

С349В
Б-245

3619 / 2-73

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



P2 - 7395

В.С.Барашенков, В.Е.Сдобнов, С.Е.Чигринов

РАСПРОСТРАНЕНИЕ БЫСТРЫХ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ
В АТМОСФЕРЕ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P2 - 7395

В.С.Барашенков, В.Е.Сдобнов¹, С.Е.Чигринов²

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ БЫСТРЫХ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ
В АТМОСФЕРЕ**

Направлено в АЭ

**Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА**

¹ Сибирский институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн, Иркутск.

² Институт ядерной энергетики, Минск.

В работах^{/1/} был развит монте-карловский метод расчета распространения пучков высокоэнергетических частиц в плотных средах, основанный на каскадно-испарительной модели неупругих взаимодействий быстрых частиц с ядрами и позволяющий вычислить согласующиеся с опытом плотность потока, угловые и энергетические распределения вторичных частиц в блоке.

Однако на практике часто важно знать распространение пучков быстрых частиц также и в протяженных газовых средах, в частности, — распространение космических лучей в атмосфере земли и других планет. Это необходимо для решения некоторых астрофизических вопросов, для анализа структуры широких атмосферных ливней, оценки радиационной обстановки на больших высотах, а также при расчете радиационных зон вокруг сильноточных ускорителей.

Монте-карловская программа, позволяющая рассчитывать распространение ядерных частиц в протяженных газовых средах для энергий частиц от нескольких десятков Мэв до нескольких сотен Гэв, разработана авторами в ЛЯР ОИЯИ. Как и в работах^{/1/}, в основу этой программы заложена каскадно-испарительная модель неупругих пион- и нуклон-ядерных взаимодействий. При этом дополнительно учтен эффект уменьшения плотности числа внутриядерных нуклонов в ходе развития каскадной лавины, что существенно сказывается при энергиях налетающих частиц $T \approx 3-5$ Гэв^{/2,3/}. Распределение внутриядерных нуклонов описывается формулой Саксона-Вудса без разбиения ядра на зоны с постоянной плотностью^{/4/}. В области очень высоких энергий, больших нескольких десятков Гэв, внутриядерные каскады рассчитываются

с учетом вклада лидирующих частиц^{/5/}. Распад возбужденных ядер, оставшихся после каскадной стадии процесса взаимодействия, рассчитывается на основе модели испарения. Хотя для легких ядер условия применимости этой модели выполняются плохо, сравнение с более точной "взрывной" моделью распада показало, что при соответствующем подборе параметров интересующие нас характеристики вторичных частиц, возникающих в результате неупругого ядерного взаимодействия, воспроизводятся с достаточной точностью. Этот вывод подтверждается также сравнением расчетных величин с известными экспериментальными данными для группы легких ядер фотоэмulsionи (C, N, O). Для более детальных расчетов - в частности, для изучения образующихся в атмосфере изотопов, выход которых весьма чувствителен к модели распада, - необходимо использовать более точные методы, рассмотренные в работах^{/6/}.

Для расчета ионизационных потерь протонов и π^{\pm} -мезонов в атмосфере мы использовали феноменологические выражения из работы^{/7/}. Поскольку ионизационный пробег тяжелых частиц d, t, He^3, He^4 значительно меньше их ядерного пробега, вкладом этих частиц мы пренебрегали. Протоны, замедлившиеся до "энергии обрезания" $T_{обр} = 15$ Мэв, также считались выбывшими из каскада в атмосфере и их дальнейшее распространение не рассматривалось.

При расчетах предполагались распадающимися все π^+ -мезоны с энергиями $T \leq 2$ Мэв. То же самое предполагалось и для π^- -мезонов, что вполне оправдано, т.к. плотность атмосферы мала и, следовательно, вероятность ядерного поглощения замедлившихся π^- -мезонов незначительна. При больших энергиях конкуренция процессов распада и ядерного взаимодействия разыгрывалась по относительной величине вычисленных распадного и ядерного пробегов (при условии,

что кинетическая энергия пиона в конце пробега больше "энергии обрезания"). Все π^0 -мезоны, не испытавшие за время их жизни в лабораторной системе координат $\tau = \tau_0 (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ядерного взаимодействия, считались распавшимися на два γ -кванта.

Относительная вероятность упругого и неупругого взаимодействия частицы с ядром определенного типа разыгрывалась по соответствующим сечениям σ_{el} и σ_{inel} , взятым из монографии^{/8/}. Угол упругого рассеяния разыгрывался по формуле^{/9/}

$$d\sigma/d\Omega_{lab} = \sigma_0 \exp(-\frac{1}{3} \rho^2 \chi^2 \theta_{lab}^2 / \hbar^2),$$

где σ_0 - множитель, не зависящий от θ_{lab} ;

ρ - импульс частицы;

$$\chi = z^{1/3} \hbar / m_p c,$$

z - атомный номер мишени.

Описание поведения нейтронов с энергиями $T \leq 105$ Мэв проводилось на основе транспортного приближения^{/10/}.

Для того чтобы проиллюстрировать точность разработанной программы, рассмотрим практически важный случай распространения в земной атмосфере первичного космического излучения, дифференциальный спектр которого описывается следующим выражением^{/11/}

$$N(E) = \frac{0.048}{E^{2/3} (1 + 0.09 E^{1/3})^{3/2}},$$

где E - энергия в 10^9 эв, а

$EN(E) dE$ - энергия в 10^9 эв/см².сек.стерадиан, приносимая на Землю протонами в интервале энергий $E, E + dE$.

Будем предполагать, что первичное излучение встречает бесконечный плоский слой воздуха толщиной 1033 г/см², состоящий

на 21% кислорода и на 79% из изота. Изменение давления с высотой и температурой будем описывать соотношением:

$$P(h) = P_0 \left(\frac{t_0 - \beta h}{t_0} \right)^{g/\beta}, \text{ если } h \leq \text{II км, } t_0 = -15.5^\circ\text{C}$$

$$P(h) = P_{\text{II}} \exp(-g h / \alpha t), \text{ если } h > \text{II км, } t = -56.5^\circ\text{C,}$$

где P_0 и P_{II} - давление, соответственно, на уровне моря и на высоте II км, t_0 - температура на уровне моря, β - коэффициент, характеризующий температурный градиент, g - ускорение силы тяжести, $\alpha = 2,870 \cdot 10^{-6}$ эрг/г град - постоянная, связанная с выбором системы единиц.

Расчеты были выполнены для широты $\lambda = 42^\circ$, где имеются экспериментальные данные /12-14/ и результаты теоретических расчетов /15/. Влияние геомагнитного поля учитывалось путем отбора частиц по энергии, по полярному и азимутальному углам. Энергия обрезаия задавалась при этом в виде

$$E_\lambda(\theta) = mc^2 \left(\sqrt{1 + [Z P_\lambda(\theta) / mc^2]^2} - 1 \right),$$

где жесткость обрезаия для дипольного представления геомагнитного поля

$$P_\lambda(\theta) = 59.6 Z \cos^4 \lambda [1 + \sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \lambda}]^{-2} \text{ ГэВ/с,}$$

mc^2 - масса космической частицы с зарядом Z , λ - геомагнитная широта, θ и φ - полярный и азимутальный углы, характеризующие направление движения частиц.

Результаты вычислений потоков нейтронов вместе с экспериментальными данными и результатами расчетов Ок-Риджской лаборатории приведены на рис. 1 и 2. Как видно, наши результаты весьма близки к эксперименту и теоретическим данным /15/.

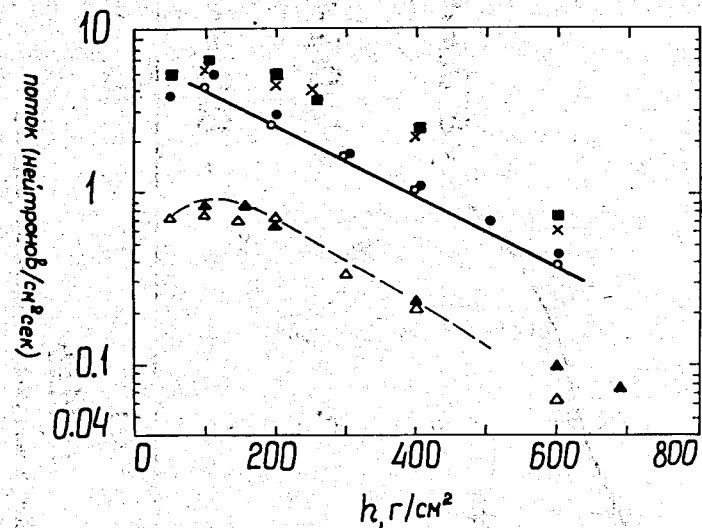


Рис. 1. Поток нейтронов на различных высотах h на широте 42°
 ■ - результат наших расчетов для нейтронов всех энергий;
 X - соответствующие теоретические данные /15/;
 ● - результат наших расчетов для нейтронов с энергиями 0-20 МэВ; ○ - соответствующие теоретические данные /15/;
 сплошная линия - эксперимент /12/; пунктир - экспериментальные данные для нейтронов с энергиями 1 - 10 МэВ /13/;
 ▲ - результат наших расчетов; △ - теоретические данные /15/.

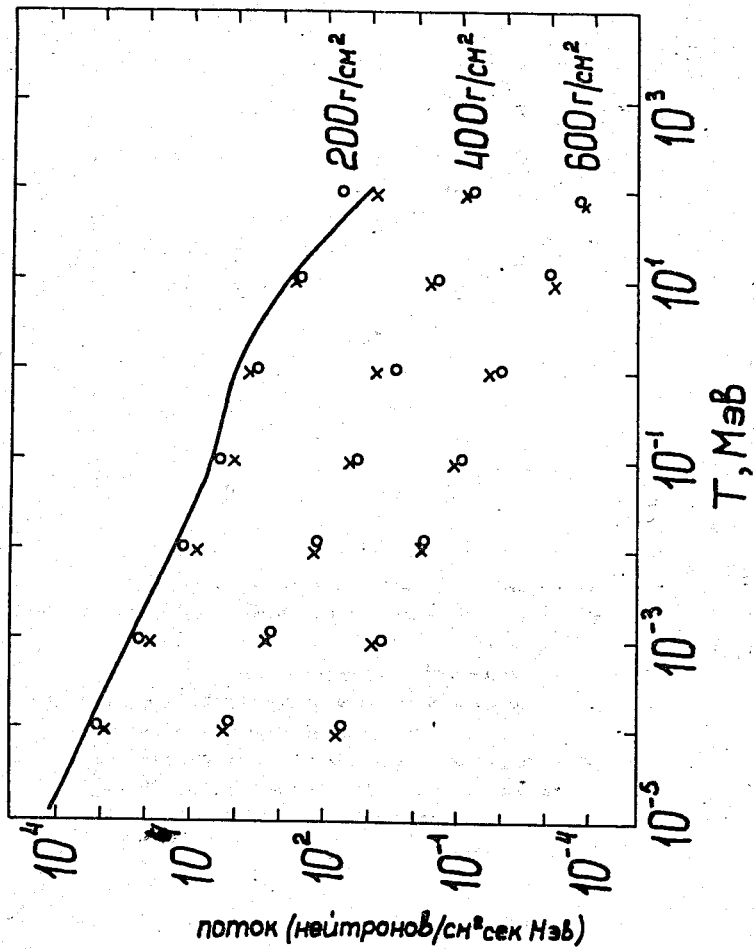


Рис. 2. Энергетический спектр нейтронов на различных глубинах в атмосфере, \circ - наш расчет, \times - теоретические данные^{/15/}, кривая - эксперимент^{/14/}.

Следует заметить, что наряду с протонами первичное космическое излучение содержит около 6% α -частиц и небольшую примесь (1%) тяжелых ядер. Вклад этой компоненты можно учесть, если для розыгрыша характеристик вторичных частиц воспользоваться методами расчета неупругих взаимодействий ядер с ядрами, предложенными в работах^{/3,16/}, однако вклад α -частиц и более тяжелых ядер невелик, что согласуется с результатами работы^{/15/}, где был подробно исследован этот вопрос.

ЛИТЕРАТУРА

- I. В.С.Барашенков, Н.М.Соболевский, В.Д.Тонеев.
Ат.Энергия 32, 123 (1972); Геохимия II, 1325 (1972).
2. В.С.Барашенков, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев.
Я.Ф. I3, 743 (1971).
3. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, Ф.Г.Жереги, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев.
Я.Ф. I7, 434 (1973).
4. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, Ф.Г.Жереги, В.Д.Тонеев.
Сообщение ОИЯИ P2-6503, Дубна, 1972.
5. В.С.Барашенков, С.М.Елисеев, С.Е.Чигринов.
Сообщение ОИЯИ, P2-6022, Дубна, 1971.
Квантовая теория систем многих частиц, Кишинев, 1973, стр. 83-95.
6. О.Б.Абдинов, В.С.Барашенков. Сообщение ОИЯИ P2-4788, Дубна (1969)
Acta Physica Polonica, B3, 385, 1972.
7. И.К.Взоров. Сообщение ОИЯИ, P1-4442, Дубна (1969).
8. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. "Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами". Атомиздат, М., 1973.
9. J.A. Geibel, J. Ranft. Nucl. Instr. & Meth., 32, 65, 1965.
10. Л.П.Абагян, Н.О.Базаянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев.
"Грушковые константы для расчета ядерных реакторов".
Атомиздат, 1964.
- II. Г.Неер. В сб. "Первичное космическое излучение", под ред.
Г.Б.Жданова и М.И.Фрадкина. М., изд-во иностр.лит., 1956, стр.79.
12. G. Voella, G. Delgli Antoni, C. Dilworth, G. Gianelli, E. Rossa,
L. Scarsi, D. Shapiro. Nuovo Cimento, 29, 103-117, 1963.

13. S.S. Holt, R.B. Mendell, S.A. Korff. J. Geophys. Res.,
71, 5109-5116, 1966.
14. W.N. Ness, H.W. Patterson, R. Wallace, L.C. Edward.
Phys. Rev., 116, 445-457, 1959.
15. T.W. Armstrong, K.C. Chandler, J. Barish. ORNL-TM-3961,
Oak Ridge, 1972.
16. V.S. Barashenkov, K.K. Gudima, F.G. Gereghi, A.S. Ijyinov,
V.D. Toneev. Communic. JINR, E2-6706, Dubna, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 августа 1973 года.