

5719

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P 2-5719

В.С. Барашенков, Н.М. Соболевский,
В.Д. Тонеев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С ВЕЩЕСТВОМ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1971

P 2-5719

В.С. Барашенков, Н.М. Соболевский,
В.Д. Тонеев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С ВЕЩЕСТВОМ

Направлено в АЭ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

В связи с разработкой эффективной радиационной защиты ускорителей и космических кораблей, проектированием сильноточных генераторов нейтронов, рядом геофизических проблем и некоторыми другими важными, прикладными вопросами все более ощутимой становится потребность в достаточно надежных методах расчёта взаимодействия пучков высокоэнергетических частиц с блоками вещества различного состава и самых различных форм и размеров.

Достаточно универсальным и весьма удобным способом решения такого рода задач является моделирование процесса взаимодействия методом Монте-Карло с использованием современных вычислительных машин.

До настоящего времени в литературе было описано несколько программ таких расчётов /1-3/.

Центральным и наиболее сложным пунктом всех этих программ является расчёт характеристик частиц, образующихся при неупругих пион- и нуклон-ядерных столкновениях; качество программы существенно зависит от того, насколько точно выполняется эта часть расчётов. Необходимо, конечно, принимать во внимание также ионизационные потери при движении заряженных частиц, возможность быстрых распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, а иногда и более медленные распады $\pi \rightarrow \mu + \nu$, $\mu \rightarrow e + \nu$ с последующим распространением в веществе их продуктов. В некоторых случаях учитыва-

ются эффекты многократного кулоновского рассеяния и весьма детально прослеживается поведение потоков низкоэнергетических нейтронов.

В качестве недостатка программ^{/1/} следует указать, прежде всего, весьма грубую аппроксимацию неупругих столкновений частиц с ядрами. Программы применимы лишь в области очень высоких энергий первичных частиц $T \geq 10 \text{ Гэв}^x/$.

Применимость метода, описанного в работе^{/2/}, наоборот, ограничена областью сравнительно небольших энергий $T < 600-700 \text{ Мэв}$, где можно еще пренебречь процессами мезообразования. Программа расчётов применима лишь для пучка нуклонов. Характеристики столкновений частиц с ядрами рассчитываются заранее по независимой программе и при рассмотрении взаимодействий частиц с веществом закладываются в память машины в виде набора приближенных распределений. Недостатком программы^{/2/} является также отсутствие какой-либо корреляции между углом вылета и импульсом частиц, образующихся в неупругих нуклон-ядерных столкновениях, что дополнительно ограничивает область применимости этой программы рассмотрением лишь усредненных, интегральных величин: потоков частиц, их суммарных спектров и т.д.

Большими возможностями обладает программа NMTC (Nucleon-Meson Transport Code)^{/3/}. Она позволяет моделировать распространение в веществе нуклонов с энергиями $T < 3,5 \text{ Гэв}$ (в том числе и низкоэнергетической нейтронной компоненты), а также потоков π - и μ - мезонов с энергиями $T < 2,5 \text{ Гэв}$. Неупругие столкновения частиц с ядрами рассчитываются при этом по каскадно-испарительной модели ядерных реакций Бертини^{/4/}, позволяющей достаточно точно рассчитывать характеристики вторичных частиц. Эта модель используется в виде отдельной подпрограм-

^{x/}Здесь и везде далее T - кинетическая энергия первичной частицы в лабораторной системе координат; через \mathcal{E} мы будем обозначать соответствующие энергии вторичных частиц.

мы и расчёт пион- или нуклон-ядерного взаимодействия выполняется в каждом отдельном случае заново.

Сходными свойствами обладает программа, разработанная в нашей Лаборатории. Однако благодаря тому, что наша программа использует усовершенствованную каскадно-испарительную модель^{/5,6/}, она оказывается применимой в очень широкой области энергий от нескольких десятков Мэв до нескольких десятков Гэв.

Используемая нами каскадно-испарительная модель хорошо передает как высоко- так и низкоэнергетические характеристики вторичных частиц, в том числе и двойные дифференциальные распределения $\frac{d^2 \sigma}{d\mathcal{J} d\Omega}$. В отличие от модели Бертини^{/4/}, где все π -мезоны предполагаются образующимися в результате распада пион-нуклонных резонансов $N_{33}^*(1236)$, расчёт пионообразования основан на статистической аппроксимации известных экспериментальных данных, что повышает точность расчёта и позволяет распространить его на область очень высоких энергий, вплоть до $T \approx 30$ Гэв.

Следует заметить, что если при расчёте неупругих пион- и нуклон-ядерных взаимодействий не учитывать изменения плотности внутриядерного вещества в процессе развития каскада внутри ядра (см. подробнее работы^{/6/}), то в области энергий первичных частиц $T > 3-5$ Гэв множественность низкоэнергетических частиц в блоке вещества оказывается заметно завышенной; в этом случае правильные результаты получаются лишь для частиц с энергиями $\mathcal{J} \gtrsim 100$ Мэв.

Для учёта ионизационных потерь мы воспользовались известной формулой Штернхаймера^{/7/}. Распространение нейтронов с энергиями ≈ 1 эв $< E < 10$ Мэв моделируется с помощью многогрупповой системы констант для расчёта ядерных реакторов^{/8/}.

Для того чтобы убедиться в надёжности программы и получить представление о возможных систематических погрешностях расчётов,

мы сравнили результаты наших расчётов с имеющимися экспериментальными данными и с расчётными данными других авторов.

На рис. 1-3 приведены спектры протонов и нейтронов, вылетающих под определенными углами из слоев различных веществ под действием узкого моноэнергетического пучка протонов с энергией $T = 450$ Мэв. Поперечные размеры слоев полагались достаточно большими.

Из рисунков видно, что в области углов $\theta \gtrsim 30^\circ$ для самых различных мишеней, отличающихся друг от друга как составом, так и толщиной, имеет место вполне удовлетворительное согласие расчётных и экспериментальных спектров. Для меньших углов, особенно для тонких мишеней, наблюдаются расхождения в жесткой части спектров. Возникновение этих расхождений связано с погрешностями каскадной модели, которая недостаточно точно передает пик квазиупругого рассеяния. Указанные расхождения несколько сглаживаются в мишенях, толщина которых больше одного среднего ядерного пробега (см. рис. 2 и 3), т.к. в таких мишенях частица претерпевает в среднем более одного неупругого рассеяния и это несколько "размывает" слишком резкий расчетный пик.

Аналогичные результаты получаются и при вычислениях по программе NMTC.

Хотя форма расчётных спектров при малых углах несколько и отличается от эксперимента, полный выход вторичных нуклонов из защиты вычисляется правильно.

На рис. 4 и 5 показаны расчётные и экспериментальные данные о макроскопических сечениях выхода изотопов F^{18} и Na^{24} из алюминиевых фольг, расположенных перпендикулярно пучку первичных протонов в различных местах железного блока с размерами $30,5 \times 30,5 \times 95$ см. В эксперименте Шена^{/11/} этот блок облучался узким пучком протонов с энергиями $T = 1$ и 3 Гэв, который падал в центр торца блока перпен-

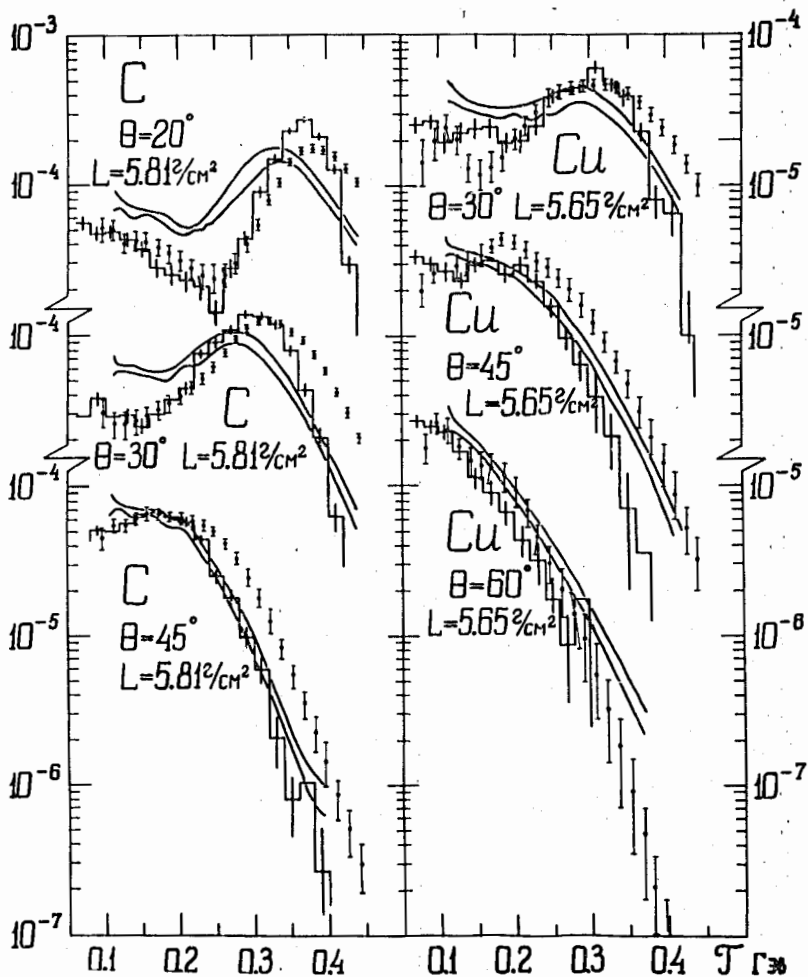


Рис. 1. Энергетические спектры протонов, вылетающих под углом θ из блоков углерода и меди толщиной L под действием пучка 450-Мэв-ных протонов (в единицах протон/Мэв·стер·первичный протон).

Гистограммы - наш расчет для угловых интервалов $\theta \pm 5^\circ$. Точки - соответствующий расчёт Алсмиллера и др./9/ для тех же угловых интервалов. Плавными кривыми указан коридор экспериментальных данных/10/. Левая шкала относится к углероду, правая - к меди.

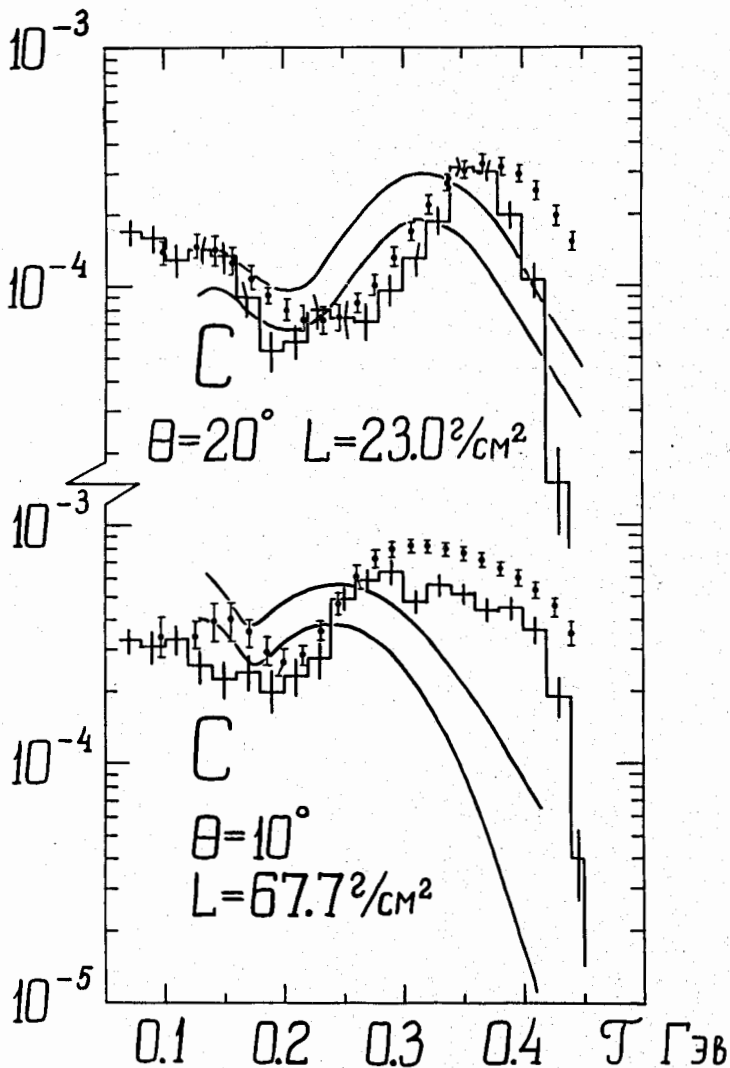


Рис. 2. Энергетические спектры нейтронов, вылетающих из блоков углерода под действием 450-Мэвных протонов (в единицах нейтрон/Мэв-стер-первичный протон).

Все обозначения - как на рис. 1. Наш расчёт выполнен для угловых интервалов $\theta \pm 5^\circ$, расчёт Алсмиллера и др. - для интервалов $10^\circ \pm 2,5^\circ$ и $20^\circ \pm 5^\circ$.

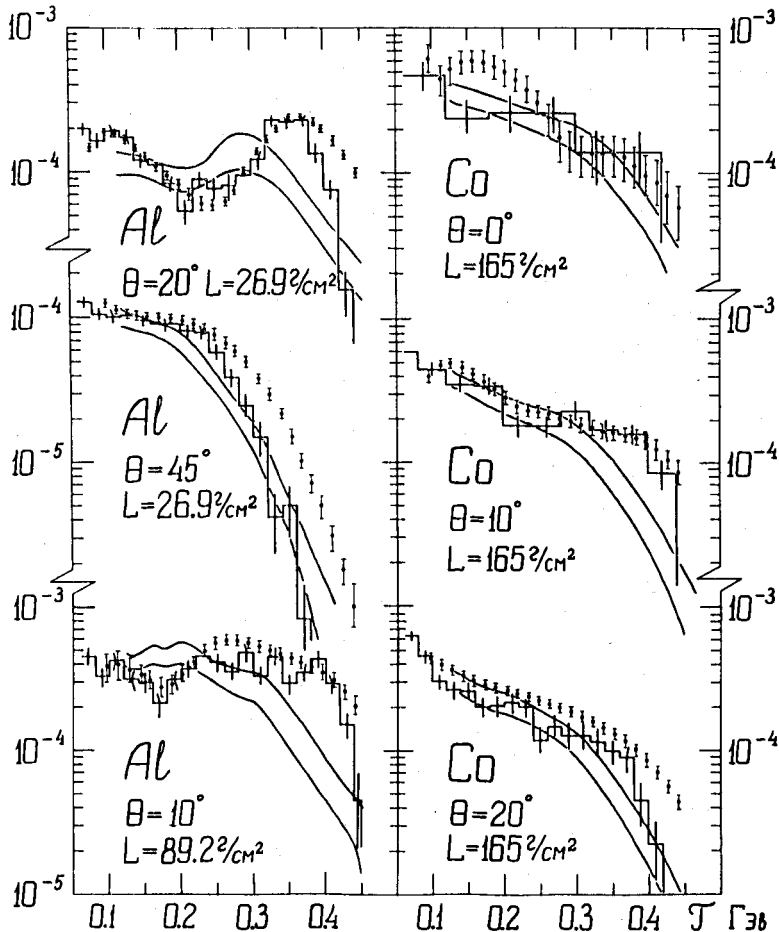


Рис. 3. Энергетические спектры нейтронов, вылетающих из блоков алюминия и кобальта под действием 450-Мэвных протонов (в единицах нейтрон/Мэв·стер·первичный протон).

Все обозначения, как на рис. 1. Наш расчёт выполнен для угловых интервалов $0 \pm 5^\circ$, расчёт Алсмиллера и др. - для тех же интервалов, кроме случая $\theta = 10^\circ$, где $\Delta\theta = 2,5^\circ$.

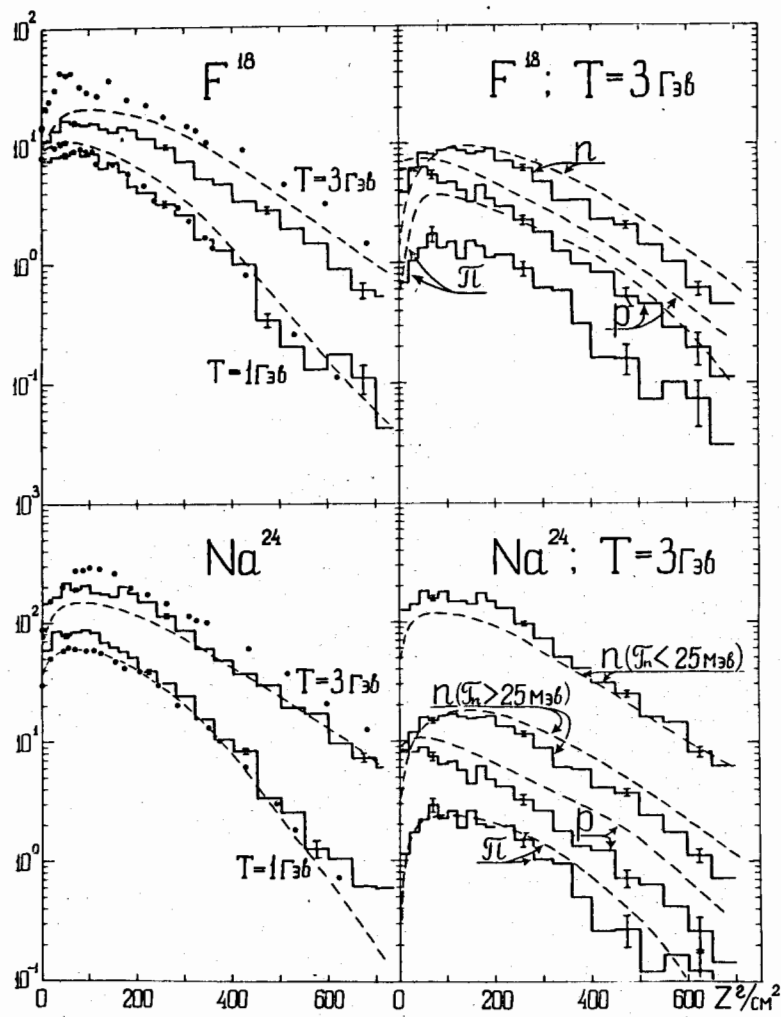


Рис. 4. Суммарные сечения образования изотопов F^{18} и Na^{24} в алюминиевой фольге, помещенной внутри железного блока параллельно его торцевой поверхности, на которую падает перпендикулярный пучок протонов с энергией $T = 1$ и 3 Гэв, в зависимости от расстояния фольги до поверхности блока (в единицах мбарн/первичный протон).

На двух правых рис. показаны вклады в сечения, происходящие от взаимодействий протонов, нейтронов и π -мезонов (при $T = 3$ Гэв); в случае изотопа Na^{24} отдельно показаны вклады от нейтронов с энергиями ниже и выше 25 Мэв.

Гистограммы - наш расчёт, пунктирные кривые - расчёт Армстронга и Алсмиллера/12/. Экспериментальные точки взяты из работы Шена/11/.

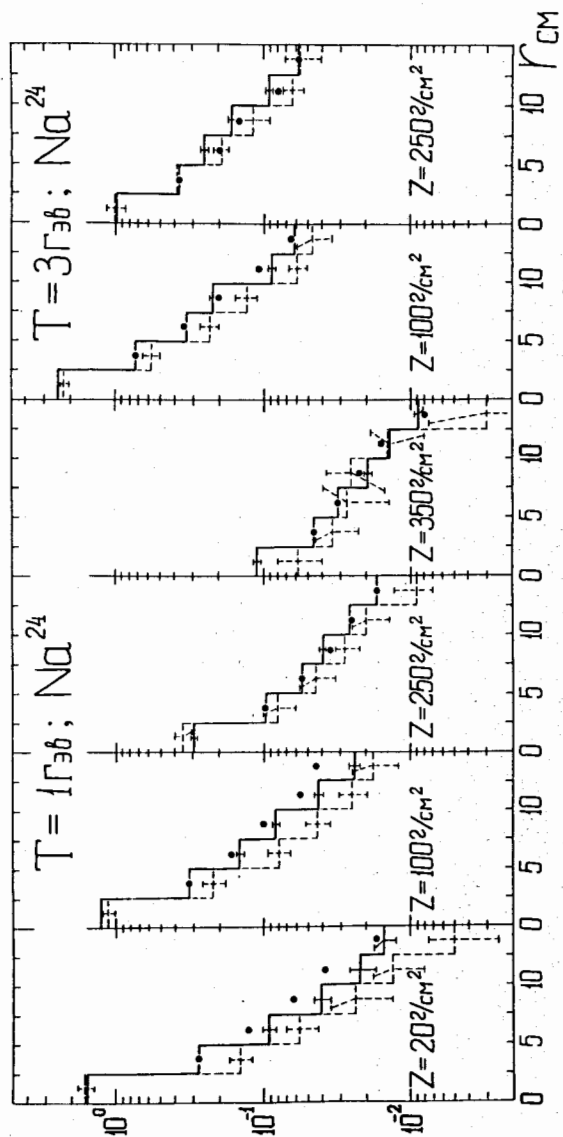


Рис. 5. Радиальная зависимость сечения образования изотопа Na^{24} в алюминиевой фольге, расположенной на фиксированной глубине z в железном блоке перпендикулярно направлению пучка первичных протонов (в единицах мбарн/см²·первичный протон). Энергия протонов $T = 1$ и 3 Гэв; r - расстояние до оси пучка.

Сплошные гистограммы - наш расчёт, пунктирные - расчёт/12/. Экспериментальные точки/11/ нормированы на наши теоретические значения во второй кольцевой зоне (в работе/11/ приведены лишь относительные значения сечений).

дикулярно его поверхности. При вычислениях точно моделировалась экспериментальная ситуация, и для того, чтобы результаты расчётов можно было сопоставить с данными, полученными по программе NMTC, использовалось то же определение макроскопического сечения и те же функции возбуждения, что и в работе ^{/12/}.

Мы видим, что по сравнению с теоретическими данными работы ^{/12/} в наших расчётах вклад в сечения, обусловленный взаимодействиями с заряженными частицами, оказывается меньшим, а вклад, происходящий от нейтронов с энергиями $T < 25$ Мэв, наоборот, большим. Однако несмотря на это форма радиальной зависимости сечений хорошо передается как нашим расчётом, так и расчётом по программе NMTC. То же можно сказать и о форме распределения сечений по глубине блока (рис. 4), хотя в последнем случае имеются отличия от эксперимента по абсолютной величине сечений (в худшем случае не более чем в 2-2,5 раза).

В опытах Шитрона и др. ^{/13/} пучок протонов с импульсом 19,2 Гэв/с также падал перпендикулярно торцевой поверхности железного блока с размерами 100 x 160 x 300 см. Пучок имел поперечные размеры 2 см, а также "гало", состоящее из протонов, нейтронов и π -мезонов. Диаметр этого "гало" был сравним с поперечными размерами блока. В блоке на различных глубинах перпендикулярно к оси пучка располагались пластинки фотоэмульсии. При просмотре эмульсии регистрировались лишь те звезды, которые были образованы частицами с энергией $T > 100$ Мэв. Эти звезды подразделялись на три типа: P - звезды, имеющие тонкий трек в угле $\pm 5^\circ$ к оси пучка; P_B - звезды, имеющие тонкий трек в задней полусфере, но вне угла $\pm 5^\circ$ к оси пучка; N - звезды, не имеющие тонкого трека в задней полусфере.

Если не считать некоторых несущественных упрощений (пучок считался узким, а блок - цилиндром длиной 300 см с площадью основания, равной площади торца реальной мишени), то в расчёте были про-

моделированы все условия эксперимента, в частности, идентификация звезд в точности соответствовала экспериментальной.

Данные, приведенные на рис. 6-8, показывают, что и при высоких энергиях, значительно превышающих область применимости программы NMTC, наша методика дает хорошее количественное согласие с опытом. Вместе с тем важно подчеркнуть, что для согласования расчётных и экспериментальных данных очень важно достаточно точно воспроизвести экспериментальную ситуацию. В частности, заштрихованный на рис. 6 коридор расчётных значений отмечает неопределенность, обусловленную тем, что нам была неизвестна площадь и форма той области фотоэмульсии, которая подвергалась просмотру в работе^{/13/}.

Таким образом, использование каскадно-испарительной модели неупругих столкновений частиц с ядрами^{/5,6/} позволяет рассчитывать взаимодействия пучков частиц с веществом в очень широкой области энергий - от нескольких десятков Мэв до нескольких десятков Гэв. Если каскадно-испарительную модель усовершенствовать путем учета многочастичных внутриядерных взаимодействий^{/14/}, то можно рассчитывать взаимодействия излучения с веществом и при еще больших энергиях.

Л и т е р а т у р а

1. J. Ranft, CERN 64-47, Geneva, 1964; Nucl. Instr.Meth., 48, 133; 261 (1967).
2. В.Е. Дудкин, В.Г. Митрикас, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев, В.И. Шептий. В сборнике "Дозиметрия излучений и физика защиты ускорителей заряженных частиц", ОИЯИ 16-4888, Дубна, 1970.
3. W.A. Coleman, ORNL-TM-2206, Oak Ridge, 1968.
W.A. Coleman, T.W. Armstrong, ORNL-4606, Oak Ridge, 1970.
W.A. Coleman, R.G. Alsmiller, Jr., Nucl.Sci.Eng. 34, 104 (1968).

4. H.W. Bertini, ORNL-3383, Oak Ridge, 1963; Phys.Rev., 188, 1711 (1969).
5. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Сообщения ОИЯИ, P2-4065, Дубна 1968; P2-4066, Дубна 1968; P2-4302, Дубна 1969; P2-4313, Дубна 1969; P2-4402, Дубна 1969; Acta Physica Polonica, 36, 457, 887 (1969).
В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев. Сообщения ОИЯИ P2-5507, Дубна 1970; P2-5549, Дубна 1970.
6. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. Сообщения ОИЯИ E2-5280, Дубна 1970, P2-5282, Дубна 1970.
7. R.M. Sternheimer. Phys. Rev., 118, 1045 (1960).
С.В. Стародубцев, А.М. Романов. Прохождение заряженных частиц через вещество. Издательство АН Уз.ССР, Ташкент, 1962.
8. Л.П. Абагян, Н.О. Базазяиц, И.И. Бондаренко, М.Н. Николаев. Групповые константы для расчёта ядерных реакторов. Атомиздат, 1964.
9. R.G. Alsmiller, Jr., J.W. Wachter, H.S. Moran. Nucl.Sci.Eng., 36, 291 (1969).
10. J.W. Wachter, W.A. Gibson, W.R. Burrus. ORNL-TM-1781, Oak Ridge, 1968.
11. S.P. Shen, BNL-8721, Brookhaven National Laboratory, 1964.
12. T.W. Armstrong, R.G. Alsmiller, Jr., Nucl.Sci.Eng., 33, 291 (1968).
13. A. Citron, L. Hoffmann, C. Passov, W.R. Nelson, W. Whitehead, Nucl.Instr.Meth., 32, 48 (1965).
14. И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. Nucl. Phys., B6, 11; 628 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел

31 марта 1971 года.

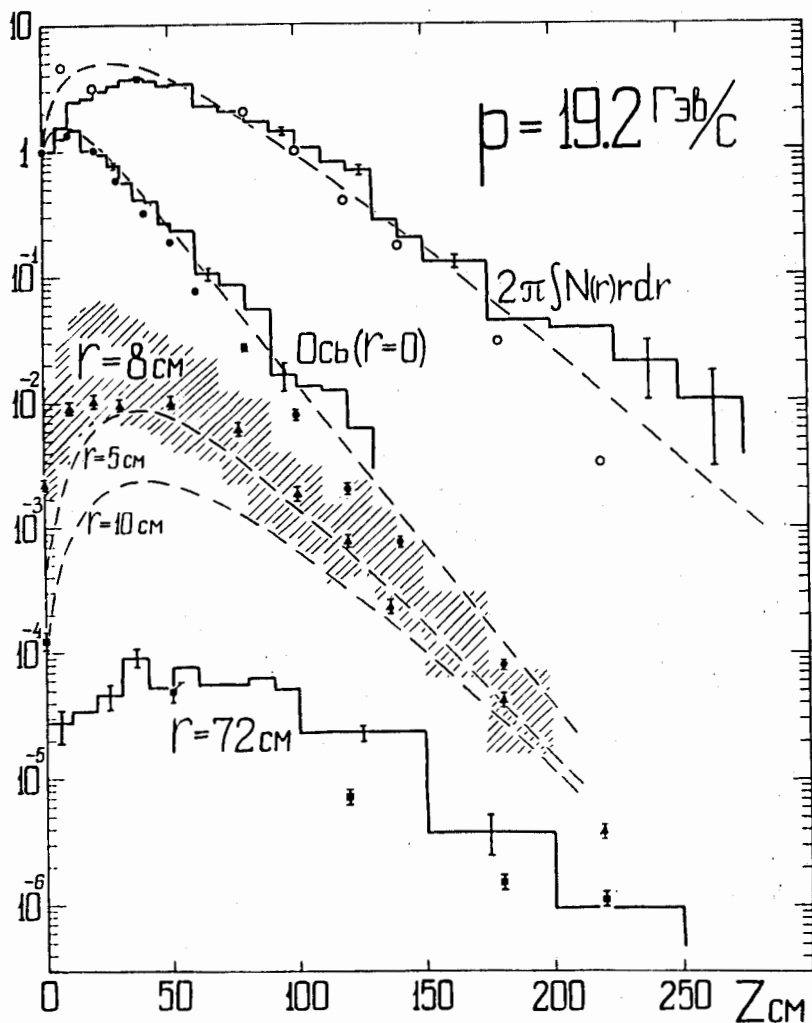


Рис. 6. Распределение числа звезд по глубине z в железном поглотителе, на который падает пучок протонов с импульсом 19,2 Гэв/с.

Гистограммы - наш расчёт, пунктирные кривые - расчёт Ранфта^{1/}, экспериментальные точки взяты из работы^{13/}.

Плотности звезд при $r = 0,8$ и 72 см нормированы на плотность звезд на оси пучка у поверхности блока.

Заштрихованная область соответствует неопределенности в способе просмотра фотоэмульсии (см. текст).

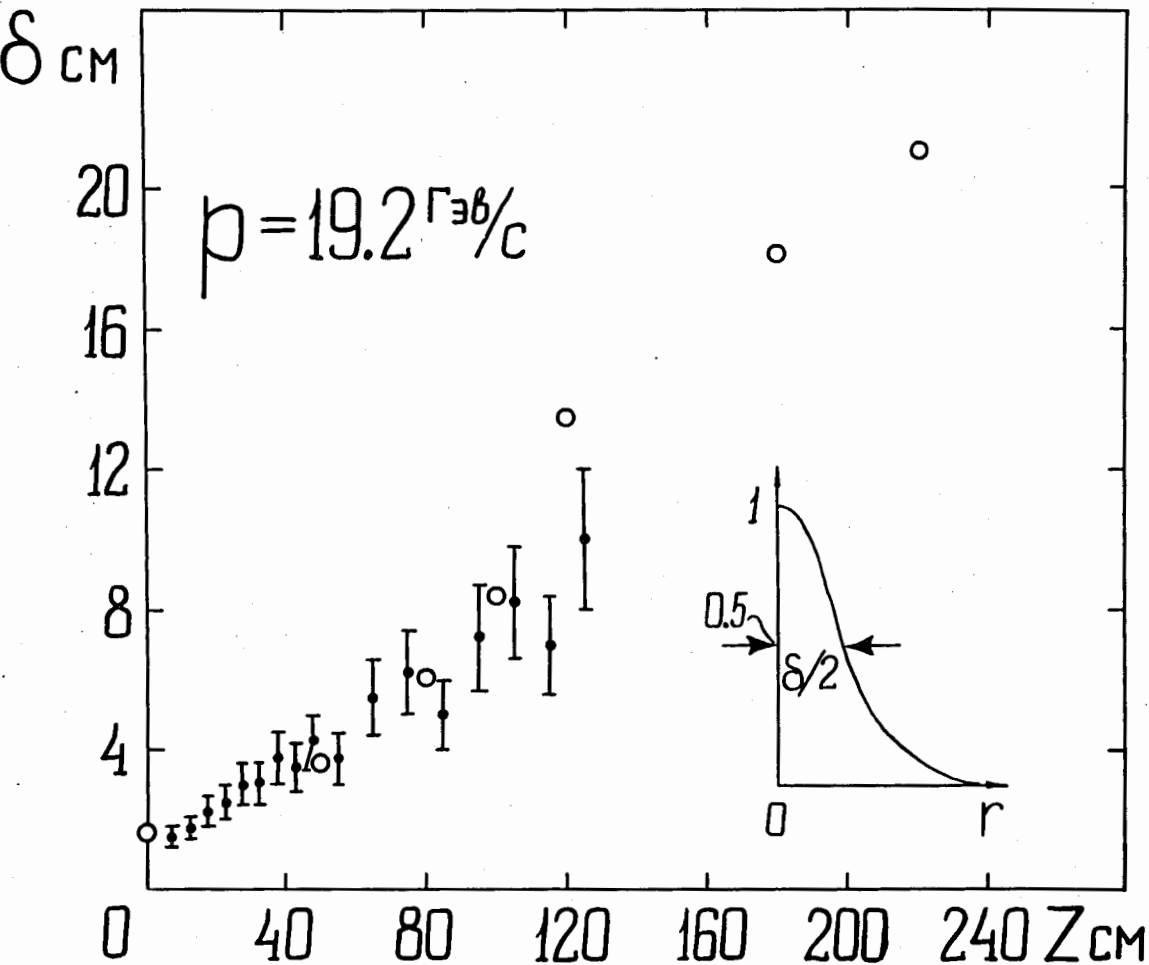


Рис. 7. Полная ширина δ радиального распределения плотности звезд в зависимости от глубины z в железном поглотителе.
 Точки - наш расчёт, кружки - экспериментальные данные/13/.

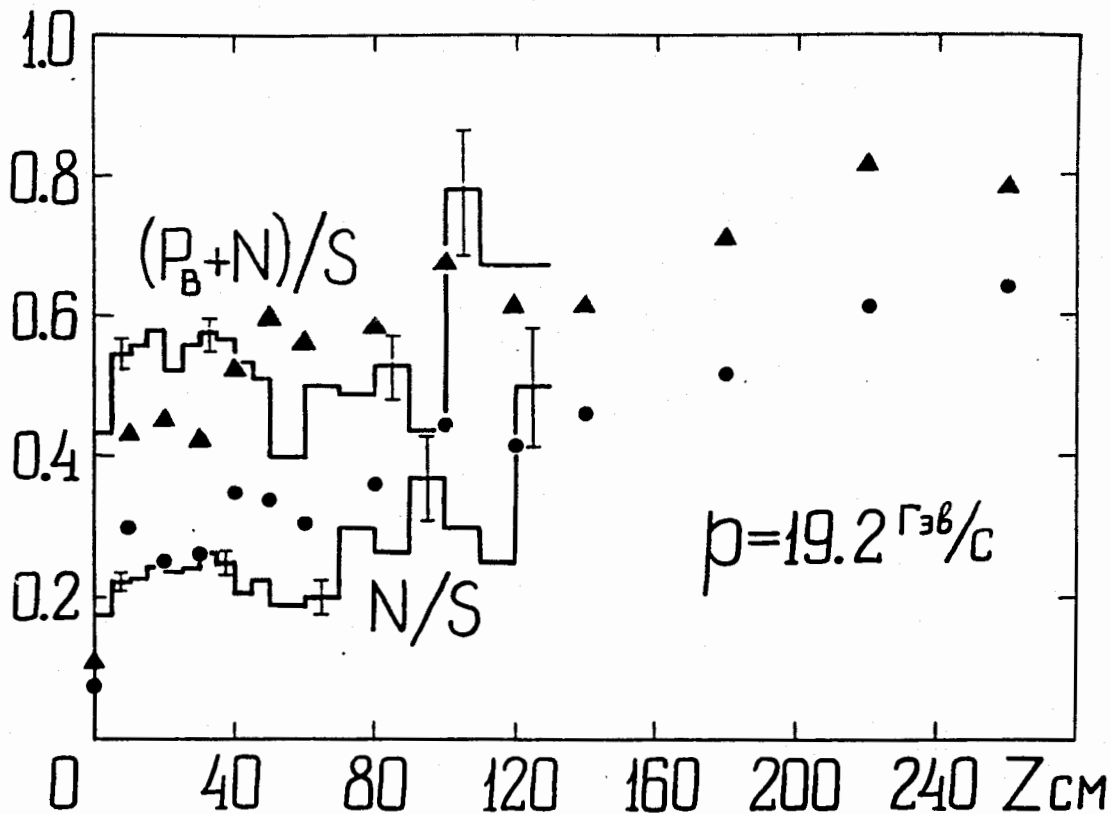


Рис. 8. Отношение числа N -звезд и $(N+P_B)$ - звезд к полному числу звезд S на оси пучка в зависимости от глубины z в железном поглотителе.

Гистограммы - наш расчёт, экспериментальные точки - из работы^{/13/}.