

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.173.4

## НАРУШЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

О. П. Сушков, В. В. Фламбаум

### СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	3
1. Масштаб нарушения четности в ядерных силах. Динамическое усиление	4
2. Нарушение четности при делении ядер	6
а) Делительные каналы (7). б) Смешивание состояний противоположной четности (7). в) Угловое распределение осколков (9). г) Перекрытие нейтронных резонансов. Зависимость эффекта от конечного состояния осколков (11).	
3. <i>P</i> -четные угловые корреляции при делении неполяризованных ядер медленными нейтронами . . . . .	13
4. Эффекты нарушения четности в нейтронной оптике . . . . .	16
а) Резонансные эффекты (16). б) Величина эффектов для тепловых нейтронов. Сравнение с экспериментом (19).	
5. Усиление эффектов нарушения четности в реакции ( $n, \gamma$ ) . . . . .	20
Приложение. Описание перехода ядра из компаунд-состояния на холодную стадию в теории возмущений . . . . .	22
Цитированная литература . . . . .	23

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее интересных открытий в области ядерной физики, сделанных в последние годы, было обнаружение нарушения пространственной четности при делении ядер поляризованными нейтронами<sup>1-4</sup>. Оказалось, что вероятности вылета легкого осколка по и против направления спина начального нейтрона отличаются. Величина асимметрии  $\sim 10^{-4}$ . Обнаружение этого явления было столь удивительным, что до тех пор, пока первый результат не был подтвержден<sup>5-12</sup>, существовали сомнения в правильности эксперимента. Нетривиальность эффекта в делении состоит в том, что, в отличие от *P*-нечетных эффектов, которые наблюдались ранее, здесь нарушение четности проявляется в движении почти макроскопического объекта — осколка, состоящего из  $10^2$  нуклонов. Теоретическому исследованию этого эффекта посвящена гл. 2 статьи. Оказывается, что эффект возникает благодаря тому, что процесс деления устроен весьма специфическим образом: несмотря на то, что и в начале, и в конце процесса возбуждено много степеней свободы, деление идет через малое число промежуточных коллективных состояний (делительных каналов). *P*-нечетные угловые корреляции, так же как и обычные *P*-четные, формируются именно на этой промежуточной «холодной» стадии деления. Ядро на этой стадии представляет из себя грушевидный волчок (другими словами сильно деформированное ядро состоит из двух кластеров с разными массами, близкими по величине к массам ядер с заполненными оболочками).

Асимметрия в направлении вылета осколка возникает за счет смешивания имеющихся в такой системе вращательных уровней противоположной четности. Смешивание же вращательных состояний обусловлено слабым взаимодействием на стадии компаунд-ядра. Перенос  $P$ -нечетного смешивания с одной стадии на другую связан с малой неопределенностью в энергии возбужденного ядра, что позволяет отделить временную зависимость в полной волновой функции и тем самым исключает «забывание» начальной стадии. Оценка асимметрии по рассмотренному механизму, учитывающая явление динамического усиления в компаунд-ядре, приводит к величине, согласующейся с экспериментом.

В недавних экспериментах <sup>10, 11</sup> была измерена  $P$ -четная корреляция импульса осколка деления с нормалью к плоскости, образованной спином и импульсом падающего нейтрона. В гл. 3 показано, что механизм формирования этой корреляции имеет много общего с механизмом возникновения  $P$ -нечетной асимметрии. Оценка величины корреляции ( $\sim 10^{-4}$ ) согласуется с экспериментом.

Еще одно явление, где нарушение четности носит когерентный макроскопический характер, — это нарушение четности в нейтронной оптике. В гл. 4 показано, что соответствующие эффекты значительно усилены вблизи  $p$ -волновых компаунд-резонансов. Относительная разность сечений поглощения для право- и левополяризованных нейтронов может превышать  $10^{-2}$ . При прохождении поперечно поляризованных нейтронов через вещество происходит поворот спина вокруг направления движения. Угол поворота на длине свободного пробега нейтрона составляет  $10^{-2}—10^{-3}$  рад вблизи  $p$ -резонанса и  $10^{-4}—10^{-5}$  рад для тепловых нейтронов. У неполяризованных нейтронов при прохождении через вещество возникает продольная поляризация. Степень поляризации вблизи  $p$ -резонанса  $10^{-2}—10^{-3}$  на длине свободного пробега. Вращение спина тепловых нейтронов в <sup>117</sup>Sn уже наблюдалось экспериментально <sup>12</sup>. Результат находится в согласии с теоретическим предсказанием.

Вблизи  $p$ -волновых резонансов усилены также и эффекты нарушения четности в реакции  $(n, \gamma)$  — циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов (корреляция  $(s_\gamma p_\gamma)$   $(p_\gamma p_n)$  и  $(s_\gamma p_\gamma)$ ) и асимметрия в угловом распределении  $\gamma$ -квантов. Обсуждению этих эффектов посвящена гл. 5.

Следует отметить, что изучение рассмотренных эффектов нарушения четности в тяжелых ядрах из-за сложности системы в настоящее время вряд ли позволит получить аккуратную количественную информацию о слабом взаимодействии между нуклонами. В этих случаях слабое взаимодействие выступает в основном не как объект исследования, а как инструмент для изучения физических явлений в ядре — процесса деления, динамического усиления и т. д. Например, обсуждаемые эксперименты в нейтронной оптике могут дать весьма полную информацию о структуре компаунд-состояний.

#### 1. МАСШТАБ НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В ЯДЕРНЫХ СИЛАХ. ДИНАМИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ

Нарушающее четность слабое взаимодействие нуклона в ядре приближенно описывается эффективным гамильтонианом

$$H_W \sim G \frac{\sigma p}{2m} \rho, \quad (1.1)$$

где  $G = 10^{-5}/m^2$  — фермиевская константа;  $\sigma$ ,  $p$ ,  $m$  — спин, импульс и масса нуклона;  $\rho$  — ядерная плотность. Масштаб смешивания слабым взаимодействием одночастичных уровней противоположной четности опре-

делается отношением  $H_W/\omega$ , где  $\omega \sim p^2/2m$  — характерная энергия нуклона. В ядре  $p \sim m_\pi$ ,  $\rho \sim 1/m_\pi^3$ , так что

$$F \sim \frac{H_W}{\omega} \sim Gm_\pi^2 = 2 \cdot 10^{-7} \quad (1.2)$$

Строго говоря, в этой формуле в качестве  $\omega$  следует взять расстояние между одночастичными уровнями противоположной четности, которое в среднем меньше  $p^2/2m$ . Однако обычно и матричный элемент  $\langle H_W \rangle$  за счет неполного перекрытия волновых функций несколько меньше, чем дает грубая оценка. Так что в конечном итоге оценка  $F \sim Gm_\pi^2 = 2 \cdot 10^{-7}$  является, по-видимому, разумной.

Впервые нарушение четности в ядрах наблюдалось в реакции  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$  (см. обзор <sup>14</sup>). Величина обнаруженной асимметрии в угловом распределении  $\gamma$ -квантов составила  $-(4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ , что значительно больше  $F$ . Такое усиление связано главным образом с высокой плотностью уровней в компаунд-ядре <sup>15-17</sup>. Следуя работе <sup>17</sup>, мы будем называть его динамическим. Напомним, каким образом возникает это усиление. Волновую функцию любого состояния в компаунд-ядре можно разложить по произведениям одночастичных функций:

$$\Psi = \sum_{i=1}^N a_i \varphi_i, \quad (1.3)$$

где  $\varphi_i$  — произведения волновых функций возбужденных частиц и дырок. Характерное число слагаемых в сумме определяется интенсивностью остаточного межнуклонного взаимодействия. Если  $\Delta E$  — масштаб этого взаимодействия, а  $D$  — расстояние между уровнями компаунд-ядра, то  $N \sim \Delta E/D$ . Напомним, что  $D$  экспоненциально падает с ростом числа возбужденных частиц. В тяжелых делящихся ядрах ( $A \approx 240$ )  $D \sim 1$  эВ. В средних ядрах (Cd, Sn, ...)  $D \sim 10-100$  эВ. Характерное значение  $\Delta E \sim \omega \sim 1$  МэВ ( $\omega$  — расстояние между одночастичными уровнями), следовательно,  $N \sim 10^4-10^6$ . Ясно, что при таком сильном перемешивании коэффициенты  $a_i$  имеют одинаковый порядок величины. Поэтому в силу условия нормировки  $|a_i| \sim 1/\sqrt{N}$ .

Рассмотрим теперь матричный элемент одночастичного оператора  $H_W$  между двумя состояниями компаунд-ядра:

$$M = \left\langle \sum_i a_i \varphi_i \right| H_W \left| \sum_k b_k \varphi_k \right\rangle = \sum_{i, k_1} a_i^* b_{k_1} \langle i | H_W | k_1 \rangle. \quad (1.4)$$

Матричный элемент  $\langle i | H_W | k \rangle$  при каждом фиксированном  $i$  отличен от нуля лишь при нескольких значениях  $k$ , когда  $\varphi_i$  отличается от  $\varphi_k$  состоянием одной частицы. Естественнo считать, что знаки отдельных слагаемых в сумме (1.4) случайны. Таким образом, мы имеем в формуле (1.4) некогерентную сумму из  $\sim N$  слагаемых, каждое из которых  $\sim \langle H_W \rangle / N$ . В результате

$$|M| \sim |\langle H_W \rangle| \frac{1}{\sqrt{N}}, \quad (1.5)$$

где  $\langle H_W \rangle$  — характерный матричный элемент между одночастичными состояниями. Поскольку матричные элементы смешивания между разными уровнями компаунд-ядра имеют одинаковый порядок величины, максимальное смешивание будет между ближайшими уровнями. Величина коэффициента смешивания

$$|\alpha| \sim \frac{|M|}{D} \sim \frac{|\langle H_W \rangle|}{\omega} \sqrt{N} = F \sqrt{N}. \quad (1.6)$$

Характерное смешивание одночастичных уровней  $\sim F$ , т. е. фактор усиления  $\sqrt{N} \sim 10^3$  в делящихся ядрах и  $\sim 10^2$  в Cd, Sn, ...

Подчеркнем, что для динамического усиления важно то обстоятельство, что интенсивность остаточного межнуклонного взаимодействия, размешивающего одночастичные уровни, сравнима с расстоянием между одночастичными уровнями противоположной четности. Например, рассмотрим газ частиц, движущихся в едином потенциале, но не взаимодействующих между собой. В этом случае даже при высокой плотности уровней системы интервал между смешивающимися уровнями останется одночастичным и динамического усиления не будет.

## 2. НАРУШЕНИЕ ЧЕТНОСТИ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Первое предложение, касающееся поисков нарушения четности при делении ядер, было сделано в работе <sup>18</sup>. Конкретно в ней шла речь о спонтанном делении. Непосредственно такой эксперимент так и не был выполнен. Реальными оказались эксперименты с делением ядер тепловыми нейтронами. В них измерялась асимметрия в направлении вылета легкого осколка по отношению к спину начального нейтрона ( $W(\theta) = 1 + a \cos \theta$ ). Полученные результаты приведены в табл. I.

Таблица I

Параметр асимметрии в угловом распределении осколков деления  $a \cdot 10^4$ .  
Звездочкой отмечены числа, полученные пересчетом коэффициента асимметрии испускания нейтронов деления

<sup>233</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>239</sup> Pu	Литература
—	1,37±0,35	—	1
—	2,2±1	—4,8±0,7	2
—	1,50±0,44	—4,8±0,8	3
2,8±0,3	—	—	4
—	—	—7,8±0,8*	5
—	0,5±0,3*	—	6
4,83±0,38	—	—	7
—	0,84±0,06	—	8
3,7±0,6*	—	—	9
3,60±0,34	0,75±0,12	—	10
5,28±0,25	—	—6,22±0,35	11
4,2±0,3	1,1±0,2	—6,7±0,9	12

Для того чтобы выяснить механизм нарушения четности в делении, необходимо прежде всего разобраться, каким образом двухчастичное слабое взаимодействие влияет на коллективное, фактически макроскопическое движение системы из тяжелых осколков. Еще одна проблема, которая в основном и вызывала сомнения в правильности первого эксперимента, связана с большим числом конечных состояний осколков ( $N > 10^{10}$ ). Если бы знак эффекта случайным образом зависел от конечного состояния системы (как, например, в случае реакции ( $n, \gamma$ )), то в реальном эксперименте, где регистрируются практически сразу все конечные состояния, происходило бы сильное подавление асимметрии. Поэтому необходимо понять, почему наблюдаемый эффект не исчезает при усреднении по конечным состояниям осколков.

Данная глава написана в основном по материалам работы <sup>19</sup>. Насколько нам известно, предположение о влиянии нарушения четности в ком-

паунд-ядре на величину эффекта в делении высказывалось впервые в <sup>20</sup> (см. также <sup>21</sup>). Связь асимметрии в направлении вылета осколка со смешиванием вращательных состояний холодного ядра обсуждалось в работе <sup>22</sup>.

#### а) Делительные каналы

Процесс деления ядра при не слишком больших энергиях проходит через следующие стадии: захват нейтрона и образование горячего компаунд-ядра; холодное грушевидное ядро; разрыв шейки, соединяющей осколки. Все многообразие конечных состояний формируется на последней стадии. Поясним, каким образом возникает промежуточная холодная стадия. Если бы мы рассматривали деление классической заряженной капли с энергией, незначительно превышающей барьер деления, то при прохождении седловой точки она независимо от начальных условий имела бы практически заданную форму, так как почти вся энергия возбуждения затрачивается на деформацию. Начальные условия в этом случае определяют только время выхода на барьер. В квантовом случае энергия изменений формы носит дискретный характер. Поэтому при движении вблизи седловой точки ядро может находиться только в одном или по крайней мере немногих внутренних состояниях. Такие состояния с определенными квантовыми числами для всех степеней свободы, кроме движения через барьер, называются делительными каналами <sup>23</sup>.

Сформулируем гипотезу делительных каналов на более формальном языке. Пусть  $|in\rangle$  — начальное состояние системы нейтрон + ядро (с заданной асимптотикой при  $t \rightarrow -\infty$ ),  $\langle out|$  — конкретное конечное состояние осколков (асимптотика задана при  $t \rightarrow +\infty$ ). Амплитуда деления равна скалярному произведению  $\langle out|in\rangle$ . Ее можно представить в виде суммы по любому полному набору промежуточных состояний:

$$\langle out|in\rangle = \sum_a \langle out|a\rangle \langle a|in\rangle. \quad (2.1)$$

Существование делительных каналов означает, что есть такой набор  $|a\rangle$ , при котором сумма насыщается несколькими слагаемыми. Из физических соображений ясно, что в этот набор входит волновая функция невозбужденного вытянутого ядра и несколько ближайших возбуждений.

#### б) Смешивание состояний противоположной четности

Рассмотрим амплитуду перехода  $\langle a|in\rangle$  из начального состояния в промежуточное холодное состояние. В эксперименте энергия возбуждения ядра задана с очень высокой точностью:  $\delta E \sim 0,03$  эВ — тепловой разброс энергии нейтронов. В этом случае временное разделение процесса деления на последовательные стадии не имеет смысла. Действительно, из соотношения неопределенностей  $\delta t \cdot \delta E \sim \hbar$  следует, что при  $\delta E < \Gamma$  неопределенность во времени  $\delta t > T$  — времени жизни ядра. В этой ситуации адекватным является описание процесса деления с помощью волновой функции  $\Psi(E)$  при заданной энергии. Такая волновая функция включает в себя части, соответствующие как начальному компаунд-ядру, так и холодной стадии.

Рассмотрим захват нейтрона при энергии  $E$ , близкой к энергии некоторого  $s$ -волнового компаунд-резонанса. Тогда в резонансном приближении волновая функция ядра после захвата совпадает с волновой функцией данного компаунд-состояния ( $\Psi(E) \propto \Psi(E_s)$ ). В функции  $\Psi$  удобно выделить в качестве отдельного слагаемого часть  $|a\rangle$ , соответствующую холод-

ному ядру. Это можно сделать, разложив  $\Psi$  по полному набору состояний, включающему в качестве одного из базисных состояний  $|a\rangle$ . В качестве такого набора можно взять произведения одноквазичастичных волновых функций (под квазичастицами мы имеем в виду возбужденные нуклоны, дырки и колебания остова). Холодная стадия на этом языке соответствует состоянию с максимальной деформацией, в котором возбуждена только одна степень свободы — колебательная \*). Таким образом,

$$\Psi_{\eta} = \sum_{i=1}^N a_i \varphi_i^{\eta} + A_{\eta} |a\rangle^{\eta}; \quad (2.2)$$

здесь  $\eta = \pm 1$  — четность. В  $\Psi$  входят состояния  $\varphi_i$  с возбуждением одной, двух и т. д. квазичастиц. Пока мы для простоты рассматриваем случай одного делительного канала, т. е. выход в непрерывный спектр имеет только одно состояние  $|a\rangle^{\eta}$ . Амплитуда перехода в холодное состояние  $\langle a | \text{in} \rangle \propto A$ , и вероятность деления пропорциональна  $|A|^2$ . Как показано в гл. 1, в системе с сильным перемешиванием число слагаемых в  $\Psi_{\eta}$   $N \sim \Delta E/D \sim 10^6$ ,  $|A| \sim |a_i| \sim 1/\sqrt{N}$ . Аналогичный  $\Psi_{\bar{\eta}}$  вид имеет волновая функция противоположной четности:

$$\Psi_{\bar{\eta}} = \sum_{k=1}^N b_k \varphi_k^{\bar{\eta}} + A_{\bar{\eta}} |a\rangle^{\bar{\eta}}, \quad |A_{\bar{\eta}}| \sim |b_k| \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.3)$$

Смешивание ближайших уровней  $\Psi_{\eta}$  и  $\Psi_{\bar{\eta}}$  динамически усилено. Полная волновая функция такова:

$$\Psi = \Psi_{\eta} + \alpha \Psi_{\bar{\eta}} = \sum a_i \varphi_i^{\eta} + \alpha \sum_k b_k \varphi_k^{\bar{\eta}} + A_{\eta} \left( |a\rangle^{\eta} + \alpha \frac{A_{\bar{\eta}}}{A_{\eta}} |a\rangle^{\bar{\eta}} \right), \quad (2.4)$$

где

$$\alpha = \frac{\langle \Psi_{\bar{\eta}} | H_W | \Psi_{\eta} \rangle}{E - E_{\bar{\eta}} + (i\Gamma_{\bar{\eta}}/2)} \sim F \sqrt{N} \sim 10^{-4}. \quad (2.5)$$

Подчеркнем, что  $\Psi_{\eta}$  и  $\Psi_{\bar{\eta}}$  соответствуют квазистационарным состояниям в непрерывном спектре. Именно поэтому энергетический знаменатель в (2.5) имеет вид  $E - E_{\bar{\eta}} + (i\Gamma_{\bar{\eta}}/2)$  ( $E$  — энергия, при которой происходит захват), а не  $E_{\eta} - E_{\bar{\eta}}$ .

Обсудим теперь холодную стадию деления. Ядро на этой стадии представляет собой грушевидный волчок. В адиабатическом приближении спектр такой системы выглядит следующим образом <sup>23</sup>. При фиксированном внутреннем состоянии  $|aK\rangle$  ( $K$  — проекция полного момента  $J$  на ось волчка) имеется полоса вращательных состояний. Если  $K \neq 0$ , то при каждом  $J$  существуют два вращательных уровня противоположной четности ( $\eta = \pm 1$ ) — явление, аналогичное  $\Lambda$  — удвоению в гетероядерных молекулах \*\*). (При квадрупольной деформации, так же как в гомоядерных молекулах, один из уровней дублета был бы запрещен требованиями статистики.) При  $K = 0$  четность однозначно связана с  $J$ :  $\eta = (-1)^J \times$  (внутр. четность), и поэтому при каждом  $J$  есть только один уровень. В адиабатическом приближении волновую функцию вращающего-

\*) Появление холодного состояния в качестве отдельного слагаемого в полной волновой функции ядра особенно наглядно при рассмотрении процесса деления ядра в рамках теории возмущений по взаимодействию возбужденных нуклонов с колебаниями остова (см. приложение).

\*\*) Именно такая вращательная структура наблюдалась при делении нейтронами <sup>230</sup>Th (см. <sup>24</sup>).

ся ядра можно записать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} |aK\rangle_M^{\eta} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|aKJM\rangle + \eta |a\bar{K}JM\rangle], \\ |aKJM\rangle &= \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} D_{MK}^J(\varphi, \theta, 0) |aK\rangle, \\ |a\bar{K}JM\rangle &= (-1)^{J+K} |a, -KJM\rangle. \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

Фазу волновой функции мы выбрали так, чтобы при  $K = 0$  угловая часть совпадала с  $Y_{JM}(\theta, \varphi)$ . Такое определение отличается от принятого в <sup>23</sup> отсутствием множителя  $i^{(1-\eta)/2}$ .

Рассмотрим для простоты случай, когда нейтрон захватывается в резонанс с фиксированным  $J$  и деление идет через один канал с  $K \neq 0$ . Часть волновой функции (2.4), соответствующая холодной стадии, имеет вид

$$|a\bar{K}\rangle_M^{\eta} = |aK\rangle_M^{\eta} + \beta |aK\rangle_M^{\bar{\eta}} = \quad (2.7a)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} [(1 + \beta) |aKJM\rangle + \eta (1 - \beta) |a\bar{K}JM\rangle], \quad (2.7b)$$

$$\beta = \sum_v \alpha_v \frac{A_{\eta}^{(v)}}{A_{\eta}}.$$

По сравнению с (2.4) в (2.7) учтено, что имеется не один, а несколько примесных уровней.

#### в) Угловое распределение осколков

Сравнивая (2.7) с (2.1), мы видим, что фактически вычислена волновая функция  $\sum_a |a\rangle \langle a| \text{in}\rangle$ . Осталось спроектировать ее на конечное состояние

$$|\text{out}\rangle = |fK\rangle_M^{\eta} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|fKJM\rangle + \eta |f\bar{K}JM\rangle). \quad (2.8)$$

Основная и примесная волновые функции в (2.7a) соответствуют одному и тому же внутреннему состоянию ядра и отличаются только макроскопическим вращательным движением — в его разложение по орбитальным моментам в состояниях  $\eta$  и  $\bar{\eta}$  входят моменты разной четности. Поэтому амплитуды деления в любое конкретное внутреннее состояние осколков из состояний  $|aK\rangle^{\eta}$  и  $|aK\rangle^{\bar{\eta}}$  совпадают и волновая функция при  $r \rightarrow \infty$  по угловым переменным также будет иметь вид (2.7). Действительно,

$$\begin{aligned} \sum_a |f\rangle \langle f| a\rangle \langle a| \text{in}\rangle &\propto |fKJM\rangle \langle fKJM| aKJM\rangle (1 + \beta) + \\ &+ \eta |f\bar{K}JM\rangle \langle f\bar{K}JM| a\bar{K}JM\rangle (1 - \beta) \propto |fK\rangle_M^{\eta} + \beta |fK\rangle_M^{\bar{\eta}}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Мы использовали здесь сохранение при разрыве квантового числа  $K$  и вытекающее из сохранения четности при разрыве равенство амплитуд  $\langle fKJM| aKJM\rangle = \langle f\bar{K}JM| a\bar{K}JM\rangle$ . Возводя выражение (2.9) в квадрат и подставляя  $|fK\rangle_M^{\eta}$  из (2.8), (2.6) находим угловое распределение осколков

$$W_{JM}(\theta) \propto |D_{MK}^J|^2 (1 + \gamma) + |D_{M, -K}^J|^2 (1 - \gamma), \quad (2.10)$$

$$\gamma = 2 \operatorname{Re} \beta = 2 \operatorname{Re} \left( \sum_v \sqrt{\frac{\Gamma_v}{\Gamma}} \frac{\langle \bar{\eta} v | H_W | \eta \rangle}{E - E_v + (i\Gamma_v/2)} e^{i(\varphi - \varphi_v)} \right). \quad (2.11)$$

Мы учли, что  $A_{\eta} \propto \sqrt{\Gamma} e^{i\varphi}$ ,  $A_{\bar{\eta}}(\nu) \propto \sqrt{\Gamma_{\nu}} e^{i\varphi_{\nu}}$ , где  $\Gamma$ ,  $\Gamma_{\nu}$ ,  $\varphi$  и  $\varphi_{\nu}$  — делительные ширины и фазы перехода в холодное состояние из соответствующих уровней компаунд-ядра. Более подробно вопрос о фазах обсуждается в приложении. Очевидно, что в рассматриваемом нами надбарьерном делении  $\Gamma_{\nu} \sim \Gamma$ ; это обстоятельство подтверждается экспериментальными данными. Поэтому

$$\gamma \sim \beta \sim \frac{F}{\sqrt{N}} \sim 10^{-4}. \quad (2.12)$$

При подбарьерном делении возможны ситуации, когда  $\Gamma_{\nu}$  больше  $\Gamma$ . Возникающее при этом усиление эффекта обсуждалось в работах <sup>18, 25</sup>.

В экспериментах <sup>1-12</sup> неполяризованные ядра делились поляризованными нейтронами. Угловое распределение в этом случае таково:

$$W(\theta) \propto \sum_M |C_{IM}^{JM} - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2}|^2 W_{JM}(\theta) \sim 1 + a \cos \theta, \quad (2.13)$$

$$a = \gamma \frac{K}{I - \frac{1}{2}(1/2)} (-1)^{J-I-(1/2)},$$

$I$  — момент ядра мишени,  $C_{IM}^{JM} - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2}$  — коэффициент Клебша — Гордана.

Подчеркнем, что эффект обусловлен ориентацией ядра еще до разрыва. Действительно, в состоянии (2.7) имеется средняя ориентация ядра вдоль  $J$ . Корреляция  $Jn$  не только  $P$ , но и  $T$  нечетна ( $n$  — направление оси ядра). Поэтому она может возникнуть только благодаря конечному времени жизни ядра. В этом случае спектр системы не дискретен, а непрерывен, и поэтому он оказывается вырожденным: состояние с заданной энергией может соответствовать как расходящейся, так и сходящейся волне. Интересующая нас расходящаяся волна не является собственной функцией оператора отражения времени (при  $T$ -отражении она переходит в сходящуюся волну), и поэтому  $T$ -нечетные корреляции не запрещены.

Происхождение корреляции  $Jn$  можно понять и по-другому. В нестабильном ядре среднее значение импульса осколка в направлении оси  $n$  не равно нулю ( $p \propto \Gamma n$ ). Корреляция же  $Jp$   $T$ -четна.

Поскольку эффект связан с конечным временем жизни ядра, он должен стремиться к нулю при  $\Gamma \rightarrow 0$ . В том, что это действительно так, легко убедиться непосредственно. При нашем выборе фаз угловых функций матричный элемент слабого взаимодействия чисто мнимый, поэтому при  $\Gamma_{\nu} = 0$  и  $\cos(\varphi - \varphi_{\nu}) = \pm 1$  корреляция  $Jn$  в состоянии (2.7) отсутствует и эффект равен нулю ( $\gamma = a = 0$  \*). Возникает естественный вопрос: не может ли разность фаз между состояниями противоположной четности появляться при свободном движении осколков от точки разрыва до бесконечности? Конечно, такая разность фаз существует, но она связана с нарушением адиабатического приближения и пренебрежимо мала. Действительно, причиной появления разности фаз при свободном движении является различие в центробежной потенциальной энергии для радиального движения. Однако адиабатическое приближение по отношению к вращению как раз и состоит в пренебрежении центробежной энергией. Если обоснованность адиабатического приближения для деформированного ядра связана с малостью вращательной энергии по сравнению с энергией внутренних возбуждений, то при свободном движении вращательная

\*) Отметим, что в рассматриваемой задаче это обстоятельство не приводит к заметному уменьшению эффекта хотя бы потому, что  $E - E_{\nu} \sim \Gamma_{\nu}$ . Кроме того, нет никаких оснований считать малой разность нерезонансных фаз  $\varphi - \varphi_{\nu}$ .



энергия ( $E_{вр} \sim \hbar^2/MR^2 \leq 10$  кэВ) мала по сравнению с кинетической энергией осколков ( $E_{кин} > 10$  МэВ). Поэтому разность фаз свободного движения  $\Delta\varphi \sim \sqrt{E_{вр}/E_{кин}} \sim 10^{-2}$ . Во избежание недоразумения подчеркнем, что здесь идет речь о движении частиц конечного размера. При движении точечной частицы из начала координат разность фаз свободного движения в состояниях противоположной четности (с орбитальными моментами  $l$  и  $l+1$ ) всегда равна  $\pi/2$ . Это связано с сингулярностью центробежной энергии  $l(l+1)/2mr^2$  при  $r \rightarrow 0$ .

Как уже было сказано выше, для наличия эффекта важно то, что разброс нейтронов по энергии меньше, чем расстояния между уровнями и ширины уровней компаунд-ядра ( $\delta E < D, \Gamma$ ). Именно в такой ситуации адекватным является рассмотрение волновой функции квазистационарного состояния с заданной энергией, а не временная картина деления. В обратном случае  $\delta E \gg D \gtrsim \Gamma$  возможно временное описание. Однако тогда при переходе к холодному состоянию происходит «забывание» начальной горячей стадии и эффект, вызванный слабым взаимодействием на горячей стадии, подавляется в  $\sqrt{\delta E/D}$  раз.

г) Перекрывание нейтронных резонансов.  
Зависимость эффекта  
от конечного состояния осколков

В реальной ситуации может возникнуть интерференция нескольких входных нейтронных резонансов. Если все они имеют одинаковые  $J$ , то формула (2.10) по-прежнему применима, а выражение (2.11) для  $\gamma$  очевидным образом модифицируется. Более интересный эффект возникает, если перекрываются резонансы с разными  $J$ . Пусть  $T(+)$  — амплитуда захвата в резонанс с  $J_+ = I + (1/2)$ ,  $T(-)$  — в резонанс с  $J_- = I - (1/2)$ . Тогда волновая функция в холодном состоянии имеет вид

$$C_{IM}^{J+M} - \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2} u_+ |a\bar{K}\rangle J_{+M}^\eta + C_{IM}^{J-M} - \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2} u_- |a\bar{K}\rangle J_{-M}^\eta, \quad (2.14)$$

$$u_\pm = \frac{T(\pm) A_\eta(\pm)}{E - E_\pm + (i\Gamma_\pm/2)}.$$

Для деления поляризованными нейтронами неполяризованных ядер коэффициент асимметрии равен

$$a = \frac{2}{|v_+|^2 + |v_-|^2} \left\{ \frac{K}{I + (1/2)} (|v_+|^2 \operatorname{Re} \beta_+ - |v_-|^2 \operatorname{Re} \beta_-) - \frac{\sqrt{[I + (1/2)]^2 - K^2}}{I + (1/2)} \operatorname{Re} |v_+ v_-^* (\beta_+ + \beta_-^*)| \right\}, \quad (2.15)$$

$$v_\pm = \sqrt{2J_\pm + 1} u_\pm.$$

Если  $u_+$  или  $u_-$  равно нулю, то ответ, естественно, совпадает с (2.13). Обратим внимание на то, что, в отличие от первых двух слагаемых, интерференционный член не падает с ростом момента начального ядра  $I$ .

При  $K = 0$  у холодного ядра нет вращательных уровней разной четности с одинаковым моментом  $J$ . Однако за счет интерференции нейтронных резонансов с разными  $J$  эффект не равен нулю и при  $K = 0$ . Продемонстрируем это для конкретности в  $^{239}\text{Pu}$  ( $n, f$ ) ( $I = 1/2$ ). Захват тепловых нейтронов происходит в резонансы  $|0^+\rangle$  и  $|1^+\rangle$ . При  $K = 0$  четность холодного ядра  $\eta = (-1)^J$ , так что из  $|0^+\rangle$  деление разрешено, а из  $|1^+\rangle$  деление через канал с  $K = 0$  запрещено. Однако слабое взаимодействие примешивает к  $|1^+\rangle$  компаунд-состояние  $|1^-\rangle$ , из которого деление воз-

можно. Поэтому к угловой волновой функции ядра на холодной стадии  $Y_{00}(\theta, \varphi)$  будет примешана функция  $Y_{1,1}(\theta, \varphi)$ . Нетрудно убедиться, что в этом случае угловая асимметрия равна

$$a(K=0) = -2\sqrt{3} \operatorname{Re} \left\{ \frac{T(1^+)}{T(0^+)} \frac{A(1^-)}{A(0^+)} \frac{\langle 1^+ | H_W | 1^- \rangle}{E - E(1^-) + [i\Gamma(1^-)/2]} \times \right. \\ \left. \times \frac{E - E(0^+) + [i\Gamma(0^+)/2]}{E - E(1^+) + [i\Gamma(1^+)/2]} \right\}. \quad (2.16)$$

Обсудим теперь возможную зависимость эффекта от конечных состояний осколков. Следует различать две возможности: быстрые флуктуации эффекта — когда он заметно меняется от одного конкретного конечного состояния системы  $|f\rangle$  к другому  $*$ ), и медленное изменение — плавная зависимость от интегральных (макроскопических) характеристик, например от  $\xi = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ ,  $A_1, A_2$  массы осколков. До сих пор мы рассматривали случай одного делительного канала. При этом, как показано в предыдущем разделе, зависимости асимметрии от конечного состояния нет. Конечно, это утверждение справедливо только в области применимости адиабатического приближения для волновой функции холодного ядра (формула (2.6)). Очевидно, что адиабатическое приближение нарушается при  $\xi \rightarrow 1$  и  $\xi \rightarrow 0$ . При  $\xi \rightarrow 1$  масса одного из осколков мала и характерная вращательная энергия становится сравнимой с энергией внутренних возбуждений. Когда же  $\xi \rightarrow 0$ , малый избыток нуклонов может туннелировать с одного осколка на другой, что также сильно раздвигает вращательные уровни противоположной четности.

Рассмотрим теперь более реалистичный случай, когда деление идет через несколько каналов. Если это каналы с различными  $K$ , то они между собой не интерферируют (мы предполагаем, что при разрыве  $K$  сохраняется) и  $a(f) = \sum_i W_i(f) a_i$ , где  $W_i(f)$  — относительная вероятность деления через канал  $|i\rangle$  в состояние  $|f\rangle$  ( $\sum_i W_i(f) = 1$ ). Видно, что за счет  $W_i(f)$  в асимметрии появились быстрые флуктуации. В реальном эксперименте всегда происходит усреднение по некоторому интервалу конечных состояний, т. е. измеряется

$$a = \overline{a(f)} = \sum_i \overline{W_i(f)} a_i.$$

Наконец, если имеется несколько каналов с одинаковыми  $K$ , то они могут интерферировать, что приводит к сложной зависимости от  $|f\rangle$ . Однако представляется естественным, что после усреднения по некоторому интервалу конечных состояний интерференция исчезает и для наблюдаемой величины мы снова приходим к формуле  $a(\xi) = \sum_i \overline{W_i(f)} a_i = \sum_i W_i(\xi) a_i$ .

Видно, что даже в области адиабатичности может возникнуть зависимость эффекта от  $\xi$ , если массовые распределения осколков различны для разных каналов. Надо сказать, что очень трудно себе представить, чтобы это отличие было большим. Поэтому обнаруженное экспериментально отсутствие зависимости асимметрии от масс осколков <sup>11</sup> кажется довольно естественным.

Подчеркнем еще раз, что угловая асимметрия формируется на холодной стадии еще до разрыва ядра на осколки (см. обсуждение раздела в) гл. 2). Именно поэтому не происходит подавления эффекта при усреднении по конечным состояниям осколков.

\*) Мы благодарны В. М. Струтинскому и Ю. В. Петрову, которые обратили наше внимание на вопрос о флуктуациях эффекта.

### 3. P-ЧЕТНЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ ДЕЛЕНИИ НЕПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЯДЕР МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения  $P$ -четные угловые корреляции оказались тесно связанными с эффектом нарушения четности в делении<sup>10, 11, 26</sup>. Более того, можно сказать, что их наблюдение послужило важным аргументом в пользу правильности рассмотренного выше механизма нарушения четности. Поэтому мы сочли необходимым рассмотреть здесь вопрос о  $P$ -четных корреляциях. Речь идет о корреляциях  $\mathbf{pk}$  и  $\mathbf{p}[\mathbf{k}\sigma]$  ( $\sigma, \mathbf{k}$  — спин и импульс нейтрона,  $\mathbf{p}$  — импульс легкого осколка). С точки зрения механизма формирования они отличаются от  $P$ -нечетного эффекта только тем, что здесь смешивание уровней компаунд-ядра появляется не в результате слабого взаимодействия, а благодаря перекрытию  $s$ - и  $p$ -волновых нейтронных резонансов.

Разложим волновую функцию падающего нейтрона по состояниям с определенным моментом  $|ljz\rangle$ :

$$e^{ikr} X_\alpha = 4\pi \sum_{l,m} i^l j_l(kr) Y_{lm}^*(\mathbf{n}_k) Y_{lm}(\mathbf{n}) X_\alpha = 4\pi \left( Y_{00}^*(\mathbf{n}_k) \left| 0, \frac{1}{2}, \alpha \right\rangle + \right. \\ \left. + i \frac{kr}{3} \sum_m Y_{1m}^*(\mathbf{n}_k) C_{1m \frac{1}{2} \alpha}^{jjz} \left| 1, j, j_z \right\rangle + \dots \right); \quad (3.1)$$

здесь  $X_\alpha$  — спиновая функция с проекцией спина  $\alpha$ ;  $j_l(kr)$  — сферическая функция Бесселя;  $\mathbf{n}_k = \mathbf{k}/k$ ,  $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ . Для медленных нейтронов слагаемые с  $l > 1$  несущественны. Захват нейтрона из  $s$ - и  $p$ -волн происходит в состоянии компаунд-ядра, имеющие противоположную четность. Волновую функцию ядра после захвата нейтрона из состояния (3.1) можно записать в виде

$$\sum_s \frac{T_s}{E - E_s + i\Gamma_s/2} Y_{00}^*(\mathbf{n}_k) C_{I_z \frac{1}{2} \alpha}^{J_s J_{sz}} |\eta, J_s, J_{sz}\rangle + \\ + \sum_p \sum_{j,m} \frac{iT_p(j)}{E - E_p + i\Gamma_p/2} Y_{1m}^*(\mathbf{n}_k) C_{I_z j j_z}^{J_p J_{pz}} C_{1m \frac{1}{2} \alpha}^{jjz} |\bar{\eta}, J_p, J_{pz}\rangle; \quad (3.2)$$

$\eta$  — четность ядра мишени,  $\bar{\eta} \equiv -\eta$ . Коэффициент Клебша — Гордана  $C_{I_z j j_z}^{JJ}$  появляется при сложении спина ядра мишени  $I$  с моментом нейтрона. Амплитуды  $T_s$  и  $T_p(j)$  соответствуют захвату нейтрона из состояний  $|l=0, j=1/2, \alpha\rangle$  и  $|l=1, j, j_z\rangle$  в состояния компаунд-ядра  $|\eta, J, J_z\rangle$  с заданным полным моментом  $J$ . Очевидно  $T_p/T_s \sim kR$  ( $R$  — радиус ядра). Воспользовавшись выражениями (2.2), (2.3) для состояний  $|\eta, J_s, J_{sz}\rangle$  и  $|\bar{\eta}, J_p, J_{pz}\rangle$ , выделим из волновой функции (3.2) часть, соответствующую холодному ядру:

$$\sum_s u_s Y_{00}^*(\mathbf{n}_k) C_{I_z \frac{1}{2} \alpha}^{J_s J_{sz}} |aK\rangle_{J_s J_{sz}}^\eta + \\ + \sum_p \sum_{j,m} u_{pj} Y_{1m}^*(\mathbf{n}_k) C_{I_z j j_z}^{J_p J_{pz}} C_{1m \frac{1}{2} \alpha}^{jjz} |a, K\rangle_{J_p J_{pz}}^{\bar{\eta}}, \quad (3.3)$$

где

$$u_s = \frac{T_s A_s}{E - E_s + i\Gamma_s/2}, \quad u_{pj} = \frac{iT_p(j) A_p}{E - E_p + i\Gamma_p/2};$$

$A_s, A_p$  — соответствующие амплитуды перехода на холодную стадию. Как уже отмечалось выше, угловая часть волновой функции при  $r \rightarrow \infty$

также будет иметь вид (3.3) с функциями  $|a, K\rangle_{J_z}^{\eta}$  из (2.6). Поэтому для получения углового распределения достаточно усреднить квадрат модуля волновой функции (3.3) по проекциям спина ядра мишени  $I_z$ . После простых, но довольно длинных вычислений приходим к следующему выражению для углового распределения:

$$W(\mathbf{n}_p) \propto \sum_{s, s'} (2J_s + 1) u_s u_{s'}^* \delta_{J_s J_{s'}} + \sum_{s, p, j} Q(J_s, J_p, j, K, I) \operatorname{Re} \{u_s u_{pj}^* (\mathbf{n}_k \mathbf{n}_p - i\beta_j \mathbf{n}_p [\mathbf{n}_k \boldsymbol{\sigma}])\}, \quad (3.4)$$

где  $\mathbf{n}_p = \mathbf{p}/p$  — направление вылета легкого осколка,  $|\boldsymbol{\sigma}| = 1$ ,

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

$$Q(J_s, J_p, j, K, I) = 2\sqrt{3}(2J_s + 1)(2J_p + 1)\sqrt{2j + 1} \times \\ \times (-1)^{1+j+I-K} \cdot \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & 1 & j \\ J_p & I & J_s \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} J_s & J_p & 1 \\ K & -K & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$

Рассмотрим простейший случай, когда близко к тепловой области имеется только один  $s$ - и один  $p$ -резонанс. Удобно выразить отношения амплитуд захвата  $T_p/T_s$  и деления  $A_p/A_s$  через отношения соответствующих ширины:

$$\frac{T_p}{T_s} = \sqrt{\frac{\Gamma_n^{(p)}}{\Gamma_n^{(s)}}} \exp[i(\varphi_n^{(p)} - \varphi_n^{(s)})] = \pm \sqrt{\frac{\Gamma_n^{(p)}}{\Gamma_n^{(s)}}}, \\ \frac{A_p}{A_s} = \sqrt{\frac{\Gamma_f^{(p)}}{\Gamma_f^{(s)}}} \exp[i(\varphi_f^{(p)} - \varphi_f^{(s)})]. \quad (3.6)$$

Мы учли, что для медленных нейтронов ( $kR \ll 1$ ) разность фаз захвата  $\varphi_n^{(p)} - \varphi_n^{(s)} = m\pi$ , где  $m$  — целое число. (Фаза свободного движения  $p$ -волны  $e^{i\pi/2} = i$  не включена в определение  $T_p$ , а выделена в (3.2), (3.3) явно.) Угловое распределение выглядит следующим образом:

$$W(\mathbf{n}_p) = 1 + \sum_{j=\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} b(\mathbf{n}_k \mathbf{n}_p \cos \varphi - \mathbf{n}_p [\mathbf{n}_k \boldsymbol{\sigma}] \beta_j \sin \varphi), \\ b = \frac{Q(J_s, J_p, j, K, I)}{2J_s + 1} \sqrt{\frac{\Gamma_n^{(pj)} \Gamma_f^{(p)}}{\Gamma_n^{(s)} \Gamma_f^{(s)}}} \left| \frac{E - E_s + (i\Gamma_s/2)}{E - E_p + (i\Gamma_p/2)} \right|, \quad (3.7) \\ \varphi = \frac{\pi}{2} + m\pi + \varphi_f^{(p)} - \varphi_f^{(s)} + \arg \frac{E - E_s + (i\Gamma_s/2)}{E - E_p + (i\Gamma_p/2)}.$$

Тот факт, что корреляция  $\mathbf{n}_k \mathbf{n}_p$  пропорциональна  $\cos \varphi$ , а  $\mathbf{n}_p [\mathbf{n}_k \boldsymbol{\sigma}] = \sin \varphi$ , связан с их разной  $T$ -четностью (корреляция  $\mathbf{n}_p [\mathbf{n}_k \boldsymbol{\sigma}]$   $T$ -нечетна). Численные значения коэффициента  $Q/(2J_s + 1)$  для значений моментов в  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  приведены в табл. II. Видно, что  $Q/(2J_s + 1) \sim 1$ . Фаза  $\varphi$  в делящихся ядрах немала ( $|\cos \varphi| \sim |\sin \varphi| \sim 1$ ) хотя бы потому, что  $E - E_s \sim \Gamma$ . Фактор  $|E - E_s + (i\Gamma_s/2)| |E - E_p + (i\Gamma_p/2)|^{-1}$ , так же как и фазы, не оказывает существенного влияния на величину эффекта для тепловых нейтронов, так как  $|E - E_s| \sim |E - E_p|$ . Исключение, быть может, составляет  $^{238}\text{Pu}$ , где расстояние от тепловой

Таблица II

Фактор  $Q(J_s, J_p, j, K, I)/(2J_s+1)$ 

	$J_s$	$J_p$	$K=0$		$K=1$		$K=2$	
			$j=1/2$	$j=3/2$	$j=1/2$	$j=3/2$	$j=1/2$	$j=3/2$
$^{239}\text{Pu}, I=1/2$	0	1	3,46	4,90	—	—	—	—
	1	0	1,15	—	—	—	—	—
	1	1	0	0	-2,00	1,41	—	—
	1	2	—	3,65	—	3,46	—	—
$^{233}\text{U}, I=5/2$	2	1	—	-1,70	—	-1,47	—	—
	2	2	0	0	0,67	1,25	1,33	2,49
	2	3	2,37	2,12	2,23	2,00	1,76	1,58
	3	2	1,69	-0,90	1,59	-0,85	1,26	-0,67
	3	3	0	0	-0,67	0,75	-1,33	1,49
	3	4	—	2,97	—	2,87	—	2,57
$^{235}\text{U}, I=7/2$	3	2	—	-1,92	—	-1,81	—	-1,43
	3	3	0	0	0,50	0,87	1,00	1,73
	3	4	2,27	1,92	2,20	1,86	1,96	1,66
	4	3	1,76	-1,02	1,71	-0,99	1,53	-0,88
	4	4	0	0	-0,50	0,59	-1,00	1,18
	4	5	—	2,85	—	2,80	—	2,62

области до  $s$ -резонанса почти на порядок меньше, чем среднее расстояние между резонансами. Учитывая, что вероятности надбарьерного деления из компаунд-уровней разной четности имеют одинаковый порядок величины ( $\Gamma_i^{(p)} \sim \Gamma_i^{(s)}$ ), приходим к оценке величины асимметрии для тепловых нейтронов

$$b \sim \sqrt{\frac{\Gamma_n^{(p)}}{\Gamma_n^{(s)}}} \sim kR \approx 3 \cdot 10^{-4}. \quad (3.8)$$

Эта величина согласуется с имеющимися экспериментальными данными:

$$10^4 \sum_i b \beta_i \sin \varphi = \begin{cases} -3,24 \pm 0,33^{10} \\ -6,43 \pm 0,51^{11} \end{cases}, \quad ^{233}\text{U}, \quad (3.9)$$

$$\begin{cases} 1,65 \pm 0,11^{10} \\ 1,25 \pm 0,29^{11} \end{cases}, \quad ^{235}\text{U},$$

$$\begin{cases} 1,65 \pm 0,11^{10} \\ 1,25 \pm 0,29^{11} \end{cases}, \quad ^{239}\text{Pu}.$$

К сожалению, более аккуратное сравнение с экспериментом провести нельзя, так как неизвестны параметры  $p$ -волновых резонансов и фазы. Однако и оценка порядка величины позволяет судить о правильности рассмотренной схемы. Во-первых, в системе не происходит «забывания» горячей стадии, т. е. смешивание уровней разной четности действительно без потерь переносится с горячей стадии на холодную. Во-вторых, не происходит усреднения эффекта из-за очень большого числа конечных состояний осколков, т. е. массовая и угловая асимметрия формируется до разрыва ядра на осколки. Поскольку, по нашим представлениям,  $P$ -нечетный эффект в делении возникает аналогичным образом, можно сказать, что наблюдение  $P$ -четных и  $P$ -нечетных корреляций на ожидаемом уровне указывает на правильность рассмотренной схемы формирования угловых распределений при делении.

## 4. ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В НЕЙТРОННОЙ ОПТИКЕ

В данной главе обсуждаются некоторые новые возможности по изучению нарушения четности при взаимодействии нейтрона с ядром. Речь пойдет об эффектах, аналогичных наблюдавшимся в обычной оптике<sup>27</sup> (см. также обзор<sup>28</sup>). Первые предложения, касающиеся наблюдения нарушения четности в нейтронной оптике, были сделаны К. Мишелем<sup>29</sup> и позднее Стодольским<sup>30</sup>. Предлагалось измерять вращение спина нейтрона вокруг направления его движения в веществе. Обсуждался и другой эффект — возникновение продольной поляризации у первоначально неполяризованных нейтронов. Ожидаемый угол поворота  $\psi$  и степень продольной поляризации  $a$  на длине свободного пробега нейтронов составляли  $\psi \sim \sim 10^{-6} - 10^{-8}$  рад и  $a \sim 10^{-8} \sqrt{E}$  (эВ). В 1976 г. Форте заметил, что эффект усилен вблизи одночастичного  $p$ -волнового резонанса<sup>31</sup>. Конкретно был предложен эксперимент по измерению угла поворота спина нейтрона в  $^{124}\text{Sn}$ , где при 62 эВ расположен  $p$ -волновой резонанс с относительно большой одночастичной компонентой. Согласно<sup>32</sup> при оптимально подобранной энергии нейтронов  $\psi \sim 10^{-3} - 10^{-4}$  рад,  $a \sim 10^{-5} - 10^{-6}$  на длине свободного пробега. Для тепловых нейтронов  $\psi_t \lesssim 5 \cdot 10^{-6}$  рад/см<sup>32</sup>.

В упомянутых работах<sup>29-32</sup>, как и в последующих статьях других авторов<sup>33-39</sup>, обсуждалось вращение спина нейтрона, обусловленное его рассеянием на  $P$ -нечетном потенциале ядра, т. е. ядро рассматривалось как частица, не имеющая внутренних степеней свободы. Как будет показано ниже, в средних и тяжелых ядрах значительно больший вклад в эффект дает другой механизм, связанный с виртуальным возбуждением ядра в компаунд-состояние<sup>40</sup> (см. также<sup>41</sup>).

## а) Резонансные эффекты

Рассмотрим захват нейтрона с энергией  $E$  в  $p$ -волновой резонанс. После захвата ядро переходит в некоторое компаунд-состояние с моментом  $J$  и четностью  $\eta$ . На самом деле из-за слабого взаимодействия между нуклонами это состояние является суперпозицией состояний разной четности:

$$\begin{aligned} \psi(E) &= |J^\eta\rangle + i \sum_v \varepsilon_v(E) |J^{\bar{\eta}}, v\rangle, \\ i\varepsilon_v(E) &\equiv \alpha_v = \frac{\langle J^{\bar{\eta}}, v | H_W | J^\eta \rangle}{E - E_v + i\Gamma_v/2}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

В коэффициенте смешивания выделена мнимая единица, так как при обычном определении угловых волновых функций матричный элемент  $H_W$  чисто мнимый. Благодаря динамическому усилению смешивание между ближайшими уровнями  $\varepsilon \sim F \sqrt{N} \sim 10^{-4} - 10^{-5}$  (см. (1.6)).

Захват в состояние (4.1) происходит как из  $p$ -, так и из  $s$ -состояний нейтрона. Разложим волновую функцию медленного нейтрона с импульсом  $k$  и спиральностью  $\pm 1/2$  по состояниям с определенным моментом  $|lj j_z\rangle$  (ось  $z$  направлена вдоль  $k$ ):

$$\begin{aligned} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \chi_{\pm} &\approx (1 + i\mathbf{k}\mathbf{r}) \chi_{\pm} = \sqrt{4\pi} \left[ Y_{00}(\mathbf{n}) + i \frac{kr}{\sqrt{3}} Y_{10}(\mathbf{n}) \right] \chi_{\pm} = \\ &= \sqrt{4\pi} \left( \left| 0, \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \mp i \frac{kr}{3} \left| 1, \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle + \right. \\ &\quad \left. + i \frac{kr\sqrt{2}}{3} \left| 1, \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \right); \end{aligned} \quad (4.2)$$

здесь  $\chi_{\pm}$  — спиновая функция. Амплитуда захвата нейтрона из состояния (4.2) в состояние компаунд-ядра (4.1) выглядит так:

$$T = \left[ \pm T_p \left( j = \frac{1}{2} \right) + \sum_v \varepsilon_v T_{sv} \right] C_{I_z \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}}^{JJ_z \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}} + T_p \left( j = \frac{3}{2} \right) C_{I_z \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}}^{JJ_z \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}}; \quad (4.3)$$

здесь  $I$  и  $J$  — моменты ядра до и после захвата,  $T_s$  и  $T_p(j)$  — скалярные амплитуды захвата из  $s$ - и  $p$ -волн. Заметим, что мнимая единица в (4.1) компенсируется разностью фаз свободного движения  $s$ - и  $p$ -волн. С помощью (4.3) нетрудно убедиться, что для неполяризованной мишени амплитуды захвата при разных  $j$  между собой не интерферируют. Интерференция же амплитуд разной четности с  $j = 1/2$  приводит к отличию сечений поглощения нейтронов со спиральностями  $\pm 1/2$ :

$$\sigma_{\pm}^a = \sigma^a [1 \pm P(k)], \quad P(k) = \frac{P_0(k) \Gamma_n^{(p \frac{1}{2})}}{\Gamma_n^{(p \frac{1}{2})} + \Gamma_n^{(p \frac{3}{2})}}, \quad (4.4)$$

$$P_0(k) = 2 \operatorname{Re} \left( \sum_v \varepsilon_v(E) \frac{T_{sv}}{T_p(j=1/2)} \right) = 2 \sum_v \varepsilon_v(E) \sqrt{\frac{\Gamma_n^{(sv)}(k)}{\Gamma_n^{(p \frac{1}{2})}(k)}} \cos(\varphi^{(sv)} - \varphi^{(p \frac{1}{2})});$$

здесь  $\Gamma_n^{(p)}(k) = \Gamma_n^{(p \frac{1}{2})}(k) + \Gamma_n^{(p \frac{3}{2})}(k)$  и  $\Gamma_n^{(sv)}(k)$  — нейтронные ширины состояний  $|J^n\rangle$  и  $|J, \frac{1}{2}, v\rangle$ , пересчитанные к энергии налетающего нейтрона:

$$\Gamma_n^{(pj)}(k) = \Gamma_n^{(pj)} \left( \frac{k}{k_p} \right)^3, \quad \Gamma_n^{(s)}(k) = \Gamma_n^{(s)} \frac{k}{k_s}; \quad (4.5)$$

$k_p$  и  $k_s$  — импульсы, соответствующие резонансам,  $\varphi^{(p)}$  и  $\varphi^{(s)}$  — фазы захвата. Разумеется, для медленных нейтронов ( $kR \ll 1$ ,  $R$  — радиус ядра)  $\cos(\varphi^{(s)} - \varphi^{(p)}) = \pm 1$ . Нас будет интересовать случай, когда расстояние до  $p$ -резонанса значительно меньше, чем до ближайших  $s$ -волновых резонансов. При этом нетрудно выделить зависимость величин  $P(k)$  и  $P_0(k)$  в явном виде:

$$P(k) = P \frac{k_p}{k}, \quad P_0(k) = P_0 \frac{k_p}{k}. \quad (4.6)$$

Для низколежащих резонансов (с  $E_p = 1-10$  эВ)  $\sqrt{\Gamma_n^{(s)}(k_p)/\Gamma_n^{(p)}(k_p)} \sim 1/k_p R \sim 10^2 - 10^3$  и  $P \ll P_0 \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ .

Учитывая, что  $\sigma^a$  в формуле (4.4) имеет обычный брейт-вигнеровский вид, нетрудно перейти от сечения поглощения к показателю преломления

$$n_{\pm} = n_0 - \frac{\pi N g \Gamma_n^{(p)}}{k_p^3} \left( 1 \pm P \frac{k_p}{k} \right) \frac{1}{E - E_p + i\Gamma/2}, \quad (4.7)$$

$$g = \frac{2J+1}{2(2I+1)};$$

$N$  — плотность атомов мишени,  $n_0$  — нерезонансная часть коэффициента преломления,  $\Gamma$  — полная ширина  $p$ -резонанса. Мы не учитываем доплеровское уширение линии  $\Delta \sim 2 \sqrt{m/M_N T E}$ . При комнатной температуре  $\Delta \sim 0,03 \sqrt{E}$  (эВ). При  $\Delta > \Gamma \sim 0,03-0,1$  эВ эффект подавлен примерно в  $\Delta/\Gamma$  раз.

Рассмотрим вращение спина нейтрона вокруг направления его движения. Пусть нейтрон движется вдоль  $z$  и при  $z = 0$  спин направлен вдоль  $x$ . После прохождения длины  $l$  компоненты спинора приобретают разные фазы:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \exp(ikn_+l) \\ \exp(ikn_-l) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(ikn_+l) \begin{pmatrix} 1 \\ e^{-i\psi} \end{pmatrix}, \quad (4.8)$$

$$\psi = kl \operatorname{Re} (n_+ - n_-) = -\frac{2\pi N g \Gamma_n^{(p)}}{k_p^2} Pl \frac{E - E_p}{(E - E_p)^2 + (\Gamma^2/4)}.$$

Получившийся в результате спинор соответствует спину, повернутому вокруг оси  $z$  на угол  $-\psi$ . Нетрудно также убедиться, что у неполяризованного пучка возникает продольная поляризация

$$a = -kl \operatorname{Im} (n_+ - n_-) = -\frac{2\pi N g \Gamma_n^{(p)}}{k_p^2} Pl \frac{\Gamma/2}{(E - E_p)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.9)$$

Хотя  $\psi$  и  $a$  пропорциональны длине пути  $l$ , ясно, что  $l$  не может существенно превышать длину свободного пробега  $l_0 = [k \operatorname{Im} (n_+ + n_-)]^{-1} \sim \sim 1-5$  см.

Для обсуждаемых экспериментов подходят ядра, в которых, с одной стороны, есть низколежащие изолированные  $p$ -волновые резонансы, а с другой стороны, имеется достаточно плотный спектр компаунд-резонансов. Например,  $^{113}\text{In}$ ,  $^{117}\text{Sn}$ ,  $^{119}\text{Sn}$ ,  $^{139}\text{La}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ . Порядки величин обсуждаемых эффектов вблизи  $p$ -волновых резонансов таковы:

1) Относительная разность сечений захвата право- и левополяризованных нейтронов:

$$P = \frac{\sigma_+^a - \sigma_-^a}{\sigma_+^a + \sigma_-^a} \sim 10^{-2}. \quad (4.10)$$

2) Поворот спина нейтрона:

$$\psi \left( E_p - \frac{\Gamma}{2} \right) - \psi \left( E_p + \frac{\Gamma}{2} \right) \sim (10^{-2} - 10^{-3}) \frac{l}{l_0} \text{ рад.} \quad (4.11)$$

3) Продольная поляризация нейтронов (или относительная разность вероятностей прохождения для право- и левополяризованных нейтронов):

$$a(E_p) \sim (10^{-2} - 10^{-3}) \frac{l}{l_0}. \quad (4.12)$$

Величины  $\psi$  и  $a$  в несколько раз меньше, чем  $P$ , из-за упругого рассеяния нейтронов ( $\sigma_0 \sim 5-10$  бн), которое уменьшает длину свободного пробега. В рассматриваемых резонансах фактор  $\sigma^a/(\sigma^a + \sigma_0) \sim 0,2-0,5$ .

Обсуждаемые резонансные эффекты имеют острую зависимость от энергии нейтронов. Характерный масштаб этой зависимости  $\sim \Gamma \sim \sim 0,03-0,1$  эВ, что и определяет необходимую монохроматичность пучка нейтронов. Для немонахроматического пучка  $\psi$  и  $a$  будут обратно пропорциональны разбросу нейтронов по энергии.

Подчеркнем, что большая величина рассмотренных здесь эффектов связана с двумя обстоятельствами. Во-первых, с кинематическим усилением, обусловленным тем, что примесная  $s$ -амплитуда в  $1/kR$  раз больше, чем основная  $p$ -амплитуда. Во-вторых, с динамическим усилением  $P$ -нечетного смешивания в компаунд-ядре.



б) Величина эффектов  
для тепловых нейтронов.  
Сравнение с экспериментом

Прежде всего необходимо отметить, что  $p$ -волновые и  $s$ -волновые резонансы дают, вообще говоря, сравнимый вклад в угол поворота спина в тепловой области  $\psi_t$ . Однако, если близко к тепловой области расположен  $s$ -волновой резонанс, то длина свободного пробега мала, что уменьшает наблюдаемый эффект. Поэтому мы рассмотрим случай, когда близко к тепловой области расположен один  $p$ -волновой резонанс.

С помощью (4.8), (4.9) легко получить оценку эффекта в тепловой области ( $E = 0$ ). При  $\Gamma \sim 0,1-0,03$  эВ,  $E_p \sim 1-10$  эВ,  $\psi_t \sim 10^{-4}-10^{-5}l/l_0$  рад,  $a_t \sim 10^{-6}-10^{-8}l/l_0$ .

Недавно были опубликованы первые результаты измерений  $\psi_t$  и  $a_t$  в Sn<sup>13</sup>. Группа, получившая эти результаты, искала эффект, обусловленный одночастичным  $p$ -волновым резонансом в <sup>124</sup>Sn. Для контроля проводились также измерения в естественной смеси изотопов Sn. Однако в <sup>124</sup>Sn эффект обнаружить не удалось \*):

$$\varphi_t(^{124}\text{Sn}) = (0,48 \pm 1,49) \cdot 10^{-6} \text{ рад/см.} \quad (4.13)$$

Для контрольного же образца угол оказался отличным от нуля:

$$\varphi_t(\text{natural Sn}) = (4,95 \pm 0,93) \cdot 10^{-6} \text{ рад/см.} \quad (4.14)$$

При детальном исследовании выяснилось, что эффект связан со <sup>117</sup>Sn:

$$\varphi_t(^{117}\text{Sn}) = (36,7 \pm 2,7) \cdot 10^{-6} \text{ рад/см,} \quad (4.15)$$

где при энергии 1,32 эВ имеется  $p$ -волновой компаунд-резонанс. Измеренная величина  $\varphi_t(^{117}\text{Sn})$  хорошо согласуется со сделанными выше оценками<sup>40</sup>. На возможность объяснения большой величины эффекта в <sup>117</sup>Sn близостью к тепловой области  $p$ -волнового компаунд-резонанса указано также в работе<sup>41</sup>.

Необходимо отметить, что несколько меньший эффект, чем в <sup>117</sup>Sn, можно ожидать в <sup>119</sup>Sn, где при 6,2 эВ также имеется  $p$ -волновой резонанс (если, конечно, его спин  $J < 2$ ). Не исключено, что именно этим объясняется наблюдаемый в эксперименте избыток эффекта в естественной смеси изотопов.

В работе<sup>13</sup> была измерена также величина

$$\begin{aligned} a_t(^{117}\text{Sn}) &= (-1,63 \pm 0,67) \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}, \\ a_t(\text{null test}) &= (-0,50 \pm 0,89) \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Соотношение знаков  $\psi_t$  и  $a_t$  позволяет судить о том, какой резонанс — с положительной или отрицательной энергией — дает основной вклад в эффект ( $\psi_t/a_t = -2E_p/\Gamma$ ). К сожалению, в экспериментальной работе<sup>13</sup> имеется неоднозначность в определении знака  $\varphi_t$  (в формуле (3) этой работы угол  $\varphi$  определен не с тем знаком, что в тексте непосредственно перед (3)). Если определение  $\varphi_t$  отличается по знаку от  $\psi_t$ , то основной вклад в эффект дает резонанс, лежащий ниже нейтронного порога. Ориентируясь на среднее значение полной ширины надпороговых резонансов ( $\Gamma = 0,08$  эВ), из отношения  $\psi_t/a_t$  находим, что  $E_p \approx -1$  эВ. Существование второго, столь близкого к тепловой точке  $p$ -резонанса (первый — с  $E_p = 1,32$  эВ) представляется нам маловероятным (хотя, конечно, исключить такую возможность нельзя), поскольку характерное расстояние

\*) В выражениях (4.13)—(4.15) мы использовали обозначение  $\varphi_t$  вместо  $\psi_t$  из-за неясности в определении знака  $\varphi_t$  (см. выше). Мы благодарны В. Е. Бунакову и В. П. Гудкову за обсуждение вопроса о знаке  $\varphi_t$ .

между резонансами в  $^{117}\text{Sn}$  превышает 20 эВ. В этой ситуации мы будем предполагать, что основной вклад в эффект дает все же резонанс 1,32 эВ, т. е. примем, что  $\psi_t(^{117}\text{Sn}) = \psi_t$ .

Воспользовавшись величиной  $\psi_t$ , сделаем более аккуратные оценки обсуждаемых эффектов в окрестности резонанса. Согласно <sup>42</sup>, для резонанса  $E_p = 1,32$  эВ нейтронная ширина  $g\Gamma_n^{(p)} = (1 \pm 0,5) \cdot 10^{-7}$  эВ. Тогда из (4.4) и (4.8) следует

$$P = \frac{\sigma_+^a - \sigma_-^a}{\sigma_+^a + \sigma_-^a} = (1,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-2}. \quad (4.17)$$

К сожалению, для резонанса 1,32 эВ неизвестна полная ширина  $\Gamma$ . Ориентируясь на ширины более высоких резонансов <sup>42</sup>, положим  $\Gamma = 0,08$  эВ. Упругое сечение в  $^{117}\text{Sn}$  составляет  $\sigma_0 \approx 5$  бн. Полные сечения  $\sigma_{\text{tot}}$  в тепловой области и в  $p$ -резонансе оказываются примерно равными и составляют 7—8 бн. Отсюда длина свободного пробега  $l_0 \approx 4$  см. И, наконец, для интересующих нас величин получаем следующие значения:

$$\left. \begin{aligned} a_t &= \psi_t \frac{\Gamma}{2E_p} = -1,1 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1} \text{ или } -4 \cdot 10^{-6} \frac{l}{l_0}, \\ \psi\left(E_p - \frac{\Gamma}{2}\right) - \psi\left(E_p + \frac{\Gamma}{2}\right) &= 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ рад/см или } 5 \cdot 10^{-3} \frac{l}{l_0} \text{ рад}, \\ a(E_p) &= -1,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1} \text{ или } -5 \cdot 10^{-3} \frac{l}{l_0}. \end{aligned} \right\} \quad (4.18)$$

При вычислении этих величин мы использовали только предположение о том, что основной вклад в  $\psi_t$  дает резонанс 1,32 эВ. Если дополнительно предположить, что ближайший к тепловой области  $s$ -резонанс имеет тот же момент  $J$ , что и  $p$ -резонанс 1,32 эВ, то можно определить величину смещения этих состояний. В  $^{117}\text{Sn}$  сечение реакции  $(n, \gamma)$  для тепловых нейтронов составляет 2,6 бн. Нетрудно убедиться, что известные резонансы с положительной энергией дают вклад в это сечение  $\leq 0,2$  бн. Это означает, что сечение в тепловой точке определяется резонансом с отрицательной энергией. Ориентируясь на средние ширины резонансов, находим

$$\begin{aligned} E_s &\approx -10 \text{ эВ}, \quad | \langle s | H_W | p \rangle | \approx 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}, \\ | \varepsilon | = | \alpha | &= \left| \frac{\langle s | H_W | p \rangle}{E_s} \right| \approx 0,5 \cdot 10^{-2} \approx 2 \cdot 10^2 Gm_n^2. \end{aligned} \quad (4.19)$$

## 5. УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В РЕАКЦИИ $(n, \gamma)$

Начнем с эффекта, который фактически уже обсуждался в предыдущей главе, — разности сечений захвата право- и левополяризованных нейтронов в  $p$ -резонанс. Эту величину, по-видимому, удобно измерять в реакции  $(n, \gamma)$  по разности счета числа  $\gamma$ -квантов, поскольку при этом не возникает подавления, связанного с упругим рассеянием. Согласно (4.10) относительная величина эффекта  $\sim 10^{-2}$ .

Рассмотрим теперь циркулярную поляризацию  $\gamma$ -квантов в реакции  $(n, \gamma)$  при захвате неполяризованных нейтронов в  $p$ -волновой компаунд-резонанс. Благодаря различию сечений  $\sigma_+^a$  и  $\sigma_-^a$  промежуточное компаунд-ядро оказывается продольно поляризованным. При распаде эта поляризация передается  $\gamma$ -кванту. Таким образом, речь идет о корреляции  $(s_\gamma p_\gamma)(p_\gamma p_n)$ , т. е. степень циркулярной поляризации  $\tilde{P}_\gamma \propto \cos \theta$  ( $\theta$  — угол между импульсами фотона и нейтрона). Порядок величины циркулярной поляризации  $\tilde{P}_\gamma \sim P \sim 10^{-2}$ . Например, если предположить, что резонанс 1,32 эВ в  $^{117}\text{Sn}$  имеет  $J^P = 1^-$ , то для перехода из него в основное

состояние  $^{118}\text{Sn}$   $J^P = 0^+$

$$\bar{P}_\gamma \sim P \cos \theta = (1,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-2} \cos \theta. \quad (5.1)$$

Перейдем к обсуждению «классических» эффектов нарушения четности в реакции  $(n, \gamma)$ -угловой асимметрии в направлении вылета  $\gamma$ -квантов (корреляция  $(s_n p_\gamma)$ ) и циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов (корреляция  $(s_\gamma p_\gamma)$ ). Эти корреляции также могут быть усилены вблизи  $p$ -волнового резонанса. Чтобы не выписывать громоздких формул для произвольного случая, рассмотрим конкретный пример, для которого имеются экспериментальные данные <sup>43, 44</sup>, — реакцию  $^{117}\text{Sn} (n, \gamma)$  с переходом в основное состояние  $0^+$  ядра  $^{118}\text{Sn}$ .  $\gamma$ -переход может идти из компаунд-уровней  $1^+$  и  $1^-$ . С учетом слабого взаимодействия полная амплитуда реакции имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{\langle 0^+ | M1 | 1^+ \rangle \langle 1^+ | T_s | n \rangle}{E - E_+ + (i\Gamma_+/2)} + \frac{\langle 0^+ | E1 | 1^- \rangle \langle 1^- | T_p | n \rangle}{E - E_- + (i\Gamma_-/2)} + \\ & + \frac{\langle 0^+ | E1 | 1^- \rangle \langle 1^- | H_W | 1^+ \rangle \langle 1^+ | T_s | n \rangle}{[E - E_- + (i\Gamma_-/2)] [E - E_+ + (i\Gamma_+/2)]} + \\ & + \frac{\langle 0^+ | M1 | 1^+ \rangle \langle 1^+ | H_W | 1^- \rangle \langle 1^- | T_p | n \rangle}{[E - E_- + (i\Gamma_-/2)] [E - E_+ + (i\Gamma_+/2)]}. \quad (5.2) \end{aligned}$$

Четвертое слагаемое в этой формуле всегда много меньше третьего, и поэтому оно несущественно. Интерференция второго слагаемого с третьим приводит к уже рассмотренной корреляции  $(s_\gamma p_\gamma)$   $(p_\gamma p_n)$ . За  $P$ -нечетные корреляции  $(s_\gamma p_\gamma)$  и  $(s_n p_\gamma)$  ответственна интерференция первого слагаемого с третьим. Если мы находимся не слишком близко к  $p$ -волновому резонансу, то вторым слагаемым можно пренебречь. Для степени циркулярной поляризации и параметра асимметрии в угловом распределении  $\gamma$ -квантов  $(W(\theta) = 1 + a \cos \theta)$  получаем

$$P_\gamma = a = 2 \operatorname{Re} \left( \frac{\langle 1^- | H_W | 1^+ \rangle}{E - E_-} \frac{\langle 0^+ | E1 | 1^- \rangle}{\langle 0^+ | M1 | 1^+ \rangle} \right). \quad (5.3)$$

Обратим внимание на то, что энергетический знаменатель в этой формуле имеет вид  $E - E_-$ , а не  $E_+ - E_-$ . Это означает, что при  $|E - E_-| \ll |E_+ - E_-|$  по сравнению с обычной оценкой для коэффициента смешивания возникает дополнительное резонансное усиление в  $(E_+ - E_-)/(E - E_-)$  раз.

Асимметрия в угловом распределении  $\gamma$ -квантов в реакции  $^{117}\text{Sn} (n, \gamma) ^{118}\text{Sn}$  для тепловых нейтронов известна из эксперимента:  $a = (8,9 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$  <sup>43</sup>;  $(4,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$  <sup>44</sup>. Попытаемся сравнить это значение с результатами, полученными в нейтронной оптике. К сожалению неизвестен спин резонанса 1,32 эВ. Возможность  $J = 2$  мы фактически уже исключили, когда приваили, что этот резонанс дает вклад во вращение спина нейтрона. Если  $J = 0$ , то этот резонанс не дает вклада в угловую асимметрию  $\gamma$ -квантов и непосредственной связи между эффектами нет. Можно лишь, ориентируясь на величину  $\varepsilon$  из (4.19), написать стандартную оценку  $|a| \sim |2\varepsilon E1/M1| \approx 10^{-4} |E1/M1|$ . Если же  $J = 1$ , то эффекты связаны между собой. С помощью (5.3) и (4.19) найдем

$$|a| \approx \left| 2\varepsilon \frac{E_s}{E_p} \frac{E1}{M1} \right| \approx 8 \cdot 10^{-4} \left| \frac{E1}{M1} \right|. \quad (5.4)$$

При выводе этой формулы подразумевалось, что в тепловой точке амплитуды электромагнитных переходов в основное состояние  $^{118}\text{Sn}$  определяются ближайшим  $s$ - и ближайшим  $p$ -резонансами ( $|s_0\rangle = |1^+, E_s \approx -10 \text{ эВ}\rangle$ ,  $|p_0\rangle = |1^-, E_p = 1,32 \text{ эВ}\rangle$ ). С учетом всех резонансов следовало бы

написать

$$a = -2 \operatorname{Re} \frac{\sum_{s,p} \left( \frac{\langle 0^+ | E1 | p \rangle \langle p | H_W | s \rangle \langle s | T_s | n \rangle}{E_s E_p} \right)}{\sum_s \left( \frac{\langle 0^+ | M1 | s \rangle \langle s | T_s | n \rangle}{E_s} \right)}. \quad (5.5)$$

Можно привести соображения, согласно которым сумма, стоящая в числителе, действительно насыщается ближайшими резонансами. Что касается знаменателя, то здесь существенно большее число слагаемых (до  $|E_s| \sim \text{МэВ}$ ). Учитывая эти обстоятельства, нетрудно убедиться, что мы снова приходим к формуле (5.4) с той лишь разницей, что вместо амплитуды  $M1 = \langle 0^+ | M1 | s_0 \rangle$  в нее следует подставить некоторую эффективную полную амплитуду  $M1$ -перехода в тепловой точке:

$$\tilde{M1} = \langle 0^+ | M1 | s_0 \rangle + \sum_{s \neq s_0} \frac{E_{s_0}}{E_s} \langle 0^+ | M1 | s \rangle \frac{\langle s | T_s | n \rangle}{\langle s_0 | T_{s_0} | n \rangle} \quad (5.6)$$

По грубым оценкам сумма, стоящая в этой формуле, того же порядка, что и первое слагаемое, или даже в 2—3 раза превосходит его \*). По этой причине вытекающее из сравнения (5.4) с экспериментальным значением асимметрии отношение  $|E1/\tilde{M1}| \sim 1$  представляется довольно разумным.

Во избежание недоразумений подчеркнем, что сравнительно большая величина вклада далеких резонансов в  $M1$ -амплитуду связана с тем, что мы рассматриваем  $\gamma$ -переход в основное состояние  $^{118}\text{Sn}$ . Полное же сечение реакции  $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$  определяется в основном ближайшим  $s$ -резонансом.

Мы благодарны И. Б. Хриповичу, обсуждение с которым практически всех затронутых в данной статье вопросов было для нас исключительно важным.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ I

##### ОПИСАНИЕ ПЕРЕХОДА ЯДРА ИЗ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ НА ХОЛОДНУЮ СТАДИЮ В ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

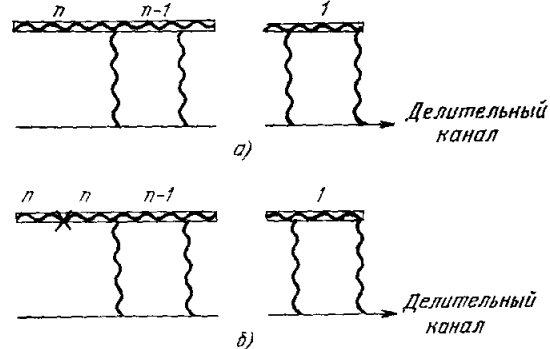
Для более ясного понимания того, каким образом в волновой функции компаунд-ядра появляется часть, соответствующая холодной стадии (см. (2.2), (2.3)), полезно рассмотреть простую, но достаточно реалистичную модель — деление в теории возмущений. Эта модель проясняет также вопрос о происхождении фаз в амплитудах перехода на холодную стадию (см. (2.11)).

Нейтрон при захвате в компаунд-состояние возбуждает часть нуклонов ядра. Возбужденные нуклоны и дырки движутся в некотором среднем потенциале остова и сильно взаимодействуют между собой. Взаимодействие же их с колебаниями остова будем считать малым и рассматривать по теории возмущений. С формальной точки зрения эта задача аналогична задаче о взаимодействии газа квазичастиц с тяжелой частицей, движущейся в потенциальной яме. Делению соответствует вылет частицы из ямы. Мы рассматриваем деление непосредственно над барьером, т. е. деление произойдет только в том случае, если газ полностью «остывает» и передает энергию колебаниям остова. Диаграмма, соответствующая этому процессу, изображена на рисунке. нас интересует минимальный порядок теории возмущений по взаимодействию квазичастиц с колебаниями остова. Так как в конечном состоянии возбужденных нуклонов нет, в каждом акте взаимодействия с колебаниями нуклон должен аннигилировать с дыркой. То есть, если сначала было возбуждено  $n$  нуклонов, то деление происходит в  $n$ -м порядке теории возмущений. Амплитуда, соответствующая рис. а), имеет вид

$$A_n(E) = \sum_{\alpha_i k_i} \frac{\langle \alpha | V | k_1 \alpha_1 \rangle}{E - E_1 + (i\Gamma_1/2)} \times \dots \times \frac{\langle k_{n-1}, \alpha_{n-1} | V | 0, n \rangle}{E - E_{n-1} + (i\Gamma_{n-1}/2)}; \quad (\text{П.1})$$

\*) Для сравнения отметим, что в реакции  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma) ^{114}\text{Cd}(0^+)$  сумма, по-видимому, существенно меньше первого слагаемого.

здесь  $|0, n\rangle \equiv |0\rangle |n\rangle$  — начальное состояние, причем  $|0\rangle$  — волновая функция остова,  $|n\rangle$  — газа из  $n$  нуклонов и  $n$  дырок;  $|k_i, \alpha_i\rangle \equiv |k_i\rangle |\alpha_i\rangle$ ,  $|\alpha_i\rangle$  — волновая функция  $i$  нуклонов и  $i$  дырок,  $|k_i\rangle$  — состояние остова;  $|a\rangle$  — конечное состояние — фиксированный делительный канал;  $E$  — начальная энергия;  $E_i, \Gamma_i$  — энергии и ширины промежуточных состояний. Сумма идет по всем промежуточным состояниям, число которых очень велико. Однако нетрудно убедиться, что доминируют слагаемые, которые соответствуют минимально возможному «несохранению энергии» в промежуточ-



Жирная линия соответствует газу нуклонов и дырок, сплошная — остова, волнистая — взаимодействию нуклона с колебаниями остова; крестиком обозначено слабое взаимодействие.

ных состояниях, так как динамически усиленными являются переходы с минимальными энергетическими знаменателями в формуле (П.1).

Нарушающее четность слабое взаимодействие может быть включено на любой из стадий процесса, изображенного на рис. а). Однако очевидно, что основной вклад дает слабое взаимодействие на начальной стадии (рис. б)). Дело в том, что на начальной стадии количество возбужденных нуклонов максимально, следовательно, спектр уровней наиболее густой и фактор динамического усиления наибольший. Примесная амплитуда, соответствующая рис. б), имеет вид

$$C(E) = \sum_{\nu} A_{\eta}(\nu, E) \frac{\langle 0, \nu | H_W | 0, n \rangle}{E - E_{\nu} + (i\Gamma_{\nu}/2)}, \quad (\text{П.2})$$

где  $H_W$  — оператор нарушающего четность слабого взаимодействия;  $A_{\eta}(\nu, E)$  — амплитуда деления из примесного уровня, которая имеет тот же вид, что и  $A_{\eta}(E)$  в формуле (П.1). Сумма ведется по всем уровням противоположной четности системы из  $n$  нуклонов. Однако динамически усилен лишь вклад ближайших уровней. Поскольку примесная амплитуда имеет ту же структуру, что и основная, ясно, что нет никакого дополнительного подавления примесной амплитуды, связанного с переходом из горячей в холодную стадию. Таким образом, мы снова пришли к формулам (2.5), (2.7). На языке теории возмущений фазы в амплитудах перехода ( $A \sim \sqrt{G} e^{i\Phi}$ ; см. (2.14)) возникают при учете в диаграммах, изображенных на рисунке, ширин промежуточных состояний. Поскольку в этих состояниях спектр менее густой, чем в начальном компаунд-ядре, зависимость фаз от энергии плавная по сравнению с зависимостью  $(E - E_{\nu} + (i\Gamma_{\nu}/2))^{-1}$ , связанной с начальным компаунд-ядром.

В связи с обсуждением  $T$ -инвариантности в разделе б) гл. 2 заметим, что в теории возмущений совершенно очевидно, что если все  $\Gamma, \Gamma_{\nu} \rightarrow 0$ , то  $\cos(\Phi - \Phi_{\nu}) = \pm 1$ .

Институт ядерной физики СО АН СССР,  
Новосибирск

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Данилян Г. В. и др. — Препринт ИТЭФ-4. — М.; ИТЭФ, 1977. — Цит. по 2.
2. Данилян Г. В. и др. — Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 197.
3. Данилян Г. В. и др. — ЯФ, 1978, т. 27, с. 42.
4. Воденников Б. Д. и др. — Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 88.
5. Андреев В. Н. и др. — Ibid., 1978, т. 28, с. 53.
6. Андреев В. Н. и др. — ЯФ, 1979, т. 30, с. 306.
7. Петухов А. К. и др. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 470.
8. Боровикова Н. В. и др. — Ibid., с. 527.
9. Андреев В. Н. и др. — Ibid., 1980, т. 31, с. 564.
10. Весна В. А. и др. — Ibid., с. 704.
11. Петухов А. К. и др. — Ibid., 1980, т. 32, с. 324.

12. Воденников Б. Д. и др.—Препринт ИТЭФ-137.— М.: ИТЭФ, 1980.
13. Forte M. et al.—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 2088.
14. Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А.—УФН, 1976, т. 118, с. 141.
15. Naas R., Leipuner L. B., Adair R. K.—Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 1221.
16. Blin-Stoile R. J.—Ibid., 1960, v. 120, p. 181.
17. Шапиро И. С.—УФН, 1968, т. 95, с. 647.
18. Владимирский В. В., Андреев В. Н.—ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 663.
19. Сушков О. П., Фламбаум В. В.—Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 207; ЯФ, 1981, т. 33, с. 59.
20. Данилян Г. В.—В кн. Материалы XII зимней школы ЛИЯФ: Физика атомного ядра.— Л.: ЛИЯФ, 1977.— С. 4.
21. Ржевский Е. С.—Препринт ИТЭФ-154.— М.: ИТЭФ, 1979.
22. Сушков О. П., Фламбаум В. В.—ЯФ, 1980, т. 31, с. 55.
23. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра.— М.: Мир, 1977.— Т. 2, с. 25, 326.
24. Blons J. et al.—Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1282.
25. Budnik A. P., Rabotnov N. S.—Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 46, p. 155.
26. Сушков О. П., Фламбаум В. В.—ЯФ, 1981, т. 33, с. 629.
27. Барков Л. М., Золоторев М. С.—Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 379.
28. Браков Л. М., Золоторев М. С., Хриплович И. Б.—УФН, 1980, т. 132, с. 410.
29. Michel F. C.—Phys. Rev. Ser. B, 1964, v. 329, p. 133.
30. Stodolsky L.—Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 50, p. 352.
31. Forte M.—ILL Research Proposal 03-03-002.— 1976.
32. Forte M.—Inst. Phys. Conf. Ser., 1978, No. 42, ch. 2, p. 86.
33. Karl G., Tadic D.—Phys. Rev. Ser. C, 1977, v. 160, p. 172.
34. Karl G., Thews R. L.—In: Rutherford Laboratory 77-041/A.-1977.
35. Barroso A., Tadic D.—J. Phys. Ser. G., 1977, v. 3, p. L147.
36. Barroso A., Tadic D.—Nucl. Phys. Ser. A, 1978, v. 294, p. 376.
37. Karl G., Tadic D.—Phys. Rev. Ser. G, 1979, v. 20, p. 1959.
38. Barroso A., Margaca F.—J. Phys. Ser. G, 1980, v. 6, p. 657.
39. Forte M.—Nuovo Cimento Lett., 1980, v. 28, p. 538.
40. Сушков О. П., Фламбаум В. В.—Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 377.
41. Stodolsky L.—Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 96, p. 127.
42. Mughabghab S. F., Garber D. J.—Neutron Cross Sections.— 3rd Ed. V. 1.— Brookhaven Nat. Laboratory, 1973.
43. Данилян Г. В. и др.—Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 380.
44. Benkoulal H. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 71, p. 287.