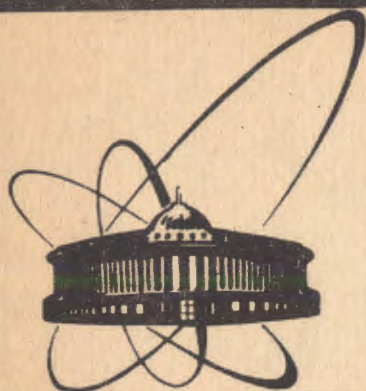


90-234



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

M705

P3-90-234

Л. В. Мицына, Г. С. Самосват

О СМЕШАННЫХ НЕЙТРОННЫХ
(s + d)-РЕЗОНАНСАХ

1990

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, нейтронная ширина, характеризующая данный нейтронный резонанс, в общем случае есть сумма парциальных нейтронных ширин, относящихся к открытым каналам реакции с разными значениями орбитального момента l и спина канала s (или полного момента нейтрона j):

$$\Gamma_n = \sum_{l,s[j]} \Gamma_{nls[j]} \quad (1)$$

В обзоре [1] можно почерпнуть имеющиеся довольно скудные сведения о смешивании спиновых каналов в нейтронных резонансах; сведений же о смешивании орбитальных каналов, которому посвящена настоящая работа, и того меньше. До недавнего времени считалось, что при энергиях нейтронов ниже ~ 1 Мэв из-за центробежного барьера в сумме (1) существенны только слагаемые с одним наименьшим значением l . В соответствии с этим резонансы со спином и четностью J^π на ядре-мишени со спином и четностью I^{π_0} именуются s -резонансами, если $J=I^{\pm}1/2$, $\pi=\pi_0$, p -резонансами, если $J=I^{\pm}1/2$, $I^{\pm}3/2$, $\pi=-\pi_0$, d -резонансами, если $J=I^{\pm}3/2$, $I^{\pm}5/2$, $\pi=\pi_0$, и т.д. Смеси $s+d$, возможные в случае $J=I^{\pm}1/2$, $\pi=\pi_0$ и $I, J \neq 0$, были известны лишь для ряда высокоэнергетических резонансов на легких мишенях ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{13}\text{C}$ [2]. Но недавно, сначала у ${}^{207}\text{Pb}$ [3,4], а затем у ${}^{27}\text{Al}$ [5] при энергиях в интервалах соответственно 180-260 и 380-570 кэВ были обнаружены "s-резонансы", форма которых могла быть описана теоретически только путем добавления к нейтронной ширине $\Gamma_{n0s} \sim E^{1/2}$ слагаемого $\Gamma_{n2s} \sim E^{5/2}$, соответствующего $l=2$ и имеющего сильную энергетическую зависимость. Примесь d -волны при нейтронном распаде состояний ${}^{208}\text{Pb}$, возбуждаемых γ -лучами, наблюдалась также в работах [6,7],

количественные результаты которых, однако, противоречат друг другу.

В отличие от "чистых" s -резонансов, в которых рассеяние нейтронов в с.д.и. изотропно, в смешанных $(s+d)$ -резонансах рассеяние должно иметь характерную анизотропию, экспериментальное изучение которой, несомненно, даст новую информацию о свойствах соответствующих компаунд-состояний. И действительно, полученные в настоящей работе выражения для дифференциального сечения упругого рассеяния в окрестности изолированного резонанса, который возбуждается и распадается с участием s - и d -нейтронов, подтверждают это предположение. В частности, оказалось, что может быть получена уникальная для нейтронной спектроскопии информация - относительные знаки амплитуд ширин, отвечающих разным каналам.

2. ТРИ ТИПА s -РЕЗОНАНСОВ

Пользуясь правилами сложения трех угловых моментов: спина ядра-мишени I^{π_0} , спина нейтрона $i=1/2$ и их относительного орбитального момента l , дающих спин резонанса J^{π} , нетрудно выписать все возможные слагаемые суммы (1) для любого s -резонанса, т.е. в случае $J=I \pm 1/2$, $\pi=\pi_0$. Это сделано в третьем столбце таблицы 1, где все же не учтены каналы с $l>2$ и по сравнению с (1) упрощены обозначения слагаемых: в выбранном нами представлении спина канала $s=I+i$ у s -ширин опущен спиновый индекс ввиду единственности его значения для данного резонанса ($s=J$), а у d -ширин он заменен знаком плюс, обозначающим $s=I+1/2=s_+$, или знаком минус для $s=I-1/2=s_-$.

Из таблицы видно, что s -резонансы бывают трех типов. Чисто s -волновыми могут быть лишь резонансы на ядрах-мишенях нулевого

спина, а также спина $I=1/2$, если $J=0$. Все остальные резонансы могут иметь примесь d -волны и подразделяются на два типа - двухканальные и трехканальные. У резонансов с $I=1/2$, $J=1$ и $I=1$, $J=1/2$ открыт только один d -канал с $s=s_+$, и поэтому они двухканальные. У других же смешанных резонансов открыты оба d -канала, и они - трехканальные. Отличаясь друг от друга числом каналов, эти $(s+d)$ -резонансы, как мы увидим далее, отличаются своими свойствами и возможностями их исследования.

3. СЕЧЕНИЯ

Для получения дифференциальных сечений упругого рассеяния в одноуровневом приближении мы воспользовались известной работой [8], представляющей сечение в форме

$$\sigma(\theta) = \sum_{L=0}^{\infty} V_L P_L(\cos\theta) \quad (2)$$

и дающей общие выражения для коэффициентов ряда (2). Последние, в свою очередь, состоят из трех частей, относящихся к потенциальному рассеянию, резонансному рассеянию и интерференции между ними, так что соответственно

$$V_L = V_L^{\Pi} + V_L^D + V_L^I. \quad (3)$$

Хотя в дальнейшем нам непосредственно понадобятся в основном только резонансные части сечений, приводим здесь результат полностью*), чтобы в каждом конкретном случае можно было решить, чем пренебречь и что надо учесть как поправки к основным эффектам.

Образующее "пьедестал" под резонансами сечение потенциального рассеяния имеет коэффициенты, определяющиеся выражениями

*) Мы оборвали фигурирующие ниже последовательности δ_L и V_L на $l=2$ и $l=4$, что при энергиях до сотен кэВ вполне оправдано малостью отброшенных членов.

$$\begin{aligned}
k^2 B_0^{\Pi} &= \sin^2 \delta_0 + 3 \sin^2 \delta_1 + 5 \sin^2 \delta_2, \\
k^2 B_1^{\Pi} &= 6 \sin \delta_0 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1) + 12 \sin \delta_1 \sin \delta_2 \cos(\delta_1 - \delta_2), \\
k^2 B_2^{\Pi} &= 10 \sin \delta_0 \sin \delta_2 \cos(\delta_0 - \delta_2) + 6 \sin^2 \delta_1 + \frac{50}{7} \sin^2 \delta_2, \\
k^2 B_3^{\Pi} &= 18 \sin \delta_1 \sin \delta_2 \cos(\delta_1 - \delta_2), \\
k^2 B_4^{\Pi} &= \frac{18}{35} \sin^2 \delta_2.
\end{aligned} \quad (4)$$

Здесь k - волновое число нейтрона, а δ_1 - фазовые сдвиги, для которых следует воспользоваться R-матричным представлением и, например, [1], записать:

$$\delta_1 = \varphi_1 + \arcsin P_1 R_1^{\Pi}, \quad (5)$$

где φ_1 - фаза для рассеяния на жесткой сфере, P_1 - проницаемость, R_1^{Π} - вклад всех резонансов, кроме учитываемых непосредственно.

В резонансной части сечения отсутствуют члены с нечетными L , а B_L^D с L четными имеют свои особенности. Вид первого коэффициента одинаков для всех резонансов:

$$B_0^D = \frac{g \Gamma_n^2}{4k^2 \varepsilon}. \quad (6)$$

Два же других коэффициента зависят от типа резонанса, а B_2^D , кроме того, и от спина J трехканального резонанса:

$$B_2^D = \frac{g}{4k^2 \varepsilon (2J+1)} \left[Z(2J2J, s_+2) \Gamma_{n2+}^{\pm} 2\sqrt{2J+1} \cos(\delta_0 - \delta_2) \sqrt{\Gamma_{n0} \Gamma_{n2+}} \right]^2, \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
B_2^D = \frac{g}{4k^2 \varepsilon (2J+1)} \left[Z(2J2J, s_-2) \Gamma_{n2-} - Z(2J2J, s_+2) \Gamma_{n2+}^{\pm} \right. \\
\left. \pm 2\sqrt{2J+1} \cos(\delta_0 - \delta_2) \sqrt{\Gamma_{n0} \Gamma_{n2-}} \right]^2 \text{ при } J=s_-, \quad (8)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_2^D = \frac{g}{4k^2 \varepsilon (2J+1)} \left[Z(2J2J, s_-2) \Gamma_{n2-} - Z(2J2J, s_+2) \Gamma_{n2+}^{\mp} \right. \\
\left. \mp 2\sqrt{2J+1} \cos(\delta_0 - \delta_2) \sqrt{\Gamma_{n0} \Gamma_{n2+}} \right]^2 \text{ при } J=s_+, \quad (9)
\end{aligned}$$

$$B_4^D = \frac{g}{4k^2 \varepsilon (2J+1)} Z^2(2J2J, s_+4) \Gamma_{n2+}^2, \quad (10)$$

$$B_4^D = \frac{g}{4k^2 \varepsilon (2J+1)} \left[Z(2J2J, s_-4) \Gamma_{n2-} - Z(2J2J, s_+4) \Gamma_{n2+} \right]^2, \quad (11)$$

где (7) и (10) относятся к двухканальным резонансам, а (8), (9) и

(11) - к трехканальным. В этих выражениях

$$g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}, \quad \varepsilon = \Delta E^2 + \frac{\Gamma^2}{4}, \quad \Delta E = E - E_0, \quad (12)$$

где E - текущая энергия, E_0 и Γ - энергия и полная ширина резонанса:

$$\begin{aligned}
Z(1_1 J_1 1_2 J_2, sL) = \sqrt{(2l_1+1)(2l_2+1)(2J_1+1)(2J_2+1)} W(1_1 J_1 1_2 J_2, sL) \cdot \\
\cdot (1_1 1_2 00 | L0), \quad (13)
\end{aligned}$$

куда входит произведение коэффициентов Рака и Клебша-Жордана.

Интерференционное сечение определяют выражения

$$\begin{aligned}
-k^2 \varepsilon B_0^{\Pi} &= g \Gamma_{n0} \psi(\delta_0) \sin \delta_0 + g \Gamma_{n2} \psi(\delta_2) \sin \delta_2, \\
-k^2 \varepsilon B_1^{\Pi} &= 3g \Gamma_{n0} \psi(2\delta_0 - \delta_1) \sin \delta_1 + \frac{6}{5} g \Gamma_{n2} \psi(2\delta_2 - \delta_1) \sin \delta_1, \\
-k^2 \varepsilon B_2^{\Pi} &= 5g \Gamma_{n0} \psi(2\delta_0 - \delta_2) \sin \delta_2 + g \Gamma_{n2} \psi(2\delta_2 - \delta_0) \sin \delta_0 + \\
&\quad + \frac{10}{7} g \Gamma_{n2} \psi(\delta_2) \sin \delta_2, \\
-k^2 \varepsilon B_3^{\Pi} &= \frac{9}{5} g \Gamma_{n2} \psi(2\delta_2 - \delta_1) \sin \delta_1, \\
-k^2 \varepsilon B_4^{\Pi} &= \frac{18}{7} g \Gamma_{n2} \psi(\delta_2) \sin \delta_2,
\end{aligned} \quad (14)$$

где кроме обозначений (12) используется также функция

$$\psi(x) = \frac{\Gamma}{2} \sin x + \Delta E \cos x, \quad (15)$$

и $\Gamma_{n2} = \Gamma_{n2+}$ для двухканальных резонансов и $\Gamma_{n2} = \Gamma_{n2-} + \Gamma_{n2+}$ для трехканальных.

Переходя к обсуждению полученных выражений, отметим прежде всего, что основную, наиболее интересную информацию о резонансе заключает в себе резонансная часть дифференциального сечения, которая образует резонансный пик на гладком фоне потенциального рассеяния. Но измерять и анализировать последнее все-таки нужно с целью нахождения фаз рассеяния, которые входят во все интерференционные члены, а также в B_2^D . Фаза δ_0 находится из B_0^{Π} по первому из уравнений (4), если пренебречь квадратами синусов от δ_1 и δ_2 . Следующее уравнение позволяет определить δ_1 по B_1^{Π} и δ_0 , если пренебречь членом с δ_2 . Наконец, δ_2 можно оценить из третьего

уравнения (4) по V_2^{II} и δ_0 и δ_1 . Два последних уравнения вряд ли будут полезны из-за малости V_3^{II} , V_4^{II} и недостаточной их точности.

Каждый из коэффициентов V_0^{D} , V_2^{D} , V_4^{D} за счет функции энергии ϵ^{-1} имеет при $E=E_0$ характерный пик, который благодаря присутствию ширины $\Gamma_{n2}^{-} E^{5/2}$ в той или иной степени асимметричен - больше для V_4^{D} и меньше для V_0^{D} . Однако измеренными (выделенными из V_L) могут быть только суммарные величины $V_L^{\text{D}} + V_L^{\text{II}}$, включающие также интерференцию.

Следует специально отметить две особенности каждого из слагаемых V_L^{II} в уравнениях (14). Во-первых, относясь к определенному L , они содержат множителем произведение $\Gamma_{n1_1} \sin \delta_{1_2}$, которое при одинаковых Γ_{n1_1} для разных l_1 максимально для $l_2=0$. Но $\sin \delta_0$ присутствует только у V_L^{II} с $L=1_1$, делая этот коэффициент существенным среди остальных, мало существенных. Это свойство интерференционных членов дифференциального сечения рассеяния используется для определения l у резонансов (см. подробнее [1]). В нашем случае смешанного резонанса таких главных членов два: один в V_0^{II} с Γ_{n0} , а другой в V_2^{II} с Γ_{n2} . Во-вторых, все слагаемые за счет $\psi(x)$ состоят из двух членов, соответствующих двум членам в (15): такого же, как чисто резонансный член (но существенно меньшей величины), и специфически интерференционного члена, определяемого функцией $\Delta E/\epsilon$ и меняющего знак при $E=E_0$.

4. ПАРАМЕТРЫ СМЕСИ КАНАЛОВ И ЗНАКИ АМПЛИТУД ШИРИН

В принципе, измеряя сечение $\sigma(\theta)$ вблизи $(s+d)$ - резонанса и сравнивая его с сечением, определяемым формулами (2)-(15), можно определить все параметры резонанса, включая очень малоизвестные парциальные нейтронные ширины, относящиеся к разным орбитальным и

спиновым каналам. Более того, можно определить и относительные знаки амплитуд пары ширин Γ_{n0} и Γ_{n2-} или Γ_{n0} и Γ_{n2+} , поскольку в выражениях (7)-(9) для V_2^{D} фигурирует произведение амплитуд, записанное в виде квадратного корня из произведения ширин; верхний знак перед последним слагаемым в квадратных скобках соответствует одинаковым знакам амплитуд, а нижний - разным, и только эксперимент может выбрать один из этих знаков. Однако непосредственное сравнение сечений - это "метод формы", для реализации которого требуется измерить дифференциальное сечение с высоким энергетическим разрешением, что пока едва ли реально.

Можно предложить более простой "метод площадей", для реализации которого достаточно измерить относительный выход рассеянных нейтронов при разных углах рассеяния (трех или более) и при умеренном разрешении по энергии. Для обоснования этой возможности перепишем (2) в виде

$$\sigma(\theta) = V_0 \left[1 + \sum_{L=1}^{\infty} \omega_L P_L(\cos\theta) \right], \quad (16)$$

тогда при учете только резонансных частей V_L^{D} для коэффициентов $\omega_L = V_L/V_0$ из (6)-(11) получим

$$\omega_2 = \begin{cases} [\alpha(a\beta+b) \pm 2\sqrt{\alpha(1-\alpha)\beta} \cos(\delta_0 - \delta_2)]^2 & \text{при } J=s_-, \\ [\alpha(a\beta+b) \mp 2\sqrt{\alpha(1-\alpha)(1-\beta)} \cos(\delta_0 - \delta_2)]^2 & \text{при } J=s_+, \end{cases} \quad (17)$$

$$\omega_4 = [\alpha(c\beta+d)]^2. \quad (18)$$

Эти уравнения связывают экспериментально определяемые коэффициенты анизотропии резонансного рассеяния ω_2 и ω_4 с известными спиновыми параметрами:

$$\begin{aligned} a &= \frac{Z(2J2J, s_2) + Z(2J2J, s_+2)}{\sqrt{2J+1}}, & b &= -\frac{Z(2J2J, s_+2)}{\sqrt{2J+1}}, \\ c &= \frac{Z(2J2J, s_4) + Z(2J2J, s_+4)}{\sqrt{2J+1}}, & d &= -\frac{Z(2J2J, s_+4)}{\sqrt{2J+1}}, \end{aligned} \quad (19)$$

и неизвестными параметрами смеси каналов

$$\alpha = \frac{\Gamma_{n2-} + \Gamma_{n2+}}{\Gamma_{n0} + \Gamma_{n2-} + \Gamma_{n2+}}, \quad \beta = \frac{\Gamma_{n2-}}{\Gamma_{n2-} + \Gamma_{n2+}} \quad (20)$$

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ (s + d) - РЕЗОНАНСАХ

| I | J | Γ_n | a | b | c | d |
|------|------|---|---------|---------|--------|---------|
| 0 | 1/2 | Γ_{n0} | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 1/2 | 0 | Γ_{n0} | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 1/2 | 1 | $\Gamma_{n0} + \Gamma_{n2+}$ | -0.7071 | 0.7071 | 0 | 0 |
| 1 | 1/2 | $\Gamma_{n0} + \Gamma_{n2+}$ | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 1 | 3/2 | $\Gamma_{n0} + \Gamma_{n2+} + \Gamma_{n2-}$ | 1 | 0 | 0 | 0 |
| 3/2 | 1 | $\Gamma_{n0} + \Gamma_{n2+} + \Gamma_{n2-}$ | -1.4142 | 0.7071 | 0 | 0 |
| 3/2 | 2 | $\Gamma_{n0} + \Gamma_{n2+} + \Gamma_{n2-}$ | 0.8537 | -0.2561 | 1.5272 | -0.4582 |
| 5/2 | 2 | —, —, — | -0.4269 | 0.6830 | 0.5727 | -0.1145 |
| 5/2 | 3 | —, —, — | 0.7011 | -0.4536 | 1.6751 | -0.6700 |
| 3 | 5/2 | —, —, — | -0.2673 | 0.6491 | 0.7715 | -0.1763 |
| 3 | 7/2 | —, —, — | 0.6547 | -0.4988 | 1.6714 | -0.7163 |
| 7/2 | 3 | —, —, — | -0.1650 | 0.6186 | 0.8934 | -0.2234 |
| 7/2 | 4 | —, —, — | 0.6186 | -0.5291 | 1.6602 | -0.7471 |
| 9/2 | 4 | —, —, — | -0.0406 | 0.5697 | 1.0376 | -0.2905 |
| 9/2 | 5 | —, —, — | 0.5665 | -0.5665 | 1.6348 | -0.7848 |
| 11/2 | 5 | —, —, — | 0.0323 | 0.5337 | 1.1204 | -0.3362 |
| 11/2 | 6 | —, —, — | 0.6444 | -0.5869 | 1.6108 | -0.8054 |
| 6 | 11/2 | —, —, — | 0.0586 | 0.5193 | 1.1501 | -0.3539 |
| 6 | 13/2 | —, —, — | 0.6736 | -0.5944 | 1.6009 | -0.8127 |

Поскольку правые части (17) и (18) не имеют резкой резонансной зависимости от энергии, ω_2 и ω_4 мало меняются в пределах резонанса и могут быть определены из измерений площадей резонансов. Плавная же энергетическая зависимость ширин и фаз при необходимости может быть учтена с помощью поправок. То же самое можно сказать и об учете некоторого влияния на площадь резонанса интерференционных членов, определяемых выражениями (14).

Формулы (17) и (18) справедливы для всех трех типов резонансов (см. раздел 2), если параметрам a, b, c, d придать соответствующие значения и учесть, что для одноканальных резонансов $\alpha=0$, а для двухканальных - $\beta=0$. Для большинства практически важных случаев a, b, c, d даны в последних столбцах таблицы 1. Легко видеть, что резонансы, представленные в первой и второй строках, рассеивают нейтроны изотропно (если пренебречь интерференцией), а представленные в четырех последующих строках - имеют отличными от нуля только ω_2 . Всем же остальным резонансам на ядрах с $I \geq 3/2$ присущи и ω_2 и ω_4 , определяемые спинами I, J, параметрами α, β и знаком произведения амплитуд двух ширин. Рассмотрим подробнее, что может дать изучение анизотропии рассеяния в резонансах на мишенях разных спинов.

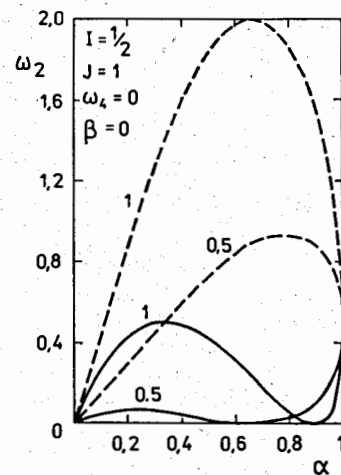


Рис.1. Анизотропия рассеяния в резонансах на ядрах с $I=1/2$. Цифры у кривых - значения $\cos(\delta_0 - \delta_1)$. Сплошные кривые - для одинаковых, а штриховые - для разных знаков амплитуд ширин.

Ядра с $I=1/2$. У этих ядер интересны лишь двухканальные резонансы с $J=1$. У них $\beta=0$, $\omega_4=0$, а ω_2 -функция одной переменной α . На рис.1 она изображена при двух значениях $\cos(\delta_0 - \delta_2)$ и разных знаках $\sqrt{\Gamma_{n0}\Gamma_{n2+}}$. Видно, что, если $\omega_2 > 0.5$, знаки

амплитуд разные, а для значения α - две возможности. Если же $\omega_2 < 0.5$, то знаки амплитуд не определяются, а α может иметь любое из двух или даже четырех значений.

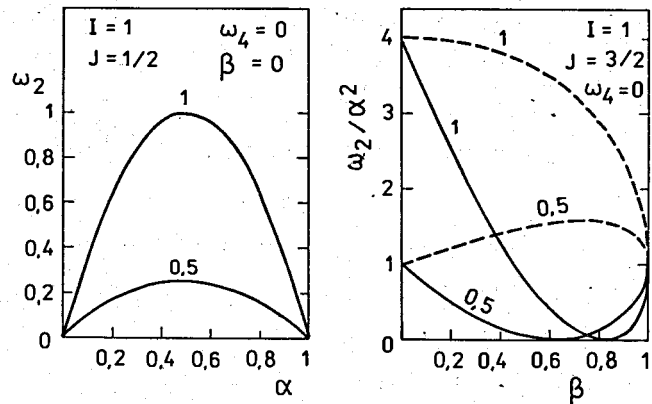


Рис. 2. Анизотропия рассеяния в резонансах на ядрах с $I=1$. Цифры у кривых - значения $\cos(\delta_0 - \delta_2)$ для $J=1/2$ и $\sqrt{(1-\alpha)/\alpha} \cos(\delta_0 - \delta_2)$ для $J=3/2$. Сплошные кривые - для одинаковых, а штриховые - для разных знаков амплитуд ширин.

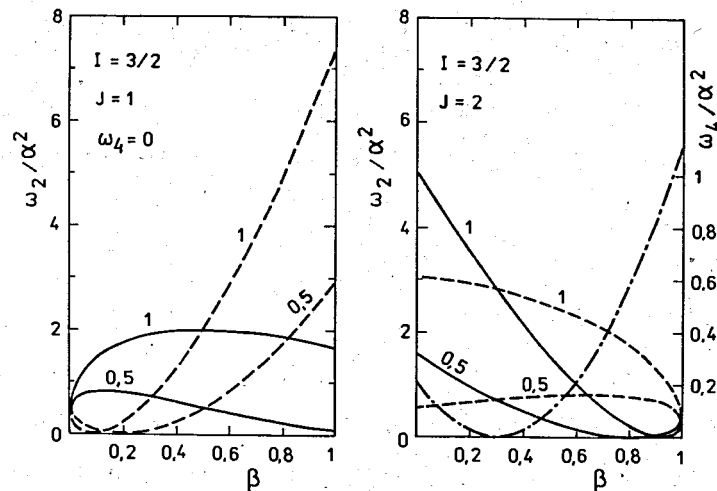


Рис. 3. Анизотропия рассеяния в резонансах на ядрах с $I=3/2$. Цифры у кривых - значения $\sqrt{(1-\alpha)/\alpha} \cos(\delta_0 - \delta_2)$. Сплошные кривые - для одинаковых, а штриховые - для разных знаков амплитуд ширин. Штрихпунктирная кривая и правая шкала по оси ординат - для ω_4 .

Ядра с $I=1$. У двухканальных резонансов с $J=1/2$ ($\beta=0, \omega_4=0$) ω_2 не зависит от знаков амплитуд, и знание ω_2 дает два возможных значения α (см.рис.2). Резонансы с $J=3/2$ - трехканальные, но у них нулевое ω_4 . Поэтому известное значение функции двух переменных $\omega_2(\alpha, \beta)$ не определяет ни α , ни β , ни знаки амплитуд. На рис.2 она изображена для двух значений произведения $\sqrt{(1-\alpha)/\alpha} \cos(\delta_0 - \delta_2)$ как функция β .

Ядра с $I \geq 3/2$. К резонансам с $J=1$ относится все, что сказано выше о резонансах с $I=1, J=3/2$. Отличие от нуля ω_4 у резонансов с $J=2$ делает их намного информативнее по сравнению со всеми уже рассмотренными. Это же справедливо для резонансов обоих спинов на ядрах с $I > 3/2$. Зависимость $\omega_2(\alpha, \beta)$ и $\omega_4(\alpha, \beta)$ для мишени с $I=3/2$ показана на рис.3. Для ядер более высокого спина она подобна: все кривые, изображающие ω_2/α^2 как функцию β , исходят из одной точки $\beta=0, \omega_2/\alpha^2 = b^2$ для $J=I-1/2$ или $\beta=1, \omega_2/\alpha^2 = (a+b)^2$ для $J=I+1/2$, а ω_4/α^2 в зависимости от β дается параболой, касающейся оси абсцисс в точке $\beta = -d/c$.

К сожалению, квадратичность уравнений (17) и (18) и два возможных знака в (17) часто приводят к неоднозначности их решений для данной измеренной пары величин ω_2 и ω_4 . В таблице 2 мы приводим характерные примеры решений для резонансов на ядрах с $I=5/2$. Эти решения получались следующим образом. Для произвольно выбранной пары чисел α_0, β_0 в предположении того или иного знака произведения амплитуд ширин (значения α_0 и β_0 - в первых столбцах таблицы, знак произведения - после значения β_0) по формулам (17) и (18) вычислялись значения ω_2^0 и ω_4^0 (третий и четвертый столбцы таблицы). А затем на ЭВМ путем перебора с малым шагом всевозможных α, β из интервала (0,1) определялись массивы таких α, β , для которых $\omega_2(\alpha, \beta)$ и $\omega_4(\alpha, \beta)$ попадают в заданные интервалы

$\omega_2^{0+} - \Delta\omega_2$ и $\omega_4^{0+} - \Delta\omega_4$, то есть находились множества решений, отвечающих неопределенностям $2\Delta\omega_2$ и $2\Delta\omega_4$ левых частей уравнений. Эти множества занимают некоторые области на плоскости α, β ; предельные значения α и β (со знаком произведения амплитуд) в этих областях указаны в четырех последних столбцах таблицы 2.

Таблица 2

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИИ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИИ (17)-(18)

| α_0 | β_0 | ω_2^0 | ω_4^0 | $\Delta\omega_2 = \Delta\omega_4 = 0.02$ | | $\Delta\omega_2 = \Delta\omega_4 = 0.005$ | |
|-------------------|-----------|--------------|--------------|--|--|---|--|
| | | | | α | β | α | β |
| <u>I=5/2, J=2</u> | | | | | | | |
| 0.5 | 0.9- | 0.64 | 0.04 | 0.35-0.55 | 0.87-0.94- | 0.48-0.52 | 0.89-0.91- |
| 0.3 | 0.7+ | 0.78 | 0.01 | 0.22-0.88 | 0.27-0.99+ | 0.22-0.58 0.79-0.86 | 0.34-0.99+ 0.30-0.42+ |
| 0.5 | 0.3+ | 0.68 | 0.00 | 0.19-0.92 0.28-0.34 | 0.17-0.99+ 0.93-0.99- | 0.27-0.91 | 0.18-0.67+ |
| <u>I=5/2, J=3</u> | | | | | | | |
| 0.9 | 0.9- | 0.12 | 0.57 | 0.78-0.92 | 0.88-0.97- | 0.81-0.91 | 0.90-0.95- |
| 0.5 | 0.1- | 0.57 | 0.06 | 0.44-0.52 0.90-0.92 | 0.06-0.15- 0.22-0.26+ | 0.49-0.51 0.91-0.92 | 0.09-0.11- 0.23-0.24+ |
| 0.5 | 0.7+ | 0.28 | 0.06 | 0.38-0.50 0.40-0.70 0.70-0.76 0.74-0.86 0.76-0.77 0.98-0.99 | 0.71-0.78- 0.65-0.72+ 0.57-0.65- 0.55-0.63+ 0.18-0.24- 0.23-0.26+ | 0.42-0.46 0.48-0.53 0.74-0.75 0.81-0.84 0.75-0.76 | 0.74-0.75- 0.70-0.71+ 0.59-0.61- 0.57-0.59+ 0.19-0.21- |

Для каждого из спинов J даны по три типичных примера решений при двух значениях неопределенностей ω_2 и ω_4 . Во всех примерах для $J=3$ и в первом примере для $J=2$ решения представляют собой небольшие "пятна" той или иной формы на квадрате плоскости α, β с

вершинами (0,0), (1,0), (1,1) и (0,1). При этом в первых примерах решения единственны, а в третьем для $J=3$ их шесть при $\Delta\omega=0.02$ и пять при $\Delta\omega=0.005$. Решения же во втором и третьем примерах для $J=2$ представляются в виде "толстых линий", которые тянутся из угла квадрата около вершины (1,0) в сторону вершины (0,1), круто поворачивая затем к вершине (1,1). "Толщина" этих линий ~0.03 при $\Delta\omega=0.02$ и ~0.005 при $\Delta\omega=0.005$, причем в третьем примере "линия" сопровождается "пятном" при $\Delta\omega=0.02$, а во втором примере она прерывается в середине при $\Delta\omega=0.005$.

В заключение отметим еще одну особенность предлагаемого метода исследования (s+d)- смешивания в резонансах. Из формулы (17) видно, что при малых примесях d- волны ($\alpha \rightarrow 0$) первым слагаемым в квадратных скобках можно пренебречь, и независимо от I коэффициент ω_2 стремится к значению $4\alpha\beta \cos^2(\delta_0 - \delta_2)$ при $J=I-1/2$ и $4\alpha(1-\beta) \cos^2(\delta_0 - \delta_2)$ при $J=I+1/2$. В результате этого даже небольшая примесь d- волны (~1%) при доминировании соответствующего канала (β или $1-\beta$ порядка единицы) и близком к единице косинусе приводит к вполне измеримой величине $\omega_2 \sim 0.04$. Правда, это позволяет только зарегистрировать факт, что резонанс смешанный, так как ω_4 в этом случае практически нулевое и поэтому не определяются ни относительные знаки амплитуд, ни α и β отдельно.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На рис.4 в зависимости от энергии резонансов для трех масс ядер представлено отношение проникаемостей для s- и d- нейтронов $[9+3(kR)^2+(kR)^4]/(kR)^4$ при $R=1.35A^{1/3}$ фм, которое можно рассматривать как фактор запрета компоненты ширины Γ_{n2} по отношению к Γ_{n0} . Пользуясь этим рисунком, можно утверждать, что

вероятность наблюдения примерно одинаковых s - и d - компонент у резонансов ^{207}Pb при $E \sim 200$ кэВ, как в работе [4], или при $E \sim 500$ кэВ у ^{27}Al , как в [5], имеет порядок 0.01. Уменьшение же

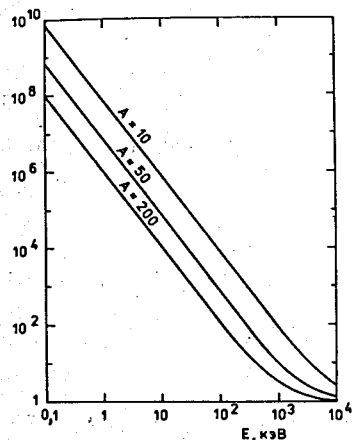


Рис. 4. Фактор запрета d - компоненты ширины относительно s - компоненты.

энергии резонансов в 10 раз сопровождается увеличением запрета примерно в 100 раз. Так что обнаружение $(s+d)$ - смесей в резонансах небольших энергий - с точки зрения статистики событие весьма маловероятное - может представлять большой интерес как проявление неисследованного нестатистического эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Самосват Г. С. ЭЧАЯ, 1986, т. 17, вып. 4, с. 713.
2. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Sections, v.1, part A, Academic Press, 1981.
3. Horen D.J. et al. Phys.Lett., 1977, v. 67B, p.268.
4. Horen D.J. et al. Phys.Rev., 1978, v. C18, p.722.
5. Mughabghab S.F. In: Nuclear Data for Basic and Applied Science (Proc.Int.Conf., Santa Fe, 1985), v.1, p.971.

6.Holt R.J. et al. Phys.Rev., 1979, v.C20, p.93.

7.Coceva C. et al. Proceedings of the 1989 International Nuclear Physics Conference, Sao Paulo, Brasil, v.1, p.286.

8.Blatt J.M., Biedenharn L.C. Rev.Mod.Phys., 1952, v.24, p.258.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1990 года.