

ВНУТРИЯДЕРНЫЕ КАСКАДЫ С УЧЕТОМ α -КЛАСТЕРОВIntranuclear Cascades Taking into Consideration α -Clusters

В. С. Барашенков, О. Б. Абдинов

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики*

(Поступила в редакцию 18 августа 1969)

На примере неупругих взаимодействий 660-Мэвных протонов с ядрами углерода рассмотрена модель внутриядерных каскадов в лёгком ядре с учётом прямых взаимодействий каскадных протонов с α -кластерами. На данном этапе мы ограничились рассмотрением модели с резкой границей ядра и равномерным распределением α -кластеров.

Результаты расчетов угловых и энергетических распределений вторичных протонов, распределение энергий возбуждения и выхода остаточных ядер слабо зависят от параметров кластерной модели. Эксперимент и расчет для рождающихся α -частиц согласуются лишь при учёте α -кластеров. Наилучшее согласие с опытом достигается, если вероятность коагуляции нуклонов в α -кластеры составляет около 20%.

Анализ данных по расщеплениям легких ядер, показывает, что в каскадном процессе, развивающемся внутри ядра, участвуют не только отдельные нуклоны, но и более сложные образования, такие как дейтроны и α -частицы. Как следует из работ [1—5], с наибольшей вероятностью в ядре осуществляются группировки нуклонов в виде α -частиц.

Сейчас известно несколько теоретических подходов, позволяющих полить представление о свойствах кластеров и параметрах их движения внутри ядер (см., в частности, работы [3,5], где в основу расчетов положена оболочечная модель). Наряду с этим, поскольку экспериментальная информация о кластерах ещё очень бедна, представляет интерес и другой подход, когда величины, характеризующие образование кластеров в ядре, закладываются в теорию феноменологически и в последующем определяются из сравнения результатов расчёта с опытом подобно тому, например, как из опытов с рассеянием определяются формфакторы нуклона и ядер. Такие возможности представляет монте-карловское моделирование внутриядерных каскадов, инициируемых первичными высокоэнергетическими частицами.

* Адрес: Объединенный институт ядерных исследований, Москва, п/я 79, СССР.

Целью нашей работы является изучение внутриядерного каскада в легком ядре с учётом прямого взаимодействия каскадных нуклонов с внутриядерными α -частицами на примере взаимодействия 660-Мэвных протонов с углеродом.

На данном этапе мы ограничились рассмотрением лишь простейшей модели с резкой границей ядра и равномерным пространственным распределением α -кластеров; кроме α -частиц никаких других кластеров не учитывалось. Это позволит выяснить, какие экспериментальные данные можно воспроизвести в рамках такой модели, требующей сравнительно небольшого объема вычислительной работы и послужит основой для дальнейшего анализа влияния более тонких деталей структуры ядра.

Использование современных вычислительных машин и более точной экспериментальной информации о $N-N$ и $N-\alpha$ взаимодействиях позволяет сделать более надёжные выводы, чем в работах [6].

Ядро рассматривалось как Ферми-газ в сфере с радиусом $R = 1,3 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см. Вероятность упругого столкновения каскадного нуклона внутри ядра выбиралась в виде $W_\alpha(T) = W_\alpha \frac{\sigma_{N\alpha}(T)}{\sigma_{N\alpha}^{\text{геом}}}$, где величина W_α рассматривалась как параметр, который подбирался из условия наилучшего согласия результатов расчета с экспериментом. Прослеживалось дальнейшее движение α -частиц внутри ядра и учитывалось их упругое рассеяние на внутриядерных нуклонах. При этом принимался во внимание принцип Паули. Мы учитывали также возможность последующих неупругих столкновений α -частицы с нуклонами ядра, характеризуя их вероятность $W^{\text{in}} = \frac{\sigma_{N\alpha}^{\text{in}}(T)}{\sigma_{N\alpha}^{\text{tot}}(T)}$; однако поскольку энергия рассеивающихся α -частиц, как пра-

вило, оказывалась очень малой, то эти частицы не могли преодолеть барьер и оставался внутри ядра. Распределение α -частиц по импульсам в ядре углерода было нами выбрано в виде $N(p) \sim e^{-p^2/a^2}$ (см. работу [7]), где $a \simeq 260$ Мэв/с.

Как обычно принято в каскадных расчетах (подробнее см. работу [8]) угловое распределение α -частиц определялось методом Монте-Карло по интегральному угловому распределению в системе центра масс $\alpha+N$, которое, исходя из известных сейчас экспериментальных данных [9—16], было выбрано в виде:

$$W(\geq \theta) = \text{const} \cdot e^{-\left[\sum_{i=0}^4 b_i T^i\right] \theta^2} \sin \theta, \text{ где } b_0 = 0,615; b_1 = 11,12; b_2 = 424,7; b_3 = -1461; b_4 = 1288.$$

Сечения взаимодействия нуклонов и α -частиц выбраны такими же, как в работе [17].

α -частица считалась вылетевшей, если она попадала за сферу с радиусом $R'_\alpha = R_c - r_\alpha$, где r_α — радиус самой α -частицы, и было выполнено условие $T_\alpha \geq V_c^\alpha (V_c^\alpha$ — высота кулоновского барьера для α -частицы). Другими словами, мы считали, что в случаях, когда α -частица удалена от центра ядра на расстояние $r > R'_\alpha$, то во внешней области уже не осталось нуклонов, с которыми могла бы взаимодействовать эта частица.

Результаты расчетов совместно с экспериментальными данными из работы [6] приведены на рис. 1—3 и в таблице (T_α — энергия α - частицы). Расчеты были выполнены для трех случаев: без учета α - кластеров ($W_\alpha = 0$) и два расчета с α - кластерами, различающиеся числом вылетающих из ядра α - частиц с энергией, большей 32 Мэв.

Если не учитывать каких-то специфических и до конца нам пока не ясных явлений на периферии ядра (возможно, реакций подхвата ^3He - кластеров, а также диффузности границы ядра, хотя по данным работы [6] последнее, по-видимому,

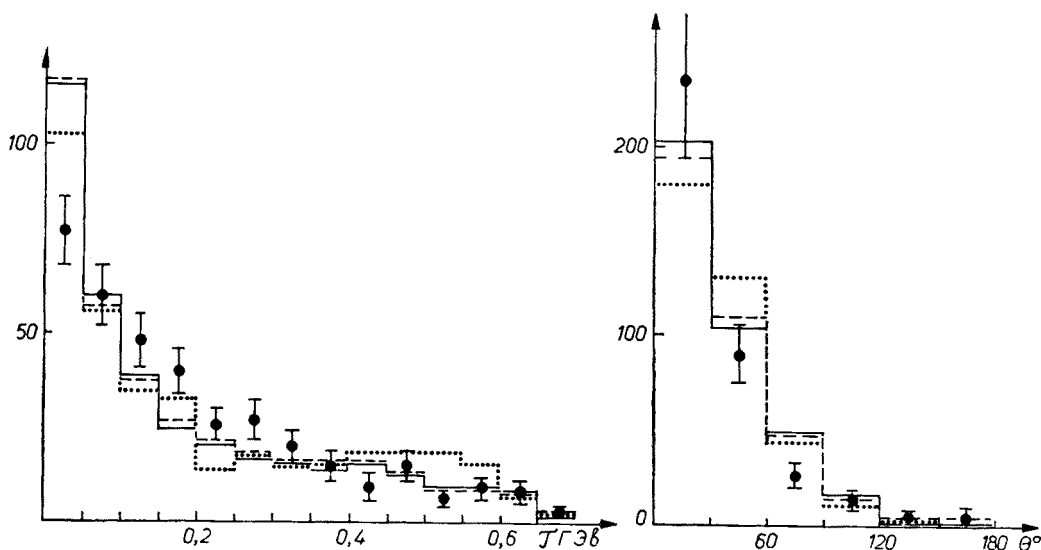


Рис. 1. Энергетическое и угловое распределения вторичных протонов, образующиеся при взаимодействиях 660-Мэвных протонов с ядрами углерода. Экспериментальные точки взяты из работы [6]. Сплошная гистограмма — расчет с параметрами $W_\alpha = 0,2$, $a = 260$ Мэв/с, $V = 10$ Мэв. Пунктир — расчет для $V = 13$ Мэв. Точечная гистограмма — расчет без учёта α - кластеров ($W_\alpha = 0$)

не дает большого эффекта), то доля α - частиц с энергией $T_\alpha > 32$ Мэв составляет не более 3—6%. Это согласуется со значением $\sim 3\%$ из эксперимента [18] (см. также монографию [19]), однако намного меньше, чем наблюдалось в работах [6], где доля высокоэнергетических α - частиц составляла около 30% и прослеживалась вплоть до энергий $T_\alpha \cong 70$ Мэв.

Согласие с результатами работ [6,18] можно получить, если положить соответственно $V = 10$ и $V = 13$ Мэв, а для двух других параметров выбрать значения $W_\alpha = 0,2$; $a = 260$ Мэв/с. При этом результаты расчётов наилучшим образом согласуются с экспериментальными данными для α - частиц в области $T_\alpha < 32$ Мэв¹.

¹ Для того, чтобы можно было провести сравнение с опытом, при вычислениях использовали тот же критерий отбора одно- и двухлучевых звезд, как в работе [6]. Частица считалась медленной, если её энергия $T < 30$ Мэв.

Варьирование величины параметров W_α и a вблизи указанных выше значений слабо изменяет расчетные данные.

Величины, относящиеся к протонам, и распределения энергии возбуждения остаточных ядер $W(E^*)$ вообще довольно слабо зависят от выбора параметров W_α , V и a .

Следует отметить, что согласие эксперимента и теории для угловых распределений α - частиц хуже, чем для их энергетических спектров. На опыте наблюдается

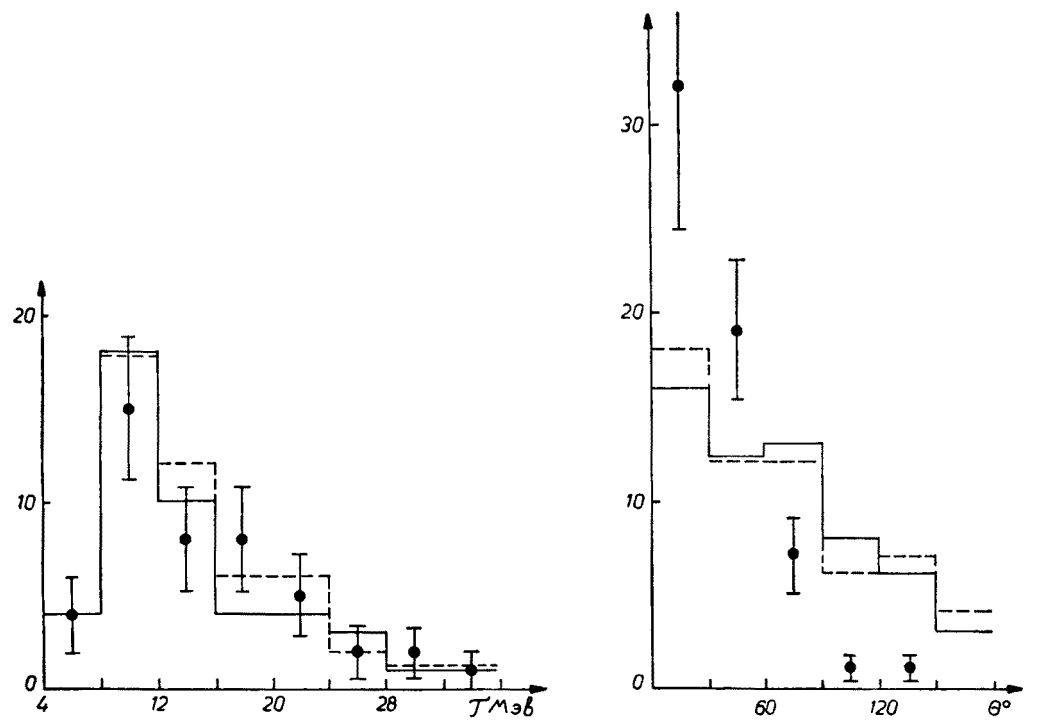


Рис. 2. Энергетические и угловые распределения рождающихся α - частиц. Все обозначения, как на рис. 1

заметно большее число частиц, вылетающих в области малых углов (хотя ошибки измерений ещё довольно велики). Можно думать, что это связано с преимущественным распределением α - кластеров на периферии ядра — обстоятельство, которое пока мы не учитывали.

ТАБЛИЦА

W_α	a , Мэв/с	V Мэв	$\bar{n}_\alpha$	Выход ядер (в %)			
				C	B	Be	Li
0	—	—	0	$25,6 \pm 2,4$	$34,6 \pm 2,8$	$31,1 \pm 2,7$	$8,5 \pm 1,4$
0,2	260	10	$0,17 \pm 0,02$	$27,2 \pm 2,1$	$28,4 \pm 2,2$	$31,6 \pm 2,3$	$12,9 \pm 1,5$
0,2	260	13	$0,11 \pm 0,01$	$28,2 \pm 2,1$	$33,7 \pm 2,1$	$29,3 \pm 2,2$	$12,1 \pm 1,4$
Эксперимент [6]			$0,15 \pm 0,02$	$26,7 \pm 3,0$	$28,9 \pm 2,5$	$29,6 \pm 2,5$	$14,8 \pm 2,0$

В таблице с опытом сравниваются $\bar{n}_\alpha$ — расчётные значения среднего числа каскадных α -частиц, образующихся в одном акте неупругого взаимодействия с ядром ^{12}C , а также относительный выход различных остаточных ядер после прохождения каскада. В соответствии с условиями эксперимента [6] приведенные значения просуммированы по всем изотопам с заданным зарядом Z . Выход остаточных ядер во всех случаях оказывается близким к экспериментальному, учет α -кластеров несколько улучшает это согласие.

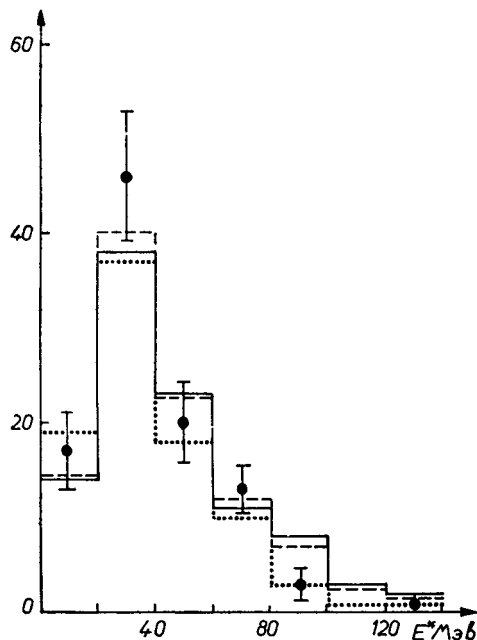


Рис. 3. Энергия возбуждения остаточных ядер. Все обозначения как и на рис. 1

Таким образом, мы видим, что анализ экспериментальных данных на основе каскадных расчетов может дать очень важные выводы о свойствах α -кластеров внутри ядра. Для этого прежде всего требуется уточнение эксперимента², а также более тщательное теоретическое рассмотрение явлений на периферии ядра.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] M. Rottenberg, L. Wilets, *Phys. Rev.*, **110**, 1126 (1958).
- [2] В. Г. Соловьев, *ДАН СССР*, **131**, 286 (1960).
- [3] В. В. Балашов, В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, Н. П. Юдин, *ЖЭТФ*, **37**, 1387 (1959).
- [4] В. В. Балашов, А. Н. Бояркина, И. Роттер, *Nuclear Phys.*, **59**, 417 (1964).
- [5] П. Береги, Н. С. Зеленская, В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, *Nuclear Phys.*, **66**, 513 (1965).

² Здесь следует отметить недавние эксперименты [20] по измерению квазиупругого рассеяния 665-Мэвных протонов на легких ядрах.

- [6] А. П. Жданов, П. И. Федотов, *ЖЭТФ*, **41**, 1870 (1961); **43**, 835 (1962); **45**, 455 (1963).
- [7] A. Samman, *J. Phys. Rad.*, **18**, 77 (S) (1957).
- [8] В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, *Препринт ОИЯИ* P2-4065, Дубна 1968.
- [9] R. G. Freemantle, T. Grottdal, W. M. Gibson, R. McKeague *et al.*, *Phil. Mag.*, **45**, 1090 (1954).
- [10] O. Camberlain, E. Segre, R. D. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis, *Phys. Rev.*, **102**, 1659 (1956).
- [11] M. K. Brussel, J. H. Williams, *Phys. Rev.*, **106**, 286 (1957).
- [12] W. Selove *et al.*, *Phys. Rev.*, **112**, 1658 (1958).
- [13] A. M. Cormack, J. N. Palmieri, N. F. Ramsey, R. Wilson, *Phys. Rev.*, **115**, 599 (1958).
- [14] H. Tyren, G. Tibell, Th. A. J. Maris, *Nuclear Phys.*, **4**, 277 (1957).
- [15] М. С. Козадаев, М. М. Кулюкин, Р. М. Суляев, А. И. Филиппов, Ю. А. Шербаков, *ЖЭТФ*, **38**, 708 (1960).
- [16] H. Palevsky *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **18**, 1200 (1967).
- [17] В. С. Барашенков, С. М. Елисеев. *Сообщение ОИЯИ* P2-4333, Дубна 1969.
- [18] В. И. Остроумов, Р. А. Филов, *ЖЭТФ*, **31**, 913 (1956).
- [19] О. Д. Бриллю, А. И. Вихров и др., „Ядерные взаимодействия в защите космических кораблей“, Армиздат, М., 1968 стр. 121—125.
- [20] В. И. Комаров, Г. Е. Косарев, О. В. Савченко, *Препринт ОИЯИ*, P1-4227, Дубна 1968.