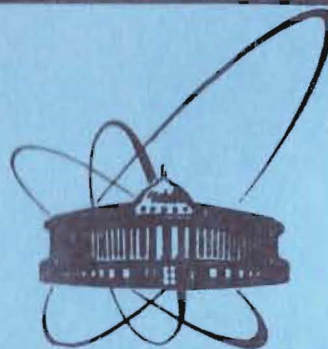


9 коп.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-85-619

Р.В.Джолос, А.И.Муминов*, А.К.Насиров*

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДЕР
НА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ
МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* ИЯФ АН УзССР, Ташкент

Редактор Е.К.Аксенова. Макет Н.А.Киселевой.

Подписано в печать 20.08.85.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 0,63.
Тираж 445. Заказ 36603.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.

1985

Введение

В результате исследований глубокоэластичных столкновений тяжелых ионов накоплен обширный экспериментальный материал о массовых и зарядовых распределениях продуктов реакций. Результаты экспериментов указывают на влияние индивидуальных особенностей в структуре ядер на зарядовые распределения. Однако интерпретация этих данных основывается, в основном, на решении кинетического уравнения или уравнения Фоккера-Планка с феноменологически определенными коэффициентами дрейфа и диффузии ^{/1/}. Такой подход не позволяет в полной мере учесть влияние структуры ядер на выход продуктов реакции. Более того, существующая в диффузионном подходе жесткая связь коэффициентов дрейфа и диффузии противоречит экспериментальным данным ^{/2/}.

В данной работе предложен метод расчета зарядовых и массовых распределений продуктов реакций глубокоэластичных передач, столь же простой в практической реализации, как и диффузионная модель, но позволяющий учитывать особенности в структуре ядер.

1. Формулировка модели

Будем предполагать, что процесс глубокоэластичного столкновения тяжелых ионов можно разделить на три стадии. На первой, очень быстрой стадии, длительности приблизительно 10^{-22} с, кинетическая энергия относительного движения переходит в энергию внутреннего возбуждения. Формируется двойная ядерная система. Устанавливается тепловое равновесие. На второй стадии двойная ядерная система эволюционирует в направлении установления статистического равновесия. Происходит интенсивный обмен зарядом (массой) между двумя ее частями. Третья стадия - это распад двойной ядерной системы. Ниже формулируется модель для описания второй стадии реакции. Для конкретности будем рассматривать зарядовый обмен, характеризуя систему в заданный момент зарядом той ее части, которая близка к налетающему иону: $P_z(t)$

- вероятность найти систему в момент t с зарядовой асимметрией Z .
 В начальный момент ($t=0$) $P_z(t=0) = \delta_{z z_p}$, где Z_p - заряд налетающего иона.

Рассмотрим систему в момент $t + \Delta t$ и определим через $P_z^{z'}(t + \Delta t, t)$ вероятность перехода системы из состояния с зарядовой асимметрией z' в состояние с зарядовой асимметрией z на временном интервале $(t, t + \Delta t)$. Тогда

$$P_z(t + \Delta t) = \sum_{z'} P_z^{z'}(t + \Delta t, t) \cdot P_{z'}(t). \quad (1)$$

Из определения $P_z^{z'}(t + \Delta t, t)$ следует, что $P_z^{z'}(t, t) = \delta_{z z'}$.

Для достаточно малых значений Δt в линейном по Δt приближении

$$\frac{dP_z(t)}{dt} = \sum_{z'} \frac{P_z^{z'}(t + \Delta t, t) - P_z^{z'}(t, t)}{\Delta t} \cdot P_{z'}(t). \quad (2)$$

Теперь нам необходимо найти величины $P_z^{z'}(t + \Delta t, t) / \Delta t$, но для этого достаточно рассмотреть поведение системы в течение достаточно короткого интервала времени после момента t , когда система мало меняется, и мы можем применять аппарат, развитый в работах ^{/3,4/}.

Результат работ ^{/3,4/} можно сформулировать следующим образом. Если в какой-то момент времени t система характеризовалась зарядовой асимметрией z , то эволюция системы в течение некоторого достаточно короткого интервала времени (такого, что числа заполнения одночастичных состояний изменяются мало) описывается волновым вектором:

$$|\Psi(t + \Delta t)\rangle = \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{P,T} |\chi_{PT}^z|^2 (n_P^z(1 - n_T^z) + n_T^z(1 - n_P^z))\right) \times \exp\left(\sum_{P,T} (\chi_{PT}^{z(+)} \alpha_P^+ \alpha_T + \chi_{PT}^{z(-)} \alpha_T^+ \alpha_P)\right) |t, z\rangle, \quad (3)$$

где P, T - квантовые числа одночастичных состояний соответственно в легком и тяжелом фрагментах;

$$\chi_{PT}^{z(\pm)} = -\frac{i}{\hbar} \int_t^{t+\Delta t} dt' g_{PT}^z \exp\left(\pm \frac{i}{\hbar} (E_P^z - E_T^z) t'\right),$$

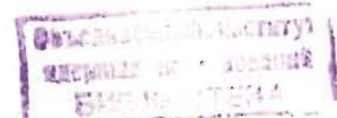
$|t, z\rangle$ - волновой вектор начального состояния;

E_P, E_T - одночастичные энергии;

α_P^+, α_T^+ - операторы рождения (уничтожения) нуклонов в состояниях P, T ;

$$g_{PT}^z = \int d^3 \vec{x} \Psi_T^{z'}(\vec{x}) V(\vec{x}) \Psi_P^z(\vec{x})$$

$V(\vec{x})$ - одночастичный потенциал двойной ядерной системы, с зарядовой асимметрией z ;



$\Psi_P(\vec{x}), \Psi_T(\vec{x})$ - одночастичные функции;
 n_P^z, n_T^z - числа заполнения одночастичных состояний
 в начальной конфигурации.

Волновая функция (3) описывает зарядовое распределение, максимум которого сдвинут относительно первоначального значения на величину

$$\langle z(t+\Delta t) \rangle = - \sum_{P,T} |\chi_{PT}^z|^2 (n_P^z - n_T^z),$$

а среднеквадратичная флуктуация $\sigma_z^2(t-t)$, характеризующая ширину зарядового распределения, равна

$$\sigma_z^2(t+\Delta t) = \sum_{P,T} |\chi_{PT}^z|^2 (n_P^z(1-n_T^z) + n_T^z(1-n_P^z)).$$

Из (3) можно получить вероятность перехода в состояние с зарядовой асимметрией, равной $z+n$:

$$P_{z+n}^z(t+\Delta t) = \exp(-\sigma_z^2(t+\Delta t)) \cdot \sum_k \left(\frac{(\sum_{P,T} |\chi_{PT}^z|^2 n_T^z(1-n_P^z))^{n+k}}{(n+k)!} \times \left(\frac{\sum_{P,T} |\chi_{PT}^z|^2 n_P^z(1-n_T^z)}{k!} \right)^k \right), \quad (4a)$$

или $z-n$:

$$P_{z-n}^z(t+\Delta t) = \exp(-\sigma_z^2(t+\Delta t)) \cdot \sum_k \left(\frac{(\sum_{P,T} |\chi_{PT}^z|^2 n_T^z(1-n_P^z))^{n+k}}{k!} \times \frac{(\sum_{P,T} |\chi_{PT}^z|^2 n_P^z(1-n_T^z))^{n+k}}{(n+k)!} \right). \quad (4b)$$

Численные расчеты показали, что в интервале значений Δt от 10^{-22} с до $\sim 10^{-21}$ с суммы, входящие в (4a) и (4b), являются линейными функциями Δt :

$$\begin{aligned} \sum_{P,T} |\chi_{PT}^z|^2 n_T^z(1-n_P^z) &\equiv \Delta_z^{(+)} \cdot \Delta t, \\ \sum_{P,T} |\chi_{PT}^z|^2 n_P^z(1-n_T^z) &\equiv \Delta_z^{(-)} \cdot \Delta t, \\ \sigma_z^2(t+\Delta t) &= (\Delta_z^{(+)} + \Delta_z^{(-)}) \Delta t \equiv \Delta_z \cdot \Delta t. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя (4a), (4b) и (5) в (2), получаем

$$\frac{dP_z(t)}{dt} = -\Delta_z P_z(t) + \Delta_{z-1}^{(+)} P_{z-1}(t) + \Delta_{z+1}^{(-)} P_{z+1}(t). \quad (6)$$

Уравнение (6) совпадает по форме с "мастер"-уравнением, но для расчета матричных элементов перехода $\Delta_z^{(\pm)}$, Δ_z нам нет необходимости прибегать к каким-либо феноменологическим соображениям. Матричные элементы могут быть рассчитаны с помощью соотношений (5), в которые входят одночастичные энергии, числа заполнения одночастичных состояний, характеризующие двойную ядерную систему при заданном значении z - параметра зарядовой асимметрии, и матричные элементы от одночастичного потенциала двойной ядерной системы между состояниями легкого и тяжелого фрагментов. Информация об энергии возбуждения двойной ядерной системы (ядерной температуры) содержится в числах заполнения n_P^z, n_T^z . Таким образом, особенности в структуре ядер входят отражение в константах $\Delta_z^{(\pm)}, \Delta_z$.

2. Результаты расчета

Проанализируем зарядовые распределения продуктов реакций глубоко-неупругих передач, рассчитанные для нескольких фиксированных значений прицельного параметра. Величина прицельного параметра определяет время жизни двойной ядерной системы и вместе с начальной кинетической энергией налетающего иона "температуру" двойной ядерной системы после установления теплового равновесия.

На рисунках 1,2,3 приведены зарядовые распределения продуктов реакции ^{132}Xe (778 МэВ) + ^{120}Sn /5/, ^{86}Kr (515 МэВ) + ^{168}Er /5/ и ^{56}Fe (460 МэВ) + ^{196}Au /6/ для трех значений прицельного параметра " b ", отвечающих температурам $T = 1; 1,5$ и 2 МэВ. В полученных зарядовых распределениях содержится информация о структуре ядер, участвующих и образующихся в реакциях. Например, резкий спад левой ветви кривой зарядового распределения по сравнению с правой для реакции $^{56}\text{Fe} + ^{196}\text{Au}$ (рис.1) объясняется большой разницей в энергиях связи нуклонов в ядрах ^{56}Fe и ^{196}Au : 10,2 и 5,7 МэВ соответственно.

С ростом температуры влияние эффектов структуры ядер уменьшается и форма распределений становится более плавной.

Сечения реакций многонуклонных передач получают путем суммирования найденных зарядовых распределений по всем значениям прицельного параметра в интервале от b_{crit} до b_{graz} . В данной работе сечения не рассчитывались, но о форме сечения $d\sigma/dz$ можно судить по

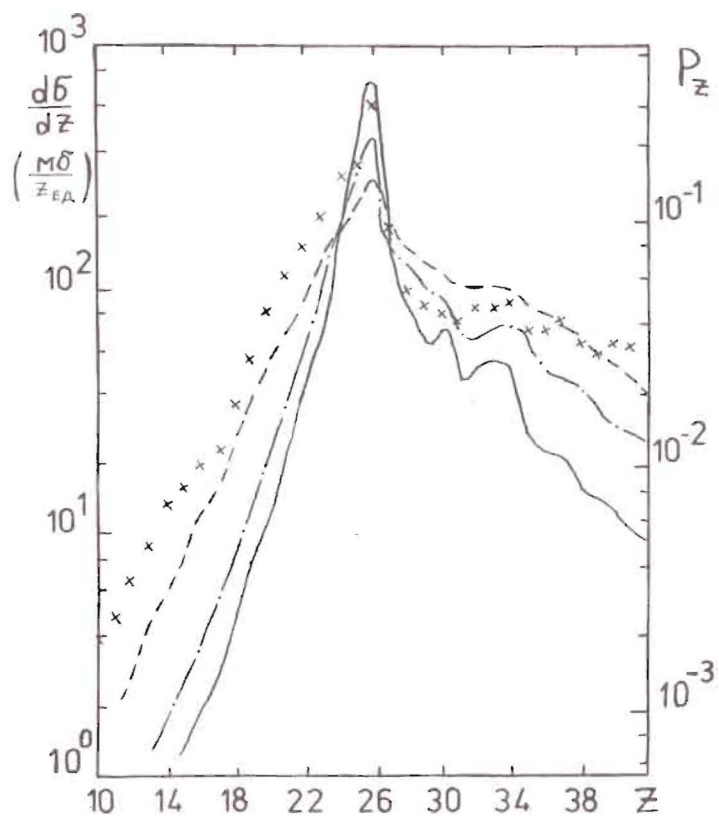


Рис.1.

Зарядовые распределения $P_z(i)$ продуктов реакции ^{56}Fe (460 МэВ) + ^{196}Au , рассчитанные для трех значений эффективной температуры $T = 1, 1,5$ и 2 МэВ; (— $T = 1$ МэВ; - - - $T = 1,5$ МэВ; - · - · $T = 2$ МэВ). Для сравнения приведены экспериментальные сечения выхода продуктов реакции $d\delta/dz$ (x).

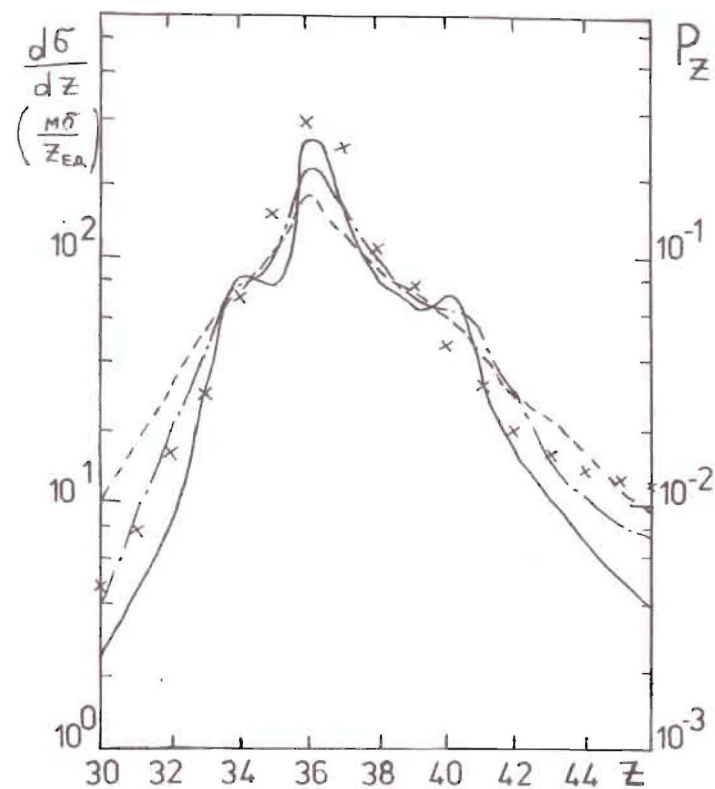


Рис.2.

Зарядовые распределения $P_z(i)$ продуктов реакции ^{86}Kr (515 МэВ) + $^{168}\text{Er}/^{157}$, рассчитанные для трех значений эффективной температуры $T = 1, 1,5$ и 2 МэВ; (— $T = 1$ МэВ; - - - $T = 1,5$ МэВ; - · - · $T = 2$ МэВ). Для сравнения приведены экспериментальные сечения выхода продуктов реакции $d\delta/dz$ (x).

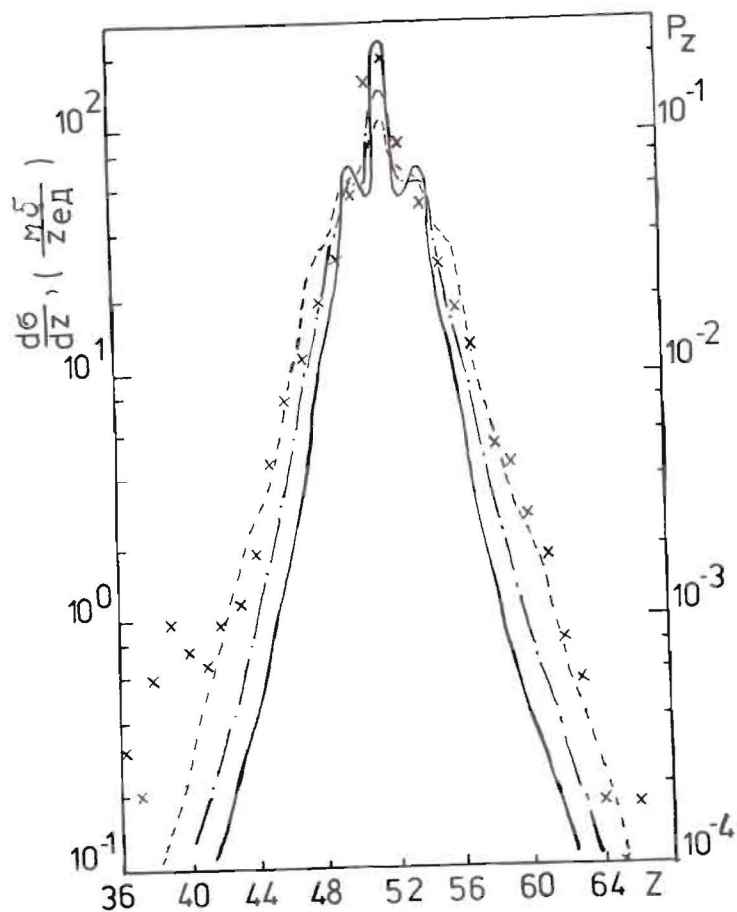


Рис. 3.

Зарядовые распределения $P_z(t)$ продуктов реакции ^{133}Xe (778 МэВ) + $^{120}\text{Sn}^{15/}$, рассчитанные для трех значений эффективной температуры $T = 1, 1,5$ и 2 МэВ; (— $T=1$ МэВ; - - - $T=1,5$ МэВ; - · - · - $T = 2$ МэВ). Для сравнения приведены экспериментальные сечения выхода продуктов реакций $d\sigma/dz$ (x).

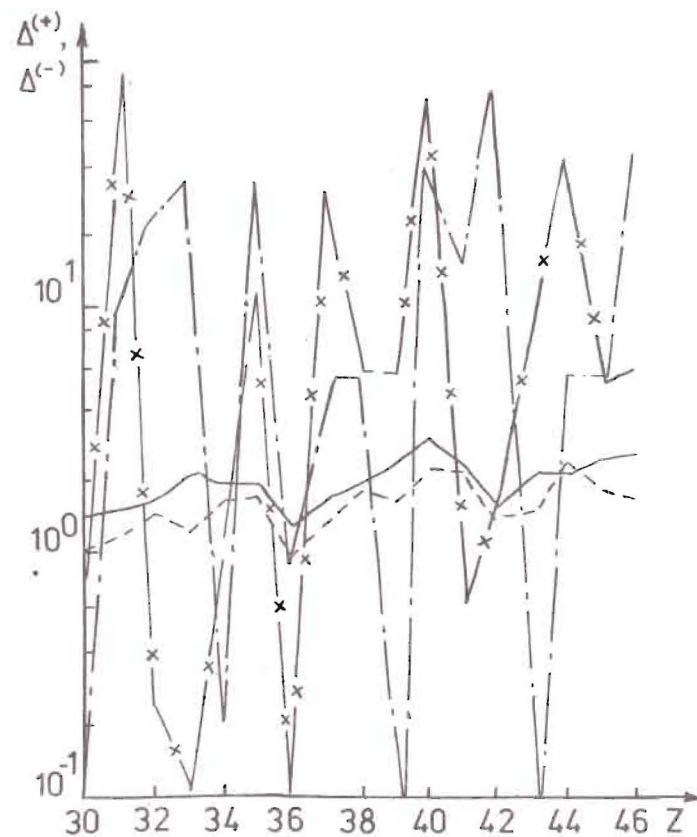


Рис. 4.

Сравнение матричных элементов перехода $\Delta_z^{(\pm)}$, рассчитанных в данной работе (— $\Delta_z^{(+)}$; - - - $\Delta_z^{(-)}$), с результатами работы [7] (- · - · - $\Delta_z^{(+)}$; — x — x — $\Delta_z^{(-)}$).

приведенным кривым зарядовых распределений. Поэтому на рисунках приведены и экспериментальные сечения реакций.

Рассчитанные нами кривые зарядовых распределений для реакций $^{56}\text{Fe} + ^{196}\text{Au}$ и $^{86}\text{Kr} + ^{168}\text{Er}$ при значениях $Z > Z_p + 8$ спадают заметно резче, чем экспериментальные сечения. По-видимому, в экспериментальные сечения дает вклад процесс "быстрого деления", который не учитывался в наших расчетах.

Интересно сравнить рассчитанные нами коэффициенты $\Delta_z^{(\pm)}$ с результатами феноменологического рассмотрения. Такое сравнение произведено на рис.4 для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{168}\text{Er}$, где наши результаты сравниваются с результатами работы /8/. Видно, что матричные элементы, вычисленные микроскопически, флуктуируют значительно меньше, чем определенные в работе /8/.

Таким образом, предложенный нами подход позволяет учитывать влияние структуры ядер на зарядовые распределения продуктов реакций глубокоэластичных передач. Модель качественно правильно описывает форму зарядовых распределений. В то же время матричные элементы перехода, рассчитанные микроскопически, существенно отличаются от используемых при феноменологическом рассмотрении.

Литература

1. Hörenberg W. Phys.Lett., 1974, B52, p.269.
2. Broza U., Grossmann S. Journal of Physics G: Nucl.Phys., 1984, v.10, p.933.
3. Джолос Р.В., Насиров А.К. ЯФ, 1984, 40, с.721.
4. Джолос Р.В., Насиров А.К. ЯФ, 1985, 42, с.175.
5. Sann H. et al. GSI-Bericht, P-5-77, Darmstadt, 1977.
6. Wozniak G.J. et al. Nucl. Phys., 1983, A402, p.322.
7. Moretto L.G. and Schmitt R. J.de Phys., 1976, v.37, p.C5-109.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 августа 1985 года.

Джолос Р.В., Муминов А.И., Насиров А.К. P4-85-619
Влияние структуры ядер на сечения реакций
многоуклонных передач

Предложен метод расчета зарядовых и массовых распределений продуктов реакций грубоэластичных передач, позволяющий учитывать эффекты структуры ядра. Полученное уравнение совпадает по форме с "мастер"-уравнением, а его коэффициенты определяются одночастичными энергиями и числами заполнения одночастичных состояний ядер. Рассчитаны зарядовые распределения продуктов реакций $^{56}\text{Fe} + ^{196}\text{Au}$, $^{86}\text{Kr} + ^{168}\text{Er}$ и $^{132}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$. В полученных зарядовых распределениях содержится информация о структуре ядер, участвующих и образующихся в реакциях. Модель качественно правильно описывает форму зарядовых распределений, наблюдаемых в эксперименте. Произведено сравнение с феноменологическим рассмотрением.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Jolos R.V., Muminov A.I., Nasirov A.K. P4-85-619
The Nuclear Structure Effect on Multinucleon
Transfer Reaction Cross Sections

The method to calculate the mass and charge distributions of deep inelastic-transfer reaction products is suggested. The method allows one to take into account the nuclear structure effects. The charge distributions for the reactions $^{56}\text{Fe} + ^{196}\text{Au}$, $^{86}\text{Kr} + ^{168}\text{Er}$ and $^{132}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$ products are calculated. The obtained charge distribution contain data on the structure of nuclei participating and produced in reactions. The model describes qualitatively correctly the shape of charge distributions observed. The comparison with the phenomenological model is made.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985