



11
И20

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

С.П. Иванова, Б.Н. Калицкий

P. - 1182

СЕЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПАУНД-ЯДРА
В РЕАКЦИЯХ С УЧАСТИЕМ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*Acta Physica Polonica, 1963, v 24,
p 1, p 125-129*

Дубна 1982 год

С.П. Иванова, Б.Н. Калинин

P - 1162

СЕЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПАУНД-ЯДРА
В РЕАКЦИЯХ С УЧАСТИЕМ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 год

34
1/0881

А н н о т а ц и я

Вычислены сечения образования компаунд-ядра для ряда реакций. В расчетах использована информация о параметрах ядерного взаимодействия между ядрами, полученная из квазиклассического анализа экспериментов по упругому рассеянию тяжелых ионов. Установлена важность учета такого взаимодействия.

S.P.Ivanova, B.N.Kalinkin

CROSS SECTION FOR COMPOUND- -NUCLEUS FORMATION IN REACTIONS INVOLVING HEAVY IONS

Abstract

The compound-nucleus formation cross sections are calculated for a number of reactions. The information about the parameters of nuclear interaction between nuclei is used which was obtained from the quasi-classical analysis of experiments on heavy ion elastic scattering. It is established that the account of such an interaction is important.

Среди реакций, протекающих с участием тяжелых ионов, важную роль играют те, которые проходят через стадию образования компаунд-ядра. Поэтому вопрос о величине сечения образования компаунд-ядра σ_c представляет интерес как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения.

Попытку вычислить сечение σ_c предпринял Томас (Thomas, 1959). В его работе рассмотрены две модели. Первая из них опирается на предположение о том, что сталкивающиеся ядра имеют четко определенные границы (приближение прямоугольной ямы). Кроме того, предполагается, что когда расстояние между центрами сталкивающихся ядер r становится меньше $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, то происходит полное поглощение, т.е. образование компаунд-ядра.

При этих предположениях сечение σ_c равно:

$$\sigma_c = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{4KR S_{\ell}}{\Delta_{\ell}^2 + (KR + S_{\ell})^2}, \quad (1)$$

где

$$S_{\ell} = kR / (F_{\ell}^2 + G_{\ell}^2); \quad \Delta_{\ell} = kR (F_{\ell} F_{\ell}' + G_{\ell} G_{\ell}') / (F_{\ell}^2 + G_{\ell}^2),$$

$$K = (k^2 + K_0^2)^{1/2}; \quad \lambda = 1/k; \quad K_0 = 10^{-13} \text{ см}^{-1}; \quad F_{\ell}' = dF_{\ell} / d(kr);$$

$$G_{\ell}' = dG_{\ell} / d(kr),$$

причем F_{ℓ} , G_{ℓ} - кулоновские волновые функции. Численные расчеты на электронной машине по формуле (1) с использованием рекуррентных соотношений для кулоновских функций приводят к результатам, находящимся в неплохом соответствии с экспериментом, если в качестве r_0 взять значение $r_0 = 1,5 \cdot f$.

Аналогичный результат был получен Бабиковым (Бабиков, 1960) с помощью приближенного аналитического выражения для σ_c , выраженного через параметры задачи.

Однако, этим результатам присущи недостатки. Во-первых, R - радиус взаимодействия является подгоночным параметром. Во-вторых, значение $r = 1,5 \cdot f$ является слишком большим с точки зрения реальных размеров участвующих в реакции ядер.

В связи с последним обстоятельством Томас рассмотрел другую модель, в которой попытался учесть наличие диффузного слоя на границе ядер. Эффективный потенциал взаимодействия, являющийся суммой кулоновского, центробежного и ядерного потенциалов, был аппроксимирован параболой. Вычисляя проникаемость через барьер такого типа, Томас получил сечение σ_c как функцию от энергии столкновения. В этом случае для r_0 получается значение $r_0 = 1,17 \cdot f$. Однако, использование параболического приближения для эффективного потенциала является слишком грубым.

Сечение образования компаунд-ядра можно вычислить по-иному, а именно, опираясь на данные о ядерном взаимодействии тяжелых ионов с ядрами, полученные в квазиклассическом приближении. Было установлено, что теоретические результаты очень чувствительны к значениям радиуса взаимодействия и ширины диффузного слоя. Параметр радиуса

взаимодействия оказался практически одинаковым для различных комбинаций ионов и ядер-мишеней (за исключением очень тяжелых ионов Ne^{20} и тяжелых ядер, когда необходимо учитывать деформационные эффекты). Его значение $r_0 \approx 1,28 \cdot f$, что является средней величиной между значениями среднего радиуса для легких и тяжелых ядер.

Согласно картине, использованной в работе (Калинкин, Пустыльник 1962) рассеяние происходит в граничной зоне, т.е. в случае, когда ядра соприкасаются своими "атмосферами". Вычисление сечения упругого рассеяния в существенной своей части опирается на расчет классической функции отклонения:

$$\theta(\ell) = \pi - 2 \int_{r_0}^{\infty} \frac{(\ell + \frac{1}{2})/r^2}{\left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - U(r)) - (\ell + \frac{1}{2})^2 / r^2 \right]^{1/2}} dr, \quad (2)$$

где U - сумма кулоновского и ядерного потенциала Саксона-Вуда. Схематически вид классической функции отклонения представлен на рис. 1. Из рис. 1 видно, что $\theta(\ell)$ при $\ell = \ell_1$ проходит через нуль и при значениях $\ell < \ell_1$, близких к ℓ_1 , становится отрицательной. Этот случай соответствует движению иона вдоль поверхности ядра. Ввиду наличия больших ядерных сил, вероятность разрушения и захвата иона ядром становится большой. Таким образом, можно принять, что при $\ell < \ell_1$ происходит полное поглощение ионов ядром, т.е. образуется компаунд-ядро. В работе (Калинкин, Пустыльник, 1962) было принято приближение, состоящее в том, что при $\ell > \ell_1$, происходит рассеяние без поглощения.

В действительности, однако, поглощение является плавной функцией от ℓ . От полного при $\ell = \ell_1$ оно, плавно меняясь, обращается в нуль при $\ell = \ell_2$. С физической точки зрения зона плавного падения поглощения в интервале $\ell_1 = \ell_2$ соответствует прямым процессам и неупругому рассеянию, обусловленным ядерным взаимодействием. Так как учет плавности падения поглощения приводит к сравнительно небольшим изменениям значений параметров ядерного потенциала, то для приближенной оценки $\sigma_0(E)$, можно воспользоваться прежними их значениями.

Таким образом, если исходить из полуклассического рассмотрения процесса рассеяния, то можно считать, что столкновение тяжелых ионов с ядрами приводит к образованию компаунд-ядра в том случае, когда $\ell \leq \ell_1$. ℓ_1 как функцию от энергии можно получить только численным способом, пользуясь соотношением (2). Выражая максимальное значение прицельного параметра, приводящее к образованию компаунд-ядра, через ℓ_1 , можно получить простую формулу для $\sigma_0(E)$:

$$\sigma_0(E) = \frac{\pi \hbar^2 (\ell_1 + \frac{1}{2})^2}{2\mu E} \quad (3)$$

Результаты расчетов для энергий, превышающих кулоновский барьер, т.е. в области, где классическое приближение справедливо, приведено на рис. 2,3,4.

На рис. 2,3 даны сечения образования компаунд-ядра в реакциях $O^{16} + Au^{197}$, $C^{12} + Au^{197}$, $C^{12} + Ag^{107}$, $O^{16} + Ni^{58}$. Для сравнения приведены также данные, полученные Томасом (пунктир). $\sigma_0(E)$ для реакции $O^{16} + Ni^{58}$ сопоставляется с близким случаем реакции $O^{16} + Cu^{63}$, рассмотренным Томасом.

Кроме того, на рис. 4 представлены результаты вычисления $\sigma_0(E)$ для реакций $C^{12} + Bi^{209}$ и $O^{16} + Bi^{209}$.

Из рис. 2,3 видно, что кривые $\sigma_0(E)$, полученные в данной работе, очень близки соответствующим кривым, полученным Томасом, хотя модели, использованные при их вычислении, различны, и радиусы взаимодействия ядер существенно отличаются.

Причиной того, что полуклассическая модель с меньшим значением радиуса взаимодействия дает такой же результат, что и модель абсолютно черной прямоугольной ямы с большим радиусом, является учет реального отрицательного ядерного потенциала. Наличие этого потенциала приводит к искажению орбит, по которым движутся ионы в поле ядра-мишени. В результате действия ядерных сил ионы, пролетающие на близком расстоянии от ядра-мишени "втягиваются" в зону поглощения. Этот эффект приводит к увеличению прицельного параметра, при котором начинается эффективный захват ионов.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о необходимости учета диффузного ядерного потенциала. При этом разумное значение $\sigma_0(E)$ в данном случае определяется более реалистическим значением r_0 .

Кроме того, в рамках описанной полуклассической модели r_0 не является подгоночным параметром. Его значение определяется из анализа данных по упругому рассеянию тяжелых ионов.

В прямой связи с предыдущими выводами находится вопрос о часто применяемом в работах по реакциям передачи методе определения $r_0^{\text{эфф.}}$, характеризующего расстояние, на котором происходит эффективный обмен нуклоном. Для этой цели используется формула:

$$R = r_0^{\text{эфф.}} \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = a [1 + \cos(\theta/2)], \quad (4)$$

где a - половина расстояния наибольшего сближения ядер. Эта формула справедлива только в случае кулоновского взаимодействия. Однако при энергиях, превышающих барьер, когда ядерные силы становятся существенными, ее применение может привести к недоразумениям. Поэтому не удивительно, что использование формулы (4) для вычисления $r_0^{\text{эфф.}}$ по наблюдаемому угловому распределению продуктов реакции передачи приводит к весьма большим значениям: $r_0^{\text{эфф.}} = 1,5 - 2,0 \cdot f$ (Zucker, 1962). Учет ядерного взаимодействия должен привести к значительно меньшим значениям $r_0^{\text{эфф.}}$.

Авторы признательны Т.П.Кочкиной за помощь в численных расчетах.

Л и т е р а т у р а

1. T.D.Thomas. Phys. Rev. 116, 703 (1959).
2. В.В.Бабилов. ЖЭТФ, 38, 274 (1960).
3. Б.Н.Калинкин, Б.И.Пустыльник. ОИЯИ, Р-989 (1962); направлено в
4. A.Zucker. - Доклад на Международном симпозиуме по прямым взаимодействиям, Падуя, Италия (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 декабря 1962 года.

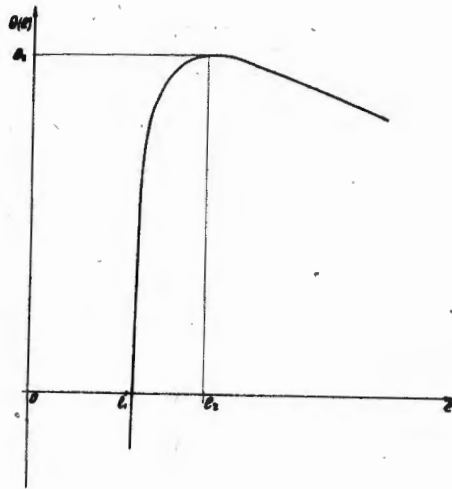


Рис. 1. Зависимость классической функции отклонения $\theta(l)$ от l .

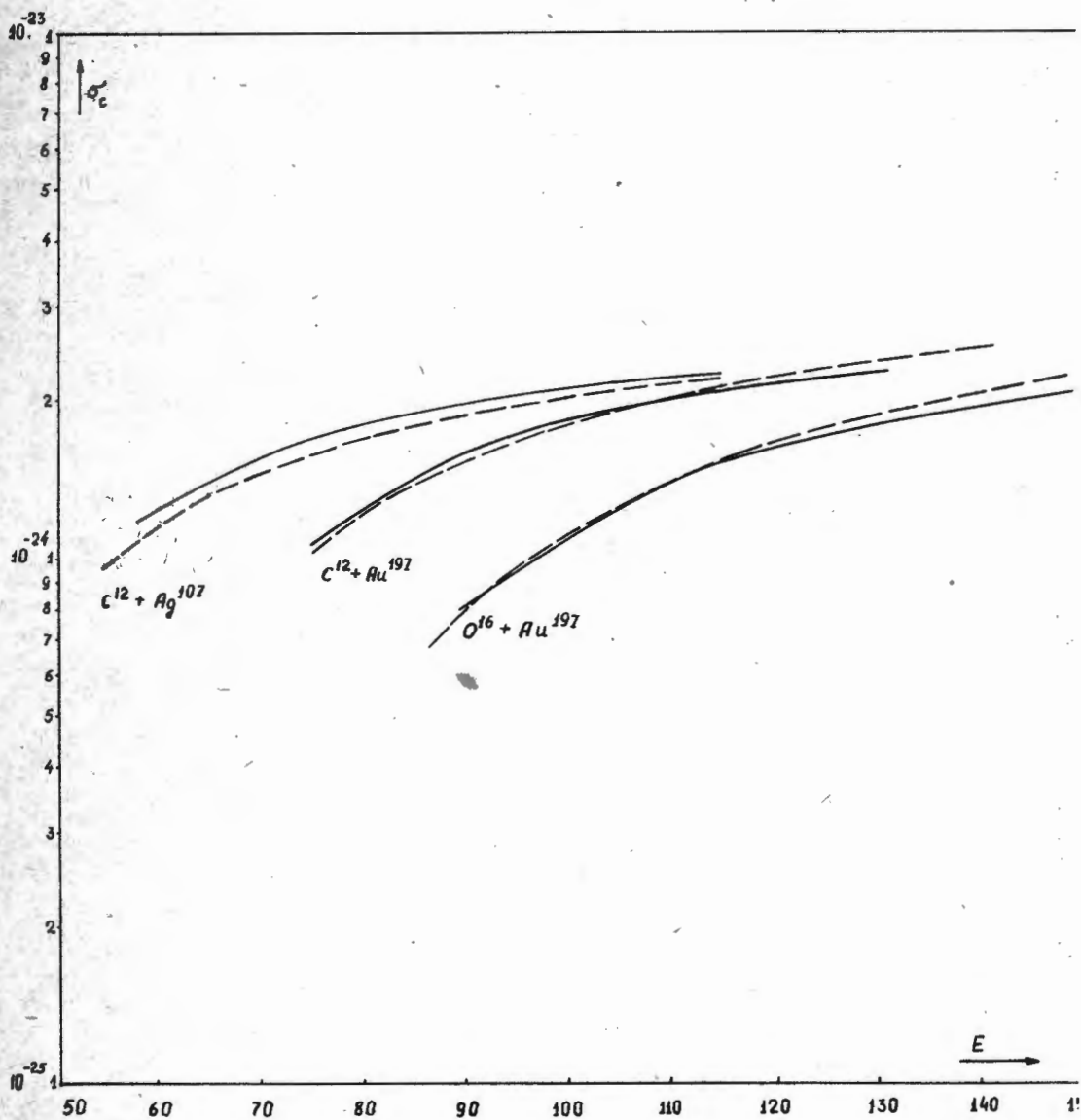


Рис. 2. Сечение образования компаунд-ядра $\sigma_c(E)$. Сплошные кривые получены в данной работе, пунктирные - результаты Томаса.

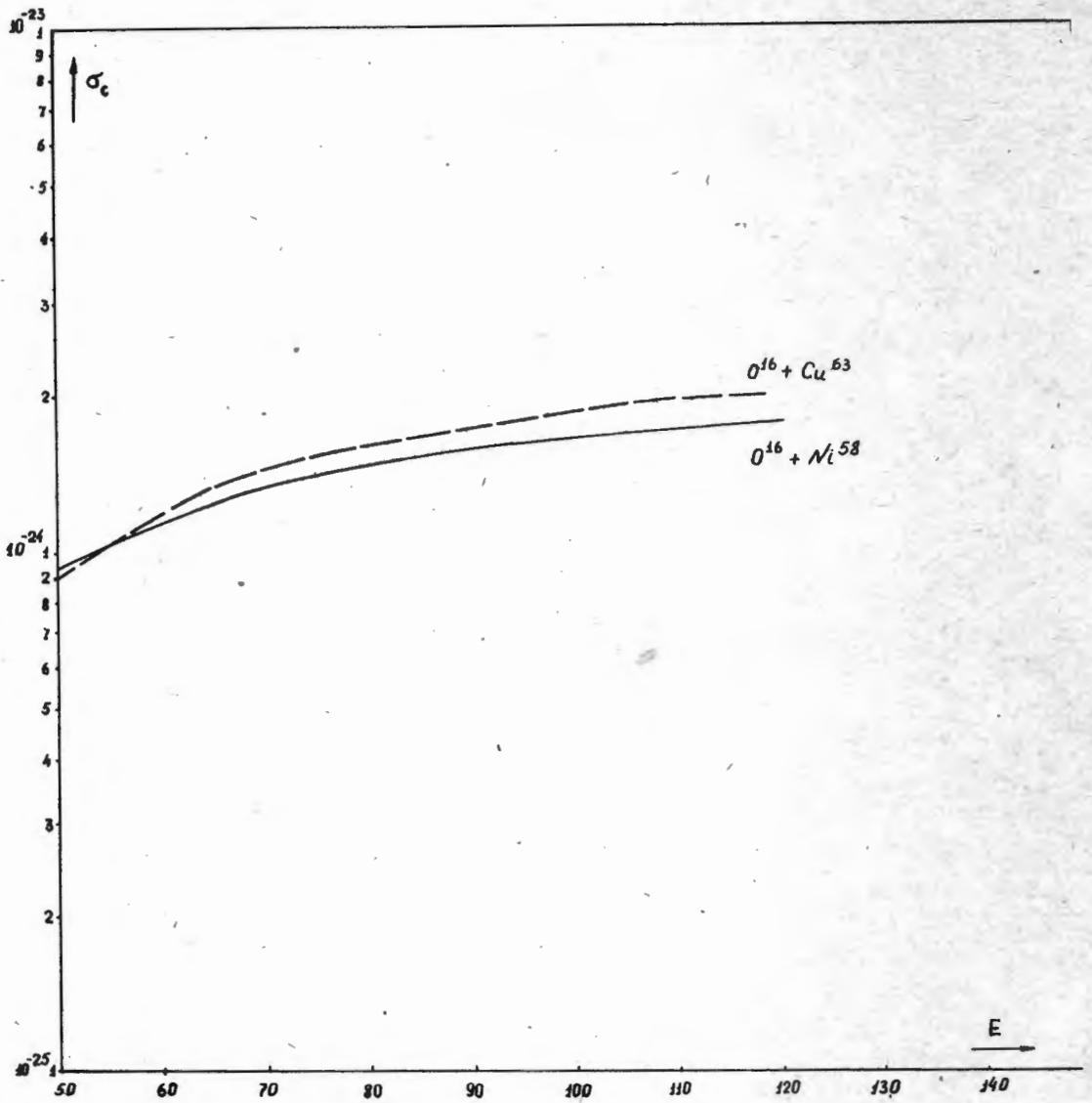


Рис. 3. Сечение образования компаунд-ядра $\sigma_c(E)$. Сплошная кривая получена в данной работе, пунктирная - результаты Томаса.

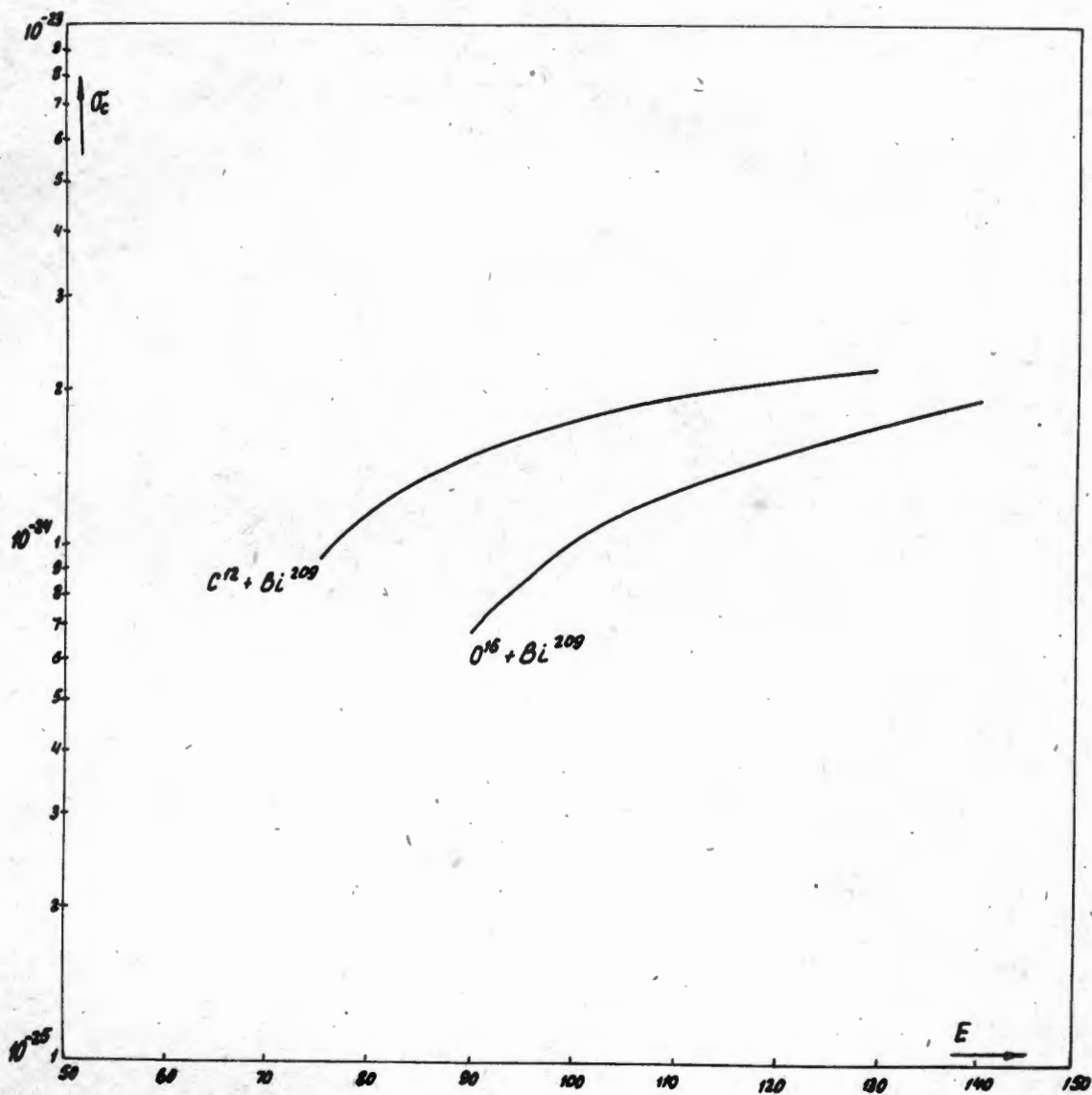


Рис. 4. Сечение образования компаунд-ядра $\sigma_c(E)$.