

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5435
/ 82

15/41-82

P4-82-604

В.Г.Николенко

ЭФФЕКТЫ ФРАГМЕНТАЦИИ
ОДНОЧАСТИЧНЫХ p -СОСТОЯНИЙ
В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. Максимумы в силовых функциях S ширины нейтронных резонансов объясняются наличием в волновой функции компаунд-состояния фрагментов одночастичных состояний, последние и определяют ширину нейтронных резонансов. Когда близки энергии рассеиваемого нейтрона и одночастичного состояния /ОС/, то именно это ОС играет главную роль в формировании нейтронного резонанса. И максимумы S имеют место при таком размере ядра /атомном номере A /, когда соответствующие одночастичные уровни перестают быть связанными в ядерном одночастичном потенциале.

Если же это условие не соблюдено, то в формировании компаунд-состояния /КС/ нет доминирующего влияния одного ОС и надо учитывать, по крайней мере, два таких состояния /связанное в яме и квазисвязанное над ней/. В таких случаях оптическая модель не может претендовать на описание фрагментации, т.к. она описывает образование КС как реакцию, и вклады разных одночастичных состояний складываются некогерентно^{1/}.

Особо интересными являются случаи, когда в формировании ширины КС вклады двух ОС сравнимы. Так, в области $A \approx 120$ для рассеяния s -нейтронов существенны $3s$ и $4s$ ОС ($l=0$). Учет интерференции амплитуд нейтронных ширины, за которые ответственны $3s$ и $4s$ ОС, объясняет^{2/} резкое несогласие поведения S_0 ($l=0$) для изотопов Cd, Sn, Tl /область $A \approx 120$ / с оптическими расчетами. В настоящей работе рассмотрим, к чему может привести при формировании КС интерференция амплитуд ширины, соответствующих $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$ ($l=1$) ОС. В отличие от состояний $3s$ и $4s$, разнесенных по энергии приблизительно на 18 МэВ /что соответствует изменению атомного номера на $\Delta A \approx 80$ /, удаленность по энергии $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$ ОС определяется спин-орбитальным расщеплением, равным приблизительно 5 МэВ ($\Delta A \approx 15$). Последнее означает, что обе интерферирующие амплитуды велики и можно ожидать большого влияния этой интерференции на сечения.

Сложение амплитуд каналов g_+ , g_- соответствующих ОС $3p_{3/2}$ и $3p_{1/2}$, возможно в p -резонансах с полным спином $b = a \pm \frac{1}{2}$ ($b \geq 1$, спин мишени $a > 0$ /). Обычно выражение для $\sigma(\theta)$ приводится в представлении спина канала, при этом /в отсутствие поляризации/ относящиеся к каждому спиновому каналу ширины входят в выражение для сечения некогерентно и говорят об их смеси. В работе^{3/} приведены соображения в пользу нескоррелированности флуктуаций этих ширины при переходе от резонанса к резонансу. Экспериментально смешивание в p -резонансах ширины, соответствующих двум спиновым каналам, изучалось в работах^{4,5/}. Но из-за малого числа /около 10/ уровней, для которых удалось определить пара-

метр смеси спиновых каналов, нельзя с большой достоверностью сделать выбор между различными ^{13-5/} предположениями. Поэтому интересно рассмотреть возможность получения подобной информации из усредненных сечений.

2. О характере фрагментации $3p_{3/2}$ и $3p_{1/2}$ ОС можно сделать заключение уже при анализе полных нейтронных ширин $\Gamma = \Gamma_+ + \Gamma_-$ резонансов. На подобную возможность в случае фрагментации $3s$ и $4s$ ОС ($\ell = 0$) в области $A \approx 120$ обращалось внимание в работе ^{12/}. В самом деле, если Γ_+ и Γ_- флюктуируют нескоррелированно, то Γ не будет подчиняться распределению Портера-Томаса / ν будет больше единицы; в частности, если $\nu = 1$ для каждого набора ширин Γ_+ , Γ_- , и $\Gamma_+ = \Gamma_-$, то для набора ширин Γ $\nu = 2$ /. В качестве довода против независимых флюктуаций Γ_+ и Γ_- можно привести аналогию со случаем фрагментации $3s$ и $4s$ ОС ^{12/}: там $\Gamma = (g_{3s} + g_{4s})^2$ и "неоптическое" поведение Γ в области $A \approx 120$ хорошо описывается при предположении полной корреляции g_{3s} и g_{4s} .

Еще одним доводом в пользу скоррелированности Γ_+ и Γ_- являются результаты, полученные из наблюдения $\sigma(\theta)$ в резонансах $89Y$ ^{15/}, где найденные для 4 резонансов параметры смеси каналов совпадают в интервале 20-процентных экспериментальных ошибок. С другой стороны, для двух резонансов Nb ^{14/} найдено отличие для двух резонансов параметров смеси, выходящее за две экспериментальные, 25-процентные ошибки.

Ниже приводятся некоторые соображения о возможной корреляции во флюктуациях g_+ и g_- при переходе от резонанса к резонансу. В основном состоянии мишень с $a \neq 0$ имеет одну квазичастицу. Рассеяние нейтрона сопровождается формированием 2-, 4- и т.д. квазичастичных состояний /КЧС/ из-за наличия двухчастичного остаточного /по отношению к одночастичному потенциалу/ взаимодействия V . Волновую функцию КС можно представить разложенной по полному набору двух ($|i\rangle$), четырех ($|j\rangle$) и т.д. КЧС

$$X_\lambda = C_{\lambda 0}|0\rangle + \sum_i C_{\lambda i}|i\rangle + \sum_j C_{\lambda j}|j\rangle + \dots,$$

/ $|0\rangle$ - состояние квазичастичного вакуума/. Амплитуда нейтронной ширины p -резонанса определяется коэффициентами $C_{\lambda i}$ при таких состояниях $|i\rangle$, в которых одна из квазичастиц находится на уровне $p_{3/2}$ ($|p_+\rangle$) или $p_{1/2}$ ($|p_-\rangle$), так как только для них интеграл перекрытия с канальной волновой функцией отличен от нуля.

О соотношении фрагментов $C_{\lambda+}$, $C_{\lambda-}$ в КС можно сделать некоторое заключение, рассматривая примешивание за счет "включения" остаточного взаимодействия V двух КЧС $|p_+\rangle$, $|p_-\rangle$ к "затравочным" волновым функциям для КС $\phi_\lambda = C'_{\lambda 0}|0\rangle + \sum_j C'_{\lambda j}|j\rangle + \dots$, не содержащим двух КЧ компонент ^{16/}:

$$g_+ \sim C_{\lambda+} = \frac{\sum_j C'_{\lambda j} \langle j | V | p_+ \rangle}{E_\lambda - E_+}, \quad g_- \sim C_{\lambda-} = \frac{\sum_j C'_{\lambda j} \langle j | V | p_- \rangle}{E_\lambda - E_-} \quad /1/$$

Величины $C'_{\lambda j}$ в /1/ могут флюктуировать при переходе от одного λ к другому, что и приводит к флюктуациям $g_+(\lambda)$, $g_-(\lambda)$. Однако, если сделать предположение, что отношения

$$R_j = \langle j | V | p_+ \rangle / \langle j | V | p_- \rangle$$

несильно различаются для разных $|j\rangle$ /предположение А/, то из /1/ следует:

$$\frac{g_+(\lambda)}{g_-(\lambda)} \sim \frac{E_\lambda - E_-}{E_\lambda - E_+} R, \quad /2/$$

т.е. отношение фрагментов $|p_+\rangle$, $|p_-\rangle$ в КС может не флюктуировать при переходе от резонанса к резонансу. К корреляции флюктуаций g_+ и g_- приведет также подавляющий вклад в /1/ одного из слагаемых /при реализации входного состояния/.

3. Посмотрим, как характер возможного изменения отношения g_+/g_- от резонанса к резонансу сказывается в $\sigma(\theta)$. Фрагментацию ОС удобно рассматривать, выражая сечение в представлении полного момента нейтрона $L = \ell + s$, так как энергетическое положение ОС $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$ зависит от спин-орбитального расщепления. Анализ эксперимента значительно упрощается, когда энергия рассеиваемых нейтронов <100 кэВ, и можно учитывать в рассеянии только орбитальные моменты $\ell = 0, 1$ / $ka \ll 1$, где k - волновой вектор, a - радиус канала/.

В разложении $\sigma(\theta)$ по полиномам Лежандра ($\sigma(\theta) = B_0 + B_1 P_1 + B_2 P_2 + \dots$) для нас интересен, прежде всего, коэффициент B_2 , так как вклад в него резонансного сечения преобладает /при малых энергиях/. Основываясь на работе ^{17/}, получаем /пренебрегая членами $(ka)^3/3$ в сравнении с единицей/ простое соотношение для B_2/B_0 в отдельном резонансе со спином b :

$$\omega_2 = \frac{B_2}{B_0} = \frac{4(2b+1)}{(g_+^2 + g_-^2)^2} [g_+^2 W(b - \frac{3}{2}, a^2) + 2g_+ g_- W(b - \frac{3}{2}, a^2)]^2, \quad /3/$$

здесь W - коэффициенты Рака. Интерференция амплитуд g_+ , g_- имеет место только для $b = a \pm \frac{1}{2}$ /исключая случай $a=0$ и $b=0$ /, так как для $b = a \pm \frac{3}{2}$, $g_- = 0$.

При $a = \frac{1}{2}$, $b=1$ ω_2 имеет самую широкую область изменения:

$$\omega_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{(x+2\sqrt{2})x}{1+x^2} \right]^2, \quad x = \frac{g_+}{g_-}$$

и такие случаи являются самыми удобными для измерения x . К сожалению, сейчас ω_2 известны только для десятка таких резонансов /см. п.1/.

4. Информацию о фрагментации ОС $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$ /"среднее" значение x / можно извлечь из усредненных сечений. Однако средние $\sigma(\theta)$ зависят от многих параметров: s и p -силовых функций, фаз s и p -потенциального рассеяния. Поэтому извлечь из экспериментальных данных еще один параметр g_+/g_- довольно трудно. Легче это сделать, сравнивая B_2 для соседних ядер, имеющих $a=0$ /где нет резонансов с рассеянием в обоих каналах/ и $a \neq 0$. Параметры /за исключением g_+/g_- /, описывающие среднее сечение для таких ядер, должны быть приблизительно одинаковыми /в отсутствие значительных спин-спиновых сил/, а члены с $g_+ \cdot g_-$ /см. /3// имеются только для случая $a \neq 0$.

При получении усредненных резонансных сечений используем одноуровневое приближение и предполагаем, что для средних приведенных ширин и средних расстояний между уровнями выполнены равенства:

для

$$b = a \pm \frac{3}{2} \quad \frac{\Gamma_{\pm}(b)}{D(b)} = S_{\pm}$$

для

$$b = a \pm \frac{1}{2} \quad \frac{\Gamma(b)}{D(b)} = \frac{\Gamma_+ + \Gamma_-}{D(b)} = S_+ + S_-$$

Имея это в виду и считая силовые функции S_+ , S_- не сильно различающимися для соседних ядер со спином $a=0$ и $a \neq 0$, получаем, что B_0 и B_1 в выражении усредненного по энергии $\sigma(\theta)$ совпадают /при $(ka)^3 \ll 3$ /, а для коэффициентов B_2 имеем:

$$\begin{aligned} \bar{r} = \frac{B_2(a \neq 0)}{B_2(a = 0)} = \sum_{b=a \pm \frac{3}{2}} \frac{(2b+1)^2}{2a+1} W^2(b \frac{3}{2}, b \frac{3}{2}, a, 2) + \\ + \frac{1}{1+x^2} \sum_{b=a \pm \frac{1}{2}} \frac{(2b+1)^2}{2a+1} [xW(b \frac{3}{2}, b \frac{3}{2}, a, 2) + 2W(b \frac{3}{2}, b \frac{1}{2}, a, 2)]^2 \end{aligned} \quad /4/$$

Здесь учтена только резонансная часть в коэффициентах B_2 , так как потенциальная часть меньше в 400, 50, 5 раз, соответственно, при энергиях 10, 50, 150 кэВ /для $A=100$ /. В выражении /4/ подразумевается, что x не меняется от резонанса к резонансу.

Кроме этого, рассматривался и случай, когда g_+/g_- меняются от резонанса к резонансу случайным образом: \bar{r} получались из

/4/ усреднением по независимым флуктуациям g_+ , g_- /соответствующим портеро-томасовским флуктуациям g_+^2 , g_-^2 /. В результате такого усреднения для \bar{r} получается выражение, отличающееся от /4/ тем, что в последнем надо опустить член с произведением двух коэффициентов Рака на x и заменить x^2 на его среднее значение $k = S_+ / S_-$.

Самое большое отличие r от \bar{r} имеет место в случае $a = \frac{1}{2}$:

$$r = \frac{1}{16} \left[3 \frac{(x+2\sqrt{2})^2}{1+x^2} + 7 \right], \quad \bar{r} = \frac{10k+31}{16(k+1)} \quad /5/$$

Здесь одному значению \bar{r} соответствует два значения r /сравнение при $x^2 = k$ /. Это дает возможность не только отличить независимые флуктуации от скоррелированных, но в последнем случае определить и знак $x = g_+/g_-$.

5. Кроме этой информации о характере фрагментации $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$ ОС, можно проследить изменение x или k в зависимости от A и E . Например, можно ожидать значительного изменения B_2 в области $A = 80 \div 120$, где $3p_{3/2}$ и $3p_{1/2}$ ОС лежат вблизи энергии /отсчитываемой от дна "ям" / рассеиваемых нейтронов.

Оценим ожидаемое поведение r и \bar{r} от E и A , используя следующие соображения. Считаем, что матричные элементы /суммы в /1// $\langle \phi_{\lambda} | V | p_{\pm} \rangle \sim W$ не зависят от λ и $L(\frac{3}{2}, \frac{1}{2})$, тогда для S_{\pm} имеет место /6/ выражение:

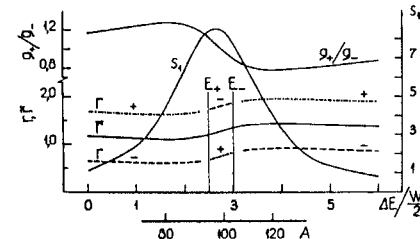
$$S_{\pm} = \frac{g_{\pm}^2}{D} = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_0}{W} \frac{1}{1+y^2}, \quad y = 2 \frac{E_{\pm} - E}{W}; \quad /6/$$

здесь величина W - ширина на полувысоте пика S , равная приблизительно мнимой части оптического потенциала; Γ_0 - одностичная ширина.

Полученные на основании /6/ и /5/ значения \bar{r} /независимые флуктуации g_+ и g_- , $a = \frac{1}{2}$ / показаны на рисунке сплошной кривой, а значения r для случаев полностью скоррелированных флуктуаций g_+ , g_- - пунктирной и штрихпунктирной кривыми, которые соот-

ветствуют разным знакам отношения $R = \langle \phi_{\lambda} | V | p_{+} \rangle / \langle \phi_{\lambda} | V | p_{-} \rangle$ /здесь использовано предположение А/.

Резкое отличие r от \bar{r} как по величине /при фиксированной E /, так и по зависимости от E демонстрирует чувствительность этих величин к характеру фрагментации. Особенно интересна область E вблизи E_+ , E_- , где r меняется скачкообраз-



но. Однако практически извлечь из эксперимента Γ можно только при небольших изменениях энергии нейтрона до 300 кэВ/малое смещение по E в сравнении с $E_- - E_+ \approx 5$ МэВ при $A \approx 100$ /. Поэтому увидеть излом в энергетическом ходе Γ или V_2 есть надежда только для ядер, у которых значения E_+ /или E_- / больше E /отсчитываемой от дна "ямы"/ рассеиваемого нейтрона на 100-200 кэВ.

Зато мы можем измерить Γ для ядер с разными A . Чтобы представить зависимость $\Gamma(\bar{\Gamma})$ от A , можно воспользоваться тем, что качественно изменения S_{\pm} от E и от A подобны /при увеличении размера потенциальной ямы уровни E_{\pm} опускаются, и при фиксированной энергии рассеиваемых нейтронов при возрастании A достигается перемещение с левого склона S на правый. Поэтому сравнение кривой для $S_1 = \frac{4}{6}S_+ + \frac{2}{6}S_-$ /полученной из /6// с экспериментальными значениями позволяет значениям $2E/W$ на рисунке /верхняя шкала/ поставить в соответствие значения A /нижняя шкала/. Такая процедура позволяет ожидать резкого "излома" в поведении Γ или V_2 /скоррелированные флюктуации g_+ и g_- , $a = \frac{1}{2}$ / для ядер в области $A \approx 90-110$. В этой области A как раз имеются мишени с $a = \frac{1}{2}$ / Rh, Ag, изотопы Ru/.

В таблице представлены значения Γ , полученные из дифференциальных сечений для ряда элементов /8,9/. В первом столбце приведены сравниваемые мишени и спины $a \neq 0$; во втором и третьем - расчетные значения Γ , соответственно, для положительного и отрицательного знака отношения $R = \langle \phi | V | p_+ \rangle / \langle p | V | p_- \rangle$; в четвертом и пятом столбцах - экспериментальные значения. Ошибки значений Γ в четвертом и пятом столбцах оцениваем в 20-30%, они вызваны не только экспериментальными ошибками, но и поправками на вклад потенциального рассеяния в V_2 при $E > 100$ кэВ.

Таблица

			R > 0	R < 0	160 кэВ	300 кэВ
3/2	Cu	Ni	0,36	0,22	-	0,7
3/2	Cu	Zn	0,36	0,22	0,33	0,5
9/2	Nb	Zn	0,52	0,48	0,55	0,8
1/2	Ag	Pd	1,9	0,9	0,7	-
1/2	Ag	Cd	1,9	0,9	0,75	-
9/2	In	Cd	0,68	0,64	0,5	-
1/2	Tl	Pb	1,8	0,8	0,7	0,9

Из таблицы видно, что практически можно сделать различие между тремя расчетными поведением Γ только для мишеней с $a = 1/2$. Хотя приведенных экспериментальных значений Γ мало для детально-

го сравнения с расчетом, но уже сейчас, по-видимому, можно сделать /для Ag, Tl / вывод: 1) о скоррелированности флюктуаций g_+ и g_- , 2) об отрицательном знаке R . Однако подобный вывод основывается только на средних $\sigma(\theta)$ и поэтому не относится к фрагментации в слабых резонансах.

Заметим также, что скоррелированность или нескоррелированность флюктуаций g_+ и g_- должна отражаться не только в разных средних величинах V_2 , но и в разных величинах их флюктуаций для ядер с $a \neq 0$ и $a = 0$. Самое большое различие надо ожидать также для $a = 1/2$, так как система уровней с $b = 0$ не дает вклада в V_2 и потому относительное влияние уровней с $b = 1$ будет больше.

В заключение выражаю благодарность Д.В.Николенко за помощь в расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИЛ, М., 1960, с.190.
2. Николенко В.Г. ОИЯИ, Р4-6947, Дубна, 1973.
3. Шапиро Ф.Л. В сб.: Лекции Всесоюзной летней школы по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях. Обнинск, 3-16 июля 1966 г. ФЭИ, М., 1966, с.239.
4. Chrien R.E., Bhat M.R., Cole G.W. Phys.Rev., 1973, C8, p.336.
5. Николенко В.Г., Самосват Г.С. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 15-19 сентября 1980 г. ЦНИИАтоминформ, М., 1980, ч.2, с.178.
6. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1971, т.1, с.204.
7. Blatt J.M., Beidenharn L.C. Rev.Mod.Phys., 1952, 24, p.258.
8. Garber D.I. et al. Angular Distributions in Neutron-Induced Reactions, BNL-400, 1970, vol.2.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 августа 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Николенко В.Г. Р4-82-604

Эффекты фрагментации одночастичных p -состояний в нейтронных резонансах

Рассчитывается влияние на среднее дифференциальное сечение рассеяния $\sigma(\theta)$ медленных нейтронов интерференции амплитуд нейтронных ширин (g_+, g_-) разных каналов, соответствующих наличию в волновых функциях нейтронных резонансов фрагментов одночастичных $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$ состояний. От характера изменения g_+/g_- при переходе от одного нейтронного резонанса к другому зависит коэффициент B_2 при втором полиноме Лежандра в $\sigma(\theta)$. При простейших предположениях о характере фрагментации $3p_{3/2}$ и $3p_{1/2}$ состояний предсказывается поведение отношения коэффициентов B_2 в зависимости от атомного номера A и энергии нейтрона для ядер /спин мишени $a \neq 0$ / с интерференционным членом типа $g_+ \cdot g_-$ в резонансном сечении и ядер с отсутствием такого члена ($a=0$). На основании экспериментальных данных сделано заключение о скоррелированных флуктуациях g_+ и g_- в резонансах и определены знаки отношений g_+/g_- для Ag и Tl.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Nikolenko V.G. Р4-82-604

Fragmentation of One-particle p -States in Neutron Resonances

The effect of the interference of neutron width amplitudes of different channels is considered. These channels correspond to the presence in wave functions of neutron resonances of fragments of $P_{3/2}$ and $P_{1/2}$ one-particle states. The character of change of g_+/g_- from one resonance to another determines the change of coefficient B_2 at the second Legendre polynomial in $\sigma(\theta)$. Under simplest assumptions about the character of fragmentation of $3p_{3/2}$ and $3p_{1/2}$ states the behaviour of ratio of B_2 coefficients is predicted for nuclei of target (spins $a \neq 0$) with interference term of $g_+ \cdot g_-$ type in resonance cross section and nuclei without this term ($a=0$). On the basis of experimental data a conclusion is drawn as to correlated fluctuations g_+ and g_- in resonances and signs of ratios g_+/g_- for Ag and Tl.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982