

A-615



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

5310/2-79

24/12-79

P2 - 12616

Н.С.Амелин, В.С.Барашенков

МОДЕЛЬ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ
ДЛЯ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ,
МЕНЬШИХ НЕСКОЛЬКИХ ГЭВ

1979

P2 - 12616

Н.С.Амелин, В.С.Барашенков

МОДЕЛЬ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ
ДЛЯ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ,
МЕНЬШИХ НЕСКОЛЬКИХ ГЭВ

Амелин Н.С., Барашенков В.С.

P2 - 12616

Модель внутриядерных каскадов для области энергий, меньших нескольких ГэВ

Внутриядерные каскады, инициированные нуклонами или π -мезонами, рассчитываются в приближении непрерывной среды с диффузной границей, но без обычно используемого разбиения ядра на концентрические зоны с постоянной плотностью. При энергиях, меньших нескольких ГэВ, рассматриваемое приближение обладает преимуществом по сравнению с другими используемыми в настоящее время каскадными моделями. Программа расчетов написана на языке ФОРТРАН и используется на ЭВМ БЭСМ-6 и CDC-6500.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Amelin N.S., Barashenkov V.S.

P2 - 12616

Intranuclear Cascade Model for an Energy Region
Less than a Few GeV

Intranuclear cascades induced by nucleons or pions have been calculated considering target nucleus as a continuous matter with a diffuse border, but without division of the nucleus to zones with constant densities. At energies smaller than a few GeV this approach is preferable in comparison with other in use now intranuclear cascade models. The program of calculations is written in FORTRAN language and is used on the BESM-6 and CDC-6500 computers.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Несмотря на большое число конкретных реализаций, в настоящее время используются два основных типа монте-карловских моделей внутриядерных каскадов:

1. Каскад в неизменяющейся в ходе процесса ферми-газовой среде, разбитой на отдельные сферические слои, в каждом из которых плотность нуклонов $\rho(r)$ считается постоянной^{/1-5/}

2. Каскад в диффузионном облаке ферми-газовых частиц - нуклонов, число которых равно массовому числу ядра в начале процесса и постепенно уменьшается в результате выбивания нуклонов нарастающей лавиной каскадных частиц /эффект трейлинга/^{/6-12/}.

В каскадных моделях первого типа импульсное распределение внутриядерных нуклонов оказывается сильно искаженным по сравнению с фермиевским, а на границах сферических зон возникают трудные вопросы, связанные с учетом эффектов преломления и отражения. Это усложняет расчеты, кроме того, некоторые вычисленные величины заметно зависят от конкретного способа разбиения ядра на зоны и выбора радиуса последней, периферической зоны. Модели второго типа позволяют получить более точные результаты и применимы вплоть до очень высоких энергий. Однако в этом случае требуется предварительно разыгрывать^{/11,12/} и затем удерживать в памяти компьютера координаты, импульсы и заряды всех внутриядерных нуклонов, которые многократно перебираются при прослеживании движения каскадных частиц и определении точек их взаимодействия. Время расчета и загрузка памяти компьютера значительно увеличивается, что особенно существенно в громоздких задачах, связанных, например, с прохождением излучения сквозь многокомпонентные среды.

Нами разработана каскадная модель, которая рассматривает ядро как непрерывную диффузную среду, но без разбиения на зоны постоянной плотности. Для этого мы предположили, что в каждой точке с плотностью $\rho(r)$ импульс внутриядерного нуклона распределен по закону

$$W(p, r) = p^2/3\rho(r),$$

(h.c. = 1), который представляет собой экстраполяцию соответствующего соотношения, использующегося в зонной модели, на случай, когда число зон становится очень большим, а их толщина - очень малой^{10/}. Такой подход является промежуточным по отношению к двум указанным выше типам каскадных моделей, и его удобно использовать в области энергий, меньших нескольких ГэВ, где еще не важен эффект внутриядерного треялинга.

По сравнению с программами каскадных расчетов, описанными в отчетах^{5,8,9/}, составленная нами программа содержит ряд методических улучшений. В частности, для описания кинематических характеристик каскадных частиц используется всего лишь один массив $p/9, 100/$, введены дополнительные подпрограммы, упрощающие структуру программы и ее отладку, упрощены некоторые программы расчета внутриядерных $n-N$ и $N-N$ -взаимодействий.

Имеется подробное описание программы. Оно снабжено детальными комментариями и блок-схемами, что позволяет использовать программу, и, главное, вносить в нее необходимые изменения широкому кругу физиков-экспериментаторов и инженеров. Программа написана на языке ФОРТРАН и задействована на ЭВМ БЭСМ-6 и CDC-6500.

После очень небольших переделок, связанных с переходом к языку ФОРТРАН-IV, программа может быть использована также на ЭВМ ЕС-1040.

Входная информация содержит 10 величин:

- кинетическую энергию, массу и заряд первичной частицы;
- массовое и зарядовое числа ядра-мишени;
- два параметра, характеризующих распределение внутриядерной плотности;

- энергию связи нейтрона в ядре и глубину потенциальной ямы для π -мезона;

- число каскадов, которые должны быть рассчитаны.

На рис. 1 на примере легкого и тяжелого ядер фотоэмульсии сравниваются результаты расчетов средней множественности рождающихся частиц, выполненные с помощью трех различных моделей*. В области энергий $T \approx 1$ ГэВ множественности s - и g -частиц практически не зависят от варианта каскадной модели. Более чувствительными оказываются характеристики частиц с черными траекториями. В модели, учитывающей эффект трейлинга, множественность этих частиц $\langle n_b \rangle$ и, соответственно, суммарная множественность низкоэнергетических частиц $\langle n_h + n_g + n_b \rangle$ оказываются значительно меньшими.

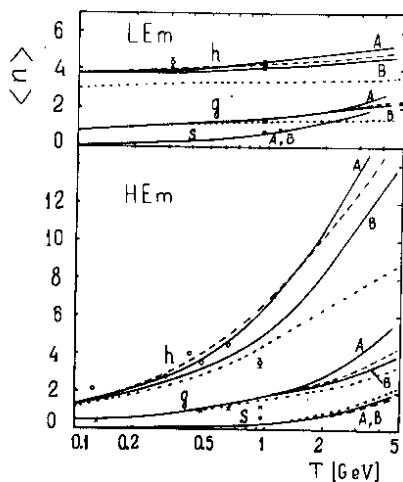


Рис. 1. Средняя множественность s -, g - и h -частиц в неупругих столкновениях протонов с легкими (LEm) и тяжелыми (HEm) ядрами фотоэмульсии при энергии T . Пунктир - расчет с помощью зонной модели, точечные кривые - расчет на основе модели с трейлингом^{/8/}, сплошная кривая - расчет с помощью новой, промежуточной модели; А - расчет для $d_c = 0$, В - расчет для $d_c = 8 \cdot 10^{-14}$ см.

* Мы используем стандартные фотоэмульсионные обозначения. Библиографию приведенных экспериментальных точек см. в обзоре^{/3/}. Статистические погрешности вычислений составляют около 5%.

Это обусловлено прежде всего различием условий поглощения и выхода низкоэнергетических частиц из ядра в различных каскадных моделях, следствием чего является различие энергий возбуждения остаточных ядер /рис. 2/, и, соответственно,

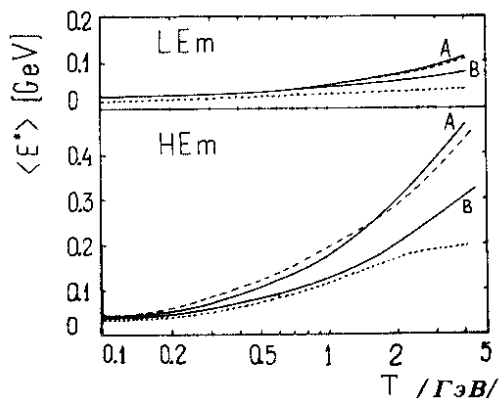


Рис.2. Средняя энергия возбуждения ядер после каскадной стадии взаимодействия протонов с ядрами фотозмульсии. Обозначения, как на рис. 1.

множественность характеристик испаряющихся из ядра β -частиц. Зависимость расчетных свойств низкоэнергетической компоненты рождающихся частиц особенно заметна в случае легких ядер, где энергия возбуждения, приходящаяся на один нуклон остаточного ядра, в среднем значительно больше, чем для тяжелых мишеней, и условия применимости модели испарения выполняется хуже^{3/}.

Расчетные данные, полученные на основе моделей с непрерывным распределением внутриядерного вещества /сплошная и пунктирная кривые на рис. 1, 2/ в пределах статистических ошибок практически совпадают.

Нашу "промежуточную модель" можно улучшить, если учесть, что расстояние между двумя последовательными внутриядерными столкновениями не может быть меньшим некоторого эффективного диаметра нуклона $d_c \approx 8 \cdot 10^{-14}$ см. Из рис. 1 и 2 видно, что расчетные данные в этом случае становятся значительно более близкими к результатам, полученным на основе модели с дискретным распределением внутриядерных нуклонов.

Таблица 1

Средняя кинетическая энергия γ -частиц, рождающихся в неупругих протон-ядерных столкновениях в фотозумльсии при энергии T .

T, ГэВ	$\langle r_\gamma \rangle$, МэВ	
	опыт *	теория**
0,12	90 \pm 20	71
0,14	67 \pm 9	86
0,23	100 \pm 20	115
0,28	105 \pm 20	124
0,38	200 \pm 40	127
0,5	115 \pm 10	128
0,68	175 \pm 25	127
0,75	220 \pm 30	127
0,9	110 \pm 25	127
1,5	140 \pm 10	121
2,23	150 \pm 10	106

Таблица 2

Средняя кинетическая энергия b -частиц, рождающихся в неупругих протон-ядерных столкновениях в фотозумльсии при энергии T .

T, ГэВ	$\langle r_b \rangle$, МэВ	
	опыт *	теория**
0,14	9,5 \pm 0,5	6,5
0,46	8,9 \pm 0,7	7,3
0,66	9,3 \pm 0,7	7,8
2,23	11,1 \pm 0,3	10,0

* Библиографию экспериментальных работ см. в обзоре ^{/3/}.

** Статистическая погрешность расчета $\approx 5\%$; $d_c = 8 \cdot 10^{-14}$ см.

Приведенные на этих рисунках кривые рассчитаны в предположении, что внутриядерная плотность описывается распределением Саксона-Вудса с параметрами, определенными в опытах с электронами. Для легкого ядра более оправданным является осцилляторное распределение, однако такое уточнение модели сравнительно слабо сказывается на средних характеристиках адрон-ядерных взаимодействий. Например, средние множественности ливневых и низкоэнергетических частиц при этом увеличиваются всего лишь на 5-10%. Более существенно изменяются дифференциальные распределения и сечения отдельных каналов*.

Для характеристики точности каскадной модели на рис. 1 и в табл. 1, 2 приведены экспериментальные данные.

Мы благодарны С.Ю.Шмакову и Б.Ф.Костенко за обсуждения и помощь при вычислениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chen K. et al. *Phys.Rev.*, 1968, 166, p. 949, 1971, C4, p. 2234.
2. Bertini H.W. *Phys.Rev.*, 1969, 188, p. 1711, 1972, C6, p. 631.
3. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
4. Barashenkov V.S. et al. *Nucl.Phys.*, 1972, A187, p. 531.
5. Ильинов А.С. ОИЯИ, Б1-4-5478, Дубна, 1970.
6. Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1971, 13, с. 743.
7. Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, 109, с. 91.
8. Ильинов А.С. ОИЯИ, Б1-4-5478, Дубна, 1970.
9. Гудима К.К. и др. ОИЯИ, Б1-7186, Дубна, 1973.
10. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, Р2-6503, Дубна, 1972.
11. Барашенков В.С., Костенко Б.Ф. *Acta Phys.Polonica* (in print).
12. Barashenkov V.S. et al. *Nucl.Phys.* (in print).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июля 1979 года.

* Заметим, что при использовании осцилляторного распределения следует учитывать радиус рассеивающегося адрона r и движение центра инерции. При этом средний эффективный радиус ядра c , определенный в опытах с рассеиванием электронов, заменяется величиной

$$c' = [c^2(1 - 1/A) + (2/3)(r + \lambda)^2]^{1/2}$$

где A - массовое число ядра, λ - длина дебройлевской волны рассеивающейся частицы.