

ВНУТРИЯДЕРНЫЕ КАСКАДЫ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Intranuclear Cascades in Light Nuclei

О. Б. Абдинов, В. С. Барашенков

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций, Лаборатория теоретической физики, Дубна*

(Поступила в редакцию 25 сентября 1971 г.)

Модель внутриядерных каскадов, учитывающая изменение плотности ядра-мишени по мере развития каскада, применяется к легким ядрам типа углерода. В области энергий $T \leq 1$ ГэВ эффект изменения плотности сравнительно слабо сказывается на свойствах каскадных частиц (число низкоэнергетических частиц при этом несколько уменьшается), но очень существенно влияет на выход различных изотопов уже при энергиях $T \simeq 300\text{—}400$ МэВ. На выходе изотопов весьма заметно сказывается также учет кластерной структуры ядра-мишени.

The model of intranuclear cascades taking into account the changes in the density of a target-nucleus as the cascade develops, is employed to light nuclei of carbon type. In the energy range $T < 1$ GeV, the density does affect much the properties of cascade particles (the number of low-energy particles being somewhat decreased) but it influences very strongly the yield of various isotopes already at the energies $T = 300\text{—}400$ MeV. The isotope yield also depends on the cluster structure of a target-nucleus.

Изучение неупругих взаимодействий быстрых частиц с легкими ядрами типа С, N, O представляет сейчас особый интерес в связи с расчетами радиационной защиты космических кораблей и исследованием влияния высокоэнергетического излучения на биологические объекты. В работах [1—3] было показано, что при энергиях, больших нескольких десятков МэВ, основные черты неупругих взаимодействий частиц с легкими ядрами достаточно хорошо объясняются механизмом внутриядерных каскадов и статистической моделью быстрого последующего распада возбужденного ядра-остатка. Однако при этом не учитывался эффект уменьшения плотности числа внутриядерных нуклонов за счет выбивания их нарастающей лавиной быстрых каскадных частиц, в то время как оценки указывают на важную роль этого эффекта для легких ядер уже при энергиях порядка нескольких сотен МэВ [4]. Целью данной работы является исследование влияния этого эффекта.

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

На рис. 1 приведены сечения неупругих взаимодействий $P + {}^{12}\text{C}$. Расчетные и экспериментальные значения хорошо согласуются во всем рассмотренном диапазоне энергий первичных протонов $T \approx 0,1\text{—}30$ Гэв. Поскольку сечение σ_{in} определяется вероятностью первого внутриядерного столкновения, его величина не за-

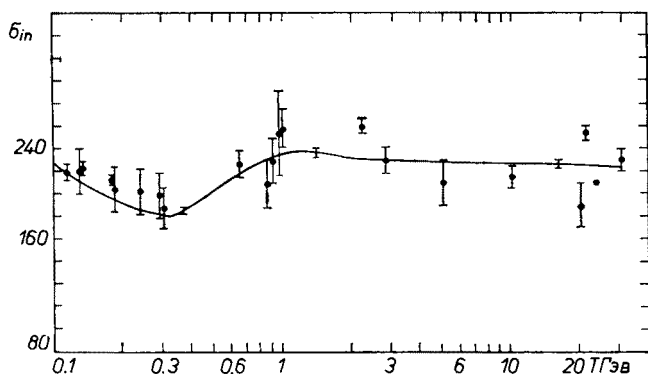


Рис. 1. Сечение неупругого взаимодействия $P + {}^{12}\text{C}$ при энергии T (в миллибарнах). Кривая — расчет по каскадной теории, точки — экспериментальные данные (подробную библиографию см. в обзоре [5])

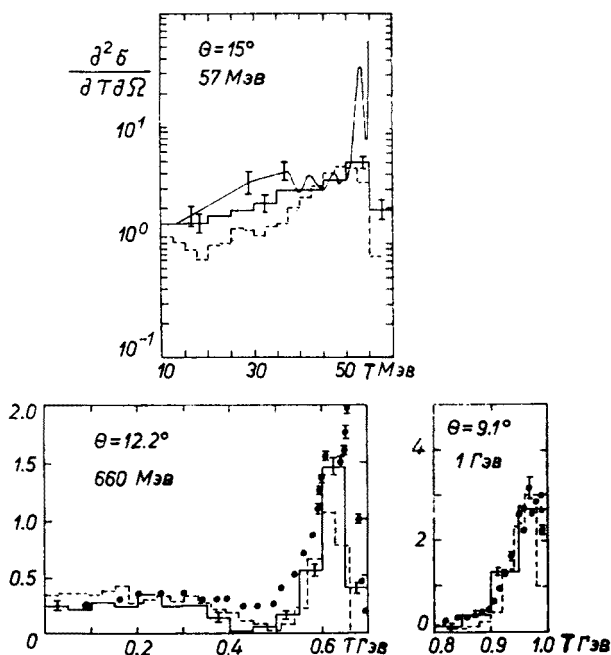


Рис. 2. Энергетические спектры протонов вылетающих под углом θ из ядер ${}^{12}\text{C}$, облученных протонами различных энергий (в единицах мб/Мэв. стер.). Сплошные гистограммы — наш расчет для интервалов углов $\Delta\theta = 10^\circ\text{—}20^\circ$, $7^\circ\text{—}17^\circ$, $7^\circ\text{—}11^\circ$, пунктирные гистограммы — соответствующие результаты расчета, не учитывающего уменьшение плотности внутриядерного вещества [3].

Экспериментальные точки и кривая для $T = 57$ Мэв взяты из работ [8—10]

висит от эффекта уменьшения плотности внутриядерного вещества. (Среднее распределение внутриядерных нуклонов описывалось функцией

$$\varrho(r) = \frac{\varrho_0}{1 + \exp \frac{r-c}{a}}$$

где $a = 0,5$, $c = 0,98$. Число α -кластеров полагалось равным $N_\alpha = 0,1$; $0,2$ и $0,28$ соответственно для сферических слоев $\Delta r = 0-1,14$; $1,14-2,93$; $2,93-4,53 \times 10^{-13}$ см. Такое распределение дает наилучшее согласие расчетных и экспериментальных характеристик выбиваемых α -частиц [6].)

На рис. 2—4 показаны двойные дифференциальные распределения вторичных протонов из неупругих столкновений $P + {}^{12}C$. При вычислениях учитывались процессы пинообразования; расчеты внутриядерных $L-N$ и $N-N$ столкновений выполнялись с учетом законов сохранения энергии-импульса методом, описанным в работах [7]. Все остальные детали расчетов те же, что и в работах [1, 4].

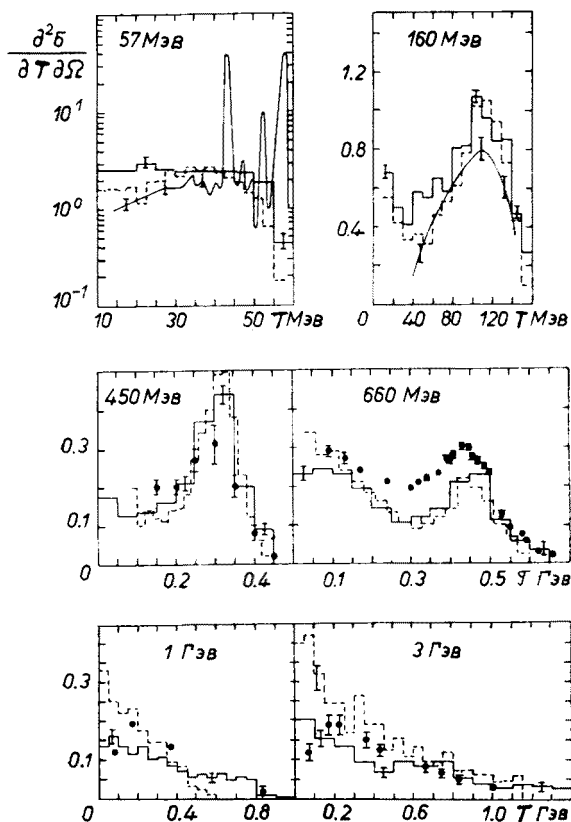


Рис. 3. То же, что и на рис. 2. Для $T = 1$ и 3 ГэВ средний угол вылета протонов $\theta = 32^\circ$, расчеты выполнены для интервала $\Delta\theta = 22^\circ-40^\circ$; для остальных энергий $\theta = 30^\circ$, расчеты относятся к интервалу $\Delta\theta = 25^\circ-35^\circ$. Соответствующие экспериментальные точки (и кривая для $T = 57$ и 160 МэВ) взяты из работ [8, 9, 11—13]

Мы видим, что при энергиях $T < 1$ Гэв результаты обеих моделей довольно близки друг к другу, однако, благодаря уменьшению числа внутриядерных столкновений в модели, учитывающей эффект изменения плотности числа нуклонов,

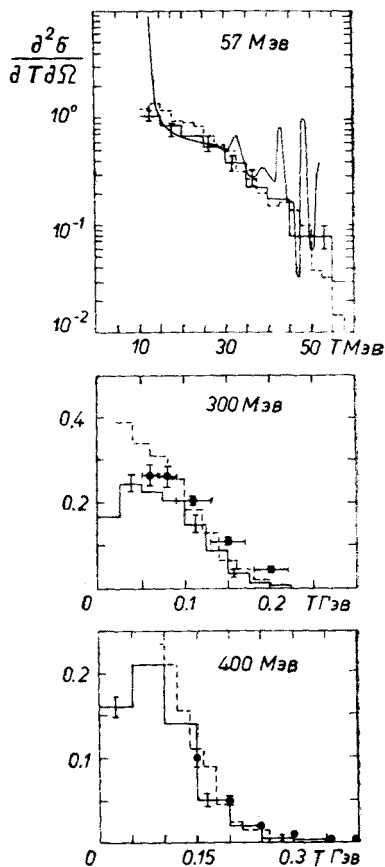


Рис. 4. То же, что и на рис. 2. Средний угол вылета протонов $\theta = 60^\circ$. Расчет и экспериментальные точки из работ [8, 12, 14] относятся к интервалу $\Delta\theta = 55^\circ\text{--}65^\circ$

несколько возрастает число каскадных частиц, вылетающих под небольшими углами, и уменьшается их число в области больших углов θ . Эти детали сильнее проявляются для низкоэнергетической компоненты вторичных частиц и становятся весьма существенными при $T \geq 1$ Гэв.

Уменьшение плотности внутриядерного вещества в процессе развития каскада очень сильно сказывается на величине энергии возбуждения остаточных ядер (см. рис. 5) и, соответственно, на сечениях выхода различных изотопов (рис. 6)¹;

¹ Вероятности различных каналов распада сильно возбужденных остаточных ядер рассчитывались путем сравнения соответствующих фазовых объемов (так называемая «фермиевская» или «взрывная» модель распада; подробнее см. работу [1a]).

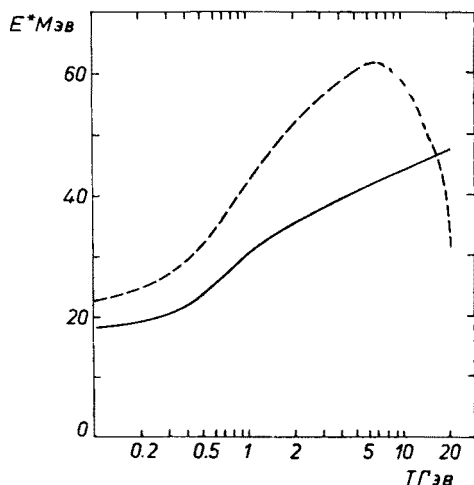


Рис. 5. Средняя энергия возбуждения ядер, остающихся после каскадной стадии взаимодействия $P + {}^{12}\text{C}$, T — энергия первичных протонов. Пунктир — результат расчетов, не учитывающих изменения свойств ядра ${}^{12}\text{C}$ в процессе развития каскада

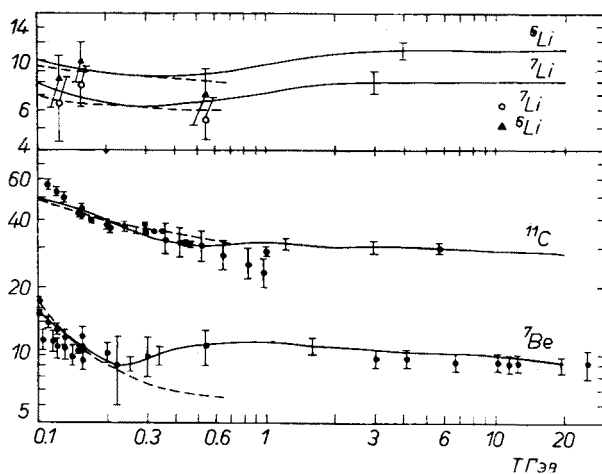


Рис. 6. Энергетическая зависимость сечений образования различных изотопов в реакции $P + {}^{12}\text{C}$. Сечения в миллибарнах. Пунктир — результаты расчетов без учета уменьшения плотности числа внутриядерных нуклонов. Экспериментальные точки из работ [15—30]

различия становятся здесь очень заметными уже при энергиях $T \geq 300$ Мэв, а в области $T \geq 1$ Гэв без учета изменений свойств ядра-мишени можно надеяться лишь на качественные оценки.

На сечениях выхода различных изотопов существенно сказывается также учет α -кластеров.

Из сравнения приведенных экспериментальных и теоретических данных следует, что модель внутриядерных каскадов, дополненная фермиевской моделью

распада возбужденных остаточных ядер, может с успехом использоваться для расчѐта различных характеристик неупругих взаимодействий частиц с ядрами в области энергий, больших нескольких десятков Мэв.

Дальнейшее совершенствование модели требует прежде всего более детальной экспериментальной информации.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] О. Б. Абдинов, В. С. Барашенков, *Сообщения ОИЯИ* P2-4788, Дубна 1969; P2-5023, Дубна 1970; P4-5479, Дубна 1970.
- [2] В. С. Барашенков, К. К. Гудима, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, *Сообщение ОИЯИ* P2-5118, Дубна 1970.
- [3] В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, Н. М. Соболевский, В. Д. Тонеев, *Сообщение ОИЯИ* P2-5507, Дубна 1970, Направлено в АЭ.
- [4] В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, *ЯФ*, **13**, 743 (1971); *Сообщение ОИЯИ* E2-5282, Дубна 1970.
- [5] V. S. Barashenkov, K. K. Gudima, V. D. Toneev, *Fortschr. Phys.*, **17**, 683 (1969).
- [6] О. Б. Абдинов, В. С. Барашенков, *Сообщение ОИЯИ* P4-5800, Дубна 1971.
- [7] В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, *Acta Phys. Polon.*, **36**, 415 (1969); *Сообщения ОИЯИ* P2-4065, Дубна 1968.
- [8] I. Nanaka *et al.*, *J. Phys. Soc. Japan*, **17**, 1817 (1962).
- [9] Л. С. Ажгирей и др., *ЖЭТФ*, **36**, 1631 (1959).
- [10] D. M. Corley, *Ph. D. Thesis*, University of Maryland 1968.
- [11] N. S. Wall, R. P. Roos, *Phys. Rev.*, **150**, 811 (1966).
- [12] J. W. Wachter, W. A. Gibson, W. R. Burrus, *ORNL-TM-2253* (1968).
- [13] R. D. Edge, D. H. Tompkins, J. W. Gleun, *Phys. Rev.*, **183**, 849 (1969).
- [14] W. H. Hess, B. J. Moyer, *Phys. Rev.*, **101**, 337 (1956).
- [15] R. Bernas *et al.*, *Phys. Letters*, **15**, 147 (1969).
- [16] L. Valentin, G. Albouy, I. D. Cohen, M. Gusakov, *Phys. Letters*, **7**, 163 (1963).
- [17] B. Cumming *et al.*, *Ann. Rev. Nuclear Sci.*, **13**, 261 (1963).
- [18] H. Gauvin, M. Lepout, X. Tarrago, *Nuclear Phys.*, **39**, 450 (1962).
- [19] H. Judis, S. Tanaka, *Phys. Rev.*, **171**, 1297 (1968).
- [20] G. Friedlander *et al.*, *Phys. Rev.*, **129**, 434 (1962).
- [21] I. R. Williams, C. B. Fulmer, *Phys. Rev.*, **154**, 1005 (1968).
- [22] J. A. Panontin *et al.*, *Phys. Rev.*, **169**, 851 (1967).
- [23] P. T. Anders *et al.*, *Nuclear Phys.*, **A109**, 689 (1968).
- [24] L. Valentin, *Nuclear Phys.*, **62**, 81 (1959).
- [25] A. F. Stehney, E. P. Steinberg, *Nuclear Phys.*, **B5**, 188 (1968).
- [26] M. Jung *et al.*, *Phys. Rev.*, **C1**, 435 (1970).
- [27] J. L. Symonds, J. Warren, J. D. Yong, *Proc. Phys. Soc. (London)*, **A70**, 824 (1957).
- [28] A. H. Rosenfeld, R. A. Swanson, S. D. Warschaw, *Phys. Rev.*, **103**, 413 (1956).
- [29] A. M. Poskauzer, L. P. Remsberg, S. Katcoff, J. B. Cumming, *Phys. Rev.*, **133**, B1507 (1964).
- [30] J. Audouze, M. Epherre, H. Reeves, *Nuclear Phys.*, **A97**, 144 (1967).