

5760

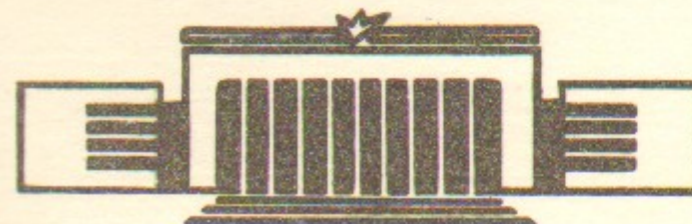


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум.

**УГЛОВЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ
КОРРЕЛЯЦИИ В РЕАКЦИИ (n, γ)**

ПРЕПРИНТ 83—87



НОВОСИБИРСК

УГЛОВЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
В РЕАКЦИИ (n ; γ)

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрены пространственно-четные и связанные с несохранением четности корреляции в реакции радиационного захвата нейтрона. Обсуждаются механизмы, приводящие к их возникновению, величина, энергетическая зависимость, поведение при усреднении по конечным состояниям. Полное число корреляций при учете S - и P -волнового захвата нейтронов и $E1$ и $M1$ γ -переходов равно 17 (8 P -четных и 9 P -нечетных). Корреляции в интегральном спектре разбиваются на три класса, содержащих различную информацию о свойствах компаунд-состояний ядра.

I. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос об угловых корреляциях в реакции радиационного захвата нейтрона (n, γ) имеет давнюю историю. Достаточно вспомнить, что впервые нарушение четности в ядрах наблюдалось в реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$ в угловом распределении γ -квантов [1] (см. также [2-5]). Новый интерес к этому вопросу тесно связан с изучением нарушения четности в нейтронной оптике [6-9], где эффекты значительно усилены вблизи р-волнового компаунд-резонанса [10]. Стало ясно, что значительное усиление Р-нечетных эффектов вблизи р-волновых компаунд-резонансов имеет место и в реакции (n, γ) [10, 11]. Необходимо отметить, что задолго до этих работ в статьях [12] была получена формула, содержащая усиление циркулярной поляризации в р-волновом компаунд-резонансе. Тем не менее в [12] не было подчеркнуто существование резонансного усиления и для величины циркулярной поляризации в резонансе была дана оценка $P_c \sim 10^{-4}$, совпадающая с известным значением в тепловой точке.

Исследование Р-нечетных корреляций в реакции (n, γ), в принципе, позволяет получить более полную информацию, чем нейтронно-оптические эксперименты. Надо сказать, что независимо от проблем, возникающих в связи с нарушением четности, исследование как Р-четных, так и Р-нечетных корреляций в реакции (n, γ) позволяет весьма детально проверить имеющиеся представления о структуре компаунд-ядра.

II. АМПЛИТУДЫ РЕАКЦИИ (n, γ)

Рассмотрим амплитуду реакции (n, γ) в случае медленных нейтронов. Помимо основного s-волнового захвата мы учтем р-волновой захват нейтрона, так как большинство интересных корреляций связано с интерференцией s- и р-волн. Амплитуда реакции без нарушения четности с захватом s и р-волнового нейтрона определяется графиками, изображенными на рис. 1 и рис. 2 соответственно. Рисунки 1а, 2а отвечают резонансному, а рис. 1б, 2б - прямому захвату нейтрона. В работе [13] получены среднеквадратичные оценки амплитуд. Согласно [13] отношение резонансной амплитуды к амплитуде прямого захвата равно

$$\frac{f_a}{f_s} \sim \sqrt{N_f} \frac{\mathcal{D}(E_i)}{E - E_i + i\Gamma_i/2} \quad (I)$$

Здесь E - энергия нейтрона, E_i, Γ_i - энергия и ширина ближайшего резонанса, $\mathcal{D}(E_i)$ - среднее расстояние между компаунд-резонансами с фиксированными квантовыми числами, взятое при энергии $E \approx E_i$, N_f - число главных компонент в волновой функции конечного состояния $|f\rangle$ ($N_f \sim 1 \text{ MeV}/\mathcal{D}(E_f)$). Формула (I) написана для случая изолированных резонансов, т.е. при $\mathcal{D}(E_i) \gg \Gamma_i$. Естественно, что вблизи резонанса доминирует резонансный механизм. Более того, согласно (I) даже при максимальном удалении от резонанса, т.е. при $|E - E_i| \sim \mathcal{D}/2$ для переходов в сложные конечные состояния ($N_f \gg 1$) резонансный механизм доминирует. Только для переходов в основное состояние и близкие к нему ($N_f \sim 1$) прямой и резонансный механизмы дают сравнимый вклад. Поскольку нас, в частности, будут интересовать переходы в основное состояние, мы будем учитывать как резонансный, так и прямой графики.

Амплитуда, соответствующая графикам рис. 1, имеет вид:

$$f_1 = -\frac{1}{2k} \left\{ \sum_s \frac{\langle f, \gamma | H_{em} | s \rangle \langle s | H_s | n \rangle}{E - E_s + i\Gamma_s/2} + \langle f, \gamma | H_{em} | n \rangle \right\} \quad (2)$$

Первое слагаемое отвечает резонансному, второе - прямому захвату. H_s - оператор остаточного взаимодействия, приводящего к захвату нейтрона (см., например, [13]), H_{em} - оператор электромагнитного взаимодействия, $|n\rangle$ - начальное состояние нейтрона, k - импульс нейтрона, $|f, \gamma\rangle = |f\rangle |\gamma\rangle$ - конечное состояние ядра и γ -кванта. Сумма в (2) ведется по s-резонансам компаунд-ядра. Аналогичный вид имеет амплитуда, соответствующая р-захвату:

$$f_2 = -\frac{1}{2k} \left\{ \sum_p \frac{\langle f, \gamma | H_{em} | p \rangle \langle p | H_s | n \rangle}{E - E_p + i\Gamma_p/2} + \langle f, \gamma | H_{em} | n \rangle \right\} \quad (3)$$

Как показано в [13], для сложных ядер в нарушающей четность амплитуде по среднеквадратичной оценке для переходов как в сложные, так и в простые состояния доминирует резонансный механизм. Соответствующие графики изображены на рис. 3-6. Среднеквадратичные оценки амплитуд согласно \sqrt{N} - классификации [13]

таковы (мы опускаем общий множитель, содержащий коэффициент смешивания слабым взаимодействием одночастичных уровней противоположной четности):

$$\begin{aligned}
 f_3 &\sim \frac{1}{\sqrt{KR}} \sqrt{N_i} \frac{D_i}{E-E_s+i\Gamma_s/2} \frac{D_i}{E-E_p+i\Gamma_p/2} \\
 f_4 &\sim \sqrt{KR} \sqrt{N_i} \frac{D_i}{E-E_s+i\Gamma_s/2} \frac{D_i}{E-E_p+i\Gamma_p/2} \\
 f_5 &\sim \frac{1}{\sqrt{KR}} \sqrt{N_f} \frac{D_i}{E-E_s+i\Gamma_s/2} \frac{D_f}{E-\omega-E_{f'}+i\Gamma_{f'}/2} \quad (4) \\
 f_6 &\sim \sqrt{KR} \sqrt{N_f} \frac{D_i}{E-E_p+i\Gamma_p/2} \frac{D_f}{E-\omega-E_{f'}+i\Gamma_{f'}/2}
 \end{aligned}$$

Здесь $D_i = D(E \approx E_i)$ — среднее расстояние между резонансами в районе нейтронного порога, $D_f = D(E \approx E_f)$ — при энергии конечного состояния; $N_i \sim M\alpha V/D_i$, $N_f \sim M\alpha V/D_f$ — числа главных компонент в захватном и конечном состояниях, R — радиус ядра. Фактор \sqrt{N} в амплитудах 3-6 соответствует известному динамическому усилению слабых взаимодействий в компаунд-ядре [14, II]. Остальные амплитуды, графики которых мы не приводим, не содержат фактора усиления \sqrt{N} .

Согласно оценкам (4) амплитуды $f_{5,6}$, связанные с P-нечетным смешиванием в конечном состоянии, подавлены по сравнению с $f_{3,4}$ в $\sqrt{N_i/N_f}$ раз²⁵). В эксперименте возможность выделения конкретного конечного состояния $|f\rangle$ определяется разрешением по энергии фотона. Практически возможно выделение конкретного состояния $|f\rangle$ только для переходов в основное или лежащее вблизи него состояния. Здесь $N_f \sim 1$, и поэтому амплитудами $f_{5,6}$ можно пренебречь. В случае же, когда изучаются корреляции в интегральном спектре, максимум интенсивности лежит все-таки в области $N_i \gg N_f \gg 1$. Более того, в этом случае существуют дополнительные факторы подавления вклада графиков 5,6

²⁵ Исключение составляет ситуация, когда уровни противоположной четности в конечном состоянии случайно оказались аномально близкими.

(см. Приложение С). Таким образом, при рассмотрении P-нечетных эффектов достаточно учесть амплитуды f_3 и f_4 . Необходимо отметить, что амплитуда f_4 связана с p-волновым захватом и подавлена по сравнению с f_3 в $1/4KR \sim 10^2-10^3$ раз (энергетические знаменатели в f_3 и f_4 точно совпадают). Однако f_4 не следует пренебрегать, т.к. она приводит к новым типам корреляций и придает определенную симметрию формулам (см. ниже). Аккуратные выражения для амплитуд f_3 и f_4 таковы:

$$\begin{aligned}
 f_3 &= -\frac{1}{2K} \sum_{SP} \frac{\langle f, \gamma | H_{em} | P \rangle \langle P | H_w | S \rangle \langle S | H_s | n \rangle}{(E-E_p+i\Gamma_p/2)(E-E_s+i\Gamma_s/2)} \\
 f_4 &= -\frac{1}{2K} \sum_{SP} \frac{\langle f, \gamma | H_{em} | S \rangle \langle S | H_w | P \rangle \langle P | H_s | n \rangle}{(E-E_s+i\Gamma_s/2)(E-E_p+i\Gamma_p/2)}
 \end{aligned} \quad (5)$$

Рассмотрим теперь матричные элементы, входящие в выражения для амплитуд. Введем обозначения: \vec{n} — направление движения нейтрона, \vec{I} — момент начального ядра, $\vec{J} = \vec{I} + \vec{j}$ — момент компаунд-резонанса, α — поляризация нейтрона, $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ — момент p-волнового нейтрона, при котором происходит захват ($j = 1/2, 3/2$). Амплитуда захвата нейтрона в S-резонанс равна

$$\langle S | H_s | n \rangle = C_{II_z \frac{1}{2} \alpha}^{j j_s} T_s, \quad (6)$$

$$T_s = \eta_s \sqrt{\Gamma_s^{(n)}(E)},$$

в p-резонанс (см., например, [11, 13]) —

$$\langle P | H_s | n \rangle = \sum_{jj_z} C_{II_z jj_z}^{j j_z} C_{I \nu \frac{1}{2} \alpha}^{jj_z} \sqrt{4\pi} i T_p(j) Y_{1\nu}^*(\vec{n}_n) \quad (7)$$

$$T_p(j) = \eta_j \sqrt{\Gamma_{pj}^{(n)}(E)}$$

Здесь $C_{II_z \frac{1}{2} \alpha}^{j j_s}$ — коэффициент Клебса-Гордана, $\Gamma_{pj}^{(n)}$ — нейтронная ширина, соответствующая испусканию нейтрона с моментом j ($\Gamma_p^{(n)} = \Gamma_{p\frac{1}{2}}^{(n)} + \Gamma_{p\frac{3}{2}}^{(n)} = |T_p(\frac{1}{2})|^2 + |T_p(\frac{3}{2})|^2$), $\eta = \pm 1$ — знак амплитуды.

В качестве состояний γ -кванта удобно выбрать не плоские, а сферические волны с определенной четностью. Соответствующие угловые функции равны (см., например, [15, 16]):

$$\Psi_{EL} = \sqrt{\frac{2L+1}{8\pi}} \left\{ (D_{m,1}^L(\varphi, \theta, 0))^* |+\rangle + (D_{m,-1}^L(\varphi, \theta, 0))^* |-\rangle \right\} \quad (8)$$

$$\Psi_{ML} = -\sqrt{\frac{2L+1}{8\pi}} \left\{ (D_{m,1}^L(\varphi, \theta, 0))^* |+\rangle - (D_{m,-1}^L(\varphi, \theta, 0))^* |-\rangle \right\}$$

Здесь L - момент фотона, m - его проекция, состояния $|+\rangle$ и $|-\rangle$ соответствуют положительной и отрицательной спиральности фотона λ , $D_{m,\lambda}^L(\varphi, \theta, 0)$ - D -функция Вигнера. Как известно, четность фотона электрического типа (EL) равна $P = (-1)^L$, магнитного (ML) - $P = (-1)^{L+1}$. Амплитуда испускания γ -кванта, которая входит в формулы (2), (3), (5), согласно [15] равна для EL-перехода:

$$\langle f\gamma | H_{em} | i \rangle = (-i)^L \sqrt{\frac{2(2L+1)(L+1)}{L}} \frac{\omega^{L+1/2}}{(2L+1)!!} \langle f | \hat{Q}_{L,m}^{(E)} | i \rangle \quad (9)$$

для ML-перехода:

$$\langle f\gamma | H_{em} | i \rangle = (-i)^{L+1} \sqrt{\frac{2(2L+1)(L+1)}{L}} \frac{\omega^{L+1/2}}{(2L+1)!!} \langle f | \hat{Q}_{L,m}^{(M)} | i \rangle \quad (10)$$

Здесь ω - частота перехода, $\hat{Q}^{(E)}$ и $\hat{Q}^{(M)}$ соответственно операторы электрического и магнитного 2^L -польного момента

$$\hat{Q}_{Lm}^{(E)} = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} \int \hat{\rho} r^L Y_{Lm}^* \left(\frac{\vec{r}}{r}\right) d^3r \quad (11)$$

$$\hat{Q}_{Lm}^{(M)} = \frac{1}{L+1} \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} \int [\vec{r} \times \vec{j}] \vec{\nabla} \left(r^L Y_{Lm}^* \left(\frac{\vec{r}}{r}\right) \right) d^3r$$

где $\hat{\rho}(\vec{r})$ и $\vec{j}(\vec{r})$ - операторы плотности заряда и тока системы. Электромагнитные вершины (9), (10) удобно переписать в виде, аналогичном (6), (7). Для EL-перехода:

$$\langle f\gamma | H_{em} | i \rangle = (-i)^L \sqrt{\frac{2(2L+1)(L+1)}{L}} \frac{\omega^{L+1/2}}{(2L+1)!!} (-1)^{J-F} \frac{\langle f | \hat{Q}_{L,m}^{(E)} | i \rangle}{\sqrt{2J+1}} C_{FF_2LM}^{JJ_2} \quad (12)$$

$$= A_{if}(EL) \cdot (-i)^L \cdot C_{FF_2LM}^{JJ_2}$$

Для ML-перехода:

$$\langle f\gamma | H_{em} | i \rangle = (-i)^{L+1} \sqrt{\frac{2(2L+1)(L+1)}{L}} \frac{\omega^{L+1/2}}{(2L+1)!!} (-1)^{J-F} \frac{\langle f | \hat{Q}_{L,m}^{(M)} | i \rangle}{\sqrt{2J+1}} C_{FF_2LM}^{JJ_2} \quad (13)$$

$$= (-i)^{L+1} A_{if}(ML) C_{FF_2LM}^{JJ_2}$$

Здесь $\langle f | \hat{Q}^{(E)} | i \rangle$, $\langle f | \hat{Q}^{(M)} | i \rangle$ - приведенные матричные элементы; $A_{if} = \eta \sqrt{\Gamma_{if}^{(\gamma)}}$, $\Gamma_{if}^{(\gamma)}$ - парциальная γ -ширина уровня $|i\rangle$, соответствующая переходу $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$; $\eta = \pm 1$ - знаковые множители*; J, F - моменты начального и конечного состояния. Заметим, что мы нормируем волновые функции нейтрона и фотона, которые соответствуют непрерывному спектру, таким образом, что квадрат амплитуды испускания, просуммированный по всем возможным конечным проекциям, просто равен соответствующей ширине. Очевидно, что при этом выражения для амплитуд в формулах (2), (3), (5) выписаны с правильным коэффициентом, поскольку резонансная часть f_1 (или f_2) соответствует обычной формуле Брейта-Вигнера.

Выражения (8)-(13) справедливы при произвольной мультипольности фотонов. Однако, чтобы не усложнять формулы, которые и без того достаточно громоздки, мы будем учитывать в дальнейшем только E1 и M1 - амплитуды, которые обычно доминируют. Для $L=1$ операторы $\hat{Q}^{(E)}$ и $\hat{Q}^{(M)}$ совпадают со сферическими компонентами соответственно электрического (\vec{d}) и магнитного (\vec{m}) дипольных моментов.

* Вообще говоря, множители η в формулах (6), (7), (12), (13) комплексны ($\eta = \pm e^{i\varphi}$). Фазы возникают при диагонализации функции Грина компаунд-ядра. (Мы рассматриваем захват медленных нейтронов, поэтому потенциальными фазами $S_e \sim (KR)^{2L+1}$ в (6), (7) заведомо можно пренебречь). В работе [13] показано, что $\varphi \sim S\Gamma/D$, $S\Gamma$ - флуктуация ширины, D - среднее расстояние между резонансами. Поэтому фазы могут оказаться заметными только в случае, если велики флуктуации и имеется плотный спектр резонансов - например, в делящихся ядрах. В данной работе мы рассматриваем реакцию (n, γ) в средних и тяжелых ядрах в случае, когда закрыт канал деления. Модификация для произвольного случая не представляет особого труда, но формулы становятся несколько более громоздкими.

С учетом (6), (7), (12), (13) амплитуды f_i выглядят следующим образом^{*)}:

$$\begin{aligned}
 f_1 &= - \sum_{j_s j_{sz}} C_{FF_2 1M}^{j_s j_{sz}} C_{II_2 \frac{1}{2} \lambda}^{j_s j_{sz}} \frac{1}{\sqrt{g_s}} V_1(E, j_s) \\
 f_2 &= \sum_{\substack{j_p j_{pz} \\ j_{1z} j}} C_{FF_2 1M}^{j_p j_{pz}} C_{II_2 jz}^{j_p j_{pz}} C_{jY \frac{1}{2} \lambda}^{j jz} \sqrt{4\pi} Y_{1Y}^*(\vec{n}_n) \frac{1}{\sqrt{g_p}} V_2(E, j, j) \\
 f_3 &= \sum_{\substack{j_s j_{sz} \\ j_p j_{pz}}} C_{FF_2 1M}^{j_p j_{pz}} C_{II_2 \frac{1}{2} \lambda}^{j_s j_{sz}} \delta_{j_s j_p} \delta_{j_{sz} j_{pz}} \frac{1}{\sqrt{g_s}} V_3(E, j_s = j_p) \\
 f_4 &= - \sum_{\substack{j_s j_{sz} \\ j_p j_{pz} \\ j_{1z} j}} C_{FF_2 1M}^{j_s j_{sz}} C_{II_2 jz}^{j_p j_{pz}} C_{jY \frac{1}{2} \lambda}^{j jz} \sqrt{4\pi} Y_{1Y}^*(\vec{n}_n) \delta_{j_s j_p} \delta_{j_{sz} j_{pz}} \\
 &\quad \times \frac{1}{\sqrt{g_p}} V_4(E, j_p = j_s, j)
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

Здесь V_i — амплитуды, инвариантные относительно трехмерных вращений.

$$\begin{aligned}
 V_1(E, j_s) &= - \frac{\sqrt{g_s}}{2K} \left\{ \sum_s \frac{A_{sf} T_s}{E - E_s + i\Gamma_s/2} + C_s(E) \right\} \\
 V_2(E, j_p, j) &= - \frac{\sqrt{g_p}}{2K} \left\{ \sum_p \frac{A_{pf} T_p(j)}{E - E_p + i\Gamma_p/2} + C_p(E) \right\} \\
 V_3(E, j_s = j_p) &= - \frac{\sqrt{g_s}}{2K} \sum_{sp} \frac{A_{pf} W_{sp} T_s}{(E - E_p + i\Gamma_p/2)(E - E_s + i\Gamma_s/2)}
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

^{*)} Для конкретности мы приняли, что график I и соответственно амплитуда f_1 отвечает MI-переходу. Все результаты для EI получаются простыми заменами.

$$\begin{aligned}
 V_4(E, j_p = j_s, j) &= - \frac{\sqrt{g_p}}{2K} \sum_{sp} \frac{A_{sp} W_{sp} T_p(j)}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)(E - E_p + i\Gamma_p/2)} \\
 g_i &= \frac{2j_i + 1}{2(2I + 1)}
 \end{aligned}$$

где $W_{sp} = i \langle s | H_w | p \rangle$. Естественно, суммы по s, p -резонансам ведутся при фиксированных j_s, j_p, j .

Напомним, что в качестве базисных состояний фотона мы выбрали не плоские, а сферические волны. Поэтому для расчета углового распределения следует написать волновую функцию конечного γ -кванта:

$$\Psi_\gamma = f_1 \Psi_{M1} + f_2 \Psi_{E1} + f_3 \Psi_{E1} + f_4 \Psi_{M1}
 \tag{16}$$

Явный вид Ψ_{M1} и Ψ_{E1} дается формулами (8). Теперь $|\Psi_\gamma|^2$ нужно свернуть с поляризационной матрицей плотности γ -кванта, усреднить по поляризациям начального ядра и просуммировать по поляризациям конечного ядра. Если мы не интересуемся поляризацией γ -кванта, то его матрица плотности берется в виде $\rho_{\lambda\lambda'} = \delta_{\lambda\lambda'}$ (λ — спиральность γ -кванта). При вычислении же средней циркулярной поляризации $\rho_{\lambda\lambda'} = \lambda \delta_{\lambda\lambda'}$. Обратим внимание на следующее обстоятельство, упрощающее вычисления. Зависящие от угловых переменных и моментов множители в третьем и четвертом слагаемом в волновой функции γ -кванта (16) получаются из первого и второго умножением на матрицу $\lambda \delta_{\lambda\lambda'}$ в пространстве спиральных состояний (так же как волновая функция Ψ_{M1} из Ψ_{E1} в (8)). Поэтому вычисления достаточно сделать для первого и второго слагаемых в (16). Все остальные результаты получаются путем простых замен $V_1 \rightarrow V_1 + \lambda V_3$; $V_2 \rightarrow V_2 + \lambda V_4$, $\lambda^2 = I$. Например, произведение первого слагаемого на третье, свернутое с $\rho_{\lambda\lambda'} = \delta_{\lambda\lambda'}$, имеет ту же структуру, что квадрат первого слагаемого, свернутого с $\rho_{\lambda\lambda'} = \lambda \delta_{\lambda\lambda'}$. Фактически, здесь происходит тождественная с точки зрения угловых переменных замена псевдоскалярного слабого взаимодействия на другой псевдоскаляр-спиральность фотона λ .

III. СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ (n, γ)

Дальнейшие вычисления можно выполнить, используя формулы для произведения \mathcal{D} -функций и сумм произведений $3j$ -символов, например, из книги [16]. После довольно громоздких выкладок приходим к следующему выражению для сечения реакции (n, γ) :

$$\frac{d\sigma(\vec{n}_n, \lambda)}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left\{ a_0 + a_1(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma) + \tilde{a}_2 \vec{\delta}[\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma] + a_3[(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma)^2 - \frac{1}{3}] + \right. \quad (I7)$$

$$+ \tilde{a}_4(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma) \vec{\delta}[\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma] + a_5 \lambda \vec{\delta} \vec{n}_\gamma + a_6 \lambda (\vec{\delta} \vec{n}_n) + a_7 \lambda [(\vec{\delta} \vec{n}_\gamma)(\vec{n}_\gamma \vec{n}_n) - \frac{1}{3} \vec{\delta} \vec{n}_\gamma] +$$

$$+ a_8 \lambda [(\vec{\delta} \vec{n}_n)(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma) - \frac{1}{3} \vec{\delta} \vec{n}_\gamma] + a_9 \vec{\delta} \vec{n}_\gamma + a_{10} \vec{\delta} \vec{n}_n +$$

$$+ a_{11} [(\vec{\delta} \vec{n}_\gamma)(\vec{n}_\gamma \vec{n}_n) - \frac{1}{3} \vec{\delta} \vec{n}_\gamma] + a_{12} [(\vec{\delta} \vec{n}_n)(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma) - \frac{1}{3} \vec{\delta} \vec{n}_\gamma] +$$

$$\left. + a_{13} \lambda + a_{14} \lambda (\vec{n}_n \vec{n}_\gamma) + \tilde{a}_{15} \lambda \vec{\delta}[\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma] + a_{16} \lambda [(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma)^2 - \frac{1}{3}] + \tilde{a}_{17} \lambda (\vec{n}_n \vec{n}_\gamma) \vec{\delta}[\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma] \right\}$$

Выражения для коэффициентов $a_0 + a_{17}$ через инвариантные амплитуды $V_1 + V_4$ (см. (I5)) приведены в приложении А. Первыми выписаны Р-четные корреляции, не содержащие спиральности фотона ($a_1 + a_4$), затем - Р-четные с λ ($a_5 - a_8$), следующие - Р-нечетные без λ ($a_9 - a_{12}$) и, наконец, - Р-нечетные корреляции, содержащие λ ($a_{13} - a_{16}$). Знаком "тильда" отмечены Т-нечетные корреляции $\tilde{a}_2, \tilde{a}_4, \tilde{a}_{15}, \tilde{a}_{17}$. Во избежание недоразумений заметим, что мы пока не рассматриваем взаимодействий, нарушающих Т-инвариантность. Соответствующие корреляции возникли за счет резонансных фаз рассеяния.

Выражения для корреляций выписаны таким образом, что если по какой-либо из величин $(\vec{\delta}, \vec{n}_\gamma, \lambda)$ проводится суммирование (интегрирование), все содержащие её корреляции выпадают.

Происхождение корреляций (I7) можно проследить и не проводя вычислений. Появление в них импульса нейтрона связано с р-волновым захватом. Поэтому Р-четные корреляции, не содержащие \vec{n}_n , обусловлены, главным образом, S-волновым захватом $|f_1|^2$, содержащие первую степень \vec{n}_n - интерференцией f_1 и f_2 , вторую - $|f_2|^2$. Р-нечетные корреляции, обусловленные интерференцией f_3 и f_4 с f_1 и f_2 , получаются из Р-четных умножением на λ . Это обстоятельство соответствует симметрии между амплитудами f_3 и f_1 , f_4 и f_2 , о которой мы говорили выше. Зная происхождение, нетрудно

определить энергетическую зависимость коэффициентов при корреляции и дать грубую оценку их величины. Конечно, оценку можно произвести и пользуясь точными формулами из приложения А.

Выражения для коэффициентов $a_0 - a_{17}$, выписанные в приложении А, в общем случае весьма громоздки. Поэтому для иллюстрации рассмотрим простой конкретный пример, для которого имеются наиболее полные экспериментальные данные - реакцию $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ с переходом в основное состояние ^{118}Sn . Момент ядра ^{117}Sn $I = I/2$, четность положительна. Основное состояние ^{118}Sn имеет квантовые числа $J^P = 0^+$. Поэтому для нас существенны только резонансы с моментом I. Известный р-волновой резонанс $E = 1.33$ эВ, по-видимому, имеет момент $J^P = 1$. Среднее расстояние между резонансами в ^{117}Sn $\mathcal{D} \sim 100$ эВ, поэтому в области энергий порядка нескольких эВ достаточно учесть только этот р-резонанс. Что касается s-резонансов, то все они, по-видимому, удалены от интересующей нас области. Для того, чтобы явно видеть масштаб амплитуд, мы несколько произвольно выделим вклад ближайшего S-резонанса, а вклады всех остальных учтем как поправку. Тогда выражения для амплитуд V_i выглядят следующим образом:

$$V_1 = -\frac{1}{2k} \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{T_s A_{M1} (1+\alpha)}{E - E_s + i\Gamma_s/2}$$

$$V_2 = -\frac{1}{2k} \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{T_p(j) A_{E1}}{E - E_p + i\Gamma_p/2}$$

$$V_3 = -\frac{1}{2k} \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{T_s \cdot W \cdot A_{E1} (1+\beta)}{(E - E_p + i\Gamma_p/2)(E - E_s + i\Gamma_s/2)} \quad (I8)$$

$$V_4 = -\frac{1}{2k} \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{T_p(j) \cdot W \cdot A_{M1} (1+\delta)}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)(E - E_p + i\Gamma_p/2)}$$

Поправка α в формуле для V_1 учитывает вклад прямого захвата и удаленных S -резонансов. Поправки β, γ в V_3, V_4 учитывают вклад удаленных S -резонансов. В II⁷ S_n ближайшим к интересующей нас области энергий $E = 0.2$ эВ, по-видимому, является отрицательный S -резонанс с $E_s = -29$ эВ (см., например, [8]). Однако практически на таком же расстоянии расположен S -резонанс 38.8 эВ. Поэтому следует ожидать, что не только α , но и β, γ не малы, т.е. $\alpha \sim \beta \sim \gamma \sim 1$. При изменении энергии нейтрона в области порядка нескольких эВ величины $(E - E_s + i\Gamma_s/2)^{-1}$, α, β, γ практически постоянны, причем $\text{Im}\alpha/\text{Re}\alpha \sim \text{Im}\beta/\text{Re}\beta \sim \text{Im}\gamma/\text{Re}\gamma \sim \Gamma_s/2 \ll 1$. Для подгонки экспериментальных данных вместо амплитуд V_i удобно ввести величины u_i , содержащие меньшее число свободных параметров

$$u_1 = \frac{1}{E - E_s + i\Gamma_s/2}$$

$$u_2 = \frac{t_n t_\gamma}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (19)$$

$$u_3 = \frac{\tilde{w} t_\gamma}{(E - E_p + i\Gamma_p/2)(E - E_s + i\Gamma_s/2)}$$

$$u_4 = \frac{\tilde{w} t_n}{(E - E_p + i\Gamma_p/2)(E - E_s + i\Gamma_s/2)} (1 + \delta)$$

Здесь

$$t_n = \sqrt{\frac{\Gamma_p^{(n)}(E)}{\Gamma_s^{(n)}(E)}} \sim KR, \quad t_\gamma = \frac{AE1}{A_{H1}(1+\alpha)}, \quad (20)$$

$$\tilde{w} = w(1+\beta), \quad 1+\delta = \frac{1+\gamma}{(1+\beta)(1+\alpha)}$$

Амплитуды V_i пропорциональны u_i :

$$V_1 = B \cdot u_1$$

$$V_2(j) = B \cdot u_2 \begin{cases} x & \text{при } j = 1/2 \\ y & \text{при } j = 3/2 \end{cases} \quad (21)$$

$$V_3 = B u_3$$

$$V_4(j) = B u_4 \begin{cases} x & \text{при } j = 1/2 \\ y & \text{при } j = 3/2 \end{cases}$$

где

$$x = \frac{T_p(j=1/2)}{\sqrt{\Gamma_p^{(n)}(E)}}, \quad y = \frac{T_p(j=3/2)}{\sqrt{\Gamma_p^{(n)}(E)}} \quad (22)$$

относительные амплитуды соответствующих каналов ($x^2 + y^2 = 1$).

Общий коэффициент

$$B = \frac{\sqrt{3}}{4K} A_{H1} T_s (1+\alpha)$$

С помощью формул, приведенных в приложении А, нетрудно убедиться, что с точностью до коэффициента $|B|^2$ (который можно опустить, поскольку важна лишь относительная величина корреляций) коэффициенты a_i имеют следующий вид:

$$a_0 = |u_1|^2 |u_2|^2$$

$$a_1 = \text{Re}(u_1 u_2^*) (-2x + 1.414y)$$

$$\tilde{a}_2 = \text{Im}(u_1 u_2^*) (2x + 0.7071y)$$

$$a_3 = |u_2|^2 (-1.061 \cdot 2xy - 0.75y^2)$$

$$\tilde{a}_4 = 0$$

$$a_5 = |u_1|^2 + |u_2|^2 (-0.3333x^2 - 0.4714 \cdot 2xy + 0.8333y^2)$$

$$a_6 = -2 \text{Re}(u_1 u_2^*) \cdot x$$

$$a_7 = 2.121 \cdot y \text{Re}(u_1 u_2^*)$$

$$a_8 = |u_2|^2 (2x^2 - 0.3536 \cdot 2xy - 0.5y^2) \quad (23)$$

$$a_9 = 2 \text{Re} u_1 u_3^* + \text{Re} u_2 u_4^* (-0.6666x^2 - 0.9428 \cdot 2xy + 1.667y^2)$$

$$a_{10} = -2x \text{Re}(u_2 u_3^* + u_1 u_4^*)$$

$$a_{11} = 2.121 \cdot y \text{Re}(u_2 u_3^* + u_1 u_4^*)$$

$$a_{12} = \text{Re} u_2 u_4^* (4x^2 - 0.7071 \cdot 2xy - y^2)$$

$$a_{13} = 2 \text{Re}(u_1 u_3^* + u_2 u_4^*)$$

$$\begin{aligned}
 a_{14} &= \operatorname{Re}(u_2 u_3^* + u_3 u_4^*) \cdot (-2x + 1.414y) \\
 \tilde{a}_{15} &= \operatorname{Im}(u_2 u_3^* - u_3 u_4^*) \cdot (-2x - 0.7071y) \\
 a_{16} &= \operatorname{Re} u_2 u_4^* \cdot (-2.121 \cdot 2xy - 1.5y^2) \\
 \tilde{a}_{17} &= 0
 \end{aligned}$$

Существующие экспериментальные данные хотя и не определяют все коэффициенты, но дают все же некоторые соотношения, позволяющие сделать оценки величины и энергетической зависимости корреляций. Величины E_p , $\Gamma_p^{(n)}$, Γ_p , Γ_s известны достаточно надежно [17, 8]. Поэтому в соответствии с формулами (19) + (23) для расчета коэффициентов a_i остается задать значения шести параметров: E_s , $\Gamma_s^{(n)}$, t_y , \tilde{w} , xy , δ . Следуя [8] полагаем $E_s = -29$ эВ. Тогда по известному значению сечения поглощения в тепловой точке $\delta_y = 1,26$ [7] находим $g \Gamma_{ns}^{(0)} = 2.5 \cdot 10^{-3}$ эВ. Во избежание недоразумений заметим, что \tilde{w} не совпадает с матричным элементом слабого взаимодействия, определенным в эксперименте по измерению разности полных сечений [8], т.к. коэффициент β зависит от конечного состояния, в которое идет переход. Однако для оценки величины корреляций этим различием можно пренебречь. Чтобы воспроизвести имеющиеся экспериментальные данные [3, 6, 7, 8], мы выбрали следующие значения параметров:

$$t_y = -0.5, \tilde{w} = 0.9 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}, x = -0.6, y = 0.8, \delta = 0 \quad (24)$$

Численные результаты для относительной величины корреляций ($A_i = a_i/a_0$) приведены в табл. I. Заметим, что вблизи р-резонанса энергетическая зависимость A_i (кроме A_5) хорошо описывается формулами:

$$A_i \sim \operatorname{Re} \frac{1}{E - E_p + i \Gamma_{\text{eff}}/2} \quad \text{или} \quad A_i \sim \operatorname{Im} \frac{1}{E - E_p + i \Gamma_{\text{eff}}/2} \quad (25)$$

$$\Gamma_{\text{eff}} = \Gamma_p \cdot \sqrt{1 + \frac{\delta_p(E_p)}{\epsilon_s(E_p)}}$$

где δ_p и ϵ_s - р-волновой и s-волновой вклады в парциальное сечение. Для сравнения с работой [8] в таблице приведена величина $P_{10} = a_{10} \cdot 4\pi/\delta_p$ - относительная разность сечений р-волнового радиационного захвата право- и левополяризованных нейтронов в основное состояние.

Подчеркнем, что из-за отсутствия полной информации для подгонки таблица I имеет лишь иллюстративный характер и не

претендует на количественное описание величины всех корреляций. Величины \tilde{A}_4 , \tilde{A}_{17} в таблице I не приведены, т.к. при учете лишь одного р-резонанса и пренебрежении фазами потенциального рассеяния они равны нулю.

Заметим, что измерение Т-нечетных корреляций \tilde{A}_{15} , \tilde{A}_{17} позволяет поставить ограничение на величину Т и Р - инвариантного взаимодействия нуклонов (H_{TP}). Вклад этого взаимодействия в корреляции также определяется написанными выше формулами с той разницей, что вместо мнимого матричного элемента $\langle s | H_w | p \rangle$ входит действительный $\langle s | H_{TP} | p \rangle$. В результате вклад Т и Р - нечетного взаимодействия в коэффициенты \tilde{A}_{15} , \tilde{A}_{17} не содержит малых фазовых множителей $\Gamma^{1/2} \epsilon_s \sim 10^{-2} + 10^{-3}$ в \tilde{A}_{15} и $\Gamma/(E_p - E_p) \sim 10^{-2} + 10^{-3}$ в \tilde{A}_{17} . В принципе, это обстоятельство могло бы позволить получить ограничение на константу миллислабого взаимодействия на уровне $10^{-2} + 10^{-3}$ от фермиевской константы G.

IV. КОРРЕЛЯЦИИ В ИНТЕГРАЛЬНОМ СПЕКТРЕ γ -КВАНТОВ

Рассмотренные в предыдущем параграфе корреляции в монохроматической линии, по-видимому, могут быть изучены лишь для переходов в низколежащие состояния из-за сравнительно плохого разрешения по энергиям γ -квантов. Другой возможностью является исследование тех же корреляций в интегральном спектре γ -квантов, когда эффект усредняется с некоторой эффективностью регистрации по всему спектру γ -квантов [5] или по его части. Предложение такого эксперимента, касающееся корреляции $\lambda \delta \vec{n}_s$, было сделано Д.П. Гречухиным еще в 1960 г. [18].

Рассмотрим сначала усреднение матричных элементов электрического и магнитного дипольного моментов. Фиксируем начальное состояние $|i\rangle$, момент и четность конечных состояний. Усреднение будем проводить по конечным состояниям $|f\rangle$ вблизи некоторой энергии E_p .

$$\langle i || d || f \rangle \langle f || d || i' \rangle = \epsilon_{dd}(i, i') + d^2 \delta_{ii'} \quad (26)$$

$$\langle i || M || f \rangle \langle f || M || i' \rangle = \epsilon_{\mu\mu}(i, i') + M^2 \delta_{ii'} \quad (27)$$

$$\langle i || d || f \rangle \langle f || M || i' \rangle = \epsilon_{d\mu}(i, i') \quad (28)$$

$\delta_{ii'}$ - символ Кронеккера. В грубом приближении все матричные элементы статистически независимы^{*)}. Поэтому

$$\varepsilon_{dd} \ll d^2, \quad \varepsilon_{MM} \ll M^2, \quad \varepsilon_{dM} \ll dM \quad (29)$$

Учитывая это обстоятельство, нетрудно усреднить произведения инвариантных амплитуд V_i (см. (15)), которые входят в выражения для корреляций (см. Приложение А)

$$\overline{V_1(y_s) V_1(y'_s)} = \left(\frac{g_s}{4K^2} \sum_s \frac{T_s^2 \overline{\Gamma_{sf}^{(\gamma)}}}{(E-E_s)^2 + \Gamma_s^2/4} \right) \delta_{y_s y'_s} + O(\varepsilon) \quad (30)$$

$$\overline{V_1(y_s) V_2^*(y_p)} = O(\varepsilon) \quad (31)$$

$$\overline{V_2(y_p j) V_2^*(y'_p j')} = \left(\frac{g_p}{4K^2} \sum_p \frac{T_p(j) T_p(j') \overline{\Gamma_{pf}^{(\gamma)}}}{(E-E_p)^2 + \Gamma_p^2/4} \right) \delta_{y_p j y'_p j'} + O(\varepsilon) \quad (32)$$

$$\overline{V_1(y_s) V_4^*(y_p j)} = \left(\frac{g_s}{4K^2} \sum_{sp} \frac{T_s T_p(j) W_{sp} \overline{\Gamma_{sf}^{(\gamma)}}}{[(E-E_s)^2 + \Gamma_s^2/4] (E-E_p - i\Gamma_p/2)} \right) \delta_{y_s y_p} + O(\varepsilon) \quad (33)$$

$$\overline{V_1(y_s) V_3^*(y'_s)} = O(\varepsilon) \quad (34)$$

$$\overline{V_2(y_p j) V_3^*(y'_s)} = \left(\frac{g_p}{4K^2} \sum_{sp} \frac{T_s T_p(j) W_{sp} \overline{\Gamma_{pf}^{(\gamma)}}}{[(E-E_p)^2 + \Gamma_p^2/4] (E-E_s - i\Gamma_s/2)} \right) \delta_{y_p j y'_s} + O(\varepsilon) \quad (35)$$

$$\overline{V_2(y_p j) V_4^*(y'_p j')} = O(\varepsilon) \quad (36)$$

В этих формулах $\overline{\Gamma_{pf}^{(\gamma)}} = \overline{A_{pf}^2}$, $\overline{\Gamma_{sf}^{(\gamma)}} = \overline{A_{sf}^2}$ - усредненные парциальные γ -ширины для переходов в конечные состояния с фиксированным моментом и четностью. Заметим, что в (30) и (32) исчезла интерференция между начальными компаунд-резонансами. Таким образом, согласно формулам (30-36) с точностью до $O(\varepsilon)$ после усреднения "выживают" коэффициенты (см. Приложение А)

$$a_0, a_3, \tilde{a}_4, a_5, a_8, a_{10}, a_{11}, a_{14}, \tilde{a}_{15} \quad (37)$$

* Заметим, что после усреднения по достаточно большому числу конечных состояний зависимость a_i и \tilde{a}_i от i практически отсутствует, так же как и флуктуации пропорциональных им γ -ширин.

Мы еще не выполнили суммирование по моменту конечного состояния F . Для этого необходимо знать, каким образом усредненные парциальные γ -ширины $\overline{\Gamma_{pf}^{(\gamma)}}$, $\overline{\Gamma_{sf}^{(\gamma)}}$ и плотность конечных состояний зависят от F . Известно, что при небольших моментах (см., например, [19])^{*)}

$$\rho_f(E, F) \sim (2F+1) \quad (38)$$

Кроме того, усредненные парциальные γ -ширины, по-видимому, слабо зависят от J и F (см. приложение В). Тогда коэффициенты a_i зависят от F только через функцию $P(\gamma \gamma' j j' K F)$ (см. Приложение А). Согласно формулам (A1) и (38) усреднение по моментам конечных состояний сводится к вычислению суммы $\sum_F (-1)^F (2F+1) \left\{ \begin{matrix} K & 1 & 1 \\ F & \gamma & \gamma' \end{matrix} \right\}$. Результат известен [16]:

$$S = \sum_F (2F+1) (-1)^F \left\{ \begin{matrix} K & 1 & 1 \\ F & \gamma & \gamma' \end{matrix} \right\} = (-1)^{J-1} \sqrt{3(2J+1)} \delta_{K0} \quad (39)$$

Отсюда следует, что после суммирования ненулевыми остаются только коэффициенты a_0 и a_{10} . То, что они не могут занулиться, очевидно без вычислений, поскольку через эти коэффициенты выражается полное сечение поглощения поляризованных нейтронов: $\sigma_{\alpha} = 4\pi \sum_F (a_0 + a_{10} (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_n))$.

Таким образом, коэффициенты a_i и соответствующие корреляции (см. формулу (17)) можно разбить на три класса.

1) a_0, a_{10} - не подавляются при усреднении, так как их знак не зависит от конечного состояния.

2) Коэффициенты

$$a_3, \tilde{a}_4, a_5, a_8, a_{11}, a_{14}, \tilde{a}_{15} \quad (40)$$

Знак регулярным образом зависит от момента конечного состояния. Их подавление при усреднении (до величины $O(\varepsilon)$) носит нестатистический характер и имеет место только при выполнении условия

$$\overline{\Gamma_{if}^{(\gamma)}} \rho_f \sim 2F+1 \quad (41)$$

* Эта формула обычно выводится для идеального газа квази-частиц. Остается открытым вопрос, насколько хорошо она выполняется для реального ядра, в котором существенны оболочечные эффекты, остаточное взаимодействие и коллективные степени свободы.

3) Коэффициенты

$$a_1, \tilde{a}_2, a_6, a_4, a_3, a_{12}, a_{13}, a_{16}, \tilde{a}_{17} \quad (42)$$

зависят случайным образом от конечного состояния и при усреднении подавляются статистическим образом до величины $O(\epsilon)$.

Рассмотрим теперь подробно корреляции 3-го класса. Они возникают за счет интерференции EI и MI - переходов. Удобно ввести величину q , которая непосредственно входит в наблюдаемые эффекты:

$$q_{ij}(F) = \sum_F E_{1if} M_{1pj} Q(\omega_f) + \sum_{F'} M_{1if'} E_{1p'j} Q(\omega_{f'}) \quad (43)$$

$|F\rangle, |F'\rangle$ - состояния разной четности с фиксированным моментом F . Для краткости мы упростили обозначения электромагнитных амплитуд: $E_{1if} \equiv A_{if}(E1)$, $M_{1if} \equiv A_{if}(M)$. Мы ввели также эффективность регистрации $Q(\omega)$, которая зависит от частоты γ - кванта ω . В дальнейшем мы будем считать, что эффективность одинакова для всех корреляций. Произведения инвариантных амплитуд выражаются через q_{ij} следующим образом:

$$\sum_F V_1(\gamma_s) V_2^*(\gamma_p) Q(\omega_f) = \frac{\sqrt{q_s q_p}}{4k^2} \sum_{sp} \frac{T_s T_p(j)}{(E-E_s+i\Gamma_s/2)(E-E_p-i\Gamma_p/2)} q_{sp}(F)$$

$$\sum_F V_1(\gamma_s) V_3^*(\gamma_{\tilde{s}}=\gamma_p) Q(\omega_f) = \frac{\sqrt{q_s q_p}}{4k^2 s\tilde{s}p} \sum_{sp} \frac{T_s T_{\tilde{s}} W_{\tilde{s}p}}{(E-E_s+i\Gamma_s/2)(E-E_{\tilde{s}}-i\Gamma_{\tilde{s}}/2)(E-E_p-i\Gamma_p/2)} q_{sp}(F) \quad (44)$$

$$\sum_F V_2(\gamma_p) V_4^*(\gamma_{\tilde{p}}=\gamma_s, \tilde{j}) Q(\omega_f) = \frac{\sqrt{q_s q_p}}{4k^2 s\tilde{p}p} \sum_{sp\tilde{p}} \frac{T_p(j) T_{\tilde{p}}(\tilde{j}) W_{s\tilde{p}}}{(E-E_p+i\Gamma_p/2)(E-E_{\tilde{p}}-i\Gamma_{\tilde{p}}/2)(E-E_s-i\Gamma_s/2)} q_{sp}(F)$$

Допустим, что все величины, относящиеся к входным компонентам резонансам ($T_s, T_p(j), E_i, F_i, W_{sp}$) определены из эксперимента с помощью данных по сечению захвата, нарушению четности в нейтронной оптике, γ -корреляциям в монохроматической линии. Тогда возникает вопрос: какие предсказания можно дать для корреляций в интегральном спектре? Очевидно, что величины $q_{sp}(F)$ практически вычислены быть не могут, и поэтому их можно рассматривать как случайные числа, возникающие в результате сложения большого числа слагаемых. Однако одни и те же $q_{sp}(F)$ входят в выражения для различных коэффициентов a_i , и поэтому мож-

но попытаться связать значения a_i между собой^{*}). Если в эффектах дают вклад много входных резонансов, то практически никакой связи нет, так как в разные корреляции величины q_{sp} входят с различными коэффициентами. Ограничимся двухрезонансным приближением (один s и один p -резонанс). Что касается учета только одного p -резонанса, то это приближение вполне оправдано в большинстве ядер, где имеются экспериментальные данные [3-9]. Учет же только одного s -резонанса, по-видимому, не всегда достаточен. Это обстоятельство следует иметь в виду при сравнении полученных ниже соотношений с экспериментом. Пренебрежем вкладом интерференции второго графика с четвертым $V_2 V_4^*$. Этот вклад пропорционален квадрату амплитуды p -волнового захвата, и поэтому мал даже до статистического усреднения. Таким образом, мы не рассматриваем коэффициенты $a_{12}, a_{16}, \tilde{a}_{17}$. Кроме того в выражениях (42) для a_3, a_{13} достаточно учесть слагаемые, пропорциональные $V_2 V_3^*$. Предположим, что $\Gamma_s = \Gamma_p \equiv \Gamma$, так как в ином случае p -нечетные корреляции отсутствуют. Выделим из функции P , введенной в (41), часть, зависящую от момента конечного состояния F :

$$P(\gamma \gamma_j j' k IF) = Z(\gamma_j j' k I) \cdot (-1)^F \begin{Bmatrix} k & 1 & 1 \\ F & \gamma & \gamma \end{Bmatrix}$$

где

$$Z(\gamma_j j' k I) = (-1)^{2j+j'+I} \frac{3}{2} (2j+1) \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \begin{Bmatrix} k & j & j' \\ I & \gamma & \gamma \end{Bmatrix} \quad (45)$$

Тогда с учетом формул (42), (44) выражения для коэффициентов a_i , перечисленных в (42), имеют вид:

$$a_1 = \frac{q}{2k^2} \operatorname{Re} \frac{T_s \left[\sum_j T_p(j) Z(\gamma \frac{1}{2} j I I) \right]}{(E-E_s+i\Gamma_s/2)(E-E_p-i\Gamma_p/2)} q_2$$

$$\tilde{a}_2 = - \frac{q}{2k^2} \operatorname{Im} \frac{T_s \left[\sum_j T_p(j) \beta_j Z(\gamma \frac{1}{2} j I I) \right]}{(E-E_s+i\Gamma_s/2)(E-E_p-i\Gamma_p/2)} q_2$$

^{*} Мы благодарны В.А.Весне, Э.А.Коломенскому и Н.А.Титову, которые обратили наше внимание на такую возможность.

$$a_6 = -\frac{g}{2k^2} \operatorname{Re} \frac{T_s T_p \left(\frac{1}{2}\right)}{(E-E_s+i\Gamma_s/2)(E-E_p-i\Gamma_p/2)} q_1 \quad (46)$$

$$a_7 = \frac{g\sqrt{3}}{4k^2} \operatorname{Re} \frac{T_s^2 T_p \left(\frac{3}{2}\right) Z \left(\gamma \frac{1}{2} \frac{3}{2} 2 I\right)}{(E-E_s+i\Gamma_s/2)(E-E_p-i\Gamma_p/2)} q_3$$

$$a_9 = -\frac{g}{2k^2} \operatorname{Re} \frac{T_s^2 W Z \left(\gamma \frac{1}{2} \frac{1}{2} 1 I\right)}{[(E-E_s)^2+\Gamma_s^2/4](E-E_p-i\Gamma_p/2)} q_2$$

$$a_{13} = \frac{g}{2k^2} \operatorname{Re} \frac{T_s^2 W}{[(E-E_s)^2+\Gamma_s^2/4](E-E_p-i\Gamma_p/2)} q_1$$

Здесь введены обозначения

$$q_1 = \sum_F q_{sp}(F) \quad (47)$$

$$q_2 = \sum_F (-1)^F \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ F & \gamma & \gamma \end{Bmatrix} q_{sp}(F)$$

$$q_3 = \sum_F (-1)^F \begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ F & \gamma & \gamma \end{Bmatrix} q_{sp}(F)$$

Таким образом, в двухрезонансном приближении коэффициенты a_1 , a_2 , a_3 , а также a_6 и a_{13} связаны между собой. Отношения этих коэффициентов в интегральном спектре совпадает с отношением в любой монохроматической линии (например, для $II^7 S_n$ см. таблицу I).

До сих пор мы обсуждали только соотношения между различными корреляциями в интегральном спектре. Попытаемся теперь оценить их величину. Как мы уже говорили, величины $q_{sp}(F)$ вычислить практически невозможно, и их следует рассматривать как случайные числа, которые флуктуируют при переходе от одних состояний s, p к другим. Однако для q_{sp} можно дать среднеквадратичную оценку в

смысле усреднения по состояниям s, p .

Согласно формуле (43)

$$\begin{aligned} [q_{sp}(F)]^2 &= \sum_{fg} \overline{E_{1sf} M_{1fp} E_{1gs} M_{1pg}} Q(\omega_f) Q(\omega_g) + \\ &+ \sum_{fg} \overline{M_{1sp} E_{1fp} M_{1gs} E_{1pg}} Q(\omega_f) Q(\omega_g) + \\ &+ \sum_{fg} \overline{E_{1sf} M_{1fp} M_{1gs} E_{1pg}} Q(\omega_f) Q(\omega_g) + \\ &+ \sum_{fg} \overline{M_{1sf} E_{1fp} E_{1gs} M_{1pg}} Q(\omega_f) Q(\omega_g) \end{aligned} \quad (48)$$

Черта обозначает усреднение по состояниям s, p с фиксированными моментами. Наиболее простая и естественная гипотеза состоит в полной статистической независимости матричных элементов для γ -переходов между разными состояниями, т.е.

$$\begin{aligned} \overline{E_{if} M_{gi}} &= 0 \\ \overline{E_{if} E_{gi}} &= \overline{E_{if}^2} \cdot \delta_{fg} \\ \overline{M_{if} M_{gi}} &= \overline{M_{if}^2} \cdot \delta_{fg} \end{aligned} \quad (49)$$

Справедливость этих формул отнюдь не очевидна (см. ниже). Тем не менее, мы проведем для ориентировки расчет в рамках наиболее простых предположений (49). В этом случае третье и четвертое слагаемое в (48) равны нулю, а первое и второе можно записать так:

$$[q_{sp}(F)]^2 = \sum_f \overline{\Gamma_{sf}(E_1)} \overline{\Gamma_{pf}(M_1)} Q^2(\omega_f) + \sum_g \overline{\Gamma_{sg}(M_1)} \overline{\Gamma_{pg}(E_1)} Q^2(\omega_g) \quad (50)$$

Напомним, что в соответствии с определением амплитуд E_1 и M_1 парциальные ширины γ -переходов равны $\Gamma(E_1) = (E_1)^2$, $\Gamma(M_1) = M_1^2$. Удобно переписать формулу (50) в виде интеграла

$$[q_{sp}(F)]^2 = D_s D_p 2 \int_0^{\omega_{max}} S_{E_1}(F, \omega) S_{M_1}(F, \omega) Q^2(\omega) \rho_F(\omega_{max} - \omega) \omega^6 d\omega \quad (51)$$

Здесь $S(\omega)$ — радиационная силовая функция:

$$S(\omega) = \frac{\overline{\Gamma_{if}}}{\omega^3 D_i} \quad (52)$$

Δ_i - среднее расстояние между входными компаунд-резонансами с фиксированным моментом и четностью. Для простоты мы предположили, что для S и P резонансов $S(\omega)$ одинаковы. Нетрудно убедиться, что если $\rho_F \sim (2F+1)$, а $\bar{\Gamma}$ не зависит от F (см. формулу (41) и Приложение В), то

$$\overline{q^2(F)} = R \cdot (2F+1) \quad (53)$$

где R от F не зависит и дается формулой (51) при $F=0$. Теперь, используя статистическую независимость $q_{sp}(F)$ при разных F (следующую из (49)), нетрудно вычислить введенные в (47) величины:

$$\begin{aligned} \overline{q_1^2} &= 3(2\gamma+1)R \\ \overline{q_2^2} &= \frac{1}{3}R \\ \overline{q_3^2} &= \frac{4}{5}R \end{aligned} \quad (54)$$

Мы воспользовались формулой [16]

$$\sum_F (2F+1) \left\{ \begin{matrix} K & 1 & 1 \\ F & \gamma & \gamma \end{matrix} \right\}^2 = \frac{1}{2K+1} \quad (55)$$

Кроме того, легко проверить, что величины q_1, q_2, q_3 (и соответственно обусловленные разными q_i корреляции (46)) статистически независимы:

$$\overline{q_1 q_2} = \overline{q_2 q_3} = \overline{q_1 q_3} = 0 \quad (56)$$

Перейдем теперь к оценке относительной величины корреляций $A_i = q_i/a_0$ в интегральном спектре. Вдали от p -волнового резонанса, где его вкладом в сечение можно пренебречь (например, в тепловой точке)

$$a_0 = \frac{g}{4k^2} \frac{T_s^2 \Gamma^{(s)}}{(E-E_s)^2 + \Gamma_s^2/4} \quad (57)$$

где Γ_{eff} - эффективная γ -ширина S -уровня:

$$\Gamma_{\text{eff}} = \sum_F \left(\sum_p \Gamma_{sp}(E_s) Q(\omega_p) + \sum_g \Gamma_{sg}(H_s) G(\omega_g) \right) \quad (58)$$

которая отличается от полной γ -ширины из-за того, что эффективность регистрации γ -квантов $Q(\omega) \neq 1$. Воспользовавшись формулами (57), (54), (46) находим

$$\langle A_1 \rangle = 2 \operatorname{Re} \left(\frac{E-E_s - i\Gamma_s/2}{E-E_p - i\Gamma_p/2} \right) \left(\sum_j \frac{T_p(i)}{T_s} \frac{Z(\gamma, \frac{1}{2}, j, 1, I)}{3\sqrt{(2\gamma+1)}} \right) \gamma$$

$$\langle A_2 \rangle = -2 \operatorname{Im} \left(\frac{E-E_s - i\Gamma_s/2}{E-E_p - i\Gamma_p/2} \right) \left(\sum_j \frac{T_p(i)}{T_s} \beta_j \frac{Z(\gamma, \frac{1}{2}, j, 1, I)}{3\sqrt{(2\gamma+1)}} \right) \gamma$$

$$\langle A_6 \rangle = -2 \operatorname{Re} \left(\frac{E-E_s - i\Gamma_s/2}{E-E_p - i\Gamma_p/2} \right) \frac{T_p(\frac{1}{2})}{T_s} \gamma$$

$$\langle A_7 \rangle = \operatorname{Re} \left(\frac{E-E_s - i\Gamma_s/2}{E-E_p - i\Gamma_p/2} \right) \frac{T_p(\frac{3}{2})}{T_s} \frac{Z(\gamma, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 2, I)}{\sqrt{5(2\gamma+1)}} \gamma \quad (59)$$

$$\langle A_9 \rangle = -2 \operatorname{Re} \left(\frac{W}{E-E_p - i\Gamma_p/2} \right) \frac{Z(\gamma, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, I)}{3\sqrt{(2\gamma+1)}} \gamma$$

$$\langle A_{13} \rangle = 2 \operatorname{Re} \left(\frac{W}{E-E_p - i\Gamma_p/2} \right) \gamma$$

Величина γ определена следующим образом

$$\gamma = \frac{\sqrt{3(2\gamma+1)} R'}{\Gamma_{\text{eff}}^{(s)}} = \frac{\sqrt{2} \frac{D_s}{D_p} \int_0^{\omega_{\text{max}}} S_{E_s}(\omega) S_{H_s}(\omega) Q^2(\omega) \rho_t(\omega_{\text{max}} - \omega) \omega^6 d\omega}{\int_0^{\omega_{\text{max}}} [S_{E_s}(\omega) + S_{H_s}(\omega)] Q(\omega) \rho_t(\omega_{\text{max}} - \omega) \omega^3 d\omega} \quad (60)$$

Здесь $\rho_t = 3\rho_\gamma$ - полная плотность состояний заданной четности, в которые возможен EI (или MI) - переход из состояния с моментом γ .

Подчеркнем еще раз, что скобки $\langle \rangle$ в формулах (59) означают, что параметры входных резонансов (энергии, нейтронные и полные ширины, матричные элементы слабого взаимодействия) взяты вполне определенные и лишь для множителей q_i , которые характеризуют излучение γ -кванта, поставлены среднеквадратичные оценки.

Согласно формулам (59) отношение $\langle A_9 \rangle / \langle A_{13} \rangle$ имеет особенно простой вид

$$\left| \begin{array}{l} \langle A_g \rangle \\ \langle A_{13} \rangle \end{array} \right| = \begin{cases} \sqrt{\frac{I+3/2}{6(I+1/2)}}, & \gamma = I+1/2 \\ \sqrt{\frac{I-1/2}{6(I+1/2)}}, & \gamma = I-1/2 \end{cases} \quad (61)$$

Численные оценки для величин γ , $\langle A_{13} \rangle$, $\langle A_g \rangle$ для ядер, где имеются экспериментальные данные [9], приведены в таблице 2. При расчете γ мы использовали параметризацию плотности уровней.

$$\rho = \frac{A}{E+1 M^{\approx 6}} e^{-\alpha \sqrt{E}} \quad (62)$$

с параметрами, подогнанными по спектру конкретного ядра. Эффективность регистрации $Q(\omega)$ мы считали пропорциональной ω . Для силовой функции была использована аппроксимация, воспроизводящая данные из работы [20]:

$$S_{N1}(\omega) = \text{const}, \quad S_{E1}(\omega) = S_{N1} \cdot \left(1 + 6 \frac{\omega^2}{\omega_{\text{max}}^2}\right) \quad (63)$$

Наши предварительные результаты [21] были получены при $S_{N1} = S_{E1} = \text{const}$. Матричные элементы слабого взаимодействия для ^{81}Br и ^{139}La взяты из работы [8]. Для ^{117}Sn мы взяли оценку (24), для ^{35}Cl произвели пересчет от ^{117}Sn , учитывая, что $W_{sp} \sim \sqrt{D} \sim \sqrt{D}$. Наконец, для ^{113}Cd мы ориентировались на данные работы [1], где измерялась асимметрия в монохроматической линии.

Экспериментальные данные из работы [9] для корреляций в интегральном спектре приведены в таблице 3. При сравнении расчета с экспериментом нужно иметь в виду следующие обстоятельства.

- 1) Расчет дает только среднеквадратичную оценку величины эффекта в смысле, указанном выше.
- 2) Эта оценка является весьма грубой, поскольку интеграл в числителе формулы (60) набирается на самых жестких переходах, где замена суммирования интегрированием вообще не правомерна. Особенно это существенно для ^{35}Cl и ^{139}La .
- 3) При расчете не учтен вклад каскадных γ -квантов, который, по-видимому, уменьшает теоретическую оценку в 2-3 раза (см. приложение С).

4) Измерения в [9] проводились, в основном, на естественной смеси изотопов, а расчет можно провести лишь для тех изотопов, где измерен матричный элемент W_{sp} и известно положение p -резонанса. Для ориентировки в последней строке таблицы 2 приведен относительный вклад соответствующего изотопа в тепловое (n, γ) -сечение для естественной смеси изотопов. Сравнение таблиц 2 и 3 показывает, что оценки, основанные на предположении о полной нескоррелированности матричных элементов (см. формулу (49)) не находятся в резком противоречии с экспериментом.

Мы уже говорили, что справедливость соотношений (49), использованных при выводе формул (59), даже в сложной системе не является очевидной. Известный пример, когда утверждение о статистической независимости матричных элементов неверно — деление ядер. Благодаря существованию небольшого числа, промежуточных состояний — делительных каналов (состояний "холодного" ядра на барьере деления) амплитуды деления из S и p -резонансов в конечные состояния осколков оказываются скоррелированными [11]. Такая ситуация могла бы возникнуть и в случае реакции (n, γ) , если бы существовали виртуальные промежуточные состояния, которые насыщают вероятности электромагнитных переходов и распадаются на конечные физические состояния $|f\rangle$ под действием остаточного сильного взаимодействия. Если число промежуточных состояний N_{int} , а полное число конечных физических состояний N_f ($N_{int} \leq N_f$), то очевидно, что фактор усреднения γ (см. формулу (60)) при наличии промежуточной структуры должен быть увеличен в $\sqrt{N_f/N_{int}}$ раз. Проведенное выше сравнение расчета с экспериментом, показывает, что $\sqrt{N_f/N_{int}} \sim 1+10$.

По-видимому, пока нет достаточных оснований для утверждения о существовании промежуточной структуры. Для выяснения этого вопроса необходимо, во-первых, продолжить исследование корреляций в интегральном спектре. (В частности, нужно знать вид функций $Q(\omega)$, $P_t(\omega)$, $S(\omega)$). Во-вторых, детально исследовать флуктуации γ -ширин компаунд-состояний, которые также чувствительны к наличию промежуточной структуры. В третьих, непосредственно измерить корреляции в монохроматических линиях и проверить соотношения (49).

У. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Р-нечетные корреляции, рассмотренные в данной работе, как и ожидалось, оказались значительно больше, чем относительная величина слабых взаимодействий ($\sim 6m_{\pi}^2 \sim 10^{-7}$). Это связано с известными механизмами усиления эффектов нарушения четности в сложных ядрах (см., например, [II]).

а) Динамическое усиление. Фактор усиления \sqrt{N} (N — число компонент волновой функции компаунд-состояния).

б) Кинематическое усиление. Фактор усиления в зависимости от ситуации $\frac{V_s}{T_p} \sim \frac{1}{K_p R}$ (K_p — импульс нейтрона, соответствующий р-резонансу, R — радиус ядра) или EI/MI (EI — примесная усиленная, MI — основная подавленная амплитуды), и т.д.

в) Резонансное усиление. Фактор усиления $\mathcal{D}/(E - E_p)$. (\mathcal{D} — среднее расстояние между резонансами, $E - E_p$ — расстояние до ближайшего р-резонанса).

2. Коэффициенты при корреляциях в данной работе выражены через параметры компаунд-резонансов и матричные элементы электромагнитного и слабого взаимодействий. При этом между корреляциями возникают различные соотношения и предсказывается их энергетическая зависимость. Сравнение с экспериментом позволяет проверить использованные представления об устройстве компаунд ядра. Конкретно проверяется $1/\sqrt{N}$ — классификация [I3] (выделение доминирующих амплитуд реакций) и точность резонансного приближения. Оценка ожидаемой погрешности дана в работе [I3].

3. Измерение корреляций на большом числе резонансов и ядер позволяет проверить статистические свойства матричных элементов электромагнитного и слабого взаимодействий. Значения этих матричных элементов при фиксированных средних параметрах, по-видимому, распределены по гауссову закону. Интересно также определить зависимость их среднеквадратичных значений от моментов начального и конечного состояний.

4. Корреляции в интегральном спектре разбиваются на три класса (см. формулу (I7)):

а) a_{10} — не подавляется при усреднении по конечным состояниям;

б) $a_3, \tilde{a}_4, a_5, a_8, a_{11}, a_{14}, \tilde{a}_{15}$ — знак регулярным образом зависит от момента конечного состояния. Измерение степени подавления этих корреляций при усреднении позволяет установить зависимость парциальных γ -ширин и плотности конечных состояний от момента;

в) $a_1, \tilde{a}_2, a_6, a_7, a_9, a_{12}, a_{13}, a_{16}, \tilde{a}_{17}$ — зависят случайным образом от конечного состояния. Измерение этих корреляций позволяет проверить статистику электромагнитных матричных элементов между компаунд-состояниями, и, в частности, установить наличие или отсутствие промежуточных состояний (каналов) в реакции (n, γ).

Мы благодарны за многочисленные стимулирующие обсуждения В.А.Весне, Г.В.Данилян, Э.А.Коломенскому, В.М.Лобашеву, В.А.Назаренко, Л.М.Смотрницкому и Н.А.Титову.

ФОРМУЛЫ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ a_i

Введем обозначения

$$P(\gamma\gamma'jj'KIF) = (-1)^{\gamma+\gamma'+j'+I+F} \frac{3}{2} \sqrt{(2\gamma+1)(2\gamma'+1)} \times \\ \times \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \begin{Bmatrix} K & j & j' \\ I & \gamma & \gamma' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} K & 1 & 1 \\ F & \gamma & \gamma' \end{Bmatrix} \quad (A1)$$

$$\beta_j = \begin{cases} 1 & j = 1/2 \\ -\frac{1}{2} & j = 3/2 \end{cases}$$

Здесь I - момент начального ядра; γ, γ' - моменты компаунд-состояний; j, j' - моменты р-волнового нейтрона; F - момент конечного состояния; K - некоторое целое число. Тогда

$$a_0 = \sum_{\gamma_s} |V_1(\gamma_s)|^2 + \sum_{\gamma_p j} |V_2(\gamma_p j)|^2 \\ a_1 = 2 \operatorname{Re} \sum_{\gamma_s \gamma_p j} V_1(\gamma_s) V_2^*(\gamma_p j) P(\gamma_s \gamma_p \frac{1}{2} j \ 1IF) \\ \tilde{a}_2 = -2 \operatorname{Im} \sum_{\gamma_s \gamma_p j} V_1(\gamma_s) V_2^*(\gamma_p j) \beta_j P(\gamma_s \gamma_p \frac{1}{2} j \ 1IF) \quad (A2) \\ a_3 = \operatorname{Re} \sum_{\gamma_p j \gamma_p' j'} 3\sqrt{10} V_2(\gamma_p j) V_2^*(\gamma_p' j') P(\gamma_p \gamma_p' j j' \ 2IF) \begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 0 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ 2 & j & j' \end{Bmatrix} \\ \tilde{a}_4 = -\operatorname{Im} \sum_{\gamma_p j \gamma_p' j'} V_2(\gamma_p j) V_2^*(\gamma_p' j') P(\gamma_p \gamma_p' j j' \ 2IF) 6\sqrt{5} \begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 1 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ 2 & j & j' \end{Bmatrix}$$

$$a_5 = -\operatorname{Re} \left[\sum_{\gamma_s \gamma_s'} V_1(\gamma_s) V_1^*(\gamma_s') P(\gamma_s \gamma_s' \frac{1}{2} \frac{1}{2} \ 1IF) + \right. \\ \left. + \sum_{\gamma_p j \gamma_p' j'} V_2(\gamma_p j) V_2^*(\gamma_p' j') P(\gamma_p \gamma_p' j j' \ 1IF) \cdot 6 \begin{Bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ 1 & j & j' \end{Bmatrix} \right]$$

$$a_6 = -2 \operatorname{Re} \sum_{\gamma_s} V_1(\gamma_s) V_2^*(\gamma_p = \gamma_s, \frac{1}{2})$$

$$a_7 = \operatorname{Re} \sum_{\gamma_s \gamma_p} V_1(\gamma_s) V_2^*(\gamma_p, \frac{3}{2}) \sqrt{3} P(\gamma_s \gamma_p \frac{1}{2} \frac{3}{2} \ 2IF)$$

$$a_8 = -\operatorname{Re} \sum_{\gamma_p j \gamma_p' j'} V_2(\gamma_p j) V_2^*(\gamma_p' j') P(\gamma_p \gamma_p' j j' \ 1IF) \cdot 18 \begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 1 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ 1 & j & j' \end{Bmatrix}$$

$$a_9 = -2 \operatorname{Re} \left[\sum_{\gamma_s \gamma_s'} V_1(\gamma_s) V_3(\gamma_s') P(\gamma_s \gamma_s' \frac{1}{2} \frac{1}{2} \ 1IF) + \right.$$

$$\left. + \sum_{\gamma_p j \gamma_p' j'} V_2(\gamma_p j) V_4^*(\gamma_p' j') P(\gamma_p \gamma_p' j j' \ 1IF) \cdot 6 \begin{Bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ 1 & j & j' \end{Bmatrix} \right]$$

$$a_{10} = -2 \operatorname{Re} \sum_{\gamma_s} \left[V_2(\gamma_p = \gamma_s, \frac{1}{2}) V_3^*(\gamma_s) + V_1(\gamma_s) V_4^*(\gamma_p = \gamma_s, \frac{1}{2}) \right]$$

$$a_{11} = \operatorname{Re} \sum_{\gamma_s \gamma_p} \left[V_2(\gamma_p, \frac{3}{2}) V_3^*(\gamma_s) + V_1(\gamma_s) V_4^*(\gamma_p, \frac{3}{2}) \right] \sqrt{3} P(\gamma_s \gamma_p \frac{1}{2} \frac{3}{2} \ 2IF)$$

$$a_{12} = -2 \operatorname{Re} \sum_{\gamma_p j \gamma_p' j'} V_2(\gamma_p j) V_4^*(\gamma_p' j') P(\gamma_p \gamma_p' j j' \ 1IF) \cdot 18 \begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 1 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ 1 & j & j' \end{Bmatrix}$$

$$a_{13} = 2 \operatorname{Re} \left[\sum_{\gamma_s} V_1(\gamma_s) V_3^*(\gamma_s) + \sum_{\gamma_p j} V_2(\gamma_p j) V_4^*(\gamma_p j) \right]$$

$$a_{14} = 2 \operatorname{Re} \sum_{\gamma_s \gamma_p j} \left[V_2(\gamma_p j) V_3^*(\gamma_s) + V_1(\gamma_s) V_4^*(\gamma_p j) \right] P(\gamma_s \gamma_p \frac{1}{2} j \ 1IF)$$

$$\tilde{a}_{15} = 2 \operatorname{Im} \sum_{\gamma_s \gamma_p j} \left[V_2(\gamma_p j) V_3^*(\gamma_s) - V_1(\gamma_s) V_4^*(\gamma_p j) \right] \beta_j \times \\ \times P(\gamma_s \gamma_p \frac{1}{2} j \ 1IF)$$

$$a_{16} = 2 \operatorname{Re} \sum_{\gamma_p j \gamma_p' j'} V_2(\gamma_p j) V_4^*(\gamma_p' j') P(\gamma_p \gamma_p' j j' \ 2IF) \cdot 3\sqrt{10} \begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 0 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ 2 & j & j' \end{Bmatrix}$$

$$\tilde{a}_{17} = -2 \operatorname{Im} \sum_{\gamma_p j \gamma_p' j'} V_2(\gamma_p j) V_4^*(\gamma_p' j') \times$$

$$\times P(\gamma_p \gamma_p' j j' \ 2IF) \cdot 6\sqrt{5} \begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 1 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ 2 & j & j' \end{Bmatrix}$$

Для краткости при перечислении аргументов амплитуд V_i мы опустили энергию.

Угловые коэффициенты для девятой ($\vec{e} \vec{n}_\gamma$) и тринадцатой (λ) корреляций в случае, когда момент компаунд-ядра фиксирован и нейтрон захватывается в S -волне, получены ранее в книге [22]. Пятая корреляция ($\lambda \vec{e} \vec{n}_\gamma$) для S -волновых нейтронов впервые была рассмотрена в работе [23] (Выражение для коэффициента приведено в [23] с неправильным знаком. Правильный знак см., например, в [24]). Заметим, что относительный знак коэффициентов a_i нетрудно проверить, рассмотрев захват правополяризованного нейтрона ядром с $I = 1/2$ и последующим излучением γ -кванта вперед ($\vec{n}_\gamma = \vec{n}_n$) в переходе $J = 1 \rightarrow F = 0$. Этот процесс может идти только через $J_2 = 1$ и, следовательно, γ -квант имеет 100%-ную циркулярную поляризацию. Тогда из формулы (17) находим, что при $I = 1/2$, $J = 1$, $F = 0$

$$a_0 + a_1 + \frac{2}{3} a_3 + a_9 + a_{10} + \frac{2}{3} a_{11} + \frac{2}{3} a_{12} =$$

$$= a_5 + a_6 + \frac{2}{3} a_7 + \frac{2}{3} a_8 + a_{13} + a_{14} + \frac{2}{3} a_{16}$$

Приравняв коэффициенты при независимых произведениях $V_i^*(j) V_k(j')$ получаем множество соотношений между угловыми коэффициентами, например: $a_5(s) = a_6(s)$, $a_{13}(s) = a_5(s)$, $a_1 = a_6 + \frac{2}{3} a_7$ и т. д. Здесь буквой s обозначен вклад S -волнового захвата.

ЗАВИСИМОСТЬ ПАРЦИАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ШИРИН ОТ МОМЕНТОВ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ

Хорошо известно из эксперимента [17], что полные γ -ширины компаунд-состояний с фиксированной четностью практически не зависят от момента (если конечно J не велико). Это обстоятельство нетрудно понять и теоретически. Разложим волновую функцию компаунд-состояния стандартным образом по произведениям одно-квартичных волновых функций

$$\Psi_J = \sum_{\alpha} c_{\alpha} \Psi_{\alpha}^J \quad (B1)$$

$\Psi_{\alpha}^J = (a_1^+ \dots b_1^+ \dots 10)_{\alpha}^J$ - состояние, содержащее определенное число частиц и дырок, моменты которых сложились в полный момент J . Понятно, что при не очень больших J для каждого Ψ_{α}^J существует Ψ_{α}^{J+1} , которое состоит из тех же частиц и дырок. Понятно также, что если пренебречь блокировкой, связанной с принципом Паули, то Ψ_{α}^{J+1} и Ψ_{α}^J имеют одинаковые γ -ширины, равные простой сумме γ -ширин возбужденных частиц. Учет смешивания (B1) не меняет равенства ширин Ψ_J и Ψ_{J+1} , поскольку в полных ширинах состояния Ψ_{α} не интерферируют. Эффект блокировки, в принципе, вносит зависимость от J , однако при большом числе возбужденных частиц этой зависимостью можно пренебречь.

Вероятность дипольного перехода $i \rightarrow f$ определяется формулой

$$\Gamma_{if} = \frac{4}{3} \omega^3 \frac{1}{2J_i+1} |\langle f || Q || i \rangle|^2 \quad (B2)$$

где $\langle f || Q || i \rangle$ - приведенный матричный элемент оператора электрического или магнитного дипольного момента. Плотность конечных состояний с фиксированной четностью и моментом F при небольших F можно записать в виде

$$\rho(E_f, F) = (2F+1) \rho(E_f) \quad (B3)$$

Полная γ -ширина уровня с моментом J равна

$$\Gamma(J) = \sum_F \frac{(2F+1)}{(2J+1)} \int \frac{4}{3} \omega^3 |\langle f || Q || i \rangle|^2 \rho(E_f) dE_f \quad (B4)$$

Черта обозначает усреднение квадрата матричного элемента по некоторому интервалу состояний вблизи E_f . Нетрудно убедиться, что единственная достаточно простая гипотеза, приводящая к $\Gamma(J)$, не зависящей от J , состоит в том, что $|\langle f || Q || i \rangle|^2$ не зависит от J и F . Действительно, в этом случае

$$\Gamma(J) \sim \sum_{F=J-1}^{J+1} \frac{(2F+1)}{(2J+1)} = 3 \quad (B5)$$

Это решение оказывается единственным, если принять, что $|\langle f || Q || i \rangle|^2$ зависит от J и F одинаково. Для перехода между двумя компаунд-состояниями это предположение весьма естественно.

В некоторых модельных предположениях (например, в рамках гипотезы Акселя-Бринка [25]) с помощью прямого вычисления можно убедиться, что при $\rho(J) \sim (2J+1)$ матричный элемент $|\langle f || Q || i \rangle|^2$ действительно от F и J не зависит.

Таким образом, согласно (B2)

$$\overline{\Gamma}_{if} \sim \frac{1}{2J_i+1} \sim D(J_i) \quad (B6)$$

и не зависит от F .

СМЕШИВАНИЕ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ.
УЧЕТ КАСКАДНЫХ γ -КВАНТОВ.

Мы уже отмечали в главе II, что для монохроматических γ -квантов вклад диаграмм с P-нечетным смешиванием в конечном состоянии в $\sqrt{N_i/N_f}$ раз меньше, чем диаграмм со смешиванием в начальном состоянии. Поэтому для переходов в низколежащие состояния, где $\sqrt{N_f} \ll \sqrt{N_i}$, смешиванием в конечном состоянии можно просто пренебречь. Остановимся на переходах в высоковозбужденные состояния, где $\sqrt{N_f} \approx \sqrt{N_i}$. Из-за высокой плотности уровней конкретное конечное компаунд-состояние в этом случае не выделяется, и речь может идти лишь о некотором усредненном значении величины корреляций при заданной средней энергии γ -кванта. Прежде всего отметим, что P-нечетные амплитуды, связанные со смешиванием в конечном состоянии, случайным образом изменяются при переходе от одного конечного состояния к другому. Это сразу видно из того, что амплитуды f_5, f_6 содержат матричный элемент $\langle \tilde{f} | H_w | f \rangle$ (см. рис. 5, 6). Кроме того, примесные амплитуды f_5, f_6 и основные амплитуды f_1, f_2 содержат совершенно независимые матричные элементы γ -перехода. Например, если f_1 соответствует MI переходу, то в амплитуды входят следующие матричные элементы: $f_1 - \langle S | M | f \rangle, f_2 - \langle P | E | f \rangle,$
 $f_5 - \langle S | E | \tilde{f} \rangle, f_6 - \langle P | M | \tilde{f} \rangle$

Таким образом, вклад амплитуд f_5, f_6 (точнее интерференции f_5, f_6 с f_1, f_2) подавляется при усреднении по конечным состояниям, и поэтому им заведомо можно пренебречь для корреляций I и 2-го классов (см. главу IV и заключение), для которых вклад амплитуд f_3, f_4 при усреднении по конечным состояниям с фиксированным F не уменьшается.

Что касается вклада смешивания в конечном состоянии в корреляции 3-го класса, то он возникает благодаря интерференции f_1 с f_5 и f_2 с f_6 . Оказывается, что после усреднения по конечным состояниям этот вклад практически точно равен нулю. Действительно, рассмотрим сумму по двум конечным состояниям $|f\rangle$ и $|\tilde{f}\rangle$, имеющим противоположную четность и одинаковый момент.

Тогда, например, для интерференции f_1 с f_5 имеем

$$2 \operatorname{Re} \sum_{f, \tilde{f}} f_1^* f_5 \Rightarrow 2 \operatorname{Re} \left\{ \left[\frac{\langle P | M | S \rangle \langle S | H_s | N \rangle}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \right]^* \left[\frac{\langle P | H_w | \tilde{f} \rangle \langle \tilde{f} | E | S \rangle \langle S | M | f \rangle}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)(E_f - E_f)} \right] \right. \\ \left. + \left[\frac{\langle \tilde{f} | E | S \rangle \langle S | H_s | N \rangle}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)} \right]^* \left[\frac{\langle \tilde{f} | H_w | f \rangle \langle P | M | S \rangle \langle S | H_s | N \rangle}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)(E_f - E_f)} \right] \right\} = \\ = \frac{|\langle S | H_s | N \rangle|^2}{[(E - E_s)^2 + \frac{\Gamma_s^2}{4}]} 2 \operatorname{Re} \left\{ [\langle f | M | S \rangle^* \langle P | H_w | \tilde{f} \rangle \langle \tilde{f} | E | S \rangle] \right. \\ \left. - \text{комплексно сопряженное} \right\} = 0 \quad (C1)$$

Можно показать, что при учете нестабильности конечных состояний $|f\rangle, |\tilde{f}\rangle$ получится не точный ноль, а возникнет фактор подавления $\sim \Gamma_f/D_f$ (конечно, в дополнение к статистическому подавлению и подавлению в $\sqrt{N_i/N_f}$ раз), который чрезвычайно мал. Таким образом, вклад амплитуд f_5, f_6 со смешиванием в конечном состоянии пренебрежимо мал для корреляций в интегральном спектре.

Перейдем теперь к рассмотрению γ -каскадов. Если после захвата γ -переход произошел не в основное состояние конечного ядра, то неизбежно произойдет излучение по крайней мере еще одного γ -кванта. В результате число γ -квантов в 2+3 раза превосходит число захваченных нейтронов^{*}). При исследовании корреляций в интегральном спектре вторичные γ -кванты оказывают влияние на величину измеряемого эффекта. Будем считать, что ре-

^{*}) Среднее число излученных в каскаде квантов $\langle n \rangle \approx 4$ (см., например, [18]). Однако в реальном эксперименте [9] эффективность регистрации растет с частотой, что уменьшает относительное число зарегистрированных вторичных квантов.

гистрация одного из γ -квантов каскада не влияет на вероятность регистрации любого другого. Если Р-нечетное смешивание происходит в начальном состоянии (см., например, рис.7), то нетрудно убедиться, что вклад в корреляции дает только первый квант каскада, для которого полностью справедливо рассмотрение, проведенное в главе IV. Роль вторичных γ -квантов в этом случае сводится просто к созданию ширины состояния $|g\rangle$.

Рассмотрим теперь в качестве примера двухквантовый переход с включением слабого взаимодействия в промежуточном состоянии (см. рис.8+10). Ограничимся учетом S-волнового захвата. Для конкретности считаем, что переход из захватного состояния $|S\rangle$ в промежуточное $|g\rangle$ идет как MI и соответственно в состояние противоположной четности $|\tilde{g}\rangle$ как EI; переход $|g\rangle \rightarrow |f\rangle$ - MI, $|\tilde{g}\rangle \rightarrow |f\rangle$ - EI. Интерференция амплитуд f_8 с f_{11} и f_9 с f_{10} приводит к нарушению четности, связанному с первым γ -квантом, и соответствует уже обсуждавшемуся Р-нечетному смешиванию в конечном состоянии $|g\rangle$. Роль вторичных γ -квантов в этом случае опять же сводится к созданию ширины состояний $|g\rangle$, $|\tilde{g}\rangle$. Новый эффект, который возникает благодаря наличию каскада - это интерференция амплитуд f_8 с f_{10} и f_9 с f_{11} . Как обычно, сразу можно сказать, что по сравнению со смешиванием в начальном состоянии эти вклады подавлены в $\sqrt{N_i/N_f}$ раз. Кроме того, возникает дополнительное частичное сокращение между $f_8^* f_{10}$ и $f_9^* f_{11}$. Действительно, пусть w_g - вероятность заселения в каскаде уровня $|g\rangle$, $w_{\tilde{g}}$ - уровня $|\tilde{g}\rangle$. В соответствии с рис. 8, 9

$$w_g = \left| -\frac{1}{2k} \frac{\langle g|H_S|S\rangle \langle S|H_S|n\rangle}{E - E_S + i\Gamma_S/2} \right|^2 \quad (C2)$$

$$w_{\tilde{g}} = \left| -\frac{1}{2k} \frac{\langle \tilde{g}|E|S\rangle \langle S|H_S|n\rangle}{E - E_S + i\Gamma_S/2} \right|^2$$

Нарушающая четность часть сечения равна

$$\int \frac{d\omega}{2\pi} \frac{2}{(2k)^2} \operatorname{Re} \{ f_8^* f_{10} + f_9^* f_{11} \} \Rightarrow 2w_g \frac{\langle g|H_w|\tilde{g}\rangle}{E_{\tilde{g}} - E_g} \frac{\langle f|MI|\tilde{g}\rangle \langle \tilde{g}|EI|f\rangle}{\Gamma_g} + 2w_{\tilde{g}} \frac{\langle \tilde{g}|H_w|g\rangle}{E_g - E_{\tilde{g}}} \frac{\langle f|EI|g\rangle \langle g|MI|f\rangle}{\Gamma_g} =$$

$$= 2 \frac{\langle g|H_w|\tilde{g}\rangle}{E_{\tilde{g}} - E_g} \langle f|MI|g\rangle \langle \tilde{g}|EI|f\rangle \left(\frac{w_g}{\Gamma_g} - \frac{w_{\tilde{g}}}{\Gamma_{\tilde{g}}} \right) \quad (C3)$$

Мы учли, что амплитуды EI и MI - переходов сдвинуты по фазе на i . В частности, если $\frac{w_g}{\Gamma_g} = \frac{w_{\tilde{g}}}{\Gamma_{\tilde{g}}}$, то вклад (C3) равен нулю.

Существует еще один важный аргумент, согласно которому вклад смешивания в конечном состоянии и вклад γ -квантов каскада в корреляции мал. Графики, рассмотренные в главе IV, в интересующих нас ядрах резонансно усилены в $2/(E - E_p)$ раз. (см. заключение), в то время как ни вклад, связанный со смешиванием в конечном состоянии, ни вклад вторичных γ -квантов такого усиления не имеет. Это обстоятельство приводит к дополнительному подавлению этих вкладов на $1+2$ порядка.

Таким образом, основной вклад в обсуждаемые корреляции дает первый γ -квант каскада. Поэтому, чтобы учесть влияние вторичных квантов на относительную величину корреляций, достаточно полученные в главе IV оценки разделить на эффективную множественность γ -квантов каскада, т.е. на $2+3$.

Литература

1. Ю.Г.Абов, А.П.Крупчицкий, Ю.А.Оратовский. *Phys. Lett.* 12, 25, 1964; *ЯФ*, 1, 479, 1965.
2. Ю.Г.Абов, А.П.Крупчицкий. *УФН* 118, 141, 1976.
3. Г.В.Данилян и др. Письма в *ЖЭТФ*, 24, 380, 1976.
4. H. Vencoula et al. *Phys. Lett.* 71, 287, 1977.
5. В.А.Весна и др. Письма в *ЖЭТФ* 36, 169, 1982.
6. M. Forte et al. *Phys. Rev. Lett.* 45, 2088, 1980.
7. E. A. Kolomensky et al. *Phys. Lett.* 107B, 272, 1981.
8. В.П.Алфименков и др. Письма в *ЖЭТФ* 34, 308, 1981;
Письма в *ЖЭТФ* 35, 42, 1982; *Nucl. Phys.* A398 (1983) 93.
9. В.А.Весна и др. Письма в *ЖЭТФ* 35, 351, 1982.
10. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Письма в *ЖЭТФ* 32, 377, 1980.
11. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Материалы XVI Зимней школы ЛИЯФ, 1981, с.200; *УФН* 136, 3, 1982. *ЯФ*, 33, 59, 1981.
12. В.А.Карманов, Г.А.Лобов. Письма в *ЖЭТФ* 10, 332, 1969.
Г.А.Лобов. Известия АН СССР (сер. физич.) 34, 1141, 1970.
13. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Препринт ИЯФ 83-24, Новосибирск, 1983.
14. R. Haas, L. B. Leeper, R. K. Adair. *Phys. Rev.* 116, 1221, 1959.
R. J. Blin - Stoye. *Phys. Rev.* 120, 181, 1960.
И.С. Шапиро. *УФН*, 95, 647, 1968.
15. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика. Москва, Наука, 1969, с.47, 349.
16. Д.А.Варшавич, А.Н.Москалев, В.К.Херсонский. Квантовая теория углового момента. Ленинград, Наука, 1975, с.187, 64, 394.
17. S. F. Mughavhab, D. I. Garber. *Neutron cross sections.* В *NL-325*, 3rd Ed., V.1, 1973
18. Д.П.Гречухин. *ЖЭТФ* 38, 621, 1960.
19. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, т.1 (Мир, Москва, 1971), гл.2, Приложение 2.
20. В.А.Втиурин, Ю.П.Попов. Сообщение ОИЯИ РЗ-82-309, 1982.
21. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Доклад на сессии Отделения ядерной физики АН СССР, январь 1983.
22. Р.Блин-Стойл. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро (Мир, Москва, 1976) гл.9, стр.198.
23. L.C. Biedenharn, M.E. Rose and G.V. Arfken. *Phys. Rev.* 83, 683, 1951.
24. А.Фергюсон. Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии (Атомиздат, Москва, 1969), стр.131.
25. P. Axel. *Phys. Rev.* 126, 671, 1962. D. Brink. Thesis Oxford Univ., 1955.

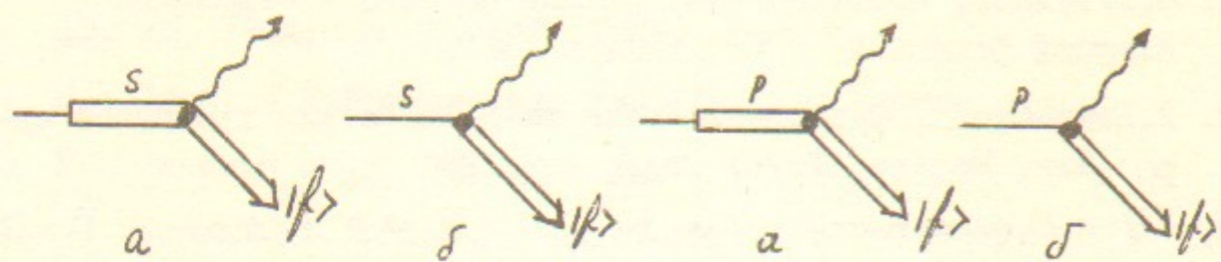


Рис.1.

Рис.2

— - нейтрон, - компаунд ядро, \sim - γ -квант

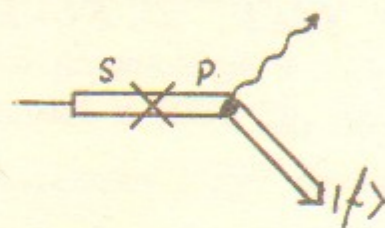


Рис.3

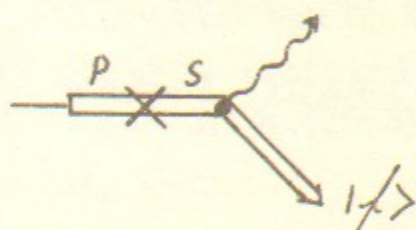


Рис.4

X - слабое взаимодействие

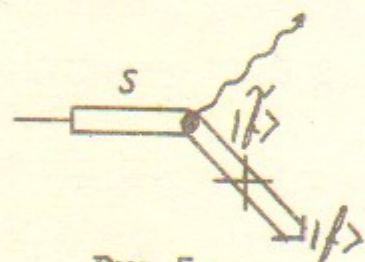


Рис.5

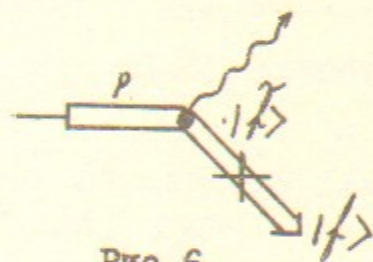


Рис.6

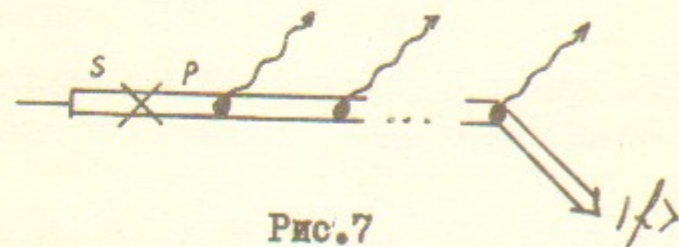


Рис.7

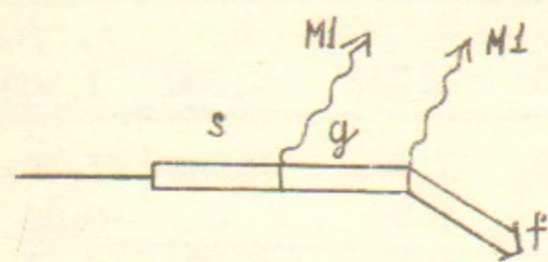


Рис.8

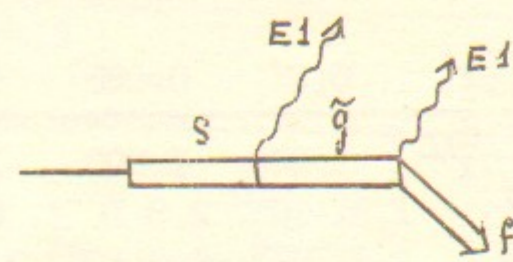


Рис.9

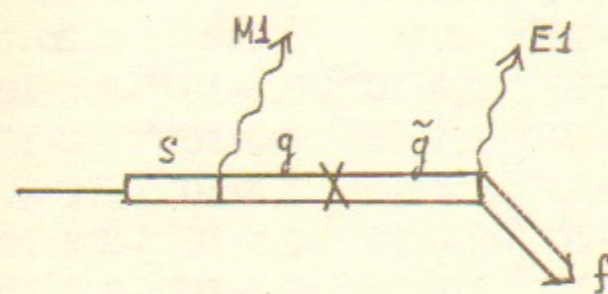


Рис.10

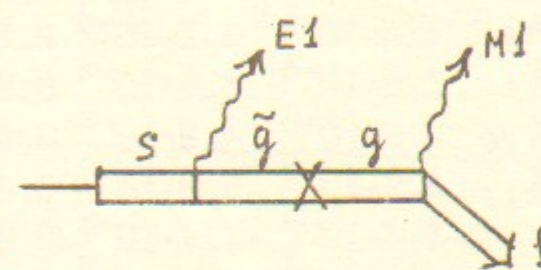


Рис.11

Таблица 1.

$E \text{ эВ}$	0.01	0.025	$E_p - \frac{2}{3}\Gamma_p$	$E_p - \frac{1}{3}\Gamma_p$	E_p	$E_p + \frac{1}{3}\Gamma_p$	$E_p + \frac{2}{3}\Gamma_p$
$\frac{ u_1 ^2 + u_2 ^2}{ u_1 ^2}$	1.000	1.000	1.003	1.281	2.048	1.364	
A_1	$1.81 \cdot 10^{-2}$	$2.9 \cdot 10^{-2}$	0.12	0.80	0	-0.86	
A_2	$4.2 \cdot 10^{-4}$	$6.9 \cdot 10^{-4}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$	0.15	0.32	0.16	
A_3	$3.2 \cdot 10^{-5}$	$8.2 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	0.12	0.28	0.14	
A_5	1.00	1.00	1.00	0.97	0.93	0.96	
A_6	$9.2 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$6.3 \cdot 10^{-2}$	0.41	0	-0.44	
A_7	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$9.0 \cdot 10^{-2}$	0.58	0	-0.62	
A_8	$4.4 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	0.16	0.38	0.20	
A_9	$6.8 \cdot 10^{-4}$	$6.8 \cdot 10^{-4}$	$8.6 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$-5.5 \cdot 10^{-5}$	$-2.6 \cdot 10^{-3}$	
A_{10}	$2.6 \cdot 10^{-6}$	$4.2 \cdot 10^{-6}$	$2.4 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	
A_{11}	$3.6 \cdot 10^{-6}$	$5.9 \cdot 10^{-6}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	
A_{12}	$-5.4 \cdot 10^{-9}$	$-1.4 \cdot 10^{-8}$	$-2.6 \cdot 10^{-7}$	$-2.0 \cdot 10^{-5}$	$-4.7 \cdot 10^{-5}$	$-2.5 \cdot 10^{-5}$	
A_{13}	$6.8 \cdot 10^{-4}$	$6.8 \cdot 10^{-4}$	$8.6 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$-6.4 \cdot 10^{-5}$	$-2.7 \cdot 10^{-3}$	
A_{14}	$5 \cdot 10^{-6}$	$8.1 \cdot 10^{-6}$	$4.6 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$4.6 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-3}$	
A_{15}	$-2.4 \cdot 10^{-8}$	$-3.9 \cdot 10^{-8}$	$-2.1 \cdot 10^{-7}$	$-8.2 \cdot 10^{-6}$	$-1.8 \cdot 10^{-5}$	$-8.8 \cdot 10^{-6}$	
A_{16}	$-4.0 \cdot 10^{-9}$	$-1.0 \cdot 10^{-8}$	$-1.9 \cdot 10^{-7}$	$-1.5 \cdot 10^{-5}$	$-3.4 \cdot 10^{-5}$	$-1.8 \cdot 10^{-5}$	
P_{10}					$4.6 \cdot 10^{-3}$		

Таблица 2.

Ядро	$^{35}_{Cl+n}$	$^{81}_{Br+n}$	$^{113}_{Cd+n}$	$^{117}_{Sn+n}$	$^{139}_{La+n}$
$\left \frac{2W_{sp}}{E_p} \right \cdot 10^5$	10	680	20	140	340
γ	~ 0.1	0.011	0.009	0.014	~ 0.02
$ K_{A_{13}} = \left \frac{2W_{sp}\gamma}{E_p} \right \cdot 10^5$	1	7.5	0.18	2	7
$ \langle A_g \rangle \cdot 10^5$	0.5	3	0.1	1.2	3
вклад в δ_γ в естественной смеси	100%	20%	100%	20%	100%

Таблица 3.

	c_l	b_l	c_d	S_n (естеств)	S_{n+h}	L_a
$A_{13} \cdot 10^5$	6.4 ± 0.5	3.1 ± 0.2	$\lesssim 0.3$	1.9 ± 0.5	-	-16.0 ± 2.5
$A_9 \cdot 10^5$	-2.78 ± 0.49	-1.95 ± 0.16	-0.13 ± 0.14	-	0.24 ± 0.16	-1.78 ± 0.22

Оглавление

I. Введение	4
II. Амплитуды реакции (n, γ)	4
III. Сечение реакции (n, γ)	12
IV. Корреляции в интегральном спектре γ -квантов	17
V. Заключение	28
Приложение А. Формулы для коэффициентов a_i	30
Приложение В. Зависимость парциальных электромагнитных ширин от моментов компаунд-состояний	34
Приложение С. Смешивание в конечном состоянии. Учет каскадных γ -квантов	36
Литература	40
Таблицы	44

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

УГЛОВЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
В РЕАКЦИИ (n, γ)

Препринт
№ 83-87

Работа поступила - 12 февраля 1983 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 8.08.1983г. МН 03283
Формат бумаги 60x90 I/16 Усл.2,7 печ.л., 2,2 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 87

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90