

НАРУШЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ  
В ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Ю. Г. Абов, П. А. Крупчицкий

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	141
2. Теоретические оценки ожидаемых $P$ -нечетных эффектов и возможные эксперименты . . . . .	142
3. Экспериментальные исследования асимметрии углового распределения $\gamma$ -излучения поляризованных ядер . . . . .	149
4. Экспериментальные исследования циркулярной поляризации $\gamma$ -излучения неполяризованных ядер . . . . .	158
5. Экспериментальные исследования запрещенного $\alpha$ -распада . . . . .	163
6. Экспериментальное исследование сечения $pp$ -рассеяния . . . . .	165
7. Сравнение экспериментальных результатов с современной теорией . . . . .	166
8. Заключение . . . . .	170
Цитированная литература . . . . .	171

## 1 ВВЕДЕНИЕ

Поиски нуклон-нуклонного взаимодействия, не сохраняющего пространственную четность, были начаты вскоре после обнаружения несохранения  $P$ -четности в  $\beta$ -распаде. В 1958 г. Фейнман и Гелл-Манн <sup>1</sup> высказали гипотезу об универсальном характере слабого взаимодействия. Согласно этой гипотезе слабое взаимодействие любых фермионов характеризуется одной и той же константой, равной в системе единиц, в которой  $\hbar = c = 1$ , величине  $G = 10^{-5}/m^2$ , где  $m$  — масса нуклона. И хотя до сих пор мы не можем считать эту гипотезу доказанной, почти все, что мы знаем о слабом взаимодействии, может быть истолковано в рамках теории универсального четырехфермионного взаимодействия. Во всяком случае, пока мы не можем отдать предпочтение другим теориям. Гипотеза универсального слабого взаимодействия предполагает существование не сохраняющего пространственную четность слабого взаимодействия между ядерными частицами — протонами и нейтронами. Слабое взаимодействие нуклонов должно проявиться на «фоне» сильного взаимодействия, что очень осложняет его экспериментальное исследование.

Возможные типы экспериментов для обнаружения межнуклонного потенциала, не сохраняющего пространственную четность, были рассмотрены впервые Вилкинсоном <sup>2</sup>. Эти эксперименты можно разделить на два класса. К первому классу отнесем опыты по поиску нарушений абсолютных правил отбора. Это главным образом опыты по поиску запрещенных  $\alpha$ -распадов типа  $I^\pi \rightarrow 0^\pi$ , где  $\pi' = (-1)^{I+1}\pi$  ( $I$  — спин ядра,  $\pi$ ,  $\pi'$  — четности состояний до и после распада соответственно). Весьма тщательно были выполнены исследования перехода  $2^- \rightarrow 0^+$  при  $\alpha$ -распаде  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ . Величина ожидаемого эффекта в таких опытах пропорциональ-

на  $F^2$ , где  $F$  — безразмерный параметр, характеризующий относительную величину слабого взаимодействия нуклонов и равный по порядку величины  $10^{-7}$ — $10^{-6}$ .

Ко второму классу экспериментов относят опыты, в которых должна проявиться интерференция состояний ядерной системы с противоположными четностями. В опытах такого рода пытаются обнаружить циркулярную поляризацию  $\gamma$ -квантов, испускаемых неполяризованными ядрами, или асимметрию испускания  $\gamma$ -квантов поляризованными ядрами (вдоль и против направления поляризации). В этом случае эффект пропорционален  $F$ , т. е. на много порядков выше, чем в опытах первого класса.

За последние годы было опубликовано несколько теоретических обзоров, в которых достаточно подробно рассмотрены различные теории  $P$ -нечетного взаимодействия нуклонов<sup>3-6</sup>. Однако после 1968 г.<sup>7</sup> не появлялись обзорные работы, посвященные рассмотрению положения дел в эксперименте. Пришло время восполнить этот пробел.

Мы начинаем обзор с оценки величины ожидаемого  $P$ -нечетного эффекта, основанной на том состоянии теории, которое имелось до 1964 г., т. е. до открытия  $P$ -нечетного ядерного взаимодействия. Далее мы рассмотрим экспериментальные работы, в которых  $P$ -нечетное ядерное взаимодействие было обнаружено, и, наконец, произведем их сравнение с современной теорией слабого взаимодействия нуклонов, что позволит наметить некоторую программу дальнейших экспериментальных исследований.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ОЖИДАЕМЫХ $P$ -НЕЧЕТНЫХ ЭФФЕКТОВ И ВОЗМОЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

### а) Гамильтониан слабого нуклон-нуклонного взаимодействия

Согласно модели Кабиббо<sup>8</sup> гамильтониан слабого взаимодействия нуклонов (плотность энергии взаимодействия) можно представить в виде

$$\mathcal{H}_W = -\frac{G}{2\sqrt{2}} (\cos^2 \theta \{J_\lambda, J_\lambda^*\}_+ + \sin^2 \theta \{S_\lambda, S_\lambda^*\}_+), \quad (2.1)$$

где  $J_\lambda$  — адронный ток, сохраняющий странность ( $\Delta S = 0$ ),  $S_\lambda$  — адронный ток, не сохраняющий странность ( $\Delta S = \pm 1$ );  $J^* \equiv J_1^+, J_2^+, J_3^+, -J_4^+$ ,  $S^* \equiv S_1^+, S_2^+, S_3^+, -S_4^+$ ; крест означает эрмитово сопряжение. Токи  $J_\lambda, S_\lambda$  содержат полярную и аксиальную векторные части, которые согласно представлениям об  $SU(3)$ -симметрии, являются членами октетов полярно-векторных и аксиально-векторных токов соответственно<sup>5, 6, 9</sup>. Угол Кабиббо  $\theta \approx 0,24$ .

Конкретный вид потенциала слабого взаимодействия нуклонов может быть получен из выражения (2.1), если предположить тот или иной механизм взаимодействия<sup>5, 6</sup>. Относительную величину слабого нуклон-нуклонного взаимодействия характеризуют безразмерным параметром  $F$ , представляющим собой амплитуду смешивания состояний с противоположной четностью, величину которой можно оценить, приняв ее равной отношению потенциалов слабого и сильного взаимодействий нуклонов. Полагая, что в ядрах среднее расстояние между нуклонами имеет порядок величины  $\mu^{-1}$  ( $\mu$  — масса пиона), И. С. Шапиро<sup>10, 11</sup> получил следующую оценку величины параметра  $F$ :

$$F = \sqrt{\frac{\text{Sp } \mathcal{H}_W^2}{\text{Sp } \mathcal{H}_S^2}} \approx G\mu^2 = 10^{-5} \left(\frac{\mu}{m}\right)^2 \approx 3 \cdot 10^{-7}; \quad (2.2)$$

здесь знак  $\text{Sp}$  означает след матрицы,  $\mathcal{H}_w$  и  $\mathcal{H}$  — гамильтонианы слабого и сильного взаимодействий нуклонов соответственно. Аналогичную оценку приводит Блин-Стойл<sup>9</sup>.

В первых расчетах ядерных  $P$ -нечетных эффектов<sup>12, 13</sup> пренебрегали частью гамильтониана (2.1), содержащей  $\sin^2 \theta$ , и использовали простейшие диаграммы, соответствующие контактному<sup>13</sup> и двухпионному взаимодействиям<sup>12</sup>. Более детальные расчеты, в частности, учет действия отталкивающей сердцевин (кора) на малых расстояниях, не привели к лучшему согласию теории и эксперимента, а наоборот, вскрыли расхождения, которые ждут своего объяснения<sup>5, 6</sup>. К этой проблеме мы вернемся ниже.

б) Механизмы усиления  $P$ -нечетных эффектов в ядерных электромагнитных переходах

Поскольку слабое нуклон-нуклонное взаимодействие мало по сравнению с сильным взаимодействием, мы вправе рассматривать его как возмущение в системе сильновзаимодействующих частиц. Тогда полный гамильтониан взаимодействия ядерной системы можно представить в виде суммы

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V,$$

где  $\mathcal{H}_0$  — основная, скалярная, часть гамильтониана, а  $V$  — псевдоскалярная часть, так называемый потенциал, не сохраняющий четность, т. е. часть взаимодействия, смешивающая состояния ядерной системы с противоположными четностями. В первом приближении теории возмущений<sup>14</sup> собственные состояния оператора  $\mathcal{H}$  определяются следующим выражением:

$$\Psi_i = \psi_i + \sum_{j \neq i} \frac{\langle j | V | i \rangle}{E_j - E_i} \psi_j. \quad (2.3)$$

Функции  $\psi_i$  и  $\psi_j$  имеют противоположные четности и принадлежат оператору  $\mathcal{H}_0$ ;  $E_i, E_j$  — энергии соответствующих невозмущенных состояний. Сумма берется по всем состояниям, четность которых противоположна четности состояния  $\psi_i$ .

Выражение (2.3) справедливо при условии

$$\langle j | V | i \rangle \ll |E_j - E_i|,$$

которое выполняется в данном случае с высокой степенью точности.

Волновую функцию ядерной системы  $\Psi_i$  удобно записать в виде

$$\Psi_i = \psi_i^+ + F\psi_i^-. \quad (2.4)$$

Функции  $\psi_i^+, \psi_i^-$  называются регулярной и нерегулярной частями волновой функции соответственно. Формулы (2.3) и (2.4) являются определением амплитуды смешивания регулярной и нерегулярной частей волновой функции, за оценку величины которой можно принять выражение (2.2).

Для дальнейшего нам будет удобно рассмотреть здесь простейший случай ядерного перехода  $\Psi_i \rightarrow \Psi_f$ <sup>9</sup>. В соответствии с выражением (2.4) функции  $\Psi_i$  и  $\Psi_f$  имеют вид

$$\Psi_i = \psi_i^+ + F\psi_i^-,$$

$$\Psi_f = \psi_f^+ + F\psi_f^-.$$

Амплитуда смешивания состояний в обоих состояниях для простоты принимается одинаковой.

Матричный элемент регулярного перехода (пусть для конкретности это будет  $ML$ -переход), в первом приближении равен

$$\langle \Psi_f | ML | \Psi_i \rangle \approx \langle \psi_f^+ | ML | \psi_i^+ \rangle.$$

Нерегулярный  $\overline{EL}$ -переход (отмечаем его волнистой линией — тильдой) в том же приближении запишется в виде

$$\langle \Psi_f | \overline{EL} | \Psi_i \rangle \approx F [\langle \psi_f^+ | \overline{EL} | \psi_i^+ \rangle + \langle \psi_f^+ | \overline{EL} | \psi_i^- \rangle].$$

Интерференция регулярного  $ML$ - и нерегулярного  $\overline{EL}$ -ядерных электромагнитных переходов приводит к возникновению циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, испускаемых неполяризованными ядрами, или асимметрии их испускания относительно направления поляризации, если ядерная система обладает векторной поляризацией. Интерференционный член будет пропорционален  $F$ :

$$\frac{\langle \Psi_f | \overline{EL} | \Psi_i \rangle}{\langle \Psi_f | ML | \Psi_i \rangle} \approx F \frac{\langle \psi_f^+ | \overline{EL} | \psi_i^+ \rangle + \langle \psi_f^+ | \overline{EL} | \psi_i^- \rangle}{\langle \psi_f^+ | ML | \psi_i^+ \rangle} = FR. \quad (2.5)$$

Множитель  $R$  зависит от структуры конкретного ядра, а не от формы слабого взаимодействия нуклонов. Возможны такие ситуации, когда  $R > 1$ , т. е. возникает усиление  $P$ -нечетного эффекта. В частности, если, как в рассмотренном здесь примере, регулярным является  $ML$ -переход, а нерегулярным  $\overline{EL}$ -переход, то поскольку матричный элемент электрического перехода пропорционален  $kr$  ( $k$  — волновое число,  $r$  — радиус ядра), а магнитного  $(v/c) kr$  ( $v$  — скорость нуклонов в ядре,  $c$  — скорость света), постольку  $R \approx |\overline{EL}|/|ML| \approx c/v \approx 10$ .

Механизм усиления такого рода Шапиро<sup>10</sup> назвал «кинематическим». Первым в эксперименте пытался использовать этот механизм усиления Вилкинсон<sup>15</sup>.

Другой механизм усиления возникает в случаях, когда матричный элемент регулярного перехода, стоящий в знаменателе выражения (2.5), оказывается подавленным, в то время как нерегулярный переход либо вовсе не заторможен, либо подавлен в меньшей степени. Такие случаи чаще всего встречаются в области деформированных ядер, где имеют место запреты по дополнительным квантовым числам. Некоторые такие случаи рассмотрены Майклом<sup>13</sup>. Ряд конкретных расчетов возникающего при этом усиления  $R$  выполнил Вальборн<sup>16</sup>. Такое усиление называется «структурным»<sup>10</sup>.

Наконец так называемый «динамический» механизм усиления<sup>10</sup> может возникнуть при высоких возбуждениях атомных ядер из-за большой плотности уровней. Энергетические уровни с одинаковым спином, но противоположной четностью могут оказаться расположенными близко друг к другу. Тогда, как это видно из выражения (2.3), амплитуда смешивания состояний может оказаться аномально большой из-за малости знаменателя одного из членов суммы этого выражения.

Блин-Стойл<sup>12</sup> и Шапиро<sup>10, 11</sup> показали, что при захвате нейтронов ядрами с атомным весом  $A \approx 100$  фактор  $R$  за счет высокой плотности уровней может достигать величины  $10^3$ . Разумеется, возможны случаи, когда возникают одновременно несколько механизмов усиления, например «кинематическое» и «динамическое». При этом фактор усиления  $R$  может доходить до  $10^3$  и больше.

в) Угловое распределение  $\gamma$ -квантов, испускаемых поляризованными ядрами

Общую теорию углового распределения  $\gamma$ -излучения можно найти в известном обзоре Биденхарна и Розе<sup>17</sup>, монографиях Розе<sup>18</sup>, Фергюсона<sup>19</sup> или в сборнике под редакцией Зигбана<sup>20</sup>. Ниже будут приведены формулы, которые понадобятся нам для истолкования экспериментов по исследованию  $P$ -нечетных эффектов в ядрах, полученные на основе общей теории угловых корреляций Блин-Стойлом<sup>9, 12, 21</sup>.

В первую очередь нас будет интересовать угловое распределение излучения, регистрируемого детектором, не чувствительным к поляризации. Как показали Блин-Стойл и Грэйс<sup>21</sup>, угловое распределение  $\gamma$ -квантов в этом случае может быть представлено в виде

$$W(\theta) = \sum_{\nu} \Omega_{\nu} B_{\nu} U_{\nu} F_{\nu} A_{\nu} P_{\nu}(\cos \theta). \quad (2.6)$$

Коэффициенты  $\Omega_{\nu}$  введены в эту формулу для учета влияния конечных размеров источника и детектора<sup>12</sup>;  $\theta$  — угол между направлениями поляризации ядер и испускания  $\gamma$ -квантов. Параметры ориентации  $B_{\nu}$  определяются выражением

$$B_{\nu} = \sum_M \sqrt{2\nu+1} C(I\nu I; M0) p(M), \quad (2.7)$$

где  $C$  — это коэффициенты Клебша — Гордана,  $p(M)$  — вероятность населенности состояния с магнитным квантовым числом  $M$ . Для  $\nu = 0$  и 1 из выражения (2.7) находим

$$B_0(I) = 1, \quad B_1(I) = \frac{\sqrt{3} \sum_M M p(M)}{\sqrt{I(I+1)}}.$$

Коэффициент  $B_1(I)$ , как легко видеть, пропорционален степени поляризации ядер:  $P_{\text{яд}} = \sum M p(M)/I$ . Коэффициент  $U_{\nu}$  определяет изменение ориентации ядра, обусловленное переходами, предшествующими рассматриваемому. Если таких переходов нет, т. е. параметры  $B_{\nu}$  и  $F_{\nu}$  берутся для одного и того же ядерного состояния, то  $U_{\nu} = 1$ . Коэффициенты  $F_{\nu}$  — это  $F$ -коэффициенты, которые определяются выражением

$$F_{\nu}(LL'I'I) = (-1)^{I'+3I-1} \sqrt{(2I+1)(2L+1)(2L'+1)} \times \\ \times C(LL'\nu; I-1) W(LL'II; \nu I'), \quad (2.8)$$

где  $W(LL'II; \nu I')$  — коэффициенты Ракá. Фактор  $F_{\nu}$  протабулирован Биденхарном и Розе<sup>17</sup>. В этом выражении  $L, L'$  — мультипольности излучения,  $I, I'$  — спины испускающего  $\gamma$ -квант и конечного состояний ядра. Лобов<sup>6, 22</sup> показал, что коэффициент  $F_1(LL'I'I)$  имеет простую аналитическую формулу (мультипольности регулярного и нерегулярного переходов одинаковы):

$$F_1(LL'I'I) = \frac{\sqrt{3}}{2} [L(L+1) + I(I+1) - I'(I'+1)] [L(L+1)]^{-1} [I(I+1)]^{-1/2}. \quad (2.9)$$

Коэффициенты  $A_{\nu}$  для нечетных  $\nu$  ( $P$  — нечетные члены) в случаях, которые ниже будут рассматриваться, можно представить в виде

$$A_{\nu} = \frac{2\varepsilon}{1+\delta^2} [F_{\nu}(LL'I'I) + \delta F_{\nu}(LL'I'I)], \quad (2.10)$$

где параметр  $\varepsilon$  — это отношение матричных элементов нерегулярного и регулярного переходов:

$$\varepsilon = \frac{\langle I' | \widetilde{L\pi'} | I \rangle}{\langle I' | L\pi | I \rangle} = RF, \quad (2.11)$$

а  $\delta$  — параметр смешивания рассматриваемого  $\gamma$ -перехода:

$$\delta = \frac{\langle I' | L+1 | I \rangle}{\langle I' | L | I \rangle}. \quad (2.12)$$

Четные коэффициенты  $A_v$  (сохраняющие четность члены) равны

$$A_v = \frac{1}{1+\delta^2} [F_v(LL'I'I) + \delta^2 F_v(L'L'I'I) + 2\delta F_v(LL'I'I)]; \quad (2.13)$$

$P_v(\cos \theta)$  в формуле (2.6) — полиномы Лежандра. Полагая  $\Omega_v = U_v = 1$ , выражение (2.6) полезно записать в следующем виде <sup>9</sup>:

$$W(\theta) = \pi^2 \sum_{LL'v} B_v(I) F_v(LL'I'I) [\delta_{L+L'+v, \text{четн}} (m_L^* m_{L'} + e_L^* e_{L'}) + \\ + \delta_{L+L'+v, \text{нечетн}} (m_L^* e_{L'} + e_L^* m_{L'})] P_v(\cos \theta). \quad (2.14)$$

В этом выражении  $e_L$  и  $m_L$  — приведенные матричные элементы электрического и магнитного  $2^L$ -польного излучения соответственно, а  $\delta_{L+L'+v, \text{четн}}$  и  $\delta_{L+L'+v, \text{нечетн}}$  —  $\delta$ -символы Кронекера. Из выражения (2.14) с очевидностью следует, что члены, чувствительные к эффекту нарушения  $P$ -четности, т. е. члены, содержащие нечетную степень  $\cos \theta$  (нечетное значение индекса  $v$ ), появляются в угловом распределении  $\gamma$ -квантов из поляризованных ядер в двух случаях:  $L + L' + v$  — четное и  $L + L' + v$  — нечетное число. В первом случае  $L + L'$  должно быть нечетным. Это соответствует интерференции мультиполей разного порядка, но одинакового характера, например, интерференции  $E1$ - и  $E2$ -переходов. Во втором случае, когда  $L + L'$  должно быть четным, имеет место интерференция мультиполей одного порядка, но разного характера, например, интерференция  $M1$ - и  $E1$ -переходов.

В опытах по исследованию углового распределения  $\gamma$ -квантов, испускаемых поляризованными ансамблями ядер,  $P$ -нечетная асимметрия определяется равенством

$$a = \frac{W(0^\circ) - W(180^\circ)}{W(0^\circ) + W(180^\circ)}; \quad (2.15)$$

здесь  $W(0^\circ)$ ,  $W(180^\circ)$  — числа отсчетов, зарегистрированные нечувствительным к поляризации  $\gamma$ -квантов детектором в случаях, когда направления поляризации ядер и импульса  $\gamma$ -квантов составляют  $0^\circ$  и  $180^\circ$ . Иногда вводят вдвое большую величину

$$a' \equiv 2a = \frac{W(0^\circ) - W(180^\circ)}{\overline{W}}, \quad (2.16)$$

где

$$\overline{W} = \frac{W(0^\circ) + W(180^\circ)}{2};$$

Используя выражение (2.6), из экспериментально найденной асимметрии  $a$  ( $a'$ ) можно получить величину  $RF$ .

В экспериментальных исследованиях по поиску и исследованию  $P$ -нечетных угловых корреляций, выполненных до настоящего времени, были применены следующие методы получения большого значения коэффициента  $B_1(I)$ : метод  $\beta - \gamma$ -корреляций, захват поляризованных медленных

нейтронов, использование эффекта Мёссбауэра и поляризация ядер с помощью низких температур.

Майкл<sup>13</sup> обратил внимание на то, что смешивание ядерных состояний с противоположными четностями может привести к возникновению продольной поляризации электронов внутренней конверсии, как если бы имела место внутренняя конверсия циркулярно поляризованных  $\gamma$ -квантов.  $P$ -нечетный эффект в этом случае может быть значительно усилен. Однако пока нет сообщений об экспериментальных попытках использовать этот эффект. Не были также предприняты попытки обнаружить поворот плоскости поляризации нейтронов при прохождении через немагнитное вещество<sup>13</sup>. Положительные результаты были получены при исследованиях углового распределения  $\gamma$ -квантов от поляризованных ядер, измерениях циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, испущенных неполяризованными ядрами и исследовании  $\alpha$ -распада  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ .

### г) Захват поляризованных тепловых нейтронов

При захвате ядрами поляризованных  $s$ -нейтронов фактор населенности подсостояний  $p(M)$  равен<sup>9</sup>

$$p(M) = \frac{2}{2I+1} \sum_{\mu} P_n \left( \frac{1}{2} \right) \left| C \left( I_i \frac{1}{2}; M - \mu \right) \right|^2, \quad (2.17)$$

где  $I_i$  — спин ядра до захвата нейтрона,  $I$  — спин составного ядра, испускающего  $\gamma$ -квант,  $P_n(m)$  — вероятность того, что нейтрон обладает  $z$ -компонентой спина  $m$  ( $m = \pm 1/2$ ). Подставляя это выражение в (2.7), получим

$$B_0(I) = 1, \quad B_1(I) = \frac{(3/4) + I(I+1) - I_i(I_i+1)}{[3I(I+1)]^{1/2}} P_n, \quad (2.18)$$

где  $P_n$  — степень поляризации пучка  $s$ -нейтронов:

$$P_n = \frac{P_n(1/2) - P_n(-1/2)}{P_n(1/2) + P_n(-1/2)}. \quad (2.19)$$

При захвате  $s$ -нейтронов  $B_v(I) = 0$ , если  $v > 1$ .

Рассмотрим теперь частный случай, когда регулярный переход является смешанным  $E(L+1) \rightarrow ML$ -переходом. Тогда нерегулярным переходом может быть  $\widetilde{E}L$ -переход (примесью  $\widetilde{M}(L+1)$ -перехода пренебрегаем). Полагая  $\Omega_v = U_v = B_0(I) = 1$ ,  $B_v(I) = 0$  для  $v > 1$ , получим следующее выражение для асимметрии  $a$ :

$$a = \frac{2B_1(I)}{1 + \delta^2} \left[ F_1(LL'I) \frac{e_L}{m_L} + \delta^2 F_1(LL+1I'I) \frac{e_L}{e_{L+1}} \right]. \quad (2.20)$$

В этом выражении  $\delta$  — параметр смешивания, определенный формулой (2.12). Если регулярный переход является чистым  $ML$ -переходом, а нерегулярный —  $\widetilde{E}L$ -переходом, то, полагая  $\delta = 0$  и подставляя в формулу (2.20) выражение (2.18), получим

$$a = 2P_n \frac{(3/4) + I(I+1) - I_i(I_i+1)}{[3I(I+1)]^{1/2}} F_1(LL'I) \frac{m_L e_L^*}{|m_L|^2 + |e_L|^2} = 2P_n ARF, \quad (2.21)$$

где  $2RF = 2m_L e_L^* / (|m_L|^2 + |e_L|^2) \approx 2e_L/m_L$ ;

$$A = \frac{(3/4) + I(I+1) - I_i(I_i+1)}{[3I(I+1)]^{1/2}} F_1(LL'I). \quad (2.22)$$

В выражениях (2.20) — (2.22) мы считаем приведенные матричные элементы действительными, т. е. принимаем, что  $m_L^* \approx m_L$  и  $e_L^* \approx e_L$ .

Напомним, что коэффициент  $F_1(LL'I'I)$  определяется выражением (2.9). Если  $\gamma$ -переходу  $|IM\rangle \rightarrow |I'M - \mu\rangle$  предшествуют другие переходы, то коэффициент  $A$  будет содержать фактор  $U$ , учитывающий возникающее при этом уменьшение степени поляризации ядра. В наиболее благоприятных случаях коэффициент  $A$  равен единице. Кроме того, необходимо учитывать фактор  $\Omega = \cos \theta$ , определяемый конечными размерами источника, детектора и расстоянием между ними. На этом мы остановимся ниже.

#### д) $\beta - \gamma$ -угловая корреляция

Несохранение  $P$ -четности в  $\beta$ -распаде, обуславливающее появление продольной поляризации у электронов, приводит к тому, что конечное ядро оказывается поляризованным. Испускание  $\gamma$ -квантов этим ядром должно быть асимметричным, если имеет место смешивание ядерных состояний с противоположными четностями. Блин-Стойл<sup>9</sup>,<sup>12</sup> и Крюгер<sup>23</sup> рассмотрели случай разрешенного  $\beta$ -распада и интерференции мультиполей одного порядка:  $ML - EL$ -интерференции. Угловое распределение  $\gamma$ -квантов в этом случае имеет вид

$$W(\theta) = \pi^2 (|m_L|^2 + |e_L|^2) (1 + a \cos \theta), \quad (2.23)$$

где асимметрия  $a$  равна

$$a = \frac{2p}{E} \left[ \left( \pm \lambda_{I\beta I} + 2\delta_{I\beta I} |y| \sqrt{\frac{I}{I+1}} \right) (1 + y^2)^{-1} \right] F_1(LL'I'I) \frac{m_L^* e_L}{|m_L|^2 + |e_L|^2}; \quad (2.24)$$

здесь  $p$  и  $E$  — импульс и энергия  $\beta$ -частицы,  $I_\beta$  — спин  $\beta$ -активного ядра,  $I$  — спин дочернего ядра;

$$\lambda_{I\beta I} = \begin{cases} 1 & \text{для } I_\beta = I - 1, \\ 1/(I + 1) & \text{для } I_\beta = I, \\ -I/(I + 1) & \text{для } I_\beta = I + 1 \end{cases}$$

(верхний знак перед  $\lambda_{I\beta I}$  относится к случаю испускания электрона, нижний (минус) — к испусканию позитрона),  $y = G_V \langle t_\pm \rangle / G_A \langle \sigma t_\pm \rangle$ ,  $\langle t_\pm \rangle$ ,  $\langle \sigma t_\pm \rangle$  — матричные элементы разрешенного  $\beta$ -распада. Предполагается справедливой обычная  $V - A$ -теория слабого взаимодействия.

#### е) Циркулярная поляризация $\gamma$ -квантов

Если испускающее  $\gamma$ -квант ядро не поляризовано, то интерференция электрического и магнитного мультиполей одного порядка, возникающая вследствие несохранения пространственной четности, должна привести к возникновению циркулярной поляризации излучения. На классическом языке это означает, что на колебания электрического диполя будут наложены сдвинутые на  $\pi/2$  по фазе колебания магнитного диполя, что, как известно, приводит к циркулярной поляризации света в оптике.

Степень возникающей поляризации равна<sup>9</sup>,<sup>13</sup>

$$P_\gamma = \frac{2 \sum_L m_L^* e_L}{\sum_L (|m_L|^2 + |e_L|^2)} = 2RF. \quad (2.25)$$

Формула (2.25) показывает, что  $P$ -нечетный эффект в данном случае возникает только вследствие интерференции мультиполей одного порядка. Если регулярный переход является смешанным  $E(L + 1) - ML$ -перехо-



дом и циркулярная поляризация возникает вследствие интерференции регулярного  $ML$ - и нерегулярного  $\overline{EL}$ -переходов, то степень циркулярной поляризации будет равна

$$P_\gamma = \frac{2}{1+\delta^2} \frac{e_L}{m_L} = \frac{2}{1+\delta^2} RF, \quad (2.26)$$

где  $\delta = \langle E(L+1) \rangle / \langle ML \rangle$  — параметр смешивания. Сравнивая выражения (2.25) и (2.26) с выражениями для  $P$ -нечетной угловой асимметрии (2.6), (2.10), (2.21), мы замечаем, что возникающая вследствие несохранения пространственной четности циркулярная поляризация  $P_\gamma$  не зависит от спинового множителя  $A$ , в отличие от  $P$ -нечетной асимметрии  $a$ . К этому замечанию мы вернемся ниже при рассмотрении экспериментальных результатов.

### ж) $P$ -нечетный $\alpha$ -распад

Поиск  $\alpha$ -распада, обусловленного несохранением пространственной четности, относится к классу экспериментов, в которых ожидаемый  $P$ -нечетный эффект должен быть пропорционален  $F^2$ , так как величина  $P$ -нечетного эффекта будет целиком определяться интенсивностью нерегулярной примеси. Если  $P$ -четность является хорошим квантовым числом, то  $\alpha$ -распад из состояния с целым спином  $I$  и четностью  $(-1)^{I+1}$  в состояние  $0^+$  абсолютно запрещен. Такой переход с интенсивностью  $F^2$  будет возможен, если к регулярной части волновой функции примешивается нерегулярная часть с амплитудой смешивания  $F$ .

Опыт дает ширину запрещенного  $\alpha$ -распада  $\Gamma_\alpha$ . В качестве меры  $F^2$  берут отношение ширины запрещенного по четности и разрешенного  $\alpha$ -распадов. Если принять, что для нормального  $\alpha$ -распада отношение  $\gamma$ - и  $\alpha$ -ширин составляет примерно  $10^{-6}$ , то мы получим следующую оценку величины ожидаемого  $P$ -нечетного эффекта:

$$F^2 = \frac{\Gamma_{\alpha \text{ нерег}}}{\Gamma_{\alpha \text{ регул}}} = \frac{\Gamma_{\alpha \text{ нерег}}}{\Gamma_\gamma} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{\alpha \text{ регул}}} \approx \frac{\Gamma_{\alpha \text{ нерег}}}{\Gamma_\gamma} \cdot 10^{-6}. \quad (2.27)$$

Наиболее детально был изучен  $\alpha$ -распад ядра  $^{16}\text{O}$ . Ниже этот случай будет рассмотрен подробнее.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АСИММЕТРИИ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЯДЕР

### а) Выбор ядер

Очень удобным объектом для поиска  $P$ -нечетной угловой корреляции в  $(n, \gamma)$ -реакции является кадмий. Почти полностью он состоит из одного изотопа  $^{113}\text{Cd}$ . Спин и четность основного состояния этого изотопа равны  $I_i^\pi = (1/2)^+$ . Захват тепловых нейтронов происходит с большим сечением и обусловлен почти целиком резонансом при энергии 0,178 эв, который приводит к образованию возбужденного состояния  $^{114}\text{Cd}$  со спином и четностью  $1^+$ . Интересующая нас часть схемы распада этого ядра показана на рис. 1. Переход из составного состояния  $1^+$  в основное состояние  $0^+$  изотопа  $^{114}\text{Cd}$  является чистым  $M1$ -переходом с энергией 9,04 Мэв. Плотность уровней в кадмии при возбуждении около 9 Мэв достаточно велика, и можно было рассчитывать на

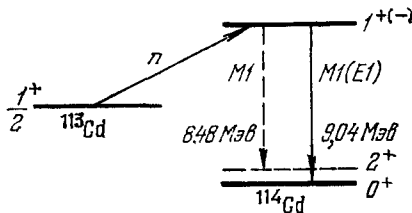


Рис. 1. Часть схемы распада ядра  $^{114}\text{Cd}$ .

то, что уровни с одинаковыми спинами и разными четностями окажутся расположенными близко друг к другу. Как было выше отмечено, за этот счет возникает «динамическое» усиление  $P$ -нечетного эффекта<sup>10</sup>. Кроме того, поскольку  $1^+ \rightarrow 0^+$ -переход является  $M1$ -переходом, нерегулярным переходом должен быть  $\bar{E}1$ -переход.  $M1$ — $\bar{E}1$ -интерференция приводит

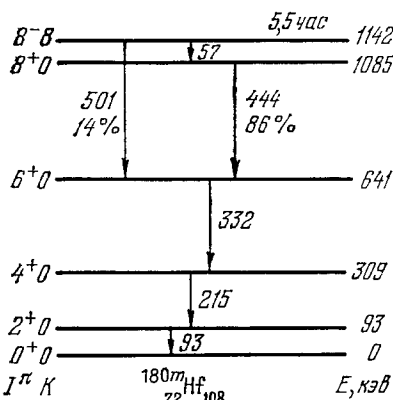


Рис. 2. Часть схемы распада ядра  $^{180m}\text{Hf}$ .

к «кинематическому» усилению эффекта. В результате, как показывают оценки, выполненные Блин-Стойлом и Шапиро<sup>12, 10, 11</sup>, в рассматриваемом случае можно ожидать значительного усиления  $P$ -нечетной корреляции:  $R \approx 10^3$ .

Еще большее усиление должно возникнуть в ядре  $^{180m}\text{Hf}$ . Часть схемы распада этого изомерного состояния показана на рис. 2. Как видно из рисунка, переходы из метастабильного состояния  $1^+K = 8-8$  на уровни полосы с  $K = 0$  должны быть сильно подавлены  $K$ -запретом. Если подавление регулярных и нерегулярных переходов неодинаково, то, как было отмечено выше, может возникнуть значительное усиление  $P$ -нечетной корреляции. На воз-

можность большого усиления в этом случае было указано в работах Лаусона и Сегеля<sup>24</sup> и Фогеля (см. обзор<sup>5</sup>).

Особый интерес представляют легкие ядра,  $P$ -нечетный эффект в которых поддается более или менее корректному расчету. Исследование некоторых из них позволяет, в принципе, раскрыть изотопическую структуру слабого взаимодействия, на чем мы подробнее остановимся ниже.

#### б) Специфика реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$

Угловое распределение  $\gamma$ -квантов, испускаемых после захвата частиц со спином  $1/2$ , не может содержать гармоник порядка выше  $2l$  ( $l$  — орбитальное квантовое число), т. е. в случае  $s$ -нейтронов оно должно быть изотропным<sup>25</sup>. Однако в случае несохранения пространственной четности в ядерных электромагнитных переходах угловое распределение  $\gamma$ -квантов, испускаемых ядрами после захвата поляризованных нейтронов, дается выражением (2.6), которое может быть представлено в виде

$$W(\theta) = \text{const} (1 + P_n a \cos \theta); \quad (3.1)$$

здесь  $\theta$  — угол между направлениями поляризации пучка нейтронов и импульса  $\gamma$ -кванта,  $P_n$  — степень поляризации пучка нейтронов,  $a$  — искомый коэффициент асимметрии, который согласно выражению (2.21) мы будем считать равным

$$a = 2ARF. \quad (3.2)$$

Коэффициент  $A$  определяется соотношением (2.22) и для рассматриваемого перехода  $1^+ \rightarrow 0^+$  с энергией 9,04 Мэв ядра  $^{114}\text{Cd}$  равен  $A = +1$ . Поскольку  $R \approx 10^3$ ,  $F \approx 10^{-7}$ , то можно ожидать появления асимметрии  $a \approx 10^{-4}$ . Кроме перехода из состояния  $1^+$  в основное состояние  $0^+$ , у возбужденного ядра  $^{114}\text{Cd}$  есть переход из того же состояния  $1^+$  в первое возбужденное состояние  $2^+$  с энергией 0,56 Мэв. Переход  $1^+ \rightarrow 2^+$ , энергия которого равна 8,48 Мэв, также является  $M1$ -переходом. В случае, если исходное состояние  $1^+$  содержит  $P$ -нечетную примесь,  $\gamma$ -

кванты перехода  $1^+ \rightarrow 2^+$  будут также иметь асимметричное угловое распределение. К сожалению, спиновый фактор  $A$  в этом случае имеет противоположный знак:  $A = -0,5$ , т. е. возникает эффект другого знака. Уменьшение величины коэффициента  $A$  может быть возмещено тем, что переход  $1^+ \rightarrow 2^+$  в два раза интенсивнее перехода  $1^+ \rightarrow 0^+$ . Поэтому, если установка вследствие плохого энергетического разрешения недостаточно хорошо разделяет эти два близких по энергии перехода, может иметь место взаимная компенсация двух эффектов с противоположными знаками \*). Здесь же отметим, что при измерении циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов такой компенсации не возникает, так как оба перехода в этом случае дают эффект одного знака. В самом деле, в выражение (2.25), определяющее величину циркулярной поляризации, спиновый множитель  $A$  не входит и знак эффекта для обоих рассматриваемых переходов должен быть одинаковым. На практике измеряют асимметрию вылета квантов вдоль и против направления поляризации пучка нейтронов. В этом случае выражение (3.1) принимает вид

$$N^{\pm} = \text{const} \cdot (1 \pm a P_n \Omega), \quad (3.3)$$

где  $N^{\pm}$  — числа отсчетов детектора для случаев, когда импульс  $\gamma$ -кванта и спин нейтрона параллельны и антипараллельны,  $\Omega = \cos \theta$  — геометрический фактор, учитывающий конечные размеры детектора и мишени.

Вычисляя разность или отношение отсчетов  $N^+$  и  $N^-$ , мы можем найти величину коэффициента  $a$ . Для уменьшения влияния приборной асимметрии желательно иметь два одновременно работающих одинаковых канала, расположенных вдоль и против направления поляризации пучка.

Полученное в опыте на поляризованном пучке нейтронов значение асимметрии должно быть исправлено с учетом приборной асимметрии, определяемой в опыте на деполяризованном пучке нейтронов. Направление поляризации пучка нейтронов необходимо периодически реверсировать.

#### в) Первая попытка обнаружения $P$ -нечетного эффекта в $(n, \gamma)$ -реакциях

Впервые поляризованный пучок медленных нейтронов в опытах по поиску  $P$ -нечетной асимметрии испускания  $\gamma$ -квантов был использован в работе Гааза, Лейпунера и Эдэра <sup>26</sup>. В этой работе изучали угловое распределение  $\gamma$ -квантов, испускавшихся после захвата нейтронов ядрами кадмия, индия и серебра. Пучок поляризованных нейтронов с энергией  $0,09$  эв и степенью поляризации около  $80\%$  был получен отражением от плоскостей (111) намагниченного монокристалла сплава кобальт-железо. Интенсивность пучка на мишени составляла  $2 \cdot 10^4$   $\text{сек}^{-1}$  на всю поверхность образца (около  $6,5$   $\text{см}^2$ ). Для регистрации  $\gamma$ -квантов, испускаемых вдоль и против направления поляризации пучка нейтронов, использовали два идентичных сцинтилляционных спектрометра с кристаллами NaI (Tl). Импульсы от фотоумножителей проходили через усилители и одноканальные дифференциальные анализаторы. Направление поляризации пучка нейтронов периодически реверсировали. Однако это реверсирование осуществлялось с довольно большим периодом, так как для этой цели использовали устройство, в котором нужно было включать и выключать ток силой  $400$  а.

\*) Если переход  $1^+ \rightarrow 2^+$  является смешанным  $M1 - E2$ -переходом, то  $P$ -нечетная асимметрия для этого случая будет определяться формулой (2.20). И в этом случае необходимо тщательное разделение переходов  $1^+ \rightarrow 0^+$  и  $1^+ \rightarrow 2^+$ .

Для перехода  $1^+ \rightarrow 0^+$  ядра  $^{114}\text{Cd}$  с энергией  $9,04 \text{ Мэв}$  асимметрия  $\alpha$  не была обнаружена:

$$\alpha = (1, 2 \pm 7,8) \cdot 10^{-4}.$$

Еще меньшая точность была получена для серебра и индия. К сожалению, авторы работы значительно переоценили величину фактора усиления  $R$  для исследованной реакции  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$  и на основании полученного результата сделали далеко идущие выводы о малости параметра  $F$ . На эту ошибку обратили внимание Блин-Стойл<sup>12</sup> и И. С. Шапиро (см. работу<sup>27</sup>). Если правильно учесть фактор усиления  $R$ , то на основании полученного Гаазом и др.<sup>26</sup> результата можно сделать вывод о том, что  $F \leq 10^{-6}$ .

### г) Экспериментальное обнаружение эффекта

В Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ, Москва) располагали значительно более интенсивным поляризованным

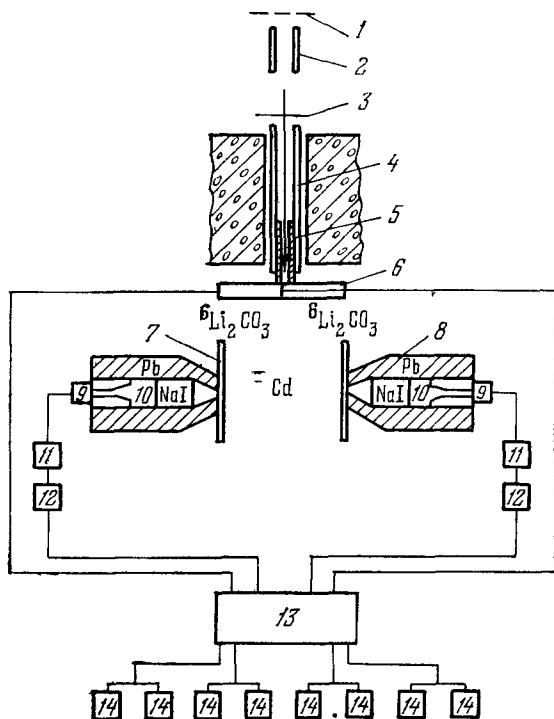


Рис. 3. Схема эксперимента для измерения асимметрии  $\gamma$ -излучения поляризованного ядра  $^{114}\text{Cd}$ .

1 — железная фольга-деполяризатор, 2 — поворотный магнит, 3 — фольга стоком, 4 — магнитопровод, 5 — коллиматор, 6 — вращающаяся железная фольга-деполяризатор, 7 — первый спектрометр, 8 — второй спектрометр, 9 — катодные повторители, 10 — фотоумножители, 11 — усилители, 12 — анализаторы, 13 — коммутатор, 14 — пересчетные схемы.

пучком нейтронов, что давало возможность повысить достигнутую в работе Гааза и др.<sup>26</sup> точность на порядок величины. Согласно выше приведенным оценкам Блин-Стойла и И. С. Шапиро это давало основание надеяться на обнаружение  $P$ -нечетного эффекта в реакции  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ .

К осуществлению эксперимента в ИТЭФ приступили в 1961 г. по инициативе И. С. Шапиро. Эксперимент был повторен трижды на разных установках<sup>27, 28, 29</sup>. Во всех трех экспериментах ИТЭФ пучки поляризованных нейтронов получали на горизонтальном канале тягеловодного реактора ИТЭФ путем отражения от намагниченных кобальтовых зеркал<sup>30</sup>. Общая схема эксперимента показана на рис. 3.

Во втором и третьем экспериментах<sup>28, 29</sup> поляризатором служила система тонких зеркал, напоминавшая соллеровский коллиматор<sup>31</sup>, которая фокусировала пучок на мишень. Пучок поляризованных нейтронов, пройдя

через ряд коллиматоров и магнитопроводов, падал на мишень из металлического кадмия толщиной  $0,4 \text{ мм}$ .

Испускаемые мишенью  $\gamma$ -кванты регистрировались двумя идентичными сцинтилляционными спектрометрами с кристаллами  $\text{NaI}(\text{Tl})$  диаметром  $70$  и толщиной  $100 \text{ мм}$  с разрешением  $11\text{--}12\%$  по линии  $^{137}\text{Cs}$  с энергией  $E_\gamma = 660 \text{ кэв}$ . Вся детектирующая часть установки была отделена от зала

реактора толстой бетонной стеной. Рассеянные на мишени нейтроны поглощались слоем прессованного карбида бора либо углекислого лития, обогащенного изотом  $^6\text{Li}$ . Фотоэлектронные умножители вместе с кристаллами были защищены от влияния магнитных полей несколькими экранами из стали и пермаллоя и закрыты слоем свинца толщиной не менее 70 мм.

Во всех опытах выделяли один и тот же энергетический интервал импульсов  $\gamma$ -квантов, соответствующий переходу с энергией 9,04 Мэв ядра  $^{114}\text{Cd}$  и равный 8,5—9,5 Мэв \*). Ежедневно производилась энергетическая калибровка спектрометров по известным пикам в спектрах  $\gamma$ -излучения из реакции  $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{57}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}$ , а также по исследуемому спектру кадмия.

Большое внимание было уделено устранению наложений импульсов  $\gamma$ -квантов, которое могло привести к появлению в исследуемом энергетическом диапазоне импульсов  $\gamma$ -квантов меньших энергий и, следовательно, к снижению исследуемого эффекта. Перед детекторами, для уменьшения их загрузки мягкими  $\gamma$ -квантами, стояли алюминиевые фильтры толщиной 85 мм. Кроме того, для уменьшения эффекта наложения импульсов во втором и третьем опытах пришлось при помощи диафрагмирования пучка нейтронов ограничить его интенсивность. Она составляла  $10^7\text{ сек}^{-1}$ . Для этой же цели электрический импульс, снимаемый с ФЭУ, формировали по длительности до 0,25 мксек.

Электронная аппаратура во всех трех опытах была существенно различной как по принципу построения блок-схемы, так и по выполнению отдельных узлов. Главная трудность подобных экспериментов состоит в исключении приборной асимметрии, возникающей из-за нестабильности работы электронной аппаратуры или из-за нестабильности потока нейтронов.

Для борьбы с нестабильностью были применены различные приемы. В первом опыте <sup>27</sup> проводили быстрое сравнение эффектов на поляризованном и деполаризованном пучках нейтронов. Для этого на пути нейтронов помещали вращающийся деполаризатор в виде круга, у которого два противоположных квадранта были закрыты железной фольгой, а два другие оставлены открытыми. Пучок нейтронов 20 раз в секунду оказывался перекрытым фольгой и тем самым полностью деполаризованным <sup>32</sup>.

При помощи дифференциальных дискриминаторов из спектра импульсов выделяли необходимый энергетический диапазон. Затем выделенные импульсы при помощи электронного коммутатора направляли поочередно в пересчетные схемы, соответствующие двум состояниям пучка нейтронов. Для исключения приборной асимметрии каждые 20 минут реверсировалось направление спина нейтронов относительно направления постоянного магнитного поля в районе мишени. Во втором и третьем опытах проводили быстрое сравнение эффектов для противоположных направлений спинов нейтронов. Для этого при помощи специального устройства <sup>33</sup> 10 раз в секунду изменяли направление поляризации пучка нейтронов при неизменном направлении магнитного поля в районе мишени. Так же как и в первом опыте, выделяли необходимый энергетический диапазон, а затем импульсы при помощи коммутатора направляли в пересчетные схемы, соответствующие двум направлениям поляризации пучка нейтронов.

Измерения на поляризованном и деполаризованном пучках чередовали каждые 20 минут. Эксперимент на деполаризованном пучке позволял определить приборную асимметрию. Объединяя результаты, полученные на поляризованном и деполаризованном пучках нейтронов, получали искомое значение асимметрии.

\*) В работе <sup>27</sup> ошибочно был указан другой энергетический интервал.

В каждом из экспериментов было выполнено большое количество контрольных опытов<sup>34</sup>. Так, например, производилось исследование асимметрии углового распределения  $\gamma$ -квантов изотопа  $^{114}\text{Cd}$  в другом интервале энергий, где эффект должен быть значительно подавлен из-за того, что в этот интервал вносят вклад многие переходы и трудно ожидать, чтобы асимметрия всех этих переходов имела одинаковый знак. В первом опыте этот интервал был 4,1—5,5 Мэв, во втором — 6,8—7,8 Мэв, и оба контрольных эксперимента были выполнены в промежутках времени между основными измерениями. В третьем опыте контрольный эксперимент в интервале энергий  $\gamma$ -квантов 6,3—8,5 Мэв шел параллельно с основным.

Были выполнены также контрольные эксперименты с другими ядрами, в которых  $P$ -нечетные эффекты не должны были наблюдаться. Это — эксперименты с мишенями из самария, титана и свинца. В них регистрировали интенсивные  $E1$ -переходы. Опыты с титаном и свинцом проверяли отсутствие чувствительности установки к циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, так как циркулярная поляризация выбранных квантов была равна циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов ядра  $^{114}\text{Cd}$  с энергией 9,04 Мэв.

Был выполнен контрольный эксперимент с мишенью из графита для проверки чувствительности установки к нейтронам, рассеянными на мишени. Измеряли также асимметрию без мишени в пучке («фоновая» асимметрия). В первом и третьем опытах был выполнен контрольный эксперимент с вертикальным направлением поляризации пучка нейтронов, в отличие от основных измерений, в которых спины нейтронов были ориентированы горизонтально. В этом контрольном эксперименте  $\cos \theta = 0$  и  $P$ -нечетная корреляция должна была исчезнуть. Однако в случае, если имеет место примесь  $p$ -нейтронов, как заметил И. С. Шапиро, интерференция  $s$ - и  $p$ -уровней может вызвать наличие корреляции вида  $P_n [p_n p_\gamma]$ , где  $P_n$  — вектор поляризации пучка нейтронов,  $p_n$  и  $p_\gamma$  — импульсы нейтрона и  $\gamma$ -кванта. Несмотря на то, что для использованной геометрии установки такой корреляции быть не должно, так как  $P_n [p_n, p_\gamma] = 0$ , отличие реальной геометрии от идеальной могло привести к ее появлению. Контрольный эксперимент был выполнен в такой геометрии, что влияние указанной корреляции должно было резко возрасти. Ежедневно производилась проверка правильности работы коммутаторов и пересчетных схем.

Результаты всех контрольных экспериментов позволяют утверждать, что наблюдаемый в основных экспериментах эффект асимметрии обязан своим происхождением угловой асимметрии испускания  $\gamma$ -квантов с энергией 9,04 Мэв ядра  $^{114}\text{Cd}$ , вылетающих после захвата тепловых поляризованных нейтронов.

В первом опыте ИТЭФ, законченном в 1964 г.<sup>27</sup>, был получен результат

$$a = - (3,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}.$$

В этом результате уже учтена приборная асимметрия, измеренная на деполяризованном пучке.

Во втором опыте ИТЭФ<sup>28</sup> асимметрия на поляризованном пучке оказалась равной

$$a_{\text{пол}} = - (3,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-4},$$

а на деполяризованном пучке она была равна

$$a_{\text{деп}} = + (0,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}.$$

Так как приборная асимметрия была измерена с той же точностью, что и эффект, а знаки асимметрий оказались разными, то в окончательном

результате в работе <sup>28</sup> была учтена лишь ошибка измерения приборной асимметрии и результат был представлен в виде

$$a = -(3,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}.$$

Но для конкретного сравнения трех полученных в ИТЭФ результатов нужно вычесть приборную асимметрию из эффекта на поляризованном пучке. Тогда асимметрия будет равна

$$a = -(4,2 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}.$$

Наконец, в третьем опыте <sup>29</sup> было получено

$$a = -(2,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}.$$

Средневзвешенное значение асимметрии равно

$$a = -(3,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}.$$

В выбранный в опытах ИТЭФ интервал энергий 8,5—9,5 Мэв частично попадают  $\gamma$ -кванты перехода с энергией 8,48 Мэв, что, как выше отмечено, снижает асимметрию. Кроме того, имеется фон, обусловленный наложениями импульсов от  $\gamma$ -квантов с меньшими энергиями. Исправленное средневзвешенное значение асимметрии принято равным <sup>34</sup>

$$a = -(4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}.$$

Полагая, что обнаруженная асимметрия обусловлена  $P$ -нечетным взаимодействием и принимая фактор усиления  $R \approx 10^3$ , найдем отсюда (см. выражение (3.2)), что амплитуда  $|F| \approx 2 \cdot 10^{-7}$ , что находится в согласии с оценками Шапиро <sup>10</sup>, Блин-Стойла <sup>12</sup> и более поздней оценкой Мак-Келлара <sup>35</sup>.

Полученное в ИТЭФ значение асимметрии в угловом распределении  $\gamma$ -квантов в реакции <sup>113</sup>Cd ( $n, \gamma$ ) <sup>114</sup>Cd на поляризованном пучке нейтронов хорошо согласуется с результатами измерения циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов в той же реакции, выполненными на неполяризованном пучке нейтронов группой проф. Вильсона в 1972 г. <sup>36</sup>. В этой работе, на которой мы подробнее остановимся ниже, было получено следующее значение циркулярной поляризации:

$$P_\gamma = -(6,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}.$$

д) Другие попытки исследовать асимметрию  
углового распределения  $\gamma$ -квантов в реакции  
<sup>113</sup>Cd ( $n, \gamma$ ) <sup>114</sup>Cd

Угловое распределение  $\gamma$ -квантов в реакции <sup>113</sup>Cd ( $n, \gamma$ ) <sup>114</sup>Cd на поляризованном пучке нейтронов исследовали еще в нескольких лабораториях. В Испре (Италия) <sup>37</sup> и Карлсруэ (ФРГ) <sup>38</sup> не разделяли друг от друга переходы  $1^+ \rightarrow 0^+$  и  $1^+ \rightarrow 2^+$ . Как было отмечено выше, это недопустимо. Не удивительно, что в этих экспериментах асимметрия не была обнаружена. Результаты группы из Рисо (Дания) не противоречат результатам, полученным в ИТЭФ. В первом сообщении этой группы <sup>39</sup> был обнаружен значительный эффект:

$$a = -(8,4 \pm 2,8) \cdot 10^{-4}.$$

В качестве  $\gamma$ -спектрометров использовали сцинтилляционные спектрометры с кристаллами NaI (Tl).  $\gamma$ -кванты перехода  $1^+ \rightarrow 0^+$  регистрировали в интервале 8,2—9,9 Мэв. В таком образом выбранное энергетическое окно неизбежно попадали  $\gamma$ -кванты перехода  $1^+ \rightarrow 2^+$  с энергией 8,48 Мэв. По-

этому эффект представляется сильно завышенным. В дальнейшем авторы объяснили это значение эффекта тем, что приборная асимметрия на деполаризованном пучке нейтронов была измерена лишь после завершения всех измерений на поляризованном пучке.

В повторном эксперименте <sup>40</sup> датской группы  $\gamma$ -кванты регистрировали в интервале энергий 8,8—9,5 Мэв; асимметрия была равна

$$a = - (2,5 \pm 2,2) \cdot 10^{-4}.$$

Этот результат находится в полном согласии с результатами, полученными в ИТЭФ.

Третий эксперимент <sup>41</sup> был выполнен с использованием германиевого детектора. В установке был один канал. В интервале энергий 8,0—9,2 Мэв асимметрия оказалась равной

$$a = - (0,6 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}.$$

Результаты экспериментов, в которых исследовали асимметрию испускания или циркулярную поляризацию  $\gamma$ -квантов в реакции <sup>113</sup>Cd ( $n, \gamma$ ) <sup>114</sup>Cd, представлены в таблице на стр. 163. В нее не включены результаты работ <sup>37-39</sup> (по выше указанным причинам). Последний результат группы из Риси <sup>41</sup> не находится в резком противоречии с результатами ИТЭФ. Средневзвешенное значение асимметрии, полученной в ИТЭФ, величина циркулярной поляризации, полученная группой Вильсона <sup>38</sup> и два последних результата датской группы <sup>40, 41</sup>, являются совместными, в чем легко убедиться, используя  $\chi^2$ -тест.

Таким образом, можно считать установленным наличие интерференции ядерных состояний с противоположной четностью в  $\gamma$ -переходе  $1^+ \rightarrow 0^+$  с энергией 9,04 Мэв в реакции <sup>113</sup>Cd ( $n, \gamma$ ) <sup>114</sup>Cd.

#### е) Асимметрия $\gamma$ -распада поляризованного ядра <sup>180</sup>Hf

Шарф-Гольдхабер и Мак-Кеон <sup>42</sup>, измеряя коэффициенты конверсии  $L$ -электронов перехода  $8^- \rightarrow 8^+$  с энергией 57,5 кэв в ядре <sup>180m</sup>Hf, обнаружили аномалию, которую они пытались объяснить наличием в этом  $E1$ -переходе 10%-ной примеси нерегулярного  $\overline{M1}$ -перехода. В этом случае следовало ожидать аномально большой  $P$ -нечетной циркулярной поляризации или, для случая поляризованных ядер, угловой асимметрии испускания  $\gamma$ -квантов вследствие  $E1-\overline{M1}$ -интерференции. Но столь большой эффект не был обнаружен <sup>43-45</sup>, а само явление нашло свое естественное объяснение эффектом проникновения электронной волновой функции в ядро <sup>43,46</sup>.

Крейн и др. <sup>47</sup> исследовали асимметрию испускания  $\gamma$ -квантов другого перехода <sup>180m</sup>Hf, поляризованного методом Самойлова <sup>48</sup>. Переход с метастабильного состояния  $8^-$  на уровень  $6^+$  сопровождается испусканием  $\gamma$ -квантов с энергией 501 кэв. Это смешанный  $M2-E3$ -переход с параметром смешивания  $\delta = \langle E3 \rangle / \langle M2 \rangle = +5,5 \pm 0,1$ . Примесь  $P$ -нечетного  $\overline{E2}$ -перехода может интерферировать как с регулярным  $M2$ -, так и с  $E3$ -излучением.

Экспериментально определяли асимметрию  $a'$  (формула (2.16)), которая в данном случае может быть представлена в виде

$$a' = \frac{W'(0^\circ) - W(180^\circ)}{\overline{W}} = \frac{2\Omega_1 B_1 A_1 + 2\Omega_3 B_3 A_3}{1 + \Omega_2 B_2 A_2 + \Omega_4 B_4 A_4}. \quad (3.4)$$

Членами с  $\nu > 4$  пренебрегают.



Образцы в форме дисков диаметром 6 мм и толщиной 0,5 мм готовили из ферромагнитного сплава  $(\text{Hf}_x\text{Zr}_{1-x})\text{Fe}_2$ . Метастабильное состояние  $^{180\text{m}}\text{Hf}$  получали облучением образцов в реакторе. Охлаждение облученных образцов производили с использованием в качестве охлаждающей смеси раствора  $^3\text{He}$  —  $^4\text{He}$ . Установка схематически изображена на рис. 4.

Для поляризации ядер  $\text{Hf}$  охлажденный образец помещали в магнитное поле, созданное двумя парами сверхпроводящих колец Гельмгольца. Пары колец располагались в двух взаимно ортогональных направлениях, что позволяло осуществлять медленное вращение магнитного поля, т. е. направления поляризации. Детекторами  $\gamma$ -квантов служили  $\text{Ge}(\text{Li})$ -кристаллы, расположенные по разные стороны от образца на оси пары колец Гельмгольца. Описанное выше устройство позволяло измерять не только  $W(0^\circ)$  —

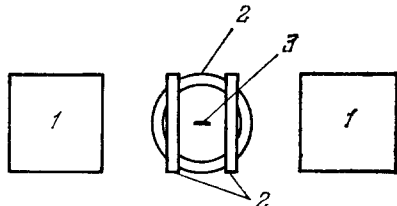


Рис. 4. Схема эксперимента для исследования асимметрии  $\gamma$ -излучения поляризованного ядра  $^{180\text{m}}\text{Hf}$ .

1 — детекторы, 2 — пары колец Гельмгольца, 3 — источник.

—  $W(180^\circ)$ -асимметрию, но и анизотропию  $W(0^\circ)$  —  $W(90^\circ)$ , что было необходимо для экспериментального определения параметров ориентации  $B_\gamma$ . Для определения этих параметров исследовали угловое распределение чистого  $E2$ -перехода с энергией 444 кэв. Угловая асимметрия  $W(0^\circ)$  —  $W(90^\circ)$  линии с энергией 501 кэв была использована для независимого определения параметра смешивания  $\delta$ .

Полученные в процессе измерения значения скоростей счета исправлялись с учетом времени жизни метастабильного состояния гафния. Четные коэффициенты  $A_\gamma$  вычислялись по формуле (2.13). Единственным неизвестным параметром, входящим в выражение (3.4), был содержащийся в коэффициентах  $A_\gamma$  и  $A_3$   $P$ -нечетный параметр  $\varepsilon = RF$ , определяемый выражением (2.11). Таким образом, измеряя в эксперименте асимметрию  $a'$ , авторы находили параметр  $\varepsilon$ .

В этом эксперименте была обнаружена рекордно большая  $P$ -нечетная асимметрия:  $a' = -(16,6 \pm 1,8) \cdot 10^{-3}$ . Из этого значения асимметрии получена величина параметра  $\varepsilon$ :

$$|\varepsilon| = 0,038 \pm 0,004 \quad (\chi^2 = 0,7).$$

Этот результат находится в полном согласии с результатами исследования циркулярной поляризации того же самого  $\gamma$ -перехода<sup>49, 50</sup>, на которых мы остановимся ниже. В соответствии с работой Лаусона и Сегеля<sup>24</sup>, полученный результат согласуется с предположением, что  $F \approx 3 \cdot 10^{-7}$ .

Таким образом, результаты исследования  $P$ -нечетных корреляций в кадмии и гафнии находятся в согласии между собой. К сожалению, в обоих случаях можно говорить только о качественном согласии теории и эксперимента. Эти опыты убеждают нас в факте существования интерференции ядерных состояний с противоположными четностями. Количественная же проверка теории возможна лишь при исследовании самых простых ядерных систем.

#### ж) Попытки исследовать легкие ядра

Недавно появилось сообщение<sup>51</sup> об успешном исследовании  $P$ -нечетной асимметрии испускания  $\gamma$ -квантов в переходе  $1/2^- \rightarrow 1/2^+$  (110 кэв) в ядре  $^{19}\text{F}$ . Эти ядра в возбужденном поляризованном состоянии получали в реакции  $^{22}\text{Ne}(p, \alpha)^{19}\text{F}$  на поляризованном пучке протонов. Наблюдали

асимметрию испускания радиации вида  $W(\theta) = \text{const} (1 + Pka \cos \theta)$ , где  $P$  — поляризация пучка,  $k$  — коэффициент переноса поляризации,  $a$  — искомая асимметрия,  $\theta$  — угол между направлениями поляризации и импульса  $\gamma$ -квантов. Инструментальная асимметрия исследована в реакции  $^{22}\text{Ne}(p, n)^{22}\text{Na}$ , которая дает изотропное распределение  $\gamma$ -квантов с энергией 74 кэв. Найдено, что  $k = -(0,73 \pm 0,15)$ . Получено следующее значение асимметрии:  $a = -(1,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$ .

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ НЕПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЯДЕР

##### а) В ы б о р я д е р

Другой физической величиной, указывающей на факт несохранения пространственной четности в ядерных электромагнитных процессах, является циркулярная поляризация  $\gamma$ -излучения неполяризованных ядер. Для обнаружения эффекта, как и в случае исследования углового распределения  $\gamma$ -квантов, следует выбирать  $\gamma$ -переходы с большим фактором усиления  $R$  (см. формулу (2.25)). При этом надо иметь в виду, что вследствие малой эффективности поляриметров (см. ниже), если даже  $R \approx 10^2 - 10^3$ , т. е. циркулярная поляризация  $P_\gamma \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ , экспериментально измеряемая асимметрия оказывается почти на два порядка ниже. Для

обнаружения столь малых эффектов необходимо не только иметь достаточно высокую интенсивность излучения, но и обеспечить отсутствие систематических погрешностей с еще более высокой точностью.

Наибольшее число исследований было посвящено измерению циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения с энергией 482 кэв в ядре  $^{181}\text{Ta}$  (переход  $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ ). Само это ядро получается после  $\beta$ -распада ядра  $^{181}\text{Hf}$ . Часть схемы распада приведена на рис. 5. Регулярный переход мультипольности  $M1$  сильно подавлен правилами отбора (в  $3 \cdot 10^6$  раз). Физической причиной

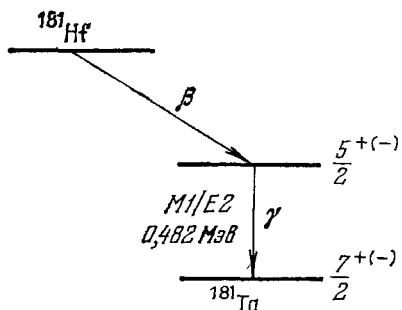


Рис. 5. Часть схемы распада ядра  $^{181}\text{Hf}$ .

этого подавления является то обстоятельство, что согласно оболочечной модели переход  $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$  в ядре  $^{181}\text{Ta}$  приводит к изменению орбитального момента нуклона на две единицы, вследствие чего испускание  $M1$ -фотона одним нуклоном запрещено. Возникает большой фактор структурного усиления. Нерегулярный переход  $\overline{E1}$  усилен еще и вследствие кинематического усиления.

Необходимо учесть, однако, что в изучаемом переходе имеется большая примесь (97% по интенсивности)  $E2$ -перехода, разрешенного законом сохранения четности. Эта примесь является фоном, на котором проявляется эффект интерференции  $\overline{E1}$ — $M1$ -переходов. Общий фактор усиления по оценкам находится в пределах  $10 < R < 100$ .

Другим хорошо исследованным случаем является переход  $8^- \rightarrow 6^+$  в ядре  $^{180\text{m}}\text{Hf}$  с энергией 501 кэв. Схема уровней этого ядра была приведена на рис. 2. Этот переход замечателен тем, что как и в случае реакции  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ , была исследована как циркулярная поляризация, так и асимметрия соответствующих  $\gamma$ -квантов, причем наблюдались наибольшие эффекты несохранения четности в ядерных силах.

В отличие от асимметрии, которая чувствительна как к  $M2$  —  $\overline{E2}$ -интерференции, так и к  $E3$  —  $\overline{E2}$ -интерференции, эффект циркулярной поляризации определяется интерференцией только  $M2$ - и  $\overline{E2}$ -переходов, а  $E3$ -переход является фоновым. Поэтому эффект циркулярной поляризации должен быть в  $1 + \delta = 6,5$  раз меньше, чем эффект асимметрии. Это следует из сравнения формул (2.10) и (2.26).

В области ядер среднего веса единственным исследованным переходом является  $M2$ -переход  $7/2^- \rightarrow 3/2^+$  с энергией 1290 кэв в ядре  $^{41}\text{K}$ . Это ядро интересно тем, что оно является сферическим и достаточно легким, что позволяет произвести более точные теоретические оценки эффекта.

Очень важным является исследование простейшей реакции  $n + p \rightarrow d + \gamma$ , так как в ней можно наблюдать  $P$ -нечетные эффекты в чистом виде без механизмов усиления, точный расчет которых в настоящее время невозможен.

Сводка всех исследованных ядер и переходов, в которых наблюдаются  $P$ -нечетные эффекты, приведена в таблице на стр. 163.

#### б) Методика измерения циркулярной поляризации $\gamma$ -квантов

Степень циркулярной поляризации вычисляется по формуле  $P_\gamma = (N_L - N_R)/(N_L + N_R)$ , где  $N_L$  — число лево-циркулярно поляризованных квантов, а  $N_R$  — число право-циркулярно поляризованных квантов.

Удобными анализаторами циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения являются ферромагнитные материалы. При намагничивании электроны в атомах ферромагнетиков частично поляризуются и по-разному рассеивают кванты с левой и правой циркулярной поляризацией. Для  $\gamma$ -квантов небольшой энергии (меньше 0,65 Мэв) сечение рассеяния максимально, когда импульс  $\gamma$ -кванта антипараллелен направлению вектора намагниченности и минимально в противоположном случае. (Укажем, что спины электронов в ферромагнетиках направлены в сторону, противоположную направлению вектора намагниченности.) Для  $\gamma$ -квантов с энергией больше 0,65 Мэв положение с сечениями обратное.

Таким образом, анализатор циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения должен состоять из магнита, называемого поляриметром, который нужно периодически намагничивать в противоположных направлениях, и детектора  $\gamma$ -квантов, стоящего за поляриметром.

Пучок  $\gamma$ -квантов проходит через поляриметр, а детектор регистрирует большее или меньшее пропускание  $\gamma$ -квантов поляриметром при его перемагничивании. Такой способ измерения циркулярной поляризации называется методом пропускания. Он применяется, как правило, для  $\gamma$ -квантов большой энергии.

Для  $\gamma$ -квантов меньшей энергии эффективнее применять другой метод — метод рассеяния вперед. В этом методе пучок  $\gamma$ -квантов рассеивается на поверхности поляриметра, который периодически перемагничивается. Детектор в этом случае регистрирует рассеянные  $\gamma$ -кванты.

В обоих случаях эффект, измеряемый поляриметром, определяется как изменение интенсивности потока  $\gamma$ -квантов при изменении направления намагничивания поляриметра:

$$\delta = 2 \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2},$$

где  $N_1$  — число  $\gamma$ -квантов, сосчитанных детектором за определенное время при совпадении направления намагничивания поляриметра с направлением импульса  $\gamma$ -кванта, а  $N_2$  — число  $\gamma$ -квантов, сосчитанных

детектором за то же время, при противоположном направлении намагничивания поляриметра.

Для того чтобы из измеренного эффекта  $\delta$  определить степень циркулярной поляризации  $P_\gamma$ , надо разделить эффект  $\delta$  на эффективность поляриметра  $\varepsilon$ , которую следует либо рассчитать, либо измерить в специальном опыте. Приблизненно эффективность поляриметра равна доле электронов в ферромагнитном материале поляриметра, участвующих в перемагничивании поляриметра. Даже при магнитном насыщении железа это отношение не превышает 8%. Окончательно имеем  $P_\gamma = \delta/\varepsilon$ .

#### в) Первая попытка обнаружения $P$ -нечетного эффекта

Впервые эксперимент по измерению циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения неполяризованных ядер был выполнен в 1964 г. американскими физиками Бозмом и Канкейтом в Калифорнийском технологическом институте (КТИ) США<sup>52</sup>. В качестве исследуемого  $\gamma$ -перехода они выбрали  $\gamma$ -переход с энергией 482 кэв в ядре  $^{181}\text{Ta}$ .

В качестве детектора  $\gamma$ -излучения использовалась сцинтиллирующая пластмасса. Известно, что она допускает регистрацию гораздо более интенсивных потоков  $\gamma$ -квантов, чем кристалл йодистого натрия. Более интенсивные регистрируемые потоки  $\gamma$ -квантов необходимы для получения нужной статистической точности в подобных экспериментах. В эксперименте КТИ был обнаружен эффект  $P_\gamma = -(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ . Однако, как было показано в одной из первых работ группы Ленинградского института ядерной физики им. Б. П. Константинова (ЛИЯФ)<sup>53</sup>, в данном случае  $P_\gamma < 2 \cdot 10^{-5}$ . Впоследствии авторы работы<sup>52</sup> обнаружили большие систематические погрешности и отказались от своего результата.

#### г) Экспериментальное обнаружение циркулярной поляризации $\gamma$ -излучения неполяризованных ядер

Первой группой, которой удалось наблюдать эффект циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения неполяризованных ядер, была группа ЛИЯФ. Этой группе удалось, применив новую методику регистрации больших потоков  $\gamma$ -излучения<sup>54</sup>, снизить ошибки более чем на порядок по сравнению с экспериментом КТИ.

Описание этой методики и постановки экспериментов ЛИЯФ заслуживает специального рассмотрения в особом обзоре. Поэтому мы приведем только результаты экспериментов.

В 1965—1967 гг. были произведены опыты с двумя ядрами  $^{175}\text{Lu}$  и  $^{181}\text{Ta}$ . Степень циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов  $^{175}\text{Lu}$  (396 кэв) оказалась равной  $P_\gamma = (4 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ <sup>55</sup>, а у  $^{181}\text{Ta}$  (482 кэв)  $P_\gamma = -(6 \pm 1) \cdot 10^{-6}$ <sup>56</sup>. В 1969 г. был закончен опыт ЛИЯФ на ядре  $^{41}\text{K}$ , степень циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов которого (1,29 Мэв) оказалась равной  $P_\gamma = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$ <sup>57</sup>.

Сопоставление экспериментальных данных по циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, испускаемых в изученных в ЛИЯФ  $\gamma$ -переходах, с теоретическими расчетами величины факторов усиления  $R$  для этих переходов позволяет лишь ориентировочно определить величину  $F$ -отношения потенциала слабого взаимодействия нуклонов, не сохраняющего пространственную четность, к потенциалу сильного взаимодействия нуклонов. Можно оценить, что величина  $F$  находится в пределах  $10^{-7}$ — $10^{-6}$ , что совпадает с оценкой этой величины из опытов ИТЭФ. Ниже мы вернемся к сравнению этих результатов с теоретическими оценками.

## д) Другие работы

Результаты экспериментов ЛИЯФ были позднее подтверждены в ряде зарубежных лабораторий, причем результатов эквивалентной точности удалось достичь лишь тем группам, которые использовали интегральный метод регистрации  $\gamma$ -излучения, разработанный в ЛИЯФ.

Так, в 1969 г. Вандерлиден и Боэм (США) подтвердили результаты, полученные в ЛИЯФ для  $\gamma$ -распада  $^{175}\text{Lu}$  и  $^{181}\text{Ta}$  <sup>58, 59</sup>. Они же нашли эффект на изотопе  $^{75}\text{As}$  <sup>60</sup>. Полученные в экспериментах результаты приведены в таблице на стр. 163. Эффект на  $^{181}\text{Ta}$  был подтвержден также в работах Бока и Енчке <sup>61</sup>, а также Липсона и др. <sup>62</sup>.

Очень большой эффект циркулярной поляризации ( $\approx 2 \cdot 10^{-3}$ ) на ядре  $^{180m}\text{Hf}$  наблюдали Енчке и Бок <sup>49</sup>, Липсон и др. <sup>50</sup>, а также Купхал <sup>63</sup>, используя интегральный метод регистрации  $\gamma$ -излучения. Величины  $\varepsilon = \langle E^2 \rangle / \langle M^2 \rangle = RF$ , полученные в этих работах, находятся в хорошем согласии с величиной  $\varepsilon$ , извлекаемой из работы Крейна и др. <sup>49</sup>, в которой измерялась асимметрия  $\gamma$ -излучения в распаде поляризованного состояния того же ядра  $^{180m}\text{Hf}$  (см. п. е) гл. 3). Таким образом, с высокой степенью достоверности установлено наличие интерференции ядерных состояний с противоположными четностями в ядре  $^{180}\text{Hf}$ .

В недавней работе Купхала и др. <sup>64</sup> был подтвержден еще раз эффект циркулярной поляризации на ядре  $^{175}\text{Lu}$ . В то же время авторы <sup>64</sup> считают, что в ядре  $^{75}\text{As}$  (переход с энергией 401 кэв) эффект, найденный в работе <sup>60</sup>, на самом деле маскируется большой систематической ошибкой.

е) Исследование реакции  $n + p \rightarrow d + \gamma$ 

Одним из самых интересных экспериментов по измерению  $P$ -нечетных эффектов в ядерных силах является эксперимент ЛИЯФ, в котором измерялась циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов из реакции  $n + p \rightarrow d + \gamma$  <sup>65</sup>.

Эта реакция интересна тем, что в ней участвуют самые простейшие из ядер, а именно, элементарные частицы — нейтрон и протон. В этой реакции не действуют механизмы усиления  $P$ -нечетных эффектов, а потому в ней можно наблюдать  $P$ -нечетные эффекты в чистом виде. В то же время это приводит к малости эффектов и, следовательно, к трудностям в их обнаружении.

Степень циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, испускаемых в реакции  $n + p \rightarrow d + \gamma$ , оказалась равной  $P_\gamma = -(1,30 \pm 0,45) \cdot 10^{-6}$ . Мы видим, что был обнаружен эффект на уровне трех среднеквадратичных ошибок эксперимента.

ж) Измерение циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения в реакции  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ 

Ранее мы заметили (см. п. е) гл. 2), что выражения для степени циркулярной поляризации (2.25) или (2.26) отличаются от выражений для коэффициента асимметрии (2.21) только отсутствием спинового множителя  $A$  (различие в множителе  $P_n$  — поляризации нейтронов — не является существенным). Следовательно, знак циркулярной поляризации, возникающей из-за несохранения пространственной четности, одинаков для всех переходов, идущих с одного и того же уровня определенного ядра. (При этом мы, конечно, считаем, что смешивание четностей происходит в верхних уровнях ядра, с которых происходит электромагнитный переход.)

Следовательно, знак циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения ядра  $^{114}\text{Cd}$  \* одинаков для перехода с энергией  $9,04\text{ Мэв}$  и для перехода с энергией  $8,48\text{ Мэв}$ . Этим и воспользовалась группа экспериментаторов Гарвардского университета США под руководством Вильсона, измерившая в 1972 г. циркулярную поляризацию  $\gamma$ -квантов с энергией больше  $8\text{ Мэв}$ , вылетающих в реакции  $n + ^{113}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Cd} + \gamma$  на неполяризованных нейтронах  $^{36}$ , т. е. в той же реакции, в которой было найдено несохранение  $P$ -четности экспериментаторами ИТЭФ. Величины коэффициента асимметрии и циркулярной поляризации в обоих опытах должны быть численно и по знаку равны друг другу.

В эксперименте Гарвардского университета, выполненном на реакторе Национального бюро стандартов (США), кадмиевая мишень помещалась в центре канала, проходящего вблизи активной зоны реактора,  $\gamma$ -кванты, возникающие в кадмии, выходили по коллиматорам из реактора и анализировались на циркулярную поляризацию поляриметром, использующим метод пропускания (вспомним, что изучаемые  $\gamma$ -кванты имеют энергию больше  $8\text{ Мэв}$ ). Длина анализирующего магнита из железа была равной  $17,8\text{ см}$ , а эффективность поляриметра  $\approx 6\%$  для  $\gamma$ -квантов с энергией  $\approx 9\text{ Мэв}$ . Перемагничивание поляриметра производилось один раз в секунду.

Детектором  $\gamma$  квантов, производившим одновременно отбор  $\gamma$ -квантов по энергии, был кристалл  $\text{NaI (Tl)}$  диаметром  $10\text{ см}$  и толщиной  $12,5\text{ см}$  с фотоумножителем. Принимались специальные меры для борьбы с наложениями импульсов, идущих в большом количестве от кадмиевой мишени.

Кристалл  $\text{NaI (Tl)}$  вместе с фотоумножителем имел надежную магнитную защиту от влияния переменных магнитных полей, возникающих при перемагничивании поляриметра. Счет импульсов от  $\gamma$ -квантов с энергией больше  $8,0\text{ Мэв}$  достигал  $5000\text{ импульсов/сек}$ .

Степень циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов с энергиями  $8,5$  и  $9,0\text{ Мэв}$  оказалась равной  $P_\gamma = -(6,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$  \*). Контрольные опыты показали отсутствие циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов с энергиями больше  $6,3\text{ Мэв}$ , возникающих в реакции  $^{48}\text{Ti} (n, \gamma) ^{49}\text{Ti}$ , в которой не ожидается усиление  $P$ -нечетного эффекта.

Источники систематических ошибок: внутреннее тормозное излучение из активной зоны реактора, эффект магнитострикции, влияние рассеянного магнитного поля и др. — по оценкам не могли оказать заметного влияния на результат измерения.

Величина измеренной циркулярной поляризации совпадает с величиной усредненного коэффициента асимметрии  $a = -(4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ , измеренного в ИТЭФ для  $\gamma$ -квантов  $^{114}\text{Cd}$  с энергией  $9,0\text{ Мэв}$ , в пределах точности обоих экспериментов  $^{34}$ .

Таким образом, работа Гарвардского университета в независимом эксперименте подтвердила факт несохранения  $P$ -четности в  $(n, \gamma)$ -реакции на  $\text{Cd}$ , установленный в ИТЭФ.

### з) Сводка результатов измерений асимметрии углового распределения и циркулярной поляризации $\gamma$ -излучения

В таблице приведена сводка результатов по измерению асимметрии  $a$  и циркулярной поляризации  $P_\gamma$   $\gamma$ -излучения. Ввиду большого количества работ на эту тему нам пришлось ограничиться лишь наиболее точными

\*) Знак циркулярной поляризации был уточнен в результате переписки одного из авторов (Ю. А.) данного обзора с проф. Вильсоном.

Сводка результатов по измерению асимметрии  $a$  (или  $a'$ ) и циркулярной поляризации  $P_\gamma$   $\gamma$ -излучения

Ядро	Энергия перехода, $\text{кэВ}$	Характеристики регулярного перехода	Нерегулярный переход	Результат	Литература
$^2\text{H}$	2230	$0^+ \xrightarrow{M1} 1^+$	$\tilde{E}1$	$P_\gamma = -(1,30 \pm 0,45) \cdot 10^{-6}$	65
$^3\text{H}$	6250	$3/2^+, 1/2^+ \xrightarrow{M1} 1/2^+$	$\tilde{E}1$	$a = (0,28 \pm 1,55) \cdot 10^{-4}$	37
$^{19}\text{F}$	110	$1/2^- \xrightarrow{E1} 1/2^+$	$\tilde{M}1$	$a = -(1,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$	51
$^{41}\text{K}$	1290	$7/2^- \xrightarrow{M2} 3/2^+$	$\tilde{E}2$	$P_\gamma = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$	57
$^{75}\text{As}$	401	$5/2^+ \xrightarrow{E1} 3/2^-$	$\tilde{M}1$	$P_\gamma = -(6,0 \pm 2,0) \cdot 10^{-5}$	60
$^{114}\text{Cd}$	9040	$1^+ \xrightarrow{M1} 0^+$	$\tilde{E}1$	$a = -(1,8 \pm 6,0) \cdot 10^{-5}$	64
				$a = -(4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$	27-29, 34
				$= -(2,5 \pm 2,2) \cdot 10^{-4}$	40
				$= -(0,6 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$	41
$^{159}\text{Tb}$	363	$5/2^- \xrightarrow{E1} 3/2^+$	$\tilde{M}1$	$P_\gamma = -(6,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$	36
				$a' = (4,5 \pm 3,0) \cdot 10^{-4}$	66
$^{175}\text{Lu}$	396	$9/2^- \xrightarrow{E1 + M2} 7/2^+$	$\tilde{M}1$	$P_\gamma = -(1,0 \pm 5,0) \cdot 10^{-4}$	50, 62
				$P_\gamma = (4,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$	55
				$= (6,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$	58, 59
				$= (4,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$	67
$^{180}\text{Hf}$	57 501	$8^- \xrightarrow{E1} 8^+$ $8^- \xrightarrow{M2 + E3} 6^+$	$\tilde{M}1$ $\tilde{E}2$	$= (5,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$	64
				$a' = -(19,4 \pm 9,2) \cdot 10^{-4}$	45
				$P_\gamma = -(2,8 \pm 0,45) \cdot 10^{-3}$	49
				$= -(2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$	50, 62
$^{181}\text{Ta}$	482	$5/2^+ \xrightarrow{M1 + E2} 7/2^+$	$\tilde{E}1$	$= -(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$	63
				$a' = -(16,6 \pm 1,8) \cdot 10^{-3}$	47
				$P_\gamma = -(6,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-6}$	56
				$= -(3,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-6}$	58, 59
$^{203}\text{Tl}$	279	$3/2^+ \xrightarrow{M1 + E2} 1/2^+$	$\tilde{E}1$	$= -(6,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-6}$	67
				$= -(4,1 \pm 1,3) \cdot 10^{-6}$	61
				$= -(3,1 \pm 2,5) \cdot 10^{-6}$	62
				$= (1,0 \pm 4,0) \cdot 10^{-6}$	63
				$= -(7,0 \pm 6,6) \cdot 10^{-6}$	68
				$P_\gamma = -(3,0 \pm 1,8) \cdot 10^{-5}$	69
				$= (0,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$	60
				$= -(0,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$	62
				$= (0,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$	63
				$a = -(27 \pm 7) \cdot 10^{-5}$	70

результатами, опубликованными до 1975 г. Кроме того, учитывалась адекватность примененной методики поставленной задаче. Например, нам пришлось опустить ряд работ по измерению циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения, выполненных методом счета импульсов, а не интегральной методикой. Опущены также работы по измерению асимметрии  $\gamma$ -излучения кадмия, имеющие явные систематические ошибки.

##### 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАПРЕЩЕННОГО $\alpha$ -РАСПАДА

Одним из важных экспериментов по поиску  $P$ -нечетных эффектов в ядерных взаимодействиях является поиск  $\alpha$ -распада, запрещенного правилами отбора, если  $P$ -четность сохраняется (см. п. ж) гл. 2). Наиболее подробно и тщательно исследован  $\alpha$ -распад состояния  $2^-$  при энергии 8,87 Мэв в ядре  $^{16}\text{O}$  в состояние  $0^+$  ядра  $^{12}\text{C}$ . Часть схемы образования и распада уровня  $2^-$  и близлежащих уровней приведена на рис. 6. Изотопический спин всех состояний в этой схеме  $T = 0$ . Орбитальный момент вылетаю-

щей  $\alpha$ -частицы  $l = 2$ . Поэтому  $P$ -четность ядра  $^{12}\text{C}$  и  $\alpha$ -частицы равна  $P_C P_\alpha (-1)^l = (+1)(+1)(-1)^2 = +1$ . Но четность исходного состояния ядра  $^{16}\text{O}$  равна  $-1$ . Следовательно, рассматриваемый  $\alpha$ -распад может происходить только с несхождением пространственной четности.

Уровень  $2^-$  ядра  $^{16}\text{O}$  заселяется при  $\beta$ -распаде возбужденного состояния ядра  $^{16}\text{N}$  с относительной вероятностью  $y(8,87) = 1,1\%$ , а единственное близкое состояние ядра  $^{16}\text{O}$  с энергией  $9,60\text{ Мэв}$ , которое распадается

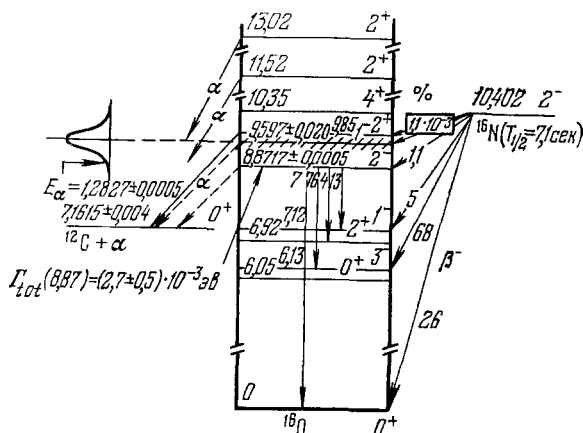


Рис. 6. Часть схемы распада ядра  $^{16}\text{O}$ .

Слева показан спектр  $\alpha$ -частиц от распада уровня  $9,60\text{ Мэв}$ . Стрелкой отмечено положение группы  $\alpha$ -частиц от распада уровня  $8,87\text{ Мэв}$ .

разрешенным  $\alpha$ -распадом, заселяется с очень малой вероятностью  $y(9,60) \approx 10^{-3}\%$ . Конкурирующий с  $\alpha$ -распадом  $\gamma$ -распад с уровня  $8,87\text{ Мэв}$  сильно подавлен. Известна его полная радиационная ширина  $\Gamma_\gamma = 2,7 \cdot 10^{-3}\text{ эв}$ . В этих условиях становится возможным наблюдать запрещенный  $\alpha$ -распад состояния  $8,87\text{ Мэв}$ , несмотря на его очень малую интенсивность.

Экспериментаторы долго искали этот распад. До 1965 г. в работах Сегеля и др. <sup>71</sup>, Вилкинсона и др. <sup>72</sup> был найден верх-

ний предел ширины запрещенного  $\alpha$ -распада  $\Gamma_\alpha \leq 6 \cdot 10^{-9}\text{ эв}$ . В 1968 г. Вилкинсон и др. <sup>73</sup> довели его до  $\Gamma_\alpha \leq 1,1 \cdot 10^{-9}\text{ эв}$ .

В 1970 г. появилось предварительное сообщение о работе группы Вэффлера из Института им. Планка в Майнце (ФРГ) <sup>74</sup>, в котором искомый распад был обнаружен с шириной  $\Gamma_\alpha = (1,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-10}\text{ эв}$ .

В 1974 г. та же группа сообщила <sup>75</sup> о результатах эксперимента с более полной статистикой, методику которого мы и рассмотрим.

Возбужденное состояние ядра  $^{16}\text{O}$  получалось путем  $\beta$ -распада ядра  $^{16}\text{N}$ , период полураспада которого равен  $7,1\text{ сек}$ . Ядра  $^{16}\text{N}$  в свою очередь получались в результате бомбардировки ядер  $^{15}\text{N}$  дейтронами с энергией  $3\text{ Мэв}$  по реакции  $d + ^{15}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{N} + p$ . Облученный дейтронами газообразный азот, содержащий  $96\%$  изотопа  $^{15}\text{N}$ , вытекал из контейнера-мишени через тонкие капилляры в две маленькие детектирующие камеры,  $\alpha$ -частицы вылетали из камер через круглые окошки, заклеенные очень тонкой коллоидной пленкой, и детектировались поверхностно-барьерными кремниевыми детекторами.

Импульсы с детекторов после усиления поступали на многоканальный амплитудный анализатор, которые накапливал в каждом из своих каналов импульсы, соответствующие определенной энергии  $\alpha$ -частиц. Энергия  $\alpha$ -частиц, определялась с точностью  $\pm 5\text{ кэв}$ . Анализатор должен был выделить  $\alpha$ -частицы с энергией  $1282\text{ кэв}$ , соответствующей переходу между состоянием  $2^-$  в ядре  $^{16}\text{O}$  и состоянием  $0^+$  в ядре  $^{12}\text{C}$ . Поиски этих  $\alpha$ -частиц сильно осложнялись тем обстоятельством, что из камеры вылетает громадное количество  $\alpha$ -частиц большей энергии от распада состояния с энергией  $9,60\text{ Мэв}$ . Большое число электронов при  $\beta$ -распаде ядра  $^{16}\text{N}$  создает фон в области меньших энергий.

Экспериментаторам все же удалось среди 250 миллионов зарегистрированных  $\alpha$ -частиц выделить около 10 тысяч  $\alpha$ -распадов, запрещенных



законом сохранения пространственной четности. Для этого спектр импульсов  $\alpha$ -частиц вблизи энергии 1282 кэв был аппроксимирован экспоненциальной функцией, проведенной через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов. В каналах от 30 до 34 при этом наблюдался положительный избыток над экспонентой, который можно было описать гауссовой функцией. Тот же спектр аппроксимировался затем суммой полинома пятого порядка и гауссовой функции, а также суммой брейт-вигнеровской функции и гауссовой функции. Все три аппроксимации дали согласующиеся результаты с разумными значениями  $\chi^2$ .

Площадь под гауссовой кривой определяет число  $\alpha$ -частиц с энергией 1282 кэв. Оно оказалось равным  $N_\alpha(8,87) = 9538 \pm 1810$ . Зная при этом полное число  $\alpha$ -частиц, испускаемых с уровня 9,60 Мэв, которое составляло  $N_\alpha(9,60) = 2,49 \cdot 10^8$ , величину  $y(9,60)/y(8,87)$ , которая была измерена авторами в специальном эксперименте и оказалась равной  $(9,98 \pm \pm 0,70) \cdot 10^{-4}$ , а также полную радиационную ширину уровня 8,87 Мэв, авторы получили ширину уровня 8,87 Мэв для запрещенного  $\alpha$ -распада

$$\Gamma_\alpha = \frac{N_\alpha(8,87)}{N_\alpha(9,60)} \frac{y(9,60)}{y(8,87)} \Gamma_\gamma = (1,03 \pm 0,28) \cdot 10^{-10} \text{ эв}. \quad (5.1)$$

В пределах ошибок экспериментов эта величина находится в согласии с результатом предварительной работы <sup>74</sup>.

Если применить формулу (2.27), то из значения (5.1) получим величину квадрата амплитуды смешивания состояний с противоположными четностями  $F^2 = 3,8 \cdot 10^{-14}$ . Можно также оценить  $F^2$ , зная типичную ширину разрешенного  $\alpha$ -распада с  $l = 2$  в этой области энергий. Оценка этой ширины дает  $\Gamma_\alpha = 6,7 \text{ кэв}$  <sup>72</sup>. Тогда

$$F^2 = \frac{\Gamma_{\alpha \text{ не пер}}}{\Gamma_{\alpha \text{ пер}}} = 1,5 \cdot 10^{-14}.$$

Величина  $F$ , получаемая из этих оценок, находится в разумном согласии с величинами  $F$ , полученными из опытов ИТЭФ с ядром <sup>114</sup>Cd (см. п. г) гл. 3), опытов ЛИЯФ с ядрами <sup>41</sup>K, <sup>175</sup>Lu и <sup>181</sup>Ta (см. п. г) гл. 4) и опытов с ядром <sup>180</sup>Ni (см. п. е) гл. 3). Недавно появилась работа <sup>76</sup>, в которой выводы работы <sup>75</sup> ставятся под сомнение. В работе <sup>76</sup> доказывається, что очень близко к уровню с энергией 8,87 Мэв, с характеристиками 2<sup>-</sup>, практически сливаясь с ним, находится уровень с характеристиками 0<sup>+</sup>. В работе <sup>76</sup>  $\alpha$ -частицы рассеивались на ядре <sup>12</sup>C, возбуждая уровни ядра <sup>16</sup>O. Рассеянные  $\alpha$ -частицы регистрировались кремниевыми детекторами под тремя различными углами. Энергия  $\alpha$ -частиц менялась с шагом 0,5 кэв. При энергии 2,305 Мэв наблюдался резонанс с шириной  $\Gamma_\alpha = 100 \pm 20 \text{ эв}$ . Эта энергия соответствует энергии уровня <sup>16</sup>O, равной 8,87 Мэв. Однако экспериментальная ширина уровня на много порядков превосходит ширину уровня 2<sup>-</sup>, наблюдавшуюся в работе <sup>75</sup>. Характер зависимости сечения рассеяния  $\alpha$ -частиц от энергии вблизи резонанса, скорее всего, говорит в пользу того, что характеристики найденного уровня 0<sup>+</sup>. Если это так, то  $\alpha$ -распад, найденный в работе <sup>75</sup>, не является запрещенным законом сохранения  $P$ -четности.

## 6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЯ $pp$ -РАССЕЯНИЯ

Недавно появилось сообщение <sup>77</sup> о попытке обнаружить несохранение  $P$ -четности, измеряя разность сечений рассеяния поляризованных протонов с энергией 15 Мэв на протонах неполяризованной водородной мишени при перевороте спинов протонов.

В результате интерференции сохраняющей  $P$ -четность и не сохраняющей  $P$ -четность частей амплитуды рассеяния возникает псевдоскалярный член  $\sigma \mathbf{r}$  ( $\sigma$  — спин протона,  $\mathbf{r}$  — импульс протона), в результате чего полное сечение зависит от направления поляризации налетающего протона.

Мерой полного сечения был счет протонов, рассеянных на мишени из газообразного водорода при давлении 3 атм. Рассеянные протоны детектировались в  $4\pi$ -геометрии с помощью больших жидкостных сцинтилляционных счетчиков. Измерялась величина  $F = (\sigma_R - \sigma_L)/(\sigma_R + \sigma_L)$ , где  $\sigma_R(\sigma_L)$  — полное сечение для правой (левой) спиральности протонов.

Получено, что  $F = (1 \pm 4) \cdot 10^{-7}$ , что исключает существование эффектов, превышающих предсказанные теорией Кабиббо.

## 7. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИЕЙ

### а) Общие замечания

Теоретическое описание эффектов несохранения пространственной четности в ядерных системах должно базироваться, с одной стороны, на той или иной форме нуклон-нуклонного потенциала, не сохраняющего четность, а с другой, — на использовании волновых функций ядра со смешанной четностью.

В рамках модели Кабиббо, о которой говорилось в разделе а) гл. 2, наибольшее распространение получили межуноннне потенциалы, описы-

ваемые следующими диаграммами Фейнмана (рис. 7; здесь  $G$  — константа слабого взаимодействия,  $G_{\pi NN}$  — псевдоскалярная константа пион-нуклонного взаимодействия,  $f$  — константа сильного взаимодействия). Диаграмма рис. 7, а описывает контактное взаимодействие двух нуклонов  $V_C$ , рис. 7, б — двухпионное взаимодействие  $V_{2\pi}$ , диаграмма рис. 7, в — однопионное взаимодействие  $V_\pi$ , диаграмма рис. 7, г — взаимодействие посредством векторных мезонов  $\rho$ ,  $\omega$  и других —  $V_{\rho, \omega}$ . Потенциалы вида  $V_C$  и  $V_{2\pi}$  применялись в ранних вычислениях Блин-Стойлом<sup>12</sup> и Майклом<sup>13</sup>.

Каждый из этих потенциалов обладает недостатком. Так,

контактный потенциал  $V_C$  дает пренебрежимо малый эффект при учете отталкивательной сердцевинки (кора) между сильно взаимодействующими нуклонами. В потенциале  $V_{2\pi}$  не учтены эффекты перерассеяния  $\pi$ -мезонов на  $\pi$ -мезонах и нуклонах.

Более поздние вычисления межунонннне потенциалов, не сохраняющих четность, основываются на модели ОВЕР (потенциалы с обменом одним бозоном), предложенной Дашеном и др.<sup>78</sup> Там же указывалось, что при учете отталкивательной сердцевинки наибольшую роль приобретает обмен самым легким бозоном, т. е.  $\pi$ -мезоном.

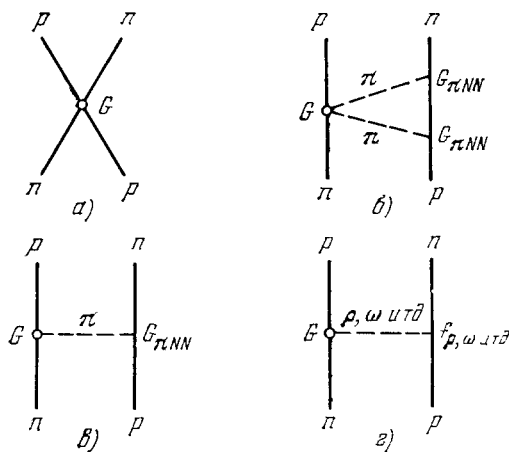


Рис. 7. Диаграммы, вносящие вклад в слабый нуклон-нуклонный потенциал.

В работе <sup>78</sup> было также обращено внимание на важность исследования изотопической структуры слабого нуклон-нуклонного взаимодействия. Учет вклада потенциалов  $V_\pi$  и  $V_{\rho, \omega}$  позволяет подойти к этой проблеме.

Анализ выражения (2.1) для гамильтониана слабого взаимодействия нуклонов показывает, что адронный ток  $J_\lambda$  является изотопическим вектором. Произведение двух изовекторов приводит либо к изоскалярному ( $\Delta T = 0$ ), либо к изотензорному ( $\Delta T = 2$ ) взаимодействию, но не к изовекторному ( $\Delta T = 1$ ). Из формулы (2.1) следует, что вклад потенциалов с  $\Delta T = 0, 2$  пропорционален  $\cos^2\theta$ , где угол Кабиббо  $\theta \approx 0,24$ , а вклад потенциала с  $\Delta T = 1$  пропорционален  $\sin^2\theta$ . Отношение обоих вкладов пропорционально  $\operatorname{ctg}^2\theta \approx 20$ .

В то же время анализ потенциалов  $V_\pi$  и  $V_{\rho, \omega}$  с точки зрения  $CP$ -инвариантности слабого взаимодействия, проведенный Бартоном <sup>79</sup>, показывает, что потенциалы с  $\Delta T = 0, 2$  ( $\sim \cos^2\theta$ ) могут происходить только от обмена векторными мезонами ( $\rho$ ,  $\omega$  и др.) между свободными нуклонами. Потенциалы же с  $\Delta T = 1$  ( $\sim \sin^2\theta$ ) допускают любой одномезонный обмен, но при этом существенную роль играет обмен  $\pi$ -мезонами.

Учет связи нуклонов в ядрах <sup>80</sup>, а также учет нейтральных токов <sup>81</sup> приводит к появлению изовекторной части ( $\Delta T = 1$ ) в члене гамильтониана (2.1), пропорциональном  $\cos^2\theta$ , т. е. к усилению роли однопионного обмена.

В недавно появившейся работе Гари и Рейда <sup>82</sup> сделана попытка применить к описанию слабого нуклон-нуклонного потенциала модель слабых взаимодействий Вайнберга — Салама <sup>83</sup>. Вводятся нейтральные адронные токи, которые немного усиливают изоскалярную и изотензорную части потенциала (обмен  $\rho$  и  $\omega$ ) и дают значительное усиление ( $\approx 20$ ) изовекторной части (обмен  $\pi$ -мезонами).

Таким образом, экспериментальное разделение вкладов с различным изменением изотопического спина  $\Delta T$  помогло бы установить вид исходного гамильтониана слабого взаимодействия нуклонов.

Для теоретического расчета эффектов несохранения четности в конкретном ядре необходимо знать структуру ядра, т. е. знать волновые функции ядра, спектр собственных состояний гамильтониана и т. д. Учет потенциалов, не сохраняющих четность, производится с помощью теории возмущений, как это было показано в разделе б) гл. 2.

При этом наиболее важные требования к волновым функциям невозмущенной системы сильно взаимодействующих частиц сводятся к следующему:

1) «реалистическое» описание связанных состояний, что означает хорошее воспроизведение наблюдаемого на опыте спектра энергий ядра и вероятностей переходов между состояниями (по крайней мере в области энергий возбуждения в несколько мегаэлектрон-вольт);

2) хорошее описание относительного движения двух частиц в ядре на малых расстояниях ( $< 10^{-13}$  см); это требует, чтобы волновые функции учитывали эффект сильной отталкивательной сердцевинки между нуклонами.

Для выполнения последнего требования привлекаются нуклон-нуклонные потенциалы Хамада—Джонстона, Рейда и др. (см. <sup>84</sup>), учитываются парные корреляции между нуклонами в ядре на малых расстояниях <sup>85</sup>.

Расчеты некоторых эффектов были произведены на основе теории ко нечных ферми-систем <sup>86</sup>.

Отсутствие хорошего понимания структуры ядер, особенно сложных, приводит к имеющимся на сегодняшний день расхождениям между

данными эксперимента и теоретическими расчетами. Не претендуя на строгость и полноту рассмотрения проблемы, мы попытаемся сопоставить некоторые экспериментальные результаты (см. таблицу) с существующими теоретическими расчетами. Начнем мы с малонуклонных систем, для которых возможно исследование изотопической структуры слабого нуклон-нуклонного взаимодействия.

## б) Малонуклонные системы

<sup>2</sup>Н. Переход  $0^+ \xrightarrow[2,23 \text{ Мэв}]{M1+\tilde{E}1} 1^+$ . В реакции радиационного захвата тепловых нейтронов протонами  $n + p \rightarrow d + \gamma$  участвуют следующие переходы: регулярный M1-переход  $^1S_0(T=1) \rightarrow ^3S_1(T=0)$  и нерегулярные  $\tilde{E}1$ -переходы  $^3S_1(T=0) \rightarrow ^3P_1(T=1)$  и  $^1S_0(T=1) \rightarrow ^1P_1(T=0)$ . Регулярный M1-переход не подавлен и потому возникающие эффекты очень малы.

Как показал Данилов <sup>87</sup>, циркулярная поляризация  $\gamma$ -излучения при захвате неполяризованных нейтронов чувствительна только к изоскалярной части ( $\Delta T = 0$ ) потенциала, а асимметрия вылета  $\gamma$ -квантов при захвате поляризованных нейтронов — к изовекторной части ( $\Delta T = 1$ ).

Выполнен только первый эксперимент, который дал  $P_\gamma = -(1,30 \pm 0,45) \cdot 10^{-6}$  <sup>85</sup>. Оценки, сделанные Даниловым <sup>87</sup> в рамках модели Кабиббо, привели к значениям  $P_\gamma \approx 10^{-7} - 10^{-6}$ ,  $a \approx 10^{-8}$ .

В работе Данилова <sup>88</sup>, где для вычисления тех же эффектов применен метод дисперсионных соотношений, получены еще меньшие значения:  $P_\gamma \approx 1,8 \cdot 10^{-8}$ ,  $a \approx 4 \cdot 10^{-9}$ . Малая величина  $P_\gamma$  получена также в работе <sup>89</sup>, в которой применялись потенциалы  $V_\pi$  и  $V_\rho$ .

В ряде работ предпринимались попытки уменьшить существующий разрыв между экспериментальным и теоретическим значениями  $P_\gamma$ . Учитывались сход нуклонов с массовой поверхностью <sup>80</sup>, обменные эффекты в ядерных силах <sup>90</sup>. Рассматривались кварковые <sup>91</sup> и калибровочные <sup>92</sup> модели потенциала, нарушающего четность. Однако согласия получено не было.

Лишь в работах Данилова <sup>93</sup> показано, что обычно неучитываемые диаграммы для величины константы слабого взаимодействия нуклонов с  $\rho$ -мезонами расходятся. Если выбрать параметр обрезания в квадратично расходящемся интеграле  $\Lambda = 10 \text{ Гэв}$ , то противоречие между теоретическими оценками и экспериментом исчезает (см. примечание при корректуре на стр. 171).

<sup>3</sup>Н. Переход  $\frac{3}{2}^+ \xrightarrow[6,25 \text{ Мэв}]{\frac{1}{2}^+ M1+\tilde{E}1} \frac{1}{2}^+$ . В случае реакции  $n + d \rightarrow ^3\text{H} + \gamma$ , как отметили Блин-Стойл и Фешбах <sup>94</sup>, возможно усиление эффекта, так как регулярный M1-переход подавлен. Теоретическая оценка была выполнена Москалевым <sup>95</sup> в приближении нулевого радиуса действия ядерных сил в рамках теории Кабиббо. Получено  $P_\gamma \approx a \approx 10^{-6}$ .

Как в асимметрию  $a$ , так и в циркулярную поляризацию  $P_\gamma$  дают вклады и изоскалярная и изовекторная части слабого нуклон-нуклонного потенциала.

Эксперимент по измерению  $a$  осложняется плохим соотношением между сечением захвата и сечением рассеяния нейтронов на дейтоне. Это приводит к тому, что поляризованные нейтроны, входя в дейтонную мишень ( $\text{D}_2\text{O}$ ), быстро деполяризуются.

Единственный эксперимент с этим ядром не достиг необходимой точности:  $a = (0,28 \pm 1,55) \cdot 10^{-4}$  <sup>37</sup>.

<sup>10</sup>B. Переход  $2 - \frac{E1 + \widetilde{M1}}{4,39 \text{ Мэв}} 1^+$ . <sup>18</sup>F. Переход  $0 - \frac{E1 + \widetilde{M1}}{1,08 \text{ Мэв}} 2^+$ . В работе <sup>78</sup>

было предложено исследовать изотопическую структуру слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, изучая эффекты несохранения четности с помощью  $E1$ - или  $M1$ -переходов между уровнями с изотопическим спином  $T = 0$  в легких зеркальных ядрах. Матричный элемент  $E1$ -перехода между состояниями с  $T = 0$  подавлен примерно на два порядка, а матричный элемент  $M1$ -перехода — на порядок величины, в то же время нерегулярный переход, возникающий от примеси уровня с  $T = 1$  к начальному либо к конечному состоянию, соответственно усилен. Эти переходы особенно чувствительны к потенциалу  $V_\pi$ .

Хенли <sup>96</sup> сделал соответствующие оценки для указанных выше переходов в ядрах <sup>10</sup>B и <sup>18</sup>F и показал, что вклад  $V_\pi$  в циркулярную поляризацию  $\gamma$ -квантов в обоих случаях превосходит вклад  $V_\rho$  на порядок величины. В обоих случаях вблизи верхних уровней с  $T = 0$  имеются уровни с противоположными четностями с  $T = 1$ , в силу чего усиление примесных  $\widetilde{M1}$ -переходов происходит за счет изовекторной ( $\Delta T = 1$ ) компоненты. Оценки в рамках модели Кабиббо для <sup>18</sup>F дают  $P_\gamma \approx 10^{-5}$ , а с учетом нейтральных токов  $-P_\gamma \approx 2 \cdot 10^{-4}$ .

В работе <sup>82</sup> в рамках модели Вайнберга — Салама сделана новая оценка  $P_\gamma \approx 5 \cdot 10^{-3}$  для <sup>18</sup>F. Это значительный эффект. Поэтому эксперимент с <sup>18</sup>F будет, по-видимому, очень важным для проверки модели Вайнберга — Салама и для выделения изовекторной части слабого нуклон-нуклонного потенциала.

<sup>19</sup>F. Переход  $\frac{1 - \frac{E1 + \widetilde{M1}}{110 \text{ кэв}} 1^+}{2}$ . Большое значение измеренной асимметрии  $\gamma$ -излучения для этого перехода (см. таблицу) может быть объяснено как в рамках модели Кабиббо <sup>97</sup>, так и в рамках модели Вайнберга — Салама <sup>82</sup>. К сожалению, эффект в данном случае формируется как частью с  $\Delta T = 0$ , так и частью с  $\Delta T = 1$  потенциала  $V$ .

<sup>16</sup>O.  $\alpha$ -распад <sup>16</sup>O ( $2^-, 8,87 \text{ Мэв}$ )  $\rightarrow$  <sup>12</sup>C ( $0^+$ ) +  $\alpha$ . Так как при  $\alpha$ -распаде изотопический спин сохраняется, то в запрещенный сохранением четности  $\alpha$ -распад вносят вклады только потенциалы с  $\Delta T = 0$ , т. е. в основном потенциал  $V_\rho$ . Расчеты ширины нерегулярного  $\alpha$ -распада  $\Gamma_\alpha$  проводились с различными изоскалярными потенциалами слабого взаимодействия нуклонов и различными потенциалами сильного взаимодействия в зависимости от радиуса жесткой отталкивательной сердцевины <sup>3, 5, 9</sup>.

Экспериментальный результат  $\Gamma_\alpha = (1,03 \pm 0,28) \cdot 10^{-10} \text{ эв}$  <sup>75</sup> находится в хорошем согласии с расчетами по любой модели, так как расчеты слабо зависят от модели.

## в) Много нуклонные системы

Хотя деление на малонуклонные и много нуклонные системы условно, мы отнесем к последним те ядра, в эффектах которых нельзя выделить вкладов с определенным изменением изотопического спина.

<sup>41</sup>K. Переход  $\frac{7 - \frac{M2 + \widetilde{E2}}{1290 \text{ кэв}} 3^+}{2}$ . Расчет циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов в этом переходе производился Вин Мау <sup>98</sup> на основе модели оболочек с потенциалами  $V_\pi$  и  $V_\rho$ , с учетом парных корреляций на малых расстояниях. Расчет дает величину  $P_\gamma$ , которая меньше на порядок экспериментального значения (см. таблицу на стр. 163).

Расчет на основе теории конечных ферми-систем, произведенный Гапоновым и Фурсовым <sup>86</sup>, дает лучшее согласие с опытом.

<sup>114</sup>Cd. Переход  $1 + \frac{M1 + \widetilde{E1}}{9040 \text{ кэв}} 0^+$ . В этом случае из-за сложности и перекрытия ядерных состояний можно произвести только грубую оценку величины эффекта по порядку величины. Такие оценки были сделаны Блин-Стойлом <sup>12</sup> и Шапиро <sup>10</sup> с использованием одночастичной осцилляторной модели ядра и модели Кабиббо слабого взаимодействия. Мак-Келлар <sup>99</sup> произвел учет корреляций на малых расстояниях и использовал различные модели слабого взаимодействия. Все расчетные значения асимметрии лежат в пределах  $(2-10) \cdot 10^{-4}$ , что совпадает по порядку величины с измеренной асимметрией (см. таблицу).

<sup>176</sup>Lu. Переход  $\frac{9}{2} - \frac{E1 + M2 + \widetilde{M1}}{396 \text{ кэв}} \frac{7}{2} +$ . Ранние расчеты эффекта в этом переходе, основанные на модели одночастичного потенциала, не сохраняющего четность, без учета потенциала  $V_\pi$  <sup>13</sup> приводили к значениям, согласующимся с экспериментом (см. таблицу).

Расчет с учетом потенциалов  $V_\pi$  и  $V_\rho$ , а также с учетом парных корреляций и корреляций на малых расстояниях <sup>100</sup>, привел к уменьшению величины  $P_\gamma$  на порядок величины.

<sup>180</sup>Hf. Переход  $8 - \frac{M2 + E3 + \widetilde{E2}}{501 \text{ кэв}} 6^+$ . Так как измеренные эффекты в этом переходе необычайно велики (см. таблицу), то их теоретическое истолкование представляет большой интерес. Причина появления таких больших эффектов и их согласованность друг с другом уже были описаны в разделе а) гл. 3 и разделе д) гл. 4.

Теоретический расчет  $P_\gamma$  был произведен Фогелем (см. <sup>5</sup>) с учетом кориолисова смешивания. Полученное значение находится в хорошем согласии с экспериментальным значением. Однако придавать серьезное значение этому согласию не приходится из-за большого числа неопределенностей.

<sup>181</sup>Ta. Переход  $\frac{5}{2} - \frac{M1 + E2 + \widetilde{E1}}{482 \text{ кэв}} \frac{7}{2} +$ . Много работ посвящено теоретическому исследованию величины  $P_\gamma$ . Большинство ранних оценок, основанных на модели Кабиббо, давали неплохое согласие с экспериментом <sup>18, 101</sup>.

Однако более поздние оценки значительно ниже экспериментальных. В этих расчетах учитываются только потенциалы  $V_\pi$  и  $V_\rho$ . Учет парных корреляций и учет отталкивательной сердцевинки на малых расстояниях между нуклонами приводят к значениям  $P_\gamma \approx 0,2 \cdot 10^{-6}$  <sup>100</sup>, что на порядок меньше экспериментальных значений (см. таблицу).

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании изложенного можно с полной определенностью сделать вывод о наличии в ядрах интерференции состояний с противоположными четностями, обусловленной слабым взаимодействием нуклонов, не сохраняющим пространственную четность. Этот вывод находится в согласии с гипотезой об универсальном характере слабого взаимодействия. При сравнении экспериментальных данных с теоретическими оценками в ряде случаев обнаружены разногласия, которые не устраняются, а наоборот, усиливаются при учете корреляций нуклонов в ядрах (спаривание, влияние отталкивательной сердцевинки). Эти расхождения подчеркивают несовершенство наших представлений о структуре ядер и природе слабого взаимодействия нуклонов.

В настоящее время фактор усиления  $P$ -нечетных эффектов в ядрах не поддается точному расчету. Поэтому в случаях, когда этот фактор велик, эксперимент не дает детальных сведений о величине слабого нуклон-нуклонного взаимодействия. С другой стороны, в тех случаях, когда фактор  $R$  невелик (в области легких ядер и малых возбуждений), величины экспериментальных эффектов, как правило, оказываются выше расчетных. Разногласие особенно велико в простейшем процессе  $n + p \rightarrow d + \gamma$ , где вообще нет ядерно-структурного усиления эффекта. Как отмечено выше, циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов в этой реакции обусловлена изоскалярной частью слабого нуклон-нуклонного взаимодействия. До сих пор нет прямого экспериментального доказательства существования изовекторного слабого взаимодействия нуклонов. Исследование изотопической структуры слабого нуклон-нуклонного взаимодействия является сейчас основной задачей в области исследования слабых ядерных сил. В этой связи в первую очередь представляется необходимым выполнить повторно измерение величины циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов в реакции  $n + p \rightarrow d + \gamma$  на неполяризованном пучке нейтронов для подтверждения и уточнения ранее полученного результата. Не менее важно исследовать асимметрию углового распределения  $\gamma$ -квантов в этой реакции на поляризованном пучке нейтронов. Это позволит оценить величину изовекторной части взаимодействия. Кроме того, изовекторное  $P$ -нечетное слабое взаимодействие должно проявляться, как отмечено выше, в легких ядрах, таких как  $^{10}\text{B}$ ,  $^{18}\text{F}$  в  $\gamma$ -переходах между уровнями с  $T = 0$ , т. е. когда примесным  $P$ -нечетным состоянием является уровень с  $T = 1$ .

Реакция  $n + d \rightarrow {}^3\text{H} + \gamma$  должна быть исследована в трех случаях: пучок и мишень не поляризованы — измеряется циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов; пучок нейтронов поляризован, мишень не поляризована, и, наоборот, пучок не поляризован, а мишень поляризована — в обоих случаях измеряется асимметрия углового распределения  $\gamma$ -квантов. Ожидаемая величина  $P$ -нечетных эффектов в этой реакции  $10^{-7}$ — $10^{-5}$ . Эффекты обусловлены как изоскалярным, так и изовекторным  $P$ -нечетным взаимодействием. Эти три опыта вместе с двумя опытами с реакцией  $n + p \rightarrow d + \gamma$ , в принципе, позволят найти пять констант, которые полностью определяют изотопическую структуру слабого нуклон-нуклонного взаимодействия. Большой интерес с точки зрения изучения изотопических свойств слабого взаимодействия нуклонов представляют поиски запрещенных по четности  $\alpha$ -распадов легких ядер.

Разумеется, накопление данных по  $P$ -нечетным эффектам в средних и тяжелых ядрах позволит со временем выяснить роль слабого взаимодействия в сложных многонуклонных системах.

*Примечание при корректуре* (к стр. 168). В новой работе Данилова <sup>102</sup> показано, что существует другая модель слабой вершины  $NN\rho$ . В этой модели вершина не содержит квадратичной расходимости, но она пропорциональна квадрату некоторой характерной массы  $M^2$ . Значение  $M = 5$ — $7$  Гэв достаточно для объяснения большой экспериментальной величины циркулярной поляризации.

Институт теоретической и экспериментальной физики,  
Москва

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
2. D. H. Wilkinson, *ibid.*, p. 1603.
3. E. M. Henley, Ann. Rev. Nucl. Sci. **19**, 367 (1969).
4. E. Fishbach, D. Tadic, Phys. Rept. **C6**, 123 (1973).
5. M. Gari, *ibid.*, p. 317.
6. Г. А. Лобов, Слабое взаимодействие нуклонов и структура ядра (конспект лекций), изд. МИФИ, М., 1973; Atom. Energy Rev. **12**, 505 (1974).

7. W. D. Hamilton, *Progr. Nucl. Phys.* **10**, 3 (1963).
8. N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963).
9. R. J. Blin-Stoyle, *Fundamental Interactions and the Nucleus*, Amsterdam — New York, North-Holland — American Elsevier, 1973.
10. И. С. Шапиро, УФН **95**, 647 (1968).
11. И. С. Шапиро, сб. Материалы семинара по электромагнитным взаимодействиям в ядерных реакциях. Препринт ОИЯИ 3-3442, Дубна, 1967, стр. 76.
12. R. J. Blin-Stoyle, *Phys. Rev.* **118**, 1605 (1960); **120**, 181 (1961).
13. F. C. Michel, *ibid.* **B133**, 329 (1964).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М., Физматгиз, 1963.
15. D. H. Wilkinson, *Phys. Rev.* **109**, 1610 (1958).
16. S. Wahlborn, *ibid.* **B138**, 530 (1965).
17. L. C. Biedenharn, M. E. Rose, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 729 (1953).
18. M. E. Rose, *Multipole Fields*, N.Y., J. Wiley and Sons, 1965.
19. А. Фергюсон, Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии, М., Атомиздат, 1969.
20. Г. Фраунфельдер, Р. Стеффен, в кн. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под редакцией К. Зигбана, т. 3, М., Атомиздат, 1969, стр. 124.
21. R. J. Blin-Stoyle, M. A. Grace, *Handb. Phys.* **42**, 555 (1957).
22. Г. А. Лобов, Изв. АН СССР, сер. физ. **32**, 886 (1968).
23. L. Krüger, *Zs. Phys.* **157**, 369 (1959).
24. R. D. Lawson, R. E. Segel, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1006 (1966).
25. L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* **75**, 1664 (1949).
26. R. Naas, L. B. Leipuner, R. K. Adair, *ibid.* **116**, 1221 (1959).
27. Ю. Г. Абов, П. А. Крупчицкий, Ю. А. Оратовский, *Phys. Lett.* **12**, 25 (1964); ЯФ **1**, 479 (1965).
28. Ю. Г. Абов, П. А. Крупчицкий, М. И. Булгаков, О. Н. Ермаков, И. Л. Карпихин, *Phys. Lett.* **B27**, 16 (1968); ЯФ **10**, 558 (1968).
29. Ю. Г. Абов, М. М. Данилов, О. Н. Ермаков, И. Л. Карпихин, В. К. Риссухин, А. М. Скорняков, ЯФ **16**, 1218 (1972).
30. Ю. Г. Абов, В. А. Бекетов, А. Д. Гулько, О. Н. Ермаков, П. А. Крупчицкий, Ю. В. Таран, Н. С. Шатловская, *Приборы и техн. эксп.*, № 4, 51 (1960).
31. Ю. Г. Абов, М. И. Булгаков, А. Д. Гулько, О. Н. Ермаков, П. А. Крупчицкий, Ю. А. Оратовский, С. С. Тростин, *ibid.*, № 4, 195 (1966).
32. Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, П. А. Крупчицкий, *Поляризованные медленные нейтроны*, М., Атомиздат, 1966.
33. K. Abrahams, O. Steinsvoll, P. J. M. Bongaarts, P. W. de Lange, *Rev. Sci. Instr.* **33**, 524 (1962).
34. Ю. Г. Абов, О. Н. Ермаков, П. А. Крупчицкий, ЖЭТФ **65**, 1738 (1973).
35. B. H. J. McKellar, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1542 (1968); *Phys. Rev.* **178**, 2160 (1969).
36. J. L. Alberi, R. Wilson, J. G. Schröder, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 518 (1972).
37. M. Forte, O. Saavedra, Preprint EUR 3053e, Ispra, 1966.
38. J. Eichler, P. Heine, *Zs. Phys.* **227**, 352 (1969).
39. K. Abrahams, W. Ratynski, F. Stecher-Rasmussen, E. Warming, in: Intern. Conference on Nuclear Structure, Antwerpen, 1965, paper 42.
40. E. Warming, F. Stecher-Rasmussen, W. Ratynski, J. Кореску, *Phys. Lett.* **B25**, 200 (1967).
41. E. Warming, *ibid.* **B29**, 564 (1969).
42. G. Scharff-Goldhaber, M. McKeown, *Phys. Rev.* **158**, 1105 (1967).
43. H. Paul, M. McKeown, G. Scharff-Goldhaber, *ibid.*, p. 1112.
44. P. Bock, B. Jenschke, H. Schopper, *Phys. Lett.* **22**, 316 (1966).
45. K. S. Krane, C. E. Olsen, W. A. Steyert, *Phys. Rev. C5*, 1663 (1972).
46. R. Hayer, E. Seltzer, *Phys. Lett.* **20**, 180 (1966).
47. K. S. Krane, C. E. Olsen, J. R. Sites, W. A. Steyert, *Phys. Rev. C4*, 1906 (1971).
48. Б. Н. Самойлов, ЖЭТФ **38**, 359 (1960).
49. B. Jenschke, P. Bock, *Phys. Lett.* **B31**, 65 (1970).
50. E. D. Lipson, F. Boehm, J. C. Vanderleeden, *ibid.* **B35**, 307 (1971).
51. E. G. Adelberger, H. E. Swanson, M. D. Cooper, J. W. Таре, T. A. Trainor, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 402 (1975).
52. F. Boehm, E. Kankleit, *ibid.* **14**, 312 (1965).
53. В. М. Лобашев, В. А. Назаренко, Л. Ф. Саенко, Л. М. Смотрицкий, *Письма ЖЭТФ* **3**, 76 (1966).
54. В. М. Лобашев, ЯФ **2**, 957 (1965).



55. В. М. Лобашев, В. А. Назаренко, Л. Ф. Саенко, Л. М. Смотрицкий, Г. И. Харкевич, Письма ЖЭТФ 3, 268 (1966).
56. В. М. Лобашев, В. А. Назаренко, Л. Ф. Саенко, Л. М. Смотрицкий, Г. И. Харкевич, *ibid.* 5, 73 (1967); *Phys. Lett.* B25, 104 (1967).
57. V. M. Lobashev, N. A. Lozovoy, V. A. Nazarenko, L. M. Smotritskii, G. I. Kharkevich, *ibid.* B30, 39 (1969).
58. J. C. Vanderleeden, F. Boehm, *ibid.*, p. 467.
59. J. C. Vanderleeden, F. Boehm, *Phys. Rev.* C2, 748 (1970).
60. J. C. Vanderleeden, F. Boehm, E. Lipson, *ibid.* C4, 2218 (1971).
61. P. Bock, B. Jenschke, *Nucl. Phys.* A160, 550 (1971).
62. E. Lipson, F. Boehm, J. C. Vanderleeden, *Phys. Rev.* C5, 932 (1972).
63. E. Kuphal, *Zs. Phys.* 253, 314 (1972).
64. E. Kuphal, P. Dewes, E. Kankelait, *Nucl. Phys.* A234, 308 (1974).
65. V. M. Lobashev, D. M. Kaminker, G. I. Kharkevich, V. A. Kniazkov, N. A. Lozovoy, V. A. Nazarenko, L. F. Sayenko, L. M. Smotritsky, A. I. Egorov, *ibid.* A197, 241 (1972).
66. W. Pratt, R. I. Schermer, J. R. Sites, W. A. Steyert, *Phys. Rev.* C2, 1499 (1970).
67. В. М. Лобашев, В. А. Назаренко, Л. Ф. Саенко, Л. М. Смотрицкий, В. А. Харкевич, ЯФ 13, 555 (1971).
68. G. Schmidt, L. M. Simons, *Zs. Phys.* 269, 421 (1974).
69. P. De Saintignon, M. Chabre, *Phys. Lett.* B33, 463 (1970).
70. F. Dydak, H. D. Polaschegg, P. Riehs, P. Weinzierl, *ibid.* B37, 375 (1971).
71. R. E. Segel, J. W. Olness, E. L. Sprengel, *Phil. Mag.* 6, 163 (1961); *Phys. Rev.* 123, 1382 (1961).
72. D. E. Alburger, R. E. Pixley, D. H. Wilkinson, P. F. Donovan, *Phil. Mag.* 6, 171 (1961).
73. D. P. Boyd, P. F. Donovan, B. Marsh, D. E. Alburger, D. H. Wilkinson, P. Assimakopoulos, E. Beardsworth, *Bull. Amer. Phys. Soc.* 13, 1424 (1968).
74. H. Hättig, K. Hünchen, H. Wäffler, *Phys. Rev. Lett.* 25, 941 (1970).
75. K. Neubeck, H. Schöber, H. Wäffler, *Phys. Rev.* C10, 320 (1974).
76. А. Е. Игнатович, Ф. Е. Чукуров, Препринт ИАЭ № 2496, Москва, 1975.
77. J. M. Potter, J. D. Bowman, C. F. Hwang, J. L. McKibben, R. E. Mischke, D. E. Nagle, P. G. Debrunner, H. Frauenfelder, L. B. Sorensen, *Phys. Rev. Lett.* 33, 1307 (1974).
78. R. Dashen, S. Frautschi, M. Gell-Mann, Y. Nara, *The Eightfold Way*, N.Y., Benjamin, 1964.
79. G. Barton, *Nuovo Cimento* 19, 512 (1961).
80. E. M. Henley, *Phys. Rev. Lett.* 27, 542 (1971).
81. R. J. Blin-Stoyle, P. Herczeg, *Nucl. Phys.* B 5, 291 (1968).
82. M. Gari, J. H. Reid, *Phys. Lett.* B53, 237 (1974).
83. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19, 1264 (1967).  
A. Salam, in: *Proc. of 8th Nobel Symposium, Stockholm, Almquist Vorlag AB*, 1969, p. 367.
84. R. V. Reid, *Ann. Phys. (N. Y.—L.)* 50, 411 (1968).
85. H. Kümmel, *Nucl. Phys.* A176, 205 (1971).
86. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Фурсов, ЯФ 9, 963 (1969); 13, 80 (1971).
87. G. S. Danilov, *Phys. Lett.* 18, 40 (1965).
88. Г. С. Данилов, ЯФ 14, 788 (1971).
89. E. Hadjimichael, E. Fischbach, *Phys. Rev.* D3, 755 (1971).
90. E. M. Henley, *ibid.* C7, 1344 (1973).
91. H. J. Pirner, M. L. Rustgi, *Nucl. Phys.* A239, 427 (1975).
92. A. Andras, J. Missimer, D. Tadic, *Phys. Rev.* D11, 1331 (1975).
93. Г. С. Данилов, ЯФ 17, 1052 (1973).
94. R. J. Blin-Stoyle, H. Feshbach, *Nucl. Phys.* 27, 395 (1961).
95. А. Н. Москалев, ЯФ 7, 554; 8, 1156 (1968); 9, 163 (1969).
96. E. M. Henley, *Phys. Lett.* B28, 1 (1968).
97. M. A. Box, B. H. J. McKellar, *Phys. Rev.* C11, 1859 (1975).
98. N. Vinh Mau, in: *Proc. of the Symposium on Nucleons and Weak Interactions, Zagreb, 1971*, p. 99.
99. B. H. J. McKellar, *Phys. Rev.* 178, 2160 (1968).
100. B. Desplanques, N. Vinh Mau, *Phys. Lett.* B35, 28 (1971).
101. E. Maqueda, R. J. Blin-Stoyle, *Nucl. Phys.* A91, 460 (1968).
102. Г. С. Данилов, ЯФ 22, 776 (1975).

