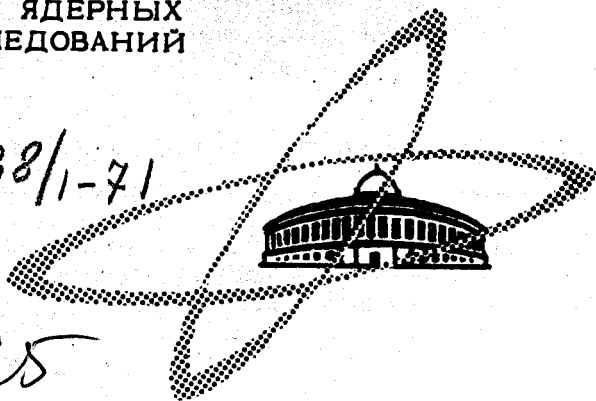


C-603

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

2538/1-71



P4 - 5825

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.Г. Соловьев

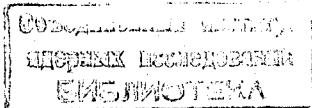
О КОРРЕЛЯЦИЯХ
МЕЖДУ ПАРЦИАЛЬНЫМИ
РАДИАЦИОННЫМИ ШИРИНАМИ
НА НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

1971

В.Г. Соловьев

О КОРРЕЛЯЦИЯХ
МЕЖДУ ПАРЦИАЛЬНЫМИ
РАДИАЦИОННЫМИ ШИРИНАМИ
НА НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Направлено в Physics Letters



1. Для выяснения роли нестатистических эффектов на нейтронных резонансах воспользуемся предложенной в ^{/1/} трактовкой высоковозбужденных состояний. Согласно этой трактовке, волновые функции высоковозбужденных состояний представлены в виде сумм большого числа компонент с разным числом квазичастиц. В ^{/2/} исследованы случаи, когда могут иметь место большие корреляции между приведенными нейтронными ширинами и парциальными радиационными ширинами на резонансах. В ^{/3/} рассмотрены возможности нейтронной спектроскопии для изучения структуры высоковозбужденных состояний, сделаны оценки вклада малоквазичастичных компонент в волновых функциях резонансов и изучен вопрос о корреляциях между (n, γ) и (dp) реакциями.

В данной заметке исследуем, в каких случаях следует ожидать больших корреляций между парциальными радиационными ширинами и обсудим возможности изучения вращательных свойств высоковозбужденных состояний по степени замедления K -запрещенных $E1$ и $M1$ переходов.

2. Волновую функцию высоковозбужденного состояния (например, состояния с энергией, близкой к энергии связи нейтрона) для нечетного N деформированного ядра с $I^\pi = 1/2^+$, согласно ^{/1/}, следует записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
\Psi_1 (I/2^+) &= \sum_{q\sigma} b_{1/2^+}^{In} (q) a_{q\sigma}^+ \Psi_0 + \\
&+ \sum_{q_1, q_2, q_3} \sum_{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3} b_{1/2^+}^{In 2^+} (q_1 \sigma_1, q_2 \sigma_2, q_3 \sigma_3) a_{q_1 \sigma_1}^+ a_{q_2 \sigma_2}^+ a_{q_3 \sigma_3}^+ \Psi_0 + \dots + \\
&+ \sum_{q, \sigma} \sum_{i, \zeta} b^{In \Omega \zeta(i)} (q) a_{q\sigma}^+ \Omega_{\zeta}^+(t; q) \Psi + \dots
\end{aligned} \tag{1}$$

В этой формуле даны только малоквазичастичные компоненты, кроме них имеются многоквазичастичные компоненты. Коэффициенты $b_{1\pi}^i$ определяют вклад соответствующей квазичастичной компоненты, i - номер резонанса с данным значением I^π . Через $a_{q\sigma}$ обозначены операторы квазичастиц. Совокупность квантовых чисел, характеризующих одночастичное состояние, обозначена через $(q\sigma)$, $\sigma = \pm 1$. Индекс $t = n$ указывает на нейтронную, $t = p$ - на протонную системы. Через Ψ_0 обозначено произведение квазичастичных вакуумов для нейтронной и протонной систем. Произведения вида $a_q^+ a_q^+$ в (1) заменены на операторы фононов парных вибраций $\Omega_{\zeta}(t)$. Остальные обозначения см. в /1,4/.

Корреляция двух процессов, протекающих через одно и то же состояние (например, через i -ый резонанс), имеет место, если основной вклад в оба процесса дают одни и те же компоненты $b_{1\pi}^i$ волновой функции типа (1). Структура высоковозбужденных состояний является весьма сложной, волновая функция типа (1) имеет большое число отличных от нуля малоквазичастичных компонент. Поэтому корреляции двух процессов, протекающих через один и тот же резонанс, будут встречаться в тех, довольно редких случаях, когда определенные малоквазичастичные компоненты играют наиболее важную роль. Наибольшие значения корреляций следует ожидать в тех ядрах, у которых силовые функции имеют большие значения в случае $E1$ - переходов в основные и низколежащие состояния, которые являются наиболее чистыми.

Если входным состоянием считать компоненты волновой функции высоковозбужденного состояния, через которые осуществляется реакция, то корреляция двух процессов имеет место тогда, когда имеются общие входные состояния у этих двух процессов. При таком определении входных состояний наш подход к изучению корреляций имеет нечто общее с трактовкой Лейна ^{15/}.

3. Рассмотрим корреляции между радиационными ширинами при переходах с резонансов на разные конечные состояния. Матричный элемент EI перехода с высоковозбужденного состояния, описываемого волновой функцией (1), на одноквазичастичное состояние нечетного N деформированного ядра, описываемого волновой функцией $\alpha_{q_f \sigma_f}^+ \Psi_0$, имеет вид:

$$\begin{aligned}
 M(EI; 1/2^+ i \rightarrow K_f^{\pi f} q_f) = & \sum_q b_{1/2^+}^{in}(q) v_{q_f q}^{(-)} \{ \langle q_f + | \Gamma(EI) | q + \rangle - \\
 & - \sigma_f \langle q_f + | \Gamma(EI) | q - \rangle \} + \sum_{q, q', \sigma'} (3\delta_{in} + \delta_p) u_{qq'}^{(+)} \{ b_{1/2^+}^{in 2f}(q - \sigma, q' \sigma, q_f \sigma_f) \sigma \cdot \\
 & \cdot \langle q + | \Gamma(EI) | q' + \rangle - b_{1/2^+}^{in 2f}(q \sigma, q' \sigma, q_f \sigma_f) \langle q + | \Gamma(EI) | q' - \rangle \} - \quad (2) \\
 & - \sum_q \sum_{\zeta} \frac{1}{\sqrt{2}} b_{1/2^+}^{in \Omega \zeta(n)}(q) u_{qq_f}^{(+)} [X^{\zeta}(q_f) + Y^{\zeta}(q)].
 \end{aligned}$$

$$\cdot \{ \langle q + | \Gamma(EI) | q_f + \rangle + \sigma_f \langle q + | \Gamma(EI) | q_f - \rangle \};$$

где

$$v_{qq'}^{(\pm)} = u_q u_{q'} \pm v_q v_{q'}, \quad u_{qq'}^{(\pm)} = u_q v_{q'} \pm u_{q'} v_q, \quad \langle q \sigma | \Gamma(EI) | q' \sigma' \rangle =$$

- одночастичный матричный элемент EI перехода, функции $X^{\zeta}(q)$, $Y^{\zeta}(q)$ характеризуют фононы парных вибраций. Сходный вид имеют

матричные элементы для $E1$ переходов в сферических ядрах и т.д. (см. /1,4/). Корреляции между $E1$ переходами имеют место тогда, когда их вероятности определяются одними и теми же коэффициентами $b_{1/2^+}^1$.

В сильнодеформированных ядрах следует ожидать больших корреляций между приведенными парциальными радиационными ширинами для K -разрешенных переходов на уровни ротационной полосы, построенной на основном или низколежащих квазичастичных состояниях.

В нечетных N деформированных ядрах, образовавшихся после захвата s -нейтрона, следует ожидать большие корреляции между парциальными ширинами для $E1$ переходов, например, на уровни $I^\pi = 3/2^-$ и $1/2^-$, построенные на состоянии 521^- в ядрах ^{165}Dy , ^{167}Er , ^{169}Er , ^{171}Er , ^{169}Yb , ^{171}Yb , ^{173}Yb , ^{173}Hf и ^{175}Hf и на состоянии 510^+ в ядрах ^{177}Yb , ^{179}Hf , ^{181}Hf , ^{181}W , ^{183}W , ^{185}Os и других. В /6/ обнаружена корреляция $T=0,81$ для $E1$ переходов 3982 кэВ и 3991 кэВ на уровни $1/2^-1/2$, 811 кэВ и $3/2^-1/2$, 820 кэВ в ^{239}U . Трудность в интерпретации большой величины этой корреляции связана с тем, что природа низколежащих состояний неизвестна.

Можно ожидать заметных корреляций между $E1$ переходами с резонансов на различные одноквазичастичные состояния, например, на состояния 521^+ и 521^- в ^{161}Gd , ^{163}Dy , ^{165}Er и ^{167}Yb .

В четно-четных ядрах, образовавшихся после захвата s -нейтрона, следует ожидать большие корреляции для $E1$ переходов с $I^\pi = 1^-$ резонансов на уровни 2^+0 и 0^+0 ротационной полосы основного состояния. Это относится, например, к ядрам, которые перечислены в /2/ как благоприятные для наблюдения корреляций между приведенными нейтронными Γ_{n1}^0 и радиационными $\Gamma_{\gamma 11}^0$ ширинами. Большие корреляции могут быть между радиационными ширинами K -разрешенных $E1$ или $M1$ переходов на уровни ротационной полосы, построенной на

двухквaziчастичном состоянии. Например, для $E1$ - переходов с $I^\pi = 3^-$ резонансов в ^{164}Dy на уровни 2^{+2} 1987 кэв, 3^{+2} 2058 кэв и 4^{+2} 2138 кэв с конфигурацией $\pi\pi$ $523\downarrow - 521\downarrow$. В 171 наблюдали большую корреляцию между Γ_{n1}^0 и Γ_{yif}^0 для $E1$ переходов на эти состояния.

Возможны корреляции между радиационными ширинами в четных ядрах для переходов на различные двухквaziчастичные состояния, отличающиеся положением одной квазичастицы. Так, в ^{170}Tm обнаружена корреляция $T = 0,088$ между $E1$ переходами на 15 состояний с энергией до 1080 кэв с резонансов $I^\pi = 1^+$. Из этих 15 состояний известна структура только шести нижних состояний. Если ограничиться анализом $E1$ переходов на пять состояний с конфигурацией ρ $411\downarrow$ π $521\downarrow$, то следует ожидать увеличения корреляции T .

В нечетных N сферических ядрах, образовавшихся после захвата s -нейтрона, могут быть большие корреляции между приведенными ширинами для $E1$ переходов с резонансов на низколежащие одноквaziчастичные состояния ρ $1/2$ и ρ $3/2$. Наиболее благоприятными для наблюдения этих корреляций являются следующие компаунд-ядра: ^{195}Pt , ^{197}Pt , ^{197}Hg , ^{199}Hg , ^{201}Hg и ^{207}Pb .

4. Представляет интерес подойти к выяснению вопроса о равновесной форме и о вращении сильнодеформированного ядра, находящегося в высоковозбужденном состоянии. В качестве первого шага следует посмотреть, насколько хорошим является квантовое число K (проекция момента на ось симметрии ядра) для высоковозбужденных состояний. Условимся считать переходы с резонансов K -запрещенными, если они удовлетворяют условию $|I_i - K_f| > \lambda$. О роли квантового числа K можно судить по степени замедления K -запрещенных $E1$ и $M1$ переходов с резонансов по сравнению со сходными, по K -разрешенными переходами. Вполне возможно, что роль квантового числа K не одина-

кова в различных членах волновой функции (1). Поэтому следовало бы изучить степень замедления K -запрещенных $E1$ или $M1$ переходов с резонансов на конечные состояния, для которых радиационные ширины могут быть коррелированы или не коррелированы (например, на двухквантовые протонные состояния) с нейтронными ширинами.

Перечислим ряд случаев, наиболее благоприятных для выяснения вопроса о степени замедления K -запрещенных по сравнению с K -разрешенными $E1$ -переходами с резонансов с наибольшими спинами I . После захвата s -нейтрона образуются резонансы в следующих ядрах:

- 1) ^{166}Ho резонансы $I_i^\pi = 4^-$ распадаются на состояния $4^+ 3$ с энергией $E = 261$ кэВ, $4^+ 4$ с $E = 372$ кэВ и конфигурацией $p 523^+ \bar{n} 521^+$ и $3^+ 1$ с $E = 522$ кэВ и конфигурацией $p 523^+ - n 523^-$;
- 2) ^{176}Lu резонансы $I_i^\pi = 4^+$ распадаются на состояния: $3^- 0$ с $E = 239$ кэВ, $p 404^- - n 514^+$, $3^- 3$ с $E = 662$ кэВ, $4^- 4$ с $E = 791$ кэВ и конфигурацией $p 404^- \bar{n} 510^+$;
- 3) ^{177}Lu резонансы $13/2^-$ и $15/2^-$ распадаются на состояния: $11/2^+ 7/2$ 404^- , с $E = 269$ кэВ, $13/2^+ 7/2$ 404^- с $E = 441$ кэВ (возможна корреляция между $\Gamma_{\gamma if}^0$ и Γ_{ni}^0), $11/2^+ 5/2$ 402^+ с $E = 817$ кэВ, $13/2^+ 5/2$ 402^+ с $E = 985$ кэВ (не должно быть корреляции между $\Gamma_{\gamma if}^0$ и Γ_{ni}^0), $11/2^+ 11/2$ $p 514^+ - n 514^- + n 624^+$ с $E = 1230$ кэВ (не должно быть корреляции между $\Gamma_{\gamma if}^0$ и Γ_{ni}^0), $15/2^+ 15/2$ с $E = 1357$ кэВ, $13/2^+ 13/2$ с $E = 1502$ кэВ и конфигурацией $p 404^- + n 514^- + n 510^+$ (возможна корреляция между $\Gamma_{\gamma if}^0$ и Γ_{ni}^0);
- 4) ^{178}Hf резонансы $I_i^\pi = 4^-$ распадаются на состояния: $4^+ 0$ с $E = 306$ кэВ, $4^+ 4$ с $E = 1513$ кэВ, $4^+ 3$ с $E = 1957$ кэВ и конфигурацией $nn 514^- + 510^+$;
- 5) ^{182}Ta резонансы $I_i^\pi = 4^+$ распадаются на состояния: $3^- 3$ основное $p 404^- - n 510^+$, $3^- 0$ с $E = 702$ кэВ $p 404^- - n 503^+$;

6) ^{182}W резонансы $I_1^\pi = 5^+$ распадаются на состояния: 4^-2 с $E = 1488$ кэв, октупольное, у которого согласно /9/, конфигурация $pp514^+$ - 402^+ является превалирующей, 4^-4 с $E = 1554$ кэв $pp624^+ - 510^+$.

Во всех этих примерах наряду с K -запрещенными даны K -разрешенные $E1$ переходы, из сравнения с которыми можно выяснить, замедлены ли K -запрещенные переходы. Желательно проанализировать соответствующие экспериментальные данные. Наиболее интересным является случай, когда s -нейтрон захватывается ^{176}Lu и образуются резонансы ^{177}Lu с $I_1^\pi = 13/2^-$ и $15/2^-$.

Представляет интерес проанализировать имеющиеся экспериментальные данные и провести новые эксперименты по изучению корреляций между парциальными радиационными ширинами и по определению степени замедления K -запрещенных $E1$ и $M1$ переходов с нейтронных резонансов. Следует иметь в виду, что структура высоковозбужденных состояний является весьма сложной, она, по-видимому, заметно меняется от резонанса к резонансу и вышерассмотренные эффекты могут иметь место только для тех резонансов, волновые функции которых имеют сравнительно большие величины малоквазичастичных компонент. Весьма важно провести комплексное изучение структуры определенных высоковозбужденных состояний путем измерения нейтронных и парциальных радиационных ширин, α -ширин, магнитных моментов резонансов и т.д. Особенно интересно провести комплексные исследования в тех ядрах, в которых уже обнаружены не статистические эффекты.

В заключение благодарю Ф. Бечваржа, Ю.П. Попова и П.Т. Прокофьева за интересные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г. Соловьев, ЯФ 13, 48 (1971); Известия АН СССР сер. физ., 95 (1971).
2. V.G. Soloviev. Phys.Lett., 34B, 109 (1971).
3. В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ Е4-5711, Дубна, 1971.
4. В.В. Воронов, В.Г. Соловьев. Сообщение ОИЯИ Р4-5562, Дубна, 1971.
5. A.M. Lane. Phys.Lett., 31B, 344 (1970).
6. O.A. Wasson, R.E. Chrien, G.G. Slaughter, J.A. Harvey, Preprint ² 15668 (1971).
7. S.F. Mughabghab, R.E. Chrien, O.A. Wasson. Phys.Rev.Lett., 25, 1670 (1970).
8. M. Bear, M.A. Lone, R.E. Chrien, O.A. Wasson, M.R. Bhat, H.R. Muether. Phys. Rev. Lett., 20, 300 (1968).
9. К.М. Железнова, А.А. Корнейчук, В.Г. Соловьев, П. Фогель, Г. Юнг-клауссен. Сообщение ОИЯИ Д-2157, Дубна, 1965. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. ДАН СССР 189, 987 (1969):

Рукопись поступила в издательский отдел

21 мая 1971 года.