

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

C343a + C343e1

P4-84-416

4475/84

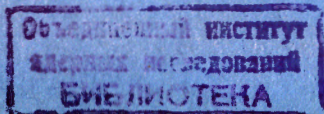
Р.В.Джолос, А.К.Насиров *

ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНЫХ СИЛ
НА ШИРИНУ ЗАРЯДОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ
МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* ИЯФ АН УзССР

1984



ВВЕДЕНИЕ

В работе ^{1/} нами исследовалась зависимость ширины зарядовых распределений продуктов реакций многонуклонных передач от времени протекания реакции и характеристик сталкивающихся ядер. Рассмотрение велось в рамках одночастичной модели ядра с зависимостью среднего поля от времени. Было показано, что теоретические значения величины $\sigma_z^2 = \langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle$ в 3-4 раза меньше экспериментальных данных. Одной из причин расхождения, возможно, является отсутствие остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия в гамильтониане модели, предложенной в ^{1/}.

Цель данной работы - учесть влияние на теоретические значения σ_z^2 остаточных сил, действующих между нуклонами сталкивающихся ядер в области перекрытия последних. Поскольку даже при небольших изменениях расстояния R между центрами сталкивающихся ядер значение плотности нуклонов в этой области существенно изменяется, становится важным учет зависимости параметров эффективных сил от плотности нуклонов. Мы используем эффективные нуклон-нуклонные силы, предложенные в ^{2/}:

$$F(\vec{x}, \vec{x}') = \left(\frac{d\varphi_{00}}{d\epsilon_F} \right)^{-1} \left(F_{in} \frac{\rho_0(\vec{x})}{\rho_{00}} + F_{ex} \left(1 - \frac{\rho_0(\vec{x})}{\rho_{00}} \right) \right) \delta(\vec{x} - \vec{x}'),$$

/1/

$$F_{in, ex} = (f_{in, ex} + f'_{in, ex} \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2) + (g_{in, ex} + g'_{in, ex} \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2.$$

Здесь ρ_{00} - значение плотности ядерной материи, $\rho_0(\vec{x})$ - функция плотности ядерного вещества, ϵ_F - энергия Ферми. Значения безразмерных параметров f , f' , g и g' известны из описания большой совокупности экспериментальных данных в рамках теории конечных ферми-систем ^{2/}. Наши расчеты показали, что существенной для определения ширины зарядовых распределений является только не зависящая от спиновых и изоспиновых операторов часть остаточных сил. Поэтому приведенные ниже результаты получены без учета констант f' , g и g' .

Включение в рассмотрение остаточных сил приводит к следующим двум эффектам. Во-первых, становится возможным распад частично-дырочных состояний на более сложные возбуждения типа две частицы - две дырки и т.д., что оказывает влияние на зависимость ширины зарядовых распределений от времени взаимодействия ядер. Простейший способ учета этого эффекта - введение ширины возбуждений типа частица - дырка, характеризующих распад на более

сложные конфигурации. Приведенные ниже результаты получены, как и в /1/, на этом пути. Во-вторых, вследствие некоторой коллективизации состояний происходит перераспределение силы перехода по спектру возбуждения и перенормировка матричных элементов перехода. Изучению этого эффекта и посвящена данная работа.

ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Гамильтониан модели имеет следующий вид:

$$H = H_0 + H_{int} + H'_{int}, \quad H_0 = \sum_P E_P a_P^+ a_P + \sum_T E_T a_T^+ a_T, \quad H_{int} = \sum_{P,T} g_{PT} (a_P^+ a_T + a_T^+ a_P),$$

$$H'_{int} = \sum_{P,T} \int d^3x \int d^3x' \psi_P^*(\vec{x}) \psi_T(\vec{x}) F(\vec{x}, \vec{x}') \psi_T^*(\vec{x}') \psi_P(\vec{x}') \times$$

$$\times (a_P^+ a_T + a_T^+ a_P) (a_P^+ a_T + a_T^+ a_P) \quad /2/$$

В /2/ H_0 - гамильтониан системы невзаимодействующих ядер в одночастичном приближении; H_{int} отвечает воздействию среднего поля одного ядра на нуклоны другого; H'_{int} описывает остаточное взаимодействие нуклонов сталкивающихся ядер; E_P, E_T - энергии одночастичных состояний в налетающем ионе (P) и ядре-мишени (T). Матричные элементы g_{PT} определены в /1/. Последнее слагаемое в /2/ отсутствовало в работе /1/. Матричные элементы остаточных сил оценим следующим образом. Рассмотрим сначала матричные элементы между состояниями, близкими к поверхности Ферми. Воспользуемся тем, что интегрирование в H'_{int} сконцентрировано в области перекрытия ядер, где радиальные части волновых функций ведут себя сходным образом и могут быть аппроксимированы квадратным корнем

из плотности: $\psi_{P,T} \rightarrow (\frac{\rho_{0P,T}}{A_{P,T}})^{1/2}$, где ρ_{0P}, ρ_{0T} - функции плотности нуклонов в налетающем ионе и в ядре - мишени, A_P, A_T - массовые числа сталкивающихся ядер. Тогда интеграл в /2/ становится равным

$$\left(\frac{d\rho_{00}}{d\epsilon_F}\right)^{-1} \int d^3x \rho_{0P}(\vec{x}) \rho_{0T}(\vec{x}) \left\{ f_{in} \frac{\rho_{0P}(\vec{x}) + \rho_{0T}(\vec{x})}{\rho_{00}} + f_{ex} \left(1 - \frac{\rho_{0P}(\vec{x}) + \rho_{0T}(\vec{x})}{\rho_{00}}\right) \right\} \quad /3/$$

По мере удаления состояний от поверхности Ферми матричные элементы убывают. Это убывание может быть аппроксимировано, как показано в /3/, гауссовой $\exp\left\{-\frac{(E_P - E_T)^2 + (E_P' - E_T')^2}{2\Delta^2}\right\}$ или экспоненциальной $\exp\left\{-\frac{|E_P - E_T| + |E_P' - E_T'|}{\Delta}\right\}$ функциями, где

$\Delta \sim 10$ МэВ. В итоге, третье слагаемое в /2/ запишется следующим образом:

$$\frac{1}{2} \lambda \sum_{P,T} \Omega_{PT} \Omega_{P'T'} (a_P^+ a_P + a_T^+ a_P) (a_P^+ a_{T'} + a_{T'}^+ a_P),$$

где $\Omega_{PT} = \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(E_P - E_T)^2}{\Delta^2}\right)$ или $\Omega_{PT} = \exp\left(-\frac{|E_P - E_T|}{\Delta}\right)$, а величина $\frac{1}{2} \lambda$ дается выражением /3/.

Для расчета величины $\sigma^2(t) = \langle (\hat{N}(t) - \langle \hat{N}(t) \rangle)^2 \rangle$ необходимо найти оператор $\hat{N} \equiv \sum_P a_P^+ a_P$, характеризующий число частиц в легком фрагменте, в гейзенберговском представлении. Эта задача решается с помощью уравнений движения

$$-i\hbar \frac{d}{dt} \hat{N}(t) = [H, \hat{N}(t)] = - \sum_{P,T} g_{PT} ((a_P^+ a_T)_t - (a_T^+ a_P)_t) -$$

$$- \frac{1}{2} \lambda \left\{ \sum_{P,T} \Omega_{PT} ((a_P^+ a_T)_t - (a_T^+ a_P)_t), \sum_{P',T'} ((a_{P'}^+ a_{T'})_t + (a_{T'}^+ a_{P'})_t) \right\}_t,$$

где $(a_P^+ a_T)_t \equiv \exp\left(\frac{i}{\hbar} H t\right) a_P^+ a_T \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H t\right)$.

Видно, что для нахождения $\hat{N}(t)$ нужно знать операторы $(a_P^+ a_T)_t, (a_T^+ a_P)_t$. В общем случае уравнения для последних нелинейны. Но используя то обстоятельство, что благодаря большой энергии возбуждения затронутым в процессе многонуклонных передач оказывается достаточно большое число одночастичных состояний, вследствие чего изменения чисел заполнения конкретных одночастичных состояний малы, можно получить приближенные /это приближение эквивалентно квазибозонному приближению/ линейные уравнения

$$-i\hbar \frac{d}{dt} (a_P^+ a_T)_t = (E_P - E_T) (a_P^+ a_T)_t + g_{PT} (n_P - n_T) + \lambda \Omega_{PT} (n_P - n_T) \cdot \sum_{P',T'} \Omega_{P'T'} ((a_{P'}^+ a_{T'})_t + (a_{T'}^+ a_{P'})_t), \quad /4/$$

где $n_{P,T} = (1 + \exp\left(\frac{E_{P,T} - \epsilon_{FP,T}}{T}\right))^{-1}$, T - температура системы.

Появление "температурных" чисел заполнения связано с тем, что обмен нуклонами происходит, в основном, после того, как значительная часть кинетической энергии относительного движения перешла во внутреннюю энергию возбуждения и в системе установилась тепловое равновесие.

Решение уравнения /4/ имеет вид

$$(a_P^+ a_T) = C_{PT}(t) + \sum_{P',T'} X_{PTP'T'}(t) a_{P'}^+ a_{T'} + \sum_{P',T'} Y_{PTP'T'}(t) a_{T'}^+ a_{P'},$$

где функции C_{PT} , $X_{PTP'T'}$ и $Y_{PTP'T'}$ являются решениями уравнений

$$-i\hbar \frac{d}{dt} X_{PTP'T'} = (E_{P'} - E_{T'}) X_{PTP'T'} -$$

$$-\lambda \Omega_{P'T'} \sum_{P_1 T_1} (n_{P_1} - n_{T_1}) \Omega_{P_1 T_1} (X_{PTP_1 T_1} - Y_{PTP_1 T_1}),$$

$$-i\hbar \frac{d}{dt} Y_{PTP'T'} = -(E_{P'} - E_{T'}) Y_{PTP'T'} -$$

$$-\lambda \Omega_{P'T'} \sum_{P_1 T_1} (n_{P_1} - n_{T_1}) \Omega_{P_1 T_1} (X_{PTP_1 T_1} - Y_{PTP_1 T_1}),$$

$$-i\hbar \frac{d}{dt} C_{PT} = -\sum_{P_1 T_1} (n_{P_1} - n_{T_1}) g_{P_1 T_1} (X_{PTP_1 T_1} - Y_{PTP_1 T_1}).$$

Решение системы /5/, удовлетворяющее начальному условию $(a_P^+ a_T)_{t=0} = a_P^+ a_T$, имеет вид

$$X_{PTP'T'}(t) = \sum_{P_1 T_1} \frac{(n_P - n_T)}{(n_{P_1} - n_{T_1})} (x_{P_1 T_1 P T} x_{P_1 T_1 P'T'} \exp(\frac{i}{\hbar} \omega_{P_1 T_1} t) - y_{P_1 T_1 P T} y_{P_1 T_1 P'T'} \exp(-\frac{i}{\hbar} \omega_{P_1 T_1} t)),$$

$$Y_{PTP'T'}(t) = \sum_{P_1 T_1} \frac{(n_P - n_T)}{(n_{P_1} - n_{T_1})} (x_{P_1 T_1 P T} y_{P_1 T_1 P'T'} \exp(\frac{i}{\hbar} \omega_{P_1 T_1} t) - y_{P_1 T_1 P T} x_{P_1 T_1 P'T'} \exp(-\frac{i}{\hbar} \omega_{P_1 T_1} t)),$$

$$C_{PT}(t) = -(n_P - n_T) \sum_{P_1 T_1} g_{P_1 T_1} \frac{1}{(n_{P_1} - n_{T_1}) \omega_{P_1 T_1}} \times \\ \times (x_{P_1 T_1 P T} (x_{P_1 P_1 P'T'} - y_{P_1 T_1 P'T'}) \times (\exp(\frac{i}{\hbar} \omega_{P_1 T_1} t) - 1) - \\ - y_{P_1 T_1 P T} (x_{P_1 T_1 P'T'} - y_{P_1 T_1 P'T'})) (\exp(-\frac{i}{\hbar} \omega_{P_1 T_1} t) - 1)),$$

где

$$x_{P_1 T_1 P T} = \frac{1}{2} \frac{\xi_{P_1 T_1} \Omega_{PT}}{\omega_{P_1 T_1} - (E_P - E_T)}, \quad y_{P_1 T_1 P T} = \frac{1}{2} \frac{\xi_{P_1 T_1} \Omega_{PT}}{\omega_{P_1 T_1} + E_P - E_T}$$

$$\xi_{PT}^2 = \frac{n_P - n_T}{\omega_{PT}} \left(\sum_{P'T'} \frac{(n_{P'} - n_{T'}) (E_{P'} - E_{T'}) \Omega_{P'T'}^2}{(\omega_{PT} - (E_{P'} - E_{T'}))^2} \right)^{-1},$$

а величины ω_{PT} являются положительными решениями секулярного уравнения

$$1 = 2\lambda \sum_{P_1 T_1} \frac{(n_{P_1} - n_{T_1}) (E_{P_1} - E_{T_1}) \Omega_{P_1 T_1}^2}{\omega_{PT}^2 - (E_{P_1} - E_{T_1})^2}.$$

Интересующее нас значение величины $\sigma^2(t)$ дается выражением

$$\sigma^2(t) = \sum_{P'T'} (n_{P'}(1 - n_{T'}) + n_{T'}(1 - n_{P'})) \left| \sum_{P_1 T_1} \frac{(n_P - n_T)}{\omega_{P_1 T_1} (n_{P_1} - n_{T_1})} \times \right. \\ \times (g_{PT} + \lambda \sum_{P_2 T_2} \Omega_{PT} \Omega_{P_2 T_2} (C_{P_2 T_2} + C_{P_2 T_2}^*)) \{ x_{P_1 T_1 P T} (1 - \exp(\frac{i}{\hbar} \omega_{P_1 T_1} t)) - \\ \left. - y_{P_1 T_1 P T} (1 - \exp(-\frac{i}{\hbar} \omega_{P_1 T_1} t)) \} \right|^2.$$

Таким образом, учет остаточных сил, действующих между нуклонами сталкивающихся ядер, ведет к перенормировке матричных элементов g_{PT} в выражении для $\sigma^2(t)$:

$$g_{PT} \rightarrow \tilde{g}_{PT} = g_{PT} + \lambda \Omega_{PT} \sum_{P'T'} \Omega_{P'T'} (C_{P'T'} + C_{P'T'}^*),$$

и к появлению отличных от символа Кронекера и нуля коэффициентов $x_{PTP'T'}$ и $y_{PTP'T'}$ /при отсутствии остаточных сил $x_{PTP'T'} = \delta_{PP} \delta_{TT'}$, $y_{PTP'T'} = 0$).

Как показали расчеты, сумма $\sum_{PT} \Omega_{PT} (C_{PT} + C_{PT}^*)$, равная нулю при $t = 0$, резко возрастает с ростом t и выходит на асимптотику при $t \sim 10^{-22}$ с. Ко времени начала интенсивного обмена нуклонами эту сумму можно считать постоянной, и величина \tilde{g}_{PT} становится равной

$$g_{PT} (1 - 2\lambda \sum_{P'T'} \frac{(n_{P'} - n_{T'}) \Omega_{P'T'}^2}{(E_{P'} - E_{T'})})^{-1}.$$

Таким образом, матричный элемент g_{PT} просто умножается на постоянный множитель, который при отрицательных λ превышает единицу. Вследствии этого произойдет увеличение $\sigma^2(t)$. Знак λ зависит от значения плотности нуклонов в области перекрытия ядер. При не слишком больших значениях плотности значение λ отрицательно, вследствие того что $f_{ex} < 0$. Зависящие от спиновых и изоспиновых переменных части остаточных сил не дают вклада в перенормировку g_{PT} .

Расчеты показали также, что сдвиги частот ω_{PT} относительно величин $|E_P - E_T|$ составляют всего лишь несколько кэВ или доли

Таблица 1

Зависимость отношения σ_z^2/σ_{0z}^2 от расстояния между центрами сталкивающихся ядер R. Знаком * отмечены радиусы взаимодействия ядер R_{int}

$^{132}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$ $E_{\text{лаб}} = 5,9 \frac{\text{МэВ}}{\text{нукл}}$	R, фМ σ_z^2/σ_{0z}^2	14,7* 1,25	14,45 1,32	14,20 1,42	13,95 1,49	13,70 1,64	13,45 1,82	13,20 1,98	12,95 2,34
$^{132}\text{Xe} + ^{208}\text{Bi}$ $E_{\text{лаб}} = 7,3 \frac{\text{МэВ}}{\text{нукл}}$	R, фМ σ_z^2/σ_{0z}^2	15,57* 1,26	15,07 1,43	14,57 1,68	14,07 2,13	13,82 2,31	13,57 2,35	13,32 2,24	13,07 2,04
$^{132}\text{Xe} + ^{196}\text{Au}$ $E_{\text{лаб}} = 7,5 \frac{\text{МэВ}}{\text{нукл}}$	R, фМ σ_z^2/σ_{0z}^2	15,40* 1,38	14,90 1,63	14,40 2,02	13,90 2,60	13,65 2,88	13,40 3,18	13,15 3,16	12,00 2,68
$^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ $E_{\text{лаб}} = 7,9 \frac{\text{МэВ}}{\text{нукл}}$	R, фМ σ_z^2/σ_{0z}^2	16,02* 1,49	15,62 1,82	15,12 2,29	14,87 2,60	14,62 2,97	14,37 3,07	14,20 2,97	13,87 2,44

кэВ, тогда как характерные расстояния между полюсами порядка нескольких десятков кэВ. Вследствие этого отличие коэффициентов $x_{РТР'T'}$ и $u_{РТР'T'}$ от их значений при отсутствии остаточных сил не оказывает существенного влияния на $\sigma_z^2(t)$. С учетом этого факта окончательное выражение для $\sigma_z^2(t)$ имеет вид

$$\sigma_z^2(t) = 2 \sum_{PT} (n_P(1 - n_T) + n_T(1 - n_P)) \times \\ \times \frac{g_{PT}^2 (1 - \cos \frac{t}{h} (E_P - E_T))}{(E_P - E_T)^2} (1 - 2\lambda \sum_{P'T'} \frac{(n_{P'} - n_{T'}) \Omega_{P'T'}^2}{(E_{P'} - E_{T'})})^{-1}$$

Последующие расчеты среднеквадратичных флуктуаций числа протонов в легком фрагменте $\sigma_z^2(t)$ выполнены с помощью выражения ^{16/}

Поскольку величина эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия чувствительна к значению плотности нуклонов, представляет методический интерес исследовать зависимость отношения значений $\sigma_z^2(t)$, рассчитанных с учетом и без учета $\sigma_{0z}^2(t)$ остаточных сил, от относительного расстояния между центрами взаимодействующих ядер R. С изменением R меняется значение плотности нуклонов в области перекрытия ядер. Результаты такого расчета приведены в табл.1 для различных реакций. Там же приведены значения радиусов взаимодействия R_{int} .

Из табл.1 видно, что с изменением R отношение σ_z^2/σ_{0z}^2 изменяется в 2-2,5 раза, и в физически интересной области значений $R = R_{int} - 1/2 \div 3/ \text{фМ}$, соответствующей типичным величинам глубин взаимного проникновения ядер в ходе реакции, это отношение принимает значения в интервале 2 \div 3.

Сравнение значений σ_z^2 и σ_{0z}^2 с экспериментальными данными ($\sigma_z^2, \text{эксп.}$) проведено в табл.2. Экспериментальные данные взяты из ^{14,5/}. Видно, что учет остаточных сил заметно улучшает согласие теоретических результатов с экспериментальными.

Таблица 2

Сравнение теоретических, рассчитанных с учетом (σ_z^2) и без учета (σ_{0z}^2) остаточных сил, и экспериментальных значений ($\sigma_z^2, \text{эксп.}$) среднеквадратичных флуктуаций числа протонов в легком продукте реакций

Реакция	$^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$	$^{132}\text{Xe} + ^{196}\text{Au}$	$^{132}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$	$^{132}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$
E лаб, МэВ нукл.	7,6	7,5	7,3	5,9
σ_{0z}^2	14,76	6,53	9,60	7,89
σ_z^2	28,2	17,0	23,6	18,46
$\sigma_z^2, \text{эксп.}$	30,4	18,0	32,2	20,4

ЛИТЕРАТУРА

1. Джолос Р.В., Насиров А.К. ОИЯИ, Р4-83-741, Дубна, 1983.
2. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965, /1983, 2 изд./.
3. Agassi D., Ko S.M., Weidenmuller H.A. Ann.Phys., 1977, vol. 107, p. 140.
4. Sann H. et al. GSI-Bericht, P-5-77, Darmstadt, 1977.
5. Tanabe T., Bock R., Dakowski M. Nucl.Phys., 1980, A342, p.194.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июня 1984 года.

Джолос Р.В., Насиров А.К. P4-84-416
Влияние остаточных сил на ширину зарядовых распределений
продуктов реакций многонуклонных передач

Исследуется влияние остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия в ядрах на ширину зарядового распределения продуктов реакций многонуклонных передач. Показано, что учет остаточных сил приводит к двух- трехкратному увеличению теоретических значений σ_z^2 по сравнению с расчетами в модели независимых частиц.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Jolos R.V., Nasirov A.K. P4-84-416
The Influence of the Residual Nucleon-Nucleon Interaction
in Nuclei on the Width of the Charge Distributions of the
Multinucleon Transfer Reaction Products

The influence of the residual nucleon-nucleon interaction in nuclei on the width of the charge distributions of the multinucleon transfer reaction products is investigated. It is shown that the residual interaction increases the calculated results for σ_z^2 in two-three times in comparison with the of the independent particles model.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1984