

С.91

15

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР



О.П.Сушков, В.В.Фламбаум.

ТЕОРИЯ НЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ И
СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТЯЖЕЛЫХ
ЯДРАХ

ПРЕПРИНТ 83-24



НОВОСИБИРСК

ТЕОРИЯ НЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ И СЛАБОЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

О.П. Сушков, В.В. Фламбаум

А Н Н О Т А Ц И Я

Обсуждается применимость резонансного приближения для амплитуд реакций. Указан способ определения доминирующего механизма реакции (I/\sqrt{N} - классификация амплитуд, N - число компонент волновой функции компаунд-состояния).

К настоящему времени накоплено довольно много данных о нарушении четности в нейтронных реакциях. Нарушение четности в реакции (n, γ) было открыто в работе [1]. Ссылки на исследования до 1976 г. содержатся в обзоре [2], см. также более поздние работы [3-5]. Несохранение четности при делении ядер в реакции (n, f) было обнаружено в [6]. Теорию этого явления и ссылки на последующие экспериментальные работы можно найти в обзоре [7] (см. также [8-II]).

В последнее время интенсивно изучаются эффекты нарушения четности, возникающие при прохождении нейтронов через вещество. Обнаружено вращение спина холодных нейтронов вокруг направления движения в ^{117}Sn [12], разность сечений захвата право- и лево-поляризованных тепловых нейтронов в ^{117}Sn , ^{139}La , ^{51}V [12-14]. Наконец, измерена разность сечений захвата нейтронов вблизи p -волновых компаунд-резонансов, где величина эффекта составляет $10^{-1} - 10^{-2}$ [15-17]. Во всех перечисленных случаях эффекты нарушения четности значительно усилены благодаря сложности компаунд-состояний (динамическое усиление) и близости p -волнового компаунд-резонанса [18] (см. также [19, 7, 20, 21]). Стало ясно, что значительное усиление P -нечетных эффектов вблизи p -волновых компаунд-резонансов имеет место и в реакции (n, γ) [7, 18]. Необходимо отметить, что задолго от этих работ в статьях [22] была получена формула, содержащая усиление циркулярной поляризации γ -квантов вблизи p -волнового компаунд-резонанса. Тем не менее в [22] для величины циркулярной поляризации в резонансе дана стандартная оценка $P_\gamma \sim 10^{-4}$, совпадающая с оценкой в тепловой точке.

В связи с исследованием эффектов несохранения четности в ядрах возникли вопросы, которые на наш взгляд, являются важными и при изучении других явлений в ядерных реакциях:

1) Какова область применимости резонансного приближения в реакциях (n, n) , (n, γ) и (n, f) ?

2) Как определить доминирующий механизм, приводящий к возникновению эффекта?

Обсуждению этих вопросов и посвящена эта работа.

I. РЕЗОНАНСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Наблюдаемое изменение величины эффектов нарушения четности от p -волнового резонанса до тепловой точки составляет 3-4 порядка. Возникает естественный вопрос: справедливы ли при таком большом изменении эффекта простые резонансные формулы? Вопрос о применимости резонансного приближения в ядерных реакциях возник очень давно. Достаточно вспомнить R -матричную теорию Вигнера-Айзенбуда [23] или теорию Капура и Пайерлса [24] (см. также книгу Лейна и Томаса [25]). Однако развитая в этих работах техника довольно громоздка, и на наш взгляд, неудобна для рассмотрения угловых и поляризационных корреляций из-за наличия огромного числа каналов, связанных с реакцией (n, γ) . Мы предпочитаем пользоваться методом, основанным на суммировании рядов теории возмущений. По существу эта техника имеет много общего с подходом, предложенным Фешбахом [26].

Рассмотрим сначала упругое рассеяние нейтрона вблизи изолированного компаунд-резонанса. Волновую функцию компаунд-состояния можно представить в виде суммы произведений одночастичных волновых функций. Исключим из этой волновой функции одночастичные компоненты, т.е. такие состояния, в которых имеется нейтрон поверх невозбужденного начального ядра. Определенное таким образом компаунд-состояние $|c\rangle$ является уровнем дискретного спектра, т.к. вблизи нейтронного порога оставшиеся компоненты не имеют выхода в непрерывный спектр (другие каналы распада мы пока не учитываем). Испускание и захват нейтрона (т.е. связь с одночастичной компонентой) будем учитывать по теории возмущений по остаточному взаимодействию H_3 . Амплитуду рассеяния можно разделить на потенциальную и резонансную часть: $f = f_c + f_z$. Выражение для резонансной части имеет следующий вид:

$$f_z(E) = \frac{\langle n | H_3 | c \rangle \langle c | H_3 | n \rangle}{E - E_c + i0} + \int \frac{\langle n | H_3 | c \rangle \langle c | H_3 | n' \rangle \langle n' | H_3 | c \rangle \langle c | H_3 | n \rangle \rho(E') dE'}{(E - E_c + i0)(E - E' + i0)(E - E_c + i0)} + \dots \quad (I)$$

Здесь $|n\rangle, |n'\rangle$ - одночастичные волновые функции, E - энергия нейтрона, E_c - энергия компаунд-состояния, $\rho(E')$ - плотность одночастичных состояний (фазовый объем). Конечно, в формуле (I) кроме интеграла по dE' подразумевается суммирование по одночастичным уровням дискретного спектра. Графически формула

(I) изображена на рис. I. Подчеркнем, что мы суммируем все порядки теории возмущений, т.е. не предполагаем малости оператора H_3 . Как известно, ряд (I) является простой геометрической прогрессией. Если ввести функцию Грина компаунд-ядра $G(E)$ и массовый оператор $\Sigma(E)$, то f_z запишется следующим образом:

$$f_z(E) = \langle n | H_3 | c \rangle G(E) \langle c | H_3 | n \rangle \quad (2)$$

$$G(E) = \frac{1}{E - E_c + i0} \left[1 + \frac{\Sigma}{E - E_c + i0} + \left(\frac{\Sigma}{E - E_c + i0} \right)^2 + \dots \right] = [E - E_c - \Sigma(E)]^{-1} \quad (3)$$

$$\Sigma(E) = \int \frac{\langle c | H_3 | n' \rangle \langle n' | H_3 | c \rangle \rho(E') dE'}{E - E' + i0} \equiv \Delta E_c(E) - \frac{i\Gamma_c(E)}{2} \quad (4)$$

В случае произвольного числа резонансов функция Грина и массовый оператор становятся матрицами в пространстве компаунд-состояний:

$$f_z = \sum_{cc'} \langle n | H_3 | c \rangle G_{cc'}(E) \langle c' | H_3 | n \rangle \quad (5)$$

$$\hat{G} = [(\hat{G}_c)^{-1} - \hat{\Sigma}]^{-1}, \quad G_{cc'}^0 = \frac{1}{E - E_c + i0} \delta_{cc'} \quad (6)$$

Учет других каналов распада (например, γ -канала) приводит к тому, что в массовом операторе появляются дополнительные слагаемые:

$$\hat{\Sigma} = \hat{\Sigma}^n + \hat{\Sigma}^\gamma + \dots$$

$$\Sigma_{cc'}^n = \int \frac{\langle c | H_3 | n' \rangle \langle n' | H_3 | c' \rangle \rho_n(E') dE'}{E - E' + i0} \quad (7)$$

$$\Sigma_{cc'}^\gamma = \sum_q \int \frac{\langle c | H_{EM} | \gamma q \rangle \langle \gamma q | H_{EM} | c' \rangle \rho_\gamma(\omega) d\omega}{E - \omega - E_q + i0} \quad (8)$$

Здесь H_{EM} - оператор электромагнитного взаимодействия, индекс q нумерует состояния ядра, в которые происходит γ -переход. Понятно, что с помощью функции Грина компаунд-ядра можно записать амплитуду любого процесса, например, (n, γ) :

$$f_z = \sum_{cc'} \langle n | H_3 | c \rangle G_{cc'} \langle c' | H_{EM} | \gamma q \rangle \quad (9)$$

Для того, чтобы записать f_z в виде простой суммы резонансных слагаемых, необходимо диагонализировать функцию Грина

$G_{cc'}(E)$. Согласно формулам (6), это эквивалентно диагонализации матрицы $A_{cc'} = E_c \delta_{cc'} + \Sigma_{cc'}(E)$ (ср. с формулами (3.17), (3.18) из работы [26])

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= U^{-1} A U, & \tilde{A}_{cc'} &= \tilde{E}_c(E) \delta_{cc'}, \\ \tilde{G} &= U^{-1} G U, & \tilde{G}_{cc'} &= \frac{1}{E - \tilde{E}_c(E)} \delta_{cc'} \end{aligned} \quad (10)$$

Как известно, матрица U , вообще говоря, может быть неунитарной. Поэтому в результате диагонализации мы получаем правый и левый наборы состояний (см., например, [27])

$$\begin{aligned} |\tilde{c}\rangle &= \sum_{c'} U_{c'c} |c'\rangle \\ \langle \tilde{c}| &= \sum_{c'} U_{c'c}^{-1} \langle c'| \end{aligned} \quad (11)$$

Собственные значения $\tilde{E}_c = \text{Re } \tilde{E}_c + i \text{Im } \tilde{E}_c$, матрица U и наборы состояний $|\tilde{c}\rangle, \langle \tilde{c}|$ вообще говоря, могут зависеть от энергии E , что существенно усложняет поведение амплитуды f_c . Однако оказывается, что в сложных ядрах эта зависимость практически отсутствует. Причина состоит в том, что все характерные масштабы изменения матричных элементов порядка нескольких МэВ и велики по сравнению со средним расстоянием между компаунд-резонансами \mathcal{D} . Рассмотрим, например, нейтронный вклад в Σ :

$$\begin{aligned} \text{Re } \Sigma_{cc'}^n &= \int \frac{\langle c | H_s | n' \rangle \langle n' | H_s | c \rangle}{E - E'} \rho_n(E') dE' \sim \Gamma^{(n)}(E_m) = \\ &= \left(\frac{\Gamma_n^{(0)}}{\mathcal{D}} \sqrt{\frac{E_m}{1 \pm \nu}} \right) \mathcal{D} \lesssim \mathcal{D} \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь \int — интеграл в смысле главного значения, $\Gamma_n^{(0)}$ — нейтронная ширина при $E = 1$ эВ, E_m — характерная энергия, на которой сходится интеграл. Сходимость интеграла определяется зависимостью матричных элементов от энергии. Поэтому $E_m \sim \Gamma_{spr} \sim \text{МэВ}$, Γ_{spr} — спредовая ширина одночастичных резонансов. При оценке мы воспользовались данными по силовой функции s -уровней из [28]: $\Gamma_n^{(0)}/\mathcal{D} \lesssim 10^{-4}$. Для производной от $\text{Re } \Sigma$ получаем (при $\mathcal{D} \sim 1-100$ эВ):

$$\frac{\partial \text{Re } \Sigma^n}{\partial E} \sim \frac{\text{Re } \Sigma^n}{E_m} \lesssim \frac{\mathcal{D}}{E_m} \lesssim 10^{-4} \div 10^{-6} \quad (13)$$

Таким образом, при изменении энергии $\delta E \sim \mathcal{D}$ относительный сдвиг положения резонанса не превышает 10^{-4} . Что касается мнимой части, то вблизи нейтронного порога $\text{Im } \Sigma^n$ можно пренебречь.

Происхождение $\text{Re } \Sigma^{\gamma}$ такое же, как и Лэмб-сдвига в атомах. Нетрудно убедиться, что $\text{Re } \Sigma^{\gamma} \sim \text{Im } \Sigma^{\gamma} \sim \Gamma_{\gamma} \lesssim 0,1 \mathcal{D}$. Характерные частоты испускаемых γ -квантов и масштаб изменения матричных элементов H_{EM} по порядку величины составляют 1-10 МэВ. Поэтому $\frac{\text{Re } \Sigma^{\gamma}}{\mathcal{D}} \sim \frac{0,1 \mathcal{D}}{\text{МэВ}} \lesssim 10^{-5}$, $\frac{\text{Im } \Sigma^{\gamma}}{\Gamma} \lesssim 10^{-4}$. Аналогичные оценки можно провести и для деления.

Как мы упоминали выше, матрица преобразования U , вообще говоря, не унитарна. Это обстоятельство приводит к появлению дополнительных фаз в матричных элементах и искажению энергетического хода полного сечения и интерференционных эффектов (в том числе и P -нечетных). Такая ситуация возможна, если открыт канал деления. Однако этого не происходит, если открыты только нейтронный и γ -канал, и мы рассматриваем реакции вблизи нейтронного порога. Оказывается, что U в этом случае является унитарной вещественной матрицей. Чтобы в этом убедиться, удобно взять в качестве базиса промежуточных состояний в формулах для массового оператора (7) и (8) стоячие волны. Тогда матричные элементы в этих формулах действительны, и сразу видно, что $\text{Re } \Sigma_{cc'}$ симметричная матрица. Мнимая же часть в рассматриваемом случае оказывается пропорциональной единичной матрице: $\text{Im } \Sigma_{cc'} = -\frac{\Gamma}{2} \delta_{cc'}$. Действительно, нейтронным вкладом в $\text{Im } \Sigma$ можно пренебречь, т.к. вблизи порога $\text{Im } \Sigma^n \sim \Gamma^{(n)} \ll \Gamma^{\gamma}$. Как известно, из-за большого числа γ -каналов флуктуации γ -ширин малы: $\delta \Gamma^{\gamma} \ll \Gamma^{\gamma}$. Кроме того, мала недиагональная часть $\text{Im } \Sigma_{cc'}$, т.к. имеет место статистическое соотношение (см. Приложение А):

$$\overline{(\text{Im } \Sigma_{cc'}^{\gamma})^2} = \frac{1}{\mathcal{P}} \overline{(\delta \Gamma)^2} \quad (14)$$

Таким образом, для того, чтобы диагонализировать функцию Грина, достаточно произвести диагонализацию действительной симметричной матрицы $A_{cc'} = E_c \delta_{cc'} - \text{Re } \Sigma_{cc'}$, которая производится простым поворотом в пространстве $|c\rangle$.

В результате мы получим, что вблизи нейтронного порога (при $\Gamma^n \ll \Gamma^{\gamma}$) резонансная часть амплитуды рассеяния нейтрона оказывается простой суммой Брейт-Вигнеровских слагаемых, не имеющих дополнительных фаз. Вся их зависимость от энергии определяется резонансными энергетическими знаменателями и кине-

матической зависимостью амплитуд (K^c ; K — импульс нейтрона). Те же утверждения относятся и к реакции (n, γ) . В случае же, когда открыт канал деления, могут появиться дополнительные фазы $\varphi \sim \delta \Gamma_f / D$.

При расчете эффектов несохранения четности в амплитуде реакции необходимо учесть по теории возмущений слабое взаимодействие. Из приведенного выше вывода ясно, что матричный элемент слабого взаимодействия в примесных амплитудах вычисляется с использованием компаунд-состояний $|c\rangle$, и в качестве функции Грина компаунд-ядра должны подставляться диагонализированные функции. Поскольку в расчете параметры компаунд-резонансов извлекаются из эксперимента, использование состояний $|c\rangle$ вместо $|c\rangle$ не приводит к усложнению задачи.

В заключение этой главы сделаем еще одно простое замечание. Как известно, в одноканальной задаче запись амплитуды в виде суммы Брейт-Вигнеровских резонансных слагаемых противоречит условию унитарности. Это легко увидеть из оптической теоремы:

$$\delta = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(0)$$

При возведении амплитуды в квадрат в левой части равенства появляются интерференционные члены, в то время как в правой части стоит просто сумма резонансных вкладов. В обсуждавшемся выше случае реакций (n, n) и (n, γ) вблизи нейтронного порога применимость простых резонансных формул обусловлена тем, что интерференционные слагаемые не имеют определенного знака и усредняются при суммировании по огромному числу конечных состояний, связанных с реакцией (n, γ) (при случайном знаке интерференционных членов их относительный вклад в полное сечение $\sim 1/\sqrt{N_f}$, N_f — эффективное число конечных состояний, дающих основной вклад в сечение (n, γ)). Вдали от нейтронного порога (при $\Gamma^n \gg \Gamma^\gamma$) эти рассуждения неприменимы, т. к. в нейтронной части сечения интерференция между резонансами есть.

П. МАТРИЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ОПЕРАТОРОВ МЕЖДУ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯМИ

Представим волновую функцию компаунд-состояния в виде разложения по произведениям одночастичных функций

$$\Psi = \sum c_i \varphi_i \quad (15)$$

$\varphi_i = a_i^+ \dots b_i^+ \dots |0\rangle$ — состояния, содержащие определенное число возбужденных нуклонов и дырок (a_i^+ , b_i^+ — операторы рождения частиц и дырок. Мы не рассматриваем коллективные степени свободы, поскольку их включение не вносит качественных изменений).

Характерное число главных компонент в Ψ (т.е. компонент, которые дают основной вклад в нормировку) равно [28-30, 7]

$$N \sim \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma_{spz}}{D} \gg 1 \quad (16)$$

Здесь D — среднее расстояние между компаунд-уровнями с одинаковым моментом и четностью, $\Gamma_{spz} \sim \text{МэВ}$ — ширина фрагментации состояния φ_i по уровням компаунд-ядра. В силу условия нормировки для главных компонент $|c_i| \sim 1/\sqrt{N}$. Компоненты φ_i , невозмущенная энергия которых (т.е. энергия без учета остаточного взаимодействия H_s , приводящего к фрагментации) заметно отличается от энергии компаунд-состояния ($|E_\varphi - E_\psi| > \Gamma_{spz}/2$), входят в Ψ с меньшим весом. Соответствующие коэффициенты легко оценить по теории возмущений по остаточному взаимодействию H_s

$$c_i = \frac{\langle \varphi_i | H_s | \Psi^{(0)} \rangle}{E_\varphi - E_\psi} \sim \pm \frac{\Gamma_{spz}}{2(E_\varphi - E_\psi)} \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (17)$$

Здесь $\Psi^{(0)}$ — волновая функция компаунд-состояния без учета малых компонент. Мы воспользовались формулой из [28]

$$\Gamma_{spz} = \frac{2\pi}{D} \overline{\langle \varphi_i | H_s | \Psi^{(0)} \rangle^2} = \frac{4}{\Gamma_{spz}} N \overline{\langle \varphi_i | H_s | \varphi_i \rangle^2} \quad (18)$$

В той же книге [28] приведена формула, которая описывает коэффициенты как для главных, так и для малых компонент

$$\overline{|c_i|^2} = \frac{\Gamma_{spz}/2}{[(E_\varphi - E_\psi)^2 + \Gamma_{spz}^2/4]} \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (19)$$

Формулы (18), (19) получены в [28] для модельной задачи, в которой плотность состояний постоянна. В ядре плотность состояний экспоненциально растет с энергией из-за возрастания числа квазичастиц в состоянии ψ_i . Однако H_s — двухчастичный оператор, и поэтому согласно (17) к $\psi^{(i)}$ примешиваются только ψ_j , отличающиеся от главных компонент $\psi^{(i)}$ не более, чем состоянием двух нуклонов. Плотность таких состояний изменяется с энергией слабо. Поэтому, если полная плотность состояний не сильно изменяется при $\delta E \sim \Gamma_{spr}/2$, оценки (17), (18), (19) применимы и к реальному ядру с той лишь разницей, что к ψ примешиваются не все удаленные компоненты. При этом в формулы входит $N(E_\psi)$.

В ядрах, где наблюдались эффекты нарушения четности в нейтронных реакциях (Sn, Cd, La, Br, U, Pu) $N \sim 10^4 + 10^6$. Большая величина параметра N , который характеризует сложность системы, позволяет легко оценить относительные вклады различных механизмов в амплитуду реакции (как будет показано ниже, они пропорциональны различным степеням \sqrt{N}).

Воспроизведем сначала оценку матричного элемента одночастичного оператора \hat{M} между компаунд-состояниями [31, 29, 30, 7]. В качестве \hat{M} может фигурировать, например, оператор электромагнитного, слабого или кориолисова взаимодействия

$$M_{if} = \langle \psi_f | \hat{M} | \psi_i \rangle = \langle \sum_{\alpha} a_{\alpha} \psi_{\alpha} | \hat{M} | \sum_{\beta} b_{\beta} \psi_{\beta} \rangle = \sum_{\alpha\beta} a_{\alpha}^* b_{\beta} \langle \psi_{\alpha} | \hat{M} | \psi_{\beta} \rangle \quad (20)$$

Для определенности будем считать, что $N_f \leq N_i$. Матричный элемент $\langle \psi_{\alpha} | \hat{M} | \psi_{\beta} \rangle$ при каждом фиксированном α отличен от нуля лишь при нескольких значениях β (обозначим их число буквой q), когда ψ_{β} отличается от ψ_{α} состоянием только одной частицы. Естественно считать, что в такой сложной системе, какой является компаунд-ядро, знаки отдельных слагаемых в сумме (20) случайны. Таким образом, мы имеем в (20) некогерентную сумму из $\sim qN_f$ слагаемых, каждое из которых $\sim \frac{1}{\sqrt{N_i}} \frac{1}{\sqrt{N_f}} M$, где M — характерный одночастичный матричный элемент. В результате сложения некогерентных вкладов

$$M_{if}^2 \sim qN_f \left[\frac{1}{N_i} \frac{1}{N_f} M \right]^2, \quad |M_{if}| \sim \sqrt{q} |M| / \sqrt{N_i} \quad (21)$$

В проведенной оценке мы предполагали, что отличен от нуля матричный элемент между "главными" компонентами состояний $|i\rangle, |f\rangle$. Однако может оказаться, что в силу правил отбора для оператора \hat{M} матричные элементы между "главными" компонентами равны нулю. Тогда матричный элемент отличен от нуля благодаря малым компонентам в каком-либо из состояний. Например, такая ситуация возникает, если мы рассматриваем матричный элемент слабого взаимодействия между близкими компаунд-состояниями [32]. Оператор слабого взаимодействия H_w переводит частицу из одной оболочки в другую. Поэтому H_w , действуя на главную компоненту состояния $|f\rangle$, переводит её в компоненту, лежащую в соседней оболочке. Согласно формуле (17) или (19) коэффициент при этой компоненте в состоянии $|i\rangle$ подавлен в $\Gamma_{spr}/(\omega_c)$ раз ($\omega_c \sim 8$ МэВ — расстояние между оболочками). В результате

$$(H_w)_{if} = \sum_{\alpha\beta} [a_{\alpha}^* (small) b_{\beta} \langle \alpha | H_w | \beta \rangle + a_{\alpha}^* b_{\beta} (small) \langle \alpha | H_w | \beta \rangle] \sim \frac{D}{\omega_c} H_w \sqrt{qN_f} \sim \sqrt{q} \frac{\Gamma_{spr}}{\omega_c} H_w / \sqrt{N_i} \quad (22)$$

Так как Γ_{spr} , вообще говоря, зависит от числа квазичастиц n в состоянии $|i\rangle$, в формулу (22) входит эффективная ширина, соответствующая состояниям с наиболее вероятным n . В результате в (22) по сравнению с оценкой (21) возник фактор подавления $\Gamma_{spr}/\omega_c \sim 1/5 + 1/10$.

Используя (22), нетрудно оценить коэффициент смешивания ближайших компаунд-состояний разной четности

$$\alpha \sim \frac{(H_w)_{if}}{D} \sim \frac{H_w \sqrt{qN}}{\omega_c} \quad (23)$$

Отношение H_w/ω_c является характерной величиной смешивания одночастичных уровней. Смешивание компаунд-уровней оказалось усиленным в \sqrt{N} раз. Это соответствует известному "динамическому усилению" слабого взаимодействия в ядре [31, 33, 34, 30, 7]. Очевидно, аналогичным образом в ядре будет усилено любое малое взаимодействие [30]. Например, в [35] рассмотрено динамическое усиление силы Кориолиса и проведено сравнение результатов расчета с экспериментом.

Так же, как и в случае слабого взаимодействия, подавленной оказывается амплитуда $E1$ -перехода между близкими компаунд-состояниями [29]. Аналогично (22) получаем

$$\langle E1 \rangle_{if} \sim \frac{\Gamma_{spr}}{\sqrt{(\omega - \omega_c)^2 + \Gamma_{spr}^2/4}} \frac{E1 \sqrt{q}}{\sqrt{N_i}} \quad (24)$$

Здесь ω — частота γ -кванта, $E1$ — характерный одночастичный матричный элемент.

Оценки, которые мы делали выше, предполагают полную некогерентность вкладов разных слагаемых. Это предположение не всегда справедливо. Рассмотрим, например, $E1$ — переход из основного состояния четно-четного ядра в компаунд-состояние, лежащее вблизи гигантского резонанса. В волновой функции этого состояния имеется $\sim A^{2/3}$ частично-дырочных компонент, из которых возможен γ -переход в основное состояние (т.е. $q \sim A^{2/3}$).

В тяжелых ядрах частота гигантского резонанса $\omega \approx 2\omega_c$. Поэтому оценка (24) давала бы

$$\langle E1 \rangle_{oc} \sim \frac{A^{2/3}}{\sqrt{N}} E1 \frac{\Gamma_{spr}}{\omega_c} \quad (25)$$

Однако, благодаря существованию гигантского резонанса, который выступает как одно из состояний ψ_i в волновой функции (15), имеется когерентный вклад частично-дырочных пар (из которых "состоит" ψ_i), и правильная оценка

$$\langle E1 \rangle_{oc} \sim \frac{A^{2/3}}{\sqrt{N}} E1 \quad (26)$$

Если мы рассмотрим теперь γ -переход из основного состояния в компаунд-резонанс $|c\rangle$, удаленный по энергии от гигантского резонанса, то резонансный вклад уменьшается

$$\langle E1 \rangle_{oc} \sim A^{2/3} E1 \frac{\langle J_{res} | H_s | c \rangle}{E_c - E_{res}} \sim \frac{A^{2/3}}{\sqrt{N}} E1 \frac{\Gamma_{spr}}{E_c - E_{res}} \quad (27)$$

Гипотеза Акселя-Бринка [36] (см. также [37]), фактически, распространяет оценку (27) на переходы между любыми компаунд-состояниями. Она основывается на соображении, что над любым компаунд-состоянием можно возбудить гигантский дипольный резонанс. Действительно, при частоте γ -квантов, близкой к час-

тоте гигантского резонанса, некогерентный вклад (25) в $E1$ — амплитуду подавлен, и поэтому эта гипотеза выглядит совершенно естественной. Однако частоты переходов в реакции (n, γ) не превосходят $8+9 \text{ МэВ} \sim \omega_c$, что заметно меньше, чем частота $E1$ -резонанса. В этом случае множитель $\Gamma_{spr}/(E_c - E_{res})$ подавляет резонансный вклад, и поэтому резонансный вклад (27) не превосходит некогерентного (24). Более того, не очевидно, что описание с помощью гигантского резонанса адекватно ситуации при частотах γ -квантов, характерных для одночастичных переходов ($\omega \approx \omega_c$).

В работе [32] идея о смешивании через гигантский 0^- -резонанс была использована для оценки матричного элемента слабого взаимодействия между двумя близкими компаунд-состояниями. Однако мы видели, что для $E1$ -матричных элементов резонансный механизм доминировал над некогерентным на частоте гигантского резонанса только благодаря тому, что коллективная частота $\omega_{res} \approx 2\omega_c$ сильно отодвинута от одночастичных частот $\omega \approx \omega_c$. Что касается 0^- -резонанса, то если он и существует, его частота, по-видимому, близка к одночастичной: $\omega_{res} \approx \omega_c$. Поэтому оценка матричного элемента слабого взаимодействия между компаунд-состояниями по "некогерентному" механизму (22) и по "резонансному" [32] совпадают между собой. В последней фразе слова "резонансный" и "некогерентный" мы взяли в кавычки. Дело в том, что поскольку не происходит отщепление частоты резонанса от одночастичных частот, само понятие резонанса практически теряет смысл. Энергия большинства частично-дырочных состояний из одной оболочки с точностью $\Delta E \sim \Gamma_{spr}$ совпадают между собой, а при наличии вырождения в качестве базисного набора мы можем взять любые комбинации этих состояний. После этого утверждение о том, что "резонансная" и "некогерентная" оценки совпадают, становится совсем очевидным: матричный элемент между физическими состояниями не зависит от базиса, в котором мы его вычисляем (возьмем ли в качестве промежуточных состояний частично-дырочные возбуждения или их линейные комбинации, среди которых есть 0^- -резонанс).

Резюме этого параграфа состоит в том, что матричные элементы одночастичного оператора между двумя компаунд-состояниями или между компаунд- и малочастичным состоянием подавлены

по сравнению с одночастичным матричным элементом как $1/\sqrt{N_{max}}$. Значения этих матричных элементов при фиксированных средних параметрах, по-видимому, распределены по гауссову закону.

III. КЛАССИФИКАЦИЯ АМПЛИТУД ПО ПАРАМЕТРУ $1/\sqrt{N}$ — СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОМИНИРУЮЩЕГО МЕХАНИЗМА РЕАКЦИИ

Оценки матричных элементов в предыдущем параграфе сделаны для волновых функций дискретного спектра. Для того, чтобы они были применимы для переходов в непрерывный спектр, нормируем нейтронную волновую функцию при $E > 0$ на единицу по объему ядра:

$$\int_{r < R} |\psi_n(\vec{r}, E)|^2 dV = 1 \quad (28)$$

Помимо матричных элементов в выражениях для амплитуд реакции входят энергетические знаменатели $(E - E_\alpha + i\Gamma_\alpha/2)$, где E_α, Γ_α — энергия и ширина компаунд-состояния. Эти знаменатели в N раз меньше, чем характерный одночастичный масштаб $\hbar E \sim \Gamma_{sp\alpha} \sim \omega_0 \sim \text{МэВ}$.

$$\frac{1}{E - E_\alpha + i\Gamma_\alpha/2} = \frac{D}{E - E_\alpha + i\Gamma_\alpha/2} \frac{\Gamma_{sp\alpha}}{D} \frac{1}{\Gamma_{sp\alpha}} \sim \sqrt{N} \frac{D}{E - E_\alpha + i\Gamma_\alpha/2} \frac{1}{\Gamma_{sp\alpha}} \quad (29)$$

Поскольку мы хотим следить за очень большим параметром \sqrt{N} , мы пока не учитываем других параметров (например, $\Gamma_{sp\alpha}/\omega_0$).

Основываясь на изложенных выше соображениях, нетрудно сформулировать общие правила классификации амплитуд по степеням малого параметра $1/\sqrt{N} \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, позволяющие быстро выделить доминирующий механизм реакции. Оценка графиков проводится следующим образом:

1. Каждая вершина взаимодействия (захвата нейтрона, электромагнитного, слабого, кориолисова и т.д.) содержит фактор $1/\sqrt{N_{max}}$, где $N_{max} = \max(N_\alpha, N_\beta)$; N_α, N_β — числа главных компонент волновых функций ядра, входящих в данную вершину. В основном состоянии $N = 1$, в возбужденных $N \sim \text{МэВ}/D$.

2. Каждая функция Грина компаунд-состояния $\langle \alpha \rangle$ (при $(E - E_\alpha + i\Gamma_\alpha/2) \ll D$) дает множитель N_α и резонансную энерги-

тическую зависимость $D / (E - E_\alpha + i\Gamma_\alpha/2)$.

Подчеркнем, что правила 1), 2) дают среднеквадратичную оценку амплитуды. В принципе, возможны флуктуации, которые в каждой конкретной ситуации могут изменить соотношение амплитуд. Однако из-за большой величины параметра \sqrt{N} , вероятность флуктуации, нарушающей \sqrt{N} -иерархию амплитуд, очень мала.

Рассмотрим, например, упругое рассеяние медленного нейтрона ($Kd \ll 1$) на ядре в случае, когда открыты только (n, n) и (n, γ) каналы. Амплитуда s -волнового рассеяния выглядит следующим образом

$$f(E) = f_0 - \frac{1}{2K} \sum_x \frac{g \Gamma_x^{(n)}(E)}{E - E_x + i\Gamma_x/2} \quad (30)$$

Здесь $f_0 = -a$, a — длина рассеяния, $K = \sqrt{2mE}$, g — фактор, возникающий при усреднении по проекциям начального ядра. Заметим, что разделение в формуле (30) потенциального и резонансных слагаемых условно, т.к. при заданной энергии вклад удаленных резонансов неотличим от потенциальной амплитуды. Поэтому в формуле (30) имеет смысл учитывать лишь несколько ближайших резонансов.

Если следить только за степенями параметра $1/\sqrt{N}$, легко написать оценку резонансной части f_{res} , изображенной графически на рис. 2. График содержит вершину захвата нейтрона ($1/\sqrt{N}$), вершину испускания нейтрона ($1/\sqrt{N}$) и функцию Грина компаунд-состояния ($N \cdot D / (E - E_\alpha + i\Gamma_\alpha/2)$), т.е.

$$f_{res} \sim \frac{D}{E - E_\alpha + i\Gamma_\alpha/2} \quad (31)$$

Таким образом, в упругом рассеянии (без учета нарушения четности) резонансный вклад, так же как и потенциальный, имеет нулевой порядок по степеням \sqrt{N} . Из экспериментальных данных по нейтронной силовой функции (см., например, [28]) следует, что вдали от компаунд-резонансов, т.е. при $E - E_\alpha \sim D/2$

$$\frac{f_{res}}{f_0} \sim \frac{1}{Kd} \frac{\Gamma^{(n)}}{D} \sim 0,05 \div 0,5 \quad (32)$$

Это отношение определяется другими параметрами (помимо \sqrt{N}), возникающими при рассмотрении упругого рассеяния. Например,

согласно модели, рассмотренной в книге [28],

$$\frac{f_{res}}{f_c} \sim \frac{q \Gamma_{spz}}{\pi m R \alpha [(E - E_\alpha)^2 + \Gamma_{spz}^2 / 4]} \quad (33)$$

R — радиус ядра, E_α — положение ближайшего одночастичного s -уровня. Видно, что другие безразмерные параметры не столь велики, как \sqrt{N} .

Те же степени \sqrt{N} , что и основной график, имеют графики, где повторяется виртуальный захват и испускание нейтрона (см. рис.1). Однако, как показано в предыдущей главе, их учет приводит только к переопределению параметров компаунд-резонансов.

Менее тривиальной выглядит $1/\sqrt{N}$ — классификация в случае реакции (n, γ) . Её амплитуда определяется графиками, изображенными на рис.3. Нерезонансная часть f_c (рис.3а) соответствует прямому радиационному захвату нейтрона в конечное компаунд-состояние $|f\rangle$. В него входит одна вершина оператора электромагнитного взаимодействия, и поэтому этот график пропорционален $1/\sqrt{N_f}$. Резонансная амплитуда f_{res} (рис.3б) описывает тот же процесс, идущий через промежуточное компаунд-состояние $|\alpha\rangle$. Этот график содержит вершину захвата нейтрона ($1/\sqrt{N_\alpha}$), функцию Грина компаунд-состояния ($\frac{D}{E - E_\alpha + i\Gamma_\alpha/2}$) и вершину испускания фотона ($1/\sqrt{N_\gamma}$). В результате

$$\frac{f_{res}}{f_c} \sim \sqrt{N_f} \frac{D}{E - E_\alpha + i\Gamma_\alpha/2} \quad (34)$$

Таким образом мы видим, что в реакции (n, γ) даже при $E - E_\alpha \sim D$ в переходах в сложные конечные состояния ($N_f \gg 1$) доминирует резонансный механизм, и только для переходов в основное состояние и близкие к нему ($N_f \sim 1$) прямой и резонансный механизмы дают сравнимый вклад. Поскольку в полном сечении доминируют переходы в сложные состояния, отсюда следует известное утверждение о том, что полное сечение реакции (n, γ) определяется резонансным механизмом (см., например, [38]).

Обсудим теперь эффекты несохранения четности в нейтронных реакциях. Простейшими из них являются эффекты в нейтронной оптике. Угол поворота спина нейтрона вокруг направления его движения в веществе и разность полных сечений для право- и лево-

поляризованных нейтронов выражаются через нарушающую четность часть амплитуды упругого рассеяния нейтрона вперед (f_{pv}):

$$\psi = \frac{2\pi N_0 \ell}{k} 2 \operatorname{Re} f_{pv} \quad (35)$$

$$\Delta \delta = \delta_+ - \delta_- = \frac{4\pi}{k} 2 \operatorname{Im} f_{pv} \quad (36)$$

N_0 — плотность атомов мишени, ℓ — длина пути нейтрона в образце. Доминирующий вклад в f_{pv} дают графики, связанные со смешиванием слабым взаимодействием уровней компаунд-ядра, имеющих противоположную четность (рис.4). Они содержат по три вершины ($(1/\sqrt{N})^3$) и по две функции Грина (N^2), т.е.

$$f_{pv}^{(4)} \sim \sqrt{N} \frac{D}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \frac{D}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (37)$$

Мы учли, что s и p — близкие компаунд-состояния, и поэтому $N_s \sim N_p = N$. Вклад в f_{pv} дает также рассеяние нейтрона на P -нечетном потенциале ядра (рис.5), и рассеяние на P -нечетном потенциале, сопровождаемое виртуальным захватом в резонанс (рис.6 и рис.7)*). График на рис.5 не содержит \sqrt{N} , т.к. он не связан с компаунд-состояниями. Графики на рис.6 и рис.7 также имеют нулевой порядок по \sqrt{N} :

$$f_{pv}^{(6a)} \sim 1 \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} N \frac{D}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{D}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (38)$$

$$f_{pv}^{(6b)} \sim 1 \frac{1}{\sqrt{N}} N \frac{D}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{D}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \quad (39)$$

$$f_{pv}^{(7)} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} N \frac{D}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \frac{1}{\sqrt{N}} 1 \frac{1}{\sqrt{N}} N \frac{D}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{D}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \frac{D}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (40)$$

Таким образом, вклад графика 4 усилен по сравнению с 5, 6, 7 в \sqrt{N} раз. Это и есть упоминавшееся во второй главе динамическое усиление слабого взаимодействия в тяжелых ядрах. Вклад графиков, изображенных на рис.5, рассматривался, например, в работах [39-42], на рис.4 — в [18] (см. также [19-21, 7]), рис.6а и рис.7 — в [43].

*). График (7) является фактически частью графика (4). Он отвечает выделению из $\langle s | H_w | p \rangle$ в (41) вклада одночастичных компонент.

Заметим, что из того факта, что нарушение четности связано с компаунд-резонансами, которые распадаются, в основном, по γ -каналу, следует простое соотношение $\Delta \sigma_{tot} = \Delta \sigma_{\gamma} (\Delta \sigma = \sigma_{+} - \sigma_{-})$. Экспериментально это соотношение было проверено в [13, 14]. Если открыт канал деления, то $\Delta \sigma_{tot} = \Delta \sigma_{\gamma} + \Delta \sigma_{f}$. Рассмотренные выше амплитуды нетрудно выразить через параметры компаунд-резонансов. Например, расчет доминирующей амплитуды $f_{pV}^{(4)}$ дает (см. Приложение В)

$$f_{pV}^{(4)} = \frac{1}{2K} \sum_{sP} \frac{2g \sqrt{\Gamma_s^{(n)}(E)} \langle s | H_w | P \rangle \sqrt{\Gamma_{pV}^{(n)}(E)}}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)(E - E_p + i\Gamma_p/2)} \quad (41)$$

Здесь $\Gamma_{pV}^{(n)}$ — парциальная ширина распада p -волнового резонанса в состояние нейтрона с моментом $j = 1/2$, $\langle s | H_w | P \rangle$ — матричный элемент слабого взаимодействия между компаунд-состояниями.

Обсудим теперь амплитуды, приводящие к эффектам нарушения четности в реакции (n, γ) . Доминирующей здесь будет амплитуда, связанная со слабым смешиванием компаунд-состояний, образующихся после захвата нейтрона (рис.8). Она содержит вершину захвата нейтрона ($1/\sqrt{N_i}$), вершину слабого взаимодействия ($1/\sqrt{N_f}$), электромагнитную вершину ($1/\sqrt{N_i}$) и две функции Грина компаунд-состояний (N_i^2).

В результате эта амплитуда усилена в $\sqrt{N_i}$ раз

$$f_{pV}^{(3)} \sim \sqrt{N_i} \frac{D}{E - E_i + i\Gamma_i/2} \frac{D}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (42)$$

Меньший вклад дает амплитуда, учитывающая слабое смешивание в конечном состоянии (рис.9)

$$f_{pV}^{(3)} \sim \sqrt{N_f} \frac{D(E \approx E_i)}{E - E_i + i\Gamma_i/2} \frac{D(E \approx E_p)}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (43)$$

Поскольку D экспоненциально зависит от энергии, в формуле (43) указано, при какой энергии взято D .

Помимо $f_{pV}^{(3)}$ и $f_{pV}^{(2)}$ имеется ряд графиков, не усиленных по \sqrt{N} (например, рис.10) и даже подавленных по $\sqrt{N_f}$ (например, вклад графика на рис.11 пропорционален $1/\sqrt{N_f}$).

Полное число угловых и поляризационных корреляций, связанных с интерференцией различных амплитуд, довольно велико, и

измерена лишь их небольшая часть. Например, в реакции (n, γ) вблизи порога при учете s - и p -волнового захвата нейтрона и доминирующих $E1$ и $M1$ -переходов, возникает 17 корреляций (8 P -четных и 9 P -нечетных) [44]

$$(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma), \vec{\sigma}[\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma], ((\vec{n}_n \vec{n}_\gamma)^2 - \frac{1}{3}), (\vec{n}_n \vec{n}_\gamma)(\vec{\sigma}[\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma]), \lambda(\vec{\sigma} \vec{n}_\gamma), \lambda(\vec{\sigma} \vec{n}_n), \lambda[(\vec{\sigma} \vec{n}_n)(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma) - \frac{1}{3} \vec{\sigma} \vec{n}_\gamma], \lambda[(\vec{\sigma} \vec{n}_\gamma)(\vec{n}_n \vec{n}_n) - \frac{1}{3} \vec{\sigma} \vec{n}_n] \quad (44)$$

$$\vec{\sigma} \vec{n}_\gamma, \vec{\sigma} \vec{n}_n, [(\vec{\sigma} \vec{n}_\gamma)(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma) - \frac{1}{3} \vec{\sigma} \vec{n}_\gamma], [(\vec{\sigma} \vec{n}_n)(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma) - \frac{1}{3} \vec{\sigma} \vec{n}_\gamma], \lambda, \lambda(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma), \lambda \vec{\sigma}[\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma], \lambda[(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma)^2 - \frac{1}{3}], \lambda(\vec{n}_n \vec{n}_\gamma)[\vec{\sigma}(\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma)]$$

$\vec{n}_n, \vec{\sigma}$ — направления импульса и спина нейтрона, \vec{n}_γ, λ — направления импульса и спиральность γ -кванта. Расчет этих корреляций с учетом доминирующих графиков содержится в работе [44].

Примерно такой же, как для реакции (n, γ) , оказывается $1/\sqrt{N}$ — классификация для амплитуд реакции (n, f) . Основная амплитуда (рис.12) здесь также имеет нулевой порядок по \sqrt{N} . Она содержит амплитуду захвата нейтрона ($1/\sqrt{N_i}$), функцию Грина компаунд-ядра (N_i) и амплитуду деления ($1/\sqrt{N_f}$)^{*}

$$f \sim \frac{D}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \quad (45)$$

Доминирующая примесная амплитуда с нарушением четности (рис.13) усилена в \sqrt{N} раз [30, 7]

$$f_{pV}^{(13)} \sim \sqrt{N} \frac{D}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \frac{D}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (46)$$

Имеются также неусиленные амплитуды (рис.14, 15). График на рис.15 отвечает учету слабого взаимодействия на холодной стадии [45].

Мы благодарны С.Г.Кадменскому за полезные обсуждения.

* Множитель $1/\sqrt{N_i}$ в амплитуде деления отражает масштаб примеси волновой функции холодного деформированного ядра в волновой функции компаунд состояния [30, 7]. Учет этого множителя приводит к разумной оценке ширины резонанса при надбарьерном делении: $\Gamma_f \sim \frac{1}{N} \tau \sim 0,1-1$ эВ, $\tau \sim R/v \sim 100$ кэВ, v — скорость движения сколков на барьере деления, R — размер барьера, τ — время жизни холодного состояния.

НЕДИАГОНАЛЬНЫЙ МАССОВЫЙ ОПЕРАТОР И
ФЛУКТУАЦИИ γ -ШИРИН

Напомним сначала, как оценивается среднеквадратичная флуктуация γ -ширин $S\Gamma$. Электромагнитную ширину компаунд-состояния $|i\rangle$ можно записать в виде

$$\Gamma_i = \frac{4}{3} \sum_f |M_{if}|^2 \omega_{if}^3 = \sum_f W_{if} \omega_{if}^3 \quad (A1)$$

ω_{if} и M_{if} — частота и амплитуда перехода в конечное состояние $|f\rangle$, $W_{if} = \frac{4}{3} |M_{if}|^2$. Предположим для простоты, что момент J и четность η конечных состояний $|f\rangle$ фиксированы (если в Γ дают вклад несколько J и η , в последующих формулах (A2), (A4) по ним нужно суммировать). Представим W_{if} в виде $W_{if} = \overline{W_{if}} + \varepsilon_{if}$, где черта обозначает усреднение по состояниям $|i\rangle$ с заданной четностью и моментом. В статистической модели величина W_{if} распределена по закону Портера-Томаса (см., например, [28]), т.е. $\overline{\varepsilon_{if}^2} = 2 \overline{W_{if}^2}$. Тогда

$$\overline{\Gamma} = \sum_f \overline{W_{if}} \omega_{if}^3$$

$$(S\Gamma)^2 = \overline{(\Gamma^2)} - (\overline{\Gamma})^2 = \sum_f \overline{\varepsilon_{if}^2} \omega_{if}^6 = 2 \sum_f (\overline{W_{if}})^2 \omega_{if}^6 \quad (A2)$$

Мнимая часть недиагонального массового оператора (8) в тех же обозначениях имеет вид ($\text{Im} \sum_{cc}^{\gamma} = -\Gamma^{\gamma}/2$):

$$\text{Im} \sum_{ki}^{\gamma} = -\frac{2}{3} \sum_f M_{if} M_{fk} (E - E_f)^3 \quad (A3)$$

Так как $|\sum_{ki}| \ll D$, существенно смешивание лишь между близкими компаунд-состояниями, т.е. можно положить $E \approx E_k \approx E_i$. После усреднения по состояниям k, i ($k \neq i$) $\overline{M_{if} M_{fk}} = 0$ и

$$\overline{\text{Im} \sum_{ki}^{\gamma}} = 0$$

$$(\overline{\text{Im} \sum_{ki}^{\gamma}})^2 = \frac{1}{4} \sum_f (\overline{W_{if}})^2 \omega_{if}^6 = \frac{1}{8} (S\Gamma)^2 \quad (A4)$$

Учитывая, что число состояний $|f\rangle$ велико, флуктуацию ширины можно записать в виде интеграла:

$$\frac{(S\Gamma)^2}{(\overline{\Gamma})^2} = \frac{2 \sum_f \int_0^{E_i} \{ (S_{E1})^2 \rho_{J\eta} + (S_{M1})^2 \rho_{J\bar{\eta}} + \dots \} \omega^6 d\omega}{\left[\sum_f \int_0^{E_i} \{ S_{E1} \rho_{J\eta} + S_{M1} \rho_{J\bar{\eta}} + \dots \} \omega^3 d\omega \right]^2} \quad (A5)$$

Здесь $S = S(\omega, E_i, J)$ — радиационная силовая функция, $\rho(E_i - \omega)$ — соответствующая плотность конечных состояний, $\bar{\eta} = -\eta$. Для численной оценки можно ограничиться переходами доминирующей мультипольности и воспользоваться стандартной параметризацией $\rho(E)$ (см. [28]) с параметрами, подогнанными по спектру конкретного ядра. Зависимость силовых функций от частоты является сравнительно слабой по сравнению с зависимостью $\rho(E_i - \omega)$ (например, согласно (24) $S_{E1} \sim [(\omega - \omega_c)^2 + \Gamma_{sp}^2/4]^{-1}$), и ею можно пренебречь, т.е. S в числителе и знаменателе формулы (A5) сократятся. В результате, например, для ^{117}Sn получаем $S\Gamma/\overline{\Gamma} \sim 0,05$.

РАСЧЕТ АМПЛИТУД РЕАКЦИЙ

Учитывая, что мы рассматриваем только древесные графики, нетрудно сформулировать правила для вычисления амплитуд реакций вблизи нейтронного порога. Пусть \vec{n}_k — 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. Тогда:

1. Амплитуда захвата нейтрона в s -резонанс равна

$$C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{j j_2} \eta_s \sqrt{\Gamma_s^{(n)}(E)} \quad (B1)$$

2. Амплитуда захвата нейтрона в p -резонанс равна

$$\sum_{j_2 m} C_{II_2 j_2}^{j j_2} C_{j_1 m \frac{1}{2} \alpha}^{j j_2} \sqrt{4\pi} Y_{j_1 m}^*(\vec{n}_k) \eta_j \sqrt{\Gamma_{p_j}^{(n)}(E)} \quad (B2)$$

Здесь $C_{II_2 j_2}^{j j_2}$ — коэффициент Клебша-Гордана; $\Gamma_{p_j}^{(n)}$ — нейтронная ширина, соответствующая испусканию нейтрона с моментом j ($\Gamma_p^{(n)} = \Gamma_{p_{1/2}}^{(n)} + \Gamma_{p_{3/2}}^{(n)}$); $\eta = \pm 1$ — знак амплитуды.

3. Матричный элемент слабого взаимодействия между двумя компаунд-состояниями $\langle S | H_w | P \rangle = iW$, где W — вещественно (мы используем стандартное определение Y_{lm} — функций в соответствии с [46]).

4. Функция Грина компаунд-ядра

$$\frac{1}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \quad (B3)$$

5. Общий множитель перед амплитудой рассеяния $= -1/2K$ (K — импульс нейтрона).

Мнимая единица в p -захвате связана с фазой свободного движения p -волны. Мы рассматриваем рассеяние при $KR \ll 1$, и поэтому фаза рассеяния равна нулю. Как показано в гл. I, в случае, когда открыт канал деления, в правилах I-3 могут появиться дополнительные фазовые множители $e^{i\delta}$ ($\delta \sim \delta\Gamma_p/2$, $\delta\Gamma_p$ — флукту-

ация делительных ширин), связанные с диагонализацией функции Грина.

Правила для амплитуды деления компаунд-резонанса сформулированы в работах [30, 47, 7]. Несложно также выписать амплитуду излучения (или поглощения) γ -кванта из компаунд-состояния (см., например, [48, 44]).

Правила I-5 фактически использовались в работах [18, 30, 47, 7]. Проверим их в простейших случаях. Например, амплитуда упругого рассеяния нейтрона вперед на s -резонансе равна

$$f(0) = -\frac{1}{2K} C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{j j_2} \sqrt{\Gamma_s^{(n)}(E)} \frac{1}{E - E_s + i\Gamma_s/2} C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{j j_2} \sqrt{\Gamma_s^{(n)}(E)} \quad (B4)$$

После суммирования по j_2 и усреднения по I_2 немедленно получим стандартную Брейт-Вигнеровскую формулу (30) с $g = \frac{2j+1}{2(I+1)}$. Аналогично, для p -резонанса:

$$f(0) = -\frac{1}{2K} \sum_{\substack{j_2 m \\ j_2 \tilde{m}}} C_{II_2 j_2}^{j j_2} C_{j_1 m \frac{1}{2} \alpha}^{j j_2} \sqrt{4\pi} Y_{j_1 m}^*(\vec{n}_k) \sqrt{\Gamma_{p_j}^{(n)}(E)} \times \\ \times \frac{1}{E - E_p + i\Gamma_p/2} C_{II_2 \tilde{j}_2}^{j j_2} C_{j_1 \tilde{m} \frac{1}{2} \alpha}^{j j_2} \sqrt{4\pi} Y_{j_1 \tilde{m}}(\vec{n}_k) \sqrt{\Gamma_{p_j}^{(n)}(E)} \quad (B5)$$

После суммирования по j_2 и усреднения по I_2 снова получаем известную формулу

$$f(0) = -\frac{1}{2K} \frac{g \Gamma_p^{(n)}(E)}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (B6)$$

причем $\Gamma_p^{(n)} = \Gamma_{p_{1/2}}^{(n)} + \Gamma_{p_{3/2}}^{(n)}$

Наконец, амплитуда упругого рассеяния вперед с нарушением четности равна:

$$f_{pv}^{(4)}(0) = -\frac{2}{2K} C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{j j_2} \eta_s \sqrt{\Gamma_s^{(n)}(E)} \frac{1}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \langle S | H_w | P \rangle \times \\ \times (-i) \sum_{j_2 m} C_{II_2 j_2}^{j j_2} C_{j_1 m \frac{1}{2} \alpha}^{j j_2} \sqrt{4\pi} Y_{j_1 m}(\vec{n}_k) \eta_j \sqrt{\Gamma_{p_j}^{(n)}(E)} \quad (B7)$$

После суммирования по j_2 и усреднения по I_2 получим:

$$f_{pv}^{(4)}(0) = \pm \frac{1}{2K} 2g \frac{\sqrt{\Gamma_s^{(n)}(E)} (i \langle S | H_w | P \rangle) \sqrt{\Gamma_{p_{1/2}}^{(n)}(E)}}{(E - E_s + i\Gamma_s/2) (E - E_p + i\Gamma_p/2)} \eta_s \eta_{1/2} \quad (B8)$$

Знак (+) соответствует положительной спиральности нейтрона, знак (-) - отрицательной. Слагаемое с $j = 3/2$ при суммировании выпадает. Знаковый множитель $\eta_{s, 3/2}$ можно исключить, переопределив состояния $|s\rangle$ и $|p\rangle$ (т.е. внося его в матричный элемент $\langle s|H|p\rangle$). Таким образом, мы приходим к формуле (41).

Литература

1. Ю.Г.Абов, А.П.Крупчицкий, Ю.А.Оратовский I2, 25, 1964; ЯФ, I, 479, 1965.
2. Ю.Г.Абов, П.А.Крупчицкий. УФН II8, 141-173, 1976.
3. Г.В.Данилян и др. Письма в ЖЭТФ 24, 380, 1976.
4. H. Bencoula et al. Phys. Lett. 71, 287, 1977.
5. В.А.Весна и др. Письма в ЖЭТФ 36, 169-172, 1982.
6. Г.В.Данилян и др. Письма в ЖЭТФ 26, 197, 1977.
7. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-37, Новосибирск, 1981; УФН I36, 3-24, 1982.
8. В.П.Алфименков и др. Препринт ИТЭФ № 49, 1981.
9. Г.В.Вальский и др. Препринт ЛИЯФ № 708, 1981.
10. Г.В.Вальский и др. Препринт ЛИЯФ № 796, 1982.
11. А.Я.Александрович и др. Препринт ЛИЯФ № 797, 1982.
12. M. Forte et al. Phys. Rev. Lett. 45, 2088, 1980.
13. E.A. Kolomensky et al. Phys. Lett. 107B, 272, 1981.
14. В.А.Весна и др. Письма в ЖЭТФ 35, 351-353, 1982.
15. В.П.Алфименков и др. Письма в ЖЭТФ 34, 308, 1981.
16. В.П.Алфименков и др. Письма в ЖЭТФ 35, 42-44, 1982.
17. В.П.Алфименков и др. Препринт ОИЯИ РЗ-82-411, 1982.
18. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Письма в ЖЭТФ 32, 377, 1980.
19. L. Stodolsky. Phys. Lett. B96, 127, 1980.
20. V.E. Bunakov, V.P. Gudkov. Z. Phys. A303, 285, 1981.
21. V.E. Bunakov, V.P. Gudkov. Preprint LINR-763, Leningrad, 1982.
22. В.А.Караманов, Г.А.Лобов. Письма в ЖЭТФ 10, 332, 1969.
Г.А.Лобов. Известия АН СССР (сер. физич.) 34, 1141, 1970.
23. E.P. Wigner, L. Eisenbud. Phys. Rev. 72, 29, 1947.
24. R.L. Kapur, R.E. Peierls, Proc. Roy Soc. A166, 277, 1938.

25. А.Лейн, Р.Томас. "Теория ядерных реакций при низких энергиях" ИИЛ, 1960.
26. Н.Feshbach. Ann. of Phys. 5, 357-390, 1958.
(имеется перевод в книге [25]).
27. В.Г.Барышевский, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ 57, 157, 1969.
28. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, т.1,2, "Мир", 1977.
29. С.Г.Кадменский, В.П.Маркушев, В.И.Фурман. ЯФ 31, 1175, 1980.
30. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. ЯФ 33, 59, 1981.
31. R.Наас, L.V.Leipuner, R.K.Adair. Phys.Rev. 116, 1221, 1959.
32. С.Г.Кадменский, В.П.Маркушев, В.И.Фурман. ЯФ, в печати; Препринт ОИЯИ Р4-82-209, Дубна, 1982.
33. R.J.Blin-Stoyle. Phys. Rev. 120, 181, 1960.
34. И.С.Шапиро. УФН 95, 647, 1968.
35. С.Г.Кадменский, В.П.Маркушев, В.И.Фурман. ЯФ 35, 2, 1982.
36. P.Axel. Phys. Rev. 126, 671, 1962. D.Brink. Thesis Oxford Univ., 1955.
37. С.Г.Кадменский, В.П.Маркушев, В.И.Фурман. ЯФ, в печати, Препринт ОИЯИ Р4-82-210, Дубна, 1982.
38. Ю.В.Петров, А.И.Шляхтер, Препринт ЛИЯФ № 456, Ленинград, 1979.
39. F.C.Michel. Phys. Rev. B329, 133, 1964.
40. L.Stodolsky. Phys. Lett. B50, 352, 1974.
41. M.Forte. ILL Research proposal 03-03-002-1976.
42. M.Forte. Inst.Phys.Conf. Ser. 1978, No.42, ch.2, p. 86.
43. Д.Ф.Зарецкий, В.И.Сироткин. ЯФ, в печати.
44. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР, Москва, ноябрь, 1981. ЯФ, в печати.
45. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. ЯФ, 31, 55, 1980.
46. E.U.Condon, G.H.Shortly. The Theory of Atomic Spectra. Cambridge, 1935.

- Е.Кондон, Г.Шортли. Теория атомных спектров, ИЛ, 1949.
47. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. ЯФ, 33, 629, 1981.
48. R.J.Blin-Stoyle. Fundamental Interactions and the Nucleus, N.Y., 1973.
Р.Блин-Стойл. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. МИР, 1976.

Рисунки

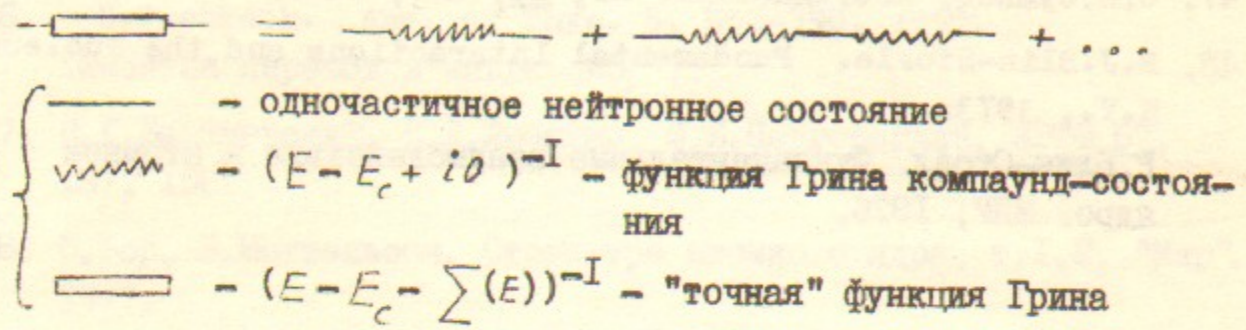


Рис. I

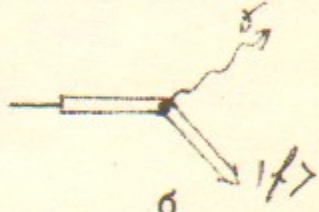
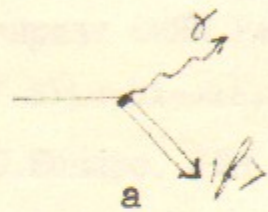
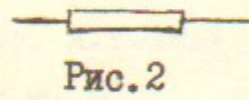


Рис. 3

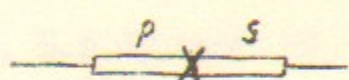
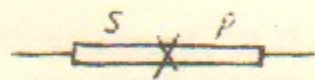


Рис. 4

крестиком обозначен матричный элемент слабого взаимодействия

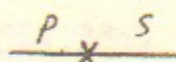
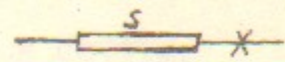
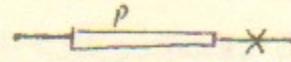
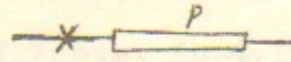


Рис. 5



а

б

Рис. 6

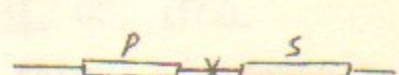
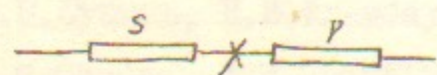


Рис. 7

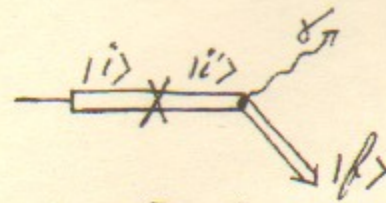


Рис. 8

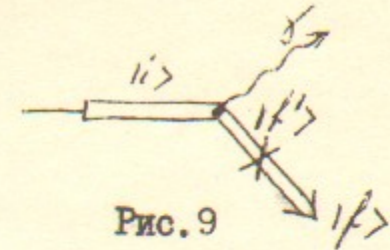


Рис. 9

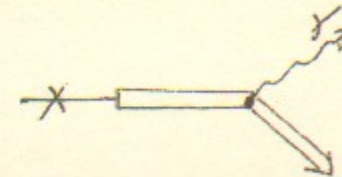


Рис. 10

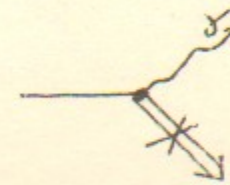


Рис. 11

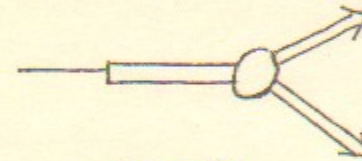


Рис. 12

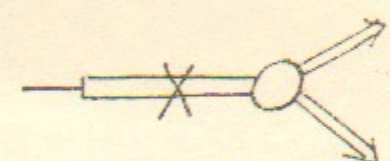


Рис. 13

Диаграмма, описывающая реакцию (n, f) . Кругок соответствует холодной стадии деления.

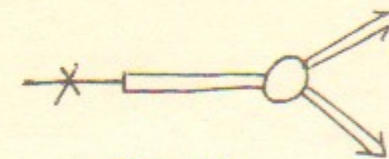


Рис. 14

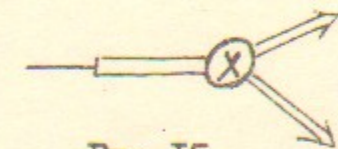


Рис. 15

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

ТЕОРИЯ НЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ И СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Препринт
№ 83-24

Работа поступила - 20 января 1983 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 4.02-1983 г. МН 03044

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.2,0 печ.л., 1,6 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 24.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90