

3356

9ф, 1969, т. 9, в. 3, с. 528-34

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Экз. чит. зала



P2 - 3356

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

1967.

P2 - 3356

В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев

**МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ**

Направлено в "Nuclear Physics"

1. Введение

В связи с конструированием сильноточных генераторов нейтронов, а также в связи с вопросами радиационной защиты космических кораблей^{х/} в последнее время актуальной стала задача научиться рассчитывать неупругие взаимодействия ядер с ядрами при высоких энергиях.

Во многих работах было показано, что в области энергий, больших нескольких десятков Мэв, взаимодействие нуклонов и мезонов с ядрами происходит в основном путем развития внутриядерного каскада (см. работы^{/3-6/}, где приведена библиография). Очень важно выяснить, в какой степени такой каскадный механизм реализуется при столкновениях быстрых ядер, когда сразу происходит очень большое число взаимодействий внутриядерных нуклонов. Если этот механизм действительно имеет место, то использование метода Монте-

^{х/} См., например, работы^{/1,2/}, где можно найти дальнейшую библиографию. Хотя по отношению к протонам ядерная компонента космических лучей составляет всего лишь несколько процентов, радиационный эффект при длительных полетах определяется в основном ($\approx 80\%$) именно этой компонентой.

Карло явилось бы весьма эффективным способом расчёта взаимодействий ядер с ядрами.

Изучение взаимодействий ядер естественно начать с наиболее простого случая дейтрон-ядерных столкновений, тем более, что для этого случая сейчас имеется наибольшее число экспериментальных данных.

Первая такая попытка была предпринята в работе ^{18/}, где методом Монте-Карло исследовалось взаимодействие дейтронов с углеродом при $T_d = 280 \text{ Мэв}$ ^{xx/}. Результаты вычислений не противоречили предположению о механизме внутриядерного каскада, однако неточность теоретического расчёта (было рассчитано всего лишь 60 розыгрышей в рамках крайне упрощенной модели) и бедность известного в то время экспериментального материала исключали возможность более определенных заключений.

Использование быстродействующих электронных машин позволяет в настоящее время выполнить расчёты каскадов с минимальными теоретическими ограничениями, накоплен также значительный экспериментальный материал для различных мишеней. Все это дает возможность получить вполне однозначные заключения о характере неупругих дейтрон-ядерных взаимодействий.

2. Модель и метод расчёта

Мы будем рассматривать дейтрон как слабо связанную систему, "гантель" из протона и нейтрона, расстояние между которыми фиксировано и равно среднему "диаметру" дейтрона $D = 4,3 \cdot 10^{-13}$ см. Направление оси такой гантели изотропно распределено в пространстве, а поскольку орбитальный момент дейтрона равен нулю, то ее ориентация не изменяется при движении. Закрепленные нуклоны имеют относительный импульс p , для оценки распределения этого импульса мы используем функцию

$$W(p) d^3 p = \frac{1}{\pi D} \frac{d^3 p}{(p^2 + \hbar^2/D^2)^2}$$

^{xx/} Здесь и везде далее T_d — кинетическая энергия налетающего дейтрона в лабораторной системе координат.

представляющую квадрат фурье-компоненты приближенной волновой функции дейтрона

$$\Psi(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \frac{e^{-r/D}}{r}$$

Как показали расчёты, детали распределения $W(\bar{p})$ слабо сказываются на приводимых ниже результатах расчётов.

Для ядра-мишени будем использовать модель вырожденного ферми-газа, которая обычно используется в расчётах нуклон-ядерных каскадов. В данной работе мы рассмотрим наиболее простую модель - ядро с резкой границей (радиус $R = 1,4 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см) и будем считать, что с ядром взаимодействуют лишь те дейтроны, центр тяжести которых проходит от центра ядра-мишени на расстоянии не больше чем $R + D/2$. Сравнение с экспериментами различных типов позволит нам выяснить, насколько важным является учет диффузности ядерной границы (напомним, что в случае нуклон-ядерных взаимодействий этой диффузностью можно было пренебречь^{/4-6/}).

Случай, когда в ядро-мишень попадает лишь один из нуклонов ядра дейтерия, а второй продолжает движение практически без изменения своего импульса, относятся к реакции стриппинга; эту реакцию мы будем учитывать как частный случай неупругого дейтрон-ядерного взаимодействия и включать ее вклад во все приводимые ниже результаты вычислений.

Следует, однако, иметь в виду, что сечение стриппинга в нашем расчёте должно быть несколько заниженным, т.к. вследствие малой энергии связи дейтрона его расщепления могут происходить и на далекой периферии ядра, в то время как диффузностью ядерной границы мы пренебрегаем^{х/}.

х/ В то же время по сравнению с известной теорией Сербера^{/9/} наш расчёт является более полным, т.к. у нас автоматически учитывается возможность стриппинга внутри ядра (когда один из дейтронных нуклонов проходит ядро без взаимодействия) и не использовалось приближение $D/2R \ll 1$.

Иногда оказывается, что попавшие в ядро нуклоны дейтерия (оба нуклона или один, как это имеет место в реакции стриппинга) проходят это ядро без взаимодействия; в таких случаях считается, что дейтрон не взаимодействовал с ядром.

При вычислениях будем учитывать случаи упругого рассеяния налетающего дейтрона на внутриядерных нуклонах. Для расчёта таких столкновений используются известные экспериментальные сечения $N-d$ взаимодействий.

Так как сечение упругого $N-d$ взаимодействия быстро уменьшается с ростом энергии, то упругое $N-d$ рассеяние внутри ядра очень слабо влияет на результаты вычислений.

Мы будем считать, что при неупругом $N-d$ взаимодействии внутриядерное столкновение (в области энергий порядка нескольких сотен Мэв это, как правило, — упругое столкновение) испытывает лишь один из нуклонов дейтерия, другой же нуклон сохраняет свой импульс. Дальнейшее поведение этих нуклонов, как и поведение нуклона, попавшего в ядро в реакции стриппинга, рассматривается в рамках обычной модели внутриядерного каскада ^{/4-6/}.

Для описания характеристик упругих и неупругих $p-p$ и $p-a$ взаимодействий внутри ядра, будем использовать соответствующие экспериментальные данные.

Все каскадные расчёты выполнены методом Монте-Карло с учётом принципа Паули и релятивистской трехмерной кинематики; разыгрывались также направление оси налетающего дейтрона и значение относительного импульса нуклона в дейтроне \bar{p} . Снятие возбуждения у ядра-остатка, образовавшегося после вылета из ядра-мишени быстрых каскадных частиц, рассчитывалось в рамках обычной испарительной модели ^{/7/}. Приведенные ниже результаты основаны на расчёте примерно 2000 розыгрышей для каждого ядра-мишени и каждого значения энергии T_d . В отдельных случаях — например, при вычислении спектров частиц под определенными углами — рассчитывалось свыше 10^4 розыгрышей ^{x/}.

^{x/} Время одного розыгрыша на машине М-20 составляет в среднем около 0,7 сек.

Кроме перечисленных выше процессов, в сечение неупругого рассеяния дают вклад также процессы кулоновского и дифракционного расщеплений дейтрона. Свободные нуклоны, на которые в этом случае расщепляется дейтрон, могут далее попасть в ядро и вызвать ядерную реакцию (один нуклон или оба) или же пролететь мимо ядра. Первый случай практически не отличается от неупругих дейтрон-ядерных взаимодействий, о которых шла речь выше. Что касается второго случая, то сечение кулоновского расщепления очень мало ($\sigma_{\text{кул}} / \sigma_{\text{in}} \approx 10^{-3} Z^2 \%$, Z - заряд ядра ^{/10,11/}) и дает заметный вклад лишь для тяжелых ядер; сечение дифракционного расщепления на ядре с резкой границей может быть рассчитано по формулам, приведенным в обзоре ^{/11/}. Для тяжелых ядер оно оказывается примерно такого же порядка величины, что и $\sigma_{\text{кул}}$, а для легких ядер весьма мало по сравнению с сечением неупругого взаимодействия.

За исключением случаев, когда производится сравнение с фотоэмульсионными данными, вклад рассчитанных таким образом кулоновского и дифракционного расщеплений включен во все приводимые ниже характеристики дейтрон-ядерных взаимодействий (в опытах с фотоэмульсией процессы расщепления практически не фиксируются; см. ниже).

3. Результаты расчёта

В табл. 1 расчётные сечения неупругого взаимодействия дейтрона с различными ядрами сравниваются с соответствующими экспериментальными величинами. Эксперимент и теория близки друг к другу, однако средние экспериментальные значения (кроме Al^{27}) систематически превосходят расчётные.

Как мы увидим далее, это расхождение, по-видимому, связано в основном с частицами, вылетающими под малыми углами, и его можно отнести за счёт процессов типа стриппинга и расщепления дейтрона на далекой периферии ядра-мишени, для расчёта которых требуется более детальная модель.

В табл. 3 и 2 приведены распределения неупругих взаимодействий по числу рождающихся заряженных частиц, а на рис. 1 - зависимость среднего числа испущенных нейтронов от массового числа ядра-мишени. Данные табл. 2

характеризуют каскадную (ливневую) стадию дейтрон-ядерного взаимодействия. Табл. 3 и рис. 1 учитывают и испарительную стадию. В случае заряженных частиц наблюдается неплохое согласие экспериментальных и расчётных величин для обоих значений параметра плотности уровней возбужденного ядра-остатка $a = 0,1$ и $a = 0,05 \text{ Мэв}^{-1}$, используемых обычно для расчёта процесса испарения. Хуже согласуются эксперимент и теория на рис. 1.

Причина такого расхождения в данных для заряженных и нейтральных частиц остается не вполне ясной. Отчасти это обусловлено различием методов, использовавшихся в экспериментах ^{/13-15/}. Фотоэмульсионный метод, применявшийся в работах ^{/13,14/} для исследования заряженных частиц, существенно занижает вклад далеких периферических взаимодействий, при которых ядро остается в слабо возбужденном состоянии; такие события в фотоэмульсии очень трудно зарегистрировать, и экспериментальные данные лучше согласуются с каскадно-испарительной моделью, не учитывающей расщеплений дейтрона. Наоборот, метод работы ^{/15/} позволял фиксировать все вторичные нейтроны, в том числе и образующиеся при периферических взаимодействиях, где их число существенно ниже того, что дают каскадные расчёты.

То, что расхождения действительно в значительной степени обусловлены периферическими взаимодействиями, подтверждается видом угловых и импульсных распределений вторичных частиц. Нуклоны в неупругих столкновениях с большими параметрами удара вылетают в основном в область малых углов, именно в этой области расчётные спектры плохо согласуются с экспериментальными кривыми (рис. 2); при этом согласие ухудшается с уменьшением угла. В то же время распределения, полученные в фотоэмульсионных измерениях, хорошо согласуются с теорией (рис.3,4 и таблицы 4,5). Особенно показательным в этом отношении является распределение на рис. 3 В, относящееся к быстрым частицам, испущенным под малыми углами $\theta \leq 10^\circ$, и тем не менее хорошо согласующееся с теоретическим.

Вместе с тем использование толстых мишеней, в свою очередь, может служить источником систематических ошибок, связанных с трудностью перерасчёта результатов таких экспериментов на акт дейтрон-ядерного взаимодействия.

Если учесть эти обстоятельства, то следует признать, что согласие между теорией и экспериментом является вполне удовлетворительным.

4. Заключение

Таким образом, каскадный механизм определяет основную часть неупругих дейтрон-ядерных взаимодействий. Энергетические распределения рождающихся нуклонов характеризуются пиком в области $T \approx T_d / 2$. Частицы, выбиваемые из ядра быстрым дейтроном, сильно коллимированы в направлении движения этого дейтрона. При переходе к более тяжелым ядрам угловое распределение быстрых нуклонов уширяется, что связано с большим числом внутриядерных взаимодействий.

В отличие от взаимодействий нуклонов с ядрами для дейтрон-ядерных взаимодействий весьма существенной оказывается диффузность ядерной границы. Если эту диффузность не учитывать, то с экспериментом согласуются лишь средние характеристики; все величины, относящиеся к области малых углов, оказываются существенно заниженными.

Л и т е р а т у р а

1. The AECL Study for an Intense Neutron Generator; Report AECL - 2600, Chale River, Ontario, 1966.
2. В.Г.Бобков, В.П.Демян, И.Б.Кеирим-Маркус, Е.Е.Ковалев, А.В.Ларичев, В.А.Сакович, Л.Н.Смиренный, М.А.Сычков. Радиационная безопасность при космических полетах, Атомиздат, Москва, 1964.
3. Н.А.Перфилов, О.В.Ложкин, В.И.Остроумов. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий, АН СССР, М-Л, 1962.
4. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев, В.Д.Тонеев. Изв. АН СССР, сер. Физ. 30, 232, 322 (1966).
5. И.З.Артыков, В.С.Барашенков, С.М.Елисеев. ЯФ, 4, 156 (1966).

6. И.З.Артыков, В.С. Барашенков, С.М.Елисеев, Матер. Всесоюзного совещания по физике космических лучей, Алма-Ата, 1968 (Препринт ОИЯИ, P2-3005, 1968).
7. Б.Д.Тонеев. Отчёт ЛТФ ОИЯИ, Б1-2740, Дубна, 1963.
8. А.П.Жданов, Ф.Г.Лепехин. Труды РИАН, 9, 41 (1959).
9. R.Serber. Phys. Rev., 72, 1008 (1947).
10. S.M.Dankoff. Phys. Rev., 72, 1017 (1947).
11. А.Г.Ситенко. УФН, 67, 377 (1959).
12. G.P.M. Millburn, W.Birnbaum, W.F.Crandall, L.Schechter. Phys. Rev., 95, 1268 (1954).
13. M.V.K.Appa Rao, P.J.Lavakare. Nuovo Cim., 29, 321 (1963).
14. Л.П.Соловьева. ЖЭТФ, 31, 1086 (1956).
15. W.E.Crandall, G.P.Millburn. Journ. Appl. Phys., 29, 698 (1958).
16. L.Schechter, W.E.Crandall, G.P.Millburn, D.A.Hicks, A.V.Shelton, Phys. Rev., 90, 633 (1953).
17. A.C.Helmholz, E.M.McMillan, D.C.Sewell. Phys. Rev., 72, 1003 (1947).
18. E.Gardner, V.Peterson. Phys. Rev., 75, 364 (1949).

Рукопись поступила в издательский отдел

23 мая 1967 года.

Таблица 1

Сечения неупругих дейтрон-ядерных взаимодействий σ_{in} при $T_d = 160$ Мэв (в барнах)

Ядро	Опыт ^{/12/}	Т е о р и я	
		А	В
Al ²⁷	0,966 ± 0,05	0,96 ± 0,02	1,04 ± 0,02
Cu ⁶⁸	1,76 ± 0,17	1,53 ± 0,03	1,64 ± 0,03
Ta ¹⁸¹	3,13 ± 0,30	2,70 ± 0,05	2,94 ± 0,05
Pb ²⁰⁷	3,44 ± 0,17	2,85 ± 0,06	3,10 ± 0,06
Bi ²⁰⁹	3,55 ± 0,18	2,87 ± 0,06	3,15 ± 0,06
U ²³⁸	3,81 ± 0,15	3,13 ± 0,07	3,41 ± 0,07

А - сечение каскадных взаимодействий, рассчитанное методом Монте-Карло;

В - полное сечение неупругих взаимодействий с учётом кулоновского и дифракционного расщеплений (на ядре с резкой границей).

Ошибки в теоретических значениях чисто статистические.

Таблица 2

Распределение по числу быстрых протонов (с энергией $T_p > 50$ Мэв) в звездах, образованных в фотоэмульсии 275 - Мэв дейтронами (в %)

Число протонов	Опыт ^{/13/}	Теория
0	47,9 ± 3,5	45,8 ± 3,4
1	46,8 ± 3,5	50,3 ± 3,6
2	5,3 ± 1,1	3,9 ± 1,0

Таблица 3

Распределение по числу лучей в звездах, образованных дейтронами в фотоэмульсии (в %)

Число лучей	$T_d = 220$ Мэв			$T_d = 275$ Мэв ЭВ		
	Опыт /14/	Теория ^{х/}		Опыт /13/	Теория	
		А	Б		А	Б
0	-	$6,0 \pm 0,5$	$5,0 \pm 0,5$	$23,5 \pm 5,3$	$10,4 \pm 0,7$	$7,4 \pm 0,6$
1	$12,8 \pm 0,9$	$22,4 \pm 1,0$	$21,0 \pm 1,1$	$21,2 \pm 5,0$	$15,8 \pm 0,9$	$17,0 \pm 1,0$
2	$33,2 \pm 1,5$	$29,9 \pm 1,9$	$26,5 \pm 1,8$	$22,4 \pm 5,1$	$17,5 \pm 1,0$	$23,4 \pm 1,1$
3	$22,0 \pm 1,2$	$23,8 \pm 1,5$	$22,2 \pm 1,1$	$16,5 \pm 4,4$	$22,5 \pm 1,1$	$18,0 \pm 1,0$
4	$16,5 \pm 1,0$	$14,2 \pm 1,0$	$15,9 \pm 1,0$	$9,4 \pm 3,3$	$17,5 \pm 1,0$	$15,5 \pm 0,9$
5	$10,5 \pm 0,8$	$6,7 \pm 0,5$	$8,5 \pm 0,6$	$4,7 \pm 2,3$	$10,0 \pm 0,7$	$11,0 \pm 0,7$
6	$3,0 \pm 0,5$	$2,1 \pm 0,3$	$3,7 \pm 0,4$	$2,3 \pm 1,6$	$4,5 \pm 0,4$	$5,2 \pm 0,4$
7	$2,0 \pm 0,4$	$0,6 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,2$	0	$1,3 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,2$
8	0	$0,3 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$	0	$0,5 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
9	—	—	—	0	0	$0,3 \pm 0,1$

Случаи А и Б рассчитаны соответственно для параметров плотности уровней $a = 0,1$ и $a = 0,05$ Мэв⁻¹.

х/ В работе /14/ не рассматривались события, в которых образуются только нейтральные частицы; поэтому теоретические распределения нормированы на полное число звезд с $n > 0$.

Таблица 4

Ширина углового распределения нейтронов, образующихся при взаимодействии дейтронов с различными ядрами при энергии $T_d = 180$ Мэв.

Z - атомный номер ядра-мишени.

Z	$\theta_{1/2}$ (градусы)	
	Теория	Опыт ^{x/}
13	9,0 ± 1,5	9,3 ± 0,5
73	11,5 ± 1,5	11,4 ± 0,5
82	11,6 ± 1,5	11,7 ± 0,5
92	12,6 ± 1,5	12,0 ± 0,5

^{x/} Приведенные значения соответствуют прямой $\theta_{1/2} = \frac{180}{\pi} (0,155 + 0,0006 \cdot Z)$; аппроксимирующей экспериментальные данные в работе /17/.

Таблица 5

Энергетическая зависимость угловых распределений заряженных частиц, образующихся при облучении фотоэмульсии дейтронами с энергией T_d

$$W(\theta) = \frac{\int_{\theta_1}^{\theta_2} N(\theta) d \cos \theta / \int_0^{\pi} N(\theta) d \cos \theta$$

$\theta_1 \div \theta_2$	$T_d = 35$ Мэв		$T_d = 90$ Мэв		$T_d = 130$ Мэв _{1В}		$T_d = 190$ Мэв МЭВ	
	Опыт ¹⁸	Теория	Опыт ^{/18/}	Теория	Опыт ^{/18/}	Теория	Опыт ^{/18/}	Теория
0 \div 30	37,0 \pm 2,0	57,7 \pm 2,9	36,2 \pm 2,0	42,7 \pm 2,1	33,7 \pm 1,9	35,2 \pm 1,7	29,4 \pm 1,8	30,8 \pm 1,5
30 \div 90	43,7 \pm 2,2	28,4 \pm 1,4	39,7 \pm 2,1	36,4 \pm 1,8	38,5 \pm 2,1	42,4 \pm 2,1	42,7 \pm 2,2	45,0 \pm 2,2
90 \div 150	14,5 \pm 1,3	11,9 \pm 0,6	18,0 \pm 1,4	15,2 \pm 0,7	21,0 \pm 1,5	16,3 \pm 0,8	20,6 \pm 1,5	17,7 \pm 0,9
150 \div 180	4,8 \pm 0,7	2,0 \pm 0,1	6,1 \pm 0,8	5,7 \pm 0,3	6,8 \pm 0,9	6,1 \pm 0,3	7,3 \pm 0,9	6,5 \pm 0,3

Приведенные теоретические данные относятся к $\alpha = 0,1$; в пределах статистических ошибок они совпадают с соответствующими величинами для $\alpha = 0,05$. При $T_d = 35$ Мэв расчёт имеет лишь ориентировочное значение, т.к. энергия дейтронных нуклонов в этом случае составляет всего лишь около 12 Мэв; тем не менее различие теоретических и экспериментальных данных оказывается не слишком большим.

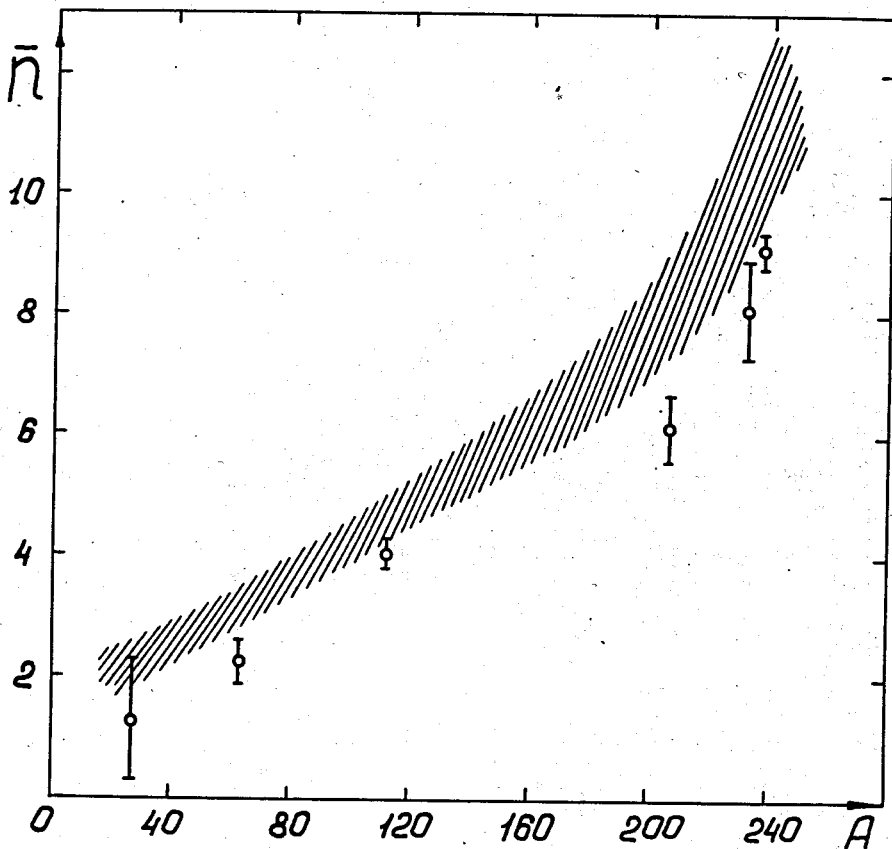


Рис. 1. Среднее число нейтронов, образующихся в неупругом дейтрон-ядерном взаимодействии при $T_d \approx 160$ Мэв. A - массовое число ядра-мишени. Заштрихованная область соответствует значениям, вычисленным для параметров плотности уровней $0,1 \text{ Мэв}^{-1} \geq a \geq 0,05 \text{ Мэв}^{-1}$ (с учётом кулоновского и дифракционного расщеплений).

Приведенные экспериментальные точки из работы /15/ относятся к первичному пучку дейтронов с энергией $T_d = 190$ Мэв. Однако вследствие ионизационных потерь в толстых мишенях, использовавшихся в работе /16/, дейтрон-ядерные взаимодействия происходили при $T_d = 160$ Мэв.

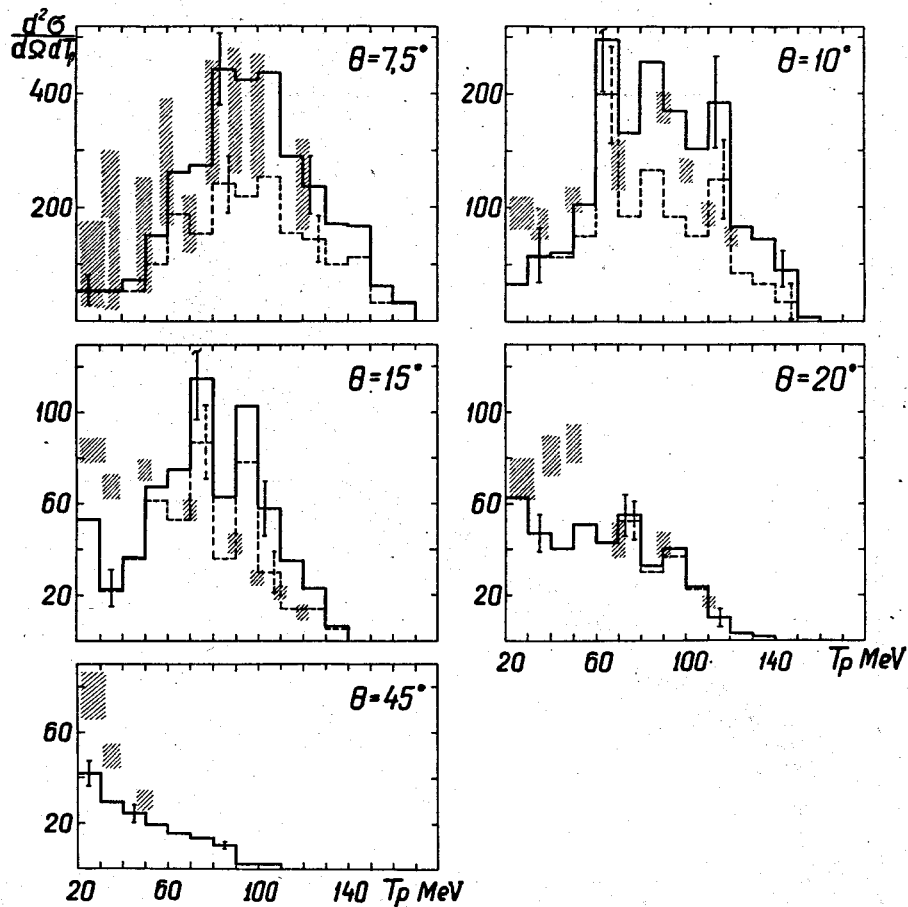


Рис. 2. Энергетический спектр протонов, образующихся при взаимодействии 190 Мэв дейтронов с ядром U^{238} . θ - угол вылета протона в лабораторной системе координат. Пунктир-результат каскадного расчёта, сплошная кривая дополнительно учитывает вклад процессов расщепления дейтрона в приближении резкой границы ядра U^{238} . Штриховкой отмечены ошибки экспериментальных данных.

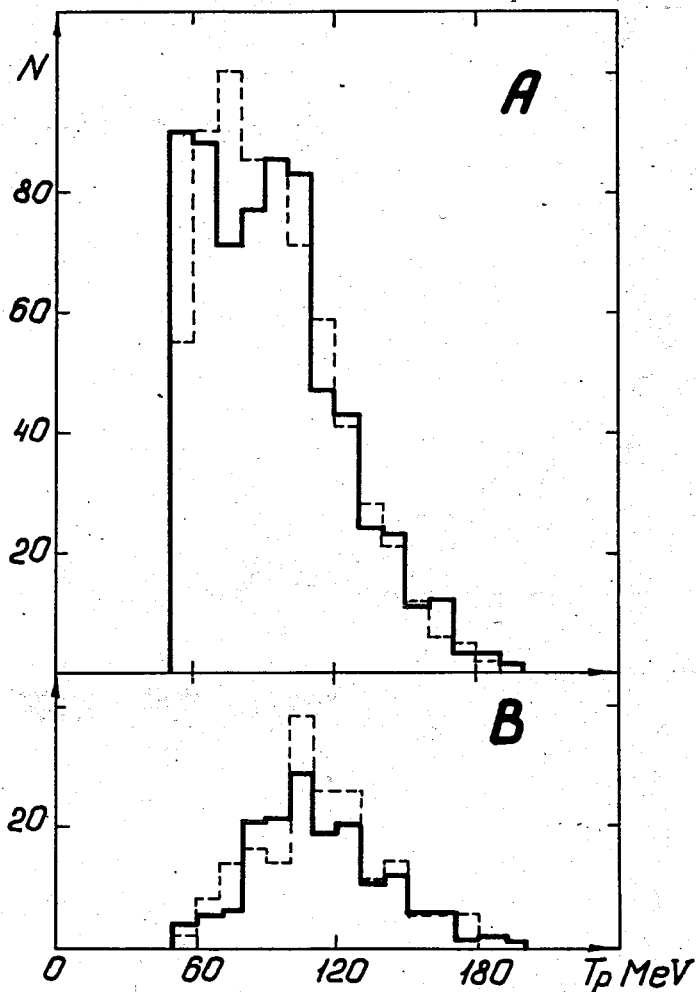


Рис. 3. Энергетический спектр быстрых протонов, образующихся при взаимодействии с фотоэмulsionей 220-Мэв дейтронов. А - все протоны с энергией $T_p > 50$ Мэв, В - протоны с $T_p > 50$ Мэв, вылетающие под углами $\theta \leq 10^\circ$. Сплошная кривая - расчёт для среднего ядра фотоэмulsionи Ca^{70} ; пунктир - экспериментальные данные из работы [14].

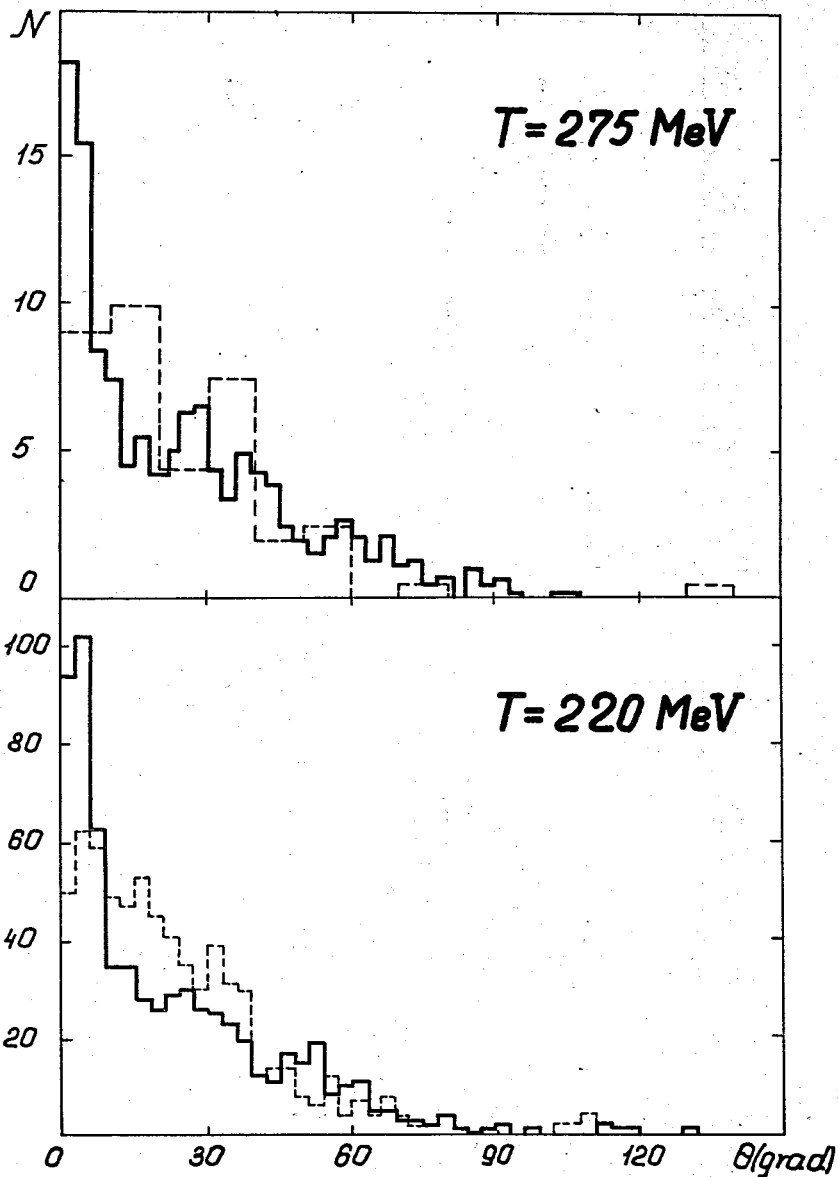


Рис. 4. Угловые распределения быстрых протонов ($T_p > 50 \text{ Мэв}$), образующихся при бомбардировке фотоземлюли дейтронами.

Сплошные кривые - расчёт для среднего ядра фотоземлюли Ca^{70} ; пунктир - экспериментальные данные из работ ^{13,14}.