сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-86-757

В.В.Воронов, И.П.Журавлев

НЕЙТРОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

1986

Введение

В последнее время наблюдается значительный интерес как к экспериментальному изучению, так и к теоретическому описанию реакций с нуклонами околопороговых энергий. Микроскопические подходы, такие, как квазичастично-фононная модель ядра /1,2/, позволяют довольно хорошо описывать нейтронные силовые функции через фрагментацию простой конфигурации составного ядра по более сложным /3-6/. В результате экспериментов постоянно растет и уточняется объем данных по S- и P--нейтронным силовым функциям /7,8/. С помощью медленных нейтронов эти величины измеряются в области изолированных резонансов. С точки зрения общей теории реакций адекватными теоретическими величинами являются парциальные оптические проницаемости, которые совпадают с силовыми функциями в указанной энергетической области. В настоящей работе предложен способ определения нуклонных силовых функций нечетного ядра через вычисление оптических нуклонных проницаемостей четно-четного сферического ядра при одном открытом нуклонном канале в рамках квазичастично-фононной модели (КФМ) /1,2,10/. Модель описывает структуру возникающего в реакции промежуточного нечетного ядра, тогда как связь структуры с амплитудой рассеяния устанавливается с помощью проекционного формализма Фешбаха /9/. Гамильтониан КФМ есть сумма одночастичного потенциала среднего поля в форме Вудса-Саксона, спаривательного взаимодействия и эффективных остаточных мультипольных и спин-мультипольных сил.

Вычисление оптической проницаемости и силовой функции

В теории рассеяния /12/

$$\hat{S} \equiv \hat{\Omega}_-^+ \hat{\Omega}_+ = \lim_{\substack{t \to \infty \\ t' \to -\infty}} e^{i\hat{H}_0 t} e^{-i\hat{H}(t-t')} e^{-i\hat{H}_0 t'},$$

$$\hat{T}(z)\equiv\hat V+\hat V\hat G(z)\hat V=\hat V+\hat V\frac{1}{z-\hat H}\hat V,$$

$$\hat{\hat S}|E,\alpha\rangle=\left\{1-2\pi i\,\delta(E-\hat H_0)\hat{\hat T}(E+i0)\right\}|E,\alpha\rangle,$$

где

$$\hat H=\hat H_0+\hat V,\qquad \hat H_0|E,\alpha\rangle=E|E,\alpha\rangle.$$

Соответствующие операторы, действующие в подпространстве фиксированной энергии:

$$\hat S(E)=1-i\hat T(E),\quad \langle\alpha|\hat T(E)|\alpha'\rangle\equiv\langle E,\alpha|\hat{\hat T}(E+i0)|E,\alpha'\rangle,$$

при нормировке $\langle E,\alpha|E',\alpha'\rangle=2\pi\delta(E-E')\cdot\langle\alpha|\alpha'\rangle.$

Матрицы $\hat S(E)$ – унитарны:

$$\hat S^+(E)\hat S(E)=\hat 1_E$$

или

$$-2\,\mathrm{Im}\,\hat T(E)=\hat T^+(E)\hat T(E),\qquad \mathrm{Im}\,\hat T(E)\equiv\frac{1}{2i}\left(\hat T(E)-\hat T^+(E)\right).$$

Удобно ввести операторы перехода или вероятности рассеяния:

$$T\hat R^f(E)\equiv\hat T^+(E)\,d\hat P_f\,\hat T(E),$$

где $d\hat P_f$ – проектор на конечные состояния, – означает суммирование по нужным конечным состояниям.

Сечение реакции $i\longrightarrow f$ может быть выражено в виде квантовомеханического среднего:

$$\sigma_{if}(E)=\frac{\langle i|T\hat R^f(E)|i\rangle}{\langle E,i|\hat J_{\vec K_i}|E,i\rangle}=(2\pi\lambda)^2\langle i|TR^f(E)|i\rangle=4\pi\cdot\pi\lambda^2\cdot\langle i|T\hat R^f(E)|i\rangle.$$

Здесь $\hat J_{\vec K_i}$ – оператор плотности потока в направлении начального импульса $\vec K_i$.

Для реакций с неполяризованными начальными фрагментами:

$$\sigma_{if}(E)=4\pi\cdot\pi\lambda^2\cdot Sp\left\{\hat P_i T\hat R^f(E)\right\}\cdot\frac{1}{Sp\,\hat P_i}=4\pi\cdot\pi\lambda^2\cdot Sp\left\{\hat P_i\hat T^+d\hat P_f\hat T\right\}\cdot\frac{1}{Sp\,\hat P_i},$$

где $\hat P_i$ – проектор на начальные состояния.

В случае неполяризованных начальных фрагментов интегральные по углам и поляризациям сечения не должны зависеть от направления начального относительного импульса, по которому, следовательно, можно их усреднить. Тогда

$$\sigma_{if}(E)=\frac{\pi\lambda^2}{\prod_n(2S_n+1)}Sp\left\{\hat P_i(E)T\hat R^f(E)\right\},$$

где в знаменателе стоит произведение размерностей спиновых пространств начальных частиц.

Пусть $\hat H_0$ – свободный гамильтониан, т.е. описывающий свободное движение и внутреннюю эволюцию различных пар фрагментов во внешней по отношению к ядерному взаимодействию области. Свойства $\hat H_0$ во внутренней области несущественны. Пусть $\hat{\hat P}$ – проектор на подпространство состояний непрерывного спектра $\hat H_0$. Тогда $[\hat P,\hat H_0]=0$, и можно ввести соответствующий проектор в подпространстве фиксированной энергии: $\hat P(E)$ – проектор на все открытые при энергии E каналы. Проектор $\hat Q\equiv 1-\hat{\hat P}$ относится к внутренней области конфигурационного пространства, когда нет реакций в три и более фрагмента.

Соответствующий проектор $\hat Q(E)$ выделяет "вмороженные" в континуум собственные состояния $\hat H_0$, если таковые есть при энергии E.

Пусть $\hat P_c(E)$ – проекторы на каналы, рассматриваемые явно;

$\hat P_i(E)$ – проектор на входной канал;

$$\hat P^{scat}(E)\equiv\sum_c P_c(E).$$

Упругому сечению, сечениям реакций и полному сечению соответствуют наблюдаемые:

$$T\hat R^{el}(E)\equiv\hat T^+(E)\hat P_i\hat T(E),$$

$$T\hat R^r_c(E)\equiv\hat T^+(E)\hat P_c\hat T(E),$$

$$T\hat R^{scat}(E)\equiv\hat T^+(E)\hat P^{scat}\hat T(E)=T\hat R^{el}(E)+\sum_{c\neq i}T\hat R^r_c(E),$$

$$T\hat R^{tot}(E)\equiv-2\,\mathrm{Im}\,\hat T(E).$$

Если не все открытые каналы рассматриваются явно, $\hat P^{scat}\neq\hat P$, или унитарность нарушена каким-либо другим способом, то не равно нулю "поглощение":

$$T\hat R^{abs}(E)\equiv T\hat R^{tot}(E)-T\hat R^{scat}(E)\neq0.$$

Проницаемостью называется вероятность неупругих процессов:

$$\hat PN(E)\equiv T\hat R^{tot}(E)-T\hat R^{el}(E)=\sum_{c\neq i}T\hat R^r_c(E)+T\hat R^{abs}(E).$$

Полное неупругое сечение пропорционально среднему по плоским или искаженным волнам с заданным начальным $\vec K_i$:

$$4\pi\cdot\langle\vec K_i,\{\vec\sigma\}|\hat PN(E)|\vec K_i,\{\vec\sigma\}\rangle,$$

где $\vec K_i$ – направление начального импульса, $\{\vec\sigma\}$ – совокупность поляризационных квантовых чисел.

В случае сферически-симметричной системы полезно ввести парциальные проницаемости как средние в моментном базисе:

$$T_\alpha^{JM}(E) \equiv \langle \alpha JM | \hat{PN}(E) | \alpha JM \rangle = \langle \alpha J \| \hat{PN}(E) \| \alpha J \rangle \equiv T_\alpha^J(E).$$

Для неполяризованных начальных состояний интегральное неупругое сечение может быть выражено через усредненную по $\vec{K}_i$ проницаемость:

$$pn(E) \equiv \frac{4\pi}{\prod_n (2S_n+1)} \sum_{\{\vec{\sigma}\}} \langle \vec{K}_i, \{\vec{\sigma}\} | \hat{PN}(E) | \vec{K}_i, \{\vec{\sigma}\} \rangle,$$

$$pn(E) = \frac{1}{\prod_n (2S_n+1)} Sp\{\hat{P}_i \cdot \hat{PN}(E)\} = \frac{Sp\{\hat{P}_i \cdot \hat{TR}^{tot}\} - Sp\{\hat{P}_i \cdot \hat{TR}^{el}\}}{\prod_n (2S_n+1)}.$$

Она очевидным образом выражается через парциальные проницаемости:

$$pn(E) = \frac{1}{\prod_n (2S_n+1)} \sum_{\alpha JM} \langle \alpha J \| \hat{PN}(E) \| \alpha J \rangle = \sum_{\alpha J} g(J) T_\alpha^J(E),$$

где

$$g(J) \equiv \frac{2J+1}{\prod_n (2S_n+1)}$$ – статистический фактор.

Пусть $\hat{\hat{P}} + \hat{\hat{Q}} = 1$ – проекторы, определенные в начале предыдущего раздела. Разделим $\hat{S}$ – оператор на потенциальную и резонансную части:

$$\hat{\hat{S}} = \hat{\hat{\Omega}}^{\dagger}_{-pot} \hat{\hat{S}}_{RES} \hat{\hat{\Omega}}_{+pot},$$

$$\hat{\hat{S}}_{pot} = \hat{\hat{\Omega}}^{\dagger}_{-pot} \hat{\hat{\Omega}}_{+pot},$$

где

$$\hat{\hat{\Omega}}_{\pm pot} \equiv \lim_{t \to \mp\infty} e^{i\hat{H}_{PP} t} e^{-i\hat{H}_{0PP} t},$$

– операторы Мёллера потенциального рассеяния. Для нуклона при нашем определении P – это рассеяние твердой заряженной сферой без проникновения во внутреннюю область.

Оптическая T – матрица определяется путем энергетического усреднения:

$$\hat{T}^{opt}(E) \equiv \overline{\hat{T}(E)} = \hat{T}_{pot}(E) + \hat{\Omega}^{\dagger}_{-pot} \overline{\hat{T}_{RES}} \hat{\Omega}_{+pot}(E) = \hat{T}_{pot}(E) + \hat{S}_{pot}(E) \cdot \hat{\Omega}_{-pot} \overline{\hat{T}_{RES}} \hat{\Omega}_{+pot}(E),$$

усреднением потенциальной части при этом пренебрегают.

Введя соответствующие el, r, $scat$, tot и abs – операторы, как в предыдущем разделе,

$$\hat{TR}^{f}_{opt}(E) \equiv \hat{T}^{opt\dagger}(E) \hat{P}_f(E) \hat{T}^{opt}(E),$$

определим оптическую проницаемость:

$$\hat{PN}_{opt}(E) \equiv \hat{TR}^{tot}_{opt}(E) - \hat{TR}^{el}_{opt}(E) = \hat{TR}^{abs}_{opt}(E) + \sum_{c \neq i} \hat{TR}^{r}_{c\,opt}.$$

В силу наших определений потенциальное рассеяние не содержит прямой связи каналов и не подвергается энергетическому усреднению. Неупругие процессы, следовательно, могут идти только через внутреннюю область. Это можно выразить равенствами

$$\hat{P}_c \hat{S}_{pot} \hat{P}_{c'} = \hat{S}^{c}_{pot} \delta_{cc'},$$

$$\overline{\hat{S}_{pot}(E)} = \hat{S}_{pot}(E).$$

Используя их при подстановке $\hat{T}^{opt}$ в определение $\hat{PN}_{opt}$, легко получить

$$\hat{PN}_{opt}(E) = -2\,\mathrm{Im}\, \hat{\Omega}^{\dagger}_{+pot} \overline{\hat{T}_{RES}} \hat{\Omega}_{+pot}(E) - \left\{\hat{\Omega}^{\dagger}_{+pot} \overline{\hat{T}_{RES}} \hat{\Omega}_{+pot}(E)\right\}^{\dagger} \hat{P}_i(E) \left\{\hat{\Omega}^{\dagger}_{+pot} \overline{\hat{T}_{RES}} \hat{\Omega}_{+pot}(E)\right\}.$$

Второе слагаемое представляет собой идущую через резонансные состояния часть „*shape-elastic*"– сечения, которое много меньше сечения образования составного ядра в области изолированных резонансов, и может, следовательно, быть без ущерба отброшено.

Концепция входных состояний Фешбаха, развитая с помощью формализма проекционных операторов /9/, позволяет явно выразить резонансное поведение соответствующей части T– матрицы через гамильтониан. При прежнем определении проекторов $\hat{\hat{P}}$ и $\hat{\hat{Q}}$ имеем:

$$\hat{\hat{T}}_{RES}(Z) = \hat{H}_{PQ} \frac{\hat{\hat{Q}}}{Z - \hat{H}_{QQ} - \hat{H}_{QP} \hat{G}_0(Z) \hat{H}_{PQ}} \hat{H}_{QP}.$$

Для того, чтобы сохранить и явно выделить промежуточную структуру сечений, следует разбить пространство $\hat{\hat{Q}}$ на подпространство простейших конфигураций и более сложных:

$$\hat{\hat{Q}} = \hat{d} + \hat{q}.$$

Если при этом отсутствует прямая связь между $\hat{\hat{P}}$ и $\hat{q}$, $\hat{H}_{Pq} = 0 = \hat{H}_{qP}$, следовательно, $\hat{H}_{PQ} = \hat{H}_{Pd}$ и $\hat{H}_{QP} = \hat{H}_{dP}$, то амплитуда

$$\hat{\hat{T}}_{RES}(Z) = \hat{H}_{Pd} \frac{\hat{d}}{Z - \hat{H}_{dd} - \hat{H}_{dP} \hat{G}_{0P}(Z) \hat{H}_{Pd} - \hat{H}_{dq} \hat{G}_{0q}(Z) \hat{H}_{qd}} \hat{H}_{dP}.$$

Следует выбрать интервал энергетического усреднения, так, чтобы подавить резкую зависимость от энергии, связанную со сложными конфигурациями, попавшими в q – пространство, но сохранить при этом полюса знаменателя, возникающие при замене последнего слагаемого в нем плавной функцией энергии.

Будем записывать

$$\hat{\hat{T}}_{RES}(z)=\hat{H}_{PQ}\hat{G}_Q(z)\hat{H}_{QP},$$

где

$$\hat{G}_Q(z)\equiv\hat{\hat{Q}}\frac{1}{z-\hat{H}}\hat{\hat{Q}}$$

и может быть расписано в обоих приведенных вариантах. Введя, кроме того, оператор $\hat{\gamma}_Q(E)$:

$$\hat{\gamma}_Q(E)|\alpha\rangle\equiv\hat{H}_{QP}\hat{\hat{\Omega}}_{+pot}|E,\alpha\rangle,$$

запишем:

$$\hat{P}\hat{N}_{opt}(E)\simeq-2\,Im\,\hat{\Omega}^{+}_{+pot}\overline{\hat{T}_{RES}}\,\hat{\Omega}_{+pot}(E)=-2\,Im\,\hat{\gamma}^{+}_Q(E)\overline{\hat{G}_Q(E+i0)}\,\hat{\gamma}_Q(E).$$

Иначе

$$\hat{P}\hat{N}_{opt}(E)\simeq2\pi\,\hat{\gamma}^{+}_Q(E)\,\hat{S}_Q(E)\,\hat{\gamma}_Q(E),$$

где

$$\hat{S}_Q(E)=-\frac{1}{\pi}Im\,\overline{\hat{G}_Q(E+i0)}$$

– оператор силовой функции состояний из Q-пространства.

Полная проницаемость имеет вид:

$$pn_{opt}(E)\simeq\frac{2\pi}{\Pi(2S+1)}Sp\{\hat{\Gamma}^{c}_Q(E)\hat{S}_Q(E)\},$$

где $\hat{\Gamma}^{c}_Q(E)\equiv\hat{\gamma}_Q\hat{P}_c\hat{\gamma}^{+}_Q$ – оператор *escape*-ширины Q-состояний.

Так как $Im\,\hat{G}$, по определению, эрмитов оператор, так же как и его проекции на различные подпространства, они должны быть диагональны в некоторых базисах. Выбирая такой базис во всем $\hat{Q}$-пространстве, имеющий смысл компаунд-состояний, получим:

$$pn_{opt}(E)\simeq\frac{2\pi}{\Pi(2S+1)}\frac{\langle\Gamma_q\rangle}{\langle D_q\rangle},$$

где скобки означают усредненные параметры компаунд-состояний.

Можно явно выделить полный угловой момент:

$$pn_{opt}(E)\simeq2\pi\sum_J\frac{2J+1}{\Pi(2S+1)}\cdot\frac{\langle\Gamma^J\rangle}{\langle D^J\rangle}.$$

В рамках концепции входных состояний, т.е. имея $\hat{\hat{Q}}=\hat{d}+\hat{q}$, выберем базис в d-подпространстве, диагонализующий $Im\,\hat{d}\hat{G}\hat{d}$, и получим формулу, лежащую в основе расчетов нейтронной силовой функции

в микроскопических моделях /5,6/

$$pn_{opt}(E)\simeq\frac{2\pi}{\Pi(2S+1)}\sum_{dJ}(2J+1)\Gamma^J_d S^J_d(E)=2\pi\sum_{dJ}g(J)\Gamma^J_d S^J_d(E),$$

где d – состояния отождествляются с одночастичными, а вычисление S^J_d является чисто структурным расчетом.

Представление резонансной части T-матрицы с помощью проектов Фешбаха может быть использовано и для построения расчетной схемы. Определим P-пространство как состояния непрерывного спектра типа один нуклон в одночастичном континууме в потенциале Вудса-Саксона над связанным состоянием четно-четного ядра. d-пространство определяется как состояния типа квазичастица + фонон КФМ, которые имеют *escape*-ширину из-за наличия связи с $\hat{P}$ и могут фрагментировать в q-пространство, которое ограничено состояниями типа квазичастица + два фонона. По структуре в энергетической зависимости, создаваемой q-состояниями, произведем усреднение. Вся структура промежуточного ядра, т.е. состояния из $\hat{Q}=\hat{d}+\hat{q}$ может быть описана в терминах и рассчитана методами КФМ.

Связь с континуумом остается произвольной, в частности, с целью единого описания она может быть взята в виде матричных элементов квазичастично-фононного взаимодействия.

Новое определение проекторов порождает другое разбиение S-оператора

$$\hat{\hat{S}}=\hat{\hat{\Omega}}^{+}_{-WS}\hat{\hat{S}}_{STR}\hat{\hat{\Omega}}_{+WS},$$

от которого необходимо перейти к прежнему разбиению,использовавшемуся для определения оптической проницаемости:

$$\hat{\hat{S}}=\hat{\Omega}^{+}_{-HS}\hat{S}_{RES}\hat{\Omega}_{+HS}.$$

Здесь HS означает непроницаемую заряженную сферу, WS-яму Вудса – Саксона, STR-квазичастично-фононную структуру промежуточного ядра.

Имеем:

$$\hat{P}\hat{N}_{opt}(E)\simeq2Re\left\{1-\hat{S}^{+}_{HS}\hat{S}_{WS}\cdot\left(1-i\hat{\Omega}^{+}_{+WS}\hat{T}_{STR}\hat{\Omega}_{+WS}(E)\right)\right\}=$$

$$=2Re\left\{1-\hat{S}^{+}_{HS}\hat{S}_{WS}\cdot\left(1-i\hat{\gamma}^{+}_Q(E)\frac{\hat{\hat{Q}}}{E-\hat{H}^{эфф}_{QQ}(E)+\hat{\Delta}^{\uparrow}_Q+\frac{i}{2}\hat{\gamma}_Q\hat{\gamma}^{+}_Q}\hat{\gamma}_Q(E)\right)\right\},$$

где $\hat{H}^{эфф}_{QQ}(E)=\hat{H}_{qp}+\hat{H}_{pH}+\hat{\Delta}^{\downarrow}_Q+\frac{i}{2}\hat{\Gamma}^{\downarrow}_Q=\hat{H}_{qp}+\hat{H}_{pH}+\hat{H}_{qpH}\frac{1}{E-\hat{H}_{qp+2pH}+i\frac{I}{2}}\hat{H}_{qpH}$

– эффективный гамильтониан нечетного ядра, спроектированный на состояния типа квазичастица + фонон и усредненный.

Явный вид операторов, входящих в $\hat{H}^{эфф}_{QQ}$, дан в /IO,II/. Оператор $\hat{\Delta}^{\dagger}_{Q}$ можно опустить, что эквивалентно замене пропагатора в P – пространстве его мнимой частью.

Обозначив

$$\hat{\mathbb{T}} \equiv \hat{\gamma}^{\dagger}_{Q}(E)\frac{\frac{1}{2}\hat{\hat{Q}}}{E-\hat{H}^{эфф}_{QQ}(E)}\hat{\gamma}_{Q}(E),$$

имеем

$$\hat{PN}_{opt}(E) \simeq 2Re\left\{1-e^{-2i\hat{\xi}}e^{2i\hat{\delta}}\left(\frac{2}{1+i\hat{\mathbb{T}}}-1\right)\right\}.$$

Все операторы в этой формуле диагональны в базисе $|LJM\rangle$ по индексам L, J, M и не зависят от M. При этом ξ_{LJ} – фазы рассеяния нуклона на непроницаемой заряженной сфере, δ_{LJ} – фазы рассеяния в потенциале Вудса – Саксона. Ранг матрицы $\hat{\mathbb{T}}^{LJ}$ равен числу открытых каналов.

Силовые функции

$$S_{LJ} = \frac{1}{2\pi}\langle LJ\|\hat{PN}_{opt}\|LJ\rangle,$$

$$S_{L} = \sum_{J=|L-S|}^{L+S}\frac{g(J)}{2L+1}S_{LJ}.$$

Приведенные силовые функции

$$S^{(0)}_{L} = \sqrt{\frac{1эв}{E}}\,\frac{S_L}{P_L},$$

где P_L – центробежные и кулоновские проницаемости сферы.

В качестве примера приведем значения приведенных S- и P -нейтронных силовых функций, которые рассчитывались нами для ядер-мишеней ^{60}Ni и ^{92}Zr. На интервале 0 ÷ 600 кэВ для ^{60}Ni расчетное и экспериментальное значения S -силовой функции равны, соответственно, 4,94 и 2,7 ± 0,6 в единицах 10^4; значения P– -функции соответственно 0,135 и 0,30 ± 0,10 в тех же единицах. На интервале 0 ÷ 100 кэВ для ^{92}Zr S-функция равна 0,50 и 0,50 ± 0,10, а P -функция – 2,30 и 7,0 ± 1,3 соответственно. Приведем также значения S – силовых функций, рассчитанных для ядер-мишеней ^{64}Zn и ^{118}Sn. Для ^{64}Zn рассчитанное и экспериментальное значения – 3,74 и 1,70 ± 0,16 на интервале 370 кэВ, для ^{118}Sn – 0,12 и 0,16 ± 0,05 на интервале 25 кэВ соответственно.

В дальнейшем будут представлены более подробные результаты расчетов для различных ядер.

Литература

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
2. Соловьев В.Г. – ЭЧАЯ, 1978, т.9 вып. 4, с.810.
3. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V., Nucl.Phys., 1983, A399, p.141.
4. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I., Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
5. Воронов В.В., Стоянов Ч., Препринт ОИЯИ, Р4-85-3, Дубна, 1985.
6. Воронов В.В., Стоянов Ч., Краткие сообщения ОИЯИ, №9-85, Дубна, 1985.
7. Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С., ОИЯИ, Р3-82-436, Дубна, 1982.
8. Popov A.B., Samosvat G.S., JINR, E3-85-226, Dubna, 1985.
9. Feshbach H., Kerman A.K. and Lemmer R.H., Ann. of Phys., 41, 1967, p.230.
10. Вдовин А.И., Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянов Ч., ЭЧАЯ, 1985, т. 16, с.245.
11. Воронов В.В., Журавлев И.П. – Сообщения ОИЯИ, Р4-81-195, Дубна, 1981.
12. Тейлор Дж. Теория рассеяния. М.: Мир, 1975; Р.Ньютон. Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 ноября 1986 года.

Воронов В.В., Журавлев И.П. P4-86-757

Нейтронные силовые функции сферических ядер

На основе общих формул теории рассеяния и формализма проекционных операторов Фешбаха получено общее выражение для оптической проницаемости ядра,учитывающее микроскопическую структуру состояний. Рассмотрен процесс поглощения нуклонов с образованием компаунд-состояний при околопороговых энергиях.Структура ядра рассматривается на основе квазичастично-фононной модели ядра. В качестве примера рассчитаны нейтронные S- и P-силовые функции нескольких нечетных сферических ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Voronov V.V., Zhuravlev I.P. P4-86-757

Neutron Strengh Functions of Odd Spherical Nuclei

The general expression for optical transmission of a nucleus taking into account the microscopic structure of the states is obtained on the basis of general terms of scattering theory and Feshbach´s projection treatment. The process of nucleon absorption into compound states at the near-threshold energies is considered. The nuclear structure is treated on the basis of quasiparticle-phonon model of a nucleus. As an example the S and P strength functions of a few odd spherical nuclei are computed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986