

С 343e
Б-245

P2 - 6503

2686/2-72

В.С.Барашенков, К.К.Гудима , Ф.Г.Жереги ,
В.Д.Тонеев

УЧЕТ ДИФFUЗНОСТИ ЯДЕРНОЙ ГРАНИЦЫ
В МОДЕЛИ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 6503

В.С.Барашенков, К.К.Гудима*, Ф.Г.Жереги*,
В.Д.Тонеев

**УЧЕТ ДИФФУЗНОСТИ ЯДЕРНОЙ ГРАНИЦЫ
В МОДЕЛИ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ**

* Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

Расчёты неупругих взаимодействий высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами, как правило, выполняются в настоящее время на основе модели внутриядерных каскадов в предположении, что ядро представляет собой ферми-газ нуклонов, заключенный в сферу с диффузной границей. При этом ядро разбивается на отдельные сферические зоны, в каждой из которых плотность нуклонов $\rho(r)$ считается постоянной ($\rho(r) = \rho_i$), а распределение их импульсов выбирается в виде фермиевского распределения с граничным импульсом, определяемым плотностью соответствующей зоны:

$$p_{Fi} = c \rho_i^{1/3} \quad (1)$$

(c - нормировочная постоянная; см. работы /1-4/, где дана подробная библиография).

На практике обычно ограничиваются тремя, в редких случаях пятью-семью зонами, т.к. иначе расчёты становятся очень трудоемкими. Суммарное импульсное распределение нуклонов при таком приближенном способе расчётов отличается от фермиевского распределения, соответствующего нулевой температуре (см. рис. 1), а результаты расчётов несколько зависят от конкретного способа разбиения на зоны и выбора радиуса последней, периферической зоны.

Если бы число зон можно было существенно увеличить, то при достаточно большом их числе граничный импульс Ферми для нуклонов, удаленных на расстояние r от центра ядра, определялся бы зависимостью, близкой к формуле (1), а их импульсы были бы распределены по закону

$$\frac{d p(r)}{d p} = \frac{p^2}{3 p_F^3(r)} = \frac{p^2}{3 c^3 \rho(r)}, \quad (2)$$

который можно рассматривать относящимся к отдельным внутриядерным нуклонам.

Если положения отдельных нуклонов внутри ядра определить теперь с помощью метода Монте-Карло так, как это сделано, например, в работах ^{5,6/}, а их импульсы разыграть по распределению (2), то мы получим значения координат и импульсов всех внутриядерных нуклонов без какого-либо разбиения ядра на зоны ^{x/}.

Полученные таким образом импульсные распределения нуклонов ядра ¹⁰⁰Ru показаны на рис. 1. Как видно, для тяжелого ядра, каким является ¹⁰⁰Ru, эти распределения весьма близки к соответствующим распределениям Ферми, вычисленным для модели с постоянной ядерной плотностью; значительные различия имеют место лишь на краю спектра, вблизи граничного импульса $p = p_F(R)$. Вместе с тем имеет место существенное расхождение со спектром, рассчитанным в часто используемом приближении трех сферических зон.

Степень согласия с опытом результатов вычислений, выполненных без разбиения ядра на зоны, иллюстрируется рис. 2 на примере средней множественности треков в фотозмульсионных звездах. Расчётные и экспериментальные данные весьма близки друг к другу. При этом расчётные

^{x/} Важно подчеркнуть, что при таком способе рассмотрения диффузности ядерной границы учёт действия принципа Паули, как и в простой модели прямоугольной ямы, сводится к проверке условия: импульс нуклона после столкновения $p'(r) > p_F(r)$.

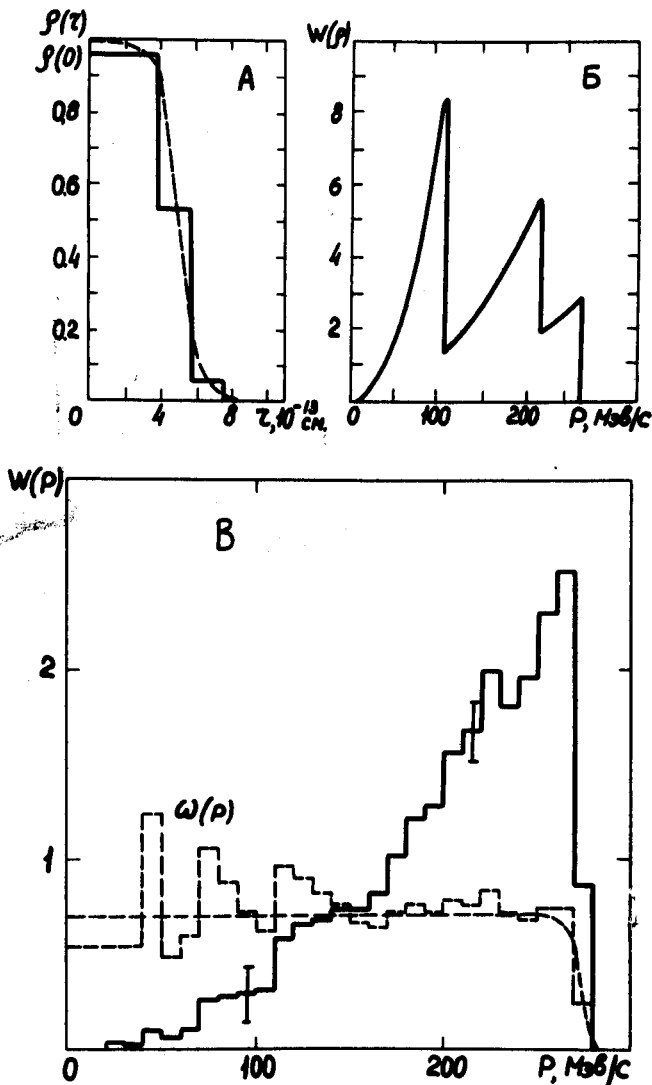


Рис. 1. Пространственное и импульсное распределение нуклонов ядра ^{100}Ru в модели ферми-газа с диффузной границей. А - пространственное распределение числа нуклонов. Пунктир - экспериментальное распределение Саксона-Вудса, сплошная кривая - аппроксимация путем разбиения на три зоны с постоянной плотностью $\rho_i = a_i \rho(0)$, где $a_i = 0,9; 0,2$ и $0,01$. Б - импульсное распределение внутриядерных нуклонов в модели с тремя зонами. В - импульсное распределение внутриядерных нуклонов, рассчитанное без деления ядра на зоны. Пунктиром показана расчётная плотность $\omega(p) = w(p)/4\pi p^2$ и соответствующая аппроксимирующая кривая.

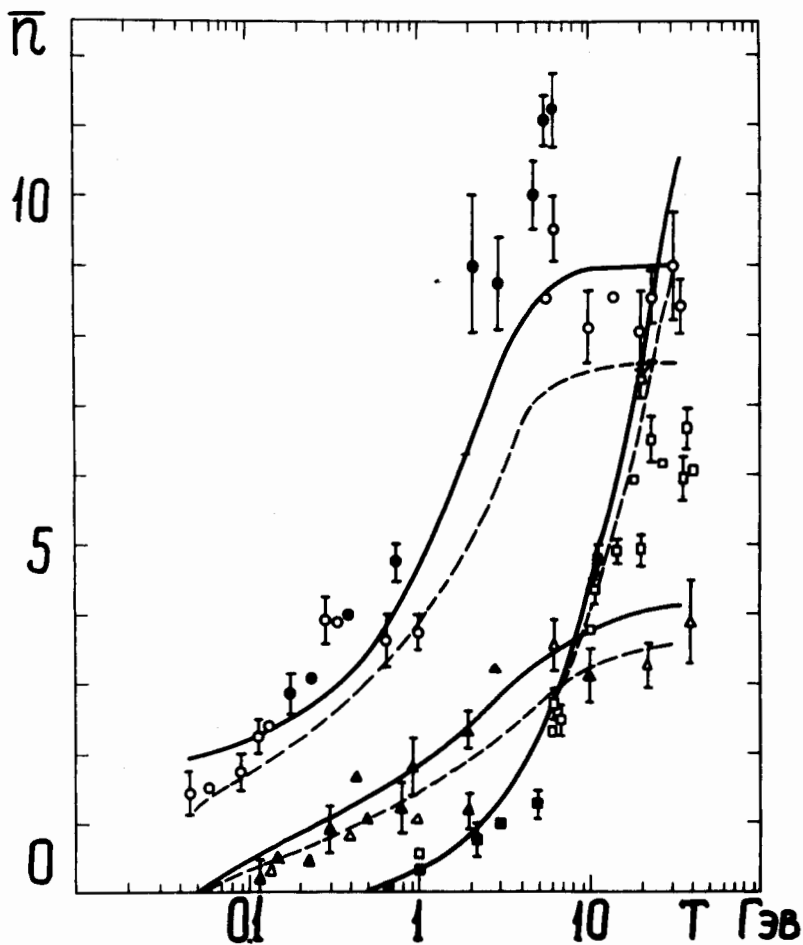


Рис. 2. Энергетическая зависимость средней множественности s -, g - и h -треков, образовавшихся при взаимодействии протонов с ядрами фотоэмульсии. Экспериментальные значения \bar{n}_s , \bar{n}_g , \bar{n}_h нанесены соответственно квадратами, треугольниками и кружками. Светлыми значками нанесены данные, полученным просмотром эмульсии "вдоль следа", заштрихованные - "по области". Сплошная и пунктирная кривые - результаты расчёта для ядра ${}^{70}\text{Ga}$, соответственно при условии $n_h > 1$ и $n_h \geq 0$.

величины, как это видно из таблиц 1 и 2, практически не зависят от конкретного выбора радиуса ядра R , если только $\rho(R)/\rho(0) \leq 0,1$. В модели с разбиением ядра на зоны эта зависимость, особенно для сечений, значительно более сильная; отношение $\rho(R)/\rho(0)$ в этом случае является, по-существу, дополнительным подгоночным параметром теории.

Рассматриваемый подход значительно упрощает расчёты, особенно в случае столкновений двух ядер, когда учёт перекрытий отдельных сферических зон налетающего ядра и ядра-мишени представляет собой весьма сложную задачу.

Литература

1. H.W.Bertini. ORNL-3383, Oak Ridge, 1963.
2. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-4065, Дубна, 1968.
3. K.Chen, Z.Fraenkel, G.Friedlander, J.R.Grover, J.M.Miller, Y.Shimamoto. Phys.Rev., 166, 949 (1968).
4. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами, Атомиздат, М., 1972.
5. V.S.Barashenkov, A.S.Iljinov, V.D.Toneev. Communications JINR E2-5282, Dubna, 1970.
6. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. ЯФ, 13, 743 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1972 года.

Таблица 1

Сечения неупругих взаимодействий протона с ядром ^{238}U при энергии T в зависимости от величины отношения $a = \rho(R)/\rho(0)$.

$T, \text{ГэВ} \backslash \alpha$	0,1	0,01	0,001
0,14	1890 ± 76	1960 ± 84	2000 ± 96
1,00	1980 ± 75	2090 ± 85	2120 ± 98

Таблица 2

Среднее число треков различных типов ($n_h \geq 0$), образующихся при неупругих столкновениях 2-Гэвных протонов со средним ядром фотоэмульсии ^{70}Ca в зависимости от величины отношения $a = \rho(R)/\rho(0)$.

$\bar{n} \backslash \alpha$	0,1	0,05	0,001
\bar{n}_s	$0,98 \pm 0,05$	$0,84 \pm 0,05$	$0,98 \pm 0,05$
\bar{n}_g	$1,8 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$
\bar{n}_e	$3,2 \pm 0,2$	$3,0 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,2$
\bar{n}_h	$5,0 \pm 0,3$	$4,8 \pm 0,3$	$4,8 \pm 0,3$