

24/4-72

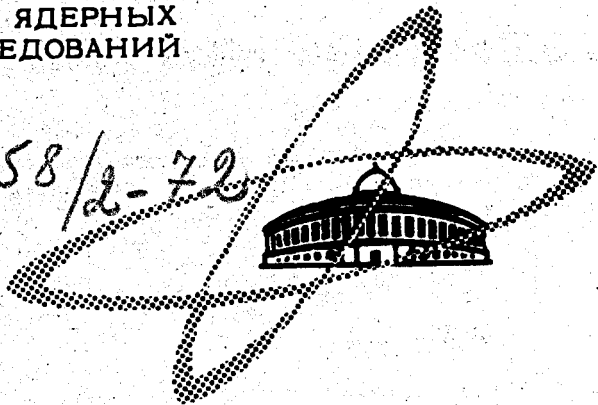
C-603

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 6293

1358/2-72



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.Г.Соловьев

О КОРРЕЛЯЦИЯХ
МЕЖДУ ПРИВЕДЕННЫМИ ПАРЦИАЛЬНЫМИ
 α -ШИРИНАМИ И НЕЙТРОННЫМИ
И РАДИАЦИОННЫМИ ШИРИНАМИ
НА НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

1972

P4 - 6293

В.Г.Соловьев

О КОРРЕЛЯЦИЯХ
МЕЖДУ ПРИВЕДЕННЫМИ ПАРЦИАЛЬНЫМИ
 α -ШИРИНАМИ И НЕЙТРОННЫМИ
И РАДИАЦИОННЫМИ ШИРИНАМИ
НА НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Направлено в Physics Letters

СОЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

S U M M A R Y

The cases are considered in which there may exist correlations between reduced partial alpha widths $\Gamma_{a\lambda}^{\circ}$ and reduced neutron widths $\Gamma_{n\lambda}^{\circ}$ and also between $\Gamma_{a\lambda}^{\circ}$ and partial radial widths $\Gamma_{n\lambda}^{\circ}$ in neutron resonances. It is shown that there may occur large correlations between $\Gamma_{n\lambda}^{\circ}$ for s-wave neutron capture by an even-even spherical nucleus and alpha transition to the $j^{\pi} = 1/2^{+}$ state. Significant correlations between the alpha and gamma widths may be expected in the cases when alpha and *E1* transitions proceed to the ground states of even-even nuclei as well as in the cases when alpha transition goes to the ground state and *E1* transitions go to the one-phonon and two-phonon states.

Рассмотрение корреляций проведем в рамках полумикроскопического подхода к изучению структуры высоковозбужденных состояний, сформулированного в ^{/1-3/}. В ^{/1/} предложена операторная форма волновой функции высоковозбужденного состояния атомного ядра. В ^{/1-4/} матричные элементы для α - и γ -распадов нейтронных резонансов и нейтронные ширины выражены через коэффициенты волновых функций высоковозбужденных состояний. В ^{/2,3,5,6/} изучены корреляции между приведенными нейтронами $\Gamma_{n\lambda}^0$ и парциальными радиационными $\Gamma_{\gamma\lambda}^0$ ширинами, а также между различными радиационными ширинами на нейтронных резонансах. Это изучение основано на том, что корреляции между двумя процессами, проходящими через один и тот же резонанс, имеют место, если основной вклад в оба процесса дают одни и те же компоненты волновой функции резонанса. В ^{/2/} отмечено, что матричные элементы α -распадов высоковозбужденных состояний на основные и низколежащие состояния содержат большое число двух-, четырехквартичных и т. д. компонент волновых функций высоковозбужденных состояний, поэтому корреляций между α -ширинами и нейтронными и радиационными ширинами можно ожидать только в исключительных случаях.

В настоящей заметке рассмотрим случаи, благоприятные для наблюдения корреляций между α -ширинами и нейтронными и радиационными ширинами на нейтронных резонансах.

Волновую функцию нечётного N сферического ядра можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 \Psi_{\lambda} (I^n M) = & b_{I^n}^{\lambda} (i^n) \delta_{I, I^n} \delta_{M, m^n} a_{j^n m^n}^+ \Psi_0 + \\
 & + \sum_{i^n, i_2, i_3} \sum_{m^n, m_2, m_3} b_{I^n M}^{\lambda n 2 t} (i^n m^n, i_2 m_2, i_3 m_3) a_{j^n m^n}^+ a_{j_2 m_2}^+ a_{j_3 m_3}^+ \Psi_0 + \dots + \\
 & + \sum_{t, s} b_{I^n}^{\lambda n \Omega_{\xi}^{(t)}} (i^n) \delta_{I, I^n} \delta_{M, m^n} a_{j^n m^n}^+ \Omega_{\xi}^+(t; i^n m^n) \Psi_0 + \dots
 \end{aligned} \tag{1}$$

В этом выражении даны только малоквазичастичные компоненты, кроме них имеются многоквазичастичные компоненты. Операторы рождения квазичастиц $a_{j m}$ связаны с операторами нуклонов $a_{j m}, a_{j m}^+$ соотношением $a_{j m}^+ = u_j a_{j m}^+ + (-1)^{l-m} v_j a_{j -m}$, где u_j, v_j - коэффициенты преобразования Боголюбова. Одночастичное состояние описываем угловым моментом j , его проекцией m и квантовыми числами N и ℓ , которые не записываем в явном виде; одночастичное состояние обозначаем через $i^n m^n$ для нейтронной системы, через $i^p m^p$ для протонной системы и через $i m$ - для обеих систем. Коэффициенты b^{λ} определяют вклад соответствующей компоненты, λ - номер резонанса с данным I^n . Произведения $(a_{j m}^+ a_{j m}^+)_{l=0}$ в (1) заменены на операторы фононов парных вибраций $\Omega_{\xi}^+(t)$. Индекс $t = n$ указывает на нейтронную, $t = p$ - на протонную системы. Через Ψ_0 обозначены произведения фононных или квазичастичных вакуумов для нейтронных и протонных систем. Остальные обозначения даны в /1,4/.

Рассмотрим наиболее благоприятные случаи для наблюдения больших корреляций между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$. Пусть медленный нейтрон захватывается чётно-чётным сферическим ядром и образуется высоковозбужденное состояние, описываемое волновой функцией (1). Приведенная нейтронная ширина имеет вид

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 | b_{i^n}^{\lambda n}(j^n) u_{i^n} |^2, \quad (2)$$

где $\Gamma_{s.p.}^0$ - одночастичная ширина. Матричный элемент α -распада с высоковозбужденного состояния, описываемого волновой функцией (1), на одноквазичастичное состояние $a_{j^n m^n}^+ \Psi_0$ запишем так:

$$\begin{aligned} M(\alpha; i^n \lambda \rightarrow j^n m^n) &= \\ &= b_{i^n}^{\lambda n}(j^n) \sum_{i_2^n, i_2^p} u_{i_2^n} v_{i_2^n} u_{i_2^p} v_{i_2^p} W(i_2^n, i_2^p) + \dots, \end{aligned} \quad (3)$$

где функция W описывает особенности α -распада. В (3) дан только один член матричного элемента, имеется еще большое число других членов. Коэффициент $b_{i^n}^{\lambda n}(j^n)$ в (3) для α -распада на подболочку $j^n = 1/2^+$ тот же самый, что в формуле (2) для захвата s -нейтрона. Множитель при $b_{i^n}^{\lambda n}(j^n)$ в (3) такой же, как в матричном элементе благоприятного α -распада в нечётных A ядрах. Это означает, что α -переход с одноквазичастичной компоненты $b_{i^n}^{\lambda n}(j^n) a_{j^n m^n}^+ \Psi_0$, входящей в (1), усилен на фактор C^2/G^2 для нейтронной и протонной систем (C - корреляционная функция, G - константа взаимодействия, приводящая к спариванию), т.е. в $10^2 - 10^3$ раз (см. /7/). Именно это обстоятельство служит причиной больших корреляций между $\Gamma_{n\lambda}^0$ для захвата s -нейтрона и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ для перехода на одноквазичастичную компоненту $j^n = 1/2^+$.

В случае захвата p -нейтрона чётно-чётным ядром и образования резонанса с $I^\pi = 1/2^-$ большие корреляции можно наблюдать между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda f}$ для α -распада на одноквазичастичное состояние с $i^\pi = 1/2^-$.

Представляет интерес экспериментально найти корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$. Благоприятными для такого обнаружения являются следующие случаи: а) захват s -нейтрона ^{92}Zr или ^{94}Zr и α -распад резонансов на $1/2^+$ состояния ^{89}Sr или ^{91}Sr , в) захват s -нейтрона ^{94}Mo или ^{96}Mo и α -распад резонансов на $1/2^+$ состояния ^{91}Zr или ^{93}Zr , с) захват s -нейтрона ^{110}Cd или ^{112}Cd или ^{114}Cd и α -распад резонансов на низколежащие $1/2^+$ состояния ^{107}Pd или ^{109}Pd или ^{111}Pd и другие случаи. Несомненно, что экспериментальное обнаружение таких корреляций является трудной задачей, т.к. в тех случаях, когда подболочка $s_{1/2}$ находится вблизи энергии поверхности Ферми и $1/2^+$ состояние является основным или низколежащим, силовая функция S_0 для захвата s -нейтрона достаточно мала.

Другой случай. Пусть медленный нейтрон захватывается нечётным N сферическим ядром с волновой функцией $i_0^{n_0 m_0^0} \Psi_0$ и образуется высоковозбужденное состояние. Матричный элемент α -распада этого состояния в основное состояние содержит компоненты $b_{i m}^{\lambda 2 n} (i_0^n m_0^n, i_2^n m_2^n)$, входящие в выражение для нейтронной ширины $\Gamma_{n\lambda}^0$, и компоненты $b_{i m}^{\lambda 2 n} (i_3^n m_3^n, i_4^n m_4^n)$, $b_{i m}^{\lambda 2 p} (i_3^p m_3^p, i_4^p m_4^p)$, $b_{i m}^{\lambda 2 n 2 p} (i_1^n m_1^n, i_2^n m_2^n, i_2^p m_2^p, i_4^p m_4^p)$ и $b^{\lambda 2, \Omega \xi(\tau)}(j m, j' m')$, которых нет в $\Gamma_{n\lambda}^0$. Поэтому, если компоненты $b_{i m}^{\lambda 2 n} (i_0^n m_0^n, i_2^n m_2^n)$ вносят весьма существенный вклад в $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$, то можно ожидать корреляций между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$. Однако из-за того, что матричный элемент α -распада содержит большое число различных двухквазичастичных и четырехквазичастичных компонент волновой функции высоковозбужденного состояния, корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ должны наблюдаться довольно редко.

Матричный элемент α -перехода с высоковозбужденного на однофононное состояние содержит значительно большее число компонент волновой функции высоковозбужденного состояния по сравнению с матричным элементом α -перехода в основное состояние. Поэтому в этом случае нельзя ожидать корреляций между $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и $\Gamma_{n\lambda}^0$ и между $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$.

Рассмотрим корреляции между парциальными приведенными альфа- $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и гамма- $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ ширинами. Пусть после захвата медленного нейтрона образовано состояние с $I^\pi = I^-$. В матричные элементы α -распада и $E1$ -перехода на основные состояния чётно-чётных ядер входят одни и те же двухквaziчастичные компоненты $b_{im}^{\lambda 2f} (i_1 m_1, i_2 m_2)$, причём в матричный элемент α -распада с множителем $u_{i_1} u_{i_2}$, а в матричный элемент $E1$ -перехода с множителем $u_{i_1} v_{i_2} + u_{i_2} v_{i_1}$. Если одна квазичастица находится выше, а другая вблизи поверхности Ферми, то эти множители не сильно отличаются друг от друга. Альфа-переход с двухквaziчастичных компонент усилен на фактор C^2/G^2 . Всё это указывает на возможность наблюдения корреляций между $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ в таких случаях. Однако следует иметь в виду, что выражение для

$\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ содержит много других компонент волновой функции высоковозбужденного состояния, которых нет в выражении для $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$.

Благоприятными для наблюдения корреляций между $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ являются те же ядра, что и для наблюдения корреляций между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ для $E1$ -переходов на основные состояния. Эти ядра перечислены в /5/.

В /1, 4/ показано, что матричные элементы $E1$ -переходов с нейтронных резонансов на однофононные состояния сферических и деформированных ядер содержат большое число двух- и четырехквaziчастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний. $E1$ -переходы на двухфононные состояния содержат также шестиквaziчастичные компоненты этих волновых функций. Определенная часть двух- и четырех-

квазичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний, содержащихся в матричных элементах $E1$ -переходов на однофононные или двухфононные состояния, и α -распадов на основные состояния совпадает. Поэтому можно ожидать корреляций между $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ для переходов на основные состояния и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ для переходов на однофононные или двухфононные состояния.

Интересные экспериментальные данные по α -распаду нейтронных резонансов получены в ^{8,9/}. В ^{10/} они дополнены изучением парциальных радиационных ширин с тех же резонансов. В результате получено указание на существование корреляций между α -ширинами для переходов с резонансов $I^\pi = 3^-$ в ¹⁴⁸Sm на основное состояние ¹⁴⁴Nd и $E1$ -переходами на однофононное и двухфононное состояний в ¹⁴⁸Sm.

Весьма большой интерес представляет экспериментальное определение нейтронных ширин $\Gamma_{\pi\lambda}^0$ и приведенных парциальных альфа- $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и гамма- $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ ширин для одних и тех же нейтронных резонансов. Для этого прежде всего необходимо всемерно расширить измерение приведенных α -ширин с нейтронных резонансов.

В заключение автор благодарит Л.С. Дanelяна и Ю.П. Попова за интересные обсуждения.

Литература

1. В.Г. Соловьев. ЯФ, 13, 48 (1971).
2. В.Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 666 (1971).
3. В.Г. Соловьев. ЯФ, 15 (1972).
4. В.В. Воронов, В.Г. Соловьев. Сообщение ОИЯИ, P4-5562, Дубна, 1971.
5. V.G. Soloviev. Phys.Lett., 35B (1971) 109.
Письма в ЖЭТФ, 14, 194 (1971).
6. V.G. Soloviev, Phys.Lett., 36B (1971) 199.
7. V.G. Soloviev. Phys.Lett., 1 (1962) 202.

8. Ю.П. Попов, М. Стемпински. Письма в ЖЭТФ, 7, 126 (1968).
Ю.П. Попов. Сообщение ОИЯИ, ЕЗ-5483, Дубна, 1970.
9. И. Вильгельм, Ю.П. Попов, М. Пшитула, Р.Ф. Руми, М. Стемпински. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 1542, (1971).
Ю.П. Попов, В.Г. Семенов, М. Флорек. Сообщение ОИЯИ, РЗ-5875, Дубна, 1971.
10. Л.С. Данелян. Препринт ИАЭ-2167 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 февраля 1972 года.