

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3165/82

12/7-82

P4-82-209

С.Г.Кадменский, В.П.Маркушев, В.И.Фурман

ДИНАМИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ
НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ
ДЛЯ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ
И ГИГАНТСКИЕ 0^- -РЕЗОНАНСЫ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

ВВЕДЕНИЕ

Все эксперименты, посвященные исследованию слабых адрон-адронных взаимодействий в достаточно тяжелых атомных ядрах $/A > 40/$ можно разделить на две группы. Первая из них связана с изучением эффектов несохранения четности в низколежащих состояниях атомных ядер $/E_{\text{воз}} \leq 1 \text{ МэВ}/$ с помощью измерений циркулярной поляризации γ -квантов и угловых распределений γ -квантов из поляризованных ядер /подробные ссылки на экспериментальные работы в этой области можно найти в обзоре^{/1/}. Теоретический анализ полученных в этой области результатов позволяет сделать оценку^{/2-5/} величины коэффициента смешивания a_0 двух комбинирующих уровней данного спина J и противоположных четностей $\pm\pi$: $a_0 \approx 10^{-7}$. Как было показано в работах^{/3,6/}, величина a_0 определяется с хорошей степенью точности влиянием только слабого самосогласованного поля $V_{\text{СД}}$ и поэтому для низколежащих состояний ядра может быть выражена через отношение одночастичного матричного элемента $V_{\text{СДК}}$ энергетическому расстоянию D_0 между комбинирующими уровнями. Если для величины D_0 использовать оболочечную оценку $D_0 \approx \hbar\omega_0 \approx 10 \text{ МэВ}$, то легко рассчитать значение $V_{\text{СД}} \approx 10^{-6} \text{ МэВ}$. Вторая группа экспериментов выполнена с использованием тепловых и резонансных нейтронов и связана с измерением угловой асимметрии γ -квантов относительно направления поляризации нейтронов^{/7-10/}, циркулярной поляризации γ -квантов^{/11/}, угловой асимметрии вылета осколков при делении ядер поляризованными нейтронами^{/12/}, зависимости полных нейтронных сечений от продольной поляризации нейтронов^{/13-15/}. В этой группе экспериментов изучаются эффекты несохранения четности в компаунд-состояниях атомных ядер при энергиях возбуждения порядка энергии связи нейтрона v_n . Из анализа результатов этой группы экспериментов можно определить величину коэффициента смешивания $a \approx 10^{-4} - 10^{-5}$.

Отличие в значениях a для низковозбужденных и компаунд-состояний было связано в работах^{/7,16,2/} с так называемым механизмом динамического усиления. В работах^{/16,2/} проведено наиболее общее рассмотрение природы этого механизма, для которого необходимо наличие в определенном энергетическом интервале δE полного базиса компаунд-состояний $(J-\pi\lambda)$, смешивающихся слабым взаимодействием с данным компаунд-состоянием $J\pi\lambda$. Однако в этих работах не рассматривается конкретный механизм сме-

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

С. П. КОЗЛОВ

БИБЛИОТЕКА

шивания состояний λ и λ' . В работе /7/ и в новейших работах /17,18/ динамическое усиление объясняется тем, что все главные компоненты волновой функции компаунд-состояния $J\pi\lambda$ некогерентно смешиваются слабым взаимодействием с соответствующими главными компонентами волновой функции близлежащего компаунд-состояния $J-\pi\lambda'$. Как будет показано ниже, такой механизм смешивания противоречит современным представлениям о структуре компаунд-состояний /19-21/.

Совсем недавно /6/ была предпринята попытка отказаться от представления о динамическом усилении эффектов несохранения четности в нейтронных резонансах и использовать валентный механизм смешивания слабым взаимодействием S- и P-одночастичных компонент компаунд-состояний. Подобный механизм, безусловно, физичен. Однако, по-видимому, он не будет доминирующим, поскольку для объяснения экспериментальных значений коэффициентов асимметрии в реакциях (n, γ) /8,9/ авторам /6/ приходится использовать значение $V_{cl} \approx 10^{-9}$ МэВ, которое на порядок превышает значение $V_{cl} \approx 10^{-6}$ МэВ, извлеченное из экспериментов первой группы и использованное ниже.

В настоящей работе предлагается новый механизм смешивания компаунд-состояний противоположной четности за счет виртуального возбуждения слабым взаимодействием гигантских 0⁻-резонансов. Этот механизм сохраняет идею о динамическом усилении, но на иной основе, нежели в работах /7,17/, и является одним из случаев, реализующих представление работ /2,16/.

2. ГЛАВНЫЕ КОМПОНЕНТЫ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ И СЛАБОЕ НУКЛОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Представим волновую функцию компаунд-состояния $J\pi\lambda$ в виде /21/

$$\Psi_{\lambda}^{J\pi} = \sum_{i=1}^N x_i g_i^{J\pi}, \quad /1/$$

где $g_i^{J\pi}$ - функция квазичастично-фононного базиса /19,20/, причем индекс i помимо квантовых чисел, характеризующих состояние квазичастиц, фононов и способы их связи, включает в себя и полное число квазичастиц /фонон соответствует случаю $p = h = 1/2$, $p = h$, где $p(h)$ - число "частиц" /"дырок"/. В формуле /1/ оставлены только "главные" компоненты волновой функции $\Psi_{\lambda}^{J\pi}$, которые практически исчерпывают условие нормировки и для которых значения квадратов коэффициентов x_i приблизительно одинаковы и существенно больше значений квадратов коэффициентов x_i для других возможных /"малых"/ компонент $g_i^{J\pi}$ волновой функции $\Psi_{\lambda}^{J\pi}$.

Состояние $J\pi\lambda$ можно связать с одной из возможных реализаций коэффициентов x_i , распределенных по закону /22/

$$P(x_1, \dots, x_N) = \frac{2N\pi^{N/2}}{\Gamma(N/2 + 1)} \delta(1 - \sum_{i=1}^N x_i^2), \quad /2/$$

соответствующему равномерности всех главных степеней свободы ядра.

Рассмотрим матричный элемент $V_{\lambda\lambda'}$ слабого самосогласованного потенциала V_{cl} между двумя близлежащими компаунд-состояниями $J\pi\lambda$ и $J-\pi\lambda'$:

$$V_{\lambda\lambda'} = \langle \Psi_{\lambda}^{J\pi} | V_{cl} | \Psi_{\lambda'}^{J-\pi} \rangle = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N x_i y_j \langle g_i^{J\pi} | V_{cl} | g_j^{J-\pi} \rangle. \quad /3/$$

Ввиду статистической независимости коэффициентов x_i и y_j и свойств распределения /2/ среднее значение $V_{\lambda\lambda'}$ равно нулю. В то же время стандартное отклонение величины $V_{\lambda\lambda'}$ от среднего значения, определяемое квадратным корнем из дисперсии, равно:

$$\sigma = \left\{ \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{1}{N^2} (\langle g_i^{J\pi} | V_{cl} | g_j^{J-\pi} \rangle)^2 \right\}^{1/2}. \quad /4/$$

Если теперь принять /допущение А/, что каждая главная компонента $g_i^{J\pi}$ состояния $J\pi\lambda$ может быть связана потенциалом слабого взаимодействия V_{cl} с одной из главных компонент состояния $J-\pi\lambda'$, и учесть одночастичный характер потенциала V_{cl} , величину σ можно представить в виде

$$\sigma = \bar{V}_{cl} / \sqrt{N}. \quad /5/$$

Если для коэффициента смешивания a соседних резонансных состояний воспользоваться формулой $a = \frac{\sigma}{D}$, а среднее расстояние D между соседними компаунд-состояниями с данным J и противоположными четностями представить как $D = \frac{\Delta E}{N} / \Delta E = 1$ МэВ /21/ - интервал размешивания компонент компаунд-состояния/, легко получить соотношение

$$a = a_0 k = a_0 \sqrt{N} \cdot \frac{D_0}{\Delta E}. \quad /6/$$

Формула /6/ демонстрирует эффект динамического усиления коэффициента a по сравнению с аналогичным коэффициентом смешивания a_0 для простых состояний противоположной четности. Заметим, что значение коэффициента усиления k оказывается приблизительно в $\frac{D_0}{\Delta E} \approx 10$ раз больше, нежели используемое в работе /17-18/ значение $k = \sqrt{N}$.

Приведенный выше способ вывода формулы /6/ полностью соответствует идеологии работ /7,17/ и является вполне корректным

при выполнении допущения А. Покажем, что для изолированных резонансных состояний, лежащих в окрестности энергии возбуждения составного ядра V_n , это допущение несправедливо. Для этого проведем более детальный анализ потенциала $V_{сд}$ и структуры главных компонент резонансных состояний.

Самосогласованный потенциал слабого нуклон-нуклонного взаимодействия с учетом нейтральных токов и обмена π -, ρ - и ω -мезонами может быть представлен в виде ^{/23/}

$$V_{сд} = V_0(r_z T_z) \{ \vec{\sigma} \vec{P} \rho(r) + \rho(r) \vec{\sigma} \vec{P} \}, \quad /7/$$

где V_0 зависит от проекции изотопического спина $r_z(T_z)$ нуклона /ядра/, а $\rho(r)$ - однонуклонная плотность ядра А. Одночастичный матричный элемент этого потенциала $(V_{сд})_{\nu_1 \nu_2}$ по оболочечным состояниям $\phi_{\nu}(r, \sigma)$, определяемым в схеме j-j связи мультииндексом $\nu = n l j m$, отличен от нуля в случае $j_1 = j_2$, $m_1 = m_2$, $l_2 = l_1 + 1$ при $j_1 = l_1 + \frac{1}{2}$ и $l_2 = l_1 - 1$ при $j_1 = l_1 - \frac{1}{2}$.

Матричный элемент $(V_{сд})_{\nu_1 \nu_2}$ оказывается мнимым, если угловые части оболочечных функций $\phi_{\nu}(r, \sigma)$ выбрать в виде $Y_{lm}(r)$. При этом матричный элемент $\mathbb{M}_{\nu_1 \nu_2}(E1)$ для E1 γ -перехода оказывается мнимым, а $\mathbb{M}_{\nu_1 \nu_2}(M1)$ для M1 γ -перехода - действительным. Заметим, что в работе ^{/6/} матричный элемент $(V_{сд})_{\nu_1 \nu_2}$ был выбран мнимым, а матричные элементы $\mathbb{M}_{\nu_1 \nu_2}(E1)$ и $\mathbb{M}_{\nu_1 \nu_2}(M1)$ - действительными, что привело авторов ^{/6/} к выводу об усилении эффектов несохранения четности в окрестности максимума Р-нейтронной силовой функции. Ниже используется иной выбор оболочечных функций $\sim i^l Y_{lm}(r)$, при котором все три матричные элемента - $(V_{сд})_{\nu_1 \nu_2}$, $\mathbb{M}_{\nu_1 \nu_2}(E1)$ и $\mathbb{M}_{\nu_1 \nu_2}(M1)$ - становятся чисто действительными ^{/24/}.

Для всех ядер, достаточно удаленных от магических по протонной или нейтронной подсистемам или той и другой одновременно, структура главных компонент резонансных состояний в окрестности V_n определяется частично-дырочными переходами в пределах последней незаполненной оболочки ^{/20/}. Например, в ядре ^{114}Cd /Z=48; N=66/ нейтронная оболочка включает состояния $2d \frac{5}{2}$, $1g \frac{7}{2}$, $3s \frac{1}{2}$, $2d \frac{3}{2}$, $1h \frac{11}{2}$, из которых в основном состоянии ядра ^{114}Cd заполнены полностью лишь первые три подоболочки. Поэтому характерные частично-дырочные переходы в этой оболочке:

$2d \frac{5}{2} - 2d \frac{3}{2}$, $2d \frac{5}{2} - 1h \frac{11}{2}$, Поскольку энергии таких переходов невелики / ≈ 1 МэВ/, то главные компоненты резонансных состояний ($J\pi\lambda$) связаны с большим числом подобных переходов / $n \approx 8$ для $A \approx 120$ ^{/19/}. Отсюда следует, что структура главных компонент близлежащих резонансных состояний с противоположной четностью существенно разная. В случае, когда четность резо-

нансного состояния (π) совпадает с четностью (π_0) основного состояния ядра А, главные компоненты состояния (π) должны включать лишь четное число частично-дырочных переходов с отрицательной четностью /такие переходы возникают между состояниями нормальной и аномальной четности в данной оболочке/. В случае же если $\pi = -\pi_0$, то главные компоненты состояния ($J\pi\lambda$) должны включать нечетное число частично-дырочных переходов отрицательной четности. Поскольку состояние с аномальной четностью / $1h \frac{11}{2}$ в ядре ^{114}Cd / отличается от всех состояний с нормальной четностью в той же оболочке на $\Delta j \geq 2$, $\Delta l \geq 1$, это состояние в принципе нельзя перевести потенциалом слабого взаимодействия в состояние нормальной четности той же оболочки. Последнее означает, что потенциал $V_{сд}$ имеет матричные элементы

$\langle g_i^{J\pi} | V_{сд} | g_i^{J-\pi} \rangle$, равные нулю для всех главных компонент близкорасположенных резонансных состояний противоположной четности. Поэтому конкретный механизм динамического усиления, предложенный в работах ^{/7,17/}, не реализуется.

Заметим, что ситуация со слабым взаимодействием, рассмотренная выше, совершенно аналогична ситуации с электромагнитным взаимодействием E1-типа ^{/21/}, которое также, в силу правил отбора по спину ($\Delta j \leq 1$), не может связать между собой главные компоненты соседних резонансных состояний противоположной четности. Поэтому γ -переходы между близкорасположенными компаунд-состояниями в значительной мере связаны с M1-переходами ^{/21/}.

В то же время кориолисово взаимодействие, не меняющее спина и четности, способно связать главные компоненты компаунд-состояний в деформированных ядрах, что приводит к динамическому усилению этого взаимодействия по сравнению со случаем простых низколежащих состояний, в результате чего все значения проекции К спина на ось симметрии ядра оказываются полностью равновероятными ^{/25/}.

3. ПОТЕНЦИАЛ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СТРУКТУРА ГИГАНТСКИХ 0^- -РЕЗОНАНСОВ

Симметрия самосогласованного потенциала $V_{сд}$ совпадает с симметрией гигантского 0^- -резонанса, связанного с частично-дырочными переходами отрицательной четности с $\Delta j = 0$ из данной оболочки в соседние оболочки, что соответствует энергии $E_0 \approx \hbar \omega_0 \approx 41A^{-1/3}$. Поэтому можно предложить механизм смешивания компаунд-состояний противоположной четности, ос-новывающийся на возбуждении слабым взаимодействием компонент гигантского 0^- -резонанса. Рассмотрим подробнее свойства указанного резонанса.

Поскольку в настоящее время отсутствует экспериментальная информация о структуре этих резонансов, ее можно получить косвенным путем, анализируя свойства наблюдаемых M2-гигантских резонансов, родственных рассматриваемым 0^- -резонансам. Близость свойств этих резонансов обнаруживается уже в обычной оболочечной модели. Они возникают при возбуждении частично-дырочных пар с энергией $E_{\text{воз}} \approx \hbar\omega_0$ и изменением оболочечных квантовых чисел $\Delta\ell=1, \Delta S=1$. Различие между ними проявляется в способе связи орбитальных и спиновых моментов. Если $\Delta\ell$ и ΔS складываются в моменты 0, 1 или 2, то возникают $0^-, E1$ -трансверсальный или M2-гигантские резонансы соответственно.

В рамках теории конечных ферми-систем /ТКФС/ ^{/26/} эти резонансы связаны с одним и тем же взаимодействием в канале частица-дырка:

$$F = (g\sigma_1\sigma_2 + g'\sigma_1\sigma_2\tau_1\tau_2)\delta(r_1-r_2).$$

Величины параметров g и g' определяют энергию и степень коллективизации рассматриваемых резонансов. При использовании значений $g \approx g' \approx 1$ ^{/28/}, соответствующих силам отталкивания, удается хорошо описать наблюдаемое положение M2-резонанса ($E_x \approx 44A^{-1/3}$) ^{/27/}.

В квазичастично-фононной модели ядра /КМФ/ ^{/19/} 0^- , $E1$ -трансверсальные, M1-, M2-резонансы генерируются эффективным взаимодействием в канале частица-дырка типа ^{/28/}

$$F^{\lambda L} = \frac{1}{2} \{ \kappa_0^{\lambda L} + \kappa_1^{\lambda L} \tau_1 \tau_2 \} \{ r_1^\lambda r_2^\lambda \} \sum_{\mu} [\sigma_1 Y_{\lambda\mu}]_{LM} [\sigma_2 Y_{\lambda\mu}]_{LM}^*$$

где константы взаимодействия $\kappa_0^{\lambda L}$ и $\kappa_1^{\lambda L}$ оказываются не зависящими от L :

$$\kappa_0^{\lambda L} \approx 0; \quad \kappa_1^{\lambda L} \approx \frac{4\pi \cdot 28}{A < r^{2\lambda} >} \frac{\text{МэВ}}{(\Phi_M)^{2\lambda}},$$

и, следовательно, одинаковыми для $0^-, 1^-, 1_{TP}^-, 2^-$ -состояний.

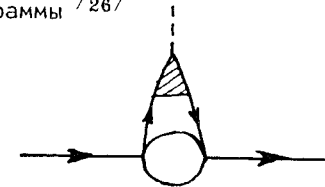
Характерной чертой всех расчетов структуры M2-резонансов в ТКФС ^{/26/} и в КМФ в однофононном приближении ^{/28/} является слабая коллективизация указанных резонансов, проявляющаяся в заметном числе примерно равных по силе полюсов секулярного уравнения, расположенных вблизи оболочечной энергии $\hbar\omega_0$. Учет взаимодействия с двухфононными состояниями ^{/28/} приводит к заметной фрагментации однофононных компонент гигантского M2-резонанса, что согласуется с экспериментальными результатами ^{/27/}, обнаруживаемыми вигнеровское распределение расстояний между наблюдаемыми 2^- -уровнями и портер-томасовское распределение приведенных вероятностей γ -переходов.

В связи с этим и для гигантских 0^- -резонансов можно ожидать тех же закономерностей, что и для M2-гигантских резонансов, а именно: слабой коллективизации и, следовательно, наличия

заметного числа отдельных однофононных компонент (ℓ) с примерно равной силой; группирования этих компонент вблизи энергии $\hbar\omega_0$, наконец, заметной фрагментации этих компонент по двухфононным /например, фононам $2^+, 2^-$ и $3^+, 3^-$ / и более сложным состояниям. Для оценки средней ширины Γ_ℓ отдельных однофононных компонент резонанса будем использовать значение $\Gamma_\ell \geq 1$ МэВ, близкое к величинам аналогичных средних ширин M2-резонанса, следующих из работ ^{/27,28/}.

4. МЕХАНИЗМ СМЕШИВАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОТИВОПОЛОЖНОЙ ЧЕТНОСТИ И 0^- -ГИГАНТСКИЙ РЕЗОНАНС

Поскольку слабое взаимодействие не может связать между собой главные компоненты близкорасположенных компаунд-состояний ($J\pi\lambda$) и ($J-\pi\lambda'$), можно предложить иной способ смешивания за счет малых компонент этих состояний. Этот способ связан с возбуждением слабым самосогласованным полем $V_{\text{сд}}$ компонент гигантского 0^- -резонанса над состоянием $J\pi\lambda(J-\pi\lambda')$, как над основным состоянием, которые затем фрагментируют за счет сильного нуклон-нуклонного взаимодействия по компаунд-состояниям противоположной четности $J-\pi\lambda'(J\pi\lambda)$. Данный механизм физически родственен механизму $E1$ γ -перехода из резонансного состояния ($J\pi\lambda$) в конечное состояние f , когда рассматривается малая компонента состояния $J\pi\lambda$, связанная с 1^- гигантским резонансом, построенным на конечном состоянии f , как на основном состоянии /гипотеза Акселя-Бринка ^{/29/}. Графически амплитуду перехода $\tilde{V}_{\lambda\lambda'}$ из состояния $J\pi\lambda$ в состояние $J-\pi\lambda'$ можно представить в виде диаграммы ^{/26/}



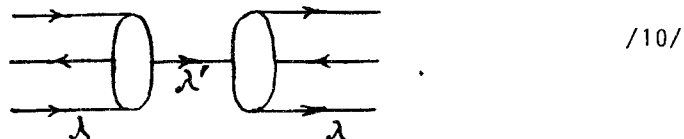
/8/

где пунктиром представлен потенциал слабого взаимодействия $V_{\text{сд}}$, заштрихованным треугольником - вершинная часть $r(\omega)$ для потенциала $V_{\text{сд}}$, сплошными линиями - одночастичные функции Грина, светлым кружком - вершинная часть $V_{\lambda 0, \lambda'}$, связанная с переходом состояния $0^- |J\pi\lambda\rangle$ в состояние $|J-\pi\lambda'\rangle$. Используя технику ТКФС ^{/26/} и решая уравнение для $r(\omega)$ ^{/3,30/}, величину $\tilde{V}_{\lambda\lambda'}$ можно представить в виде

$$\tilde{V}_{\lambda\lambda'} = \sum_{\ell} \frac{\langle \lambda | V_{\text{сд}} | 0^- \lambda' \rangle 2\omega_0}{\omega^2 - \omega_\ell^2 + i\omega_\ell \Gamma(\omega)} V_{\lambda 0, \lambda'} \quad /9/$$

где сумма по ℓ включает суммирование по всем полюсам гигантского резонанса, причем $\omega_\ell \approx \omega_0$ и $\Gamma_\ell(\omega)$ - частота и средняя ши-

рина 0^- однофоновнного состояния ℓ . Поскольку самосогласованное поле V_{cl} является статическим, в /9/ необходимо положить $\omega = 0$. Вершинную часть $V_{\lambda 0 \bar{\rho}, \lambda'}$ можно рассчитать, используя диаграмму для части собственноэнергетического оператора состояния $0 \bar{\rho} |J\pi\lambda\rangle$, связанной со спредированием этого состояния по всем состояниям $J-\pi\lambda'$.



Удвоенная мнимая часть этого оператора определяет ширину

$$\Gamma_{\ell}(\omega) = 2\pi |V_{\lambda 0 \bar{\rho}, \lambda'}(\omega)|^2 \rho_{\lambda'} \quad /11/$$

где $\rho_{\lambda'}$ - плотность состояний ($J-\pi\lambda'$) при энергии $E_{\lambda} + \hbar\omega$. Тогда вершинную часть $V_{\lambda 0 \bar{\rho}, \lambda'}$ можно представить в виде

$$V_{\lambda 0 \bar{\rho}, \lambda'}(0) = \sqrt{\frac{\Gamma_{\ell}(0)D}{2\pi}} e^{i\delta_{\lambda', 0 \bar{\rho}} \lambda} \quad /12/$$

где $\delta_{\lambda', 0 \bar{\rho}} \lambda$ - фаза. Из-за случайности фаз $\delta_{\lambda', 0 \bar{\rho}} \lambda$ среднее значение амплитуды $\bar{V}_{\lambda \lambda'}$ равно нулю. В то же время величина стандартного отклонения $\bar{\sigma}$ для $\bar{V}_{\lambda \lambda'}$ равна:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} &= \sqrt{2 \sum_{\ell} \frac{4|\langle \lambda | V_{cl} | 0 \bar{\rho} \lambda \rangle|^2}{\omega_{\ell}^2} |V_{\lambda 0 \bar{\rho}, \lambda'}|^2} \\ &\approx \sqrt{n} \cdot \frac{2\bar{V}_{cl}}{\omega_0} \sqrt{\frac{\Gamma_{\ell}(0) \cdot D}{\pi}} \quad /13/ \end{aligned}$$

где n - число частично-дырочных компонент ($n \approx A^{2/3}$) гигантского 0^- -резонанса. Фактор 2 под корнем в формуле /13/ возникает из-за того, что фонов 0^- может быть возбужден слабым полем как над состоянием λ , так и над состоянием λ' . Заметим, что аналогичное выражение для $\bar{\sigma}$ получается в предельном случае сильной коллективизации 0^- -гигантского резонанса. Тогда величину коэффициента смешивания α состояний $J\pi\lambda$ и $J-\pi\lambda'$ слабым взаимодействием можно представить в виде

$$\alpha = \frac{\bar{\sigma}}{D} = \frac{\bar{V}_{cl}}{\omega_0} k = \alpha_0 k \quad /14/$$

где k - коэффициент усиления:

$$k = 2A^{1/3} \sqrt{\frac{\Gamma_{\ell}(0)}{\pi D}} \quad /15/$$

Заметим, что лишь фактор $\sqrt{\frac{\Gamma_{\ell}(0)}{\pi D}}$ в /15/ представляет собой собственно динамическое усиление /4,19/.

5. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ХАРАКТЕР СПРЕДИРОВАНИЯ 0^- -ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ И ДИНАМИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ

С точки зрения теории ферми-жидкости /31-33/ ширина $\Gamma_{\ell}(\omega)$ в общем случае состоит из двух частей. Первая часть связана с частотной зависимостью и может быть представлена в виде

$$\Gamma_{\ell}^{(1)}(\omega) = \beta \omega^2 \quad /16/$$

Если в качестве $\Gamma_{\ell}^{(1)}(\omega)$ при $\omega = \omega_0$ использовать значение $\Gamma_{\ell}^{(1)} \approx 1$ МэВ, то β оценивается как

$$\beta = 1/\omega_0^2 \quad /17/$$

Вторая часть ширины $\Gamma_{\ell}^{(2)}(\omega)$ связана с температурными эффектами, поскольку многоквaziчастичному состоянию $J\pi\lambda$, на котором строится гигантский 0^- -резонанс, в рамках статистического подхода соответствует температура T /33/:

$$\Gamma_{\ell}^{(2)} = \beta 4\pi^2 T^2 \quad /18/$$

При $\omega = 0$ первая часть ширины $\Gamma_{\ell}^{(1)}(\omega) = 0$ и ширина $\Gamma_{\ell}(0)$ целиком определяются вторым членом $\Gamma_{\ell}^{(2)}$ /18/. Заметим, что недавно температурная зависимость спредовой ширины гигантского дипольного резонанса была использована в работе /34/ при исследовании силовых функций $E1$ γ -переходов. Температуру T можно оценить по известной формуле статистической теории /35/:

$$T = \left(\frac{u}{a}\right)^{1/2} \quad /19/$$

где u - эффективная энергия возбуждения ядра, a - параметр плотности уровней. Если воспользоваться для ядра ^{114}Cd значениями $a = 17,8$ МэВ $^{-1}$ и $u = 6,19$ МэВ /35/, то для T получим оценку $T \approx 0,6$ МэВ. Тогда $\Gamma_{\ell}^{(2)}$ в /18/ оценивается, как $\Gamma_{\ell}^{(2)} \approx 0,2$ МэВ. Если для величины D в ^{114}Cd использовать экспериментальное значение $D = 27$ эВ /35/, то величина коэффициента усиления /15/ окажется равной $k \approx 460$. Оценим теперь отношение приведенных матричных элементов $E1$ - и $M1$ γ -переходов из резонансных состояний 1^- и 1^+ в основное 0^+ -состояние ядра ^{114}Cd . В большинстве работ для этого отношения используется одночастичная оценка $\approx 10^{4/4}$. Эта оценка представляется завышенной. Для уточнения ее можно воспользоваться значениями силовых функций $S(M1)$ и $S(E1)$ жестких $M1$ - и $E1$ γ -переходов из резонансных состояний. Величина

$S(M1) = \Gamma(M1) / DE \gamma^3$ оценивается, как $2 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3/86/}$, а оценку величины $S(E1) = \frac{\Gamma(E1)}{DE \gamma^3} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-3}$ можно получить из данных по силовым функциям $E1$ -жестких γ -переходов в изотопах $\text{Sn}^{137/}$. Тогда отношение матричных элементов $\mathcal{M}(E1)$ и $\mathcal{M}(M1)$ γ -переходов в ^{114}Cd можно оценить, как

$$\frac{\mathcal{M}(E1)}{\mathcal{M}(M1)} = \sqrt{\frac{S(E1)}{S(M1)}} \approx 3. \quad /19/$$

Коэффициенты асимметрии b углового распределения γ -квантов в $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$ -реакции имеют вид

$$b = 2 \frac{V_{\text{сд}}}{\omega_0} k \sqrt{\frac{S(E1)}{S(M1)}}. \quad /20/$$

Если для одночастичного матричного элемента слабого взаимодействия $\bar{V}_{\text{сд}}$ использовать оценку $\bar{V}_{\text{сд}} \approx 10^{-6} \text{ МэВ}$, то величина $b/20/$ принимает значение $b \approx 3 \cdot 10^{-4}$, которое разумно коррелирует с экспериментальным значением $b \approx 4 \cdot 10^{-4/8/}$.

Полученная выше формула /13/ позволяет получить оценку стандартного отклонения $\bar{\sigma}$ матричного элемента $\bar{V}_{\lambda\lambda'}$, связывающего соседние резонансы с противоположной четностью:

$$\bar{\sigma} = \bar{V}_{\text{сд}} \cdot 10^{-3}.$$

Если для $\bar{V}_{\text{сд}}$ использовать оценку $\bar{V}_{\text{сд}} \approx 10^{-6} \text{ МэВ}$, то для $\bar{\sigma}$ возникает оценка $\bar{\sigma} \approx 10^{-3} \text{ эВ}$, которая хорошо коррелирует со значениями аналогичной величины $\bar{\sigma} \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ и $1,1 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$, полученными недавно /15/ при обработке экспериментальных данных по полным нейтронным сечениям в зависимости от продольной поляризации нейтронов в схеме динамического усиления /17,18/.

Таким образом, механизм динамического усиления эффектов несохранения четности в нейтронных резонансах, связанный с виртуальным возбуждением слабым взаимодействием гигантских 0^- -резонансов, позволяет разумно объяснить порядок величин экспериментально наблюдаемых P -нечетных коэффициентов асимметрии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Механизм динамического усиления эффектов несохранения четности, предложенный выше, реализует идею работ /4,18/ о смешивании слабым взаимодействием компаунд-состояния $J\pi\lambda$ с полным набором состояний противоположной четности $(J-\pi\lambda')$, расположенных в узком энергетическом интервале δE . Сопоставление формулы /14/ с формулами /43/, /44/ из работы /4/ позволяет связывать величину этого интервала со средней шириной гигантского 0^- -резонанса:

$$\delta E \approx \frac{\Gamma_{\ell}(0)}{\pi} \approx 60 \text{ кэВ}.$$

Рассмотренный нами механизм смешивания состояний приводит к появлению в волновой функции компаунд-состояния $(J-\pi\lambda')$ "малых" компонент типа $0^- |J\pi\lambda\rangle$. Используя формулы /10/ и /12/, оценим отношение q -веса этой компоненты к среднему весу $(1/N)$ главных компонент состояния $(J-\pi\lambda')$:

$$q \approx 4 \frac{\Gamma_{\ell}(0)\Delta E}{\pi\omega_0^2} \approx 4 \cdot 10^{-3},$$

где $\Delta E = ND \approx 1 \text{ МэВ}$.

Подчеркнем в заключение универсальный характер влияния гигантских мультипольных резонансов на свойства компаунд-состояний. За счет примешивания к волновым функциям этих состояний малых компонент, связанных с гигантскими резонансами, открываются те каналы взаимодействия и распада компаунд-состояний, которые не могут быть реализованы через их главные компоненты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А. УФН, 1976, 118, 4, с. 141.
2. Шапиро И.С. УФН, 1968, 95, с. 4.
3. Гапонов Ю.В., Фурсов Ю.С. ЯФ, 1969, 9, 5, с. 968.
4. Desplanques B., Missimer I. Nucl.Phys., 1978, A300, p. 286.
5. Dubovik V.M., Zamiralov V.S., Zenkin S.V. Nucl.Phys., 1981, B182, p. 52.
6. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К., ЯФ, 1980, 32, с. 109.
7. Haas R. et al. Phys.Rev., 1959, 116, p. 1221.
8. Абов Ю.Г. и др. Phys.Lett., 1964, 12, с. 25; В27, 1968, с. 16; ЯФ, 1965, 1, с. 479; 1968, 10, с. 558; 1972, 16, с. 1218; ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1738.
9. Bencoula H. et al. Phys.Lett., 1977, 71B, p. 287.
10. Warming E. et al. Phys.Lett., 1967, B25, p. 200; 1967, B29, p. 564.
11. Alberty I.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1972, 29, p. 518.
12. Данилян Г.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, с. 198.
13. Forte M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p. 1088.
14. Colomensky E.A. et al. Nucl.Phys.Inst.Prepr. Leningrad, 1981, No. 662.
15. Алфименков В.П. и др. ОИЯИ, ДЗ-81-480, РЗ-81-719, Дубна, 1981.
16. Blin-Stoyle R.I. Phys.Rev., 1960, 118, p. 1605.

17. Сушков О.П., Фламбаум В.В. Материалы ХУІ Зимней школы ЛИАФ, 1981, с. 200.
18. Бунаков В.Е., Гудков В.П. Препринт ЛИАФ, 1981, №661.
19. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 878.
20. Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, 1976, 7, 4, с. 952.
21. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ЯФ, 1980, 31, 5, с. 1175.
22. Wigner E.P. Ann.Math., 1955, 62, p. 548.
23. Лобов Г.А. Изв. АН СССР, 1980, физ., 44, 11, с. 2364.
24. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра, М., "Мир", 1971, т. 1.
25. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ЯФ, 1982, 35, с. 2.
26. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.
27. Richter A. Труды Международной школы по структуре ядра, Дубна, 1980, с. 89.
28. Popovarev V.Yu. Nucl.Phys., 1979, A323, p. 446.
29. Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p. 671; Brink D. Thesis Oxford Univ., 1955.
30. Lushnikov A.A., Zaretsky D.F. Nucl.Phys., 1965, 66, p. 35.
31. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1956, 30, с. 1059.
32. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., Физматгиз, 1962.
33. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей, "Мир", М., 1967.
34. Бондаренко В.И., Урин М.Г. ЯФ, 1962, 35, с. 671.
35. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. Атомиздат, М., 1964.
36. Bird I.R. et al. In: Proc. of the Conference Neutron Interactions with Nuclei, Lowell, Massachusetts, USA, 1976, v.1, p. 77.
37. Axel P. et al. Phys.Rev., 1970, 2, p. 689.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 марта 1982 года.

Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. P4-82-209
Динамическое усиление эффектов несохранения четности для
компаунд-состояний и гигантские 0^- -резонансы

Показано, что механизм динамического усиления эффектов несохранения четности в нейтронных резонансах, связанный со смешиванием слабым взаимодействием главных компонент соседних резонансов с одинаковыми спинами и противоположными четностями, противоречит данным по структуре нейтронных резонансов. Предложен новый механизм смешивания соседних резонансов, основанный на возбуждении слабым взаимодействием гигантских 0^- -резонансов. Обсуждаются экспериментальные следствия этого механизма.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Kadmensky S.G., Markushev V.P., Furman W.I. P4-82-209
The Dynamic Enhancement of the Parity Nonconservation
Effects for the Compound States and Giant 0^- -Resonances

It is shown that the mechanism of the dynamic enhancement of the parity nonconservation effects for neutron resonances connected with mixing by weak interaction the main components of wave functions of adjacent compound states of the same spins and opposite parities contradicts the information about structure of neutron resonances. The new mechanism of the mixing based on the excitation of giant 0^- -resonances by weak interaction is proposed. Some experimental consequences of such mechanism are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of the Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.