

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4788



О.Б. Абдинов, В.С.Барашенков

СЕЧЕНИЯ РАСЩЕПЛЕНИЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПРОТОНАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

P2 - 4788

О.Б. Абдинов, В.С.Барашенков

**СЕЧЕНИЯ РАСЩЕПЛЕНИЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПРОТОНАМИ**

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Настоящая работа является продолжением работы /1/ и посвящена изучению возможностей каскадной модели в применении к области легких ядер.

Особый интерес здесь представляют расчеты сечений образования стабильных и нестабильных изотопов различных остаточных ядер. Такие расчеты важны для ряда прикладных задач ядерной физики (проблемы дозиметрии, состав космических лучей и т.д.).

Особенность расчета расщеплений легких ядер состоит в необходимости учета α -кластеров /1/ и в том факте, что здесь совершенно неприменима обычная теория испарения, используемая для расчета характеристик низкоэнергетической компоненты вторичных частиц и свойств остаточных ядер, образующихся при расщеплениях средних и тяжелых ядер /2/. Энергия возбуждения легких остаточных ядер, как правило, столь велика, что условия применимости этой теории оказываются полностью нарушенными.

Наш расчет был выполнен в два этапа: для каждого акта протон-ядерного взаимодействия методом Монте-Карло сначала рассчитывалась каскадная стадия процесса (при этом были использованы в точности те же приближения, что и в работе /1/), затем с помощью статистической теории Ферми /3/ рассчитывался распад возбужденного остаточного ядра.

Вероятность распада ядра с полной энергией E на n вторичных частиц (ядро остаток плюс нуклоны, ядра трития, ^3He , ^4He и т.д.) определяется соотношением

$$W_n(E) = \left[\frac{V}{(2\pi)^3} \right]^{n-1} \frac{\prod_{i=1}^n (2J_i + 1)}{G_n} \rho_n(E).$$

Здесь $V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A$ - пространственный объем распадающегося ядра,

A - массовое число этого ядра, а r_0 - подгоночный параметр, который в данных расчетах был выбран равным $1,4 \cdot 10^{-13}$ см^{x/}; J_i - спин вторичной частицы; $G_n = \prod_{k=1}^n n_k!$ - фактор тождественности (для N сортов вторичных частиц);

$$\rho_n(E) = \frac{(2\pi)^{\kappa+1}}{\kappa!} \left(\frac{\prod_{i=1}^n M_i}{\sum_{i=1}^n M_i} \right)^{3/2} T_0^\kappa -$$

энергетический вес /4/; $\kappa = \frac{3}{2}n - 1$; $T_0 = E - \sum_{i=1}^n M_i$; M_i - масса i -ой вторичной частицы.

При расчете учитывались все возможные каналы распада данного возбужденного ядра. Канал k считался возможным, если энергия T_0 превышала кулоновскую энергию остаточного ядра и наименьшую энергию, необходимую для отрыва от "последкасадного" ядра одного протона или нейтрона. Как отдельные каналы рассматривались распады с образованием возбужденного ядра. Значения параметров таких ядер были взяты из работы /5/; при этом, как показали расчёты, вклад высоковозбужденных состояний оказывается весьма небольшим.

Заметив теперь, что при распаде "последкасадного" ядра сорта a с энергией E образуется

$$N_{xa}(E) = \sum_i n_{xi} W_i(E) / \sum_k W_k(E)$$

ядер сорта x (n_{xi} - число ядер x , образующихся в канале i), получим для полного числа ядер x , образовавшихся в результате распада всех ядер сорта a , значение

$$N_{xa} = n_a \int_E N_{xa}(E) dE,$$

где n_a - число ядер a .

x/ Если считать, что объем сильновозбужденной системы нуклонов, какой является остаточное ядро, равен сумме объемов нуклонов, то для r_0 следует выбрать то же значение $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см, что и в теории Ферми для множественного рождения частиц в N - N столкновениях.

Сечение образования ядер сорта x

$$\sigma_x = \pi R^2 \frac{1}{N} \sum_a N_{xa},$$

где R - радиус ядра-мишени, а N - полное число падающих протонов.

На рис. 1 приведены вычисленные значения полного сечения неупругого взаимодействия $P + {}^{12}C$. Для сравнения там же показаны результаты, полученные с помощью оптической модели /6/. Теоретические кривые согласуются между собой и с известными экспериментальными точками.

Согласие с опытом имеет место и для сечений выхода отдельных ядер, что иллюстрируется рис. 2 и 3. (Приведенные на этих рисунках экспериментальные данные взяты из работ /7-21/).

Наилучшее согласие наблюдается в области $T = 200 + 500$ Мэв. При больших энергиях существенный вклад дают процессы мезообразования, которые в данном случае не учтены. При меньших энергиях можно ожидать значительного влияния эффектов, связанных с диффузностью ядерной границы. Эти вопросы сейчас исследуются.

Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, О.Б. Абдинов. Препринт ОИЯИ, P2-4568, Дубна, 1969.
2. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринты ОИЯИ, P2-4313 и P2-4402, Дубна, 1969.
3. E. Fermi. Prog. Theor. Phys., 5, 1570 (1950).
4. J.V. Lepore, R.N. Stuart. Phys. Rev., 94, 1724 (1954).
5. Б.С. Джелепов, Л.К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. "Наука", 1966.
6. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Сообщение ОИЯИ, P2-4183, Дубна, 1968.
7. H. Gauvin, M. Lefort and X. Tarrago. Nucl. Phys., 39, 450 (1962).
8. K.J. Foley, G.L. Salmon, A.B. Glegg. Nucl. Phys., 31, 43 (1962).
9. R. Bernas et al. Phys. Letters, 15, 147 (1965).
10. G.B. Cumming. Annual Rev. Nucl. Sci., 13, 261 (1963).

11. L.Valentin et al. Phys.Lett., 7, 163 (1963).
12. G.Albouy et al. Phys.Lett., 2, 306 (1962).
13. G.V.Rayudu. Can. J. Chemistry, 42, 1149 (1964).
14. J.L.Synouds, J.Warren, G.D.Young. Proc.Phys.Soc., A70, 824 (1957).
15. L.Valentin. Nuclear Physics, 62, 81 (1965).
16. V.Meyer, R.M.Eisberg, R.F.Carlson. Phys.Rev., 117, 1334 (1960).
17. R.Goloskie, K.Strauch. Nuclear Physics, 29, 474 (1962).
18. A.J.Kirschbaum. Thesis, University of California. Report UCRL 1967 (1954).
19. H.Muirhead, W.G.v.Rosser. Phys. Mag., 46, 652 (1955).
20. G.P.Millburn, W.Birnbaum et al. Phys. Rev., 95, 1268 (1954).
21. В.Н. Москалев, Б.В. Гавриловский. ДАН СССР, 110, 972 (1956).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 ноября 1969 года.

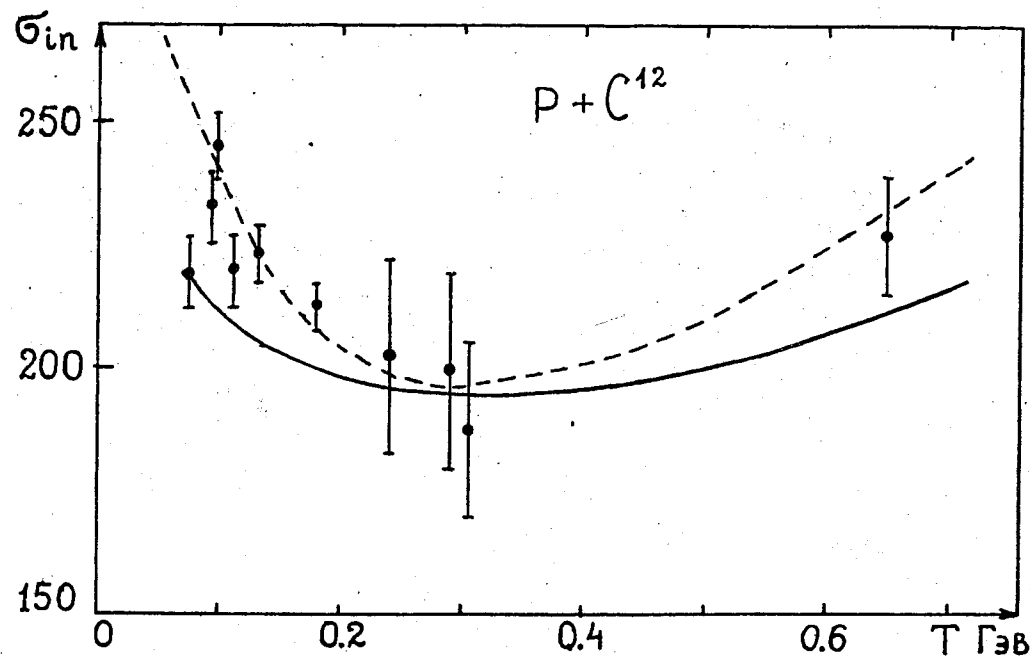


Рис.1. Полное сечение неупругих взаимодействий $P + {}^{12}C$ (в миллибарнах).
Сплошная кривая - результат каскадного расчета; пунктир - расчет по оптической модели.

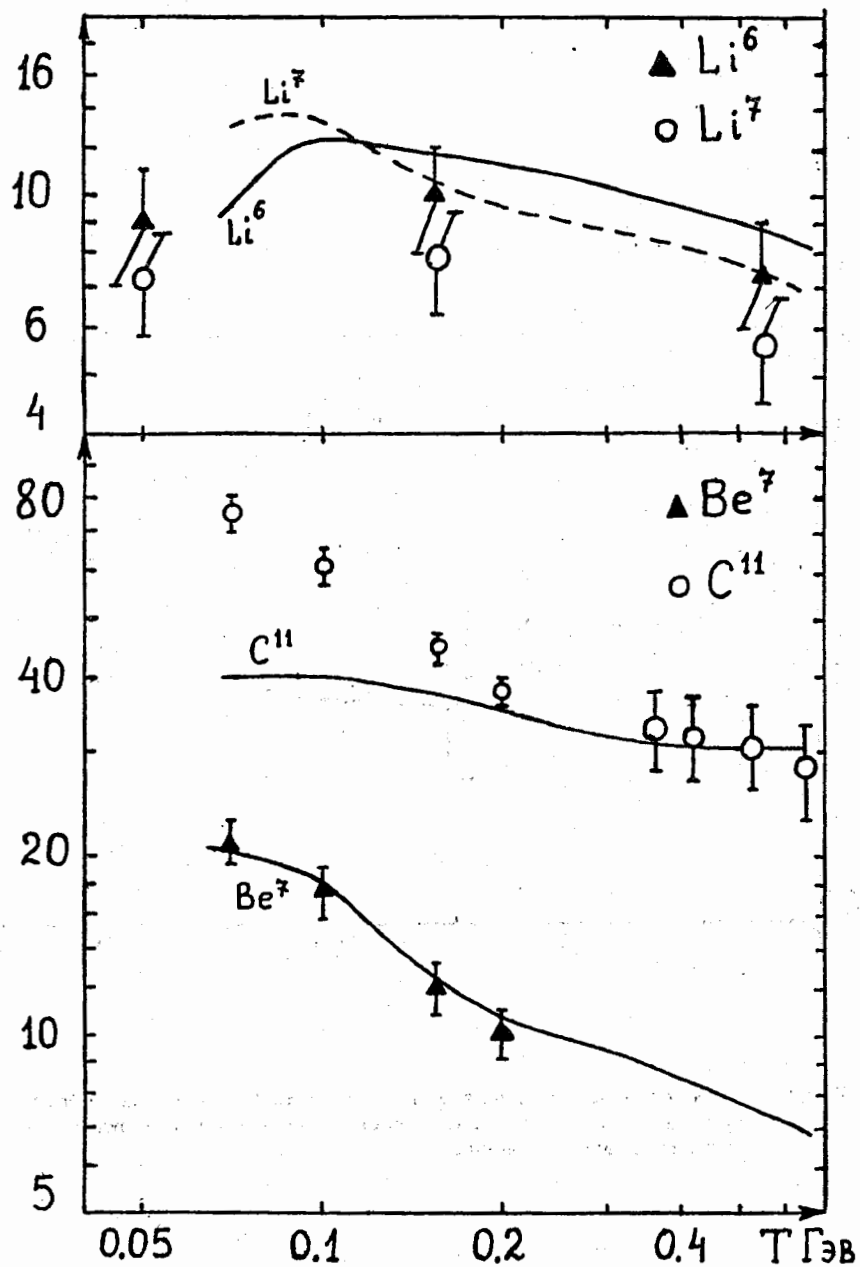


Рис.2. Энергетическая зависимость сечений образования различных изотопов в реакциях $P+^{12}C$. T - энергия первичных протонов; сечения - в миллибарнах.

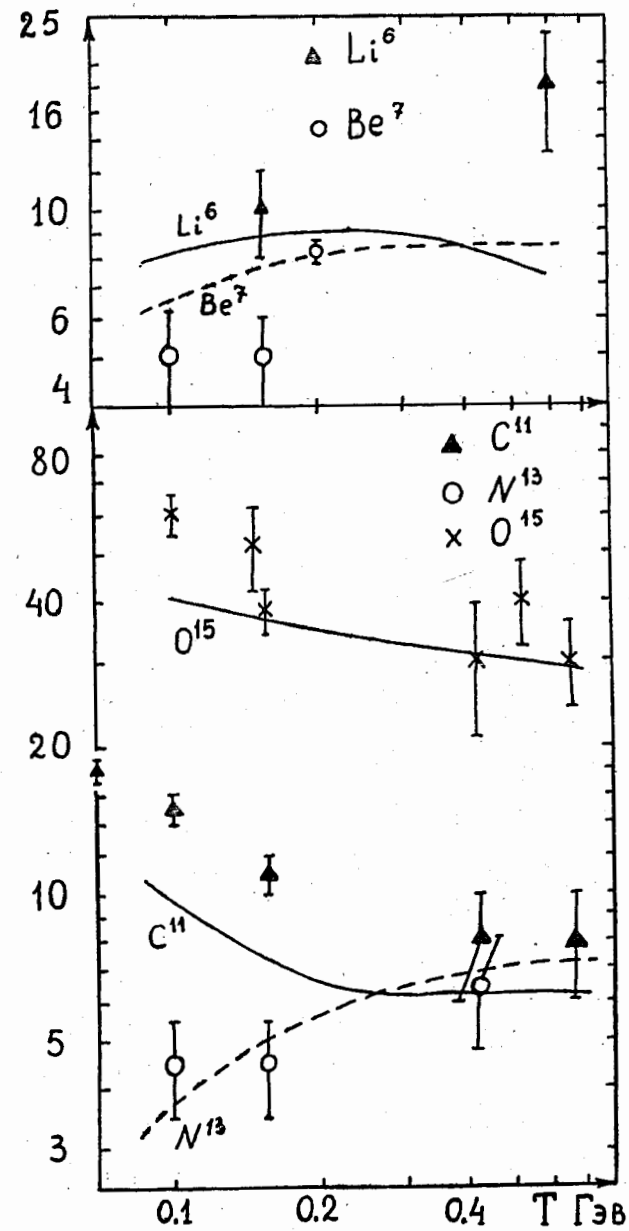


Рис.3. То же, что и на рис. 2. Взаимодействие $P+^{16}O$.