. K. W. McVoy, *Phys. Rev.* (в печати).
16. F. W. Lipp and H. A. Tolhoek, *Physica* **20**, 395 (1954).
17. K. W. McVoy, *Phys. Rev.* **106**, 828 (1957).
18. K. W. McVoy and F. J. Dyson, *Phys. Rev.* **106**, 1360 (1957).
19. P. Stichel, частное сообщение.
20. P. E. S. Hodgson, *Advances in Physics* **7**, 1 (1958).
21. W. Franz, *Ann. Phys.* **33**, 689 (1938); F. W. Lipp and H. A. Tolhoek, *Physica* **20**, 85 и 395 (1954); V. Fano, *Journ. Opt. Soc. Am.* **39**, 859 (1949).
22. S. B. Gunst and L. A. Page, *Phys. Rev.* **92**, 970 (1953).
23. F. P. Clay and F. L. Hereford, *Phys. Rev.* **85**, 675 (1952).
24. P. Argyles and C. Kittel, *Acta Metallurgica* **1**, 241 (1953).
25. A. Lundby, A. P. Patro and J. P. Stroot, *Nuovo Cimento* **6**, 745 (1957) и оттиски.
26. D. B. Beard and M. E. Rose, *DRNL-Report № 1072* (1951) и *Phys. Rev.* **108**, 164 (1957).
27. R. M. Steffen, Proceedings of the Rehovoth Conference on Nuclear Structure (Amsterdam, 1958), 419.
28. M. Morita, *Phys. Rev.* **107**, 1729 (1957).
29. McMaster and Hereford, *Phys. Rev.* **95**, 723 (1954).
30. T. H. Berlin and L. Madansky, *Phys. Rev.* **78**, 623 (1950); G. C. Wick, *Phys. Rev.* **81**, 467 и 628 (1951); M. M. May, *Phys. Rev.* **84**, 265 (1951); R. L. Gluckstern, M. H. Hull and G. Breit, *Phys. Rev.* **90**, 1026 и 1030 (1953).
31. H. Shopper, не опубликовано.
32. D. H. Wilkinson, *Phil. Mag.* **43**, 659 (1952).