

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ43е1

Д-296

14/10-75

P4 - 8537

1386/2-75

Я.И.Делчев, И.Ж.Петков, Хр.В.Христов

РЕАКЦИИ МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

**1975**

P4 - 8537

Я.И.Делчев, И.Ж.Петков, Хр.В.Христов

РЕАКЦИИ МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Основным каналом в реакциях с тяжелыми ионами с точки зрения синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов является канал полного слияния двух ядер. Экспериментальные результаты по реакции полного слияния, полученные с ускоренными ионами ( $A < 40$ ), в последнее время стали пополняться данными экспериментов с более тяжелыми ионами ( $A \geq 40$ ). Пока ни одна теория не дает удовлетворительного описания энергетической зависимости сечения полного слияния ядер по всей совокупности данных. Большинство подходов, основанных на капельной модели, в которых предполагается, что процесс слияния происходит адиабатически, не дает правильных значений для сечения полного слияния и критического углового момента.

Сечение полного слияния двух ядер было впервые рассчитано в работах /1-3/ в рамках простой модели, в которой существенно используются результаты обычной капельной модели ядра. Успех этой модели, по-видимому, связан с тем, что процесс формирования составной, термодинамически равновесной системы с заданными параметрами принимается как внезапный процесс. Основные предсказания работ /1-3/ относительно реализации критического углового момента  $l_{cr}$  и характера сечения слияния  $\sigma_c \sim \frac{1}{E}$  находятся в согласии с данными экспериментов по реакции полного слияния, проведенных с ионами с  $A < 40$ .

При увеличении массы падающего иона в реакциях между сложными ядрами проявляются некоторые закономерности, которые не могут быть объяснены в рамках модели, предложенной в /1/, а также в других

подходах <sup>/4/</sup>. Это следующие закономерности: 1) реализация больших угловых моментов (например, в реакциях  $Ac^{90} + Se^{121}$ ,  $Ac^{90} + Ho^{165}$ ); 2) рост сечения полного слияния с увеличением энергии в определенной области изменения энергии падающих ионов.

Кроме того, ни одна из предложенных до сих пор моделей не в состоянии удовлетворительно объяснить недавно обнаруженную экспериментально <sup>/5/</sup> зависимость сечения полного слияния от входного канала реакции. Этот эффект зависимости сечения весьма интересен и принципиально важен, так как тесно связан с механизмом реакции.

В настоящей работе изучается ряд вопросов, касающихся полного сечения реакции и сечения полного слияния двух сложных ядер, в рамках модели с эффективным взаимодействием (ЭВ) <sup>/6/</sup>. В отличие от других подходов, в основу механизма процесса слияния здесь положено предположение о существовании квазистационарных состояний, которые реализуются в потенциальной яме эффективного взаимодействия двух сталкивающихся ядер.

В разделе 2 излагаются принципы построения ЭВ двух ядерных комплексов. Далее ~~в разделе 3~~ ЭВ используется для расчета и анализа полного сечения реакции. Рассчитанные сечения сравниваются с результатами расчетов других авторов <sup>1971</sup> <sup>U.S.J. 1971</sup>. Процесс полного слияния двух сложных ядер ~~изучается в разделе 4~~. Рассчитано сечение полного слияния в рамках модели с ЭВ. Проводится сравнение с предсказаниями других моделей, а также с экспериментальными данными.

## 2. Эффективное взаимодействие

Подробный анализ проблемы ЭВ приведен в работе<sup>/8/</sup>. Здесь мы опишем простой вариант построения ЭВ, данный в работе<sup>/6/</sup>.

На больших расстояниях  $R$  между ядрами взаимодействие имеет кулоновский характер (рис.1). За кулоновским барьером ЭВ строится как функция  $R$  с помощью массы перекрытия, рассчитываемой с использованием фермиевской плотности распределения нуклонов в ядрах<sup>/6/</sup>. При  $R \leq R_s$ , где  $R_s$  - расстояние, при котором суммарная плотность в объеме перекрытия принимает свое равновесное значение  $\rho_0$ , результирующая плотность  $\rho > \rho_0$ . В приближении внезапного удара это приводит к резкому возрастанию потенциала, который в случае тяжелых комплексов можно аппроксимировать потенциальной стенкой. Детальное поведение взаимодействия при  $R < R_s$  слабо влияет на результаты расчетов.

Существенно отметить, что ЭВ строится с плотностями распределения, которые установлены экспериментально, поэтому в принципе не содержит свободных параметров. Характер ЭВ определяется в основном структурой поверхностного слоя (плавный спад плотности нуклонов у границы ядра). Можно надеяться, что построенное таким образом ЭВ является реалистическим, поскольку при этом учитываются основные положения теории ядерной материи о связи плотности многонуклонной ядерной системы с энергией. Что касается вопроса о "внезапном" росте плотности при  $R \leq R_s$ , то это предположение можно проверить только последовательным сравнением предсказаний теории с экспериментом.

### 3. Полное сечение реакции

Существующие расчеты <sup>17/</sup> полного сечения реакции  $\sigma_{\tau}(E)$  проводились с помощью феноменологически выбранных потенциалов, причем вводимые параметры определялись сравнением с экспериментом. Феноменологические потенциалы отличаются способом описания ядерной части взаимодействия. 1. В одних вводится четкая граница ядер и потенциал аппроксимируется прямоугольной ямой. Полное поглощение ядер осуществляется на расстояниях  $R \leq \tau_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ . 2. В других - учитывается диффузность ядерной плотности, так что потенциал взаимодействия в области перекрытий диффузных областей ядер плавно меняется с расстоянием между центрами двух ядер. В первом случае значение радиуса  $\tau_0$  оказывается довольно большим ( $\tau_0 \approx 1,5 f$ ) по сравнению с электромагнитным радиусом  $\tau_0 \approx 1,2 f$ . Во втором случае  $\tau_0 = 1,17 f$ , однако принятая глубина ямы - несколько десятков тысяч МэВ кажется слишком нефизической. Кроме того, взаимодействие слабо зависит от индивидуальных характеристик плотности реагирующих ядер.

Здесь мы используем эффективное взаимодействие для расчета полного сечения реакции  $\sigma_{\tau}$  двух сложных ядер. Сечение реакции определяется известной формулой

$$\sigma_{\tau}(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) T_{\ell}(E), \quad (I)$$

где  $\mu$  - приведенная масса двух сталкивающихся ядер,  $E$  - энергия в системе центра масс,  $T_{\ell}(E)$  - коэффициент прохождения

ТАБЛИЦА I

РЕАКЦИЯ	$E_{cm}$ (МэВ)	$\sigma_{\gamma}$ (мб)	РЕАКЦИЯ	$E_{cm}$ (МэВ)	$\sigma_{\gamma}$ (мб)
$C^{12} + Au^{197}$	57	45,6	$O^{16} + Au^{197}$	68	23,5
	58	73,2		70	103
	60	157		75	389
	65	727		80	521
	70	956		90	1025
	75	1153		92	1083
	80	1443		102	1402
	90	1669		119	1740
	100	1847		125	1835
	110	1919		155	2144
	120	2000			

через барьер эффективного взаимодействия и центробежного потенциала для  $\ell$ -той парциальной волны. Результаты численных расчетов на основе изложенного выше подхода показали, что при значениях  $\ell > 10$  взаимодействие

$$W_\ell(R) = W_{\text{эф}}(R) + W_{\text{цент}}^\ell(R) \quad (2)$$

с хорошей точностью можно аппроксимировать перевернутой параболой. При такой аппроксимации фактор проницаемости определяется выражением

$$T_\ell(E) = \{1 + \exp[2\pi(W_\ell(R_m) - E)/\hbar\omega_\ell]\}^{-1}, \quad (3)$$

где 
$$\hbar\omega_\ell = \frac{\hbar}{\mu^{1/2}} \left( \frac{d^2 W_\ell}{dR^2} \right)_{R=R_m}^{1/2}.$$

$R_m$  находится из условия  $-\frac{dW_\ell}{dR} = 0$ , так что  $W_\ell(R_m)$  есть максимальное значение  $W_\ell(R)$ . На рис. 4 показано поведение коэффициентов  $T_\ell(E)$  для реакции  $C^{12} + Au^{197}$ .

В таблице I приведены расчетные значения  $G_{\ell c}$ , которые иллюстрируются графически на рис. 3а. Для сравнения приведена также кривая, рассчитанная Томасом [7] -  $G_{\ell c}^{(T)}(E)$ . Расчет  $G_{\ell c}(E)$  приведен нами до  $E_1 \approx 130$  МэВ. При больших энергиях формула (3) неприменима. С ростом  $\ell$  потенциальная яма постепенно заполняется, и после некоторого  $\ell$  барьер полностью исчезает (рис. 2).



Учитывая, что при больших  $\ell$  коэффициенты прохождения  $T_\ell \rightarrow 0$ , формулу (I) можно записать приближенно так:

$$\sigma_\tau(E) \approx \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} (2\ell+1) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} (\ell_{\max} + 1)^2. \quad (4)$$

Эту формулу можно использовать для грубой оценки хода  $\sigma_\tau(E)$  при  $E > E_1$ , когда выражение (3) неприменимо. Из баланса энергии

$$\frac{\hbar^2}{2\mu \tilde{R}^2} \ell_{\max}^2 + V_c = E; \quad V_c = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{\tilde{R}} \quad (5)$$

оценим  $\ell_{\max}$ , в случае которого все еще преодолевается отталкивание между ядрами и они сближаются на расстояние  $\tilde{R} = \tilde{r}_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ , при котором возможны неупругие процессы. Тогда

$$\sigma_\tau(E) \approx \pi \tilde{R}^2 \left(1 - \frac{V_c}{E}\right). \quad (6)$$

Отсюда видно, что с ростом  $E$   $\sigma_\tau$  идет к насыщению. Этой формулой часто пользуются при обработке экспериментальных данных<sup>10/</sup>. Однако следует иметь в виду, что (6) дает корректные значения для  $\sigma_\tau$  только для надбарьерных энергий. Входящий в (6) параметр  $\tilde{r}_0$  также можно определить на основе предложенной выше схемы, используя тот факт, что при некоторых значениях  $E$  оба расчета имеют область перекрытия. На основе этого можно определить параметр  $\tilde{r}_0$  в (6) и использовать его далее для расчета сечения в области больших энергий. Так, если для  $\ell = 65$  в реакции  $C^{12} + Au^{197}$  принять значение  $\tilde{R} = 11 \text{ ф}$ , то сечение (6) полностью

определено. Сечения  $\hat{\sigma}_c^{(T)}$  и  $\hat{\sigma}_c$ , показанные на рис. 3а, существенно отличаются при больших энергиях. При  $E > E_1$  сечение Томаса возрастает довольно быстро, что связано с большой глубиной принимаемой им потенциальной ямы. Хотя парциальные амплитуды перехода  $T_\ell$  уменьшаются с ростом  $\ell$ , их число также возрастает и в конечном счете ведет к аномально большому росту сечения реакции. При меньших энергиях  $E \approx W_c(R_m)$  рассчитанные нами сечения могут быть больше (например, в реакции  $O^{16} + Au^{197}$ ) или меньше (например, в реакции  $C^{12} + Au^{197}$ ) соответствующих сечений  $\hat{\sigma}_c^{(T)}$ . Это обстоятельство, по-видимому, связано с разными индивидуальными характеристиками реагирующих ядер, что приводит к строго индивидуальному эффективному взаимодействию в разных каналах. В этом пункте предлагаемый здесь подход существенно отличается от подходов, в которых взаимодействие выobraжается в виде, фиксированном во всех каналах реакции.

Область  $\hat{\sigma}_c(E)$  при  $E > E_1$  чувствительна к характеру взаимодействия во внутренней области  $R < R_m$ , поэтому были бы весьма интересны экспериментальные данные при больших энергиях.

#### 4. Сечение полного слияния двух ядер

В качестве второго примера применения модели с ПЗ рассмотрим процесс слияния двух ядер. Впервые количественная теория, позволяющая рассчитать сечение полного слияния двух ядер, была развита в работе /1/. Центральное место в этой теории занимает вопрос о реализации критического углового момента  $\ell_{c2}$ . Метод

расчета  $\sigma_{с\tau}$  основан на рассмотрении энергетического баланса поверхностей, кулоновской и вращательной энергии составного ядра. Последнее образуется при столкновении тяжелых ионов с ядрами - мишенями, причем размеры и форма его задавались на основе приемлемых физических предположений. Основной факт, предсказанный в /1/ и позднее подтвержденный в первых экспериментальных исследованиях /10,11/ по реакциям полного слияния, - это быстрый спад отношения сечения слияния ядер  $\sigma_c(E)$  к сечению реакции  $\sigma_\tau(E)$  с ростом энергии падающих ионов  $[E > e^2 Z_1 Z_2 / \tau_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})]$ .

Экспериментальные данные для сечения слияния, полученные несколькими группами исследователей /11-13/, хорошо описываются простой формулой

$$\sigma_c(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} (\sigma_{с\tau} + 1)^2, \quad (7)$$

где  $\mu$  - приведенная масса двух ядер,  $E$  - кинетическая энергия относительного движения во входном канале.

В работе /3/ было показано, что  $\sigma_{с\tau}$  практически не зависит от энергии  $E$  и, следовательно, от энергии возбуждения.\*

Таким образом, при энергии выше кулоновского барьера  $e^2 Z_1 Z_2 / \tau_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  сечение реакции полного слияния зависит от энергии как  $\frac{1}{E}$  в согласии с выражением (7).

---

\* Вопрос о роли тепловых эффектов в реакциях полного слияния ядер рассмотрен подробно в работе /3/.

Недавно была предложена другая модель <sup>/4/</sup>, основанная на рассмотрении равновесных свойств составного ядра, которое образуется по предположению при всех значениях прицельных параметров. Свойства системы определялись в рамках капельной модели с учетом вращения. Ограничение на угловые моменты, которые дают вклад в сечение, получается с помощью учета конкуренции между делительным каналом и процессом испарения частиц: нейтронов,  $\alpha$  - частиц, протонов и пр. Как отмечено в работе <sup>/5/</sup>, рассчитанное авторами работы <sup>/4/</sup> сечение не вполне соответствует экспериментально измеряемому, так как не включает сечения деления как части полного сечения слияния при  $\ell < \ell_{cc}$ . Несмотря на это, оба подхода согласуются в том, что в реакции реализуется момент  $\ell_{cc}$ , который значительно меньше максимального момента  $\ell_{max}$ . Кроме того,  $\ell_{cc}$  не зависит от энергии относительного движения во входном канале, так что  $\sigma_c(E) \sim \frac{1}{E}$ .

По-видимому, впервые в работе <sup>/5/</sup> приведены экспериментальные данные, которые ставят под сомнение заключение о независимости

$\ell_{cc}$  от взаимодействия во входном канале. Сопоставление измеренных сечений с рассчитанными по формуле (7) дает следующие значения для критического углового момента: 40, 46, 58 соответственно для реакций  $B^{14} + T_2^{159}$ ,  $C^{12} + Gd^{158}$ ,  $O^{16} + Sm^{154}$ .

Все каналы реакции приводят к одному и тому же составному ядру  $Yb^{170}$  с одной и той же энергией возбуждения 107 МэВ. Отличие  $\ell_{cc}$  в отдельных каналах, по-видимому, свидетельствует о том, что процесс слияния определяется не только равновесными свойствами составной системы (в смысле теории <sup>/1,4/</sup>), но также зависит от

динамики во входном канале. В рамках существующих подходов невозможно объяснить столь большое различие критических моментов для разных каналов, приводящих к определенному составному ядру.

Здесь мы делаем попытку дать полное количественное описание процесса полного слияния на базе другой физической картины, в которой должен найти ответ также вопрос о зависимости критического момента от канала. Согласно модели с ЭВ, процесс полного слияния двух сложных ядер можно рассматривать по аналогии с процессом спонтанного деления <sup>112/</sup> как двухступенчатый. Первая ступень - это переход через барьер взаимодействия  $W_e(K)$ . При угловом моменте  $\ell$  частица с массой  $\mu$  и энергией  $E$  проходит через барьер с парциальной вероятностью  $T_e(E)$  (разд. 3, ур. 3). Второй этап процесса слияния - это возникновение в потенциальном яме квазистационарного состояния с энергией связи  $\epsilon_e$ . Вероятность сохранения этого состояния  $\omega_e(\epsilon_e)$  есть вероятность образования "составной" системы, а  $1 - \omega_e(\epsilon_e)$  определяет вероятность распада системы по прямому каналу деления. Последняя величина находится с помощью расчета проницаемости барьера  $W_e(K)$  с данного уровня энергии  $\epsilon_e$ . Таким образом, парциальная вероятность полного слияния при энергии относительного движения  $E$  и моменте  $\ell$  определяется выражением

$$T_e^c(E, \epsilon_e) = T_e(E) \omega_e(\epsilon_e), \quad (8)$$

а сечение полного слияния равно:

$$\sigma_c(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) T_e^c(E, \epsilon_e). \quad (9)$$

Здесь не учтена возможность обмена нуклонами и легкими фрагментами между ядрами. При учете обмена могут образоваться другие квазистационарные состояния с тем же  $\ell$ , соответствующие другим каналам, отличающимся от входного. В этом случае следует заменить  $\omega_e(\epsilon_e)$  в (9) суммой  $\sum_i \omega_e^i(\epsilon_e^i)$ , где  $\omega_e^i(\epsilon_e^i)$  - вероятность образования составного ядра в  $i$ -том канале. Отметим, однако, что переход в канал, отличный от входного, есть менее вероятный процесс. Кроме того, измеренное в некоторых реакциях угловое и массовое распределение легких продуктов прямого типа<sup>/13,14/</sup> свидетельствует о наличии обмена небольшим числом нуклонов. Согласно модели с ОБ, обмен нуклонами между сталкивающимися ядрами происходит до образования квазистационарного состояния. Следовательно, вклад других возможных каналов примерно один и тот же как в прямой реакции, так и в процессе слияния. Учитывая также, что обмен нуклонами в этих случаях почти симметричен<sup>/13/</sup>, можно утверждать, что изменение  $\sigma_c(E)$  за счет соседних каналов будет незначительным. Изменение массы легкого ядра в процессе столкновения приводит к изменениям сечения (рис.6), которые компенсируются из-за симметрии обмена нуклонами. В пользу этого укажем на сильно выраженную зависимость<sup>/5/</sup> процесса слияния ядер от канала. Поэтому в соображениях наши расчеты проводятся на основе выражения (9) с учетом соседних каналов.

Энергия возбуждения промежуточной системы  $E^* = E - \epsilon_e$  в квазистационарном состоянии больше при меньших значениях  $\ell$ . Влиянием энергии возбуждения на эффективное взаимодействие пренебрегается, так как при небольших  $\ell$ , для которых  $E^*$  имеет

большее значение, парциальные сечения в выражение (8) входят с малым статистическим весом. Кроме того, приближенный учет энергии возбуждения, как показано в работе /3/, слабо меняет значение этих парциальных сечений. Можно ожидать, что влияние  $E^*$  на процесс слияния будет существенен при больших энергиях столкновения.

В модели с ЭВ энергии  $E_\ell$ , определяющие сечение слияния, являются дискретным. С ростом момента  $\ell$  потенциальная яма в  $W_\ell(R)$  постепенно заполняется. Значение  $\ell$  при этом возрастает до некоторого, характерного для данного канала  $\ell_{lim}$ , когда реализуется последнее связанное состояние с энергией  $E_{lim}$ . Таким образом, суммирование в (9) естественно обрывается:

$$G_c(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{\ell=0}^{\ell_{lim}} (2\ell+1) T_\ell^c(E, E_\ell). \quad (10)$$

Граничный угловой момент  $\ell_{lim}$  зависит только от типа сталкивающихся ядер ( $A_1 Z_1; A_2 Z_2$ ), но не зависит от энергии относительного движения  $E$ . Этот факт оказывается решающим в определении зависимости  $G_c(E)$  от энергии.

Обозначим теперь

$$E_{lim} = W_{eH}(\ell_{lim}) + W_{rot}^{\ell_{lim}}(\ell_{lim}). \quad (11)$$

При  $E > E_{lim}$  выражение  $\sum_{\ell=0}^{\ell_{lim}} (2\ell+1) T_\ell(E) \omega_\ell(E_\ell) = const$ , так как тогда  $T_\ell(E) \approx 1$  при  $\ell \leq \ell_{lim}$ . В этой области энергии  $\ell_{max}$ , рассчитанное согласно (4), больше  $\ell_{lim}$ , и для сечения, учитывая (10), получаем

$$\sigma_c(E) = \frac{\pi h^2}{2\mu E} \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{lim}}} (2\ell+1) \omega_\ell(E_\ell) \sim \frac{1}{E} . \quad (12)$$

Здесь  $\ell_{\text{lim}}$  имеет смысл "критического" углового момента  $\ell_{\text{cr}}$ . Этот результат согласуется в принципе с предсказаниями ранее предложенного подхода<sup>/1-3/</sup>. В работах<sup>/1-3/</sup>, однако, неправильно считалось, что формулу для сечения слияния можно применять при всех энергиях выше кулоновского барьера. Это часто приводило к неправильным толкованиям экспериментальных данных<sup>/15/</sup>.

В случае столкновения легких ионов граничное значение энергии  $E_{\text{lim}}$  оказывается довольно низким, и это позволяет получать для данной модели хорошее согласие с экспериментом<sup>/15/</sup>. Применение этой модели для анализа данных с тяжелыми ионами ( $A \approx 40$ ) неправомерно, так как до сих пор эксперименты проводились только при энергиях ниже  $E_{\text{lim}}$ .

Теперь рассмотрим область энергии  $E < E_{\text{lim}}$ . В этом случае  $\omega_\ell(E_\ell) \approx 1$  (см. рис. 4), и на основании (10) для сечения получаем

$$\sigma_c(E) \approx \frac{\pi h^2}{2\mu E} \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{lim}}} (2\ell+1) T_\ell(E) = \sigma_\tau(E) . \quad (13)$$

Здесь учтено, что  $\ell_{\text{max}} < \ell_{\text{lim}}$ , и тогда  $\ell_{\text{cr}}(E) = \ell_{\text{max}}(E)$ . Как видно, теперь "критический" момент  $\ell_{\text{cr}}$  зависит от энергии. Эта зависимость иллюстрируется на рис. 7.

Проанализируем некоторые экспериментальные результаты с точки зрения предлагаемой модели с ЭВ. Рассмотрим сначала экспериментальные данные, приведенные в работах<sup>/10,16/</sup>. Расчетные значения



$\sigma_c$  и  $\sigma_{c\tau}$  для реакции  $C^{12} + Au^{197}$  для ряда значений энергий приведены в табл. 2. В этом канале реакции слияния рассчитанное значение  $E_{eim} = 104$  МэВ, поэтому при энергии  $E = 119$  МэВ (т.е.  $E > E_{eim}$ ) экспериментальное значение  $\sigma_{c\tau} = 51$  в хорошем согласии с расчетным  $\sigma_{c\tau} = 51$ . Сечение полного слияния в реакции  $C^{12} + Au^{197}$  показано на рис.3а.

Особый интерес представляет реакция  $At^{210} + Sg^{124}$ , экспериментальные данные о которой приведены в работе /17/. Полученная нами граничная энергия для этой реакции  $E_{eim} = 218$  МэВ. Все экспериментальные результаты получены при энергиях меньше  $E_{eim}$ , исключая экспериментальную точку при  $E = 220$  МэВ, которая находится близко к  $E_{eim}$ . Из табл.2 и рис.3б видно, что рассчитанные сечения полного слияния находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными за исключением точки при  $E = 130$  МэВ. Как указывается авторами работы /17/, значение  $\sigma_c$  при энергии  $E = 130$  МэВ получено без учета некоторых функций возбуждения. Поэтому эту экспериментальную точку можно принять как нижнюю границу сечения при  $E = 130$  МэВ. Согласно модели с ЭВ рост сечения слияния происходит только до энергии  $E_{eim}$ , после чего сечение спадает по закону  $\frac{1}{E}$ . Как видно из рис.3б, экспериментальное значение  $\sigma_c = 1622$  мб при  $E = 220$  МэВ хорошо согласуется с рассчитанным нами  $\sigma_c = 1672$  мб.

На рис.7 показан ход зависимости  $\sigma_{c\tau}$  от энергии для реакции  $At^{210} + Sg^{124}$ , предсказываемый разными моделями /17/. Кривая КР рассчитана в работе /2/ и соответствует эмпирическому

ТАБЛИЦА 2

РЕАКЦИЯ	$E_{см}$ (МэВ)	$\sigma_c$ (мб)	$l_{ст}$	$\sigma_c$ (мб)	$l_{ст}$	$E_{lim}$ (МэВ)
$O^{12} + Au^{197}$	81	1147	40		$42 \pm 6$	104
	88	1347	44			
	98	1481	48			
	118,7	1331	52	1380	$51 \pm 7^a$	
$Ar^{40} + Sb^{121}$	136,5	680	66	534	$59 \pm 2^b$	217
	150	1050	84	995	$82 \pm 3^b$	
	170	1347	102	1229	$98 \pm 4^b$	
	195	1620	120	1586	$118 \pm 5^b$	
	225	1572	132	1622	$130 \pm 8^b$	
$O^{16} + Ag^{107}$	99	1290	51	865	$42^B$	95
	113	1132	51	900	$45^B$	
	118	1081	51	782	$43^B$	
	146	874	51	768	$48^B$	
$Se^{77} + Ar^{40}$	95,4	648	50		$50 \pm 5^r$	168
	132	1342	84		$70 \pm 10^r$	
$Ar^{40} + Ho^{165}$	242	1795	145		$139 \pm 7^d$	258
	182	1053	97		$102 \pm 5^d$	

Экспериментальные данные взяты из следующих работ:

- а/работа /10/,
- б/работа /17/,
- в/работа /16/,
- г/работа /20/,
- д/работа /15/.

значению момента инерции. Лучшее значение ( $\ell_{cc} = 140$ ) можно получить /18/, используя твердотельное значение для момента инерции. Кривая  $RR$  относится к вращающемуся сферическому ядру с твердотельным моментом инерции. При этом считается, что вся внутренняя энергия представляет энергию вращения. Кривая  $BP$  построена согласно модели вращающейся жидкой капли. Ограничение на угловой момент получается из условия исчезновения делительного барьера ( $B_f = 0$ ). Кривая  $HG$  - результат расчетов, основанных на одночастичной модели. Кривая  $CPS$  дает зависимость ротационной энергии эллиптической жидкой капли от углового момента. Кривая  $EIM$  - результат расчетов данной работы. Как видно, предсказываемая нами зависимость  $\ell_{cc}(E)$  лучше всего согласуется с экспериментальными данными.

Итак, некоторые особенности реакции слияния - рост сечения полного слияния с ростом энергии (до  $E_{lim}$ ) и реализация больших угловых моментов, которые вызвали определенные затруднения при их интерпретации, находят свое естественное объяснение в рамках модели с ЭВ. Кроме того, решается вопрос о корректном описании функций возбуждения /17/ на основе статистической модели, где нужны большие значения угловых моментов.

Рассмотрим теперь вопрос о зависимости сечения слияния от канала, обнаруженной недавно на эксперименте /5/. Оказывается, что предлагаемая здесь модель с эффективным взаимодействием дает полное количественное описание этого интересного эффекта.

Результаты расчетов для реакции слияния с входными каналами  $B^{11} + Tl^{209}$ ,  $C^{12} + Gd^{158}$ ,  $O^{16} + S_m^{154}$ , приводящими к одному и тому же составному ядру  $Yb^{170}$ , приведены в табл. 3. В рамках экспериментальных ошибок расчетные значения  $\sigma_c$  хорошо согласуются с экспериментальными  $\sigma_c$ , поэтому можно утверждать, что основной причиной зависимости от канала в процессе слияния является различие  $\epsilon_c$  в трех каналах. Учет внутренней энергии возбуждения ионов  $E^* = E - \epsilon_c$  не приведет к существенным изменениям. Отметим, что  $E^*$  быстро падает с уменьшением массовой асимметрии:  $E^* = 40, 30, 14$  МэВ соответственно трем каналам при энергиях  $E = 100, 114, 124$  МэВ. На рис. 6 приведена зависимость  $\sigma_c$ ,  $\epsilon_{ct}$  от каналов реакции, приводящих к "составному" ядру  $Yb^{170}$ . С ростом массовой асимметрии критический момент  $\epsilon_{ct}$  спадает, что означает также уменьшение максимального сечения полного слияния. Здесь, по-видимому, имеет смысл провести некоторую аналогию с процессом спонтанного деления. При делении менее вероятен симметрический тип распада, в то время как сечение слияния максимально при столкновении двух одинаковых ядер. Это предсказание представляет большой интерес для проблемы синтеза сверхтяжелых элементов.

Число, что зависимость реакции слияния от канала будет проявляться также при дальнейшей эволюции образовавшейся составной системы. Так, возможно различие в разных каналах углового распределения  $\gamma$ -квантов, испарительных частиц и осколков прямого деления. Будут отличаться также энергетические спектры испарительных частиц из-за различия внутренней энергии возбуждения

ТАБЛИЦА 3

РЕАКЦИЯ	$E_{cm}$ (МэВ)	$\sigma_c$ (мб)	$\sigma_{ct}$	$\sigma_c^{ЭКСП}$ (мб)	$\sigma_{ct}^{ЭКСП}$	$E_{lim}$ (МэВ)
$B^{11} + Tb^{159}$	101,5	1044	41	$979 \pm 146$	$40 \pm 3$	76
$G^{12} + Gd^{158}$	114	1142	47	$1096 \pm 162$	$46 \pm 4$	90
$O^{16} + Sm^{154}$	124	1362	60	$1262 \pm 183$	$58 \pm 4$	114
$Kr^{86} + Se^{84}$	274	1844	181			274
$Ca^{40} + Sn^{122}$	235	1864	151			235
$B^{34} + Xe^{136}$	207	1754	123			207

Экспериментальные данные взяты из /5/.

сталкивающихся ядер в квазистационарном состоянии. Представляет большой интерес детальное исследование функций возбуждения в разных каналах, которые, по-видимому, также будут разными.

Некоторую поддержку в пользу приведенных соображений дают результаты работы /19/. Измеренные там функции возбуждения реакций  $Nd^{142}(O^{16}, 5n)Er^{153}$ ,  $Sn^{118}(Ar^{40}, 5n)Er^{153}$  существенно отличаются, что находится в качественном согласии с моделью с ЭВ.

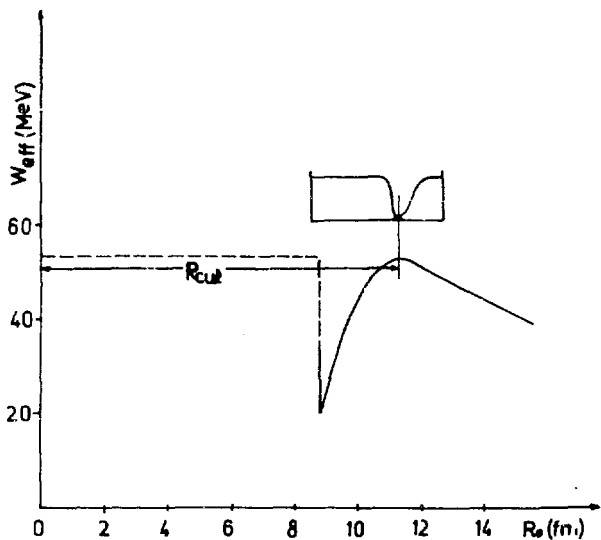


Рис. I. Эффективное взаимодействие  $W_{e\kappa}(R)$  как функция расстояния  $R$  между центрами ядер  $C^{12}$  и  $Au^{197}$ . Функция плотности распределения построена при  $R = R_c$ .

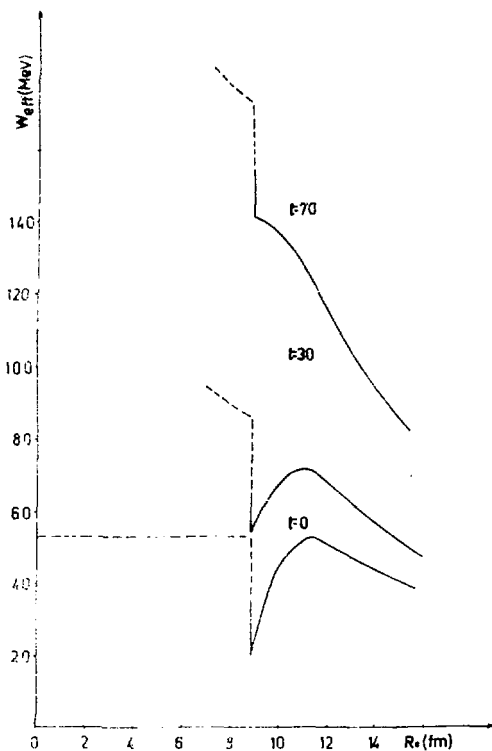


рис. 2. Эффективное взаимодействие  $W_{\text{eff}}(R)$ ,  $W_{l=30}(R)$ ,  $W_{l=70}(R)$  для реакции  $C^{12} + Au^{197}$ .

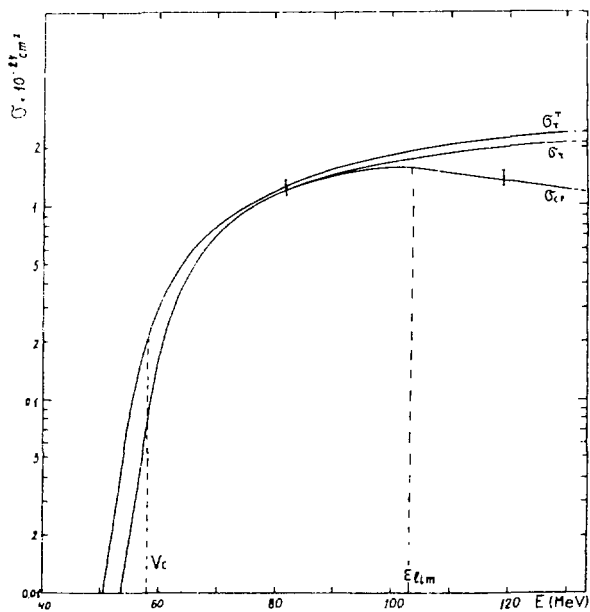


Рис. 3а. Зависимость полного сечения реакции  $\hat{\sigma}_T(E)$  и сечения полного слияния  $\hat{\sigma}_c(E)$  от энергии для реакции  $C^{12} + Au^{197}$ ;  $\hat{\sigma}_T^{(T)}(E)$  - сечение, рассчитанное Томасом;  $\hat{\sigma}_T(E)$  - сечение, рассчитанное в рамках модели с ЗВ.



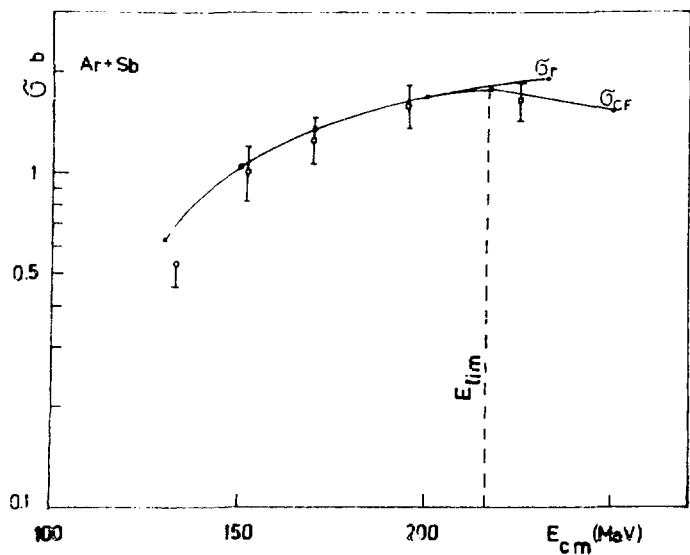


Рис. 30. Зависимость сечения полного слияния  $\sigma_c(E)$  от энергии  $E$  для реакции  $Ar^{40} + Sb^{121}$ .

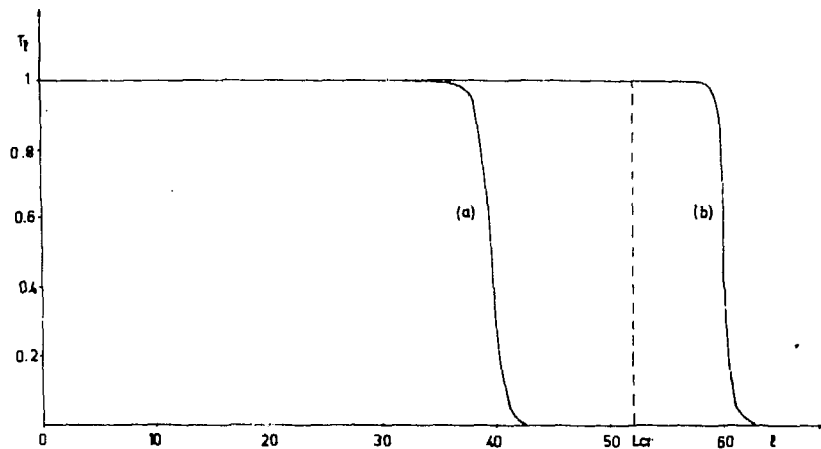


Рис. 4. Коэффициенты перехода  $T_l(E)$  в зависимости от  $l$  при энергиях  $E = 81$  МэВ и  $119$  МэВ для реакции  $C^{12} + Au^{197}$ .

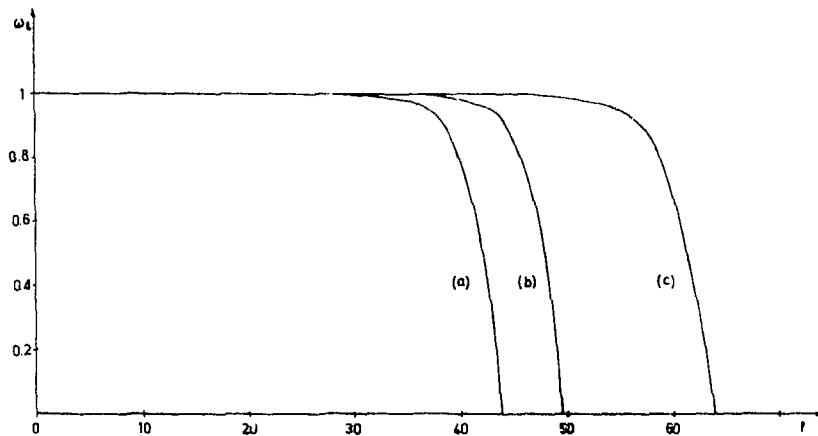


Рис. 5. Зависимость коэффициентов  $\omega_e(\epsilon_e)$  от  $\epsilon$  для  
реакции  $B^{11} + Tl^{159}$ ,  $C^{12} + Gd^{158}$ ,  $O^{16} + Sm^{154}$ .

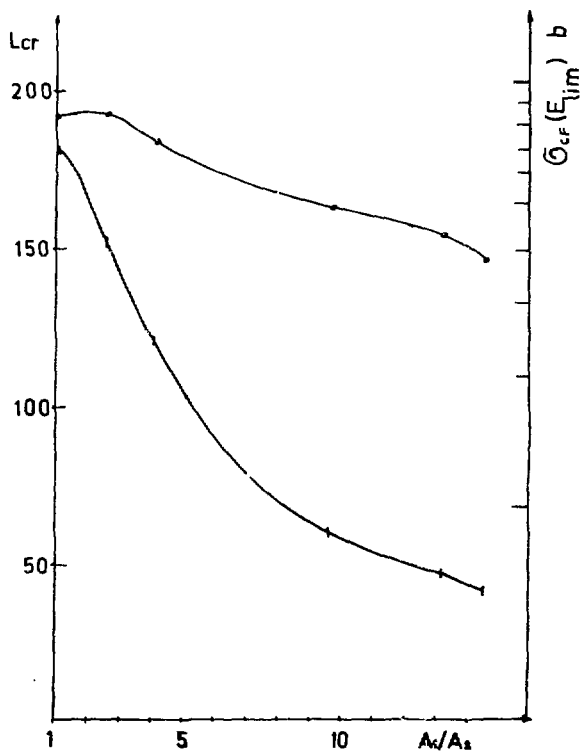
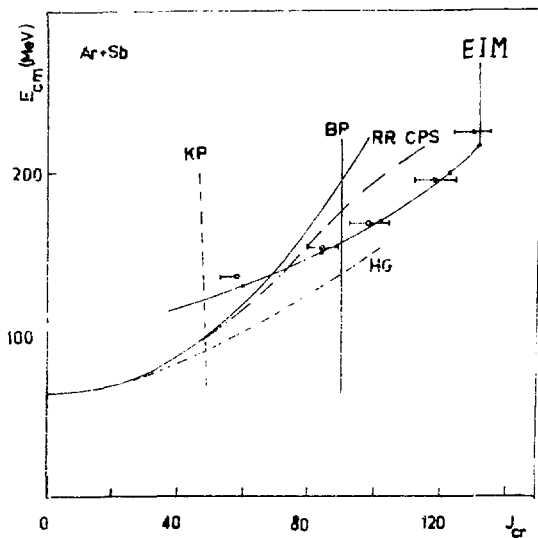


Рис. 6. Зависимость критического углового момента  $l_{cr}$  и сечения полного слияния  $\sigma_c$  от массовой асимметрии  $A_1/A_2$ , где  $A_1$  и  $A_2$  - массовые числа мишени и налетающего ядра.



**Рис.7.** Зависимость критического углового момента  $l_{cr}$  от энергии для реакции  $Ar^{40} + Sb^{124}$ . Обозначения кривых поясняются в тексте. Экспериментальные результаты даны в работе <sup>/17/</sup>.

## Литература

1. B.N.Kalinkin, I.Z.Petkov. Acta Phys.Pol. 25(1964)265.
2. B.N.Kalinkin, I.Z.Petkov. Acta Phys.Pol. B2(1971)371.
3. Б.Н.Калинкин, И.Ж.Петков. Доклады БАН, 25/1972/23.
4. M.Blann, F.Plasil. Phys.Rev.Lett. 29(1972)303.
5. A.M.Zebelman, J.M.Miller. Phys.Rev.Lett. 30(1973)27.
6. Я.И.Делчев, И.Ж.Петков. Доклады БАН, 7 /1974/.
7. J.D.Thomas. Phys.Rev. 116(1959)703.
8. K.A.Brueckner, J.R.Buchler, M.M.Kelly. Phys.Rev. 173 .  
(1968)944 .
9. Г.Ц.Оганесян, Д.Э.Пенионжкевич и др. ОИЯИ Р7-7863, Дубна, /1974/.
10. R.Simbot, M.Lefort, A.Simon. J.Phys. 25(1968)535.
11. L.Kowalski, J.C.Jodogne, J.M.Miller. Phys.Rev. 169  
(1968)894.
12. Я.И.Делчев, И.Ж.Петков. Доклады БАН, 8 /1974/.
13. J.Galin et al. Proc.Int.Conf.Heavy Ions Physics,  
Dubna, 1971.
14. A.M.Zebelman et al. Phys.Rev. C8(1973)1109.
15. M.Lefort. Proc.Int.Conf.Nucl.Structure, Heavy Ions  
and Related Topics, Manchester, 1973.
16. J.B.Natowitz. Phys.Rev. C1(1970)623.
17. H.Gauvin, Y.Le Beyer, N.T.Porile. Nucl.Phys. A223(1974),  
103 .

18. И.Ж.Петков. Диссертация, София, 1974.
19. R.D.MacFarlane, R.G.Griffioen. Phys.Rev. 131 (1963), 2176 .
20. J.Galin, B.Gatty, D.Guerreau, C.Rousset, U.C.Schlotthauer- Voos and X.Tarrago. Orsay preprint (1973) IPNO - RC - 73 - 03.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 января 1975 г.