

11  
И-20



# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

---

С.П. Иванова, В.Н. Калинин

P-1153

ОБ УПРУГОМ РАССЕЙЯНИИ  
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*Акта Физика Роловца, 1963,  
v 24, № 1, p 121-124-*

Дубна 1962 г.



С.П. Иванова, Б.Н. Калинин

Р-1153

ОБ УПРУГОМ РАССЕЙАНИИ  
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Дубна 1962 г.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

### А н н о т а ц и я

Дано более детальное рассмотрение упругого рассеяния тяжелых ионов в квази-классическом приближении, чем это сделано в предыдущей работе<sup>/1/</sup>. Учитывается плавность включения поглощения. Удаётся воспроизвести наблюдаемый на эксперименте "дифракционный" максимум. Кроме того, установлено, что кривая, соответствующая отношению сечения упругого рассеяния к Резерфордскому, при строго фиксированной энергии может иметь "тонкую" структуру.

### A b s t r a c t

The treatment of the elastic scattering of heavy ions in the quasi-classical approximation is more detailed as compared to that of the previous paper. The smoothness of switching on of the absorption is taken into account. The "diffraction" maximum observed in experiment is reproduced. Besides, it is established that the curve corresponding to the ratio of the cross section of elastic scattering to that of the Rutherford scattering for strictly fixed energy can have a "fine" structure.



В работе <sup>1/1</sup> было рассмотрено упругое рассеяние тяжелых ионов на различных ядрах-мишенях. Поскольку при рассеянии тяжелых частиц хорошо выполняются условия применимости квазиклассики, то при вычислении отношения сечения упругого рассеяния к сечению Резерфордского рассеяния, как функции угла рассеяния, был использован квазиклассический метод. Кроме того, было принято приближение, согласно которому вклад парциальных волн с моментом  $l \leq l_1$ , где  $l_1$  - значение момента /в единицах  $\hbar$  /, при котором классическая функция отклонения  $\theta(l)$  проходит через нуль и становится отрицательной, равен нулю. С физической точки зрения это приближение означает, что при  $l \leq l_1$  происходит полное поглощение ионов ядром-мишенью.

Так как вклад в сечение упругого рассеяния дают многие парциальные волны, то в выражении для амплитуды рассеяния можно перейти от суммирования к интегрированию по  $l$  <sup>1/2</sup>. Возникающий при этом интеграл поддается оценке по методу перевала. Условия применимости указанного метода приводят к тому, что окончательное выражение для отношения сечений упругого рассеяния к Резерфордскому справедливо лишь в некотором узком угловом интервале. Правда, этот угловой интервал является наиболее интересным с физической точки зрения - здесь включаются ядерные силы, действующие между сталкивающимися ядрами.

В связи с этим, в работе <sup>1/1</sup> была предпринята попытка определить параметры ядерного взаимодействия для описания которого был выбран потенциал Саксона-Вуда. В указанной работе было установлено, что значения параметров потенциала, приводящие к удовлетворительному согласию с экспериментальными данными, практически одни и те же для различных комбинаций сталкивающихся ядер.

Поэтому полезно рассмотреть упругое рассеяние тяжелых ионов более детально, отказавшись от некоторых приближений, принятых в работе <sup>1/1</sup>.

Ограничимся рассмотрением одного случая упругого рассеяния:  $O^{16} + Au^{197}$ , так как ему соответствуют наиболее полные экспериментальные данные.

Отношение сечения упругого рассеяния к Резерфордскому можно записать в виде:

$$\sigma / \sigma_c = \frac{2}{\pi \eta^2} \frac{\text{Sin}^4(\theta/2)}{\text{Sin} \theta} \left[ \left\{ \sum_{l=l_1+1}^{\infty} (l + \frac{1}{2})^{\frac{1}{2}} \text{Cos} [2\delta_l - (l + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4}] \right\}^2 + \right. \\ \left. + \left\{ \sum_{l=l_1+1}^{\infty} (l + \frac{1}{2})^{\frac{1}{2}} \text{Sin} [2\delta_l - (l + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4}] \right\}^2 \right]. \quad /1/$$

В формуле /1/ и в дальнейшем используются прежние обозначения. Имея классическую функцию отклонения  $\theta(l)$ , полученную численно, можно с хорошей точностью вычислить квазиклассическую фазу, которая оказывается функцией параметров ядерного потенциала.

Выражение /1/ можно оценить путем приближенного суммирования /в отличие от прежнего метода, согласно которому совершался переход от суммы к интегралу/. Вы-

числения показывают, что подавляющий вклад в величину /1/ дают значения  $\ell$ , при которых аргумент функций  $\text{Sin}$  и  $\text{Cos}$  изменяется в пределах первых четырех периодов.

Однако приближение резкого обрезания по  $\ell$ , из физических соображений не является последовательным. В действительности поглощение должно увеличиваться плавно и начинаться на периферии ядра - при тех значениях  $\ell$ , где ядерные силы становятся существенными. Можно считать, что ядерные силы включаются при  $\ell = \ell_r$  в точке, где классическая функция отклонения  $\theta(\ell)$  достигает максимума. Тогда формулу /1/ можно модифицировать, введя в выражение для фазы член /2/:

$$b \cdot \ln \left( \frac{\ell - \ell_1}{\ell_r - \ell_1} \right) \quad /2/$$

Константа  $b$  соответствует степени поглощения. При  $\ell \geq \ell_r$  поглощение отсутствует. При  $\ell = \ell_1$  оно становится бесконечно большим, т.е. полным.

Таким образом, формула /1/ приобретает вид:

$$\sigma / \sigma_c = \frac{2}{\pi \cdot \eta^2} \frac{\text{Sin}^4(\theta/2)}{\text{Sin} \theta} \left[ \sum_{\ell=\ell_1+1}^{\infty} (\ell + \frac{1}{2})^{3/2} \text{Cos} \left[ 2\delta_\ell - (\ell + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4} \right] \exp \left[ b \cdot \ln \left( \frac{\ell - \ell_1}{\ell_r - \ell_1} \right) \right]^2 \right. \\ \left. + \sum_{\ell=\ell_1+1}^{\infty} (\ell + \frac{1}{2})^{3/2} \text{Sin} \left[ 2\delta_\ell - (\ell + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4} \right] \exp \left[ b \cdot \ln \left( \frac{\ell - \ell_1}{\ell_r - \ell_1} \right) \right]^2 \right] \quad /3/$$

Вычисления по формуле /3/ были проведены на электронной машине, с шагом  $\Delta\theta = 0,5^\circ$ . Результаты для  $\sigma / \sigma_c$  при значениях параметров потенциала Саксона-Вуда  $r_0 = 1,28 \cdot f$ ,  $V_0 = 45$  Мэв,  $a = 0,45 \cdot f$  и параметра поглощения  $b = 1$  приведены на рис. 1. Черточками обозначены экспериментальные точки. При сравнении с экспериментальными данными необходимо иметь ввиду, что угловая ошибка составляет  $\pm 0,8^\circ - 0,9^\circ$ .

Из рис. 1 мы видим, что, во-первых, общее поведение теоретической кривой находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными, если учесть ошибки эксперимента. Хорошо воспроизводится "дифракционный" максимум при  $30-32^\circ$ . Во-вторых теоретическая кривая обнаруживает довольно значительные осцилляции, что является следствием интерференционных эффектов.

Разумеется, что кривая  $\sigma / \sigma_c$  должна быть более плавной, ее осцилляции должны быть менее глубокими, так как в реальных условиях мы имеем дело с несколько размытым по энергии пучком ионов. Кривая, представленная на рис. 1, вычислялась без учета этого факта.

Следует отметить, что значения параметров потенциала Саксона-Вуда, полученные в работе /1/, несколько отличаются от используемых здесь значений.

Прежние значения равны  $r_0 = 1,28 \cdot f$ ,  $V_0 = 45$  Мэв,  $a = 0,55 \cdot f$ .

Это обстоятельство не является странным, так как в данном расчете учитывается факт плавного включения поглощения. Этот учет приводит к уменьшению  $\sigma/\sigma_c$  в интервале  $30-40^\circ$ , если пользоваться прежней системой параметров. Поэтому для согласования теоретической кривой с экспериментальными данными необходимо изменить параметры и придать им указанные значения.

Таким образом, мы видим, что результаты зависят от значения параметра  $b$ . Последний особенно сильно влияет на величину  $\sigma/\sigma_c$  при больших углах. Этим обстоятельством можно воспользоваться для оценки значения  $b$ .

В случае больших углов  $\sigma/\sigma_c$  может быть выражено в аналитическом виде. Эта величина для рассеяния  $a$ -частиц вычислена в работе <sup>/2/</sup>. В нашем случае квазиклассическое приближение справедливо с гораздо более высокой степенью точности, поэтому мы можем провести аналогичный расчет.

Результаты вычислений отношения  $\sigma/\sigma_c$  для больших углов рассеяния приведены на рис. 2. Экспериментальные данные в этой области углов неточны. Стрелки, направленные вниз, означают, что соответствующая экспериментальная точка дает верхнюю границу эффекта.

Пунктирная кривая представляет теоретические данные, соответствующие случаю  $b = 0$ , то есть резкому обрезанию. Сплошная кривая соответствует значению  $b = 1$ .

Мы видим, таким образом, что отношение  $\sigma/\sigma_c$  на больших углах очень сильно зависит от значения параметра  $b$ . Кроме того, значение  $b = 1$ , использованное нами выше, является разумным.

Авторы признательны Т.П. Кочкиной и В.И. Фурману за помощь в численных расчетах.

#### Л и т е р а т у р а

- /1/ Б.Н. Калинин, Б.И. Пустыльник. Препринт ОИЯИ, Р-989 /1962/, направлено в Acta Physica Polonica.
- /2/ K.W.Ford, J.A.Wheeler, Ann. Phys. 7, 259 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 декабря 1962 года.

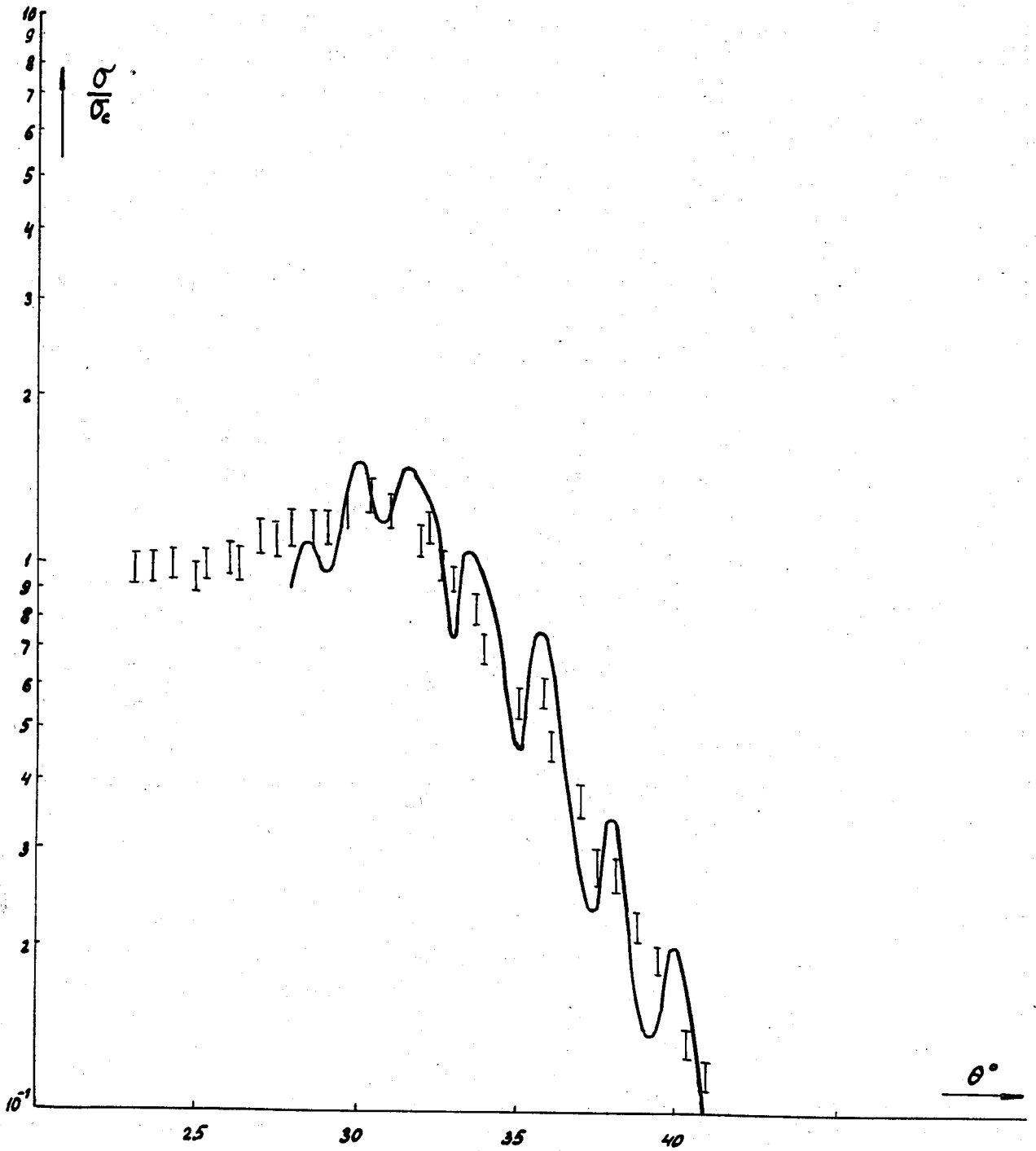


Рис. 1. Упругое рассеяние  $O^{16}$  на  $Au^{197}$ .  
 $E_{с.ц.м.} = 151,7$  Мэв. Малые углы.

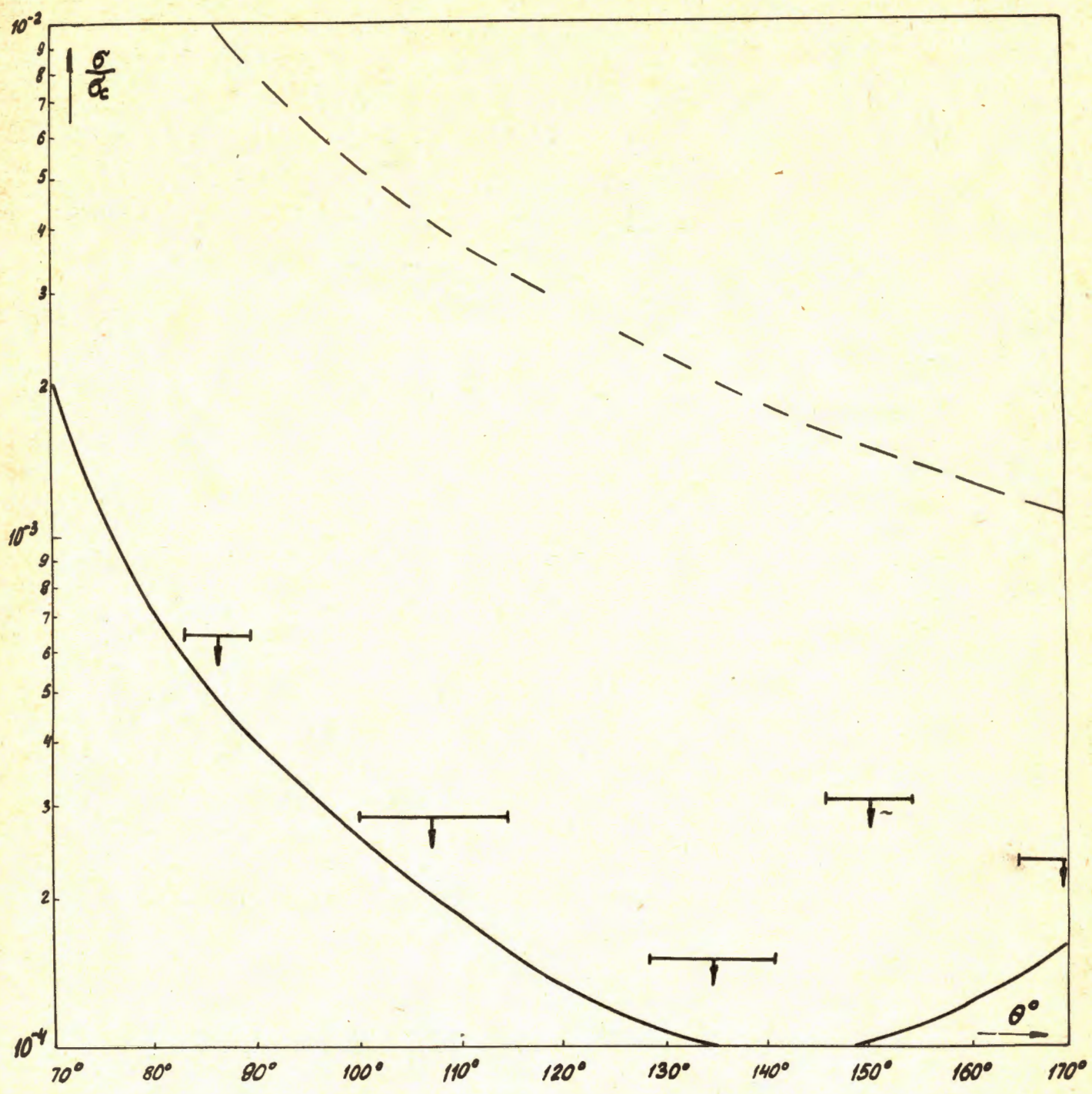


Рис. 2. Упругое рассеяние  $O^{16}$  на  $Au^{197}$ .  
 $E_{с.ц.м.} = 151,7$  Мэв. Большие углы.