

Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

P4-85-3

В.В.Воронов, Ч.Стоянов*

НЕЙТРОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ ^{205,209}Pb

Направлено в "Journal of Physics G"

* Институт ядерных исследований
и ядерной энергетики БАН, София

1985

Исследования ^{1/} реакций ^{206,207}Pb+n показали существование подструктур в s-, p- и d-волновых нейтронных силовых функциях. Величина нейтронных силовых функций определяется распределением силы одноквазичастичных компонент волновых функций вблизи энергии связи нейтрона. В ^{2/} в рамках квазичастично-фононной модели ядра /КФМ/ были рассчитаны s-, p- и d-волновые нейтронные силовые функции для ^{207,208}Pb. Наши расчеты довольно хорошо описывают подструктуры в энергетической зависимости силовых функций, наблюдавшихся в эксперименте ^{1/}.

Недавно ^{3/} были измерены s-волновые силовые функции в ²⁰⁵Pb. В настоящее время изучение других парциальных нейтронных силовых функций в ²⁰⁵Pb и ²⁰⁹Pb проводится в Окридже ^{3/}. Для того, чтобы исследовать возможность существования подструктур в силовых функциях этих ядер, в данной работе мы рассчитали нейтронные силовые функции для ^{205,209}Pb при E_n ≤ 1,0 МэВ. Метод расчета этих функций в КФМ изложен в нашей работе ^{2/}. Поэтому дадим только краткое его описание.

Гамильтониан КФМ включает среднее поле в форме потенциала Саксона-Вудса, спаривательное взаимодействие и эффективные остаточные мультипольные и спин-мультипольные силы. Волновая функция высоковозбужденного состояния A-нечетного сферического ядра имеет вид:

$$\Psi_{\nu}(JM) = C_{J\nu} [\alpha_{JM}^+ + \sum_{\lambda ij} D_j^{\lambda i}(J\nu) [\alpha_{jm}^+ Q_{\lambda \mu i}^+]_{JM} + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} F_{j1}^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}(J\nu) [\alpha_{jm}^+ [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM}]_{JM} \Psi_0. \quad /1/$$

Здесь α_{jm}^+ и $Q_{\lambda \mu i}^+$ - операторы рождения квазичастиц и фононов. Ψ_0 - волновая функция фононного вакуума. Используя вариационный принцип, можно получить секулярное уравнение для определения энергий η_{ν} , $F(\eta_{\nu}) = 0$ и уравнения для коэффициентов волновой функции ^{1/}. Их точные выражения даны в ^{4,5/}. При исследовании высоковозбужденных состояний целесообразно вычислять соответствующие силовые функции. Для одноквазичастичных компонент волновой функции ^{1/} силовая функция имеет следующий вид ^{4/}:

$$C_{j\nu}^2(\eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{\nu} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_{\nu})^2 + \Delta^2/4} C_{J\nu}^2 = \frac{1}{\pi} I_{\text{Im}} \frac{1}{F(\eta + i\Delta/2)}. \quad /2/$$

Энергетический интервал Δ определяет способ представления результатов вычисления. В данной работе мы использовали величину $\Delta = 0,1$ МэВ. Зная $C_{J\nu}^2(\eta)$, можно рассчитать нейтронные силовые функции. Если нейтрон с орбитальным моментом ℓ захватывается мишенью со спином I_0 , то нейтронная силовая функция определяется выражением

$$S_{\ell}^J = \sum_{Jj} g(J) S_{\ell}^{Jj}, \quad /3/$$

где $g(J) = (2J+1)/2(2I_0+1)(2\ell+1)$ - статистический вес, S_{ℓ}^{Jj} - парциальная силовая функция в канале j со спином компаунд-ядра $J = I_0 + \ell + 1/2 = I_0 + j$. Для четно-четной мишени $I_0 = 0$ и $J = j$. Тогда S_{ℓ}^{Jj} имеет вид:

$$S_{\ell}^{JJ} = S_{\ell}^J = \frac{\sum_{\nu} \Gamma_{n\nu}^{of}(J)}{\Delta E} = \frac{\Gamma_{S.p.}^{of}}{\Delta E} u_J^2 \int_{\Delta E} C_J^2(\eta) d\eta. \quad /4/$$

где u_J - коэффициент преобразования Боголюбова, равный единице для ²⁰⁹Pb, $\sum_{\nu} \Gamma_{n\nu}^{of}$ - сумма приведенных нейтронных ширин в энергетическом интервале ΔE , а $\Gamma_{S.p.}^{of}$ - одночастичная приведенная нейтронная ширина для потенциала Саксона-Вудса в форме, данной в ^{6/}. Используя формулы ^{2/}-^{4/}, можно рассчитать парциальные силовые функции для данных значений ℓ и J. В настоящей работе мы применяем тот же самый набор параметров гамильтониана КФМ, как и в нашей предыдущей статье ^{2/}.

Энергетическая зависимость сумм парциальных приведенных нейтронных ширин в ²⁰⁹Pb, рассчитанная нами для энергии нейтронов в интервале E_n = 0-1 МэВ, показана на рис.1. Наклон этих кривых определяет величину соответствующих силовых функций S_{ℓ}^J . Наши расчеты показывают существование ярко выраженной подструктуры в ²⁰⁹Pb при E_n = 0,5 МэВ для s-волновых нейтронов. В распределении силы подболочки $4s_{1/2}$ имеется локальный пик из-за связи с конфигурацией $2g_{9/2} \otimes 4_1^+$, который и проявляется в виде подструктуры в силовой функции. Аналогичные результаты получаются в этом случае при расчетах по модели входных состояний ^{7/}. Как видно из рис.1, имеются подструктуры в нейтронных d-волновых силовых функциях при E_n = 0,4 МэВ для J = 3/2 и E_n = 0,2 и 0,6 МэВ для J = 5/2. Следует отметить, что полученная энергетическая зависимость нейтронных силовых функций в ²⁰⁹Pb очень похожа на рассчитанные ранее нами ^{3/} зависимости в ^{207,208}Pb, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными ^{1/}. Однако в ²⁰⁹Pb подструктуры выражены более ярко. Это указывает на то, что в реакциях ^{206,207,208}Pb с s-волновыми нейтронами реализуются состояния типа промежуточной структуры, обусловленные связью квазичастичных и фононных возбуждений.

На рис.2 представлены результаты аналогичных расчетов для системы ²⁰⁴Pb+n. В ²⁰⁵Pb подструктуры сглажены. Это является следствием более сильной связи между конфигурациями и более

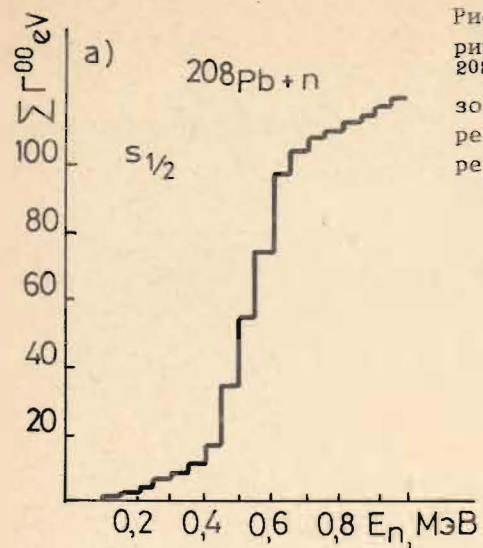
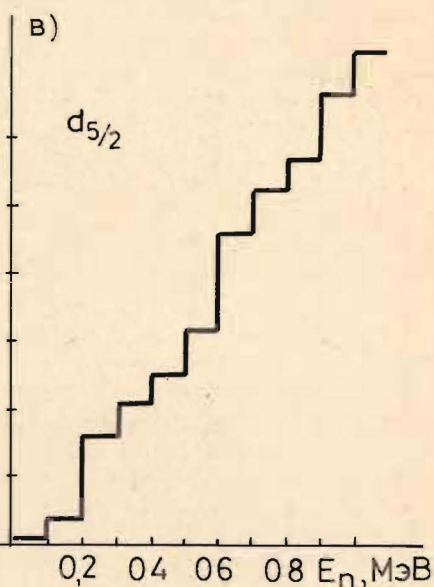
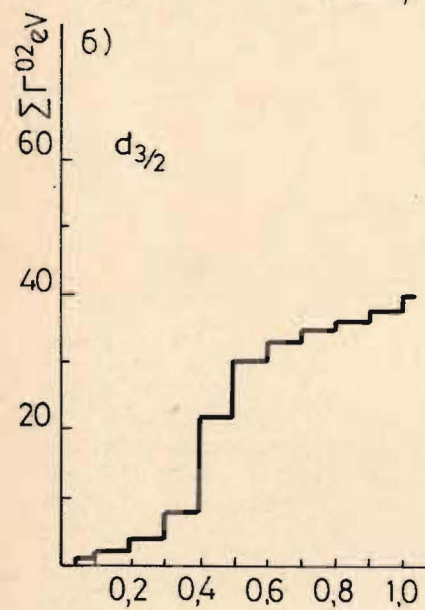


Рис.1. Суммарные нейтронные ширины, приведенные для резонансов $^{208}\text{Pb}+n$: а/ для s-волновых резонансов, б/ для $d_{3/2}$ -волновых резонансов, в/ для $d_{5/2}$ -волновых резонансов.



высокой плотностью уровней в ^{205}Pb , чем в $^{207,208,209}\text{Pb}$. В результате состояния промежуточной структуры сильно фрагментируются.

Рассчитанные нами силовые функции для интервала усреднения 1 МэВ даны в таблице. При усреднении мы игнорировали наличие подструктур. Рассчитанное значение S_0 для ^{209}Pb довольно хорошо согласуется с экспериментальным значением $^{87}S_0 = 0,85 \cdot 10^{-4}$. Для ^{205}Pb для интервала усреднения 105 кэВ эксперимент дает

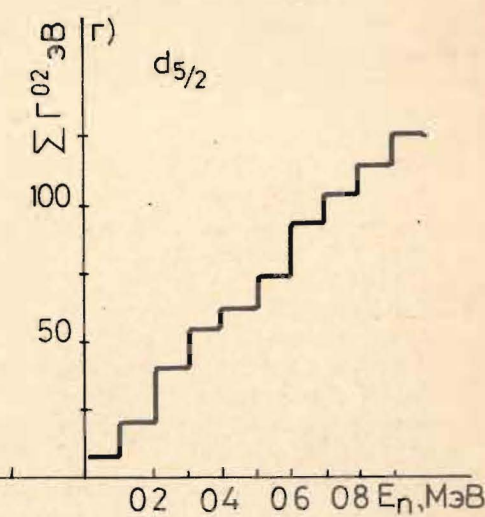
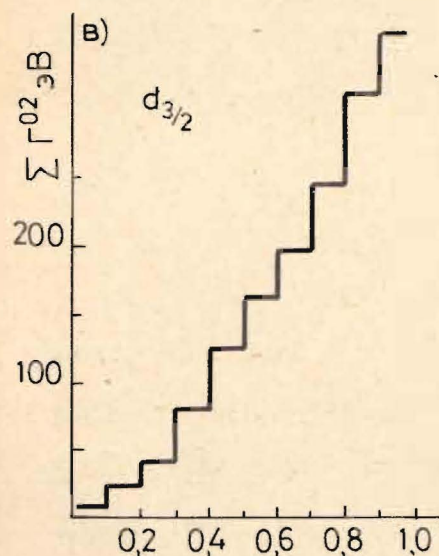
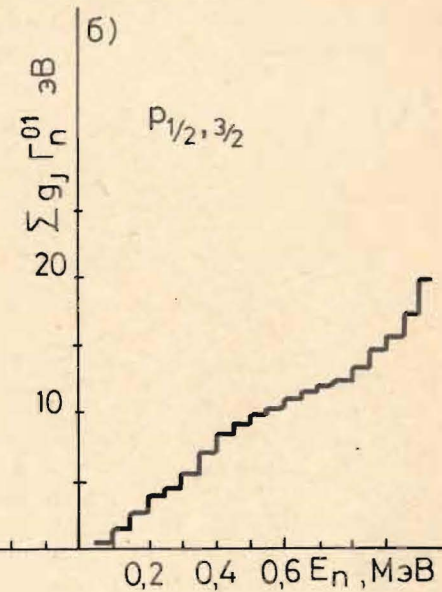
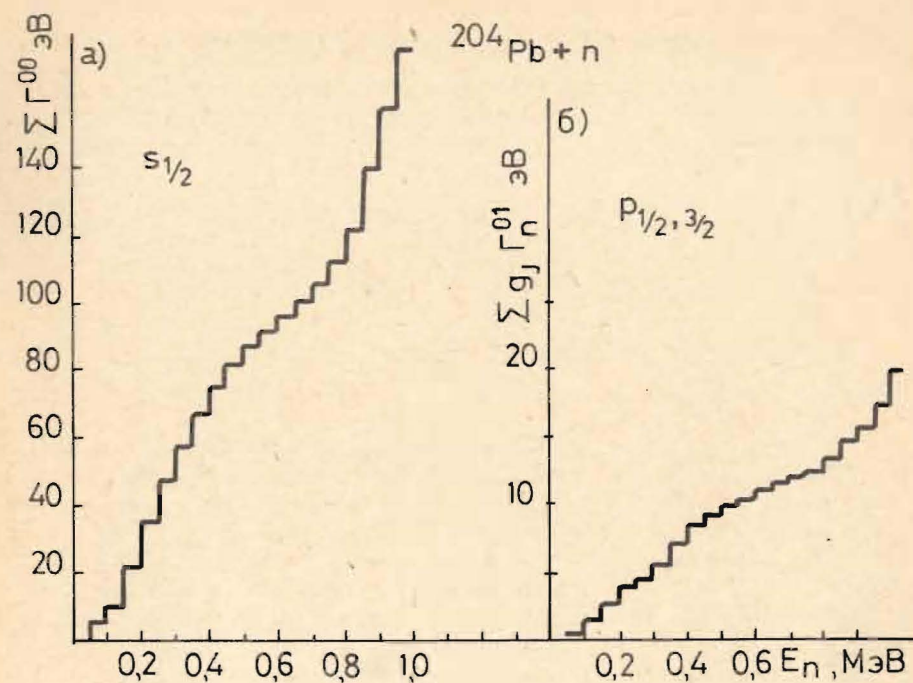


Рис.2. Суммарные нейтронные ширины, приведенные для резонансов $^{204}\text{Pb}+n$: а/ для s-волновых резонансов, б/ для p-волновых резонансов, в/ для $d_{3/2}$ -волновых резонансов, г/ для $d_{5/2}$ -волновых резонансов.

Таблица

Рассчитанные величины нейтронных силовых функций для систем $^{204,208}\text{Pb} + n$

Мишень	Парциальная волна	$S_\ell \cdot 10^4$
^{204}Pb	s	1,8
	p	0,2
	d	2,2
^{208}Pb	s	1,2
	d	0,7

значение $S_0 = 0,93 \cdot 10^{-4}$, что очень близко к теоретической величине, получаемой для интервалов усреднения $\Delta E = 100-200$ кэВ /см. рис.2/, но в 2 раза меньше, чем получается теоретически для $\Delta E = 1$ МэВ.

На основании наших расчетов можно сделать вывод о том, что в реакции $^{208}\text{Pb} + n$ с s-волновыми нейтронами должна наблюдаться промежуточная структура. В системе $^{204}\text{Pb} + n$ такой структуры не должно быть. Было бы интересно проверить экспериментально теоретические предсказания, получаемые в КФМ.

В заключение авторы выражают благодарность проф. В.Г.Соловьеву за плодотворное обсуждение затронутых в работе проблем. Авторы также признательны д-ру Д.Хорену за предоставление некоторых его новых экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

- Horen D.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1344; Phys.Rev., 1978, C18, p.722; 1979, C20, p.478; 1981, C24, p.1961.
- Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1983, A399, p.141.
- Horen D.J. et al. Preprint ORNL, Oak Ridge, 1984; Phys.Rev.C, to be published.
- Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
- Soloviev V.G., Stoyanov Ch. Nucl.Phys., 1982, A382, p.206.
- Vogt E. Rev.Mod.Phys., 1962, 34, p.689.
- Divadeeman M., Beres W.P. Phys.Rev., 1973, C8, p.1123.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 января 1985 года.

Воронов В.В., Стоянов Ч.
Нейтронные силовые функции $^{205,209}\text{Pb}$

P4-85-3

В рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитаны парциальные нейтронные силовые функции $^{205,209}\text{Pb}$. Исследована их энергетическая зависимость и показано, что в силовых функциях ^{209}Pb должны наблюдаться подструктуры. В ^{205}Pb эти подструктуры сглажены. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Г.Г.Сандуковской