

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



с343а

П-935

2814/2-74

Р7 - 7915

К.К.Гудима, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев

О НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССАХ
В РЕАКЦИЯХ МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

1974

**ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

P7 - 7915

К.К.Гудима,* А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев

О НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССАХ
В РЕАКЦИЯХ МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

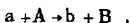
Направлено в Physics Letters

* Институт Прикладной физики АН Молд.ССР,
г. Кишинев.

Опыты, выполненные в последние годы в ЛЯР ОИЯИ, дали разнообразную и детальную информацию о реакциях многоуклонных передач при столкновении тяжелых ионов /1-3/. Однако имеющаяся интерпретация этих данных нам представляется противоречивой. Действительно, наличие максимума в угловом распределении ядер-продуктов в области углов, соответствующих "grazing" столкновениям /40° - 60° /, указывают на то, что мы имеем дело с прямыми, быстрыми процессами. Но использование стандартных методов /например, приближения искаженных волн/ приводит к такой зависимости выхода продуктов от Q -величин реакции, которая не подтверждается в эксперименте. С другой стороны, правильное описание этой зависимости было получено в рамках обычной /равновесной/ статистической теории, предполагающей образование компаунд-ядра /4/, но последние - в свою очередь - не передает наблюдаемого углового распределения ядер-продуктов. Попытка примирения этих двух концепций была сделана Бондорфом и др. /5/. Однако развитая ими модель, постулирующая установление парциального статистического равновесия в системе сталкивающихся ядер, ограничена и фактически использует методы равновесной статистической теории.

Цель данной работы - без привлечения гипотезы образования компаунд-ядра проанализировать характеристики реакции многоуклонных передач при столкновении тяжелых ионов в области энергий выше кулоновского барьера.

Рассмотрим реакцию



/1/

Предположим, что продукты реакции b и B образуются в результате распада некоторой составной системы C , характеризуемой энергией возбуждения E^* и числом экситонов n /мы не делаем различия между возбужденной частицей и дыркой/: Заметим, что именно такое представление оказалось успешным при рассмотрении процессов предравновесного распада ядер /см., например, обзор /6/ и цитируемую в нем литературу/. Закон сохранения энергии, записанный в системе центра масс для "асимптотических" состояний реакции /1/ приводит к уравнению

$$E_b^* + E_B^* = \epsilon_{aA} - \epsilon_{bB} + Q_{gg}, \quad /2/$$

где E^* и ϵ - соответствующие энергии возбуждения и энергии относительного движения, $Q_{gg} = M_a + M_A - M_b - M_B$ - так называемая Q -величина для основного состояния, выраженная через массы M ядер, участвующих в реакции /1/. Следует подчеркнуть, что составная система C не является компаунд-ядром* и поэтому уравнение /2/ не фиксирует точных значений E^* и n .

Применяя принцип детального баланса к составной системе, распадающейся с вероятностью $W_{C \rightarrow bB}$ на фрагменты b и B , можно выразить $W_{C \rightarrow bB}$ через сечение обратной реакции σ_{bB} , под которой мы понимаем здесь любой уход из канала упругого рассеяния $b+B$,

$$W_{C \rightarrow bB} = \frac{N_{bB}}{N_C} \frac{(2\epsilon_{bB} / \mu_{bB})^{1/2} \sigma_{bB}(\epsilon_{bB})}{\Omega}, \quad /3/$$

где μ - приведенная масса, Ω - нормировочный объем. Число состояний системы C в интервале энергии возбуждения от E^* до $E^* + dE^*$, N_C , очевидным образом связано с плотностью возбужденных состояний системы C .

* В нашем представлении образование компаунд-ядра является предельным случаем, когда $E^* = \epsilon_{aA} - M_{a+A} + M_a + M_A$ и $n = n_{\text{равн}} = \sqrt{gE^*}$ /см. ниже/.

$$N_C = \rho_C(E^*, n) dE^* \quad /4/$$

Число состояний для разделившихся фрагментов /сравни /7/ /

$$N_{bV} = \rho_V(E_V^*, n_V) dE_V^* \rho_b(E_b^*, n_b) dE_b^* \rho(\epsilon_{bV}) d\epsilon_{bV} \quad /5/$$

где плотность состояний относительного движения ядер-продуктов

$$\rho(\epsilon_{bV}) d\epsilon_{bV} = \frac{\mu_{bV} (2\mu_{bV} \epsilon_{bV})^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \Omega d\epsilon_{bV} \quad /6/$$

Подставляя /4/-/6/ в /3/ и учитывая законы сохранения энергии /2/ и числа экситонов $n = n_b + n_V$, получим следующее выражение для вероятности образования ядра b с энергией возбуждения E_b^* , $E_b^* + dE_b^*$ и энергией относительного движения ϵ , $\epsilon + d\epsilon$ /здесь и далее мы для краткости опускаем индекс у ϵ_{bV} /:

$$W_{C \rightarrow bV} dE_b^* d\epsilon \equiv W(E_b^*, n_b, \epsilon) dE_b^* d\epsilon = \quad /7/$$

$$= \frac{\mu_{bV}}{\pi^2 \hbar^3} \epsilon_{bV} \sigma_{bV}(\epsilon) \frac{\rho_V(\epsilon_{aA} + Q - E_b^* - \epsilon, n - n_b) \rho_b(E_b^*, n_b)}{\rho_C(E^*, n)} dE_b^* d\epsilon$$

Простое выражение для плотности состояний с заданным числом экситонов получается при использовании эквидистантной схемы уровней /8/

$$\rho(E^*, n) = \frac{g(gE^*)^{n-1}}{n!(n-1)!} \quad /8/$$

где g - одночастичная плотность уровней. Как показала практика применения соотношения /8/ в моделях предравновесного распада /6/, это приближение является достаточно хорошим.

Если задать ρ_C , ρ_V и ρ_b формулой /8/, то интегри-

руя /7/ по области задания E^* и суммируя по всем допустимым значениям $0 \leq n_b \leq n$, получим распределение по кинетической энергии относительного движения фрагментов

$$W(\epsilon) d\epsilon = \frac{\mu_{bB}}{\pi^2 \hbar^3} \epsilon \sigma_{bB}(\epsilon) \left(\frac{g_B + g_b}{g_C} \right)^n \left(\frac{\epsilon_{aA} + Q_{gg} - \epsilon}{E^*} \right)^{n-1} d\epsilon. /9/$$

Последующее интегрирование по ϵ от величины кулоновской энергии V_{bB} до $\epsilon_{aA} + Q_{gg}$ приводит к выражению, зависящему от массового A_b и зарядового Z_b чисел фрагмента,

$$W = \frac{\mu_{bB}}{\pi^2 \hbar^3} K_{bB}^2 E^{*2} \left(\frac{g_B + g_b}{g_C} \right)^n \left(\frac{\epsilon_{aA} + Q_{gg} - V_{bB}}{E^*} \right)^{n+1}, /10/$$

где мы воспользовались приближением резкого обрезания для сечения обратной реакции

$$\sigma_{bB}(\epsilon) = \begin{cases} (1 - V_{bB}/\epsilon) \pi R_{bB}^2, & \text{если } \epsilon > V_{bB} \\ 0, & \text{если } \epsilon \leq V_{bB}. \end{cases}$$

Преобразуем несколько соотношение /10/. Прежде всего

$$\epsilon_{aA} + Q_{gg} - V_{bB} = (\epsilon_{aA} - V_{aA}) + (Q_{gg} + \Delta E_C);$$

величину $\Delta E_C = V_{aA} - V_{bB}$ обычно называют кулоновским сдвигом. Разложим далее $\ln(\epsilon_{aA} + Q_{gg} - V_{bB}) - \ln E^* =$

$$= \ln \frac{\epsilon_{aA} - V_{aA}}{E^*} + \frac{Q_{gg} + \Delta E_C}{\epsilon_{aA} - V_{aA}}.$$

Если кроме того положить $R_{bB} \sim (A_b^{1/3} + A_B^{1/3})$ и $g \sim A$, то формулу /10/ удобно представить в виде

$$\ln W = \text{Const} + (n-1) \ln \left(\frac{\epsilon_{aA} - V_{aA}}{E^*} \right) +$$

$$+ 2 \ln(\epsilon_{aA} - V_{aA}) + \ln F + (n+1) \frac{Q_{gg} + \Delta E_C}{\epsilon_{aA} - V_{aA}}, \quad /11/$$

где

$$F = \frac{A_b(A_a + A_A - A_b)}{A_a + A_A} [A_b^{1/3} + (A_a + A_A - A_b)^{1/3}]^2$$

для данной реакции является функцией только массового числа конечного фрагмента. Первые два члена в уравнении /11/ определяются только характеристиками начального состояния системы и не зависят от A и Z фрагмента. Поэтому выход ядер-продуктов должен быть экспоненциальной функцией $Q_{gg} + \Delta E_C$

$$\ln W = \text{Const}' + \ln F + (n+1) \frac{Q_{gg} + \Delta E_C}{\epsilon_{aA} - V_{aA}}, \quad /12/$$

что находится в согласии с экспериментальными данными /1,2/.

Сам вид формулы /12/ очень близок к феноменологическому выражению, с помощью которого анализировались эксперименты по многонуклонным передачам /2/. Важность логарифмических членов, отброшенных при переходе от /11/ к /12/, в настоящее время не может быть проверена из-за отсутствия измерений для одной и той же реакции, но при различных значениях энергий бомбардирующего иона. При сопоставлении конкретных расчетов с опытом необходимо помнить, что в реальных столкновениях тяжелых ионов происходит усреднение по всем возможным состояниям составной системы C . Чтобы оценить вероятность образования данной составной системы (n, E^*) , необходимо развить динамическую модель реакции. С другой стороны, ядра-фрагменты образуются в возбужденном состоянии, что может приводить к их последующему распаду /9/ и в результате этого к дополнительному отличию расчетного выхода от измеренного на опыте. Тем не менее, возможность прямого сравнения с экспериментом все же имеется. Можно ожидать, что

эмиссия частиц из легких осколков невелика, и в качестве меры числа экситонов принято число переданных нуклонов ΔA , т.е. $n - \Delta A = A_a - A_b$.

Результаты такого анализа представлены на рис. 1. Поскольку при каждом фиксированном значении ΔA имеется лишь 3-4 экспериментальные точки, мы объединили экспериментальные данные в группы с близкими ΔA . Расчеты и измерения выполнены для одних и тех же изотопов. Интересно отметить, что во всех случаях экспериментальные точки лежат между расчетными кривыми, которые соответствуют значениям $\frac{n}{A} = 5$ и 13, тогда как равновесное значение $n_{равн.} = \sqrt{g_C E^*} \approx 26$, т.е. составная система существенно неравновесна.

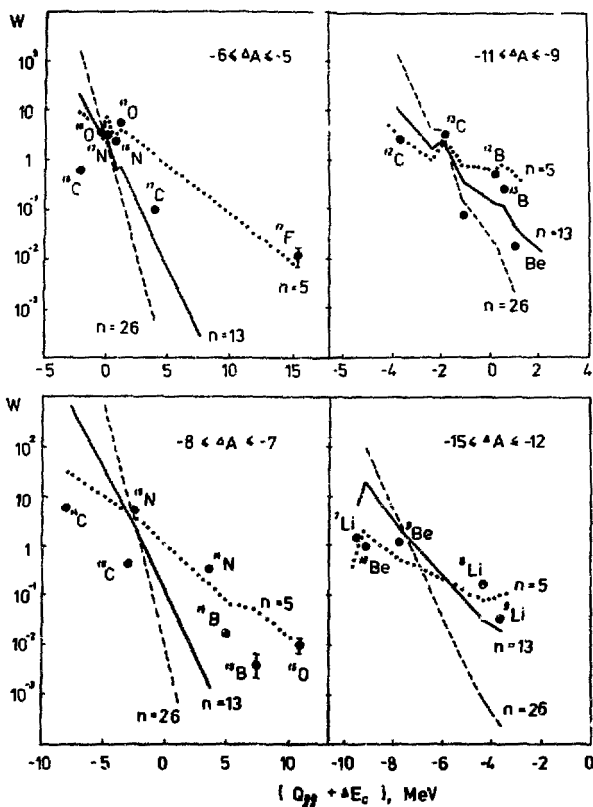
Таким образом, экспериментально наблюдаемая зависимость выхода продуктов реакции многонуклонных передач от Q -величин для основного состояния может быть объяснена без привлечения гипотезы об образовании компаунд-ядра как промежуточной возбужденной системы. Качественная оценка эффективного, среднего числа экситонов для промежуточной составной системы указывает на существенную роль неравновесных процессов. Получение более детальной информации связано с необходимостью разработки динамической модели для столкновения тяжелых ионов.

Мы благодарны В.В.Волкову за полезное обсуждение вопросов, затронутых в данной работе.

Литература

1. A.G.Artuch et al. Nucl.Phys., A168, 321 (1970).
2. A.G.Artuch et al. Nucl.Phys., A211, 299 (1973).
3. Ю.Ц.Оганесян и др. ЯФ, 11, 492 /1970/.
4. A.Y.Abul-Magd, K.El-Abel, M.El-Nadi. Phys.Lett., 39B, 166 (1972).
5. J.P.Bondorf et al. Jour. de Phys., 32, C6-145 (1970).
6. M.Blann, Univ. of Rochester, report UR-3591-20 (1970).
7. P.Fong. Phys.Rev., 102, 434 (1956).
8. T.E.O.Ericson. Adv. in Phys., 9, 425 (1960).
9. J.Bondorf, W.Nörenberg. Phys.Lett., B44, 487 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 мая 1974 года.



Зависимость сечения образования изотопов с массовым числом $A_b = A_n + \Delta A$ в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ при кинетической энергии налетающего иона $T_{\text{лаб.}} = 174 \text{ МэВ}$ от суммы Q -величины для основного состояния и кулоновского сдвига. Точки - экспериментальные данные [2]. Линии проведены через значения, рассчитанные по формуле [12] с указанным числом экситонов n . Нормировка произвольная.