

С 343а

18/

Г-202

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2664



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ф.А. Гареев, Я. Грабовский, Б.Н. Калинин

ДИФРАКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В УГЛОВОМ
РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПРОДУКТОВ
РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ

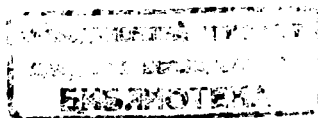
1966

P-2884

Ф.А. Гареев, Я. Гребовский, Б.Н. Калинин

**ДИФРАКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В УГЛОВОМ
РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПРОДУКТОВ
РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"



4200/1, нр

Теоретический анализ^{/1-4/} экспериментальных данных по угловому распределению продуктов реакции передачи при $E > V_B$ показал, что для описания процесса можно с успехом применять квазиклассическое приближение. Квазиклассическая теория удовлетворительно описывает основные черты реакции: общий вид углового распределения, положение и полуширину главного максимума в зависимости от энергии, поведение полного сечения и роль поправок, учитывающих потерю энергии, массы и заряда.

Поэтому можно считать, что квазиклассическая теория правильно отражает суть динамики реакций передачи, а ее дальнейшее использование является оправданным.

С этой точки зрения весьма интересно рассмотреть эффект, обнаруженный в недавней работе^{/5/}, выполненной в ОИЯИ.

В угловом распределении продуктов передачи на легком ядре-мишени при умеренных энергиях были наблюдаемы осцилляции с малым периодом.

Следуя работе^{/2/}, запишем амплитуду передачи в виде:

$$T_{if} = (\sin \theta)^{-1/2} [\exp(i\phi(\theta)) \cdot f(\theta_k + \theta) - \exp(-i\phi(\theta)) \cdot f(\theta_k - \theta)] , \quad (1)$$

где

$$\phi(\theta) = (\ell_1 + \frac{1}{2})\theta + \pi/4 ,$$

$$f(x) = \sum_{\ell=\ell_1}^{\ell_k} (2\ell+1)^{1/2} \exp[(\ell-\ell_k)(ix - a/k)] \cdot A_\ell + \quad (2)$$

$$+ \sum_{\ell_k+1}^{\infty} (2\ell+1)^{1/2} \exp[(\ell-\ell_k)(ix - a/k)] . \quad (3)$$

Согласно^{/8/} фактор поглощения A_ℓ равен:

$$A_\ell = \begin{cases} 1 & \ell < \ell_1 \\ \left(\frac{\ell - \ell_1}{\ell_k - \ell_1} \right)^{3/2} & \ell_1 \leq \ell \leq \ell_k \\ 0 & \ell_k \leq \ell \end{cases} \quad (4)$$

Как видно из (4), парциальные волны полностью поглощаются при $\ell \leq \ell_1$. Поглощение плавно уменьшается с ростом ℓ в зоне, где существенны ядерные силы

($l_1 \leq l \leq l_k$). Оно полностью отсутствует для парциальных волн с $l \geq l_k$.

Параметр a характеризует скорость уменьшения матричного элемента перехода при увеличении взаимного расстояния между ядрами $^{1/1}$.

Остальные величины, входящие в (1), (2) и (3), определяются с помощью соотношений:

$$\theta_k = 2 \operatorname{arctg}(\eta/l_k) ; \quad \eta = 0,158 \cdot z_1 z_2 [A_1 A_2 / E(A_1 + A_2)]^{1/2} ;$$

$$k = 1,39 \cdot \eta \cdot E / z_1 z_2 ; \quad l_k^3 = k(R_0 + 2,2) \cdot [k(R_0 + 2,2) - 2\eta] ;$$

$$l_1^3 = [(p-1) \cdot l_k^3 - \eta^3] / p ; \quad p = 1 + \frac{20}{E} \left(\frac{R_0}{2,2} \right)^2 ;$$

$$R_0 = 1,27 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) .$$

Поскольку значения величин θ_k , l_1 , l_k и k в начальном и конечном каналах несколько отличаются друг от друга, то удобнее использовать их эффективные значения:

$$\theta_k^{\text{эфф.}} = \frac{1}{2} (\theta_k^i + \theta_k^f) ; \quad l_1 = \frac{1}{2} (l_1^i + l_1^f) .$$

(6)

$$l_k^{\text{эфф.}} = \frac{1}{2} (l_k^i + l_k^f) ; \quad k = \frac{2k_i k_f}{k_i + k_f} .$$

Тогда для углового распределения получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\sin \theta} [& f^*(\theta_k^{\text{эфф.}} + \theta) \cdot f(\theta_k^{\text{эфф.}} + \theta) - f^*(\theta_k^{\text{эфф.}} - \theta) f(\theta_k^{\text{эфф.}} - \theta) - \\ & - f^*(\theta_k^{\text{эфф.}} - \theta) f(\theta_k^{\text{эфф.}} + \theta) \cdot \exp[-2i\phi(\theta)] - \\ & - f(\theta_k^{\text{эфф.}} - \theta) f^*(\theta_k^{\text{эфф.}} + \theta) \exp[2i\phi(\theta)]] . \end{aligned} \quad (7)$$

Из (3) видно, что функция $f(\theta)$ является плавной. Осцилляции в угловом распределении обусловлены наличием функции $\exp[+2i\phi(\theta)]$. Период осцилляций θ определяется из соотношения

$$\theta_0 \approx \pi / l_1^{\text{эфф.}} . \quad (8)$$

В работе $^{1/5/}$ изучался процесс передачи протона в реакции $\Lambda l^{27} (\text{C}^{12}, \text{N}^{14}) \text{Mg}^{26}$

при энергиях 55,4, 48,7 и 40,8 Мэв. В двух первых случаях обнаружены осцилляции с периодом $\theta_0 = 6,5$ и $7,5^\circ$. Их амплитуда быстро затухает с увеличением угла θ . При энергии 40,8 Мэв периодическая структура практически полностью исчезает.

На рис. 1 представлены экспериментальные данные и теоретическая кривая ($\alpha = 0,8$), вычисленная по формуле (7), для углового распределения ядер N^{18} , образующихся при энергии столкновения $E = 55,4$ Мэв. Видно, что расчетная кривая хорошо передает общую картину, наблюдаемую на опыте. Четко выраженные осцилляции имеют правильный период. Эти осцилляции затухают при увеличении угла θ . Кроме того, скорость уменьшения $d\sigma/d\Omega$ с ростом θ в среднем та же, что наблюдаемая.

Однако глубина осцилляций расчетной кривой заметно больше. И это не удивительно, так как при вычислениях не учитывался разброс по углу, обусловленный наличием конечной ширины в энергетическом спектре ядра-продукта N^{18} . Полуширина спектра по порядку величины равна ≈ 4 Мэв. Разброс по углу в конечном канале оказывается равным $\Delta\theta = 3^\circ, 4^\circ$ и $7,5^\circ$ для энергий 55,4 Мэв, 48,7 Мэв и 40,8 Мэв, соответственно. Поэтому угловое распределение (7) необходимо усреднить по интервалу углов $\Delta\theta$.

На рис. 2 даны усредненные таким образом расчетные кривые и экспериментальные данные. Видно, что амплитуда осцилляций уменьшается и становится близкой по величине к наблюдаемой. В соответствии с экспериментальными данными теоретическая кривая для энергии $E = 40,8$ Мэв утрачивает осциллирующий характер. (В данном случае интервал усреднения приближенно равен периоду осцилляций $\Delta\theta = \theta_0$).

Эффект исчезновения осцилляций, обусловленный увеличением разброса по углам $\Delta\theta$, очень ясно проявляется и в другом случае - в реакции передачи нейтрона $Al^{27}(C^{12}, C^{11})Al^{28}$, $E = 55,4$ Мэв^{15/}. Здесь полуширина энергетического спектра составляет ≈ 8 Мэв, а $\Delta\theta = 7,5^\circ > \theta_0 = 6,5^\circ$. Экспериментальные данные и теоретическая кривая представлены на рис. 3.

Таким образом, теория и эксперимент находятся в очень хорошем согласии. Из приведенного рассмотрения ясно, почему в прежних экспериментах осциллирующий характер $d\sigma/d\Omega$ не проявляется.

Во-первых, измерения производились с плохим угловым разрешением ($\Delta\theta = 2-3^\circ$).

Во-вторых, рассматривались реакции передачи на средних и тяжелых ядрах - мишенях при значительных энергиях столкновения. В этих условиях период осцилляций был весьма мал: $\theta_0 = \frac{\pi}{t_1} = 2-3^\circ$.

В-третьих, изучались реакции передачи, в которых полуширина энергетического спектра конечных продуктов была слишком велика, что приводит к большому разбросу по углам в конечном канале.

Природа осцилляций в угловом распределении продуктов реакции передачи ясна.

Действительно, из выражения (2) для функции $\phi(\theta)$:

$$\phi(\theta) = (\ell_1 + \frac{1}{2})\theta + \pi/4 = \ell_1\theta - kR_1\theta \quad (8)$$

(где R_1 — радиус взаимодействия, приводящего к практически полному поглощению падающих на ядро-мишень частиц) следует, что эти осцилляции обусловлены дифракцией. В связи с этим полезно напомнить, что при рассеянии быстрых нейтронов на черном ядре-мишени с радиусом R_1 в угловое распределение входит фактор $I_1^2(kR_1, \theta)$. Аргумент функции Бесселя I_1 , как мы видим, полностью совпадает с (8). Однако зависимость сечения от $kR_1\theta$ в нашем случае значительно сложнее, что обусловлено, в основном, двумя причинами. Прежде всего, мы имеем дело с реакцией передачи — процессом, отличным от упругого рассеяния. Кроме того, вместо плоских волн (как это имеет место при рассеянии быстрых нейтронов) мы используем искаженные.

Таким образом, наличие периодичности в угловом распределении продуктов реакции передачи обусловлено общими свойствами динамики столкновения атомных ядер.

Наконец, сделаем замечание относительно полуширины энергетического спектра продуктов реакции передачи. В работах ^{8,11/} обнаружено, что полуширина в реакции срыва $Au^{197}(N^{14}, N^{18})$ равна 7 Мэв, в то время как в реакции подхвата $Au^{197}(N^{18}, N^{16})$ она составляет всего ~ 2 Мэв, т.е. в несколько раз меньше.

Для объяснения этого эффекта используем тот факт, что при однонуклонной передаче приблизительно 2/3 от общего числа парциальных волн, дающих вклад в процесс, являются резерфордскими. Максимальный вклад в сечение дают парциальные волны с $\ell = \ell_k$. Переходя к орбитальному представлению для матричного элемента перехода, можно написать формулу ^{1/}:

$$\begin{aligned} w(\ell = \ell_k) &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-a\tau(t)] \exp(i\omega t) dt = \\ &= \frac{a}{\nu} \{ \epsilon [(aa)^2 + \xi^2]^{1/4} \}^{-1/4} \cdot \{ aa \epsilon \cdot [(aa)^2 + \xi^2]^{-1/4} + 1 \} \times \\ &\times \exp \{ -aa - \epsilon [(aa)^2 + \xi^2]^{1/4} - \xi \arctg(\xi/aa) \} ; \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \omega &= |Q|/\hbar ; \quad a = z_1 z_2 e^2 / 2 [E(E - |Q|)]^{1/2} ; \\ \xi &= \frac{z_1 z_2}{\hbar v} [(E/E - |Q|)^{1/2} - 1] ; \quad \epsilon = \frac{R_k}{a} - 1 . \end{aligned}$$

Поскольку пучок падающих ионов имеет заметную размазку (~ 2 Мэв), то в наблюдаемое сечение дают вклад несколько уровней. Предположим для простоты, что усредненная по этим уровням приведенная ширина является слабой функцией от энергии возбуждения. Кроме того, учтем, что в ядрах N^{18} и N^{16} имеется всего лишь по одному возбужденному уровню, в то время как в ядре — мишени имеется довольно много уровней, переходы с которых (или на которые) необходимо учитывать.

Из формулы (10) видно, что матричный элемент передачи симметричен относительно знака параметра ξ (потери энергии) и несимметричен относительно параметра a . Значение a уменьшается при уменьшении энергии связи нуклона ($a = \sqrt{E_b}$). Поэтому параметр a для срыва меньше, чем для подхвата.

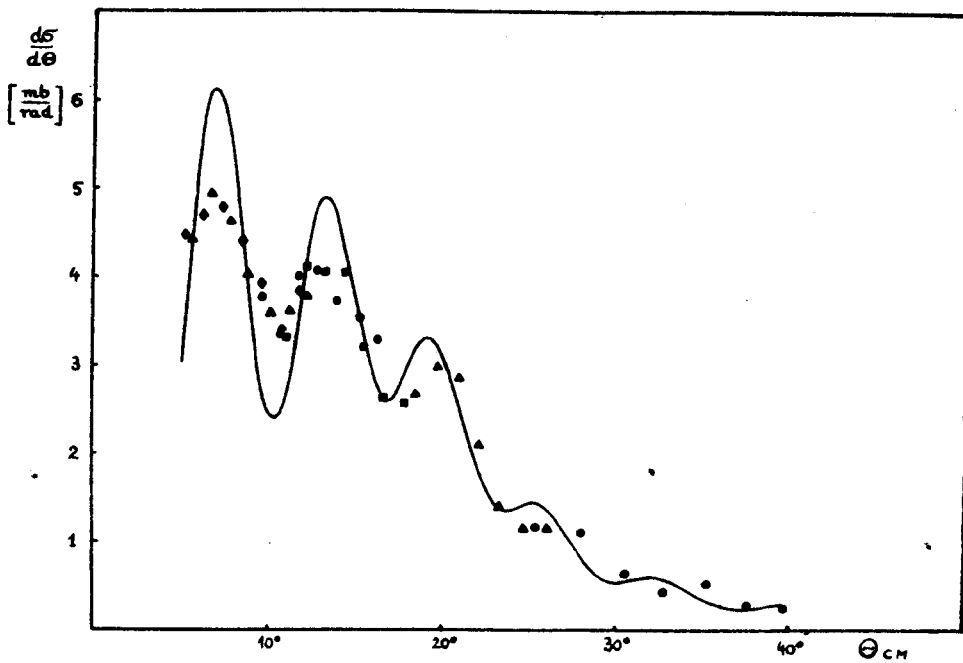
Использование формулы (10) для отношения полуширин энергетического спектра продуктов срыва и подхвата в рассматриваемом случае дает $\Gamma_{\text{ср}} / \Gamma_{\text{подхв.}} = 4,5$. Экспериментальное значение равно $\Gamma_{\text{ср.}} / \Gamma_{\text{подхв.}} = 3,5$.

Таким образом, и этот эффект можно понять, если исходить из общей динамики столкновения атомных ядер.

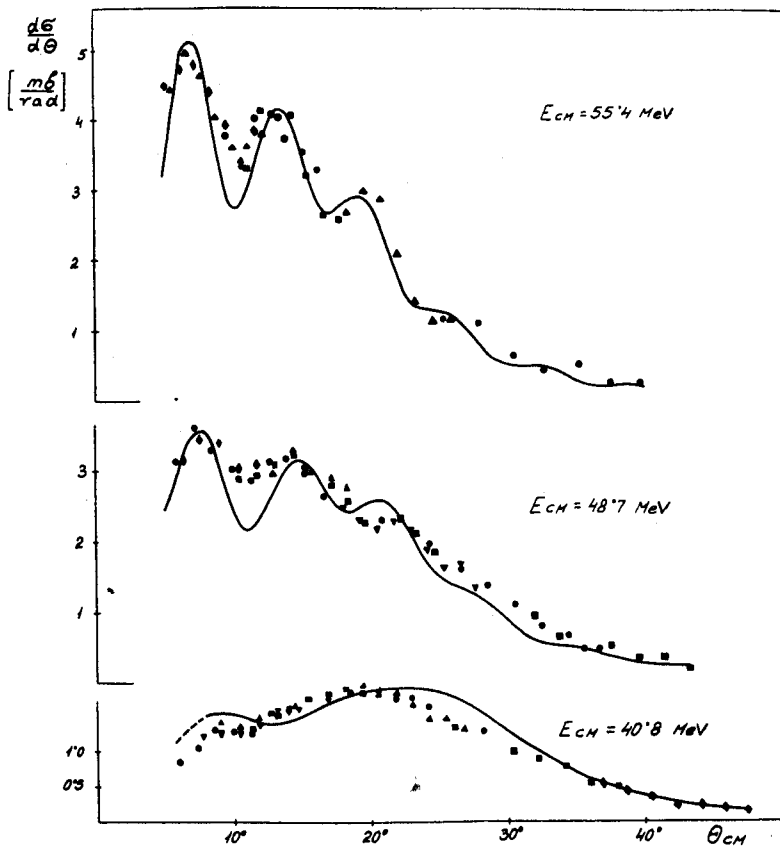
Л и т е р а т у р а

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, N.F.Markova. Nucl. Phys., **65**, 294 (1965).
3. Я. Грабовский, Б.Н. Калинкин. Я Ф, **1**, 215 (1965).
4. Б.Н. Калинкин, Я. Грабовский. Препринт ОИЯИ, Р-2298, Дубна, 1965.
5. Я. Вильчинский, В.В. Волков. Препринт ОИЯИ, Е-2580, Дубна, 1966.
6. Б.Н. Калинкин, Б.И. Пустыльник. Препринт ОИЯИ, Р-989, Дубна, 1962.
7. Э. Ложински. Препринт ОИЯИ, Р-1641, Дубна, 1964.
8. J.A.McIntyre, F.C.Jobea, T.L.Watts. Proc. of the Second Conf. on Reactions between Complex Nuclei, John Wiley and Sons, N.Y. 1960.
9. R.Boek, H.H.Duhm, M.Grosse-Schulte and R.Rudel, preprint Max-Planck Institute for Kernphysik, Heidelberg, 1965 (V)6.
10. R.Kaufmann, R.Wolfgang. Phys. Rev., **121**, 206 (1961).
11. А.Г. Артюх, В.В. Волков, Т. Квещинска. Препринт ОИЯИ, Р-2555, Дубна, 1966.

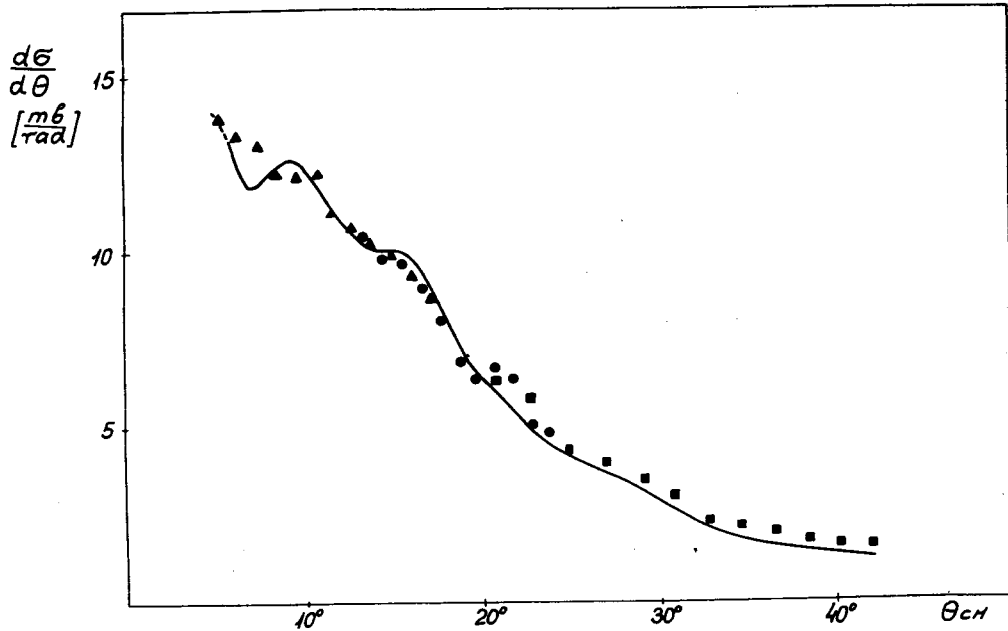
Рукопись поступила в издательский отдел
5 апреля 1966 г.



Р и с. 1. Угловое распределение продуктов реакции передачи $Al^{27}(C^{12}, N^{14})Mg^{26}$ при энергии $E_{\text{спм}} = 55,4$ Мэв. Теоретическая кривая вычислена без учета разброса продуктов реакции по углам в конечном канале.



Р и с. 2. Угловые распределения продуктов реакции передачи ${}^{27}_{12}\text{Al} ({}^{18}_{7}\text{N}, \text{N}) {}^{26}_{12}\text{Mg}$ в зависимости от энергии. Проведен учет разброса продуктов реакции по углам в ковечном канале.



Р и с. 3. Угловое распределение продуктов реакции передачи $Al^{27}(C^{12}, C^{11})Al^{26}$.
 Произведен учет разброса продуктов реакции по углам в конечном канале.