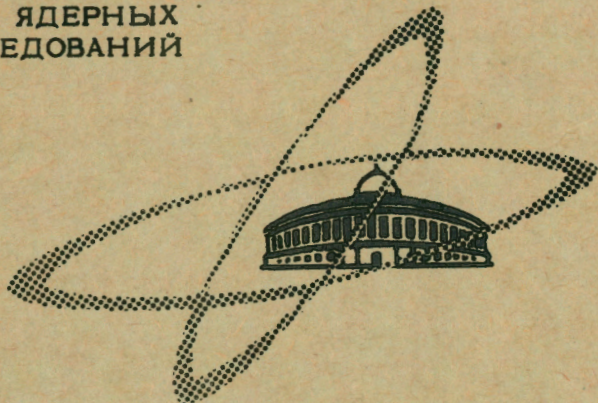


ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 4018



Д.И.Блохинцев, К.А.Токтаров

ФЛУКТУАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ  
ПЕРЕДАЧИ БОЛЬШОГО ИМПУЛЬСА  
ЛЕГКИМ ЯДРАМ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

**P4 - 4018**

**Д.И.Блохинцев, К.А.Токтаров**

**ФЛУКТУАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ  
ПЕРЕДАЧИ БОЛЬШОГО ИМПУЛЬСА  
ЛЕГКИМ ЯДРАМ**

Направлено в Nuclear Physics

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

Передача большого импульса  $q$  некоторой ядерной системе имеет принципиальное значение для понимания взаимодействия нуклонов на малых расстояниях. Может показаться, что сложные системы являются совсем неподходящим объектом для изучения подобного вопроса. Однако существуют экспериментальные факты о передаче большого импульса дейтонам,  $\alpha$ -частицам и другим "надбарьерным" осколкам. Вероятно, к этому же кругу явлений относятся весьма частые случаи передачи исключительно большой энергии возбуждения атомному ядру. Ни теория испарения, ни внутриядерный каскад не могут объяснить этих явлений.

По-видимому, для понимания такого типа реакций необходимо более детальное изучение взаимодействия частиц, именно на малых относительных расстояниях.

Из очень общих принципов квантовой механики следует, что форм-фактор системы, получающей импульс  $q$ , должен весьма быстро стремиться к нулю при  $q \rightarrow \infty$ , если  $q \gg \hbar/a$ , где  $a$  — размеры системы. Можно сказать, что передача импульса в этом случае происходит за счет таких конфигураций частиц ядра, когда вся система как бы сжимается до размеров  $R$

$$R \approx \frac{\hbar}{q} . \quad (1)$$

Если вся система в нормальном состоянии имеет размер  $a$ , то вероятность подобной флуктуации  $W(R)$  будет порядка

$$W(R) \approx \frac{R^3}{a^3}. \quad (2)$$

При этом мы предполагаем, что в области малых расстояний волновая функция нуклонов ведет себя регулярно, точнее, она должна быть, по крайней мере, квадратично интегрируема, что и является прямым следствием основных принципов квантовой механики.

Если подобные сложные частицы способны действительно принимать большой импульс, то они могут воспринимать его и возникая в качестве временных образований в сложном ядре, а затем передавать большую полученную ими энергию ядру, вызывая его полный развал ("взрыв ядра") или же, проходя через ядерное вещество без столкновений, испускаться в виде высокоэнергичных осколков.

Следует отметить, что в качестве подобной сложной частицы может быть не только система нуклонов, но и система других частиц, размеры которой при столкновении с налетающей частицей удовлетворяют условию (1).

На основании этих представлений кажется весьма важным изучить передачу большого импульса от протонов или  $\pi$ -мезонов высокой энергии легким ядрам, т.е. изучить упругие столкновения типа



при  $A \approx 2-6$  и большом  $q$ .

Если данные таких экспериментов превысят оценки, предсказываемые из общих принципов квантовой механики, базирующихся на представлении о ядре как о системе взаимодействующих нуклонов, то это

будет служить указанием на тот фундаментальный факт, что атомное ядро в "состоянии флуктуации" ( $R \ll a$ ) не является сложной системой, а представляет собой одну частицу с массой  $A$ , которая, однако, быстро распадается на  $Z$  протонов и  $A-Z$  нейтронов.

В работе /1/ были даны необходимые оценки величины  $W(R)$  для  $D$ ,  ${}^3H$ ,  ${}^4He$ . Сопоставление с результатами работы /2/ (вторая строка таблицы 1) показывает, что уточнение в определении величины  $W(R)$  приводит к некоторому повышению вероятности нахождения системы нуклонов в сфере сильного взаимодействия. Везде  $R = \frac{2\hbar}{Mc} = 4,2 \cdot 10^{-14}$  см ( $M$  - масса нуклона,  $c$  - скорость света), а значение  $W(R)$  определяется из квантовомеханического условия для вероятности местонахождения частиц:

$$W(R) = \int |\psi|^2 dV. \quad (3)$$

Для  $D$ ,  ${}^3H$  и  ${}^3He$  выбирались функции Хюльтена, Фешбаха /3/ и Бете /4/.

Для сравнения предлагаемого флуктуационного механизма передачи большого импульса системе частиц с экспериментом рассмотрим процесс упругого рассеяния протона назад на легких ядрах.

Предполагая в с.ц.и. протон-ядро импульс протона равным  $\vec{p}_0$ , имеем импульс каждого из нуклонов ядра равным  $-\frac{\vec{p}_0}{A}$  ( $A$  - массовое число), если не учитывать фермиевский импульс ядерных нуклонов. Систему координат, в которой импульсы сталкивающихся нуклонов  $\vec{p}_0$  и  $\vec{p}_0/A$ , обозначим  $\Sigma$ -системой. Если  $A_{pN}(\frac{p_0}{A}, \theta_\Sigma)$  - амплитуда упругого рассеяния  $pN$  ( $N$  - нуклон ядра) в  $\Sigma$ -системе, то полная амплитуда для всех  $A$  нуклонов есть  $\sum_{N=1}^A A_{pN}(\frac{p_0}{A}, \theta_\Sigma)$ , и дифференциальное сечение упругого рассеяния на ядре в целом будет

Таблица 1

$W_D(R)$	$W_{3H}(R)$	$W_{3He}(R)$	$W_{4He}(R)$
$7 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	-	$2 \cdot 10^{-5}$
-	$3,24 \cdot 10^{-3}$	$8,39 \cdot 10^{-3}$	-

Таблица II

	$\gamma(A) = A$	$\gamma(A) = A^2$
$W_D(R)$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$
	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
$W_{4He}(R)$	$8 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$
	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$

## Примечание к таблице II

Во вторых строчках таблицы принято, что сечение упругого рассеяния протона нуклонами ядра в 2 раза меньше сечения рассеяния протона свободными нуклонами /8/.

$$\frac{d\sigma_{pA}(p_0, \Theta)}{d\Omega} = W(R) \left| \sum_{N=1}^A A_{pN} \left( \frac{p_0}{A}, \Theta_{\Sigma} \right) \right|^2 \quad (4)$$

при  $R \leq \hbar / 2 p_0 \sin \Theta / 2$ . Или, усредняя по всем нуклонам ядра, получим

$$\frac{d\sigma_{pA}(p_0, \Theta)}{d\Omega} = \gamma(A) \frac{d\sigma_{pN}\left(\frac{p_0}{A}, \Theta\right)}{d\Omega} W(R), \quad (5)$$

где  $\frac{d\sigma_{pN}(p_0/A, \Theta_{\Sigma})}{d\Omega}$  - дифференциальное сечение упругого пр-пр или пр-рассеяния в  $\Sigma$ -системе,  $\frac{d\sigma_{pA}(p_0, \Theta)}{d\Omega}$  - дифференциальное сечение упругого pA-рассеяния в с.п.и. протон-ядро, а  $A \leq \gamma(A) \leq A^2$ , в зависимости от степени когерентности рассеяния налетающей частицы на нуклонах ядра.

Переходя в правой части (5) от  $\Sigma$ -системы к с.п.и. pN, получаем возможность экспериментальной оценки величины  $W(R)$ :

$$W(R) = \frac{1}{\gamma(A)} \frac{\frac{d\sigma_{pA}(p, \Theta)}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{pN}(p', \Theta')}{d\Omega}} \quad (6)$$

Результаты вычислений для упругого рассеяния назад протонов с энергией 660 и 665 Мэв на углы  $150^\circ$  и  $169^\circ$  на D и  ${}^4\text{He}$  (в работах /5,6/, соответственно, приведены дифференциальные сечения этих реакций) сведены в таблицу II. Значения  $\frac{d\sigma_{pN}(p', \Theta')}{d\Omega}$  взяты из рабо-

ты /7/. Сопоставление таблиц I и II показывает, что в пределах оценок теоретические и экспериментальные значения величины  $W(R)$  согласуются.

В заключение авторы благодарят О.В.Савченко за дискуссию.

#### Л и т е р а т у р а

1. Д.И.Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).
2. Ж.С.Такибаев, К.А.Токтаров. ЯФ, 6, 1015 (1967).
3. Д.Ж.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, ИИЛ, 1954.
4. Г.А. Бете, Р.Ф.Бечер. Физика ядра, ч.1, ОНТИ, НКТП, 1938.
5. Г.А.Лексин. ЖЭТФ, 32, 445 (1957).
6. В.И.Комаров, О.В.Савченко. Упругое  $p^4$  He рассеяние назад при энергии протонов 665 Мэв. Препринт Р1-3720. ОИЯИ, Дубна, 1968.
7. Р.Вильсон. Нуклон-нуклонные взаимодействия. "Мир", М., 1965.
8. М.С.Козодаев, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Щербаков. ЖЭТФ, 38, 709 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 августа 1968 года.