



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Б.Н. Калинин, Я. Грабовский

P-1238

**УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ**

Дубна 1983 год

Б.Н. Калинин, Я. Грабовский

Р-1238

**УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ**

Дубна 1963 год

А н н о т а ц и я

На основе предположения о квазиупругом характере столкновения ионов с ядром-мишенью вычисляется угловое распределение продуктов реакции передачи.

При этом используется информация о параметрах ядерного взаимодействия между сталкивающимися ядрами, полученная из квазиклассического анализа экспериментов по упругому рассеянию тяжелых ионов.

Результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

B.N.Kalinkin, Ja.Grabowski

ANGULAR DISTRIBUTION OF TRANSFER REACTION PRODUCTS

Abstract

The angular distribution of the transfer reaction products is calculated on the basis of the assumption about the quasi-elastic character of collision of ions with the target nucleus.

In this case use is made of the information about the parameters of the nuclear interaction between colliding nuclei obtained from the quasi-classical analysis of experiments on the heavy-ions elastic scattering.

Results are in a good agreement with experimental data.

В последнее время в изучении физики реакций между сложными ядрами большое внимание уделяется реакциям передачи. Этот процесс характеризуется тем, что при столкновении сложных ядер происходит переход одного или нескольких нуклонов из одного ядра в другое. Экспериментальные данные, относящиеся к исследованию процессов этого типа, не являются еще достаточно полными и точными, однако, несмотря на это, уже сейчас можно сделать некоторые выводы об их основных качественных особенностях.

1. Угловое распределение продуктов реакции передачи одного нуклона имеет два максимума, один из которых направлен вперед (о его величине судить пока трудно, так как ошибки эксперимента для малых углов очень велики), а положение второго зависит от энергии столкновения. При уменьшении энергии этот максимум сдвигается в сторону больших углов. Однако его положение, а также наличие максимума при $\theta = 0^\circ$, указывает на то, что процесс передачи происходит при "краевом" столкновении атомных ядер. Угловое распределение продуктов реакции передачи нескольких нуклонов было исследовано в работах ^{/1/} и ^{/2/}. Согласно первой из них, угловое распределение имеет ясно выраженный пик вперед. С другой стороны, результаты ^{/2/} свидетельствуют о том, что имеется и второй пик, аналогичный обнаруженному в угловом распределении при передаче одного нуклона.

2. Полное сечение реакции передачи одного нуклона в зависимости от энергии обнаруживает следующую особенность. В области кулоновского барьера сечение резко возрастает при увеличении энергии. При дальнейшем росте энергии его изменение становится более медленным. Зависимость сечения реакции передачи нескольких нуклонов от энергии менее резкая по сравнению со случаем передачи одного нуклона. Обнаружена довольно сильная зависимость полного сечения от величины Q -реакции.

3. Из анализа распределения продуктов реакции передачи по энергиям ^{/3/} следует, что, по-видимому, передаваемые нуклоны могут захватываться не только в основное, но и в возбужденные состояния. Данные этого анализа указывают также на возможность процесса выбивания нуклона.

Перечисленные особенности процесса передачи свидетельствуют о том, что он определяется многими факторами, последовательно учесть которые весьма трудно. Поэтому в данной статье мы используем некоторые приближения.

Будем рассматривать процесс передачи при энергиях, заметно превышающих кулоновский барьер. При потере одного нуклона ядрами типа N^{14} , O^{16} и т.д. процесс можно считать квазиупругим, т.е. пренебречь потерей энергии и массы. Тогда можно использовать результаты квазиклассического анализа упругого рассеяния тяжелых ионов, проведенного в работах ^{/4,5/}. В этих работах было показано, что экспериментальные данные удовлетворительно объясняются квазиклассической теорией упругого рассеяния, учитывающей ядерное взаимодействие между сталкивающимися ядрами, а также наличие сильного поглощения, которое включается уже при периферических столкновениях.

В соответствии с предположением о квазиупругом характере протекания реакции

передачи будем исходить из выражения для амплитуды упругого рассеяния; которую можно представить в виде суммы вкладов от парциальных волн с различными значениями углового момента.

Для фактического вычисления углового распределения продуктов реакции необходимо сделать еще одно предположение. Именно, будем считать, что матричный элемент, связанный с переходом нуклона от одного ядра к другому, пропорционален функции:

$$w(l) = \exp[-a R(l, E)], \quad (1)$$

где a - некоторый параметр, а R - наименьшее расстояние между сталкивающимися ядрами при фиксированных значениях энергии E и углового момента l . При этих условиях R - просто классическая точка поворота. Вид функции (1) выбран на основе учета того факта, что волновые функции нуклона в начальном и конечном состояниях на периферии сталкивающихся ядер уменьшаются, грубо говоря, экспоненциально.

Исходя из этих простых соображений, можно написать выражение для дифференциального сечения реакции передачи:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{\lambda^2}{\sin \theta} \left\{ \left[\sum_{l=l_1+1}^{l_r} w(l) \cdot (l + \frac{1}{2})^{\frac{1}{2}} \cos \left[2\delta_l - (l + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4} \right] \left(\frac{l - l_1}{l_r - l_1} \right)^b + \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{l=l_1+1}^{\infty} w(l) (l + \frac{1}{2})^{\frac{1}{2}} \cos \left[2\delta_l - (l + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4} \right] \right]^2 + \left[\sum_{l=l_1+1}^{l_r} w(l) (l + \frac{1}{2})^{\frac{1}{2}} \sin \left[2\delta_l - (l + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4} \right] \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{l - l_1}{l_r - l_1} \right)^b + \sum_{l=l_1+1}^{\infty} w(l) (l + \frac{1}{2})^{\frac{1}{2}} \sin \left[2\delta_l - (l + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4} \right] \right]^2 \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где фаза δ_l определяется по формуле:

$$2\delta_l = (l - l_1) \left\{ \theta_r - \rho - \rho \cdot \left[\ln \frac{l - l_1}{l_r - l_1} - 1 \right]^2 \right\}. \quad (3)$$

Параметры l_1 , l_r , θ_r и ρ могут быть найдены путем аппроксимации классической функции отклонения $\theta(l)$ с помощью логарифмической параболы:

$$\theta(l) = \theta_r - \rho \left[\ln \frac{l - l_1}{l_r - l_1} \right]^2. \quad (4)$$

Классическая функция отклонения, вычисляемая на электронной машине, есть:

$$\theta(l) = \pi - 2 \int_R^{\infty} \frac{l + \frac{1}{2}}{r^2} \left\{ \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V(r)] - \frac{(l + \frac{1}{2})^2}{r^2} \right\}^{-\frac{1}{2}} dr. \quad (5)$$

Здесь R - классическая точка поворота, $V(r)$ - сумма кулоновского и ядерного потенциалов, описывающих взаимодействие сталкивающихся ядер как целых. В качестве ядерного потенциала используется потенциал Саксона-Вуда:

$$V(r) = -V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right) \right]^{-1} \quad (6)$$

Параметры V_0 , R_0 , a в формуле (6), а также параметр b (см. (2)), соответствующий скорости включения поглощения, могут быть определены на основании анализа экспериментов по упругому рассеянию тяжелых ионов /4,5/.

Таким образом, при рассмотрении углового распределения продуктов реакции передачи величины V_0 , R_0 , a и b следует считать известными, т.е. они не являются параметрами. В качестве параметра, который можно варьировать, выступает величина a (см. (1)).

На основе этих приближений был произведен расчет углового распределения продуктов реакции передачи для двух случаев:



На рис. 1 представлены экспериментальные данные /1/ по угловому распределению ядер O^{15} в реакции $O^{16} + Rh^{103} \rightarrow O^{15} + Rh^{104}$ в зависимости от энергии (лабораторная система). На рис. 2 даны результаты вычислений по формуле (2), проведенные для случая $a = 1,6 \cdot 10^{-11}$. Расчетное угловое распределение передает основные особенности распределения, измеренного экспериментально. Положение пиков с хорошей точностью совпадает с наблюдаемым. Видно также, что с уменьшением энергии высота пиков быстро уменьшается. Следует отметить, что в то время как положение пиков слабо меняется с изменением a в пределах $0,5 \leq a \leq 2$, их относительная высота оказывается более чувствительной.

Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что при $a = 1,6 \cdot 10^{-11}$ скорость уменьшения высоты пиков с уменьшением энергии, полученных на эксперименте, заметно больше теоретической. Однако при вычислении не был учтен эффект Q -реакции. В случае передачи $O^{16} + Rh^{103} \rightarrow O^{15} + Rh^{104}$ эта величина равна $Q = -8,77$ Мэв, т.е. довольно велика. Влияние этого эффекта можно учесть следующим образом. Расчеты показывают, что основной вклад в $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ вносят ~ 15 парциальных волн, больше половины которых соответствуют чисто резерфордским орбитам. Для грубой оценки эффекта Q -реакции можно воспользоваться этим обстоятельством. Именно, в формулу (2) вместо $w(\ell)$, определяемой формулой (1), можно подставить выражение для орбитального кулоновского интеграла, в который, по-прежнему, входит матричный элемент (1):

$$w(\ell) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\mathbf{r}(t) \cdot \boldsymbol{\omega}} e^{i\omega t} dt \approx$$

$$= \frac{a}{v} \left\{ \epsilon [(a'a)^2 + \xi^2]^{-1/2} \right\}^{-1/2} (aa\epsilon [(aa)^2 + \xi^2]^{-1/2} + 1) \times$$

$$\times \exp \left[-aa - \epsilon [(aa)^2 + \xi^2]^{-1/2} - \xi \arctg \frac{\xi}{aa} \right],$$

где

$$\omega = \frac{|Q|}{h}; \quad a = \frac{z_1 z_2 e^2}{2[E(E - |Q|)]^{1/2}}; \quad \xi = \frac{z_1 z_2 e^2}{hv} \left[\left(\frac{E}{E - |Q|} \right)^{1/2} - 1 \right]; \quad \epsilon = \frac{R}{a} - 1, \quad (7)$$

$R(\ell) \approx R(\ell_r)$, $r(t)$ — соответствует резерфордской орбите.

Следует заметить, что использование формулы (7) вместо (1) связано не только с учетом Q -реакции, но и с перенормировкой функции $w(\ell)$. Действительно, $w(\ell)$, определяемая по (1), зависит от $R(\ell, E)$, где R - расстояние наибольшего сближения ядер при фиксированной энергии E и моменте ℓ . Напротив, формула (7) соответствует предположению, что новая функция $w(\ell)$ пропорциональна интегралу по траектории.

Угловое распределение, вычисленное для реакции $O^{16} + Rh^{103} \rightarrow O^{15} + Rh^{104}$ с учетом этой поправки, дано на рис. 3. Из рисунка видно, что оно находится в лучшем согласии с экспериментом.

Представляет интерес использовать полученные результаты для выяснения зависимости полного сечения реакции передачи от энергии в рамках данной модели. На рис. 4 представлены экспериментальные и теоретические данные о полном сечении. Так как угловое распределение было вычислено в произвольных единицах, то для удобства сравнения теоретическая кривая $\sigma(E)$ была нормирована к экспериментальной в точке $E_{\text{лаб.}} = 180$ Мэв (на рис. 4 энергия дана в системе центра масс). Пунктирная кривая соответствует $\sigma(E)$, вычисленному для случая, когда $w(\ell)$ определяется формулой (1), сплошная кривая - формулой (7). Зависимость $\sigma(E)$ от энергии согласуется с экспериментальными данными, причем согласие значительно улучшается, если принять во внимание эффект Q -реакции.

Аналогичные вычисления были проведены для реакции передачи одного нейтрона $N^{14} + Au^{197} \rightarrow N^{13} + Au^{198}$. На рис. 5 приведены экспериментальные данные по угловому распределению ядер N^{13} в зависимости от энергии (энергия дана в системе центра масс)^{3/}. На рис. 6 и 7 представлены теоретические результаты для значения $a = 0,7 \cdot f^{-1}$; $w(\ell)$ определяется формулой (1) и формулой (7), соответственно. Из сравнения рис. 5, 6 и 7 можно видеть, что теоретические результаты по угловому распределению находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Анализ зависимости полного сечения от энергии также указывает на хорошее согласие между теорией и экспериментом - рис. 8. Модификация функции $w(\ell)$ с помощью формулы (7) приводит, однако к противоположному эффекту: кривая $\sigma(E)$, вычисленная с помощью (7), идет несколько выше кривой $\sigma(E)$, вычисленной с помощью (1). В данном случае $Q = -4,06$ Мэв, т.е. значительно меньше, и основную роль играет перенормировка, соответствующая предположению о пропорциональности матричного элемента интегралу на орбите.

Заметим, что значения параметра a , приводящие к хорошему согласию с экспериментом в реакциях $O^{16} + Rh^{103} \rightarrow O^{15} + Rh^{104}$ и $N^{14} + Au^{197} \rightarrow N^{13} + Au^{198}$ заметно отличаются друг от друга: в первом случае $a = 1,6 \cdot f^{-1}$, во втором $a = 0,7 \cdot f^{-1}$.

По-видимому, это обстоятельство является отражением того факта, что значение энергии связи нейтрона в начальном и конечном состояниях в обоих случаях заметно отличаются:

Ядро	O^{16}	Rh^{104}	N^{14}	Au^{198}
E_n (Мэв)	-15,59	-6,82	-10,55	-6,50

В случае передачи нескольких нуклонов в матричный элемент перехода будет входить произведение нескольких нуклонных функций. Вследствие этого расстояние, на котором указанный процесс станет существенным, будет значительно меньше, чем в случае однонуклонной передачи. Значение a будет много больше. Разумеется, предположение о квазиупругом характере столкновения ядер в этом случае будет весьма грубым.

На рис. 9 представлены кривые для углового распределения продуктов передачи, полученные для нескольких значений параметра a в конкретном случае столкновения ядер O^{16} и Rh^{103} при энергии $E_{\text{лаб.}} = 160$ Мэв. При значительном изменении a форма углового распределения сильно меняется. В частности, при $a = 4,0 \cdot f^{-1}$ угловое распределение имеет резкий максимум вперед.

Аналогичный результат был получен в работе^{/6/}, основанной на значительных упрощениях и использовании дополнительных параметров.

Таким образом, используя описанную выше картину, можно понять основные особенности углового распределения в зависимости от энергии и общий ход полного сечения в реакциях передачи.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Н.Ю.Шуриковой за помощь в численных расчетах.

Л и т е р а т у р а

1. R.Kaufmann, R.Wolfgang. Proc. of the Second Conference on Reactions Between Complex Nuclei, 1960. John Wiley and Sons, Inc., New York, London.
2. Г. Кумпф, Е.Д. Донец. Препринт ОИЯИ, Р-1071 (1962).
3. J.A.McIntyre, F.C.Jobs, T.L.Watts. Proc. of the Second Conference on Reactions Between Complex Nuclei. 1960. John Wiley and Sons, Inc., New York, London.
4. Б.Н. Калинин, Б.И. Пустыльник. Препринт ОИЯИ, Р-989 (1962). Направлено в Acta Physica Polonica.
5. Б.Н. Калинин, Т.П. Кочкина, Б.И. Пустыльник (в печати).
6. T.Kammuri, Progr. Theor. Phys. 28, 934 (1962).

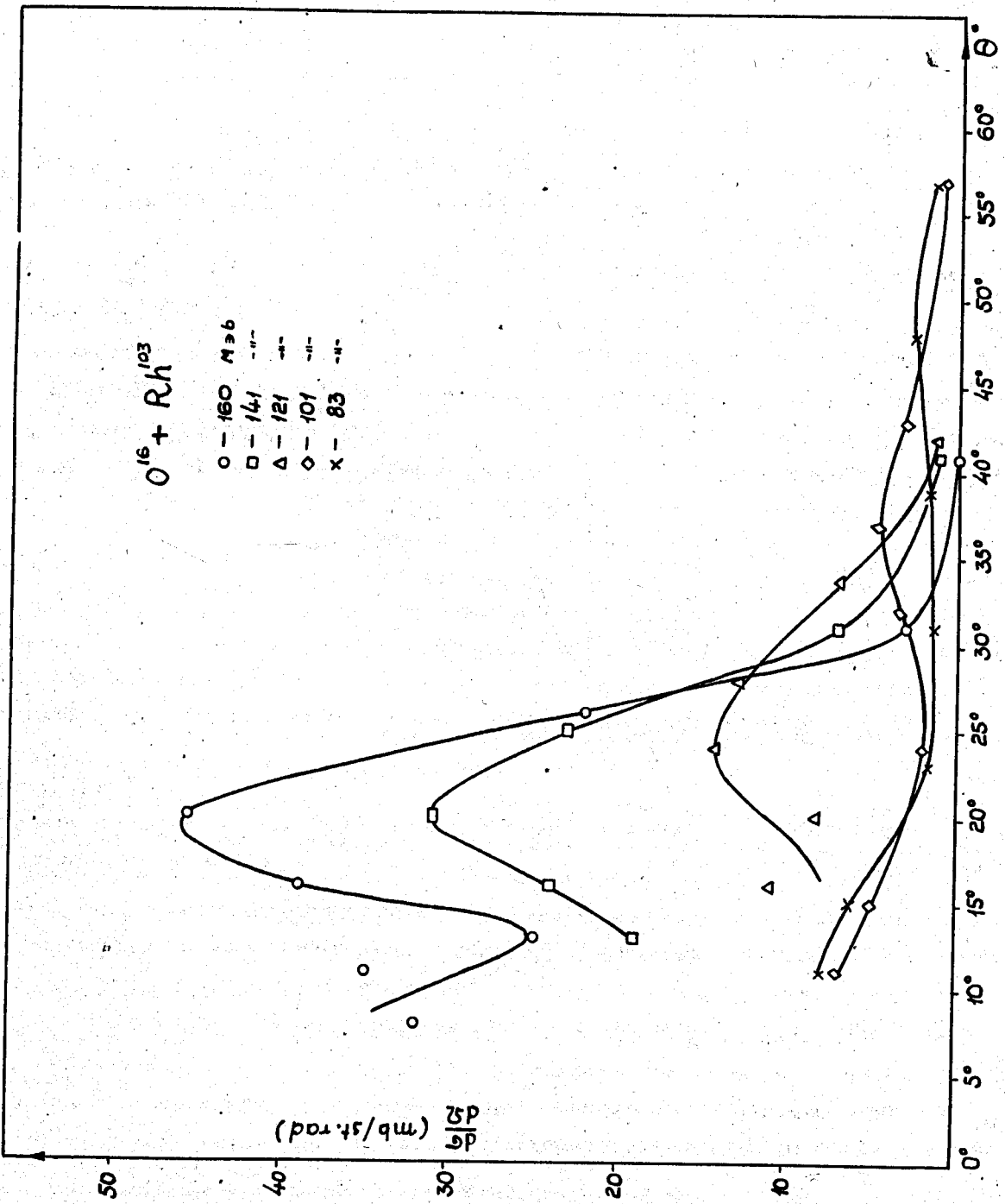
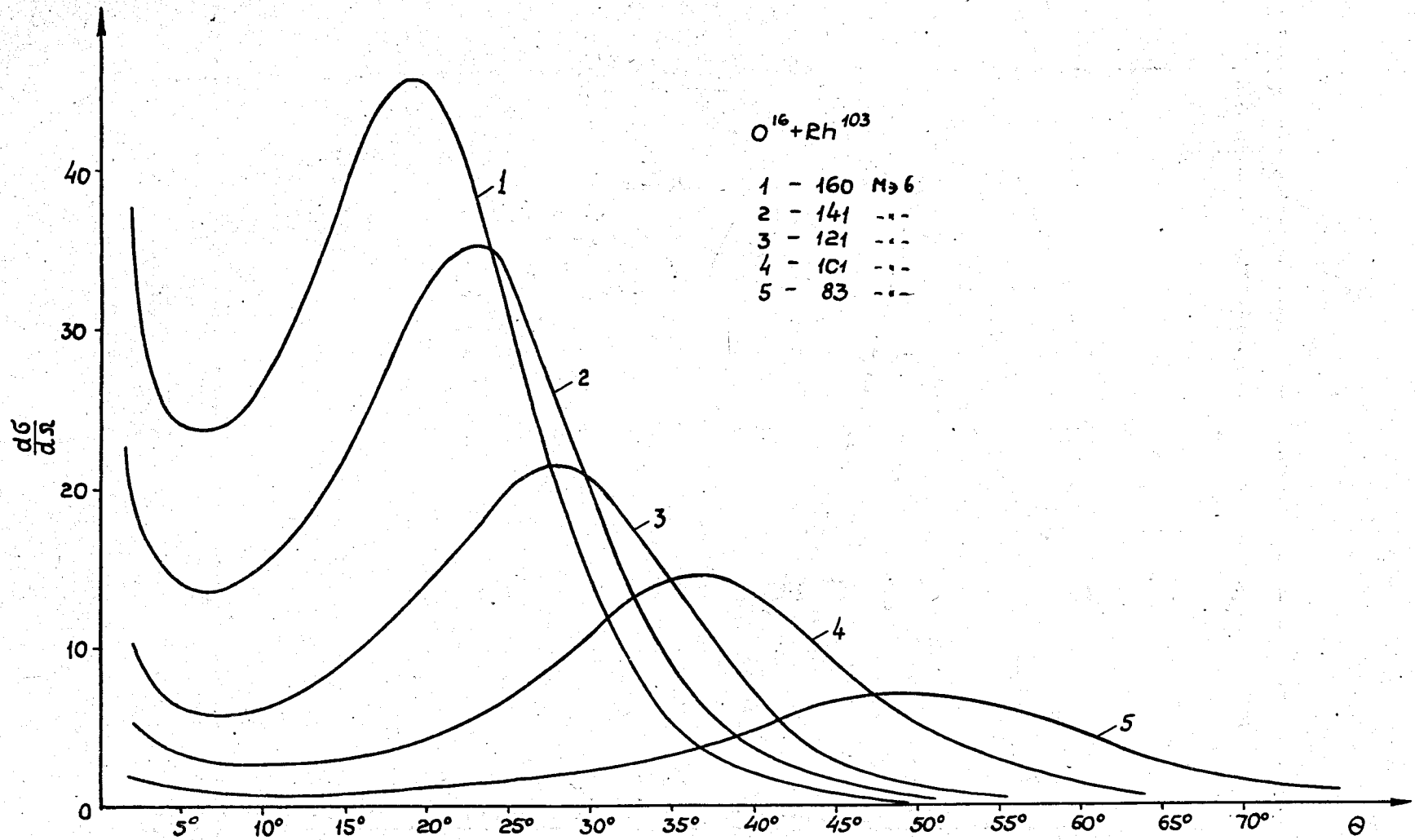


Рис. 1



$O^{16} + Rh^{103}$
 1 - 160 M \Rightarrow 6
 2 - 141 ---
 3 - 121 ---
 4 - 101 ---
 5 - 83 ---

Рис. 2

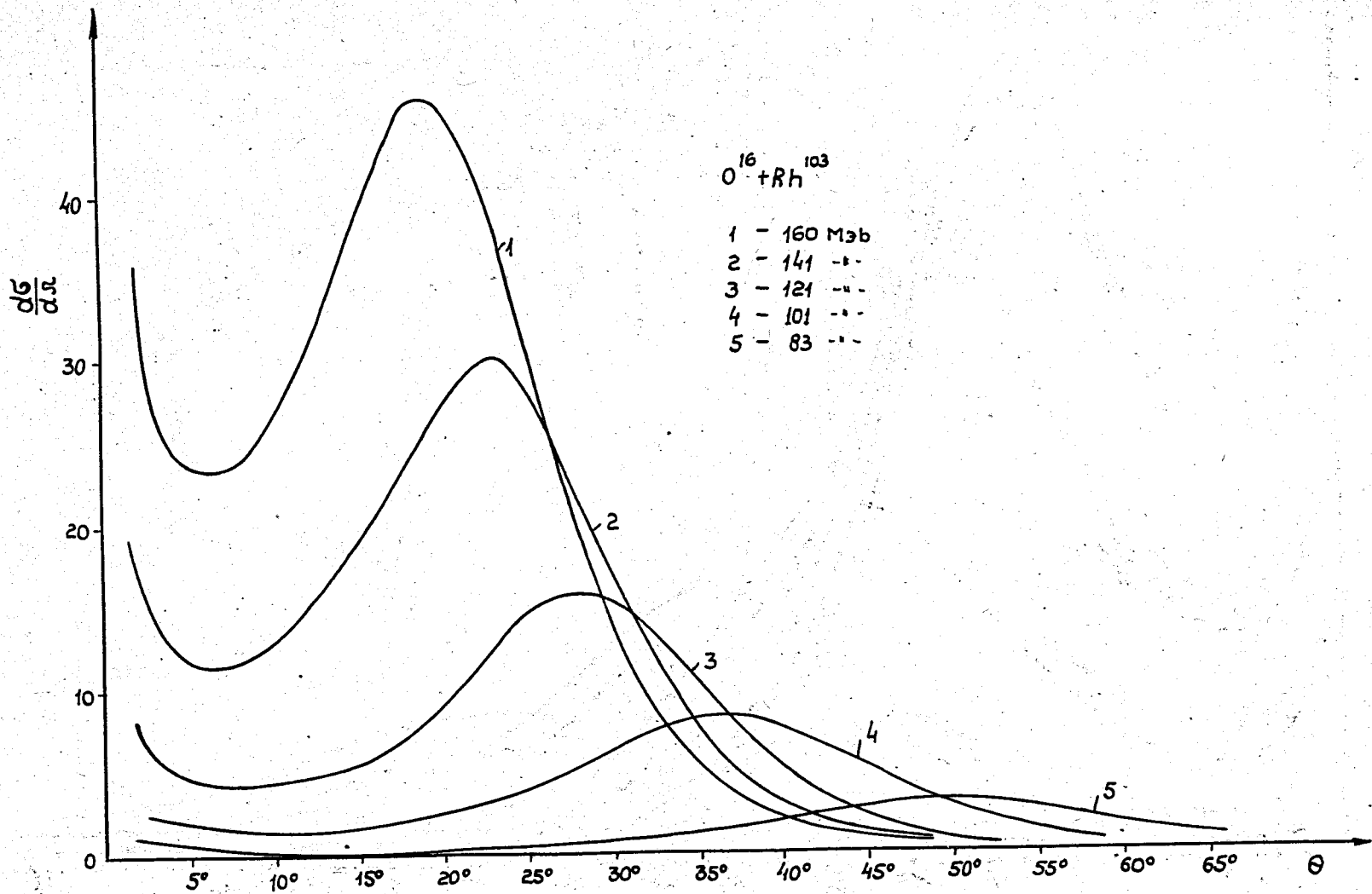


Рис. 3

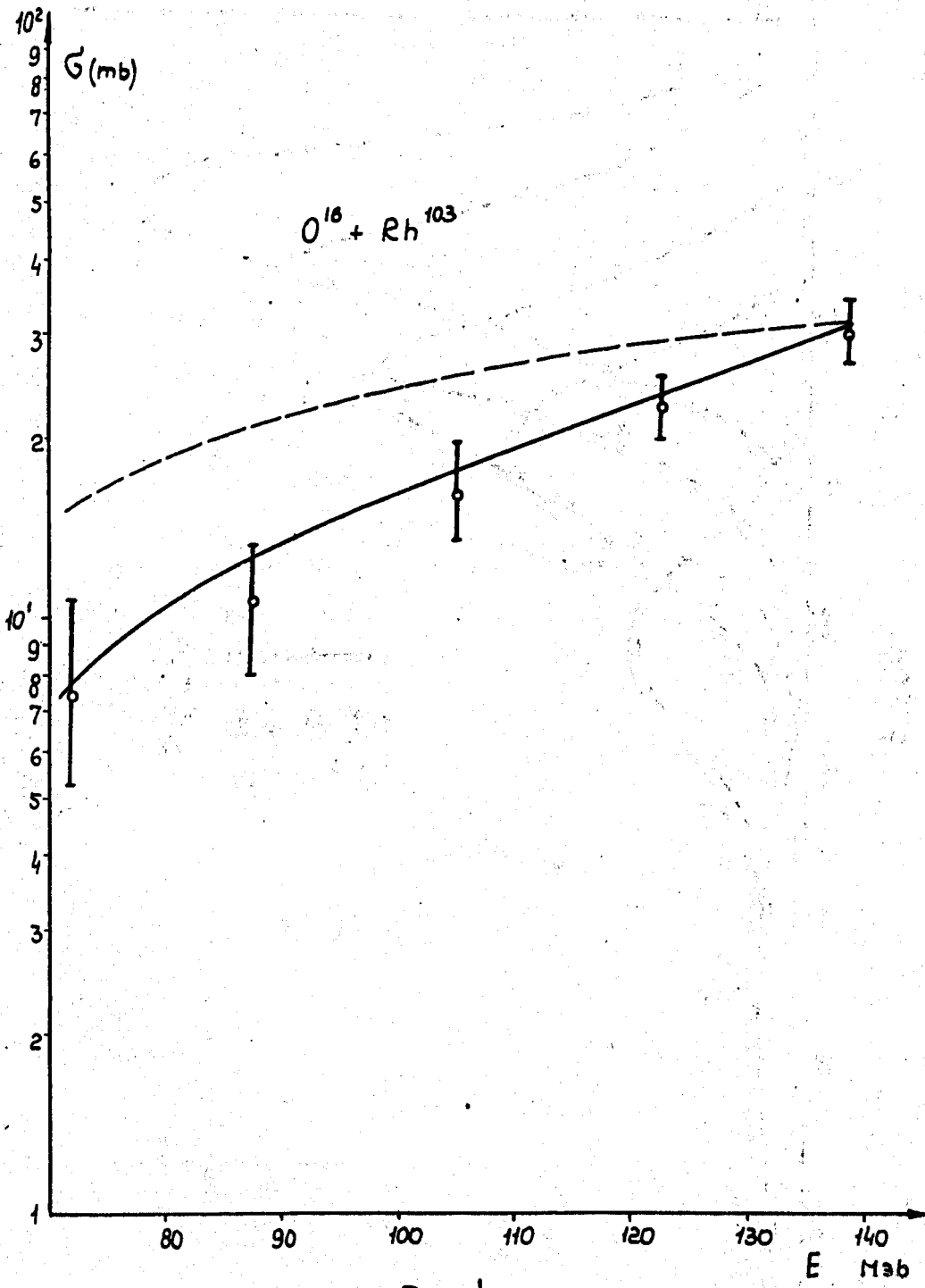
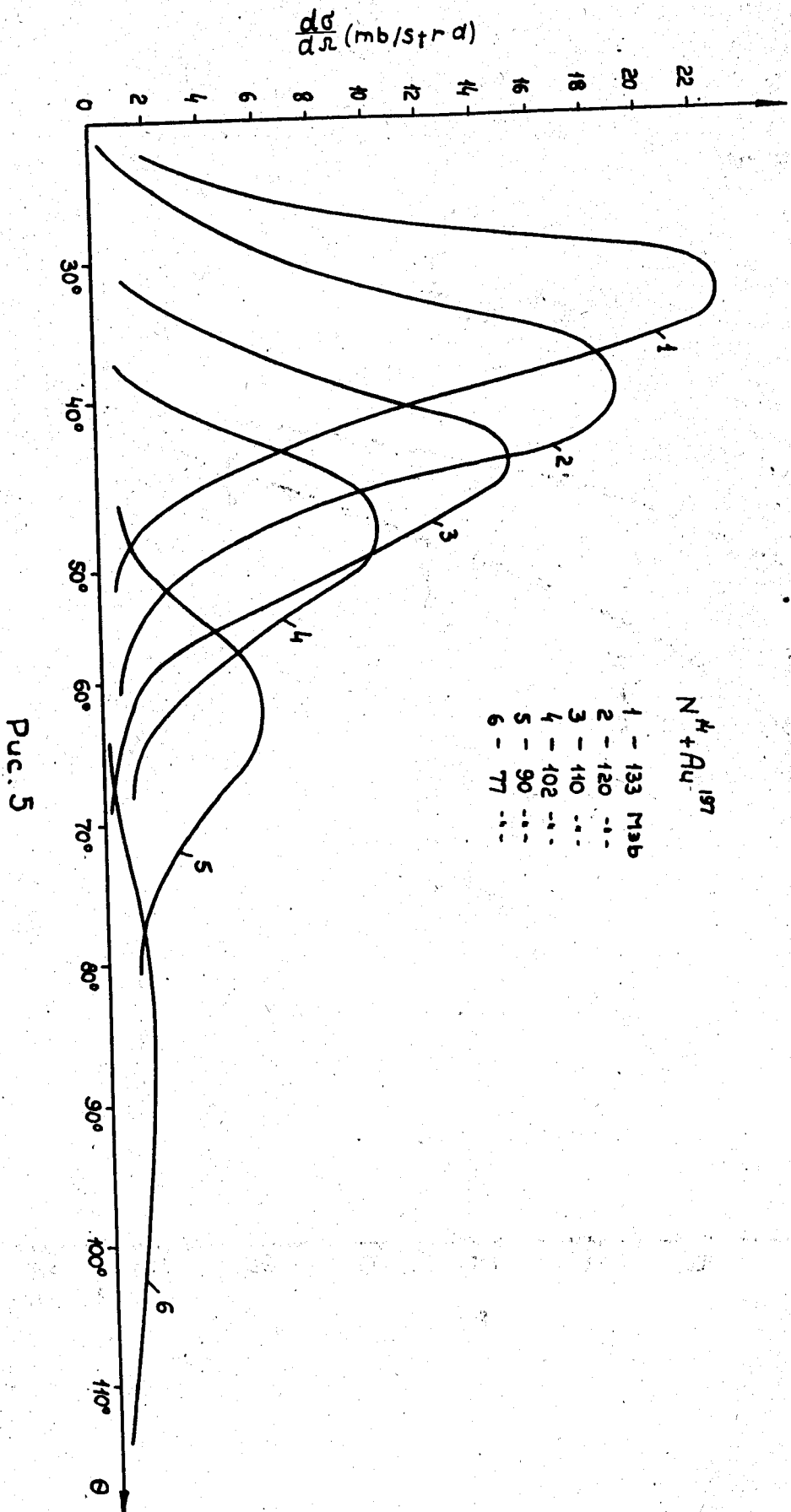


Рис. 4



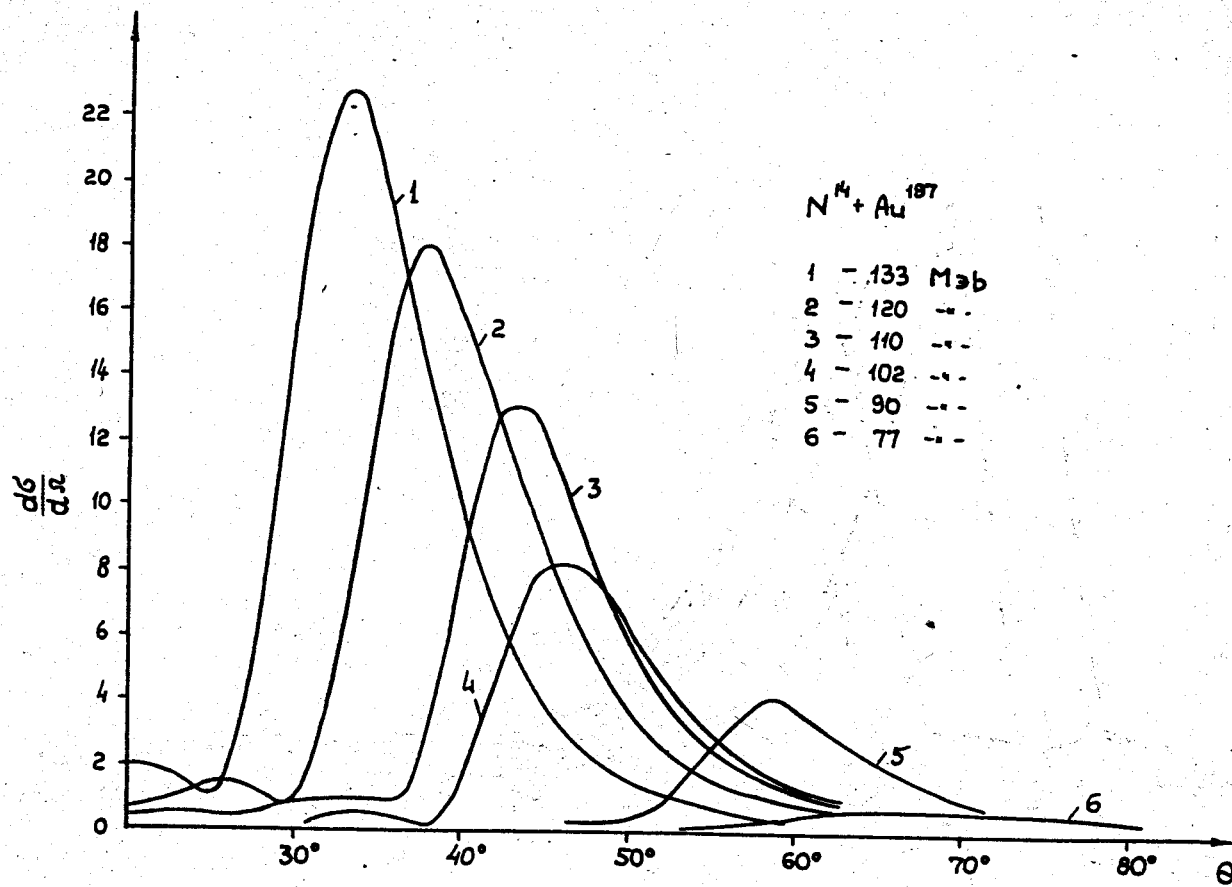


Рис. 6

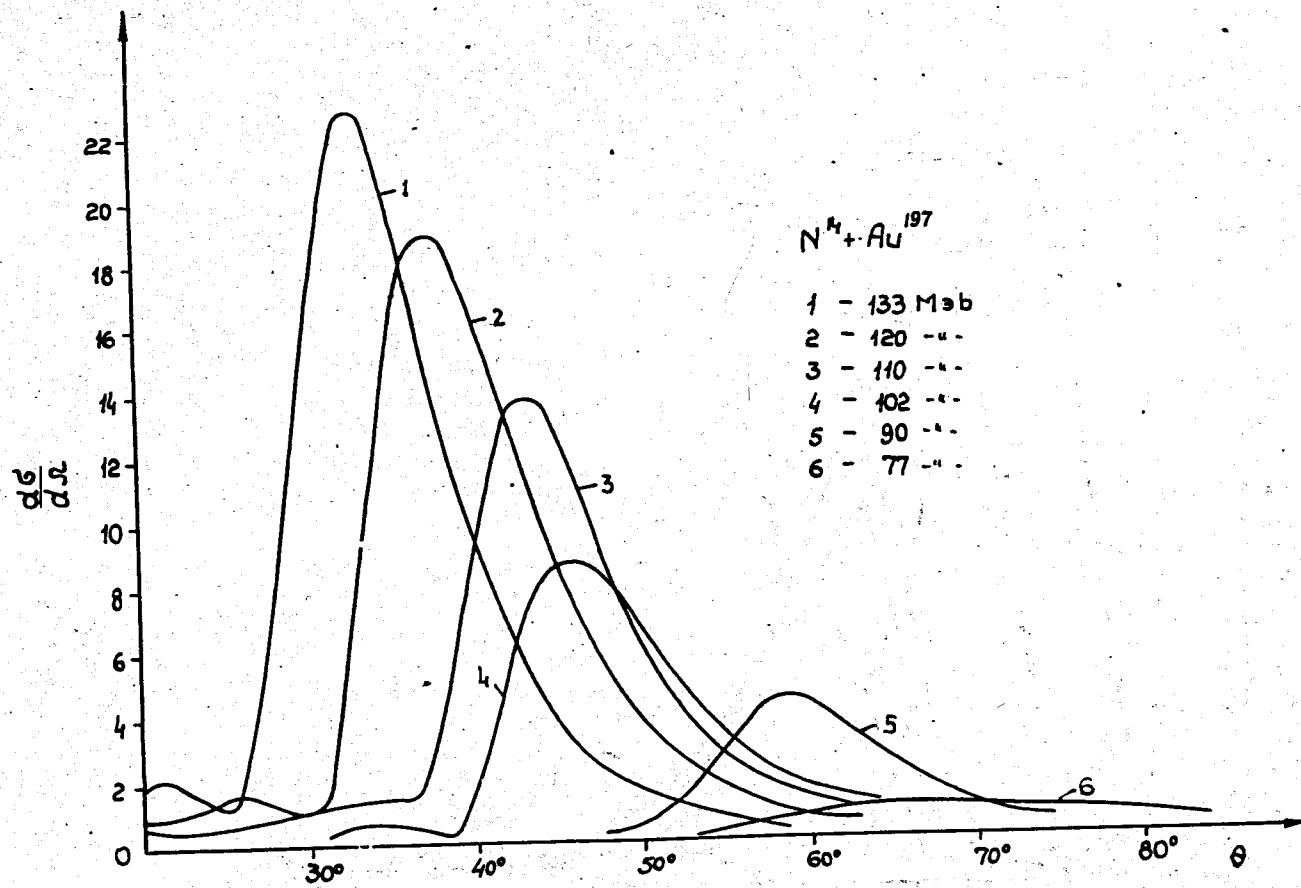


Рис. 7

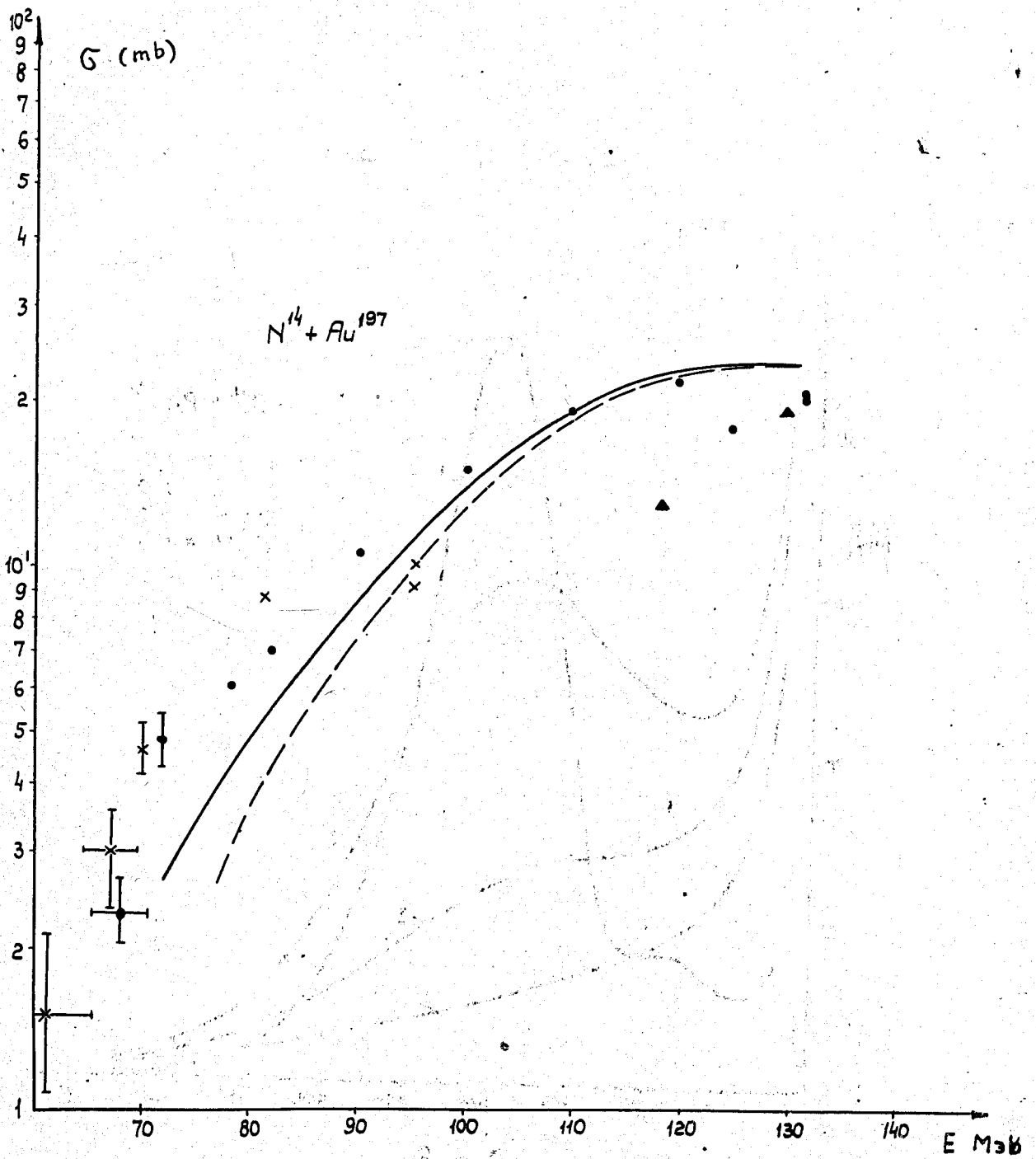


Рис. 8

