

439.165+166

КРУГОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ γ -КВАНТОВ, ИСПУСКАЕМЫХ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ ВСЛЕД ЗА β -РАСПАДОМ

И. В. Эстулин и А. А. Петушков

1. ВВЕДЕНИЕ

Круговая поляризация светового излучения — явление давно изученное, уже найдены эффективные поляризаторы и, соответственно, анализаторы поляризации. С точки зрения волновой природы электромагнитного излучения в классической теории круговую поляризацию связывают с вращением электрического вектора \mathbf{E} вокруг направления волнового вектора \mathbf{k} ($\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$). При этом правая поляризация соответствует вращению по часовой стрелке (правый винт), а левая — против часовой стрелки (левый винт). Такое определение круговой поляризации не совпадает с оптическим, так как в оптике левополяризованным светом называют свет, имеющий симметрию правого винта. Это отличие связано с другим выбором системы координат, в которой наблюдатель смотрит навстречу волновому вектору.

Для ядерного γ -излучения более естественна квантовая трактовка явления. При этом круговую, или циркулярную, поляризацию связывают с проекцией спина γ -кванта σ_γ на направление его импульса p_γ , причем правая поляризация отвечает проекции $\mu = +1$, а левая — проекции $\mu = -1$. Если вероятности обеих проекций одинаковы, то круговая поляризация отсутствует. В общем же случае вероятность отдельных проекций может быть различной. Тогда вводят понятие степени круговой поляризации γ -квантов (P_c)

$$P_c = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}}, \quad (1)$$

где I_{\uparrow} и I_{\downarrow} — интенсивности γ -квантов с правой и левой поляризацией соответственно.

Гамма-кванты с круговой поляризацией испускаются поляризованными ядрами. Это видно на простейшем примере, когда спин исходного поляризованного ядра $j_1 = 1$, а после радиационного перехода равен нулю, $j_2 = 0$. В этом случае, в согласии с законами сохранения полного момента количества движения, γ -кванты, испущенные в направлении ($\theta = 0$) поляризации ядер (ось z на рис. 1), будут иметь правую поляризацию с $P_c = +1$, а в противоположном направлении ($\theta = \pi$) — левую поляризацию с $P_c = -1$. Гамма-излучение, испускаемое в перпендикулярном к оси z направлении, не будет поляризовано, $P_c = 0$. Таким образом, круговая поляризация γ -квантов, испускаемых поляризованными ядрами является функцией угла θ .

В более общем случае поляризация ядер в исходном состоянии является частичной, j_1 не обязательно равен 1, а спин в конечном состоянии может быть отличным от нуля. При этом для определения P_c необходимо учесть вероятность различных проекций спинов исходного и конечного состояний ядер. Точные расчеты были выполнены Толжуком и Коксом¹ и Штенбергом² и приведены в монографиях^{3,4}. При фиксированном угле вылета γ -квантов θ ($\theta \neq \pi/2$) степень круговой поляризации P_c зависит от степени поляризации ядер в исходном состоянии $\langle j_z \rangle / j$, спинов начального и конечного состояний j_1 и j_2 и мультипольности радиационного перехода L . Угловая зависимость пред-

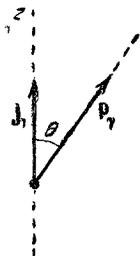


Рис. 1.

ставляется в виде разложения по полиномам Лежандра.

Отметим, что для круговой поляризации будет наблюдаться угловая зависимость и $P_c \neq 0$ даже в том случае, если угловая анизотропия корреляции направлений отсутствует (например, при $j_1 = 1/2$ или при захвате ядром поляризованной ферми-частицы в S -состоянии). В частности, в реакции радиационного захвата поляризованных тепловых нейтронов (n, γ) обнаружена круговая поляризация γ -квантов⁵.

Круговая поляризация γ -квантов, испускаемых ядрами вслед за β -распадом, является следствием несохранения четности в слабых взаимодействиях. Ли и Янг⁶ уже в первой своей работе, рассматривая вопрос о несохранении четности, указывали в числе других возможных опытов измерение круговой поляризации γ -квантов, сопровождающих β -распад, считая, однако, подобный опыт технически невыполнимым. В докладе И. С. Шапиро на Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии (январь 1957 г.)⁷ указывалось на реальную возможность такого опыта, а вскоре Шоппер⁸ осуществил подобный эксперимент, подтвердив тем самым одно из следствий несохранения четности в β -распаде.

Дальнейшие исследования привели к определенным изменениям в теории β -распада и открыли широкие экспериментальные возможности. Подробно эти вопросы рассмотрены в обзоре Я. А. Смородинского 1959 г.⁹ В последние годы было выполнено много экспериментов по измерению круговой поляризации γ -квантов P_c , испускаемых вслед за β -распадом. Результаты этих исследований будут приведены ниже. Часть данных, полученных до 1959 г., содержится также в обзоре Фагга и Ханна¹⁰. Явление круговой поляризации рентгеновских и гамма-лучей рассмотрено в историческом аспекте в работе¹¹.

Лептоны, порождаемые в β -превращениях, обладают продольной поляризацией, причем нейтрино поляризовано полностью, а β -частица имеет поляризацию $\sim v/c$ ¹². Поэтому после β -распада дочернее ядро оказывается частично поляризованным относительно направления вылета β -частицы. Степень этой поляризации определяется характеристиками β -перехода. Знаки поляризации для электронного и позитронного распадов противоположны, поскольку электрон и позитрон обладают противоположной спиральностью. Таким образом, если выделить направление вылета β -частиц, то испускаемые вслед за β -распадом под фиксированным углом $\theta \neq \pi/2$ γ -кванты (рис. 2) будут в общем случае поляризованы по кругу. Путем измерения степени круговой поляризации γ -квантов можно получить сведения о характеристиках β - и последующего γ -переходов. В этом

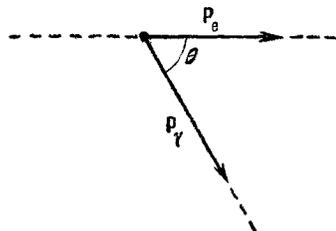


Рис. 2.

отношении рассматриваемые опыты аналогичны опытам с ядрами, поляризованными низкотемпературной методикой.

Ниже проводятся теоретические соотношения, лежащие в основе экспериментов по измерению круговой поляризации γ -квантов, испускаемых после β -распада.

2. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Вслед за первым экспериментальным подтверждением несохранения четности при β -распаде ряд авторов ¹³⁻¹⁶, независимо друг от друга, выполнили теоретические расчеты различных эффектов, являющихся следствием этого нового явления. В частности, были получены выражения ¹⁷⁻¹⁹ для функции угловой корреляции $W(\theta)$ электрон (позитрон) — круговая поляризация γ -кванта, следующего за β -распадом (θ — угол разлета β -частицы и γ -кванта). Наиболее общее выражение для $W(\theta)$ имеет следующий вид:

$$W(\theta) = \sum_R \beta_R \gamma_R P_R(\cos \theta) (2R + 1), \tag{2}$$

где β_R — коэффициент, зависящий от характеристик β -перехода (констант взаимодействия, ядерных матричных элементов, энергии и импульса лептонов, заряда ядра), а γ_R — коэффициент, зависящий от характеристик γ -перехода (мультипольности и моментов уровней конечного ядра). Величина R , определяющая порядок полинома Лежандра $P_R(\cos \theta)$, связана с порядком запрета β -перехода l соотношением $0 \leq R \leq 2l + 1$.

Выражение для функции корреляции принято нормировать так, чтобы первый член с полиномом Лежандра нулевой степени был равен единице. Тогда (2) запишется так:

$$W(\theta) = 1 + \sum_{R \geq 1} \frac{\beta_R \gamma_R}{\beta_0 \gamma_0} P_R(\cos \theta) (2R + 1). \tag{3}$$

а) К р у г о в а я п о л я р и з а ц и я и х а р а к т е р
р а д и а ц и о н н о г о п е р е х о д а

Величина γ_R в выражении (2) в случае «чистого» γ -перехода с мультипольностью L может быть представлена следующим образом:

$$\gamma_R = C_{L-\mu}^{L-\mu R 0} \sqrt{(2j_2 + 1)(2L + 1)} W(j_2 j_3 R L; L j_2), \tag{4}$$

где j_2, j_3 — моменты возбужденного и основного состояний конечного ядра, $\mu = +1$ соответствует правой круговой поляризации γ -квантов, а $\mu = -1$ — левой. $C_{L-\mu}^{L-\mu R 0}$ — коэффициенты Клебша — Жордана, $W(j_2 j_3 R L; L j_2)$ — коэффициенты Рака. Коэффициенты $C_{L-\mu}^{L-\mu R 0}$ при R четном не зависят от знака μ , а при R нечетном — зависят, т. е. круговая поляризация определяется нечетными членами выражения (3).

Как будет видно из дальнейшего, в большом числе случаев выражение (3) ограничивается значением $R = 1$. При этом $W(\theta)$ зависит лишь от отношения γ_1/γ_0 . Вычислив коэффициенты $C_{L-\mu}^{L-\mu R 0}$ и $W(j_2 j_3 R L; L j_2)$ при $R = 0$ и $R = 1$ для «чистого» радиационного перехода, получим

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_0} = \frac{\mu}{2L(L+1)} \frac{j_2(j_2+1) + L(L+1) - j_3(j_3+1)}{\sqrt{j_2(j_2+1)}}. \tag{5}$$

Из вида выражения (5) можно сделать ряд определенных выводов. Во-первых, при $j_2 = j_3$ γ_1/γ_0 , а следовательно, и $W(\theta)$ не зависят от мультипольности L . Во-вторых, при $j_2 > j_3$ знак γ_1/γ_0 определяется знаком μ ; при этом величина γ_1/γ_0 несколько уменьшается с ростом L . Если же $j_2 < j_3$, то знак и величина γ_1/γ_0 зависят от значений j_2, j_3 и L .

Если γ -излучение представляет собой смесь электрического излучения с мультиполярностью $L+1$ и магнитного с мультиполярностью L , то согласно ¹⁹

$$\begin{aligned} \gamma_R = & C_{L-\mu}^{L-\mu R0} \sqrt{(2j_2+1)(2L+1)} W(j_2 j_3 R L; L j_2) + \\ & + 2\mu \Delta \sqrt{\frac{L+2}{2L+1}} \left(\frac{2L+1}{2L+3} \right) C_{L+1-\mu}^{L-\mu R0} \sqrt{(2j_2+1)(2L+3)} W(j_2 j_3 R L; L+1 j_2) + \\ & + \Delta^2 C_{L+1-\mu}^{L+1-\mu R0} \left(\frac{L+2}{2L+3} \right) \sqrt{(2j_2+1)(2L+3)} W(j_2 j_3 R L+1; L+1 j_2). \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь Δ — отношение амплитуд электрического и магнитного излучений в смеси. Следовательно, функция корреляции в этом случае зависит не только от значений спинов состояний j_2 и j_3 , но и от величины смеси мультиполей Δ , подобно тому как это имеет место и в других корреляционных эффектах. В результате появляется дополнительный параметр, затрудняющий однозначную интерпретацию экспериментальных данных.

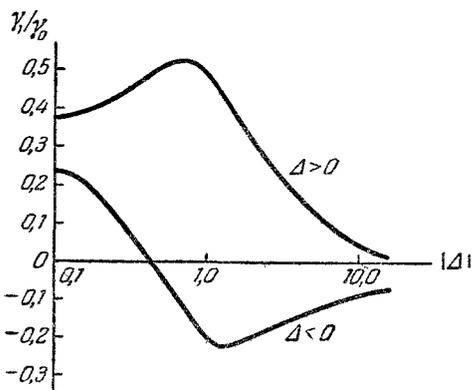


Рис. 3. Зависимость γ_1/γ_0 от отношения амплитуд $E2$ - и $M1$ -мультиполей Δ при $j_2 = 3/2$, $j_3 = 5/2$.

жения j_2 , которое, испуская последовательно γ -кванты с мультиполярностями L_1, L_2, \dots, L_n , переходит на уровни j_3, \dots, j_{n+2} , для «чистого» γ -перехода имеем ¹⁹

$$\begin{aligned} \gamma_R = & C_{L_n-\mu_n}^{L_n-\mu_n R0} \sqrt{(2j_{n+1}+1)(2L_n+1)} W(j_{n+1} j_{n+2} R L_n; L_n j_{n+1}) \times \\ & \times \prod_{i=1}^{n-1} \sqrt{(2j_{i+1}+1)(2L_{i+2}+1)} W(j_{i+1} L_i R j_{i+2}; j_{i+2} j_{i+1}). \quad (7) \end{aligned}$$

Здесь следует отметить, что γ_1/γ_0 для n -го γ -кванта во всяком случае не больше, чем для первого. В результате последовательных «чистых» радиационных переходов коэффициент корреляции может измениться, но знак его сохраняется. Подобное замечание высказывалось ранее в работе ²⁰ при рассмотрении вопроса о деполаризации ядер в каскадных переходах.

б) Круговая поляризация при разрешенных β -переходах

Величина β_R в выражении (2) представляет собой некую сумму квадратов и попарных произведений ядерных матричных элементов β -распада с соответствующими коэффициентами и константами β -взаимодействия и, как уже указывалось ранее, зависит от моментов количества движения

j_1 и j_2 , где j_1 — момент начального ядра, распадающегося на уровень с моментом j_2 конечного ядра (рис. 4). В выражение (3) входят отношения β_R/β_0 , следовательно, $W(\theta)$ в данном случае является функцией отношения ядерных матричных элементов. Явный вид β_R/β_0 будет приведен ниже для конкретных случаев разрешенных и однократно запрещенных β -переходов, причем все выражения для β_R/β_0 даны с учетом того, что в β -взаимодействии имеют место векторный и аксиально-векторный варианты ($V - A$).

В случае разрешенных β -переходов функция угловой корреляции $W(\theta)$ (3) принимает простой вид

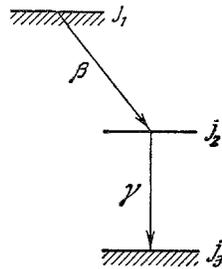
$$W(\theta) = 1 + \mu A \frac{v}{c} \cos \theta, \tag{8}$$

где v/c — отношение скорости β -частицы к скорости света, $\mu = \pm 1$ соответствует правой и левой круговой поляризации γ -квантов. Из (8) получаем согласно (1) выражение для степени круговой поляризации P_c γ -квантов, испускаемых вслед за β -распадом под углом θ к направлению импульса β -частиц p_e (см. рис. 2):

$$P_c = A \frac{v}{c} \cos \theta. \tag{9}$$

Коэффициент A равен

$$\mu A = \mp \frac{\gamma_1}{\gamma_0} \left[\frac{2X}{1+X^2} + \frac{2+j_2(j_2+1)-j_1(i_1+1)}{(1+X^2)2\sqrt{j_2(j_2+1)}} \right]. \tag{10}$$



Здесь $X = c_V M_F / c_A M_{G-T}$, где c_V и c_A — константы Рис. 4. $\beta\gamma$ -каскад. векторного и аксиально-векторного β -взаимодействия.

M_F и M_{G-T} — фермиевский и гамов-теллеровский матричные элементы соответственно. Выражение в квадратных скобках формулы (10) является отношением β_1/β_0 . Знак плюс соответствует электронному распаду (β^-), а знак минус — позитронному (β^+). Как показано в работе ¹⁷, в случае разрешенных β -переходов учет кулоновского поля ядра не меняет выражения (10).

Для фермиевского β -перехода ($M_F \neq 0, M_{G-T} = 0$) формула (10) приводит к значению $A = 0$, как и следует ожидать из общих соображений, поскольку лептонная пара испускается в синглетном состоянии и ядро после β -распада не может иметь поляризацию. При гамов-теллеровском β -переходе ($M_F = 0, M_{G-T} \neq 0$) $X = 0$ и выражение (10) не зависит от матричных элементов. Поэтому значение A может быть точно вычислено, если известны характеристики последующих радиационных переходов (γ_1/γ_0). Например, для $Co^{60} (5^+ \xrightarrow{\beta^-} 4^+ \xrightarrow{\gamma} 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+)$ $A = -0,33$, для $Na^{22} (3^+ \xrightarrow{\beta^+} 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+)$ $A = +0,33$. Реально $M_F \neq 0$ и $M_{G-T} = 0$ осуществляется лишь в β -переходах типа $0 \rightarrow 0$, а $M_F = 0, M_{G-T} \neq 0$ в β -переходах с изменением момента количества движения на единицу, $\Delta j = 1$. Если же при β -распаде момент количества движения ядра не меняется ($\Delta j = 0$), то основными правилами отбора разрешены оба матричных элемента ($M_F \neq 0$ и $M_{G-T} \neq 0$). На рис. 5, взятом из работы ²¹, иллюстрируется графически зависимость A от величины отношения $c_V M_F / c_A M_{G-T} = X$ при значениях $j_1 = 1, j_2 = 1, j_3 = 0, L = 1$. Верхняя кривая ($X > 0$) соответствует различным фазам M_F и M_{G-T} , нижняя — одинаковым.

Таким образом, измеряя степень круговой поляризации γ -квантов P_c (9), испускаемых вслед за β -распадом, можно найти экспериментальное значение $A_{\text{эксп}}$. Путем сравнения экспериментального и теоретического (10)

значений A в разрешенных β -переходах можно определить: во-первых, полные моменты количества движения уровней j_1, j_2, j_3 ; во-вторых, отношения ядерных матричных элементов β - и γ -переходов X и Δ соответственно. Наибольшую ценность представляет возможность определения отношения фермиевских и гамов-теллеровских матричных элементов, в том числе соотношения фаз (см. рис. 5). Если к тому же использовать, как правило,

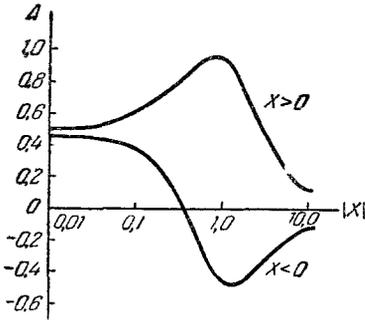


Рис. 5. Зависимость коэффициента корреляции A (8) от $X = c_V M_F / c_A M_{G-T}$ (10) при $j_1 = 1, j_2 = 1$ и $j_3 = 0$.

известные значения ft соответствующего β -перехода, то удастся определить и абсолютные величины матричных элементов M_F и M_{G-T} . В разделе 4 настоящего обзора будут приведены результаты экспериментальных работ по данному вопросу.

в) С л у ч а й з а п р е щ е н н ы х β - п е р е х о д о в

Интерпретация результатов измерения круговой поляризации в запрещенных β -переходах существенно осложняется тем, что число ядерных матричных элементов, определяющих даже однократно запрещенный β -переход, значительно больше, чем в разрешенных β -переходах.

Мы ограничимся рассмотрением лишь однократно запрещенных β -переходов, так как литературные данные о β -переходах более высокой степени запрета не вполне определены.

Известно, что ранг ядерных матричных элементов β -перехода Δ , равный полному моменту, уносимому лептонной парой, удовлетворяет соотношению

$$|j_1 - j_2| \equiv \Delta j \leq \Delta \leq j_1 + j_2, \tag{11}$$

где j_1 и j_2 — моменты количества движения начального и конечного состояний ядра при β -распаде. Главный вклад в вероятность однократно запрещенного β -перехода дают матричные элементы с тремя значениями Δ , а именно $\Delta = 0, 1$ и 2 :

$$\left. \begin{aligned} \eta\omega &= c_A \int \sigma \mathbf{r}, & \eta\xi'v &= c_A \int i\gamma_5, & \Delta &= 0, \\ \eta u &= c_A \int i\sigma \times \mathbf{r}, & \eta x &= -c_V \int \mathbf{r}, & \eta\xi'y &= -c_A \int i\alpha, & \Delta &= 1, \\ \eta z &= c_A \int B_{ij}, & & & & \Delta &= 2. \end{aligned} \right\} \tag{12}$$

Здесь ядерные параметры u, v, ω, x, y и z , введенные согласно работе ²², выражают собой отношение различных матричных элементов к стандартному матричному элементу η , так что $|\eta|^2$ входит в выражение вероятности β -распада множителем и его величина определяется из значения ft . Фактор $\xi' = 1/4 R_\pi$ (R_π — радиус ядра) вводится для того, чтобы параметры v и y , определяемые релятивистскими матричными элементами, имели ту же размерность, что и u, ω, x . Приводимые ниже формулы будут содержать матричные элементы, выраженные через ядерные параметры в соответствии с (12).

Таким образом, однократно запрещенные β -переходы определяются шестью матричными элементами. Однако в ряде случаев некоторыми из них можно пренебрегать. Так, в однократно запрещенных β -переходах

с разрешенной формой β -спектра матричный элемент $c_A \int B_{ij}$ мал по сравнению с другими. При этом если $\Delta j = 1$, то согласно правилу (11) отличны от нуля только три матричных элемента с $\Lambda = 1$, а если $\Delta j = 0$, то пять матричных элементов с $\Lambda = 0$ и $\Lambda = 1$. Если же $\Delta j = 2$, то имеет место уникальный переход, форма β -спектра которого всегда отлична от разрешенной и в котором единственным матричным элементом является $c_A \int B_{ij}$. Случаи β -переходов с формой β -спектра, отличной от разрешенной, будут рассмотрены в дальнейшем.

Угловая зависимость функции корреляции $W(\theta)$ для однократно запрещенных β -переходов может быть получена из выражения (2) и будет представлена полиномами Лежандра P_0, P_1, P_2 и P_3 с соответствующими коэффициентами. Коэффициент β_3 перед полиномом P_3 представляется в виде некоторого произведения, в которое матричный элемент $c_A \int B_{ij}$ входит сомножителем, поэтому при разрешенной форме β -спектра член с β_3 может быть отброшен. Коэффициент перед P_2 не зависит от круговой поляризации γ -квантов и может быть выражен через коэффициент анизотропии $\beta\gamma$ -корреляции направлений ϵ . В случае β -переходов с разрешенной формой β -спектра такая корреляция отсутствует и, следовательно, член с $P_2(\cos \theta)$ не дает вклада в угловую зависимость. Таким образом, для однократно запрещенных β -переходов с разрешенной формой β -спектра функция корреляции $W(\theta)$ имеет угловую зависимость, аналогичную случаю разрешенных β -переходов и определяемую выражением (8). При этом коэффициент A , так же как и в разрешенных β -переходах, не зависит от энергии β -частиц, однако при $\Delta j = 0$ является функцией всех пяти ядерных матричных элементов, соответствующих β -переходу первого запрета. Если же $\Delta j = 1$, то коэффициент A не зависит от матричных элементов, как и в разрешенных переходах.

Случай, когда $\Delta j = 0$, является с точки зрения интерпретации эксперимента очень сложным, так как не представляется возможным осуществить достаточное количество независимых опытов, чтобы определить величины всех пяти ядерных матричных элементов. Путем измерения круговой поляризации γ -квантов можно найти соотношения между матричными элементами нулевого ранга V и матричными элементами первого ранга Y , входящими в выражение для A как V/Y :

$$V = \xi'v + \xi\omega; \quad Y = \xi'y - \xi(u + x), \quad (13)$$

где $\xi = \alpha Z/2R_n$, α — постоянная тонкой структуры, Z — заряд ядра. В этом отношении ситуация несколько упрощается, если соответствующий β -переход является «кулоновским».

При учете кулоновского поля ядра в выражении для вероятности запрещенного β -перехода возникают члены порядка αZ , причем в тяжелых ядрах может оказаться, что эти члены будут играть основную роль. Такие β -переходы носят название «кулоновских» и были впервые рассмотрены в работе ²³, а затем в ¹⁹. Условием существования кулоновского β -перехода является выполнение неравенств

$$\alpha Z \gg pR_n \text{ и } \alpha Z \gg \frac{v_n}{c}, \quad (14)$$

где p — импульс β -частицы, R_n — средний радиус ядра, v_n — скорость нуклонов в ядре, c — скорость света. При этом форма β -спектра не должна отличаться от разрешенной. В кулоновских β -переходах

пренебрегают, кроме $c_A \int B_{ij}$, еще и релятивистскими матричными элементами $c_A \int ij_3$ и $c_V \int ia$.

В результате в кулоновских однократно запрещенных β -переходах при $\Delta j = 0$ коэффициент асимметрии A (8), (9) зависит от трех ядерных матричных элементов $c_V \int r$, $c_A \int \sigma r$ и $c_A \int i\sigma \times r$. Выражение для A в этом случае будет иметь вид ²³, аналогичный (10), если заменить X на

$$\Omega = \frac{-\omega}{x+u}, \quad (15)$$

где ω , x и u определяются из (12). На рис. 6 показана в качестве примера зависимость A от Ω при $j_1 = 5/2$, $j_2 = 5/2$, $j_3 = 3/2$ и радиационном

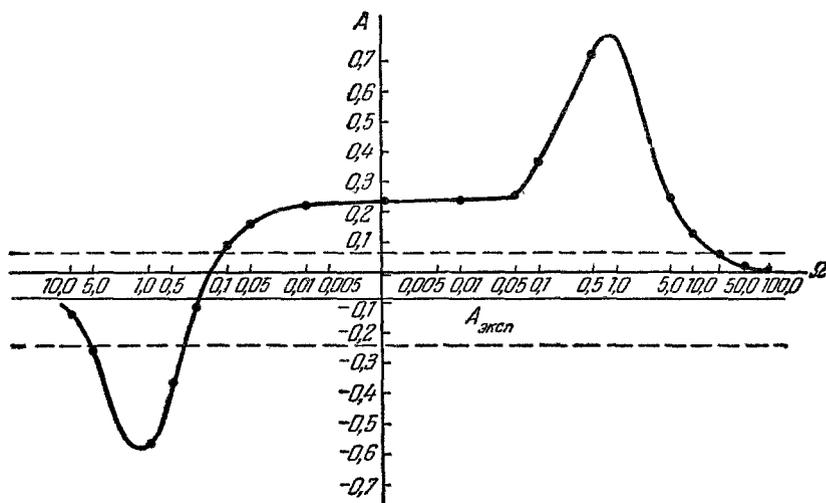


Рис. 6. Зависимость²³ величины коэффициента корреляции A от $\Omega = -\omega/(x+u)$ при $j_1 = 5/2$, $j_2 = 5/2$, $j_3 = 7/2$ и радиационном переходе $M1 + E2$ с $\Delta = 1$.

Значение $A_{\text{экср}}$ полученное в работе ⁷² для Nd^{147} , показано сплошной линией и пунктирной с учетом ошибок

$M1 + E2$ -переходе с $\Delta = 1$. Итак, измеряя круговую поляризацию γ -квантов в рассматриваемых кулоновских β -переходах, можно определить соотношение между нерелятивистскими матричными элементами разных рангов.

Большинство β -переходов первого запрета имеют разрешенную форму β -спектров. Это объясняется так называемым « ξ -приближением», в котором вероятность β -перехода разлагается в ряд по степеням $\xi \equiv \alpha Z/2R_N$ ($\alpha = 1/137$, Z — заряд ядра, R_N — радиус ядра) и отбрасываются все члены, кроме первого, содержащего ξ и не содержащего энергию β -частиц W . В таком приближении множитель формы спектра (C) является константой. В тех же случаях, когда форма спектра отличается от разрешенной, « ξ -приближение» теряет силу и приведенное выше рассмотрение неприемлемо. Угловая зависимость функции корреляции $W(\theta)$ будет определяться полиномами Лежандра, включая полином третьей степени:

$$W(\theta) = A_0 + A_2 P_2(\cos \theta) + \mu [A_1 P_1(\cos \theta) + A_3 P_3(\cos \theta)]. \quad (16)$$

Здесь, как и в общем случае, от круговой поляризации μ зависят только коэффициенты при полиномах нечетного порядка. Из выражения (16) согласно (1) получаем степень круговой поляризации γ -квантов

$$P_c = \frac{A_1/A_0 \cdot P_1(\cos \theta) + A_3/A_0 \cdot P_3(\cos \theta)}{1 + A_2/A_0 \cdot P_2(\cos \theta)}. \quad (17)$$

Коэффициенты A_0 , A_1 , A_2 и A_3 зависят от энергии β -частиц W и выражаются через матричные элементы, включая $c_A \int B_{ij}$ (11), (12), причем A_0 есть не что иное, как поправочный множитель к форме β -спектра $A_0 = C(W)$. Знаменатель в (17) является функцией $\beta\gamma$ -корреляции направлений, коэффициент асимметрии которой $\epsilon = A_2/A_0$. Для уникальных β -переходов ($\Delta j = 2$) картина упрощается, так как согласно правилу отбора (11) коэффициенты A_0 , A_1 , A_2 и A_3 зависят только от одного матричного элемента $c_A \int B_{ij}$, который сокращается при вычислении отношений A_1/A_0 , A_2/A_0 , A_3/A_0 . Следовательно, для уникального перехода P_c вообще не зависит от матричных элементов и может быть точно вычислена.

Выражения для A_0 , A_1 , A_2 и A_3 (соответственно P_c), как функций матричных элементов и энергии W в общем случае однократно запрещенных β -переходов, приводятся в работах Котани ^{22*} и Вейденмюллера ²⁴. В этих работах использовалось приближение Конопинского — Уленбека, в котором, во-первых, в разложении вероятности β -распада по степеням ξ (или просто « ξ -разложению») учитываются лишь первые три члена; во-вторых, не учитываются поправки на конечные размеры ядра, в-третьих, пренебрегают эффектами третьего и более высокого запрета.

Экспериментально обнаружены значительные отклонения от разрешенной формы β -спектра в однократно запрещенных переходах типа

$$3^- \xrightarrow{\beta^-} 2^+ (\text{Ga}^{72}, \text{Sb}^{124}, \text{La}^{140}, \text{Eu}^{152}, \text{Eu}^{154}) \text{ и } 2^- \xrightarrow{\beta^-} 2^+ (\text{Rb}^{88}, \text{Sb}^{122})$$

с последующим радиационным $E2$ -переходом в основное состояние четно-четного ядра. С точки зрения интерпретации экспериментальных результатов более простым является $\beta\gamma$ -каскад $3^- \xrightarrow{\beta^-} 2^+ \xrightarrow{E2} 0^+$, поскольку величина P_c для него определяется меньшим числом матричных элементов. Для этого случая в работах ²² и ²⁴ коэффициенты A_0 , A_1 , A_2 и A_3 записаны как функции ядерных параметров x , u , z (12) и Y (13). Полагая $z = 1$, получаем стандартный матричный элемент $\eta = c_A \int B_{ij}$, значение которого определяется непосредственно из ft . Это означает, что $c_A \int B_{ij} \neq 0$, тогда как другие матричные элементы могут быть равными нулю. Таким образом, в рассматриваемых переходах величина P_c определяется тремя ядерными параметрами x , u и Y . Следовательно, путем измерения круговой поляризации γ -квантов можно получить сведения о соответствующих ядерных матричных элементах. Для того чтобы эта задача стала определенной, необходимо выполнить измерения P_c либо при разных энергиях электронов W , либо при разных углах разлета электронов и γ -квантов θ .

Угловую зависимость функции корреляции $W(\theta)$ для случая, когда форма β -спектра отлична от разрешенной, удобно представить в виде, аналогичном (8):

$$W(\theta) = 1 + \mu \omega(W, \theta) \frac{v}{c} \cos \theta, \quad (18)$$

* В работе ²² допущена опечатка. В формуле (A5) на стр. 805 вместо $(u - z)$ должно быть $(u - x)$.

где $\omega(W, \theta)$, в отличие от A в (8), является функцией энергии β -частиц W и угла θ . Такое выражение для $W(\theta)$ дано в работе ²²; там же приведен явный вид $\omega(W, \theta)$, выражающейся через ядерные параметры (12). На рис. 7, взятом из работы ²², показана зависимость коэффициента асимметрии ω от энергии электронов W при $W_0 = 5,5$ для двух углов $\theta = 150^\circ$ (пунктирные линии) и $\theta = 135^\circ$ (сплошные линии). На рис. 8 показана угловая зависимость ω при $W = 5$. Кривые на рис. 7 и 8 соответствуют разным наборам ядерных параметров: 1) $z = 1, Y = 0, x = u = 0$ (уникальный β -переход); 2) $z = 1, Y = 0,27, x = u = 0$ (так называемое

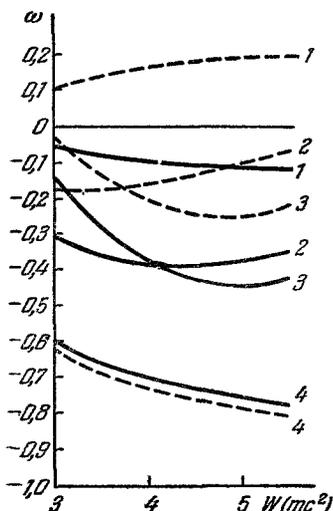


Рис. 7. Коэффициент корреляции $\omega = P_c/(v/c \cos \theta)$ как функция энергии β -частиц W ($W_0 = 5,5$). Сплошные кривые относятся к значению $\theta = 135^\circ$, пунктирные к $\theta = 150^\circ$. Кривые соответствуют значениям ядерных параметров: 1) $Y = 0, x = u = 0, z = 1$; 2) $Y = 0,27, x = u = 0, z = 1$; 3) $Y = 1,8, u = -0,1, x = 0,75, z = 1$; 4) $Y = 5,5, u = -0,3, x = 0,7, z = 1$.

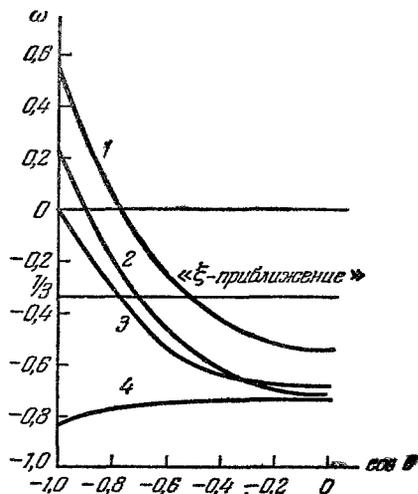


Рис. 8. $\omega = P_c/(v/c \cos \theta)$ как функция $\cos \theta$.

θ — угол разлета β -частиц и γ -квантов
1 — 4 — то же, что и на рис. 7.

« B_{ij} -приближение»); 3) $z = 1, Y = 1,8, u = -0,1, x = 0,75$; 4) $z = 1, Y = 5,5, u = -0,3, x = 0,7$ (случай «сокращения» ядерных матричных элементов). Из рисунков видно, что коэффициент ω весьма чувствителен к изменениям наборов ядерных параметров. Так, кривая, отвечающая уникальному переходу (набор 1) резко отличается от кривой, соответствующей набору 4). Случай β -перехода с разрешенной формой спектра, когда действует « ξ -приближение», представляется прямой линией. Зависимость ω от энергии W менее резкая, чем от угла θ , поэтому для точного определения абсолютных значений ядерных параметров выгоднее использовать угловую зависимость. Такого рода эксперименты были выполнены Александром и Стеффеном ²⁵ и Гартвигом и Шоппером ²⁶ при измерении круговой поляризации в Sb^{124} и ряда других ядер.

Экспериментально наблюдаемыми величинами, зависящими от тех же ядерных параметров, являются, кроме степени круговой поляризации γ -квантов P_c , также поправочный множитель формы спектра $S(W)$, коэффициент асимметрии $\beta\gamma$ -корреляции направлений $\epsilon(W)$, продольная поляризация электронов P_e , $\beta\gamma$ -корреляция с выделением продольной

поляризации β -частиц и т. п. Поэтому в ряде случаев оказывается возможным использовать совокупность результатов различных независимых опытов для определения ядерных параметров, а следовательно, ядерных матричных элементов. Такой способ был применен в работах ^{27, 28, 96} при обработке результатов измерения круговой поляризации γ -квантов в La^{140} .

В настоящем разделе при рассмотрении теоретических соотношений не учитывалась возможная деполяризация ядер в возбужденных состояниях, возникающих в результате β -распада. Подобная деполяризация может быть связана с взаимодействием ядра с внеядерными полями и имеет место во всех корреляционных явлениях, если время жизни возбужденного состояния достаточно велико. При измерении круговой поляризации γ -квантов деполяризация ядер рассматривалась при интерпретации опытов с Sc^{46} ,²⁹ и будет обсуждаться в дальнейшем.

3. ИЗМЕРЕНИЕ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ γ -КВАНТОВ

Измерение круговой поляризации γ -квантов, испускаемых ядрами после β -распада, сводится к выделению $\beta\gamma$ -совпадений при фиксированном угле θ между направлениями вылета γ -кванта и β -частицы (см. рис. 2) с одновременным детектированием круговой поляризации γ -квантов. С экспериментальной точки зрения основная трудность состоит в детектировании круговой поляризации γ -квантов. При угле $\theta \cong 0^\circ$ или 180° степень круговой поляризации P_c (9), (17) может в ряде случаев достигать весьма значительной величины ($\sim 30\%$). Однако применяемые в настоящее время анализаторы круговой поляризации γ -квантов (поляриметры) обладают малой эффективностью, что существенно осложняет выполнение экспериментов.

В обзоре Шоппера³⁰ подробно рассмотрены различные принципиально возможные способы измерения круговой поляризации γ -квантов. Наибольшей эффективностью обладает способ, использующий комптоновское рассеяние на поляризованных в намагниченных ферромагнетиках электронах. Впервые этот метод был предложен Я. Б. Зельдовичем³¹ и в дальнейшем подробно рассмотрен теоретически Гельбергом³² и Лицсом и Толхуком³³. В подавляющем большинстве экспериментов по измерению круговой поляризации γ -квантов, выполненных к настоящему времени, использовалось комптоновское рассеяние вперед на поляризованных электронах. Этот метод основан на значительной зависимости величины сечения комптоновского рассеяния от угла между направлениями спина γ -кванта и спина электрона. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния определяется формулой

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \{ \Phi_0 + P_1 \Phi_1 + f P_c \Phi_c \}. \quad (19)$$

Здесь r_0 — классический радиус электрона, k_0 и k — энергии падающего и рассеянного квантов, P_1 — степень линейной поляризации, P_c — степень круговой поляризации, f — доля поляризованных электронов в рассеивателе, Φ_0 — сечение комптоновского рассеяния, нечувствительное к поляризации, Φ_1 и Φ_c — доли сечения, зависящие от поляризации:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_0 &= 1 + \cos^2 \vartheta + (k_0 - k)(1 - \cos \vartheta), \\ \Phi_1 &= \sin^2 \vartheta, \\ \Phi_c &= -(1 - \cos \vartheta) [(k_0 + k) \cos \vartheta \cos \psi + k \sin \vartheta \sin \psi \cos \varphi], \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

где ϑ — угол рассеяния, ψ — угол между импульсом падающего γ -кванта \mathbf{k}_0 и спином электрона \mathbf{s} , φ — угол между плоскостями $(\mathbf{k}_0\mathbf{s})$ и $(\mathbf{k}_0\mathbf{k})$.

Из выражения для Φ_c следует, что при изменении направления спина электронов в рассеивателе на обратное (что достигается перемагничиванием), т. е. при изменении ψ на $\psi + \pi$, Φ_c меняет знак. Относительный эффект (δ) при этом определяется следующим образом:

$$\delta = \frac{d\sigma(\psi) - d\sigma(\psi + \pi)}{\frac{1}{2} [d\sigma(\psi) + d\sigma(\psi + \pi)]} = \frac{2fP_c\Phi_c/\Phi_0}{1 + P_1(\Phi_1/\Phi_0)}. \quad (21)$$

Естественно, что величина эффекта для данного P_c будет наибольшей при максимальном значении отношения Φ_c/Φ_0 .

Отношение Φ_c/Φ_0 является функцией углов ϑ , ψ и φ и начальной энергии γ -квантов (20). При использовании комптоновского рассеяния вперед, связанного с изменением ψ на $\psi + \pi$, удобно взять $\varphi = 0$. Углы ϑ

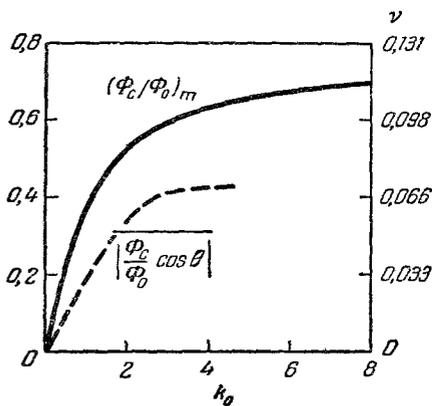


Рис. 9. Максимальное значение $(\Phi_c/\Phi_0)_m$ при оптимальных углах $\vartheta = \vartheta_m$ и $\psi = \psi_m$ в зависимости от начальной энергии γ -квантов k_0 (сплошная кривая). ν — эффективность установки. Пунктирная кривая — $(\Phi_c/\Phi_0) \cos \vartheta$, усредненная для установки авторов.

и ψ подбираются такими, чтобы величина Φ_c/Φ_0 была максимальной. Оптимальные значения углов ϑ_m и ψ_m зависят от начальной энергии γ -квантов k_0 . Вопросы, касающиеся выбора оптимальной геометрии измерений, рассмотрены в обзоре³⁰. В качестве примера укажем, что для $k_0 = 2$ (в единицах mc^2) $\vartheta_m = 56^\circ$, $\psi_m = 25^\circ$. На рис. 9 приведены максимальные значения $(\Phi_c/\Phi_0)_m$ при оптимальных углах $\vartheta = \vartheta_m$ и $\psi = \psi_m$ в зависимости от начальной энергии k_0 . Из рисунка видно, что величина $(\Phi_c/\Phi_0)_m$ достигает значений 0,7 при достаточно больших энергиях γ -квантов ($k_0 > 8$). Для малых энергий ($k_0 \leq 1/2$) использование рассеяния вперед для детектирования круговой поляризации γ -квантов оказывается малоэффективным из-за уменьшения Φ_c/Φ_0 . В этом случае согласно работе³⁵

более целесообразно измерять азимутальную анизотропию, связанную с изменением угла $\varphi = 0$ на $\varphi = \pi$ при фиксированных $\vartheta = \pi/2$ и $\psi = \pi/2$.

Итак, при $k_0 \geq 1/2$ $(\Phi_c/\Phi_0)_m$ имеет довольно большие значения (от 0,25 до 0,7). Однако, поскольку доля поляризованных электронов f мала и для железа достигает лишь 0,08, величина эффекта (δ) даже при 100% поляризации γ -квантов ($P_c = 1$) не может быть больше $\sim 8\%$. В действительности P_c имеет значения $\leq 0,30$. К тому же в реальной установке углы ϑ , ψ и φ всегда в той или иной степени размыты, поэтому в выражение (21) войдет среднее значение $\overline{\Phi_c/\Phi_0}$, которое меньше, чем $(\Phi_c/\Phi_0)_m$, соответствующее оптимальным углам. В результате величина практически наблюдаемого эффекта в лучшем случае достигает 2%. Среднее значение Φ_c/Φ_0 зависит от конкретной геометрии установки.

В выражение (21), определяющее эффект δ , входит также член $P_1 \Phi_1/\Phi_0$ с линейной поляризацией γ -квантов. Однако при измерении круговой поляризации γ -квантов, испускаемых вслед за разрешенными и однократно запрещенными β -переходами с разрешенной формой β -спектра, линейная поляризация не возникает ($P_1 = 0$). В случае запрещенных β -переходов с формой β -спектра, отличной от разрешенной, $P_1 \neq 0$. Вместе с тем, если поляриметр обладает вращательной симметрией, член с линейной поляризацией выпадает после усреднения по геометрии. Это

обстоятельство, наряду с большим телесным углом детектирования рассеянного излучения и широкими пределами, в которых углы ϑ и ψ близки к оптимальным, приводит к тому, что установка, обладающая вращательной симметрией, является наиболее удобной и применяется почти во всех измерениях P_c , основанных на комптоновском рассеянии вперед.

Путем измерения степени круговой поляризации γ -квантов, испускаемых вслед за β -распадом, определяют экспериментальные значения коэффициентов корреляции A (10), если форма β -спектра разрешенная, или ω (18), если форма β -спектра отлична от разрешенной. И в том и в другом случае P_c является функцией угла разлета β -частицы и γ -кванта θ , который для реальной установки размыт. Следовательно, при переходе от P_c к A или ω необходимо усреднять величину $\Phi_c/\Phi_0 \cdot \cos \theta$. Полученное таким образом выражение характеризует эффективность всей установки ν , причем

$$\nu = 2f \left| \frac{\Phi_c}{\Phi_0} \cos \theta \right|. \quad (22)$$

В работе ³⁰ приведен способ вычисления среднего значения $(\Phi_c/\Phi_0) \cos \theta$ для установки, обладающей вращательной симметрией. На рис. 9 пунктирной кривой показаны значения $|\Phi_c/\Phi_0 \cos \theta|$, как функции энергии γ -квантов k_0 , для конкретной установки, использованной авторами ³⁴. Правая шкала дает соответствующие значения эффективности ν (22).

В результате измерений эффекта δ определяются экспериментальные значения A и ω :

$$A \text{ или } \omega = \frac{\delta}{2f \frac{\nu}{c} \left| \frac{\Phi_c}{\Phi_0} \cos \theta \right|}. \quad (23)$$

Как отмечалось ранее, в запрещенных β -переходах с формой спектра, отличной от разрешенной, коэффициент корреляции $\omega(W, \theta)$ зависит от угла θ и энергии электронов W . В этом случае из эксперимента по формуле (23) определяется некоторое среднее значение $\omega(W, \theta)$, которое не равно $\omega(\bar{W}, \bar{\theta})$, вычисляемому теоретически для средних \bar{W} и $\bar{\theta}$. Однако в ряде случаев, когда разброс W и θ мал, а точность измерений невысока, можно считать, что $\omega(W, \theta) \cong \omega(\bar{W}, \bar{\theta})$. Более подробно вопрос обработки результатов измерений с запрещенными β -переходами изложен в работе ³².

В связи с малостью реально наблюдаемого эффекта ($\delta \leq 2\%$) для получения достаточной точности результата необходимы большая эффективность счета $\beta\gamma$ -совпадений и выполнение длительных измерений. В работах по измерению круговой поляризации γ -квантов используется сцинтилляционная методика, обеспечивающая большую эффективность счета излучений при высокой разрешающей способности отбора временных совпадений. Электроника, применяемая в подобных опытах, должна обладать повышенной стабильностью. Кроме того, при конструировании установки должны быть приняты особые меры для устранения возможного аппаратного эффекта, связанного с влиянием рассеянного магнитного поля на сцинтилляционные счетчики.

На рис. 10 изображена блок-схема конкретной установки для измерения круговой поляризации с отбором $\beta\gamma$ -совпадений ³⁴. β -частицы, испускаемые радиоактивным источником, регистрируются сцинтилляционным β -детектором с кристаллом антрацена; γ -кванты, рассеянные намагниченным цилиндром (рассеиватель), регистрируются сцинтилляционным γ -детектором с кристаллом NaJ (Tl). Рассеиватель-источник, γ - и β -детекторы

имеют общую ось (вращательная симметрия). Вдоль оси внутри цилиндра располагается свинцовый конус, закрывающий γ -детектор от прямого попадания γ -квантов. Рассеиватель изготовлен из пермендюра, в котором индукция $B = 2,2 \cdot 10^4$ эс достигается в полях $H \approx 15$ э. Изменение направления поляризации электронов в рассеивателе производится переключением направления тока в обмотке магнита. Доля поляризованных электронов в рассеивателе составляет $f = 8,2\%$. Использование светопроводов длиной до 15 см и пермалоевых экранов устраняется влияние рассеянного магнитного поля на работу фотоумножителей.

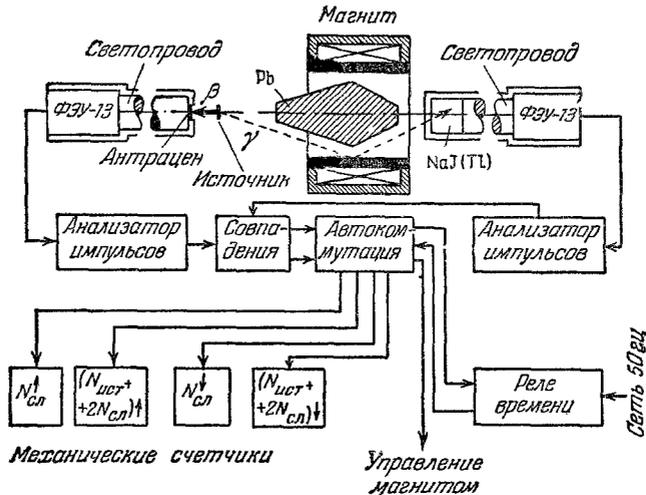


Рис. 10. Блок-схема установки ³⁴ для измерения круговой поляризации γ -квантов с отбором $\beta\gamma$ -совпадений.

Оба канала установки, являющиеся сцинтилляционными β - и γ -спектрометрами, состоят из усилителей и амплитудных анализаторов, импульсы с которых следуют на схему отбора двойных совпадений. В γ -канале, где скорость счета $\sim 10^3$ имп/сек, используется «щелевой» амплитудный анализатор импульсов ³⁵. В β -канале, где скорость счета достигает $\sim 10^5$ имп/сек, импульсы на выходе ФЭУ формируются короткозамкнутой линией и после усиления следуют на быстродействующий анализатор. В установке используется схема совпадений с одновременным отбором полных $(N_{исл} + 2N_{случ})$ и случайных $(N_{случ})$ совпадений и разрешающей способностью $\tau = 3 \cdot 10^{-8}$ сек. Такая схема совпадений позволяет исключить ошибки, связанные с изменением τ в процессе измерений. Процесс измерений осуществляется автоматически. Время однократного измерения совпадений задается реле времени и равно $t_{из} = 20,5$ сек. Блок автоматической коммутации по истечении времени $t_{из}$ отключает одну группу пересчетных приборов, переключает направление магнитного поля в рассеивателе, и включает другую группу пересчетных приборов. Числа $\beta\gamma$ -совпадений, соответствующие разным направлениям магнитного поля, накапливаются при многократном повторении рабочих циклов.

В результате работы установки определяется число $\beta\gamma$ -совпадений, связанное с противоположными направлениями спинов электронов в рассеивателе. Величина эффекта δ определяется как

$$\delta = \frac{2 [N(\uparrow) - N(\downarrow)]}{N(\uparrow) + N(\downarrow)}, \quad (24)$$

где $N(\uparrow)$ — число $\beta\gamma$ -совпадений при направлении магнитного поля в рассеивателе на источник, а $N(\downarrow)$ — от источника. По величине δ вычисляются коэффициенты A или ω .

Использованные в работах других авторов установки в ряде случаев отличаются от описанной выше электроникой и формой магнита. Так, если интенсивность γ -квантов мала, некоторые преимущества имеет магнит с полукруглым сечением (рис. 11), поскольку телесный угол в этом случае значительно больше, а углы ϑ и ψ все же близки к оптимальным³⁷. В некоторых работах используются так называемые «быстро-медленные» схемы совпадений; это позволяет повысить разрешающее время до $\tau \approx 5 \cdot 10^{-9}$ сек²¹.

Для измерения зависимости круговой поляризации P_c от угла θ установка несколько изменяется. В этом случае необходима более жесткая геометрия и вращательная симметрия невозможна. Для этой цели применяются свинцовые секторы^{25, 26}, которыми закрываются части внутренней полости рассеивающего цилиндра.

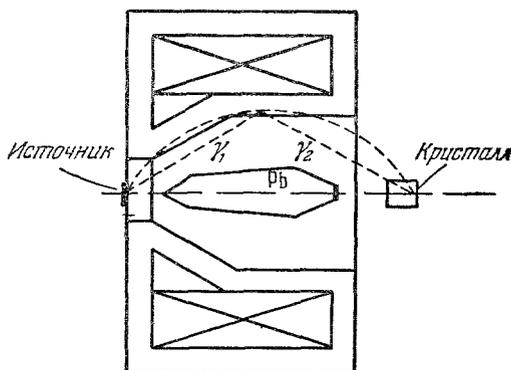


Рис. 11. Геометрия поляриметра круговой поляризации γ -квантов с большим телесным углом³⁷.

4. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

а) Разрешенные β -переходы

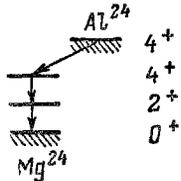
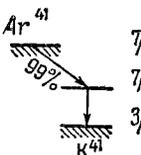
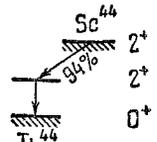
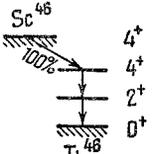
В табл. I приведены литературные данные по измерению круговой поляризации γ -квантов, испускаемых ядрами вслед за разрешенными β -переходами, полученные до середины 1963 г. В ней указаны: исходное ядро и тип β -перехода, спины и другие характеристики уровней и схемы исследованных $\beta\gamma$ -каскадов, энергии β -частиц и γ -квантов, экспериментальные значения коэффициентов корреляции A и полученные из них по формуле (10) значения $X = c_V M_F / c_A M_{G-T}$, а также некоторые физические выводы.

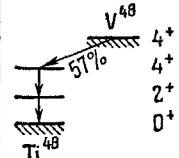
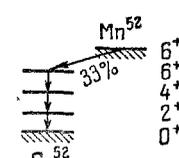
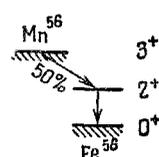
Опыты по измерению круговой поляризации γ -квантов, сопровождающих разрешенные β -переходы, можно разделить на две группы: а) измерения с целью определения неизвестных спинов уровней исследуемых $\beta\gamma$ -переходов, б) измерения с целью определения отношения ядерных матричных элементов β -переходов. Первая группа опытов существенно ограничена тем обстоятельством, что имеются более простые и надежные способы определения спинов, однако в ряде случаев такие эксперименты оказались весьма эффективными.

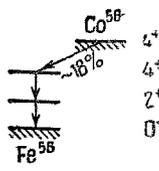
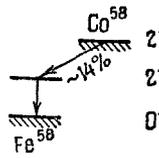
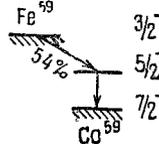
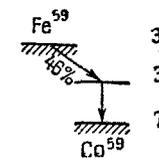
Na^{22} , Na^{24} , Co^{60} . Первый эксперимент по измерению круговой поляризации γ -квантов, испускаемых ядрами после β -распада, был выполнен, как указывалось ранее, в 1957 г. Шоппером⁸ с целью проверки гипотезы о несохранении четности в слабых взаимодействиях. Измерения проводились с ядрами Co^{60} и Na^{22} , у которых наблюдаются интенсивные ($\sim 100\%$) разрешенные соответственно β^- - и β^+ -переходы с $\Delta j = 1$. Следовательно, в обоих случаях коэффициент корреляции A (8) не зависит от ядерных матричных элементов, причем это имеет место для любой комбинации вариантов β -взаимодействия (ST или VA). Значения $A_{\text{теор}}$ предсказывались

Таблица I

Исходное ядро и тип β -распада	Спины, изотопические спины (I) и другие (одночастичные) характеристики исходного ядра (J_1) и последовательных возбужденных уровней конечного ядра (J_2, \dots)					Энергия β -перехода да, кэв	$\lg ft$ β -перехода	Энергии последовательных γ -переходов $E_{\gamma i}$, кэв ($i=1, 2, 3$)	Мультипольность радиационного перехода	Коэффициент корреляции $A_{эксп}$	$X = \frac{сум R}{сум G T}$, вычисленное по (10)	Литература	Схема исследованных $\beta\gamma$ -каскадов	Примечания
	J_1	J_2	J_3	J_4	J_5									
$^{20}_{-11}\text{F}^{\beta-}$	(2)	2	0	—	—	5420	5,0	$\gamma_1=1630$	$E2$	$+0,14 \pm 0,06$	$-0,12^{+0,21}_{-0,10}$	55		Согласуется с теорией при $J_1=2$, а не $J_1=1$, как было принято ранее
$^{22}_{\beta+}\text{Na}^{11}$	3	2	0	—	—	540	7,3	$\gamma_1=1280$	$E2$	$+0,377 \pm 0,046$	0	33		Исследовался многими авторами. Все результаты хорошо согласуются с $A_{теор} = +\frac{1}{3}$
$^{24}_{\beta-}\text{Na}^{11}$	$T=1$ 4	$T=0$ 4	2	0	—	1400	6,1	$\gamma_1=2750$ $\gamma_2=1380$	$E2$ $E2$	$+0,075 \pm 0,024$ $+0,07 \pm 0,04$ $+0,06 \pm 0,03$ $-0,063 \pm 0,047$ $+0,12 \pm 0,03$	$+0,01 \pm 0,03$ $+0,02 \pm 0,05$ $+0,03 \pm 0,05$ $0,21 \pm 0,07$ $ X < 0,1$	59 42 49 39 60		

${}_{18}\text{Ar}_{11}^{24}\beta^+$	$T=1$ 4	$T=0$ 4	2	0	—	8500		$\gamma_1=2750$ $\gamma_2=1380$	E2 E2	$-0,089\pm 0,057$	$+0,007\pm 0,075$	91		
${}_{18}\text{Ar}_{23}^{41}\beta^-$	$T=5/2$ 7/2	$T=3/2$ 7/2	$3/2$ $d_{3/2}$			1200	5,0	1290	M2	$+0,33\pm 0,07$ $+0,07\pm 0,07$	$-0,66\pm 0,11$ $+0,03\pm 0,09$	61 52		Более вероятно значение из работы 52
${}_{21}\text{Sc}_{23}^{44}\beta^+$	$T=1$ 2	$T=2$ 2	0	—	—	1470	5,3	1160	E2	$-0,02\pm 0,04$ $-0,149\pm 0,030$	$-0,18\pm 0,05$ $-0,02\pm 0,0355$	42 59		
${}_{21}\text{Sc}_{25}^{46}\beta^-$	$T=2$ 4	$T=1$ 4	2	0	—	357	6,2	$\gamma_1=1118$ $\gamma_2=892$	E2 E2	$+0,33\pm 0,04$ $+0,29\pm 0,11$ $+0,24\pm 0,04$ $+0,24\pm 0,02$ $+0,10\pm 0,02$ $+0,068\pm 0,016$ $\geq 0,215\pm 0,019$ $+0,19\pm 0,03$ $+0,113\pm 0,008$	$-0,39\pm 0,07$ $-0,32\pm 0,14$ $-0,22\pm 0,08$ $-0,22\pm 0,04$ $-0,02\pm 0,02$ $+0,020\pm 0,025$ $\geq 0,22$ $-0,15\pm 0,05$ $-0,040\pm 0,011$	42 38 48 49 50 51,73 29 89 92		

Исходное ядро и тип β -распада	Спины, изогипические спины (I) и другие (однечастичные) характеристики исходного ядра (j_1) и последовательных возбужденных уровней конечного ядра (j_2, \dots)					Энергия β -перехода, кэв	lg ft β -перехода	Энергии последовательных γ -переходов $E_{\gamma i}$, кэв ($i=1, 2, 3$)	Мультипольность радиационного перехода	Коэффициент корреляции $A_{эисп}$	$X = \frac{с \gamma M_F}{с \Delta M G - T}$, вычисленное по (10)	Литература	Схема исследованных β -каскадов	Примечания
	j_1	j_2	j_3	j_4	j_5									
$^{26}_{\beta^+} V_{25}^{26}$	$T=1$ 4	$T=2$ 4	2	0	—	690	6,1	$\gamma_1 = 1320$ $\gamma_2 = 990$	$E2$ $E2$	$0,00 \pm 0,04$ $0,06 \pm 0,05$ $-0,066 \pm 0,035$	$+0,11 \pm 0,05$ $+0,19 \pm 0,07$ $-0,02 \pm 0,05$	50 42 62		
$^{25}_{\beta^+} Mn_{27}^{52}$	$T=1$ 6	$T=2$ 6	4	2	0	580	5,6	$\gamma_1 = 730$ $\gamma_2 = 940$ $\gamma_3 = 1460$	$E2$ $E2$ $E2$	$-0,023 \pm 0,003$ $-0,062 \pm 0,006$ $-0,079 \pm 0,025$ $-0,10 \pm 0,03$ $-0,16 \pm 0,03$ $0,00 \pm 0,02$	$-0,048 \pm 0,004$ $+0,004 \pm 0,010$ $+0,031 \pm 0,035$ $+0,060 \pm 0,04$ $+0,150 \pm 0,06$ $-0,08 \pm 0,03$	51 51 59 51 63 64		В работе 51 использованы данные экспериментов с ориентированными ядрами
$^{25}_{\beta^-} Mn_{31}^{56}$	3	2	0	—	—	2860	7,2	845	$E2$	$-\frac{1}{3} (0,80 \pm 0,06)$	0	55		Измерялась зависимость от v/c в области от 0,94 до 0,98, $A_{теор} = -\frac{1}{3}$

${}_{27}^{56}\text{Co}$ β^+	$T=1$ 4	$T=2$ 4	2	0	—	1470	8,6	$\gamma_1=1240$ $\gamma_2=845$	E2 E2	$-0,02\pm 0,06$ $0,00\pm 0,03$	$+0,08\pm 0,08$	65 62		4+ 4+ 2+ 0+	
${}_{27}^{58}\text{Co}$ β^+	2	2	0	—	—	485	6,6	814	E2	$-0,14\pm 0,07$	$-0,03\pm 0,04$	44		2+ 2+ 0+	
${}_{26}^{59}\text{Fe}$ β^-	$3/2$	$5/2$	$7/2$	—	—	462	6,7	1098	M1	$-0,46\pm 0,08$ $-0,23\pm 0,05$ $-0,066\pm 0,037$	0	66 62 73		$3/2^-$ $5/2^-$ $7/2^-$	Согласуется с теоретическим значением $A_{\text{теор}} = -0,5$ 66
${}_{26}^{59}\text{Fe}$ β^-	$T=7/2$ $3/2$ $P_{3/2}$	$T=5/2$ $3/2$ $P_{3/2}$	$7/2$ $f_{7/2}$			271	5,9	1289	E2	$-0,40\pm 0,20$ $-0,04\pm 0,11$ $+0,01\pm 0,10$	$-0,18\pm 0,20$	73 66 62		$3/2^-$ $3/2^-$ $7/2^-$	Нельзя считать вполне достоверными, поскольку эффект от β -перехода с $\Delta j=0$ маскируется на фоне β -перехода с $\Delta j=1$. Работа 73 согласуется с $j_2=5/2$

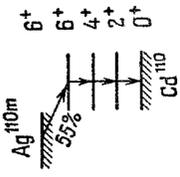
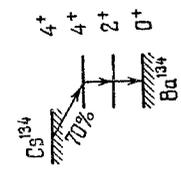
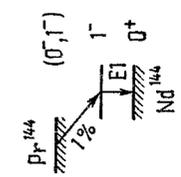
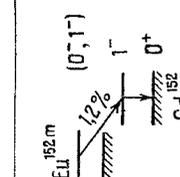
равными $-1/3$ для Co^{60} и $+1/3$ для Na^{22} . Полученные в результате измерений значения $A_{\text{эксп}}$ находились в отличном согласии с теоретическими, что явилось дополнительным убедительным подтверждением несохранения четности в β -распаде. В дальнейшем измерения с Co^{60} и Na^{22} выполнялись и другими авторами³⁸⁻⁴². Точность получаемых значений $A_{\text{эксп}}$ повышалась, а согласие их с теоретическими принималось как доказательство надежной работы аппаратуры и справедливости математической обработки, связанной с усреднением геометрии. В табл. I приводится по одному наиболее точному результату, полученному в измерениях с Co^{60} и Na^{22} .

Вслед за первыми опытами, подтвердившими несохранение четности, различные авторы осуществили измерения круговой поляризации γ -квантов с целью выяснения типа β -взаимодействия^{39, 42-44}. Были исследованы разрешенные β -переходы как с $\Delta j = 1$, так и с $\Delta j = 0$. Результаты опытов могли быть согласованы с теорией, если принять, что в β -взаимодействии участвуют либо S - и T -, либо V - и A -варианты. Для дальнейшего большую роль сыграл эксперимент с Na^{24} . Величина коэффициента корреляции $A_{\text{эксп}}$ для Na^{24} указывала в пределах ошибок на равенство нулю матричного элемента M_F либо M_{G-T} . На основании запрета по изотопическому спину делался вывод: $M_F = 0$. При этом из опытов Бургова и Терехова⁴⁵ по резонансному рассеянию γ -лучей следовало, что гамов-теллеровское взаимодействие — аксиально-векторное. Этот вывод был подтвержден многочисленными работами¹². В результате был доказан векторный и аксиально-векторный характер β -взаимодействия.

F^{20} , Nb^{95} , Pr^{144} . В опыте с F^{20} ⁵⁶ было показано, что спин основного состояния F^{20} $j_1 = 2$, а не 1, как считалось ранее, и, следовательно, β -переход происходит без изменения момента количества движения ($\Delta j = 0$). В измерениях с Nb^{95} ^{46, 47} полученное значение A могло быть согласовано с теоретическим только в том случае, если уровню конечного ядра, реализующемуся в результате β -распада, приписать значение спина $j_2 = 7/2$. Неожиданным оказался результат²¹ измерений с Pr^{144} . Основным состоянием Pr^{144} и Nd^{144} приписываются значения спинов и четностей 0^- и 0^+ соответственно. Исходя из этого, проводился анализ формы спектра β -перехода между основными состояниями $0^- \rightarrow 0^+$ с целью оценки примеси псевдоскалярного варианта в β -взаимодействии. Измерения круговой поляризации γ -квантов, следующих за β -распадом Pr^{144} на уровень $2,2 \text{ Mev}$ Nd^{144} ²¹, согласуются со значением спина $j_1 = 1$, т. е. исключают возможность выявления псевдоскалярного взаимодействия. Однако этот опыт крайне сложен, поскольку ответвление исследуемого β -спектра составляет всего $\sim 1\%$, поэтому вывод о значении спина Pr^{144} требовал дополнительного подтверждения. Аналогичная ситуация имела место в измерениях с Eu^{152m} ²¹. В работе⁸⁶ было показано, что все имеющиеся данные о β -распаде Pr^{144} не противоречат выводам работы²¹.

Вместе с тем недавно в работах^{93, 94} получены значения $A_{\text{эксп}}$ для Pr^{144} , не противоречащие спину основного состояния $j_1 = 0^-$. К тому же измерения зависимости $\beta\gamma$ -корреляции направлений от энергии β -частиц Pr^{144} и Ce^{144} , выполненные в работах^{90, 97}, согласуются лишь со значением $j_1 = 0^-$. Таким образом⁹⁸, основному состоянию Pr^{144} соответствует характеристика 0^- .

Разрешенные β -переходы с $\Delta j = 0$. Наибольшая ценность опытов, выполняемых с разрешенными β -переходами, связана с возможностью определения отношения ядерных матричных элементов $X = c_V M_F / c_A M_{G-T}$, в том числе отношения фаз. В общем случае из формулы (10) получаются два возможных значения X (см. рис. 5), однако одно из них значительно больше единицы и его обоснованно отбрасывают,

47Ag^{107m} β^-	6	6	4	2	0	529	8,1	$\gamma_1=935$ $\gamma_2=885$ $\gamma_3=656$	E_2 E_2 E_2	$+0,07 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,03$	87	
55Cs^{134} β^-	4	4	2	0	—	657	8,8	$\gamma_1=797$ $\gamma_2=603$	E_2 E_2	$-0,08 \pm 0,04$ $0,074 \pm 0,022$	$+0,23 \pm 0,06$	51 62	
59Pr^{144} β^-	0	1	0	—	—	807	6,3	2185	E_1	$+0,43 \pm 0,09$ $+0,70 \pm 0,26$ $+1,0 \pm 0,12$	$-0,04 \pm 0,05$	21 88 94	
63Eu^{152m} β^-	(1)	1	0	—	—	560	7,3	1315	E_1	$+0,40 \pm 0,10$	$-0,03 \pm 0,06$	21	

равными $-1/3$ для Co^{60} и $+1/3$ для Na^{22} . Полученные в результате измерений значения $A_{\text{эксп}}$ находились в отличном согласии с теоретическими, что явилось дополнительным убедительным подтверждением несохранения четности в β -распаде. В дальнейшем измерения с Co^{60} и Na^{22} выполнялись и другими авторами³⁸⁻⁴². Точность получаемых значений $A_{\text{эксп}}$ повышалась, а согласие их с теоретическими принималось как доказательство надежной работы аппаратуры и справедливости математической обработки, связанной с усреднением геометрии. В табл. I приводится по одному наиболее точному результату, полученному в измерениях с Co^{60} и Na^{22} .

Вслед за первыми опытами, подтвердившими несохранение четности, различные авторы осуществили измерения круговой поляризации γ -квантов с целью выяснения типа β -взаимодействия^{39, 42-44}. Были исследованы разрешенные β -переходы как с $\Delta j = 1$, так и с $\Delta j = 0$. Результаты опытов могли быть согласованы с теорией, если принять, что в β -взаимодействии участвуют либо S - и T -, либо V - и A -варианты. Для дальнейшего большую роль сыграл эксперимент с Na^{24} . Величина коэффициента корреляции $A_{\text{эксп}}$ для Na^{24} указывала в пределах ошибок на равенство нулю матричного элемента M_F либо M_{G-T} . На основании запрета по изотопическому спину делался вывод: $M_F = 0$. При этом из опытов Бургова и Терехова⁴⁵ по резонансному рассеянию γ -лучей следовало, что гамов-теллеровское взаимодействие — аксиально-векторное. Этот вывод был подтвержден многочисленными работами¹². В результате был доказан векторный и аксиально-векторный характер β -взаимодействия.

F^{20} , Nb^{95} , Pr^{144} . В опыте с F^{20} ⁵⁶ было показано, что спин основного состояния F^{20} $j_1 = 2$, а не 1, как считалось ранее, и, следовательно, β -переход происходит без изменения момента количества движения ($\Delta j = 0$). В измерениях с Nb^{95} ^{46, 47} полученное значение A могло быть согласовано с теоретическим только в том случае, если уровню конечного ядра, реализующемуся в результате β -распада, приписать значение спина $j_2 = 7/2$. Неожиданным оказался результат²¹ измерений с Pr^{144} . Основным состояниям Pr^{144} и Nd^{144} приписываются значения спинов и четностей 0^- и 0^+ соответственно. Исходя из этого, проводился анализ формы спектра β -перехода между основными состояниями $0^- \rightarrow 0^+$ с целью оценки примеси псевдоскалярного варианта в β -взаимодействии. Измерения круговой поляризации γ -квантов, следующих за β -распадом Pr^{144} на уровень $2,2 \text{ Мэв}$ Nd^{144} ²¹, согласуются со значением спина $j_1 = 1$, т. е. исключают возможность выявления псевдоскалярного взаимодействия. Однако этот опыт крайне сложен, поскольку ответвление исследуемого β -спектра составляет всего $\sim 1\%$, поэтому вывод о значении спина Pr^{144} требовал дополнительного подтверждения. Аналогичная ситуация имела место в измерениях с $\text{Eu}^{152\text{m}}$ ²¹. В работе⁸⁶ было показано, что все имеющиеся данные о β -распаде Pr^{144} не противоречат выводам работы²¹.

Вместе с тем недавно в работах^{93, 94} получены значения $A_{\text{эксп}}$ для Pr^{144} , не противоречащие спину основного состояния $j_1 = 0^-$. К тому же измерения зависимости $\beta\gamma$ -корреляции направлений от энергии β -частиц Pr^{144} и Ce^{144} , выполненные в работах^{90, 97}, согласуются лишь со значением $j_1 = 0^-$. Таким образом⁹⁸, основному состоянию Pr^{144} соответствует характеристика 0^- .

Разрешенные β -переходы с $\Delta j = 0$. Наибольшая ценность опытов, выполняемых с разрешенными β -переходами, связана с возможностью определения отношения ядерных матричных элементов $X = c_V M_F / c_A M_{G-T}$, в том числе отношения фаз. В общем случае из формулы (10) получаются два возможных значения X (см. рис. 5), однако одно из них значительно больше единицы и его обоснованно отбрасывают, так как $M_F \gg M_{G-T}$ маловероятно.

Измерения круговой поляризации γ -квантов, испускаемых вслед за разрешенными β -переходами с $\Delta j = 0$, выполнены на ядрах F^{20} , Na^{24} , Al^{24} , Ar^{41} , Sc^{44} , Sc^{46} , V^{48} , Mn^{52} , Co^{56} , Co^{58} , Fe^{59} , Zr^{95} , Ag^{100m} , Cs^{134} . Наиболее интенсивно исследовались β -переходы в ядрах Na^{24} , Sc^{46} и Mn^{52} . Это — сравнительно легкие ядра с известными изотопическими спинами T уровней исследуемых $\beta\gamma$ -каскадов, причем β -распад в них происходит с $\Delta T = 1$. В этом случае, согласно правилу отбора по изотопическому спину, $M_F = 0$,

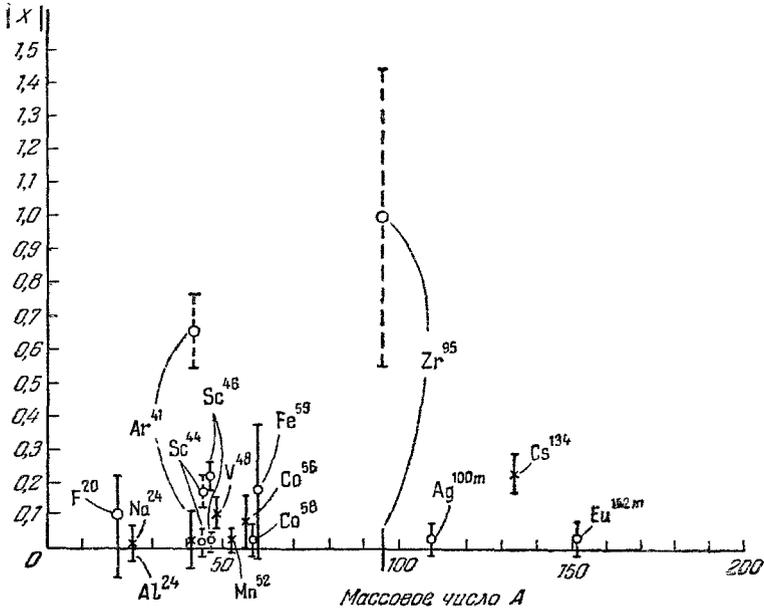


Рис. 12. Зависимость отношения ядерных матричных элементов разрешенных β -переходов $X = c_{\gamma} M_{F/c_A} M_{G-T}$ от массового числа ядер A .

Крестики: $X > 0$, кружки: $X < 0$.

а следовательно, и $X = 0$, если выполняется изотопическая инвариантность. Как видно из табл. I, для Na^{24} все измерения, за исключением одного, дают в пределах ошибок значение $X \approx 0$. Возможно, что для Mn^{52} величина X хотя и имеет малое значение, все же отлична от нуля. Что же касается Sc^{46} , то здесь данные, полученные в работах ^{29, 38, 42, 48, 49}, находятся в хорошем согласии друг с другом ($X = 0,22 \pm 0,32$). Это указывает на значительную интерференцию и соответственно большое значение M_F . Однако в работах ⁵⁰ и ⁵¹ получены малые значения X , что находится в согласии с правилом отбора по изотопическому спину, но противоречит результатам указанных выше работ. В связи с таким расхождением данных Бём и Роджер ²⁹ выполнили контрольные измерения с разными химическими соединениями Sc^{46} . Результаты этих измерений указывают на зависимость измеряемого эффекта от химической природы источника, что могло быть связано с деполаризацией возбужденного состояния Ti^{46} , хотя влияние внеядерных полей непонятно ввиду малого времени жизни возбужденных состояний. Недавно в работе ⁹² были выполнены аналогичные измерения, но с большим числом различных химических соединений Sc^{46} . При этом зависимость результатов от химического состава источника не обнаружена, а значение X найдено равным $X = -0,040 \pm 0,011$. Таким образом, в β -переходе Sc^{46} , по-видимому, наблюдается нарушение

изотопической инвариантности и отклонение от правила отбора по изотопическому спину.

На рис. 12 приведены экспериментальные значения $|X|$ для всех исследованных ядер в функции массового числа A (крестиками обозначены $X > 0$, кружками $X < 0$). Как видно из рисунка, в подавляющем большинстве случаев

$$|X| \leq 0,25, \text{ т. е. } |M_F| \leq \frac{1}{4} |M_{G-T}|. \quad (25)$$

Возможными исключениями являются лишь ядра Zr^{95} ^{39, 68} и Ar^{41} ⁶¹. В случае Zr^{95} измеряется суммарный эффект от двух $\beta\gamma$ -каскадов с энергиями β -переходов 360 кэв ($\Delta j = 0$) и 396 кэв ($\Delta j = 1$). Полученные в работах ^{39, 46, 68} значения $A_{\text{эксп}}$ хорошо согласуются между собой и равны $A_{\text{эксп}} = -0,40 \pm 0,07$. При определении $A_{\text{эксп}}$ для β -перехода с $\Delta j = 0$ используется теоретическое значение $A_{\text{теор}}$ для β -перехода с $\Delta j = 1$. В работах ^{39, 68} γ -переход с энергией 726 кэв принят за чистый $M1$ -переход ($A_{\text{теор}} = -0,5$, а $X = -1$), а в работе ⁴⁶ допускается примесь $E2$ в $\sim 6\%$ ($A_{\text{теор}} = -0,63$, а $X = +0,07$). Следовательно, от интерпретации радиационного перехода с энергией 726 кэв ^{6, 10} существенно зависит величина X для каскада $5/2^+ \xrightarrow{\beta} 5/2^+ \xrightarrow{\gamma} 9/2^+$, т. е. для уточнения значения X необходимо точное определение примеси $E2$. В случае Fe^{59} обработка экспериментальных данных также затруднена наличием близкого по энергии β -перехода с $\Delta j = 1$ ($A_{\text{теор}} = -0,5$), на фоне которого эффект от β -перехода с $\Delta j = 0$ маскируется, и вывод об относительно большом значении $|X|$ нельзя считать вполне достоверным. Для Ar^{41} и Sc^{44} имеются по два противоречивых значения. В случае Ar^{41} большое значение X ⁶¹ представляется маловероятным, так как оно резко отличается от всех значений X для соседних ядер. Кроме того, значение $X \approx 0$, полученное в работе ⁵², согласуется с правилом отбора по изотопическому спину, хотя из оболочечной модели фермиевский β -переход разрешен ($f_{7/2} \xrightarrow{\beta} f_{7/2}$). Таким образом, соотношение (25), по-видимому, не имеет исключения.

Сравнение с теорией ядерных оболочек может быть выполнено для ядер Ar^{41} , Fe^{59} и Zr^{95} , у которых известны одночастичные характеристики уровней исследуемых $\beta\gamma$ -каскадов. Для всех этих ядер дополнительного запрета по одночастичным характеристикам не возникает. Остальные исследованные ядра с β -переходами $\Delta j = 0$ (см. табл. I) являются нечетно-нечетными. Поэтому их начальные одночастичные конфигурации нельзя считать однозначными. К тому же β -переходы совершаются на коллективные уровни четно-четных ядер. Как видно из рис. 12, для большинства ядер, у которых вне пределов ошибок $X \neq 0$, наблюдаются отрицательные значения X (на рисунке кружки), т. е. в большинстве случаев фазы M_F и M_{G-T} одинаковы. Однако в β -переходах V^{48} и Cs^{134} $X > 0$ и фазы матричных элементов различны.

В работах ^{53, 54} были выполнены теоретические расчеты фермиевских матричных элементов β -переходов в Na^{24} , Sc^{44} и Mn^{52} с целью объяснения экспериментов, приводящих к значению $X \neq 0$. Расчеты проводились с учетом кулоновских эффектов и с волновыми функциями, принятыми в модели ядерных оболочек с jj -связью. Подобное рассмотрение не способно объяснить эксперименты, приводящие к отклонению от правила отбора по изотопическому спину, и лишь для Mn^{52} получено разумное согласие. Авторы расчетов указывают на то, что ускорение фермиевских β -переходов с $\Delta T = 1$ можно было бы объяснить обменными мезонными эффектами.

В ряде работ исследовалась зависимость круговой поляризации β -частиц от v/c для Mn^{56} ⁵⁵ и Co^{60} ^{49, 56-58}. В Mn^{56} наблюдалось откло-

нение от закона v/c в области энергий β -частиц $E_\beta < 1,5 \text{ Мэв}$. Для Co^{60} данные различных авторов не согласуются между собой. Так, в работе ⁵⁶ указывается на то, что круговая поляризация не зависит от v/c , в работах ⁴⁹, ⁵⁸ — на согласие с законом v/c , а в работе ⁵⁷ — на отклонение от закона v/c при $E_\beta < 150 \text{ кэв}$. Поэтому в настоящее время нельзя сделать определенных выводов. Заметим, что обнаруженные отклонения от v/c велики и не были каким-либо образом интерпретированы. Вместе с тем небольшие отклонения $\sim 5 \div 7\%$ не были бы удивительны, поскольку они могут быть связаны с отклонениями от v/c продольной поляризации β -частиц, которые были обнаружены П. Е. Спиваком и Л. А. Микаэляном с сотрудниками ⁶⁹, ⁷⁰ для многих ядер.

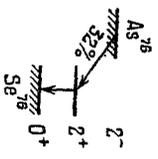
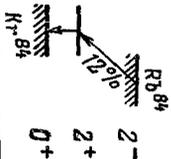
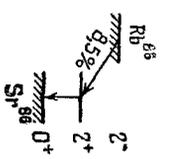
б) Однократно запрещенные β -переходы

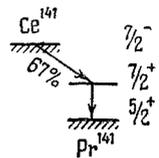
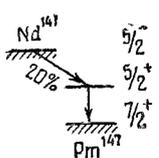
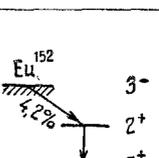
В последние годы широко развернулись исследования круговой поляризации γ -квантов, сопровождающих однократно запрещенные β -переходы, выполняемые с целью изучения особенностей этих переходов, в частности определения ядерных матричных элементов. Результаты экспериментов приводятся в табл. II, где указаны исходные ядра, характеристики уровней и схемы исследованных $\beta\gamma$ -каскадов, имеющиеся данные о значениях поправочных множителей формы β -спектра $C(W)$ и некоторые физические выводы, касающиеся в основном ядерных матричных элементов β -перехода, выраженных в ядерных параметрах согласно (12) и (13). В соответствии с разделом 2 настоящего обзора естественно разделить исследованные ядра на две группы, отличающиеся разными функциями корреляции $W(\theta)$. К первой группе относятся ядра Ce^{141} , Nd^{147} и Hg^{203} с β -переходами, имеющими разрешенную форму β -спектра. В этом случае $W(\theta)$ имеет вид, определяемый выражением (8), а коэффициент корреляции A не зависит от угла θ и энергии β -частиц W . Ко второй группе относятся ядра Rb^{84} , Sh^{124} , La^{140} , Eu^{152} , Au^{198} и, по-видимому, Rb^{86} , имеющие β -переходы с формой β -спектра, отличной от разрешенной, и для которых наблюдается асимметрия $\beta\gamma$ -корреляции направлений. В этом случае функция корреляции $W(\theta)$ представляется в более сложном виде (15), а коэффициент корреляции ω (18) является функцией угла θ и энергии β -частиц W . Для некоторых ядер из-за недостатка данных нельзя сделать определенных выводов, и в дальнейшем они обсуждаться не будут. Так, в работе ⁷¹, где сообщается об измерениях с K^{42} , не приводятся исходные данные об исследованных $\beta\gamma$ -каскадах. Что же касается As^{76} и Sh^{122} , то в этих случаях отсутствуют определенные сведения о характере формы спектра исследованного β -перехода.

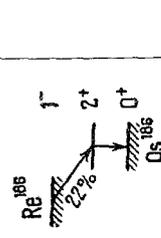
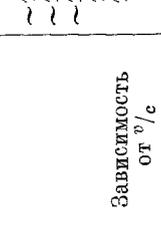
Кулоновские β -переходы в Ce^{141} , Nd^{147} , Hg^{203} . Бета-переходы в Hg^{203} , Nd^{147} и Ce^{141} можно считать кулоновскими, так как в них выполняются условия (14) и форма β -спектра не отличается от разрешенной. Бета-переход Hg^{203} происходит с $\Delta j = 1$ или 0; поэтому $A_{\text{теор}}$ вычислить точно не представляется возможным, поскольку к тому же недостаточно хорошо известно соотношение смеси мультиполей радиационного $M1 + E2$ -перехода. Для остальных β -переходов этой группы ядер $\Delta j = 0$ и A определяется формулой (10) и (15). Анализ результатов измерений с Ce^{141} и Nd^{147} аналогичен, так как в обоих случаях $A_{\text{эксп}}$ имеют малые значения, равные в пределах ошибок нулю.

В качестве примера рассмотрим β -переход в Nd^{147} , сопровождающийся γ -переходом $M1 + E2$ с $\Delta = 1$ ⁸⁵. Интерпретация опыта с Nd^{147} , данная авторами в работе ⁷², основана на значении спина возбужденного состояния Pn^{147} (с энергией 530 кэв) $j_2 = 7/2$. Однако в дальнейшем было установлено, что $j_2 = 5/2$, т. е. β -переход происходит с $\Delta j = 0$. На рис. 6,

Таблица II

Исходное ядро и тип β -распада	Спин исходного ядра (1,1) и последовательных уровней конечного ядра			Энергия β -перехода, $\kappaэв$	$\lg ft$ β -перехода	Энергия γ -переходов E_γ , $\kappaэв$	Мультипольность радиационного перехода	Коэффициенты корреляции $A_{\text{эксп}}$ (8) для $C(W)=1$ или $\omega_{\text{эксп}}$ (18) для $C(W) \neq 1$	Степень круговой поляризации P_c (17) (v/c — отношение скорости β -частицы к скорости света)	Среднее значение угла разлета β -частиц и γ -квантов θ , град	Среднее значение энергии β -частиц W , ед mc^2	Литература	Поправочный множитель формы β -спектра $C(W)$ (W — полная энергия β -частиц)	Схемы исследованных $\beta\gamma$ -каскадов	Примечание (x, y, z, ω, Y, V — ядерные параметры (12), (13))
	11	12	18												
K^{42} β^-	2	2	0					$+0,10 \pm 0,05$		~ 150		71			$V/Y \approx -6$ или $+0,04$
As^{76} β^-	2	2	0	2410	8,5	550	$E2$	$+0,03 \pm 0,12$ $-0,035 \pm 0,049$		~ 150		44 81			
Rb^{84} β^+	2	2	0	800	7,0	880	$E2$	$(0,115 \pm 0,045) P_1 +$ $(0,125 \pm 0,065) P_3$			1,88	95			$x \approx -0,07$, $u \approx -0,30$, $\omega \approx -0,35$, $Y \approx -1,55$, $V \approx -1,05$; P_1 — полиномы Лежандра
Rb^{86} β^-	2	2	0	720	7,7	1080	$E2$	$+0,08 \pm 0,09$ $-0,03 \pm 0,05$	$-0,063^{39}/c$ $+0,047^{39}/c$ $+0,113^{39}/c$ $+0,177^{39}/c$	~ 150 180 156 144 117	1,87	44 71 77	~ 188		При $C(W) \approx 1$ $V/Y \approx -10$ либо $+0,1$ следует учитывать V_1^i . В работе 95 определены $x \approx -0,14$,

Исходное ядро и тип β -распада	Спин исходного ядра (j_1) и последовательных возбужденных уровней конечного ядра			Энергия β -перехода, кэВ	$\lg ft$ β -перехода	Энергия γ -переходов E_γ , кэВ	Мультипольность радиационного перехода	Коэффициенты корреляции $A_{\text{эксп}}$ (8) для S (W)=1 или $\omega_{\text{эксп}}$ (18) для S (W) $\neq 1$	Степень круговой поляризации P_c (17) (v/c -отношение скорости β -частицы к скорости света)	Среднее значение угла разлета β -частиц и γ -квантов θ , град	Среднее значение энергии β -частиц W , ед. мс^2	Литература	Поправочный множитель формы β -спектра $S(W)$ (W — полная энергия β -частиц)	Схемы исследованных β -каскадов	Примечание (x, y, u, ω, Y, V — ядерные параметры (12), (13))
	j_1	j_2	j_3												
Ce^{141} β^-	$7/2^-$	$7/2^-$	$5/2^-$	447	6,9	145	$M1+$ $+E2$	$+0,12 \pm 0,18$		~ 150		82	182		$-0,14 \leq V/Y \leq 0,54$
Nd^{147} β^-	$5/2^-$	$5/2^-$	$7/2^-$	375	7,0	532	$M1+$ $+E2$	$-0,093 \pm 0,15$		155		72	1		$0,12 \leq \frac{-\omega}{x+u} \leq 0,4$ либо $-0,2 \leq \frac{x+u}{-\omega} \leq 0,04$
Eu^{152} β^-	3	2	0	1459	11,6	345	$E2$		$-0,01 \pm 0,09$ $+0,33 \pm 0,07$ $+0,33 \pm 0,07$ $+0,24 \pm 0,10$	90 130 157 171 146 108	3,2	76 74			$Y = 0,70 \pm 0,20$ $x = 0,125 \pm 0,06$ $u = 0,125 \pm 0,0676$ $Y = 0,3, x = u = 0$ или $Y = 0,7, x = 0,23 \pm 0,02$ $u = -0,06 \pm 0,0174$

Re ¹⁸⁶ β^-	1	2	0	934	8,0	137	E2	$+0,59 \pm 0,32$		160	88			
Au ¹⁹⁸ β^-	2	2	0	960	7,4	412	E2	$+0,44 \pm 0,07$ $+0,52 \pm 0,16$ $+0,34 \pm 0,05$	Зависимость от v/c	~ 150 ~ 150 ~ 150 180 135	78 42 40 79 57 48	$\begin{pmatrix} 1 - \\ 0,33W + \\ 0,074W^2 \end{pmatrix}^{84}$		$A_3/A_1 = -0,13 \pm$ $\pm 0,25,$ согласно с законом v/c вт, 43
Hg ²⁰³ β^-	$3/2$ $1/2$	$3/2$ $1/2$	$1/2$	220	6,4	279	M1+ +E2	$-0,06 \pm 0,22$		~ 150	42			

где изображена зависимость A от отношения матричных элементов нулевого и первого рангов Ω (15) для каскада $5/2^- \xrightarrow{\beta} 5/2^+ \xrightarrow{\gamma} 3/2^+$, показано $A_{\text{эксп}}^{72}$ для Nd^{147} с учетом ошибок опыта. Как видно из рисунка, экспериментальное значение $A_{\text{эксп}}$ допускает следующие области возможных значений ядерных параметров (12):

$$\text{а) } 0,12 \leq \frac{-\omega}{x+u} \leq 0,4 \quad \text{и} \quad \text{б) } -0,2 \leq \frac{x+u}{-\omega} \leq +0,04.$$

При оценке ядерных матричных элементов β -перехода, соответствующих этим двум областям, по-видимому, разумно исходить из предположений о том, что матричный элемент нулевого ранга во всяком случае не меньше матричных элементов первого ранга, а матричные элементы одного ранга должны иметь величины одного порядка. Эти предположения основаны на отсутствии дополнительных правил запрета для рассматриваемых матричных элементов. В соответствии с этим в области а) ядерные параметры ω , x и u имеют величины одного порядка, причем фазы x и u одинаковы. В области б) имеются две возможности: либо величины x , u и ω имеют один порядок — тогда x и u имеют разные фазы, либо $\omega \gg x$ и u .

β -переходы типа $3^- \rightarrow 2^+$. Из второй группы ядер с β -переходами, форма спектра которых отлична от разрешенной, подробно исследовались β -переходы типа $3^- \rightarrow 2^+$ в Sb^{124} и Eu^{152} , имеющие повышенное значение ft ($\lg ft = 10,5$ и $11,6$, соответственно). Как показано в разделе 2, для подобных β -переходов степень круговой поляризации P_c (17) или коэффициент корреляции ω (18) выражаются в явном виде через ядерные параметры Y , x , u и $z = 1$. Найденные в работах ^{39, 74} значения ω не противостоят малым величинам $x \approx u \approx 0$ и $Y \neq 0$. Это указывает на существование дополнительных правил запрета для ядерных матричных элементов первого ранга, например, по Δj отдельного нуклона в соответствии с моделью оболочек. В работах Гартвига и Шоппера ^{26, 75} и особенно Александра и Стеффена ^{25, 76} обстоятельно исследована угловая зависимость круговой поляризации. В результате были получены согласующиеся между собой точные значения ядерных параметров и соответственно ядерных матричных элементов, которые уже с определенностью подтвердили малость x и u и большое значение параметра Y . Следовательно, повышенное значение ft в этих переходах связано с малостью ядерных матричных элементов первого ранга $\int \mathbf{r}$ и $\int i\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{r}$. Интересно отметить, что экспериментальные значения соответствующих ядерных параметров для Sb^{124} и Eu^{152} близки по величине. Найденный набор ядерных параметров $x \approx u \approx 0$ и $Y \neq 0$ соответствует так называемому « B_{ij} -приближению», часто рассматриваемому в литературе (см. также ⁹⁹).

В работах ^{27, 28}, где измерялась круговая поляризация γ -квантов, испускаемых вслед за β -переходом La^{140} , было проведено совместное рассмотрение результатов измерений круговой поляризации, формы β -спектра, $\beta\gamma$ -корреляции направлений, а также значения ft . Такое рассмотрение позволяет сделать вывод о том, что в данном случае повышенное значение ft ($\lg ft = 9,1$) связано, вероятно, с «эффектом сокращения» ²² ($x \neq 0$, $u \neq 0$) ядерных матричных элементов. Результаты работы ²⁸ позволяют найти соотношение между матричными элементами первого ранга (см. табл. II) (подтверждается в ⁹⁶) (см. примечание при корректуре).

Rb^{84} , Rb^{86} , Au^{198} . В измерениях с Rb^{86} ($\Delta j = 0$) ^{44, 71, 77} наблюдалась угловая зависимость круговой поляризации. Из результатов измерений делается вывод о возможной существенной роли матричных элементов $\int i\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{r}$, $\int \mathbf{r}$ и $\int B_{ij}$.

В работе ⁸⁵ путем измерения угловой зависимости найдены точные значения ядерных параметров для Rb⁸⁴ и Rb⁸⁶. Большинство экспериментов с Au¹⁹⁸ (β -переход $2^- \rightarrow 2^+$) указывают на кулоновский характер исследуемого β -перехода ^{40, 42, 43, 57, 65, 78, 79}. Однако в измерениях продольной поляризации β -электронов в области малых энергий ($\lesssim 200$ кэв) обнаружены существенные отклонения от закона v/c ($\sim 20\%$)¹². К тому же есть указания на отклонение формы β -спектра от разрешенной ⁸⁰ в этой же области энергий. Вместе с тем в работе ⁷⁹ было получено, что коэффициент A_3 в выражении (16) в пределах ошибок равен нулю, и на основании этого делается вывод о согласии с « ξ -приближением», в котором β -спектр имеет разрешенную форму. Поэтому в случае Au¹⁹⁸ нельзя сделать однозначных выводов.

Таким образом, путем измерения круговой поляризации γ -квантов, испускаемых ядрами после β -распада, были получены важные сведения о природе β -превращения атомных ядер. Появился обширный экспериментальный материал, относящийся к ядерным матричным элементам β -переходов, на основании которого в ряде случаев были определены абсолютные значения и соотношения фаз отдельных матричных элементов. Впервые эти величины найдены для значительного числа ядер. Дальнейшие опыты позволят уточнить некоторые экспериментальные данные и получить новые. Для выяснения природы наблюдающихся закономерностей необходимы теоретические расчеты ядерных матричных элементов.

Примечание при корректуре. Анализ отношения матричных элементов однократно запрещенных β -переходов типа $3^- \rightarrow 2^+$ на основе теории сохранения векторного тока проведен в работе ¹⁰⁰.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. A. Tolhoek and J. A. M. Cox, *Physica* **19**, 873 (1953).
2. N. R. Steenberg, *Proc. Phys. Soc. (London)* **A66**, 391 (1953).
3. А. З. Долгинов, *Гамма-лучи*, гл. 6, М., Изд-во АН СССР, 1961.
4. С. Р. де Гроот и Х. А. Толхук, *Бета-гамма-спектроскопия*, гл. 19, М., ИЛ, 1959.
5. G. Tritrup, *Nucl. Phys.* **2**, 664 (1957); J. Verwie, *Nucl. Phys.* **26**, 10 (1961).
6. Ли Цзун-дао и Янг Чжень-нин, в сб. «Новые свойства симметрии элементарных частиц», М., ИЛ, 1957, стр. 13.
7. И. С. Шапиро, *УФН* **59**, 313 (1957).
8. Х. Шоппер, в сб. «Новые свойства симметрии элементарных частиц», М., ИЛ, 1957, стр. 94.
9. Я. А. Смородинский, *УФН* **67** (1), 43 (1959).
10. L. W. Fagg and S. H. Hanna, *Revs. Mod. Phys.* **31**, 711 (1959).
11. L. A. Page, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **12**, 43 (1962).
12. А. И. Алиханов, *Слабые взаимодействия. Новейшие исследования β -распада*, М., Физматгиз, 1960.
13. K. Alder, B. Stech and A. Winther, *Phys. Rev.* **107**, 728 (1957).
14. В. Б. Берестецкий, Б. Л. Иоффе, А. П. Рудик и К. А. Тер-Мартirosyan, *Nucl. Phys.* **5**, 464 (1958).
15. M. Morita and R. S. Morita, *Phys. Rev.* **107**, 1316 (1957); M. Morita, *Phys. Rev.* **107**, 1729 (1957); M. Morita and R. S. Morita, *Phys. Rev.* **109**, 2048 (1959).
16. T. Kotani and M. Ross, *Phys. Rev.* **113**, 622 (1959).
17. Ю. В. Гапонов и В. С. Попов, *ЖЭТФ* **33**, 256 (1957).
18. А. З. Долгинов, *Nucl. Phys.* **5**, 512 (1958); А. З. Долгинов, *ЖЭТФ* **35**, 178 (1958).
19. Ю. В. Гапонов, *ЖЭТФ* **36**, 193 (1959).
20. Ф. Л. Шапиро, *УФН* **65**, 133 (1958).
21. В. М. Лобашов, В. А. Назаренко, *ЖЭТФ* **41**, 1433 (1961); В. М. Лобашов, В. А. Назаренко, Л. Ф. Саенко, *ЖЭТФ* **43**, 1579 (1962).
22. T. Kotani, *Phys. Rev.* **114**, 795 (1959).

23. В. Б. Берестецкий, Б. Л. Иоффе, А. П. Рудик и К. А. Тер-Мартirosян, *Phys. Rev.* **111**, 522 (1958).
24. H. A. Weidenmüller, *Revs. Mod. Phys.* **33**, 574 (1961).
25. P. A. Alexander and R. M. Steffen, *Phys. Rev.* **124**, 150 (1961).
26. G. Hartwig, *Zs. Phys.* **161**, 222 (1961).
27. А. А. Петушков и И. В. Эстулин, *ЖЭТФ* **42**, 1167 (1962).
28. И. В. Эстулин и А. А. Петушков, *Nucl. Phys.* **36**, 334 (1962).
29. F. Boehm and J. Rogers, *Nucl. Phys.* **33**, 118 (1962).
30. X. Шоппер, *УФН* **69**, 513 (1959); *Nucl. Instr.* **3**, 158 (1958).
31. Я. Б. Зельдович, *ДАН СССР* **83**, 63 (1952).
32. A. Gelberg, *Nucl. Instr.* **17**, 60 (1962).
33. F. W. Lips and H. A. Tolhoek, *Physica* **20**, 85 (1954); **20**, 395 (1954).
34. В. И. Гаджожков, А. А. Петушков, И. В. Эстулин, *Вестн. МГУ* **6**, 76 (1961).
35. D. V. Beard and M. E. Rose, *Phys. Rev.* **108**, 164 (1957).
36. А. С. Мелиоранский, *ИТЭ* **3**, 44 (1961).
37. H. Schorper and S. Galster, *Nucl. Phys.* **6**, 125 (1958).
38. A. Lundby, A. P. Patro, I. P. Stroot, *Nuovo cimento* **6**, 745 (1957).
39. H. Appel and H. Schorper, *Zs. Phys.* **149**, 103 (1957).
40. I. Berthier, P. Debrumur, W. Kündig and B. Zwahlen, *Helv. Phys. Acta* **30**, 483 (1957).
41. R. M. Steffen, *Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. 11* (3), 205 (1958).
42. F. Boehm and A. H. Wapstra, *Phys. Rev.* **109**, 456 (1958).
43. F. Boehm and A. H. Wapstra, *Phys. Rev.* **107**, 1202 (1957).
44. F. Boehm, *Zs. Phys.* **152**, 384 (1958).
45. Н. А. Бургов и В. В. Терехов, *ЖЭТФ* **34**, 769 (1958); **35**, 932 (1958).
46. L. D. Mann, S. D. Blatter and R. J. Nagle, *Nucl. Phys.* **30**, 636 (1962).
47. H. Appel, H. Schorper and R. Blatter, *Nucl. Phys.* **30**, 688 (1962).
48. W. Jüngst and H. Schorper, *Zs. Naturforsch.* **13a**, 505 (1958).
49. R. M. Steffen, *Phys. Rev.* **115**, 980 (1959).
50. H. Daniel and M. Küntze, *Zs. Phys.* **162**, 229 (1961).
51. S. D. Bloom, L. G. Mann, *Proc. of the Rutherford Jubilee International Conference (Manchester, 1961)*, Paper C 7/8.
52. S. D. Bloom, L. G. Mann, I. A. Miskel, *Phys. Rev. Letts.* **5**, 326 (1960).
53. P. S. Kelly and S. A. Moszkowski, *Zs. Phys.* **158**, 304 (1960).
54. C. C. Bouchiat, *Phys. Rev.* **118**, 540 (1960).
55. В. М.JOBашов, В. А. Назаренко, *ЖЭТФ* **42**, 370 (1962).
56. L. A. Page, B.-G. Pettersson, T. Lindqvist, *Phys. Rev.* **112**, 3 (1958).
57. В. М.JOBашов, В. А. Назаренко, *ЖЭТФ* **42**, 358 (1962).
58. Ph. Jäger, *Zs. Phys.* **158**, 214 (1960).
59. S. D. Bloom, L. G. Mann, I. A. Miskel, *Phys. Rev.* **125**, 2021 (1962).
60. T. Mayer-Kuckuck and R. Nierhaus, *Zs. Phys.* **154**, 383 (1959).
61. T. Mayer-Kuckuck, R. Nierhaus und U. Schmidt-Rohr, *Zs. Phys.* **157**, 586 (1960).
62. S. D. Bloom, L. G. Mann and R. J. Nagel, *Phys. Rev. Letts.* **9** (2), A17, (1962); *Phys. Rev.* **127**, 2134 (1962).
63. F. Boehm and A. H. Wapstra, *Phys. Rev.* **109**, 1010 (1958).
64. H. Daniel, O. Mehling, O. Müller and K. S. Subudni, *Phys. Rev. Letts.* **9**, 3 (1962).
65. R. M. Steffen, *Phys. Rev.* **123**, 1787 (1961).
66. H. H. Forser and N. L. Sanders, *Nucl. Phys.* **15**, 683 (1960).
67. H. Appel, H. Schorper, S. D. Bloom, *Phys. Rev.* **109**, 2211 (1958).
68. H. Appel, *Zs. Phys.* **155**, 580 (1959).
69. Л. А. Микаэлян, П. Е. Спивак, *ЖЭТФ* **37**, 1168 (1959).
70. П. Е. Спивак, Л. А. Микаэлян, И. Е. Кутиков, В. Ф. Аналин, *ЖЭТФ* **39**, 1479 (1960).
71. H. Daniel, M. Küntze, O. Mehling, *Zs. Naturforsch.* **16a**, 10, 118 (1961).
72. А. А. Петушков, И. В. Эстулин, *ЖЭТФ* **40**, 72 (1961).
73. C. L. Haase and N. L. Palmer, *Nucl. Sci. Abstr.* **16** (20), 3669 (1962).
74. J. Berthier, R. Lombard and I. W. Sunier, *Compt. rend.* **252**, 257 (1961).
75. G. Hartwig and H. Schorper, *Phys. Rev. Letts.* **4**, 243 (1960).
76. P. Alexander and R. M. Steffen, *Phys. Rev. Letts.* **9** (6), A12 (1962).
77. D. Rogers and F. Boehm, *Phys. Letts.* **1**, 113 (1962).
78. J. P. Deutsch, P. Lipnik, *J. phys. et radium* **21**, 806 (1960).
79. J. P. Deutsch and P. Lipnik, *Nucl. Phys.* **24**, 138 (1961).
80. Н. А. Бургов, А. В. Давыдов, Г. Р. Карташов, *ЖЭТФ* **41**, 1337 (1961); J. H. Hamilton, R. V. Stockendal, D. C. Camp, L. M. Lander and D. R. Smith, *Nucl. Phys.* **36**, 567 (1962).

81. P. M. Delabaye, J. P. Deutsch et P. Lipnik, *J. phys. et radium* 23 (4), 257 (1962).
 82. J. P. Deutsch, L. Grenacs et P. Lipnik, *J. phys. et radium* 22 (10), 662 (1961).
 83. J. P. Deutsch, L. Grenacs, I. Lehmann et P. Lipnik, *J. phys. et radium* 22 (10), 659 (1961).
 84. L. M. Lander and D. R. Smith, *Phys. Rev.* 119, 1308 (1960).
 85. G. T. Ewan, R. L. Graham and J. S. Geiger, *Bull. Amer. Phys. Soc.* 6, 238 (1961).
 86. B. Ewan and D. Tadic, *Phys. Rev. Letts.* 4 (1), 13 (1963).
 87. H. Daniel, O. Mehling and D. Schotte, *Zs. Phys.* 172, 202 (1963).
 88. M. Dalabaye, J. Deutsch and P. Lipnik, *Ann. Soc. sci. Bruxelles* 75, 171 (1962).
 89. R. M. Singru, R. M. Steffen, *Nucl. Phys.* 43, 537 (1963).
 90. R. S. Raghavan, R. M. Steffen, *Phys. Letts.* 5, 198 (1963).
 91. E. L. Haase, N. A. Hill and D. B. Knudsen, *Phys. Letts.* 4, 338 (1963).
 92. H. Daniel, O. Mehling, O. Müller, P. Schmidlin, H. Schmitt, K. S. Subudhi, *Nucl. Phys.* 45, 529 (1963).
 93. W. Collin, H. Daniel, S. Margulies, O. Mehling, P. Schmidlin, H. Schmitt and K. S. Subudhi, *Phys. Letts.* 5, 329 (1963).
 94. R. Hess, P. Lipnik and I. W. Sunier, *Phys. Letts.* 5, 327 (1963).
 95. F. Boehm and John D. Rogers, *Nucl. Phys.* 45, 392 (1963).
 96. S. K. Bhattacharjee and S. K. Mitra, *Phys. Rev.* 131, 2611 (1963).
 97. E. Creutz, J. Raedt, J. P. Deutsch, L. Grenacs, D. Siddique, *Phys. Letts.* 6, 329 (1963).
 98. R. M. Singru, R. S. Raghavan and R. M. Steffen, *Phys. Letts.* 6, 319 (1963).
 99. I. W. Sunier, *Helv. Phys. Acta* 36, 429 (1963).
 100. P. Lipnik and I. W. Sunier, препринт (будет опубликовано в *Nucl. Phys.*).
-

