

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



10452

P7 - 10452

В.Д.Тонеев, Р.Шмидт

СЛИЯНИЕ, КВАЗИДЕЛЕНИЕ  
И ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ  
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ:  
ОГРАНИЧЕНИЯ НА СЕЧЕНИЯ

1977

## ВВЕДЕНИЕ

Важность проблемы слияния ядер для физики взаимодействия тяжелых ионов вообще и задачи искусственного получения сверхтяжелых элементов в частности, привлекают в последние годы большое внимание как экспериментаторов, так и теоретиков. Накопленный экспериментальный материал показывает чрезвычайное разнообразие свойств составных систем. Оказалось, что сечение слияния ионов может быть существенно меньше сечения неупругого взаимодействия, а соотношение между этими сечениями зависит от комбинации зарядовых и массовых чисел сталкивающихся ядер и их относительной энергии. В отдельных случаях при соударении очень тяжелых ионов в экспериментах вовсе не обнаруживают вклада от процесса полного слияния ядер. Вместе с тем экспериментально доказано существование специфических процессов, называемых реакциями глубоконеупругих передач <sup>1/</sup>, квазиделением ядер <sup>2/</sup>, которые - в определенном смысле - конкурируют с процессом слияния ядер.

Явление слияния ядер еще далеко не понятно и с теоретической точки зрения. Именно этим обусловлено громадное число феноменологических моделей <sup>3-21/</sup>, исходящих часто из весьма различных предположений и тем не менее описывающих большую или меньшую совокупность экспериментальных данных. Но даже наиболее удачные модели не могут объяснить все экспериментальные факты, особенно для случая взаимодействия очень тяжелых ионов, представляющих исключительный интерес для поиска "острова" ядерной стабильности.



Основная цель настоящей работы - осмыслить современное состояние физики слияния тяжелых ионов. Как результат этого, дана классификация имеющихся моделей слияния ядер согласно физическим предположениям, заложенным в их основу, выявлены составные элементы проблемы и с их учетом сформулирована новая модель. В рамках простой параметризации модельные расчеты сравниваются с экспериментом, при этом особое внимание уделяется обсуждению предсказания трех режимов в энергетическом поведении сечения слияния и реакций с участием очень тяжелых ядер.

### КЛАССИФИКАЦИЯ МОДЕЛЕЙ

Чтобы охватить многообразие моделей, использованных в разное время в связи с обсуждением явления слияния, полезно дать для них единую классификацию. Возникающая при этом трудность заключается в том, что понимать под процессом слияния ядер. Разные авторы вкладывают в это понятие несколько различное содержание, что и находит отражение в исходных модельных предположениях. По физическим предпосылкам все феноменологические модели можно классифицировать следующим образом:

1. *Ограничение сечений слияния за счет неустойчивости образованной системы или компаунд-ядра.* Поскольку в реакцию с тяжелыми ионами вовлечены большие угловые моменты, образованная система может оказаться неустойчивой по отношению к развалу /Калинкин, Петков<sup>/3/</sup> / или компаунд-ядро само нестабильно из-за исчезновения барьера деления /Пик-Ничак<sup>/4/</sup>, Беринджер, Кнокс<sup>/5/</sup>, Спербер<sup>/6/</sup>, Козн, Плазил, Святецкий<sup>/7/</sup>, Гровер<sup>/8/</sup>, Краппе<sup>/9/</sup>/. Результаты работ<sup>/7/</sup> использовали Бланн и Плазил, рассмотрев конкуренцию процесса деления ядер при формировании компаунд-системы<sup>/10/</sup>.

2. *Ограничения, обусловленные потенциалом взаимодействия двух ядер  $V(\ell, R)$ .* Возможность слияния связы-

вается с существованием минимума, "кармана", в функциональной зависимости  $V(\ell, R)$ . Наиболее ярко этот потенциальный подход представлен в работе Вильчинского<sup>/11/</sup>, который выразил условие исчезновения "кармана" через баланс сил, участвующих в процессе слияния. Кроме такого статического варианта потенциальный подход имеет динамическую версию, отличающуюся лишь включением в рассмотрение сил трения. Простейшая модель с использованием  $\delta$ -функции для радиального формфактора силы трения была предложена Бассом<sup>/12/</sup>. Последовательно динамические модели развили в своих работах Гросс и др.<sup>/13,14/</sup>, Бондорф и др.<sup>/15/</sup>, Цанг<sup>/16/</sup>, Дэвис<sup>/17/</sup>, Сивек-Вильчинска и Вильчински<sup>/18/</sup>.

3. *Ограничения, накладываемые возможным существованием критического радиуса.* Концепция критического радиуса была первоначально предложена французской группой /Галин и др.<sup>/19/</sup> / как альтернатива описанию ядерных реакций в терминах критического углового момента. Глас и Мозель<sup>/20/</sup> примирили эти два подхода, показав, что концепция критического радиуса реализуется лишь в случае больших энергий  $E$  относительного движения сталкивающихся ионов. При малых  $E$  ограничения обусловлены радиусом барьера взаимодействия. Кроме того, ими было дано возможное объяснение существованию такого расстояния. Динамические /микроскопические/ вычисления показали<sup>/21/</sup>, что в столкновениях тяжелых ионов, когда оболочечная структура сталкивающихся ядер перестраивается в структуру составной системы, большая часть кинетической энергии преобразуется в тепловую. Сблизившись до определенного расстояния  $R_{cr}$ , ядра "слипаются" из-за потери относительной кинетической энергии и находятся в таком состоянии достаточно долго, чтобы сформировалась общая ядерная структура, ведущая к слиянию ядер. Это расстояние характеризуется "обреченностью" ядер, невозможностью вернуться во входной канал. Было обнаружено удивительное согласие между критическим радиусом Галина и др.<sup>/19/</sup> и этой "точкой обреченно-

сти" \* по всей периодической таблице /21/. Другими словами, достижение величины  $R_{cr}$  отвечает моменту, когда в значительной степени теряется индивидуальность сталкивающихся ядер.

### ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ И ЕЕ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ

Как следует из данной выше классификации, реалистическая модель должна учитывать *структуру сталкивающихся ядер*, характер *потенциала их взаимодействия* и *стабильность системы*, образованной в результате соударения. Все три элемента равно существенны, хотя относительная их роль может, конечно, меняться в зависимости от кинетической энергии ионов и комбинации их массовых и зарядовых чисел.

С некоторыми оговорками первым шагом в этом направлении можно было бы считать популярную модель Басса /12/, если интерпретировать его параметр потенциала  $R_1+R_2$  как критическое расстояние, а использованную им гипотезу "слипания" - как условие стабильности системы. Однако, как обсуждалось выше, критическое расстояние  $R_{cr}$  является не столько свойством потенциала взаимодействия, сколько свойством структуры сталкивающихся ядер. Кроме того, следует подчеркнуть, что с ростом массовых чисел и асимметрии взаимодействующих ионов гипотеза "слипания", по-видимому, имеет все меньшее отношение к существенному ограничению сечений слияния.

Отмеченные выше факторы можно учесть в рамках одной модели, если сделать два следующих общих предположения, носящих характер ограничений на процесс слияния во входном и выходном каналах.

\* В иностранной литературе для этого расстояния используется термин "point of no return".

(i). Достижение критического расстояния  $R_{cr}$  является необходимым условием слияния. На этом расстоянии происходит существенная потеря индивидуальности взаимодействующих ионов, сопровождающаяся сбросом энергии относительно движения. Величина  $R_{cr}$  есть функция структуры ядра, а не вида потенциала ион-ионного взаимодействия. Характер потенциальных кривых  $V(\ell, R)$  проявляется в возможности достичь необходимого сближения.

(ii). Стабильность образованной системы - другое необходимое условие слияния. Установление основного процесса, определяющего стабильность ядерной системы, требует конкретного рассмотрения реакции. Это могут быть, например, существование ирраст-уровня и вытекающие отсюда ограничения, различного типа процессы динамической неустойчивости, нестабильность, связанная с исчезновением барьера деления ядер /роль последнего фактора особенно возрастает для тяжелых систем/и т.п. Кроме того, формирование единой системы еще не означает установления в ней термодинамического равновесия. В ходе временной эволюции системы возможно предравновесное испускание нуклонов и легких частиц. Если "дочерние" ядра, образованные в результате предравновесной эмиссии, удовлетворяют соответствующим условиям стабильности, то такие каналы будут давать вклад в сечение слияния ядер.

Ясно, что последовательная реализация этой модели требует проведения детальных микроскопических расчетов. Однако уже в рамках излагаемого ниже упрощенного подхода, который может рассматриваться как первое приближение к развитой общей схеме, можно проследить качественно новые эффекты в поведении сечения слияния ядер и оценить относительную важность составных элементов модели.

Мы будем следовать классическому, а не квантовомеханическому описанию, что достаточно хорошо оправдано в применении к реакциям с тяжелыми ионами.

Потенциал  $V(\ell, R)$  ион-ионного взаимодействия определен для входного \* канала в приближении внезапного возмущения. Для  $\ell$ -ой парциальной волны он содержит три члена

$$V(\ell, R) = V_N(R) + V_C(R) + \hbar^2 \ell^2 / (2\mu R^2), \quad /1/$$

где  $V_N(R)$  и  $V_C(R)$  - ядерная и кулоновская части взаимодействия, соответственно,  $\mu$  - приведенная масса ядер. Энергия взаимодействия двух ядер выбрана в форме контактного потенциала\*\*

$$V_N(R) = 2\pi(\gamma_1 + \gamma_2) \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} s_0 \begin{cases} \frac{5}{3} (1 + \frac{s}{s_0}) e^{-1,6 s/s_0}, & s > 0 \\ \frac{5}{3} - \frac{s}{s_0} - (\frac{s}{s_0})^2, & s < 0 \end{cases}, \quad /2/$$

с параметрами, фиксированными моделью жидкой капли /22/,

$$\gamma_i = 0,95 [1 - 1,8(1 - 2Z_i/A_i)^2],$$

$$R_i = 1,17 A_i^{1/3} \Phi_M, \quad s = R - (R_1 + R_2), \quad s_0 = 1 \Phi_M.$$

Соотношение /2/ получено в предположении, что в ядре существует тонкий поверхностный слой, - условие, ко-

\* К входному каналу относится движение сталкивающихся ядер до расстояния  $R = \max\{R_{cr}, R_{ret}\}$ , где  $R_{ret}$  - классическая точка поворота.

\*\* Для этого потенциала в иностранной литературе используется термин "proximity".

торое тем лучше выполняется, чем тяжелее ядро. В области средних ядер контактный потенциал дает результаты, близкие к вычислениям с потенциалом, зависящим от плотности энергии /23/.

Как показывает опыт работы с динамическими моделями, учитывающими трение, существенной для сечения слияния является величина силы, а не формфактор радиального трения /24/. В нашей модели пренебрегается диссипацией энергии относительного движения на расстояниях  $R > R_{cr}$ . При  $R \leq R_{cr}$  происходит резкий сброс кинетической энергии сталкивающихся ионов, и в этой области потенциальный подход неприменим. Поскольку силы трения для расстояний  $R > R_{cr}$  не учитываются, дополнительным условием на выбор потенциала взаимодействия ядер может служить требование правильного описания потенциалом барьеров реакции. Для большинства комбинаций ядер контактный потенциал удовлетворяет этому требованию, но в отдельных случаях возможны отклонения, тогда согласия с опытом по величине барьеров реакции можно добиться путем "размораживания" константы  $s_0$  в соотношении /2/.

Критический радиус  $r_{cr}^0 = R_{cr} / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  отражает структуру сталкивающихся ионов, возможное проявление эффектов оболочек. Поскольку в настоящее время невозможно точно вычислить  $r_{cr}^0$ , он является свободным параметром модели. Как следует из результатов расчета сечений слияния  $\sigma_{CF}$  и сравнения их с экспериментальными значениями,  $r_{cr}^0 \approx 1 \Phi_M$ , что совпадает с величиной критического радиуса Галина и др. /19/. Однако, в отличие от последнего,  $R_{cr}$  не связано с положением минимума в ядерной части  $V_N(R)$  потенциала взаимодействия, что особенно существенно для случая столкновения очень тяжелых ядер.

Стабильность образованной системы зависит, как показано выше, от целого ряда причин. Однако формально ее можно охарактеризовать существованием максимального значения орбитального момента  $\ell_{st}$ , который данная ядерная система может воспринять. Задача нахождения  $\ell_{st}$  будет обсуждаться более конк-

ретно в применении к определенной группе сталкивающихся ионов.

### ТРИ РЕЖИМА В ПОВЕДЕНИИ СЕЧЕНИЯ СЛИЯНИЯ

Типичный вид потенциальных кривых  $V(\ell, R)$  показан на рис. 1.

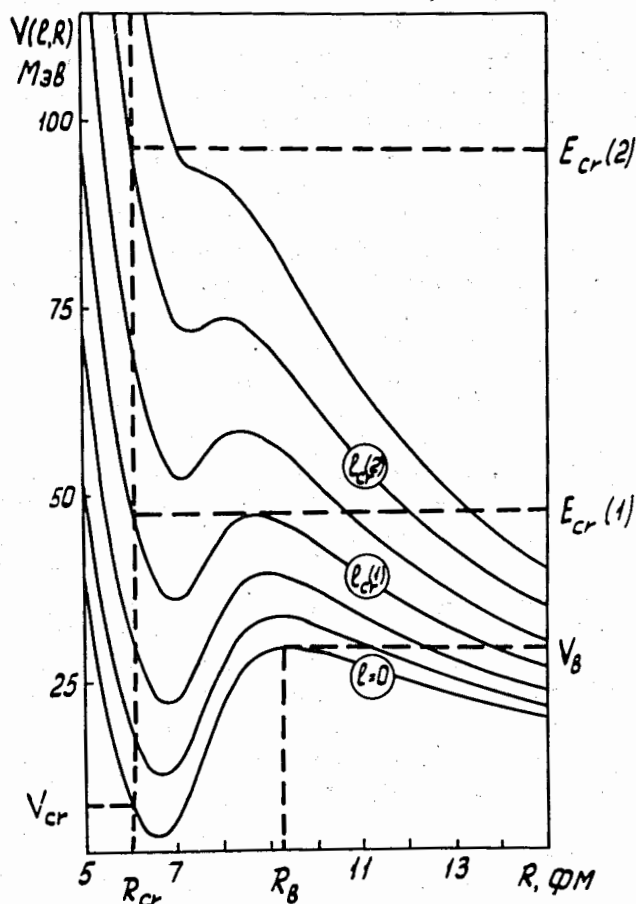


Рис. 1. Схематическая карта потенциальной энергии для взаимодействия двух ионов. Определение различных параметров, приведенных на рисунке, дано в тексте.

В классическом представлении  $\ell$ -ая парциальная волна может давать вклад в сечение, если только кинетическая энергия относительного движения  $E$  выше барьера взаимодействия  $V(\ell, R_{B\ell})$ , где радиус взаимодействия  $R_{B\ell}$  находится из условия

$$\left. \frac{\partial V(\ell, R)}{\partial R} \right|_{R=R_{B\ell}} = 0 \quad \text{и} \quad \left. \frac{\partial^2 V(\ell, R)}{\partial R^2} \right|_{R=R_{B\ell}} \leq 0;$$

/3/

$$R_B \equiv R_{B0}, \quad V_B \equiv V(0, R_B).$$

В соответствии с (i) для слияния необходимо, чтобы классическая точка поворота  $R_{\text{ret}}$ , определяемая уравнением  $V(\ell, R_{\text{ret}}) = E$ , находилась слева от критического расстояния, т.е.  $R_{\text{ret}} \leq R_{\text{cr}}$  /см. рис. 1/. Но центробежная часть потенциала растет с  $\ell$  быстрее для малых, чем для больших  $R$ , поэтому существует такое значение  $\ell_{\text{cr}}(1)$ , при котором энергия на барьере совпадает с энергией в точке  $R_{\text{cr}}$ ,

$$V(\ell_{\text{cr}}(1), R_{B\ell}) = V(\ell_{\text{cr}}(1), R_{\text{cr}}).$$

Соответствующую величину

$$E_{\text{cr}}(1) \equiv V(\ell_{\text{cr}}(1), R_{\text{cr}}) = V_{\text{cr}} + \frac{\hbar^2 \ell_{\text{cr}}^2(1)}{2\mu R_{\text{cr}}^2} \quad /4/$$

будем называть первой критической энергией. При  $E < E_{\text{cr}}(1)$  сечение определяется барьером реакции для каждого углового момента, т.е., в конечном итоге, - потенциалом взаимодействия. В области  $E > E_{\text{cr}}(1)$  сечение слияния уже не будет зависеть от барьера реакции и отражает лишь возможность сближения до расстояния  $R_{\text{cr}}$ .

Самый большой момент, который еще мог бы давать вклад, отвечает парциальной волне, для которой  $R_{\text{ret}} = R_{\text{cr}}$ . Но условие стабильности системы (ii) ограничивает допустимые угловые моменты величиной  $\ell_{\text{st}} \equiv \ell_{\text{cr}}(2)$ . В результате имеется второе критическое значение энергии

$$E_{cr}(2) \equiv V(\ell_{cr}(2), R_{cr}) = V_{cr} + \hbar^2 \ell_{cr}^2(2) / (2\mu R_{cr}^2), \quad /5/$$

при котором впервые парциальная волна  $\ell_{cr}(2)$  должна была бы давать вклад в сечение слияния ядер /см. рис. 1/. Таким образом, при  $E > E_{cr}(2)$  сечение слияния определяется свойством стабильности образованной системы.

Переведем эту физическую картину на язык формул. Сечение слияния запишем в виде

$$\sigma_{CF} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell}(E) P_{\ell}(E),$$

где  $T_{\ell}(E)$  и  $P_{\ell}(E)$  - коэффициент прохождения через барьер взаимодействия и вероятность последующего слияния для  $\ell$ -ой парциальной волны. Используя для  $T_{\ell}(E)$  и  $P_{\ell}(E)$  приближение резкого обрезания

$$T_{\ell}(E) = \begin{cases} 1, & \ell \leq \ell_{\max} \\ 0, & \ell > \ell_{\max} \end{cases}, \quad P_{\ell}(E) = \begin{cases} 1, & \ell \leq \ell_{CF} \\ 0, & \ell > \ell_{CF} \end{cases}$$

имеем

$$\sigma_{CF} = \pi \lambda^2 (\ell_{CF} + 1)^2 = \pi \lambda^2 \ell_{CF}^2 = \pi \hbar^2 \ell_{CF}^2 / (2\mu E). \quad /6/$$

Задача теперь сводится к тому, чтобы найти  $\ell_{CF} \equiv \ell_{CF}(E)$  в каждом из трех режимов.

*I режим:*  $V_B \leq E \leq E_{cr}(1)$

Величина  $\ell_{CF}$  находится из равенства  $E$  энергии на барьере с максимально возможным значением  $\ell$

$$E = V(\ell_{CF}, R_{Bl}) = V(0, R_{Bl}) + \hbar^2 \ell_{CF}^2 / (2\mu R_{Bl}^2),$$

откуда получаем

$$\sigma_{CF} = \pi R_{Bl}^2 (1 - V(0, R_{Bl})/E). \quad /7/$$

Как видно из уравнений /3/, величина  $R_{Bl}$  в общем случае является функцией  $\ell$  и, следовательно,  $E$ . Если

пренебречь различием между  $V(0, R_{Bl})$  и барьером взаимодействия  $V_B$ , т.е.  $V(0, R_{Bl}) \approx V_B$ , то соотношение /7/ можно переписать как

$$\sigma_{CF} = \pi R_{eff}^2 (1 - V_B/E), \quad /8/$$

где

$$R_{eff}^2 = \frac{E_{cr}(1) - V_{cr}}{E_{cr}(1) - V_B} R_{cr}^2.$$

*II режим:*  $E_{cr}(1) \leq E \leq E_{cr}(2)$

В этом случае

$$E = V(\ell_{CF}, R_{cr}) = V_{cr} + \hbar^2 \ell_{CF}^2 / (2\mu R_{cr}^2),$$

что дает

$$\sigma_{CF} = \pi R_{cr}^2 (1 - V_{cr}/E). \quad /9/$$

*III режим:*  $E_{cr}(2) < E$

В соответствии с формулой /6/ имеем

$$\sigma_{CF} = \pi \lambda^2 \ell_{cr}^2(2) = \pi \hbar^2 \ell_{cr}^2(2) / (2\mu E). \quad /10/$$

Поскольку величина  $\ell_{cr}(2)$  определяется условием стабильности системы, она не должна существенно зависеть от энергии  $E$ . Следовательно,  $\lim_{E \rightarrow \infty} \sigma_{CF}(E) \rightarrow 0$ , хотя полное сечение реакции в пределе высоких энергий выходит на константу.

Таким образом, в общем случае модель предсказывает три энергетических области, разделенных критическими точками  $E_{cr}(1)$  и  $E_{cr}(2)$  согласно /4/, /5/, где ход сечения слияния  $\sigma_{CF}$  описывается соответственно формулами /8/, /9/, /10/.

## КОНКРЕТНЫЕ РЕАЛИЗАЦИИ МОДЕЛИ. СРАВНЕНИЕ С ОПЫТОМ

Указанные три режима по-разному проявляются для различных комбинаций взаимодействующих ядер. Грубо все реакции можно разбить на три группы по величине  $Z_1 Z_2$  - произведения зарядовых чисел ядер, вовлеченных в столкновение.

$$Z_1 Z_2 \leq 200$$

Это сравнительно легкие ядра. Примером таких реакций может служить  $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$ , потенциальные кривые для которой приведены на рис. 2. Поскольку кулоновская энергия  $V_C(R)$  невелика и сравнима с величиной энергии ядерного взаимодействия  $V_N(R)$ , то возможны случаи как с  $V_{cr} > 0$ , так и с  $V_{cr} < 0$ . Тогда, согласно /9/, кривая  $\sigma_{CF}(E)$  как функция  $E$  будет иметь соответственно положительный или отрицательный наклон во втором режиме, что иллюстрируется результатами, представленными на рис. 3. Для реакции  $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$  потенциал на критическом расстоянии близок к нулю  $/V_{cr} = -1,5 \text{ МэВ}/$ , и во втором режиме  $\sigma_{CF}(E) \approx \text{const}$ .

Для обсуждаемой группы ядер величина  $l_{cr}(2)$  может быть оценена в предположении, что основное ограничение на стабильность системы накладывает закон сохранения углового момента, т.е. при  $E > E_{cr}(2)$  вклад в сечение слияния будут давать лишь те парциальные волны  $l_i$ , для которых энергия системы на критическом расстоянии  $R_{cr}$  в выходном канале окажется выше барьера взаимодействия для соответствующего конечного углового момента  $l_f$ . Это подразумевает знание не только  $l_f$ , но и потенциала в выходном канале. Допустим, что в выходном канале действует тот же самый потенциал, что и во входном, - это неплохое приближение в случае реакций с легкими ядрами. Тогда, рассматривая систему в выходном канале как два "слипшихся" ядра / sticking гипотеза/, из закона сохранения углового момента получим соотношение

$$l_f = l_i \frac{\mu R_{cr}^2}{\mu R_{cr}^2 + 0,4(M_1 R_1^2 + M_2 R_2^2)}, \quad /11/$$

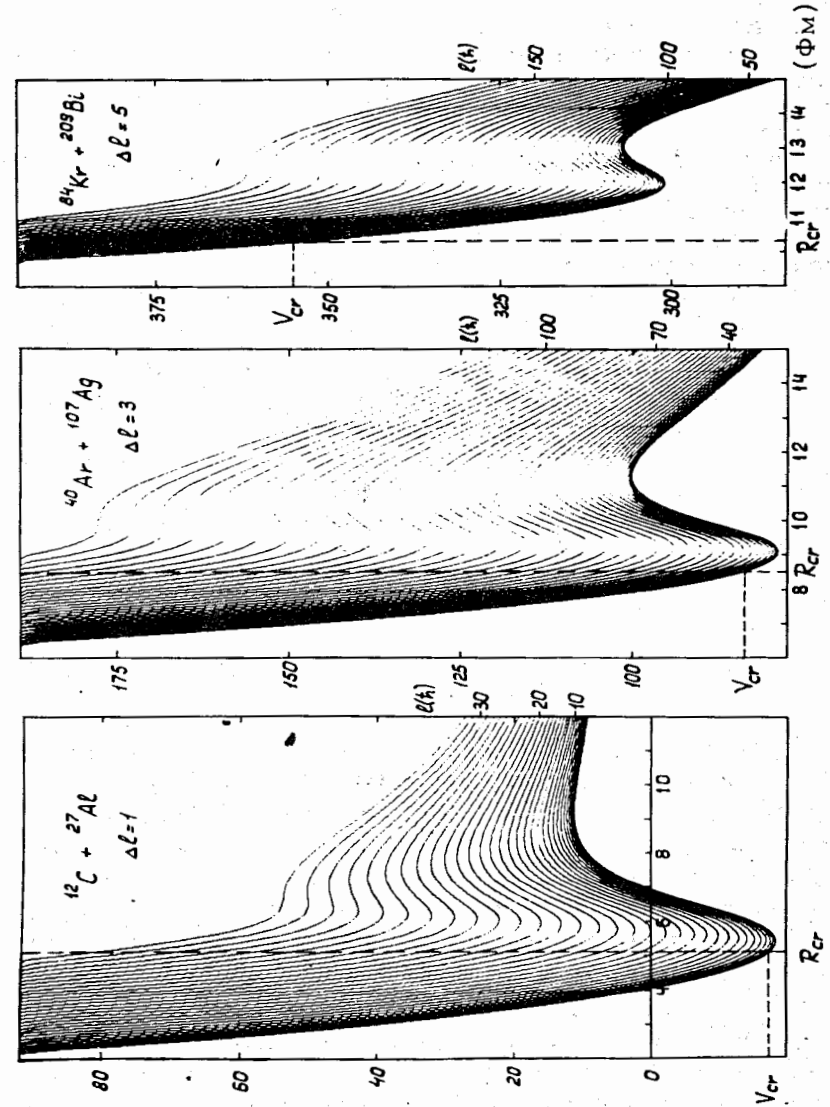
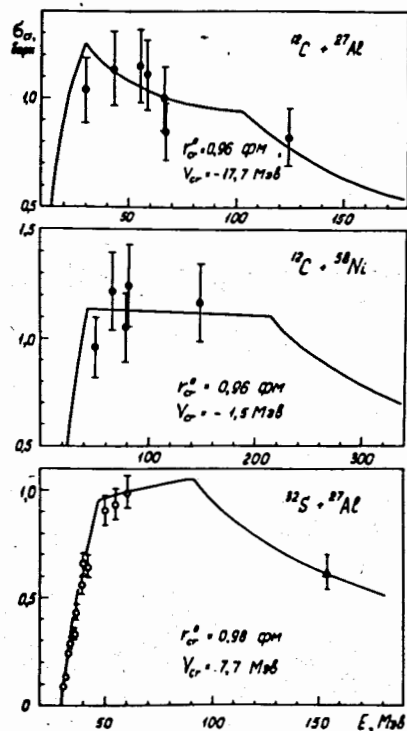


Рис. 2. Потенциальные кривые для трех различных комбинаций сталкивающихся ядер.



Рис. 3. Энергетическая зависимость сечения слияния. На рисунке приведена величина критического радиуса и значение потенциальной энергии, соответствующее этому расстоянию. Кривые - наш расчет. Треугольник, светлые и темные кружки - экспериментальные точки из работ /25,26,27/, соответственно.



где для моментов инерции каждого из сталкивающихся ядер использованы их твердотельные значения. Искомая величина  $l_{cr}(2) = l_i$ , если положить  $l_f = l_{cr}(1)$ .

Следует отметить, что ограничение на входной канал (i) использовалось ранее Гласом и Мозелем /21/, однако оно рассматривалось как необходимое и достаточное условие для слияния ядер. В результате этого вместо трех режимов в модели Гласа-Мозеля предсказывалось лишь два. Как видно из приведенных данных, измерения выполнены в основном в первых двух областях, только в случае реакции  $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$  точка при  $E = 154$  МэВ явно относится к третьему режиму. Попытка интерпретировать эту реакцию в терминах модели Гласа-Мозеля привела к противоречивому результату: при высоких энергиях величина  $r_{cr}^0$  оказалась зависящей от энергии, достигая при  $E = 154$  МэВ значения  $r_{cr}^0 =$

$= 0,56 \text{ Фм}^{1/27}$ . Очевидно, что использование потенциального подхода для столь сильного перекрытия ядер весьма сомнительно. В рамках нашей модели эти результаты получают разумную интерпретацию, что фактически может рассматриваться как экспериментальное подтверждение существования третьего режима в поведении  $\sigma_{CF}(E)$ .

$$200 \leq Z_1 Z_2 \leq 2000$$

Пример потенциальных кривых для этой группы ядер показан на рис. 2 /см. реакцию  $^{40}\text{Ar} + ^{107}\text{Ag}$ /. Кулоновская энергия в этом случае достаточно велика, так что всегда оказывается  $V_{cr} > 0$ . Кроме того, величина  $V_{cr}$  не очень сильно отличается от  $V_B$ , что приводит к относительному уменьшению размеров первой области. Величина  $l_{cr}(2)$  для реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{107}\text{Ag}$  тоже оценена согласно /11/, но здесь такая оценка менее надежна, хотя и позволяет согласовать результаты расчета с экспериментальными точками /рис. 4/.

Данная группа ядерных комбинаций является промежуточной между рассмотренной выше и случаем взаимодействия очень тяжелых ядер, к обсуждению которого мы и переходим.

$$Z_1 Z_2 \geq 2000$$

Для столь тяжелых ядерных систем вопрос устойчивости приобретает первостепенную важность. Основным конкурирующим со слиянием процессом, очевидно, является деление ядер. Популярная модель Плазила-Бланна /10/ чрезвычайно упрощает ситуацию и заведомо не подходит для наиболее интересных случаев возможного образования сверхтяжелых элементов.

В качестве примера рассмотрим реакцию  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ , сечение слияния для которой ранее никем не рассчитывалось.

В настоящее время мы не можем выполнить детальных микроскопических расчетов поведения образованной возбужденной системы. Однако в работе /30/ для компаунд-ядер вблизи  $Z \approx 114$  рассчитаны барьеры деления  $V_f$  как функция углового момента ядра и показано,

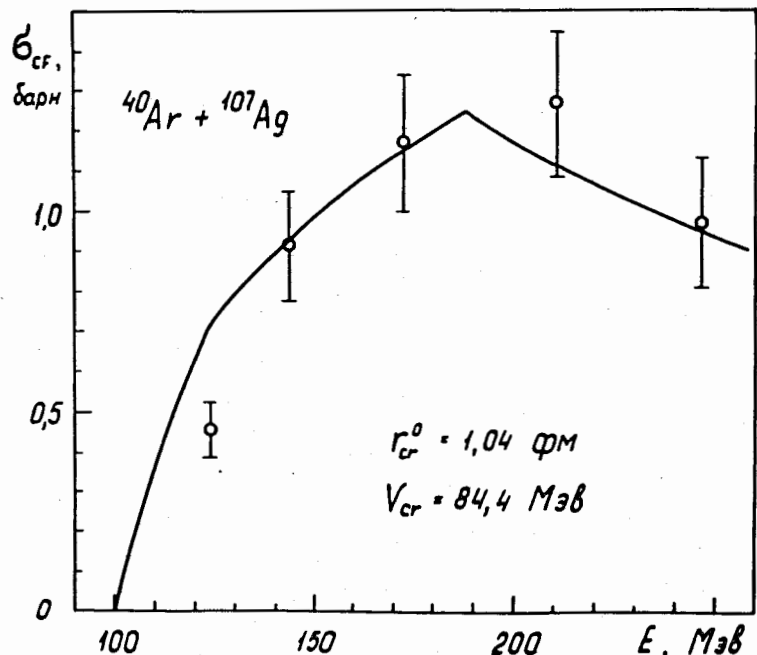


Рис. 4. Сечение слияния для реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{107}\text{Ag}$ . Кривая - наш расчет, экспериментальные точки взяты из работы /28/.

что  $V_r \rightarrow 0$  при  $l \approx (70-100)\hbar$  в зависимости от выбранной формы ядра. Как оценку для  $l_{cr}(2)$  мы рассмотрим оба граничных случая с  $l_{cr}(2) = 70\hbar$  и  $100\hbar$ .

Вид потенциальных кривых для реакции  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  представлен на рис. 2, а на рис. 5 нанесены расчетные и экспериментальные значения сечений.

Характерной для обсуждаемой группы ядер является, как видно из рис. 2, возможность реализации случая  $V_{cr} > V_B$ . Это означает, что в области энергии  $V_B < E < V_{cr}$  ядра не могут сблизиться до критического расстояния  $R_{cr}$  и, следовательно, не происходит их слияния. Ядра начинают сливаться лишь при  $E \geq V_{cr}$ , причем вклад в сечение  $\sigma_{CF}(E)$  дают парциальные волны, начиная с  $l = 0$ . Таким образом, величина  $V_{cr}$  играет роль порога слияния ядер, а сечение слияния при энергии  $V_{cr} < E < E_{cr}(2)$  описывается формулой /9/. Или,

другими словами, для очень тяжелых ядерных систем "высокоэнергетический" режим Гласса-Мозеля может реализоваться вблизи порога слияния ядер.

Процессы, происходящие при  $V_B < E < V_{cr}$ , естественно связать с квазиделением, однако, в противоположность выводам работы /33/, мы не получаем при этом "окна" в  $l$ -пространстве для заселения состояний системы, приводящих к компаунд-ядру. При заметно больших значениях  $E$  разница между сечением реакции

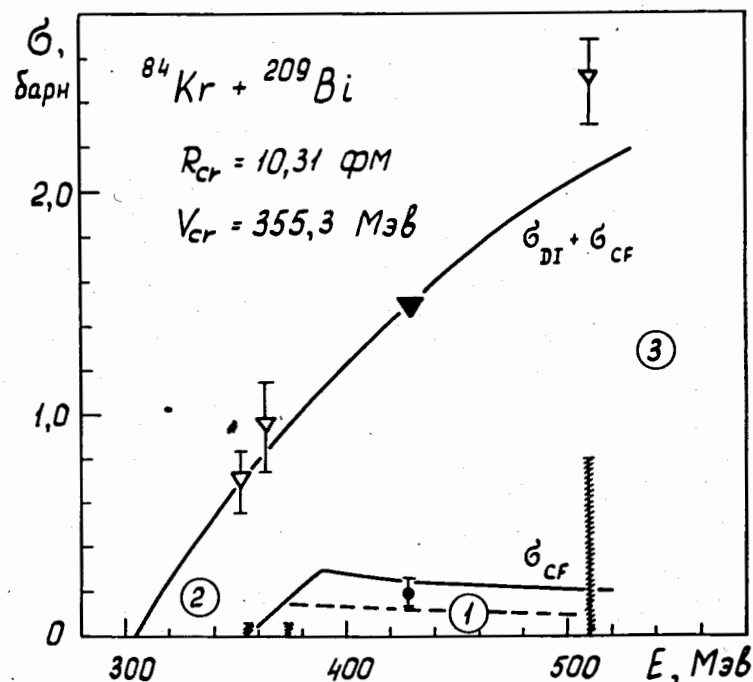


Рис. 5. Сечения слияния и глубоководных передач для взаимодействия очень тяжелых ядер. Кружок и треугольники - экспериментальные точки для реакций слияния /30/ и глубоководных передач /30,31/. Штриховкой показаны оценки сечения слияния согласно работам /31,32/. Сплошные кривые - расчет с  $l_{cr}(2) = 100\hbar$ , пунктир - с  $l_{cr}(2) = 70\hbar$ . Цифрами 1,2,3 обозначены области, где происходит слияние, "чистые" квазиделение и глубоководные передачи, соответственно.

и сечением слияния в значительной степени обусловлена процессами глубоконеупругих передач\*. Как видно из рис. 5, имеется переходная область энергии, где оба процесса должны сосуществовать. В данном контексте это звучит не как утверждение, а скорее как гипотеза. Но уже в такой грубо качественной форме она позволяет дать интерпретацию экспериментальным данным, которые не получили еще своего объяснения.

Речь идет о различии в массовом распределении продуктов, полученных в схожих реакциях  $^{84}\text{Kr} + ^{186}\text{W}$  и  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  при практически одинаковой энергии возбуждения  $E^* \approx 100 \text{ МэВ}$ . Эти распределения вместе с потенциальными кривыми и  $\sigma_{\text{CF}}(E)$  приведены на рис. 6. В случае  $^{84}\text{Kr} + ^{186}\text{W}$  среди продуктов реакции четко видны пики квазиупругого рассеяния, а также выход продуктов квазиделения с массами, близкими к исходным ядрам, но с большим сбросом энергии; почти нет событий в области  $(A_1 + A_2)/2$ , отвечающей делению ядер после слияния. Для реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  картина обратная: основной выход продуктов сосредоточен в области  $(A_1 + A_2)/2$ .

Как видно из рис. 6, несмотря на кажущуюся близость реакций характер потенциальных кривых существенно различен. В случае  $^{84}\text{Kr} + ^{186}\text{W}$  потенциал на расстоянии, равном критическому радиусу выше барьера реакции,  $V_{\text{cr}} > V_{\text{B}}$ , выбранная энергия  $E = 339 \text{ МэВ}$  лежит чуть выше  $V_{\text{cr}}$  и, следовательно, квазиделение оказывается доминирующим процессом. Для реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  критический потенциал и барьер взаимодействия примерно равны, так что при заданном значении  $E = 257 \text{ МэВ}$  процесс слияния идет с большим сечением. Следует подчеркнуть, что в нашей интерпретации не возникает необходимости введения "окна" в  $\ell$ -пространстве, т.е. дополнительного ограничения сечения слияния со стороны малых значений углового момента /ср. /33/ /.

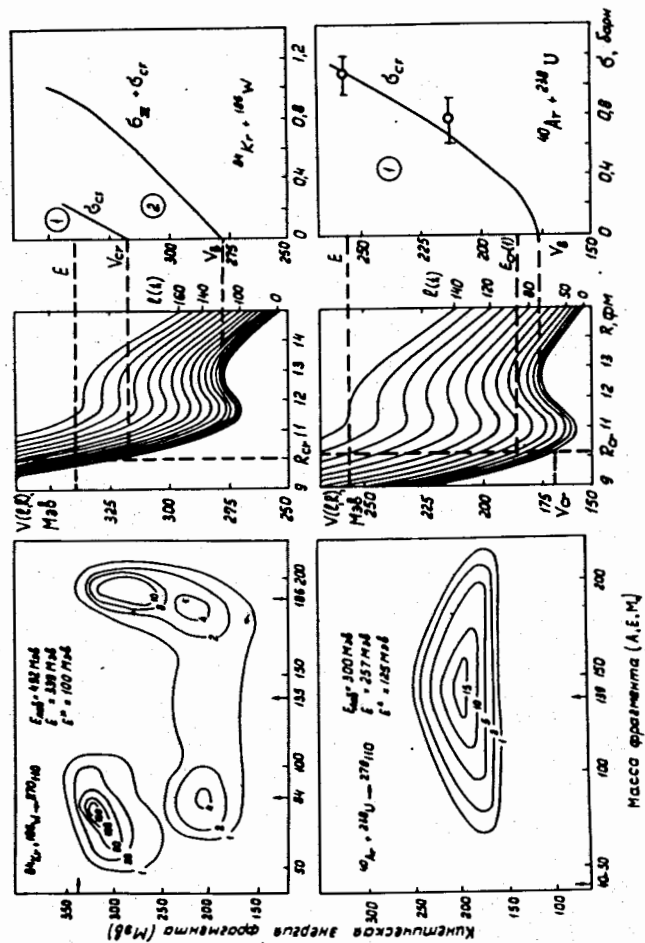


Рис. 6. Сравнение реакций  $^{84}\text{Kr} + ^{186}\text{W}$  и  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ , приводящих к почти одинаковым составным системам. Распределены по кинетической энергии продукты реакции и экспериментальные точки для сечения слияния взяты из работ /32,33/. Цифрами 1 и 2 обозначены соответственно области слияния ядер и "чистого" квазиделения.

\* Сумма сечений слияния и глубоконеупругих реакций  $\sigma_{\text{CF}} + \sigma_{\text{DI}}$  оценивалась по формуле /8/ с заменой  $R_{\text{eff}}$  на  $R_{\text{B}}$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, анализ физических предположений, лежащих в основе различных феноменологических моделей, позволил выявить составные элементы, необходимые для реалистического описания процесса слияния, и сформулировать общую модель слияния ядер в виде ограничений на входной и выходной каналы реакции. Отличительной чертой модели является предсказание трех режимов в энергетическом поведении сечения слияния, где с разной степенью важности проявляются эффекты структуры сталкивающихся ионов, характер потенциального взаимодействия между ними и свойства образованной ядерной системы. В этой связи особый интерес представляют новые измерения сечений  $\sigma_{CF}(E)$  при более высоких значениях энергии бомбардирующего иона.

Модель дает возможность оценить сечения слияния очень тяжелых ядер, по-новому ставя вопрос о соотношении между процессами слияния, квазиделения и глубоководных столкновений в реакциях с тяжелыми ядрами. Важно, в частности, что экспериментальные данные интерпретируются без привлечения гипотезы существования для процесса слияния "окна" в  $\ell$ -пространстве. Представляет большой интерес применение развитых представлений к анализу экспериментов по синтезу сверхтяжелых элементов.

Мы благодарны В.В.Волкову и В.П.Пашкевичу за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Artukh A.G., Gridnev G.F., Mikheev V.L., Volkov V.V., Wilczynski J. Nucl. Phys., 1973, A215, p. 91.
2. Hanappe F., Lefort M., Ngo C., Peter J., Tamain B. Phys. Rev.Lett., 1974, 32, p.738.
3. Kalinkin B.N., Petkov I.Z. Acta Phys. Polonica, 1964, 25, p. 265.
4. Пик-Пичак Г.А. ЖЭТФ, 1958, 7, с. 238.

5. Beringer R., Knox W.J. Phys.Rev., , 1961, 121, p. 1195.
6. Sperber D. Phys.Rev., 1963, 130, p.468.
7. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. Proc. Third. Conf. on Reactions between Complex Nuclei. Asilomar, 1963, p. 325; Ann.Phys., 1974, 82, p.557.
8. Grover J.R. Phys. Rev., 1967, 157, p. 832.
9. Krappe H.J. Nucl.Phys., 1976, A269, p. 493.
10. Blann M., Plasil F. Phys. Rev.Lett., 1972, 29, p.303; Phys. Rev., 1975, C11, p. 508.
11. Wilczynski J.W.Nucl.Phys., 1973, A216, p.386.
12. R.Bass. Phys.Lett., 1973, B47, p.139; Nucl.Phys., 1974, A231, p.45.
13. Gross D.H.E., Kalinowski H. Phys. Lett., 1974, B48, p.302.
14. De J.N., Gross D.H.E., Kalinowski H. Zeitschr. für Physik., 1976., A277, p. 385.
15. Bondorf J.R., Scobel M.I., Sperber D. Phys. Rep., 1974, C15, p.83.
16. Tsang C.F. Physica Scripta, 1974, 10A, p.90.
17. Davies R.H. Phys.Rev., 1974, C9, p. 2411.
18. Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J.W.Nucl.Phys., 1976, A264, p. 115.
19. Galin J., Guerreau D., Lefort M., Tarrago X. Phys. Rev., 1974, C9, p. 1018.
20. Glas D., Mosel U. Nucl.Phys., 1975, A237, p. 429.
21. Glas D., Mosel U. Nucl.Phys., 1976, A264, p.268.
22. Randrup J., Swiatecki W.J., Tsang F.C. Preprint LBL-3603, Berkeley, 1974.
23. Sperber D. Nukleonika, 1975, 20, p. 755.
24. Seglie E., Sperber D., Sherman A. Phys.Rev., 1975, C11, p. 1227.
25. Natowitz J., Chulik E.T., Naboodiri M.N. Phys. Rev., 1972, C6, p. 2133. Chulik E.T., Namboodiri M.N., Natowitz J.B. Proc. Conf. on Physics and Chemistry of Fission (IAEA, Vienna, 1974), p. 365.
26. Kozub R.L., Lu N.H., Miller J.M., Logan D. Phys. Rev., 1975, C11, p.1497.
27. Gutbrod H.H., Winn W.G., Blann M. Nucl.Phys., 1973, A213, p. 267.
28. Britt H.C., Erkill B.H., Stokes R.H., Gutbrod H.H., Plasil F., Fergusson R.L., Blann M. Phys. Rev., 1975, C13, p. 1483.
29. Andersson G., Larsson S.E., Leander G., Möller P., Nilsson S.G., Ragnarsson I., Aberg S., Bengfsson R., Oudek J., Nerlo-Pomorska B., Pomorski K., Szymanski Z. Nucl.Phys., 1976, A268, p. 205.

30. Wolf K.L., Unik J.P., Huizenga J.R., Birkelund J., Freiesleben H., Viola V.E. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p. 1105.
31. Vandenbosch R., Webb M.P., Thomas T.D. Phys. Rev.Lett., 1976, 36, p. 459.
32. Peter J., Hsnappe F., Ngo C.H., Tamain bB., Nucl.Phys., 1975, A250, p. 351.
33. Lefort M. Nukleonika, 1976, 21, p. 111.

*Рукопись поступила в издательский отдел  
18 февраля 1977 года.*