

ОБ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ В ПРОЦЕССАХ СТОЛКНОВЕНИЯ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

Ф.И. Далидчик

Общеизвестно, что если образование системы в конечном после рассеяния состоянии описывается парой* расходящихся волн когерентных и со сравнимыми амплитудами, то в дифференциальном сечении возникает интерференционный член. Обусловленные этим членом особенности угловых распределений наиболее интересны в тех случаях, когда интерферирующие волны отвечают изменению знака относительного импульса сталкивающихся частиц, а на процесс рассеяния существенное влияние оказывает кулоновский потенциал отталкивания, действующий между ними. Такая ситуация типична для физики многозарядных ионов, точнее, для процессов столкновения сложных ядер с равными или близкими массами. Именно, когда, например, сталкиваются (или образуются) тождественные ядра, интерферирующие волны обусловлены их квантовомеханической неразличимостью, и этот случай подробно рассмотрен в работах [1,2], в которых предсказывалось появление в угловых распределениях значительных осцилляций со свойствами, определяемыми рядом важнейших характеристик участвующих в процессе состояний. Другой класс примеров связан с тем, что среди большого числа открытых каналов, ведущих к образованию данного конечного состояния, нередко имеется пара, удовлетворяющая сформулированным выше условиям. В данной заметке в качестве простейшего примера такого рода мы рассмотрим процесс упругого подбарьерного рассеяния ядер пучка A_1 на мишени ядер B , которые эффективно могут быть представлены как связанная система некоторой ядерной частицы a (${}_0^1\text{H}^1$, ${}_1^1\text{H}^1$, ${}_1^2\text{D}^2$, ${}_2^4\text{He}^4$) и остова A_2 , тождественного ядрам пучка. В этом случае в амплитуду упругого рассеяния когерентный вклад будут давать амплитуда резерфордовского кулоновского рассеяния на угол θ и амплитуда "резонансной" передачи частицы a от ядра мишени A_2 к ядру пучка A_1 с рассеянием ядер пучка на угол $\pi - \theta$. Как известно, [3] вероятность такой передачи определяется во-первых, значением приведенной ширины рассматриваемого кластерного состояния γ , а во-вторых, соотношением времени взаимодействия

$$t \sim 2a/v ,$$

где $a = z_1 z_2 E^2/E$ — расстояние наибольшего сближения ядер при лобовом ударе, v — скорость относительного движения и времени резонансного перехода частицы a :

$$r \sim \frac{\hbar}{\Delta E}$$

где ΔE – энергетическое расщепление основного уровня системы B под влиянием проходящего вблизи ядра A_1 . В целом, этот процесс является ядерным аналогом хорошо известной резонансной перезарядки ионов [4]. Как было показано раньше [1, 2], в полуклассических условиях при подборе энергий амплитуда неупругого рассеяния факторизуется:

$$f_{\text{рез}}(\theta) = b_{\text{рез}}(\theta) f_Q(\theta) = b_{\text{рез}}(\theta) \frac{a}{\sin^2 \theta/2} e^{-i\eta \ln \sin^2 \theta/2}$$

где $f_Q(\theta)$ – кулоновская амплитуда рассеяния на угол θ , а $b_{\text{рез}}(\theta)$ – амплитуда вероятности того, что при этом произойдет резонансная передача частицы a . Тогда,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a^2 [\sin^{-4} \theta/2 + |b_{\text{рез}}(\pi - \theta)|^2 \cos^{-4} \theta/2 + 2|b(\pi - \theta)| \sin^{-2} \theta/2 \cos^{-2} \theta/2 \times \\ \times \cos(\eta \ln \text{tg}^2 \theta/2 + \arg b^*(\pi - \theta))]$$

Здесь первый член дает "классическую" поправку к Резерфордскому сечению, обусловленную передачей, а третий член, интерференционный, предсказывает появление интенсивных осцилляций по углу, размах которых максимален при $t \sim r$, $\gamma \sim 1$, $\theta \sim 90^\circ$ ц.и., что и определяет наиболее благоприятные условия их экспериментального наблюдения. Отметим, что надежным признаком, облегчающим их идентификацию, может служить характерная кулоновская величина периода, ($\Delta\theta \sim (\pi/\eta)$ вблизи 90° ц.и.). Конкретизируем условия эксперимента для простейшего примера упругого подбарьерного рассеяния соседних изотопов одного элемента:

$${}_Z X^A + {}_Z X^{A+1} \rightarrow {}_Z X^A + {}_Z X^{A+1}$$

и воспользуемся для оценок, следуя Теммеру [3], моделью двух одномерных потенциальных ям шириной $2R_0 \sim 3A^{1/3} \phi$ и глубиной $V_0 \sim 40 \text{ МэВ}$, расположенных на расстоянии a . Спины частиц не учитываем. Тогда

$$r \approx 2\pi m_n \frac{(a - 2R_0)}{\sqrt{2m_n(v_0 - \epsilon_0)}} \exp \left[- \frac{(a - 2R_0)}{\hbar} \sqrt{2m_n \epsilon_0} \right] \quad (1)$$

$$t \approx z^2 e^2 \sqrt{M} / \sqrt{E}$$

где m_n – масса нейтрона, ϵ_0 – энергия связи его с A_2 . Из (1) и (2) следует, что в случае слабосвязанного нейтрона для достаточно тяжелых ядер r становится одного порядка с t при $E < E_B \sim z^2 e^2 / 2R_0$.

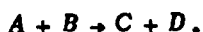
Энергия относительного движения, вблизи которой наиболее целесообразно проводить измерения, а также другие использованные выше величины для некоторых ядер, приведены в таблице.

Экспериментальное обнаружение предсказываемых осцилляций и их дальнейшее исследование представляет большой интерес, так как, во-первых, это дало бы возможность измерять в некоторых ядерных процессах времена $t \sim 10^{-21}$ сек [3], во-вторых, по размаху осцилляций можно было бы непосредственно судить об амплитуде существования ядра мишени B в виде предполагаемой нуклонной ассоциации ($B = A + a$) и в-третьих, это открывало бы новый способ изучения достаточно сложного механизма нуклонной (или кластерной) передачи.

Т а б л и ц а

Z^A	C ¹²	O ¹⁶	Ne ²⁶
t/r	0,97	0,81	0,62
$E_{ц.к.}$ $M_{эв}$	6,0	10,0	15,0
η	6,1	9,3	12
$\Delta\theta$	30°	11°	9°

Следует также отметить, что совершенно аналогичная ситуация может иметь место и в процессах неупругого рассеяния (например, в случае кулоновского возбуждения одночастичных состояний когерентный вклад будет давать процесс однонуклонной передачи на данный уровень), а также в рассеянии с перераспределением нуклонов типа: **



Возможность непосредственного сравнения в одном эксперименте вероятностей протекания различных неупругих процессов является на наш взгляд наиболее привлекательной чертой исследований этого направления.

Институт
химической физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
15 мая 1967 г.

Литература

- [1] Ф.И. Далидчик, Ю.С. Саясов, Nucl. Phys., 58, 145, 1964; 76, 347, 1966; Письма ЖЭТФ 2, 266, 1965; Я.Ф., 3, 820, 1966.
- [2] Ф.И. Далидчик. Диссертация ИХФ АН СССР, 1966.
- [3] G.M. Temmer. Proceedings of the Conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms 1963; Phys. Lett., 1, 10, 1962; (См. также в сб. Прямые процессы в ядерных реакциях. Атомиздат стр. 130).
- [4] О.Б. Фирсов. ЖЭТФ, 21, 1001, 1951.

* Их число, в принципе, может быть и большим.

** На этот случай обратил наше внимание Я.Б. Зельдович.