

Взаимодействие высокоэнергетического излучения с веществом

В. С. БАРАШЕНКОВ, Н. М. СОБОЛЕВСКИЙ, В. Д. ТОНЕЕВ

УДК 539.12.17

В связи с разработкой эффективной радиационной защиты ускорителей и космических кораблей, проектированием сильноточных генераторов нейтронов, решением ряда геофизических проблем и других важных прикладных вопросов все более ощутимой становится потребность в достаточно надежных методах расчета взаимодействия пучков высокоэнергетических частиц с блоками вещества различного состава, форм и размеров. Универсальным и весьма гибким способом решения такого рода задач является моделирование процесса взаимодействия методом Монте-Карло с использованием современных вычислительных машин. В литературе описано несколько программ таких расчетов [1—3]. Центральным и наиболее сложным пунктом всех этих программ является расчет характеристик частиц, образующихся при неупругих пион- и нуклон-ядерных столкновениях; качество программ существенно зависит от того, насколько точно выполнена эта часть расчетов. Учитывались также ионизационные потери при движении заряженных частиц, возможность быстрых распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, а иногда и более медленных распадов $\pi \rightarrow \mu + \nu$, $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ с последующим распространением в веществе продуктов этих распадов. В некоторых случаях рассматривались эффекты многократного кулоновского рассеяния и моделировалось поведение низкоэнергетических нейтронов. Программа Раффта [1] ориентирована на расчет взаимодействия частиц очень высоких энергий $T \approx 10 \div 10^3 \text{ Гэв}$ * с блоками вещества больших размеров.

Недостатком программы [1] является весьма грубая аппроксимация неупругих столкновений частиц с ядрами.

Область применимости метода, описанного в работе [2], ограничена сравнительно небольшими энергиями ($T < 600 \div 700 \text{ Мэв}$), где еще можно пренебречь процессами мезообразования. Характеристики столкновений частиц с ядрами рассчитывались заранее по независимой программе и при рассмотрении взаимодействий частиц с веществом закладывались в память машины в виде набора аппроксимированных распределений. Недостатком про-

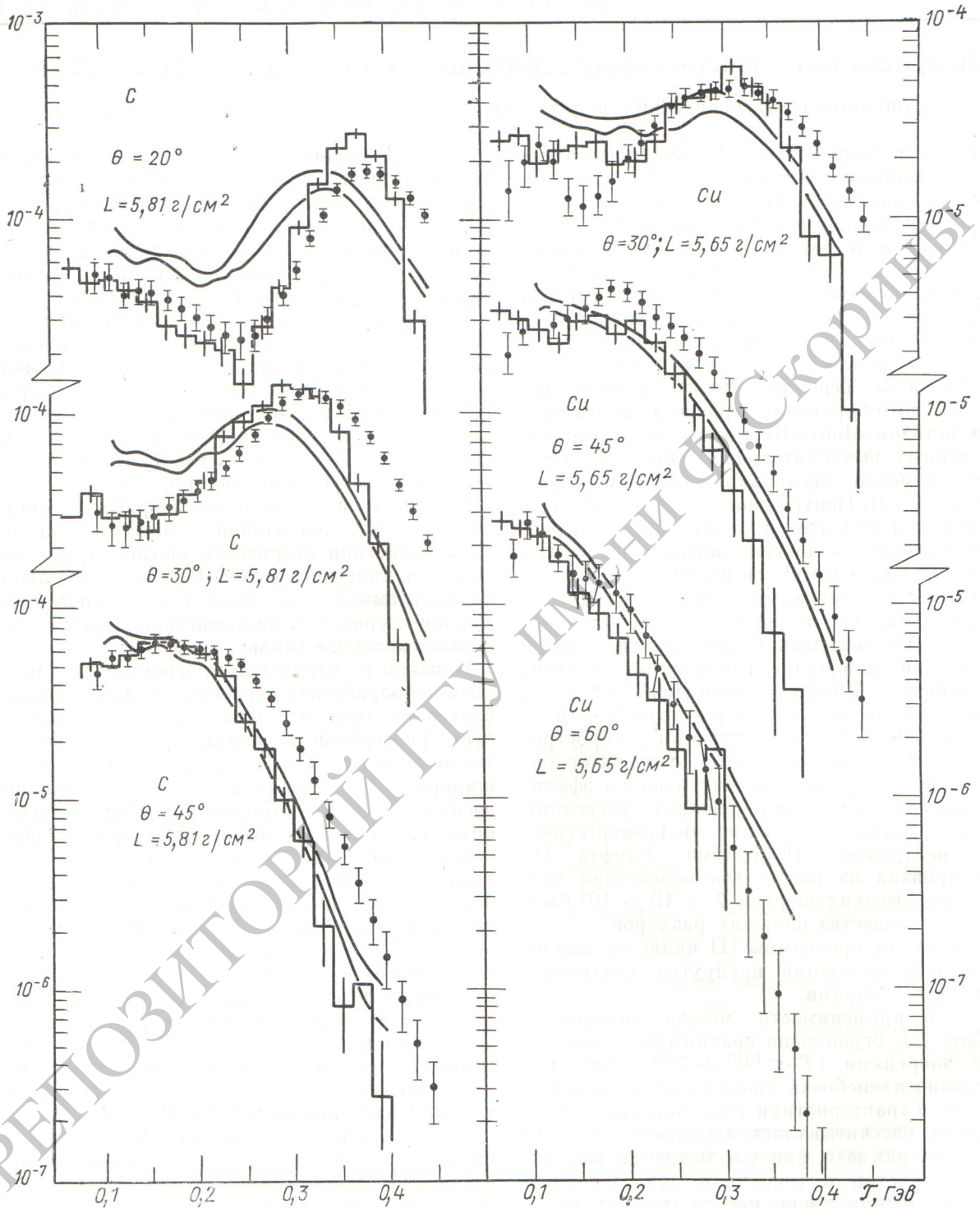
граммы [2] является потеря корреляции между углом вылета и энергией частиц, образующихся в неупругих нуклон-ядерных столкновениях, что ограничивает область применимости этой программы рассмотрением лишь усредненных интегральных величин: потоков частиц, их суммарных спектров и т. д.

Большими возможностями обладает программа NMTC [3], которая 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], достаточно точно передающей характеристики вторичных частиц. Программа Бертини включена в NMTC в виде отдельной подпрограммы; при этом расчет пион- или нуклон-ядерного взаимодействия выполняется в каждом случае заново.

Близкая по структуре программа была независимо разработана авторами в ОИЯИ. Однако благодаря тому что наша программа использует усовершенствованную каскадно-испарительную модель [5, 6], она применима в очень широкой области энергий вплоть до нескольких десятков гигаэлектронвольт. Используемая нами каскадно-испарительная модель хорошо передает как высокоэнергетические, так и низкоэнергетические характеристики вторичных частиц, в том числе и двойные дифференциальные распределения $\partial^2\sigma/\partial\mathcal{E}\partial\Omega$. В отличие от модели Бертини [4], где предполагается, что все π -мезоны образуются в результате распада пион-нуклонных резонансов N_{33}^* (1236), расчет пионообразования основан на статистической аппроксимации известных экспериментальных данных; это повышает точность расчета и позволяет распространить его на область очень высоких энергий, вплоть до $T \approx 30 \text{ Гэв}$.

Следует, однако, заметить, что если при расчете неупругих пион- и нуклон-ядерных взаимодействий не учитывать изменения плотности внутриядерного вещества в процессе развития каскада внутри ядра [6], то в области энергий первичных частиц $T > 3 \div 5 \text{ Гэв}$ множественность низкоэнергетических частиц в блоке вещества оказывается заметно завышенной. В этом случае правильные результаты

* Здесь и далее T — кинетическая энергия первичной частицы, а \mathcal{E} — кинетическая энергия вторичной частицы в лабораторной системе координат.



Р и с. 1. Энергетические спектры протонов, вылетающих под углом θ из блоков углерода и меди толщиной L под действием пучка протонов с энергией 450 Мэв (в единицах $\text{протон} \cdot \text{Мэв}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{первичный протон}^{-1}$).

Гистограмма — расчет настоящей работы для угловых интервалов $\theta \pm 5^\circ$; точки — соответствующий расчет Алсмиллера и др. [9] для тех же угловых интервалов. Шлывными кривыми указан коридор экспериментальных данных [10]

получаются лишь для частиц с энергиями $\mathcal{E} \geq 100$ Мэв.

Для учета ионизационных потерь была использована известная формула Штернхаймера [7]. Распространение нейтронов с энергиями ~ 1 эв $< \mathcal{E} < 10$ Мэв моделировалось с помощью многогрупповой системы констант для расчета ядерных реакторов [8].

Чтобы убедиться в надежности программы и получить представление о возможных систематических погрешностях метода, было проведено сравнение результатов расчетов с имеющимися экспериментальными данными и расчетами 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 принимались достаточно большими. Из рисунков видно, что в области углов $\theta \geq 30^\circ$ для самых различных мишеней, отличающихся друг от друга как составом, так и толщиной, имеет место вполне удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных спектров. Для меньших углов, особенно для тонких мишеней, наблюдаются расхождения в жесткой части спектров. Эти расхождения обусловлены погрешностями каскадной модели, которая недостаточно точно передает пик квазиупругого рассеяния. Указанные расхождения частично сглаживаются в мишенях, толщина которых больше одного среднего ядерного пробега (см. рис. 2, 3), так как 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 расчетных спектров при малых углах и отличается от эксперимента, полный выход вторичных нуклонов из защиты вычисляется правильно.

На рис. 4, 5 показаны расчетные и экспериментальные данные по макроскопическим сечениям выхода изотопов F^{18} и Na^{24} в алюминиевых фольгах, расположенных перпендикулярно к пучку первичных протонов на различной глубине в железном блоке размером $30,5 \times 30,5 \times 95$ см. В эксперименте Шена [11] этот блок облучался узким пучком протонов с энергиями 1 и 3 Гэв, который попадал в центр торца блока, перпендикулярно к его поверхности. При вычислениях точно моделировалась экспериментальная ситуация, а для того чтобы результаты расчетов можно было сопоставить

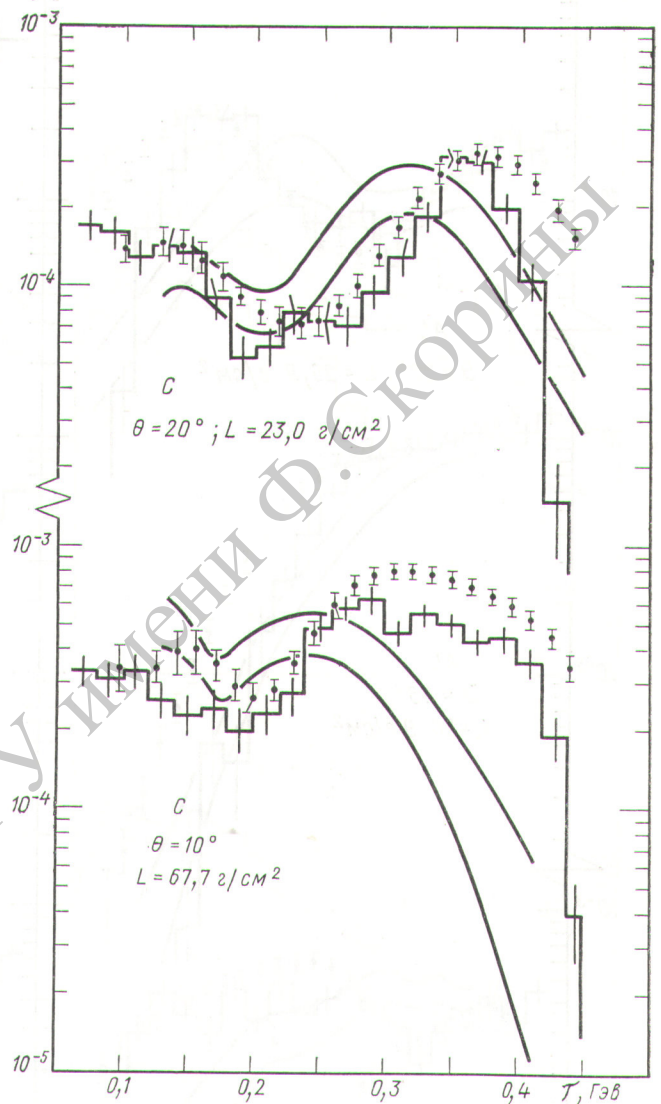


Рис. 2. Энергетические спектры нейтронов, вылетающих из блоков углерода под действием протонов с энергией 450 Мэв (в единицах $\text{нейтр} \cdot \text{Мэв}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{первичный протон}^{-1}$).

Обозначения те же, что на рис. 1.

с данными, полученными по программе NMTC [12], использовалось такое же определение макроскопического сечения и те же функции возбуждения, что и в работе [12].

Из сравнения результатов расчетов настоящей работы с теоретическими данными работы [12] видно, что вклад в сечения, обусловленный взаимодействиями с заряженными частицами, оказывается меньшим, а вклад, происходящий от нейтронов с энергиями $\mathcal{E} < 25$ Мэв, — большим. Однако, несмотря на это, форма радиаль-

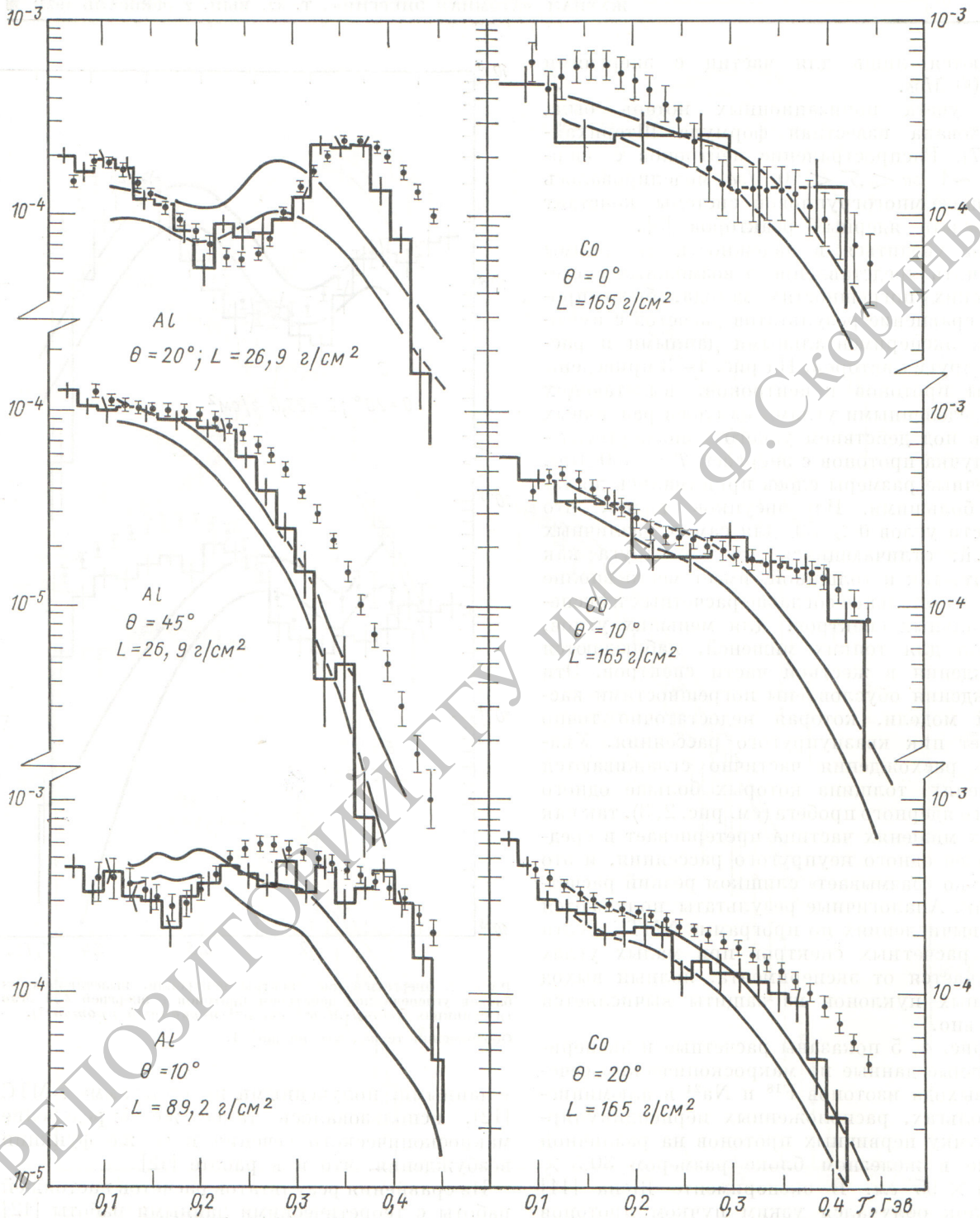
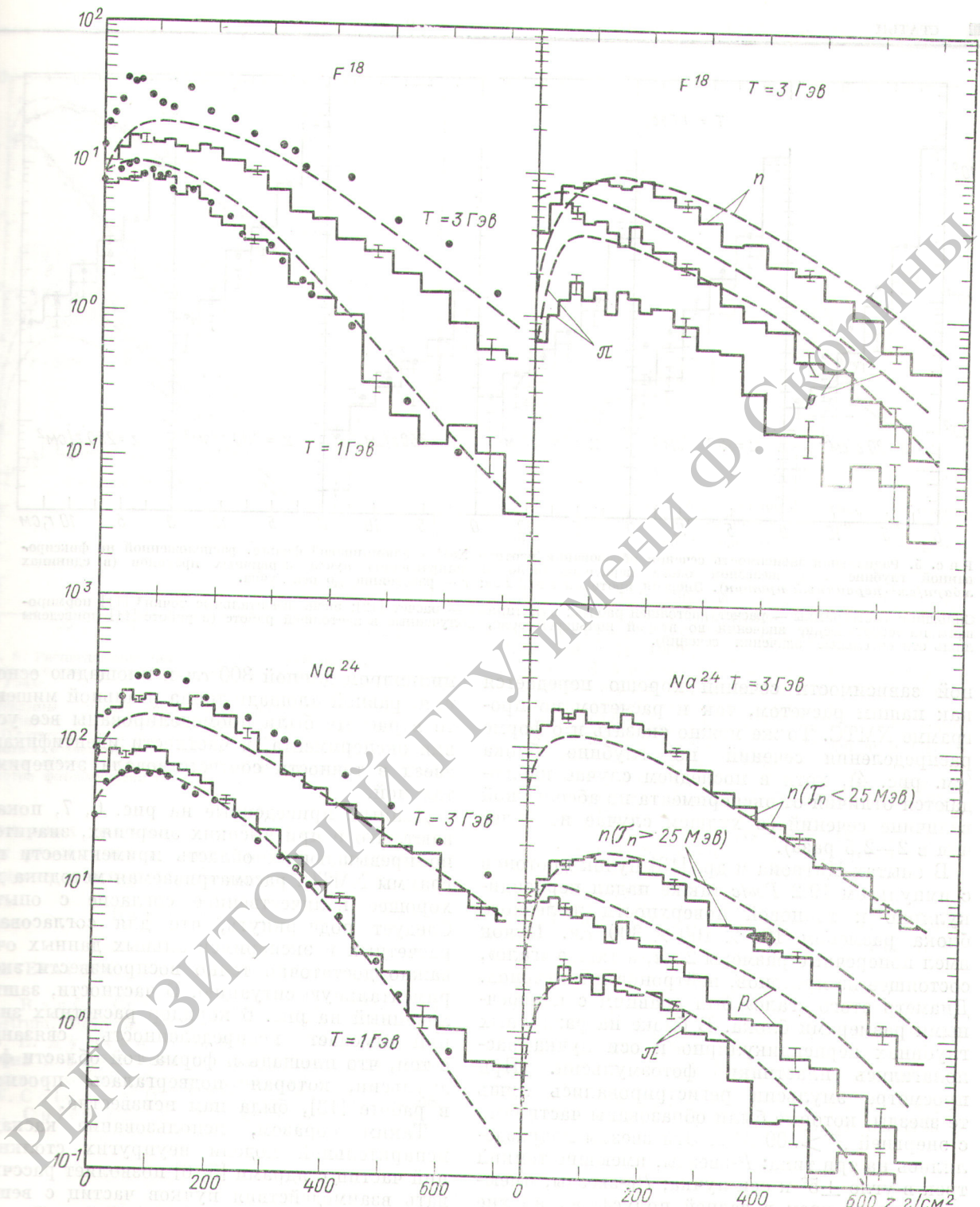
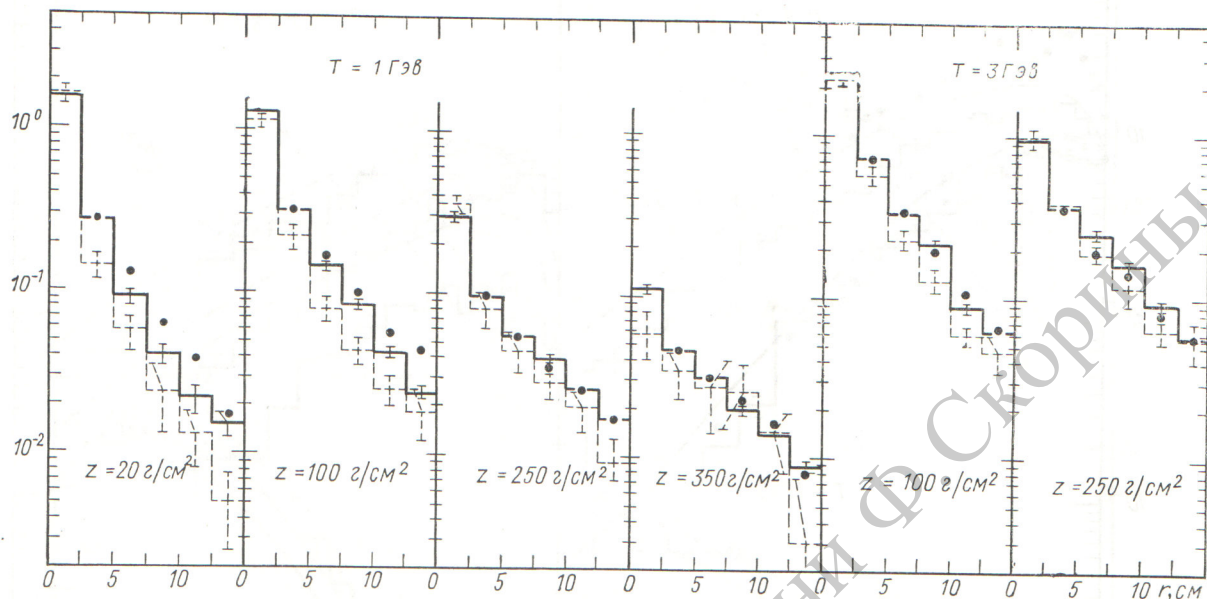


Рис. 3. Энергетические спектры нейтронов, вылетающих из блоков алюминия и кобальта под действием протонов с энергией 450 Мэв (в единицах $\text{нейтр. Мэв}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{первичный протон}^{-1}$). Обозначения те же, что на рис. 1.



Р и с. 4. Суммарные сечения образования изотопов F^{18} и Na^{24} в алюминиевой фольге, помещенной внутри железного блока параллельно его торцовой поверхности, на которую падает перпендикулярно пучок протонов с энергиями 1 и 3 Гэв; в зависимости от расстояния фольги до поверхности блока (в единицах мб/первичный протон).

Справа показаны вклады в сечения, происходящие от взаимодействий протонов, нейтронов и π -мезонов (при $T = 3 \text{ Гэв}$); в случае изотопа Na^{24} отдельно показаны вклады от нейтронов с энергиями ниже и выше 25 Мэв. Гистограммы — расчет настоящей работы; пунктирные кривые — расчет работы [12]; экспериментальные точки — данные работы [11].



Р и с. 5. Радиальная зависимость сечения образования изотопа Na^{24} в алюминиевой фольге, расположенной на фиксированной глубине z в железном блоке перпендикулярно к направлению пучка первичных протонов (в единицах $\text{мб/см}^2 \cdot \text{первичный протон}$). Энергия протонов 1 и 3 ГэВ; r — расстояние до оси пучка.

Сплошные гистограммы — расчет настоящей работы; пунктирные — расчет [12]; экспериментальные точки [11] нормированы на теоретические значения во второй кольцевой зоне, полученные в настоящей работе (в работе [11] приведены лишь относительные значения сечений).

ной зависимости сечений хорошо передается как нашим расчетом, так и расчетом по программе NMTC. То же можно сказать и о форме распределения сечений по глубине блока (см. рис. 4), хотя в последнем случае наблюдаются отличия от эксперимента по абсолютной величине сечений (в худшем случае не более чем в 2—2,5 раза).

В опытах Цитрона и др. [13] пучок протонов с импульсом $19,2 \text{ ГэВ/с}$ также падал перпендикулярно к торцевой поверхности железного блока размером $100 \times 160 \times 300 \text{ см}$. 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 $\mathcal{E} > 100 \text{ МэВ}$. 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 учитывать некоторые несущественные упрощения (пучок считался узким, а блок —

цилиндром длиной 300 см и площадью основания, равной площади торца реальной мишени), то в расчете были промоделированы все условия эксперимента, в частности идентификация звезд в точности соответствовала экспериментальной.

Данные, приведенные на рис. 6, 7, показывают, что и при высоких энергиях, значительно превышающих область применимости программы NMTC, рассматриваемая методика дает хорошее количественное согласие с опытом. Следует подчеркнуть, что для согласования расчетных и экспериментальных данных очень важно достаточно точно воспроизвести экспериментальную ситуацию. В частности, заштрихованный на рис. 6 коридор расчетных значений отмечает неопределенность, связанную с тем, что площадь и форма той области фотоэмульсии, которая подвергалась просмотру в работе [13], была нам неизвестна.

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 вплоть до нескольких десятков гигаэлектронвольт. Если каскадно-испарительную модель усовершенствовать путем учета многочастичных вну-

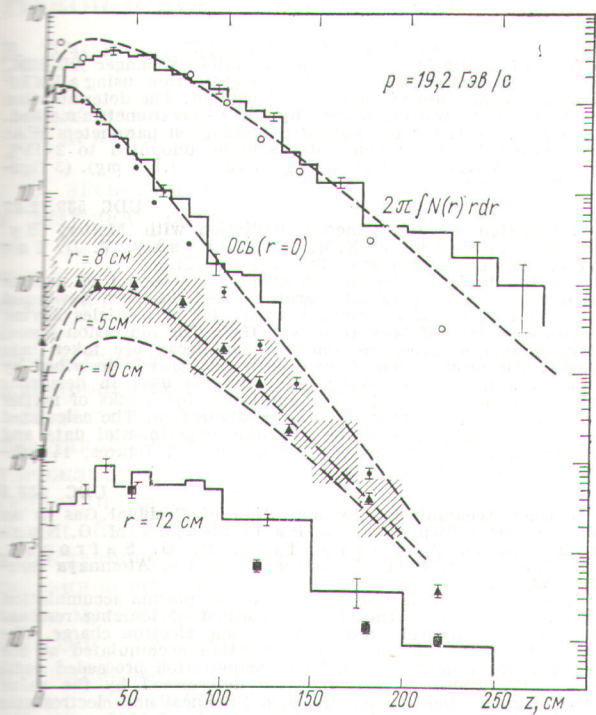


Рис. 6. Распределение числа звезд по глубине z в железном поглотителе, на который падает пучок протонов с импульсом $19,2 \text{ ГэВ}/c$.

Гистограммы — расчет настоящей работы; пунктирные кривые — расчет [1]; экспериментальные точки взяты из работы [13]. Плотности звезд при r , равном 0,8 и 72 см, нормированы на плотность звезд на оси пучка у поверхности блока. Затененная область соответствует неопределенности в способе просмотра фотоэмульсии (см. текст).

триядерных взаимодействий [14], то можно будет рассчитывать взаимодействия излучения с веществом и при еще больших энергиях.

Поступила в Редакцию 8/IV 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Ranft. CERN 64-47, Geneva, 1964; Nucl. Instrum. Methods, 48, 133, 261 (1967).
2. В. Е. Дудкин и др. В сб. «Дозиметрия излучений и физика защиты ускорителей заряженных частиц». ОИЯИ 16-4888, Дубна, 1970, стр. 75.
3. W. Coleman. ORNL-TM-2206, Oak Ridge, 1968. W. Coleman, R. Alsmiller. Nucl. Sci.

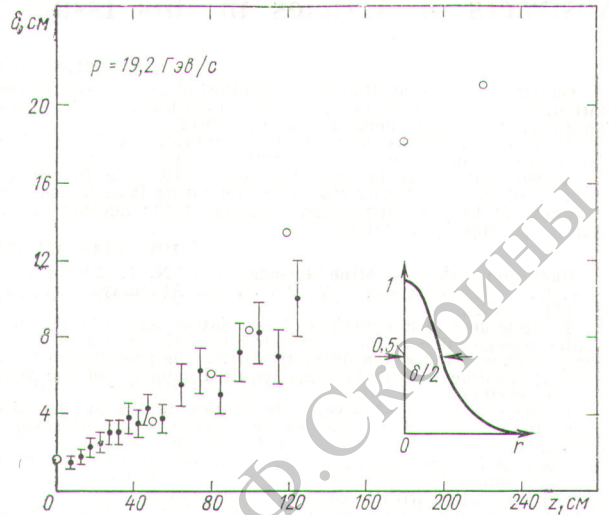


Рис. 7. Полная ширина δ радиального распределения плотности звезд в зависимости от глубины z в железном поглотителе. Точки — расчет настоящей работы; кружки — экспериментальные данные работы [13].

Engng, 34, 104 (1968). W. Coleman, T. Armstrong. ORNL-4606, Oak Ridge, 1970.

4. H. 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 (1968), P2-4066 (1968), P2-4302 (1969), P2-4313 (1969), P2-4402 (1969); Acta phys. polon, 36, 457, 887 (1969). В. С. Барашенков и др. Сообщения ОИЯИ P2-5507 (1970), P2-5549 (1970).
6. В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев. Сообщения ОИЯИ E2-5280 (1970), P2-5282 (1970).
7. R. Sternheimer. Phys. Rev., 118, 1045 (1960); С. В. Стародубцев, А. М. Романов. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1962.
8. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
9. R. Alsmiller et al. Nucl. Sci. Engng, 36, 291 (1969).
10. J. Wachtler et al. ORNL-TM-1781, Oak Ridge, 1968.
11. S. Shen. BNL-8721, 1964.
12. T. Armstrong, R. Alsmiller. Nucl. Sci. Engng, 33, 291 (1968).
13. A. Citron et al. Nucl. Instrum. Methods, 32, 48 (1965).
14. И. С. Артыков, В. С. Барашенков, С. М. Елисеев. Nucl. Phys., 66, 11, 628 (1968).