

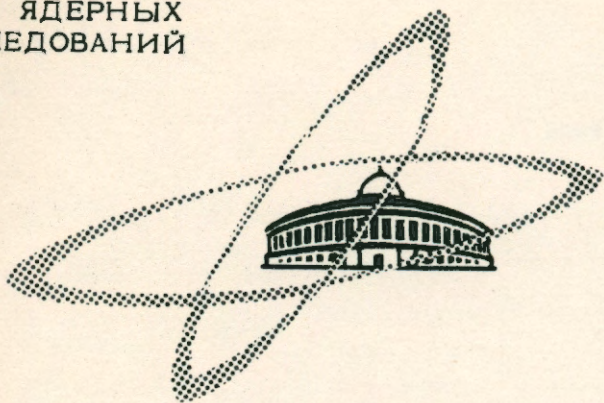
2298

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2298



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Б.Н. Калинин, Я. Грабовский

К ВОПРОСУ ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ

1965

2288

Б.Н. Калинин, Я. Грабовский^{x/}

К ВОПРОСУ ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ

Направлено в "Physics Letters"

^{x/} Институт Ядерной физики, Краков, Польша.

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

В работах /1-3/ была развита квазиклассическая теория углового распределения продуктов реакции передачи при $E > V_D$, на основе которой удалось выяснить ряд его важных особенностей. Результаты теоретических расчетов находятся в очень хорошем согласии с экспериментальными данными, относящимися к общему виду угловых распределений, положению главного максимума и его зависимости от энергии, поведению полного сечения и роли поправок на потерю энергии, заряда и массы.

Все это позволяет сделать вывод о том, что теория правильно отражает сущность процесса передачи. Поэтому естественно использовать ее для дальнейших исследований.

В этой статье мы рассмотрим некоторые вопросы, оставшиеся ранее вне поля зрения. При этом мы ограничимся случаем одно- или двухуклонной передачи.

1. В работе /3/ нами было рассмотрено угловое распределение продуктов передачи в заднюю полусферу. В полном согласии с экспериментом /4,5/ обнаружены подъем кривой $d\sigma/d\Omega$ при $\Theta \rightarrow \pi$, а также небольшие осцилляции. Важно отметить, что эти результаты получены с помощью общей теории углового распределения в реакциях прямого типа без дополнительных предположений о наличии побочных механизмов. Поэтому на данном этапе нет необходимости приписывать появление упомянутых выше осцилляций возникновению квазисвязанных состояний в системе двух сталкивающихся ядер (как это было сделано в /4/).

Представляет интерес выявить причину появления этих осцилляций на основе существующей теории. С этой целью был предпринят расчет углового распределения продуктов малонуклонной передачи в реакции $Ne^{20} + Au^{197}$ (см. /3/, рис. 5) с фиксированным параметром $\alpha = 1 \cdot f^{-1}$ для различных значений параметра γ (здесь и в дальнейшем используются ранее введенные обозначения).

Напомним, что параметр γ введен в теорию для описания плавности включения поглощения при периферических столкновениях ядер, которое соответствует включению целого ряда конкурирующих процессов. Значение этого параметра, полученное феноменологическим путем из анализа данных по упругому рассеянию сложных ядер, составляет $\gamma = 2 \cdot f^{-1}$. Варьируя значение γ , мы имеем возможность выяснить влияние

степени поглощения в граничном слое на вид углового распределения реакции передачи.

На рис. 1 даны результаты расчетов по формуле (17) работы [3] при $a = 1, f^{-1}$ для $\gamma = 2,5; 2,0$ и $1,1 f^{-1}$. Из рисунка ясно видно, что при увеличении γ осцилляции кривой $d\sigma/d\Omega$ на больших углах сглаживаются. Напротив, при уменьшении значения параметра γ они становятся более четкими.

Причину такого поведения кривой $d\sigma/d\Omega$ в зависимости от γ понять трудно. Действительно, в пределе $\gamma \rightarrow 0$ мы имели бы дело с вариантом теории, в которой предполагалось бы наличие резкого обрезания суммирования по парциальным волнам в амплитуде перехода. Этот случай соответствует дифракционной теории, которая, как хорошо известно, приводит к кривым углового распределения, осциллирующим в зависимости от угла.

Таким образом, слабые осцилляции кривой $d\sigma/d\Omega$ на больших углах являются следствием дифракционных эффектов.

2. Рассмотрим зависимость полуширины Γ главного максимума в угловом распределении от энергии. Так как в данном случае нас не интересуют осциллирующие члены в $d\sigma/d\Omega$, оказывающие слабое влияние на Γ , то можно использовать приближение, в котором окончательные результаты получаются в наиболее простом виде.

Для этого входящий в амплитуду перехода

$$T_{II} = \sum_{\ell=\ell_1}^{\infty} (2\ell+1) e^{2i\delta\ell} P_{\ell}(\cos\theta) e^{-a(\ell-\ell_1)a} \quad (1)$$

множитель, зависящий от мнимой части фазы, запишем в виде:

$$\exp(-2\text{Im}\delta\ell) \approx 1 - \exp[-\gamma a(\ell-\ell_1)] \quad (2)$$

Переходя в выражении для амплитуды (1) от суммирования к интегрированию по $d\ell$ и используя малость аргументов типа $a\ell$ и γa ($a=1/k$), для полуширины получим простую формулу:

$$\Gamma = \frac{2a a (a\alpha + a\gamma)}{\sqrt{(a\alpha)^2 + (a\alpha + a\gamma)^2}} \quad (3)$$

На рис. 2 дана кривая $\Gamma(E)$. Мы видим, что с увеличением энергии ширина Γ главного пика уменьшается. Приближенно эту зависимость можно представить в виде $\Gamma = 1/\sqrt{E}$. Расчетная кривая $\Gamma(E)$ падает с увеличением энергии несколько быстрее, чем $1/\sqrt{E}$.

Этот вывод хорошо согласуется с экспериментальными данными [8].

3. Представляет интерес исследовать форму углового распределения в пределе $\theta \rightarrow 0^\circ$. В этом пределе при $\ell \gg 1$ (это всегда хорошо выполняется) для $P_{\ell}(\cos\theta)$ вместо обычного представления $[\frac{1}{2}(\ell + \frac{1}{2})\pi \sin\theta]^{-1/2} \sin[(\ell + \frac{1}{2})\theta + \pi/4]$ имеем:

$$P_{\ell}(\cos\theta) = J_0[(\ell + \frac{1}{2})\theta], \quad (4)$$

где J_0 - функция Бесселя. Так как основной вклад в амплитуду (1) вносят члены, для которых выполняется условие:

$$a a (\ell - \ell_1) = 1, \quad \text{то } \ell - \ell_1 = 1/a a = k/a \approx 10.$$

Обычно $\ell_1 \gg 10$. Поэтому при $\ell_1 \theta < 1$ функцию $J_0(\ell\theta)$ можно вынести за знак суммирования в амплитуде, положив $J_0(\ell\theta) = J_0(\ell_1\theta)$.

Следовательно, для углового распределения в пределе $\theta = 0^\circ$ имеем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = J_0^2(\ell_1\theta) \approx 1 - \frac{(\ell_1\theta)^2}{2} \quad (5)$$

4. Наконец, исследуем отношение сечений при $\theta = 0^\circ$ и $\theta = \theta_k$ как функцию от энергии столкновения E и параметра a .

Используя приближение (2), для $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta=0)$ получим:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta=0) \approx \ell_1^2 \frac{\text{Ch}(a\gamma) - 1}{[\text{Ch}(a\alpha) - \cos\theta_k][\text{Ch}(a\alpha + a\gamma) - \cos\theta_k]} \quad (6)$$

Поступая аналогично, для $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta=\theta_k)$ имеем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta=\theta_k) \approx \frac{\ell_1}{2\pi \sin\theta_k} \frac{\text{Ch}(a\gamma) - 1}{[\text{Ch}(a\alpha) - 1][\text{Ch}(a\alpha + a\gamma) - 1]} \quad (7)$$

Таким образом, для искомого отношения можно написать формулу:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(0) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_k) \right] = \phi = 2\pi \ell_1 \sin \theta_k \frac{\text{Ch}(a\alpha) - 1}{\text{Ch}(a\alpha) - \text{Cos}\theta_k} \cdot \frac{\text{Ch}(a\alpha + a\gamma) - 1}{\text{Ch}(a\alpha + a\gamma) - \text{Cos}\theta_k} \quad (8)$$

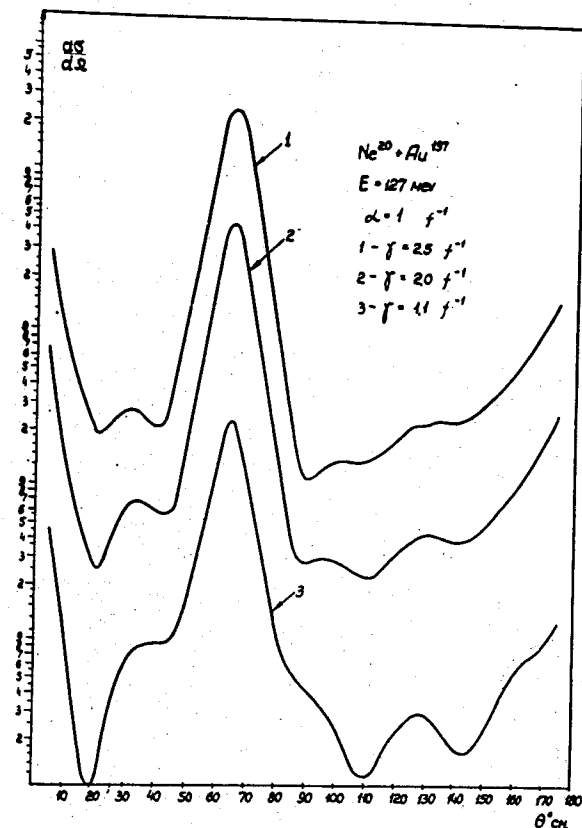
На рис. 3 даны кривые $\phi(a, E)$ в зависимости от энергии E при различных значениях $a = 0,75; 1,0; 1,5 \text{ f}^{-1}$. При увеличении энергии отношение ϕ растет.

Рост ϕ наблюдается и с увеличением значения a при фиксированной энергии (рис. 4). Этот вывод согласуется с экспериментом /7/.

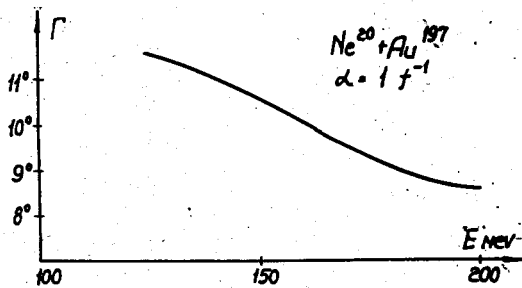
Л и т е р а т у р а

1. B.N.Kalinkin, J.Grabowski. Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei (University of California Press, Berkeley, 1963).
2. J.Grabowski, B.N.Kalinkin and N.F.Markova. Nucl. Phys., 65, 294 (1965).
3. Я. Грабовский, Б.Н. Калинкин, Я.Ф. 1, 215, 1965.
4. Э. Ложински. Препринт ОИЯИ Р-1841, Дубна (1984).
5. R.Bock, H.H.Duham, M.Grosse-Schulte and R.Rudel. Preprint Max-Planck Institut fur Kernphysik, Heidelberg, 1965/V/6.
6. J.A.McIntyre, F.G.Jobes, T.L.Watts. Proc. of the Second Conf. on Reactions between Complex Nuclei, John Wiley and Sons, N.Y. 1960.
7. R.Kaufmann, R.Wolfgang. Phys. Rev., 121, 206 (1961).

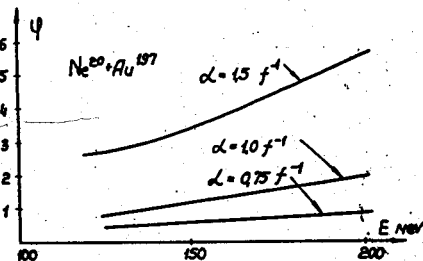
Рукопись поступила в издательский отдел
23 июля 1985 г.



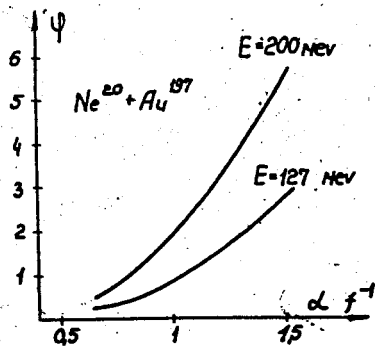
Р и с. 1. Угловое распределение продуктов реакции передачи, происходящей при столкновении ядер Ne^{20} и Au^{197} . Зависимость от параметра γ .



Р и с. 2. Зависимость полуширины главного максимума от энергии столкновения.



Р и с. 3. Зависимость ϕ от энергии E .



Р и с. 4. Зависимость ϕ от α .