

12/v.70

A-139

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Дубна.

P2 - 5023



О.Б. Абдинов, В.С. Барашенков

**НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ
С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ**

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P2 - 5023

О.Б. Абдинов, В.С. Барашенков

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ
С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

Направлено в Nucl. Phys.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

8308/2 чф

В работах /1-3/ было показано, что каскадно-испарительная модель неупругих взаимодействий частиц с ядрами хорошо согласуется с опытом во всей области энергий от нескольких десятков Мэв до нескольких Гэв; учёт многочастичных взаимодействий позволяет продвинуть эту модель и в область больших энергий, вплоть до $T \approx 10^3$ Гэв /3,4/.

Однако в применении к легким ядрам каскадно-испарительная модель требует дальнейшего усовершенствования. Во-первых, при расчёте каскадной стадии взаимодействия в этом случае необходимо учитывать внутриядерные кластеры, которые дают весьма значительный вклад. Во-вторых, для расчёта распада сильно возбужденных легких ядер, остающихся после каскадной стадии, совершенно неприменима обычная теория испарения: как правило, энергия возбуждения здесь настолько велика, что условия применимости испарительной модели оказываются полностью нарушенными.

В настоящее время известно несколько теоретических подходов, позволяющих получить некоторые представления о свойствах кластеров и параметрах их движения внутри ядра (см., например, работы /5-9/). Наряду с этим, поскольку экспериментальная и теоретическая информация о кластерах еще очень бедна, представляет интерес и другой подход,

когда величины, характеризующие образование кластеров в ядре, закладываются в теории феноменологически и в последующем определяются из сравнения результатов расчётов с опытом. Этому подходу мы и будем следовать далее.

Оценки показывают, что с наибольшей вероятностью в ядре осуществляются группировки нуклонов в виде α -частицы /5-11/. Никаких других кластеров мы учитывать не будем.

Для расчёта каскадной стадии взаимодействия воспользуемся методом, развитым в работах /12,13/. Это позволит нам точно учесть законы сохранения энергии и импульса в каждом акте упругого и неупругого взаимодействия внутри ядра, принять во внимание процессы мезообразования и корректно рассчитать влияние диффузной ядерной границы.

Вероятность упругого столкновения каскадного нуклона с α -кластером положим равной

$$\omega_{el}^{\alpha}(T) = \omega_{\alpha} \sigma_{el}^{Na}(T) / \sigma_{tot}^{Na}(T),$$

где величину ω_{α} будем рассматривать как параметр, подбираемый из условия наилучшего согласия результатов расчёта с экспериментом^{x/}. После столкновения с α -кластером прослеживается дальнейшее движение этого кластера внутри ядра и разыгрываются его упругие и неупругие столкновения с внутриядерными нуклонами.

^{x/} Здесь и далее везде T - кинетическая энергия первичной частицы в лабораторной системе координат; T' - кинетическая энергия каскадной частицы.

Характеристики упругих и неупругих взаимодействий с α -кластерами считались такими же, как и для взаимодействий свободных α -частиц /10,14,15/. (При этом для упругих $N-\alpha$ столкновений учитывался, конечно, принцип Паули, который запрещал значительную часть таких столкновений). Кластер считается вылетевшим из ядра, если он оказывается вне сферы с радиусом $R'_\alpha = R - r_\alpha$, где R - значение радиуса ядра, после которого ядерная плотность считалась равной нулю, а радиус самой α -частицы, и, кроме того, если выполнено условие $r_\alpha \geq v_{\alpha\alpha}$, где $v_{\alpha\alpha}$ - высота кулоновского барьера для α -частицы. Другими словами, мы считали, что если α -частица удаляется от центра ядра на расстояние $r > R'_\alpha$, то во внешней области практически уже не остается нуклонов, с которыми она могла бы взаимодействовать.

Для вычисления вероятностей различных каналов распада возбужденных остаточных ядер $\omega_n(E)$ (E - полная энергия распадающегося ядра) воспользуемся статистической теорией Ферми (подробнее см. об этом в работах /11,16/). При этом следует принять во внимание все возможные каналы распада данного возбужденного ядра. Канал считался возможным, если его энергия $T_0 = E - \sum_{i=1}^n M_i$, где M_i - масса осколка (вторичной частицы), превышает кулоновскую энергию остаточного ядра и величину минимальной энергии E_{min} , необходимой для отрыва от распадающегося ядра одного протона или нейтрона.

Распады с образованием возбужденного ядра следует рассматривать как независимые каналы; значения параметров таких ядер можно взять из сборника /17/. Как показали расчёты, вклад высоковозбужденных состояний ядер оказывается весьма небольшим.

Результаты расчёта характеристик каскадных частиц совместно с экспериментальными данными из работ /18/ приведены на рис. 1-3. Для сравнения там же показаны данные, вычисленные без учёта процессов мезообразования и диффузности ядерной границы /10/. Оба варианта расчётов приблизительно в равной степени согласуются с данными эксперимента.

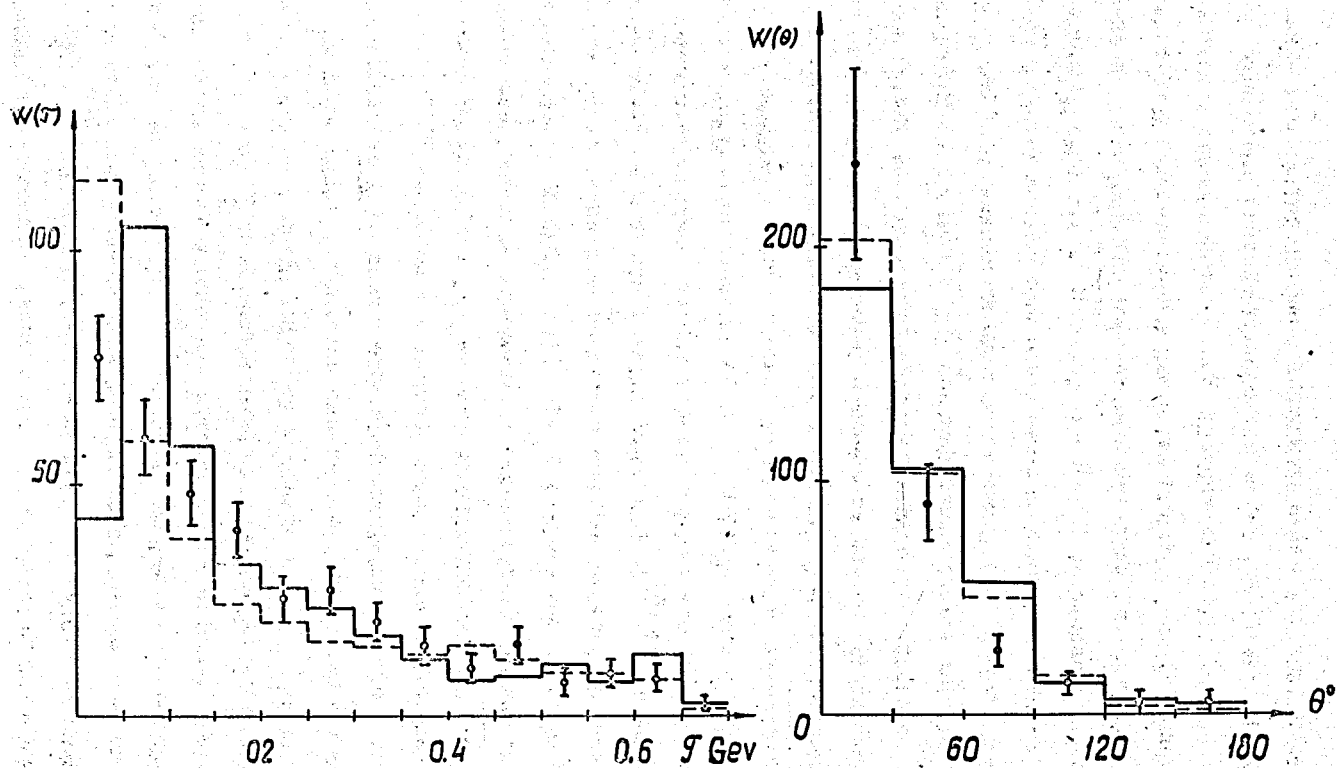


Рис. 1. Энергетическое и угловое распределения вторичных протонов, образующихся при взаимодействии 660-Мэвных протонов с ядрами углерода. Сплошная гистограмма - результат расчёта; пунктир - расчёт, неучитывающий диффузности границы ядра и процессов мезообразования/10/. Экспериментальные точки взяты из работы/17/.

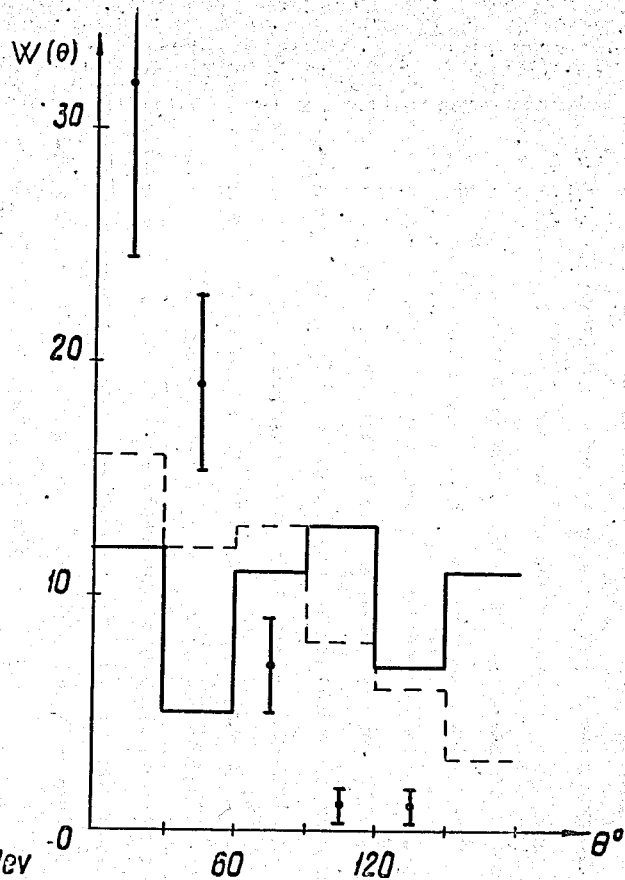
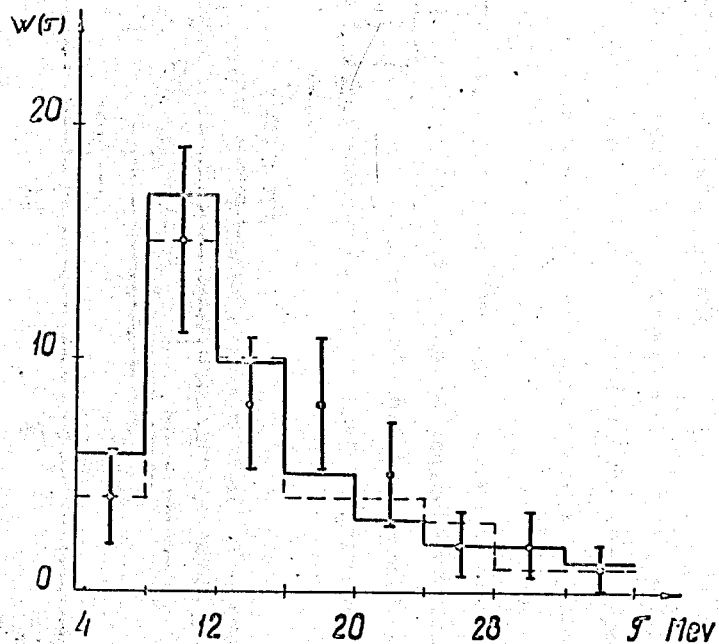


Рис. 2. Энергетическое и угловое распределения α -частиц, рождающихся при столкновениях 660-Мэвных протонов с ядрами углерода. Обозначения те же, что и на рис. 1.

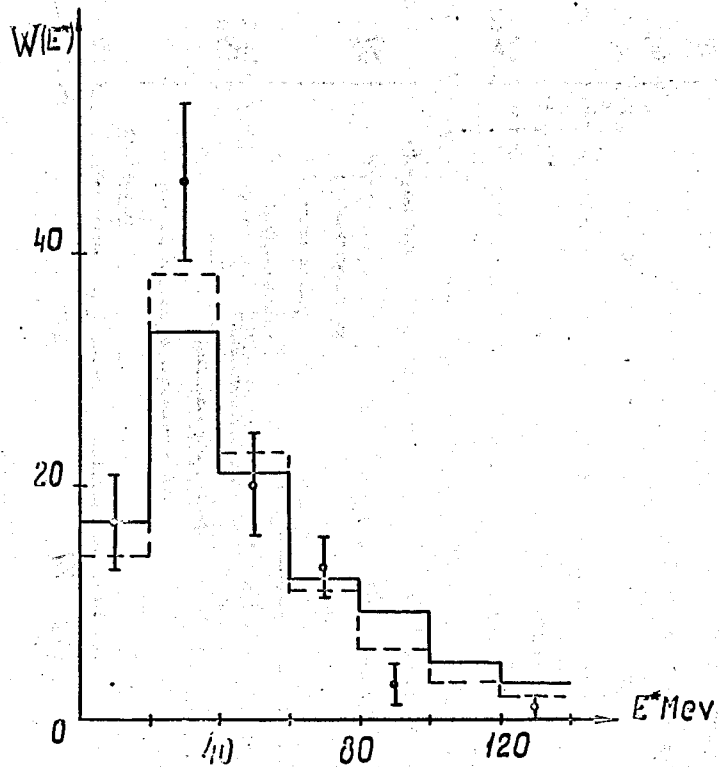


Рис. 3. Энергия возбуждения ядер, остающихся после каскадной стадии взаимодействия $P + {}^{12}C$ при $T = 660$ Мэв. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Расчётная доля α -частиц с энергией $\tau > 32$ Мэв составляет не более 3-6%. Это согласуется со значением $\approx 3\%$ из эксперимента ^{/19/} (см. также монографию ^{/20/}), однако намного меньше, чем наблюдалось в работах ^{/18/}, где доля высокоэнергетических α -частиц составляла около 30% и прослеживалась вплоть до энергий $\tau \approx 70$ Мэв ^{x/}.

С чем связано такое расхождение, остается пока не ясным. Возможно, это обусловлено преимущественным распределением α -кластеров на периферии ядра - обстоятельство, которое мы пока не учитывали (мы предполагали равномерное распределение кластеров). Другая причина, по-видимому, заключается в том, что в работах ^{/18/} нельзя было отличить α -частицы от ядер ${}^3\text{He}$, которые обладают более высокой энергией и вылетают преимущественно под малыми углами. (С теоретической точки зрения такое поведение ядер ${}^3\text{He}$ можно объяснить тем, что эти сравнительно редкие ядра образуются, в основном, в результате периферических взаимодействий).

Энергетические распределения протонов и α -частиц при $\tau < 32$ Мэв хорошо согласуются с опытом. Хорошее согласие имеет место также для угловых распределений протонов и для энергий возбуждения остаточных ядер E^* .

Хуже обстоит дело с угловыми распределениями α -частиц: на опыте наблюдается значительно большее число частиц, вылетающих под малыми углами (хотя ошибки измерений довольно велики). Варьирование вероятности кластеризации ω_α и других параметров, ха-

^{x/} Среднее расчётное число α -частиц при этом составляет $\bar{n}_\alpha = 0,09$, а соответствующее экспериментальное значение, приведенное в работе ^{/18/}, $\bar{n}_\alpha = 0,15 \pm 0,02$.

рактизирующих α -кластеры, не устраняет этих расхождений^{x/}. Как уже отмечалось выше, расхождения, по-видимому, обусловлены вкладом быстрых ядер ${}^3\text{He}$.

Полное сечение неупругих взаимодействий высокоэнергетических протонов с ядром углерода и сечения выхода различных изотопов в реакциях $P + {}^{12}\text{C}$ и $P + {}^{16}\text{O}$ показаны на рис. 4-6. Теоретические кривые согласуются между собой и с известными экспериментальными точками. Учёт мезообразования и диффузности ядерной границы заметно улучшает согласие с экспериментом, особенно в области больших энергий.

Обращает на себя внимание хорошее согласие с опытом выхода реакций ${}^{12}\text{C}(p, p_n){}^{11}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}(p, p_n){}^{15}\text{O}$. В ранее выполненных расчётах^{/16/} теоретические значения в 4-5 раз меньше экспериментальных. Это, по-видимому, было обусловлено, главным образом, тем, что в работах^{/16/} не учитывалась минимальная энергия отрыва E_{min} , из-за чего оказался завышенным выход реакций с более глубоким расщеплением, в действительности снятие возбуждений происходит не путем испускания ядерных частиц, а благодаря эмиссии γ -квантов.

Приведенные на рис. 1-6 данные показывают, что рассмотренная каскадная модель может с успехом применяться для расчёта расщеплений легких ядер высокоэнергетическими частицами.

^{x/} Наилучшее согласие с опытом получается, если выбрать $\omega_\alpha = 0,2$, глубину потенциальной ямы для α -частицы положить равной $\nu = 5\text{ Мэв}$, а импульсное распределение характеризовать функцией

$$N(p) = \exp\{-p^2/(260\text{ Мэв}/c)^2\}.$$

По сравнению с теорией, не учитывающей диффузность ядерной границы^{/10/}, значение ν оказывается вдвое меньшим. Величины, относящиеся к каскадным протонам, и распределение энергии возбуждения $W(E^*)$ слабо зависят от параметров ω_α, ν .

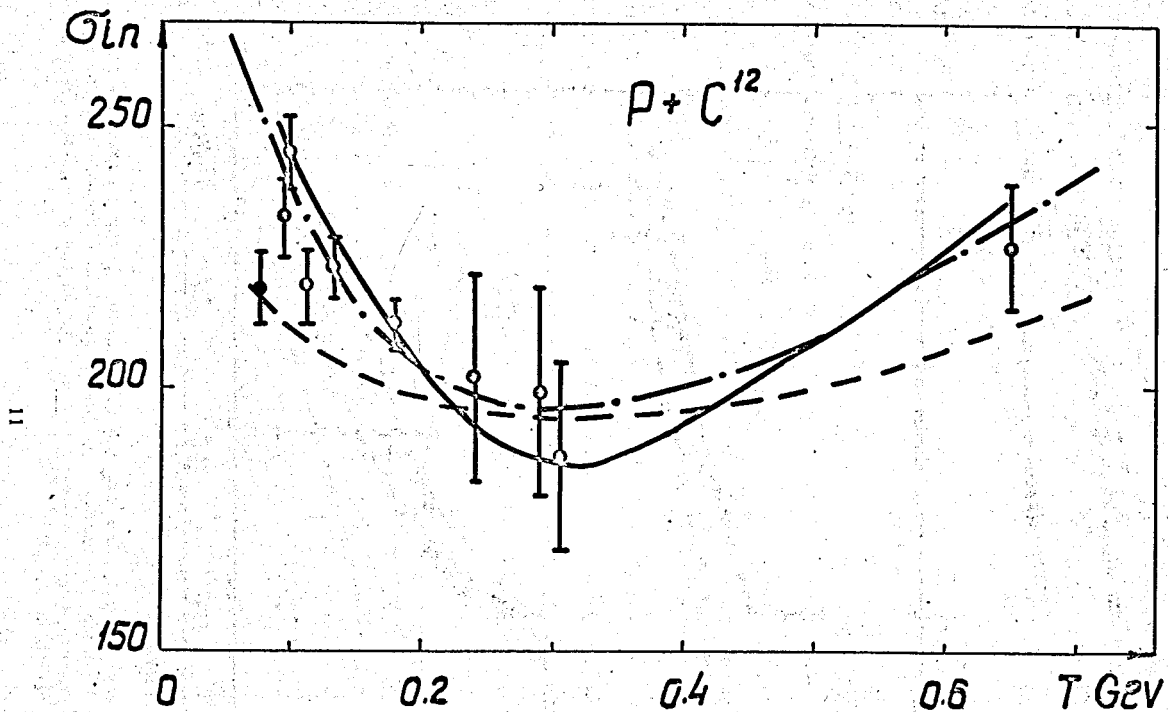


Рис. 4. Полное сечение неупругих взаимодействий $p + C^{12}$ (в миллибарнах). Сплошная кривая - результат каскадного расчёта; пунктир - каскадный расчёт, не учитывающий диффузность границы ядра и процессов мезообразования/11/; штрих-пунктирная кривая - результат расчетов по оптической модели /21/. Экспериментальные точки взяты из работ /31-38/.

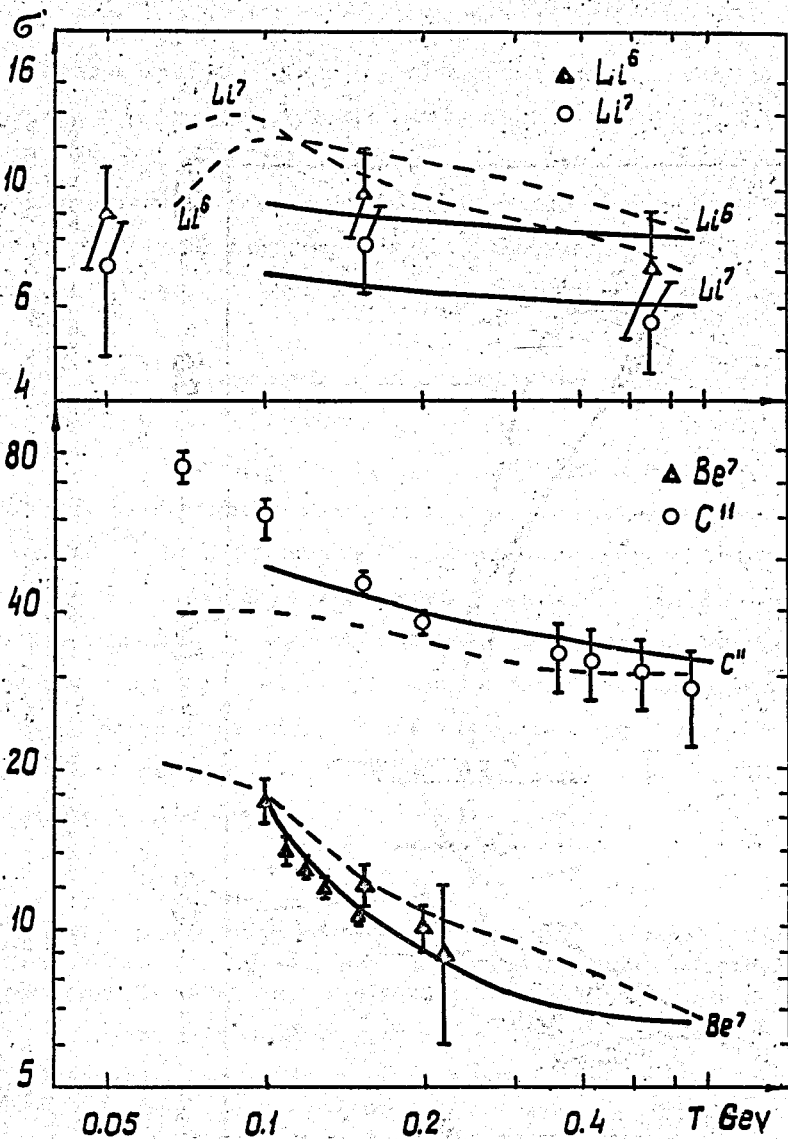


Рис. 5. Энергетическая зависимость сечений образования различных изотопов в реакциях $p + {}^{12}C$ (в мб). Сплошная кривая - результат расчёта. Пунктир - расчёт, не учитывающий диффузности ядерной границы и процессов мезообразования. Экспериментальные точки взяты из работ/22-25/.

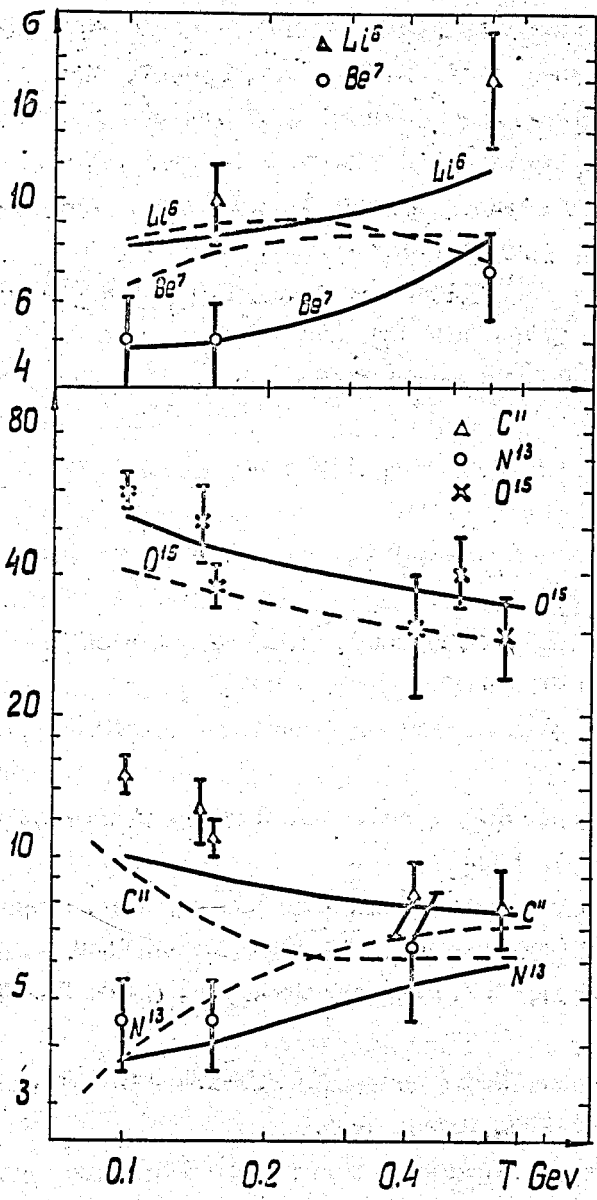


Рис. 6. То же, что и на рис. 5. Взаимодействие $P + {}^{16}O$. Экспериментальные точки взяты из работ/24-30/.

Л и т е р а т у р а

1. V.S. Barashenkov, K.K. Gudima, V.D. Toneev. Acta Phys.Pol., 36, 457 (1969).
2. V.S. Barashenkov, K.K. Gudima, V.D. Toneev. Acta Phys.Pol., 36, 887 (1969).
3. V.S. Barashenkov, K.K. Gudima, S.M. Eliseev, A.S. Iljinov, V.D. Toneev. Report JINR, E2-4607, Dubna, 1969.
4. I.Z. Artykov, V.S. Barashenkov, S.M. Eliseev, Nucl.Phys., B6, 11 (1968); B6, 629 (1960).
5. M. Rottenberg, L. Wilets. Phys.Rev., 110, 1126 (1958).
6. В.Г. Соловьев. ДАН СССР 131, 286 (1960).
7. В.В. Балашов, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов, Н.П. Юдин; ЖЭТФ 37, 1387 (1959).
8. В.В. Балашов, А.Н. Бояркина, И. Роттер; Nucl.Phys., 59, 417 (1964).
9. П. Береги, Н.С. Зеленская, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов; Nucl.Phys., 66, 513 (1965).
10. В.С. Барашенков, О.Б. Абдинов; Acta Phys. Pol. (в печати); Сообщение ОИЯИ P2-4568, Дубна, 1969.
11. О.Б. Абдинов, В.С. Барашенков; Сообщение ОИЯИ P2-4788, Дубна, 1969.
12. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Сообщение ОИЯИ P2-4065, Дубна, 1969.
13. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Acta Phys. Pol., 36, 415 (1969). Сообщение ОИЯИ P2-4066, Дубна, 1969.
14. В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. Сообщение ОИЯИ P2-4333, Дубна 1969.
15. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. Сообщение ОИЯИ P2-4520, Дубна, 1969.
16. P.M. Epherre, E. Gradstein. Journal de Physique, 28, 745 (1967).

17. Б.С. Джелепов, Л.К. Пекер. "Схемы распада радиоактивных ядер", Изд-во "Наука", М., 1966.
18. А.П. Жданов, П.И. Федотов, ЖЭТФ, 41, 1870 (1961); 43, 835 (1962); 45, 455 (1963).
19. В.И. Остроумов, Р.А. Филов. ЖЭТФ 31, 913 (1956).
20. О.Д. Бриллю, А.И. Вихров и др. "Ядерные взаимодействия в защите космических кораблей", Атомиздат, М., 1968, стр. 121-125.
21. V.S. Barashenkov, K.K. Gudima, V.D. Toneev. Fort. d. Phys., 17, 683 (1969).
22. H. Gauvin, M. Lepout and X. Tarrago. Nucl.Phys., 39, 450 (1962).
23. G.B. Cumming. Ann.Rev.Nucl.Sci., 13, 261 (1963).
24. R. Bernas et al. Phys. Lett., 15, 147 (1965).
25. L. Valentin et al. Phys.Lett., 7, 163 (1963).
26. K.J. Foley, G.L. Salmon, A.B. Glegg. Nucl.Phys., 31, 43(1962).
27. G. Albouy et al. Phys.Lett., 2, 306 (1962).
28. G.V. Rayudu, Can. J. Chemistry 42, 1149 (1964).
29. J.L. Synouds, J. Warren, G.D. Young. Proc. Phys.Soc., A70, 824 (1957).
30. L. Valentin. Nucl.Phys., 62, 81 (1965).
31. V. Mever, R.M. Eisberg, R.F. Carlson, Phys.Rev., 117, 1334(1960).
32. R. Coloskie, K. Strauch. Nucl.Phys., 29, 474 (1962).
33. A.J. Kirschbaum. Thesis, University of California, Report UCRL, 1967 (1954).
34. H. Millburn, W. Birnbaum et al. Phys.Rev., 95, 1268 (1954).
35. H. Muirhead, W.G.v. Rosser. Phys.Mag., 46, 652 (1955).
36. В.Н. Москалев, Б.В. Гавриловский. ДАН СССР 110, 872 (1956).

Рукопись поступила в издательский отдел:

1 апреля 1970 года.