

Б-245



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4899/
2-79

3/12-79

P2 - 12503

В.С. Барашенков, А.М. Задорожный, Б.Ф. Костенко

ЗАВИСЯЩАЯ ОТ ВРЕМЕНИ

МОДЕЛЬ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ

1979

P2 - 12503

В.С.Барашенков, А.М.Задорожный, Б.Ф.Костенко

ЗАВИСЯЩАЯ ОТ ВРЕМЕНИ
МОДЕЛЬ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ

Направлено в "Nuclear Physics"

Барашенков В.С., Задорожный А.М.,
Костенко Б.Ф.

P2 - 12503

Зависящая от времени модель внутриядерных каскадов

Рассмотрено обобщение модели внутриядерных каскадов, когда монте-карловский розыгрыш развития каскадной лавины производится с явным учетом временной координаты. Расчеты выполнены в приближении диффузной границы ядра, но без какого-либо разделения его на зоны постоянной плотности. Учтено уменьшение плотности числа внутриядерных нуклонов вследствие выбивания их каскадными частицами. Результаты вычислений сравниваются с экспериментом и с данными, полученными с помощью не зависящей от времени каскадной модели. Учет времени улучшает согласие с опытом, особенно для быстрых ливневых частиц, однако для низкоэнергетических вторичных частиц расхождение с опытом по-прежнему имеет место при $T \geq 10$ ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Barashenkov V.S., Zadorozhny A.M.,
Kostenko B.F.

P2 - 12503

Time-Dependent Intranuclear Cascade Model

An intranuclear cascade model with the immediate consideration of time coordinate in the Monte-Carlo simulation of the development of a cascade particle shower has been considered. Calculations have been performed in the approach of a diffuse nuclear boundary but without any step approximation of the nuclear density distribution. Changes in the properties of the target nucleus in the course of the cascade development have been taken into account. The results of calculations have been compared with experiment and with the data which had been obtained by means of the time dependent cascade model. The consideration of time improved agreement with experiment and theory particularly for the high energy shower particles, however for the low energy cascade particles (with grey and black traces in photoemulsion) the discrepancy takes place, as before, at $T \geq 10$ GeV.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

В модели внутриядерных каскадов, учитывающей эффект трейлинга /уменьшение плотности ядра под действием лавины каскадных частиц/, изменение времени в процессе развития каскада учитывается лишь косвенно - путем первоочередного прослеживания наиболее быстрой каскадной частицы^{1, 2/}. В настоящей работе обсуждается более последовательная модель, в которой каскадный процесс рассматривается в реальном масштабе времени при явном введении временной координаты t .

Следует заметить, что впервые в монте-карловский расчет внутриядерных каскадов временная координата была введена в работе^{3/}, где положения всех каскадных частиц и расположение точек их взаимодействия определялись для последовательности дискретных моментов времени, разделенных интервалами Δt , достаточно малыми для того, чтобы результаты расчетов были практически нечувствительны к дальнейшему уменьшению величины Δt , и весь процесс можно было бы считать непрерывно изменяющимся во времени. Оказалось, что величина Δt не должна превосходить времени, которое необходимо каскадной частице для прохождения $1/20 - 1/30$ ее среднего свободного пробега в ядре. Затрачиваемое время ЭВМ при этом становится очень большим.

В нашей новой модели значения временной координаты рассматриваются только в точках взаимодействия. Промежуточные моменты времени входят лишь неявно, через интеграл:

$$\Delta t = \int_1^2 \frac{ds}{v(s)}, \quad /1/$$

определяющий интервал времени между двумя последовательными столкновениями каскадной частицы с внутриядерными нуклонами / $v(s)$ - скорость частицы, изменяющаяся вдоль ее пути s вследствие изменения внутриядерного потенциала/. Это значительно более экономный способ расчета.

Основные детали используемого нами алгоритма каскадных расчетов подробно описаны в ^{4/}, существенные различия состоят лишь в следующем:

В соответствии с усовершенствованиями модели, предложенными в работах ^{1,5/}, нет разбиения ядра на зоны постоянной плотности. В памяти ЭВМ содержатся координаты всех внутриядерных нуклонов, которые разыгрываются в начале расчета каждого нового каскада. Розыгрыш производится методом браковки в соответствии с вудс-саксоновским выражением для средней плотности числа нуклонов в ядре $\rho(r)$ с параметрами, определенными в опытах с рассеянием электронов; при этом требуется, чтобы расстояния между нуклонами были не меньше $0,8 \cdot 10^{-13}$ см /диаметр нуклона/. Тот нуклон, с которым произошло разрешенное принципом Паули взаимодействие, переходит в разряд каскадных частиц, в результате число нуклонов в ядре постепенно уменьшается.

Розыгрыш характеристик внутриядерных π -N и N-N взаимодействий при очень высоких энергиях выполняется тем же методом, что и в нашей предыдущей работе ^{2/} /этот метод является усовершенствованным вариантом метода, описанного в работе ^{6/}.

Если внутриядерное взаимодействие разрешено принципом Паули, то для каждой родившейся в этом взаимодействии частицы разыгрывается точка взаимодействия* и вычисляется соответствующий момент времени $t_j = t + \Delta t_j$, где t - время взаимодействия, в котором образовались рассматриваемые частицы, а Δt_j определяется формулой ^{1/}, в которой интеграл

представлен в виде суммы $\sum_{j=1}^n \Delta s_j / \tilde{v}_j$. В этом выражении $\Delta s_j =$

* Некоторые частицы могут выйти из ядра, а очень медленные нуклоны - поглотиться ядром без образования вторичных каскадных частиц.

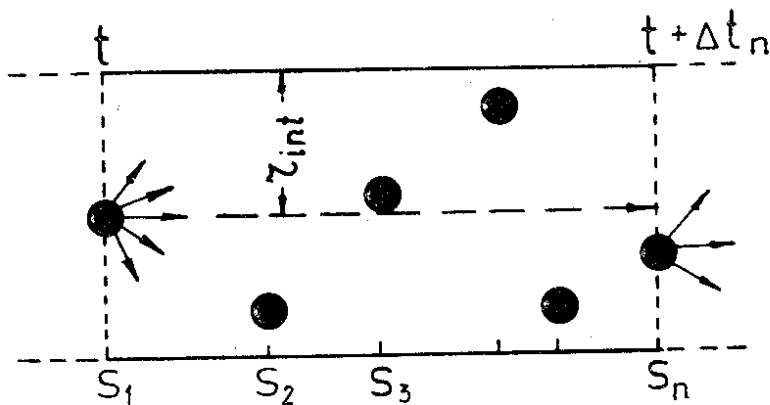


Рис. 1. Движение каскадной частицы в ядре между двумя последовательными взаимодействиями с внутриядерными нуклонами в плоскостях S_1 и S_n . Частица может взаимодействовать с любым нуклоном внутри цилиндра с радиусом r_{int} .

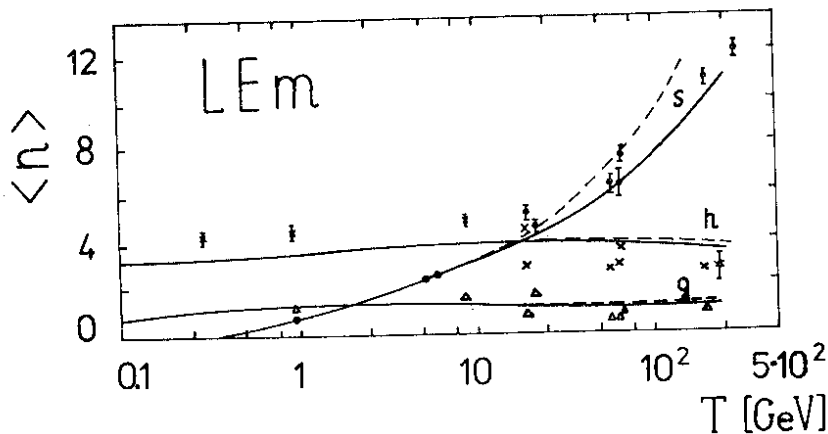


Рис. 2. Средняя множественность частиц, рождающихся в неупругих взаимодействиях протонов с легкими ядрами фотозумлусии. Значками \bullet , Δ , \times нанесены экспериментальные значения $\langle n_s \rangle$, $\langle n_g \rangle$, $\langle n_h \rangle$. Сплошные кривые - соответствующие теоретические значения, вычисленные с учетом времени, пунктир - расчет без учета времени.

$= s_{j+1} - s_j$ - проекции межнуклонных расстояний на направление движения каскадной частицы /рис. 1/, $\bar{v}_j = (v_j + v_{j+1})/2$ - средняя скорость каскадной частицы в интервале Δs_j ; суммирование производится по всем нуклонам внутри цилиндра с радиусом $r_{int} = r_0 + \lambda$, $r_0 \approx 1,3 \cdot 10^{-13}$ см - радиус сильного взаимодействия, λ - длина дебройлевской волны /см.^{1/}/. При этом может оказаться, что взаимодействие частицы с внутриядерным нуклоном происходит в момент времени, более ранний, чем уже записанное в память ЭВМ взаимодействие этого нуклона с другой каскадной частицей. В этом случае более позднее по времени взаимодействие отменяется, и вызвавшая его частица прослеживается до точки следующего взаимодействия *.

После того как определены точки взаимодействия всех каскадных частиц, рассчитывается самое раннее по времени взаимодействие. Расчет последовательно перебираемых во времени точек взаимодействия продолжается до полного исчерпания каскадных частиц.

Для каждого значения энергии первичной частицы T и заданного ядра-мишени разыгрывалось 400-500 каскадов. В случае фотозумльсии с помощью известных сечений взаимодействия σ_{in} /см.^{14/} / каждый раз производился предварительный розыгрыш ядра-компонента, с которым происходит взаимодействие. Окончательные результаты для средне-легкого (LEm), среднего (Em) и средне-тяжелого (HEm) ядер фотозумльсии получены суммированием данных для соответствующих групп ядер. При этом учитывались обычно используемые в эксперименте критерии отбора частиц с тонкими, серыми и черными следами /s-, g-, b- частицы; $h = g + b$ /.

В отличие от ранее использовавшихся моделей /1,2,4/, мы считали, что поглощение медленных π -мезонов всегда происходит на паре нуклонов, после чего в соответствии с законом сохранения энергии и импульса оба участвовавших во взаимо-

* Близкий метод учета времени в каскадных расчетах используется в работе /8/. Однако в этой работе используется модель с разбиением ядра на зоны постоянной плотности, благодаря чему приходится запоминать время пересечения границ зон и число значений временной переменной, необходимых для описания каскадной лавины, оказывается вдвое большим, чем у нас.

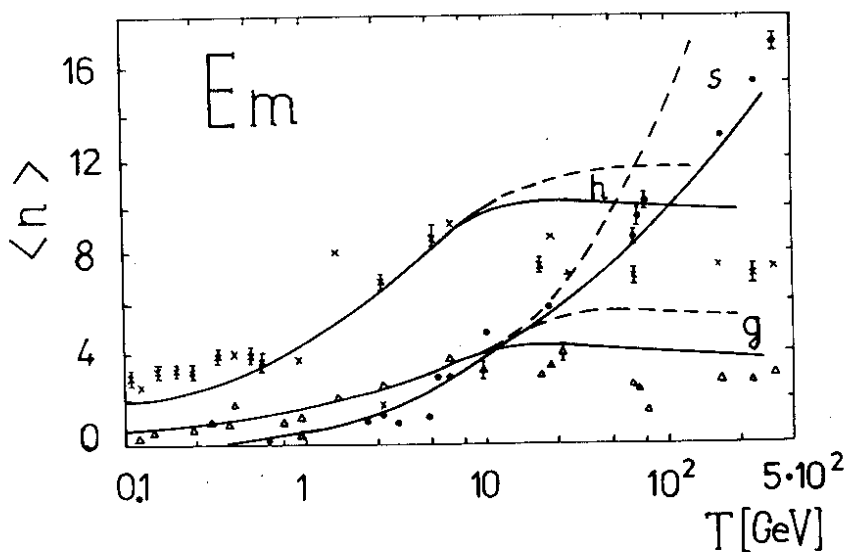


Рис. 3. Средняя множественность частиц, рождающихся в неупругих протон-ядерных взаимодействиях в расчете на среднее ядро фотозмюльсии. Все обозначения, как на рис. 2.

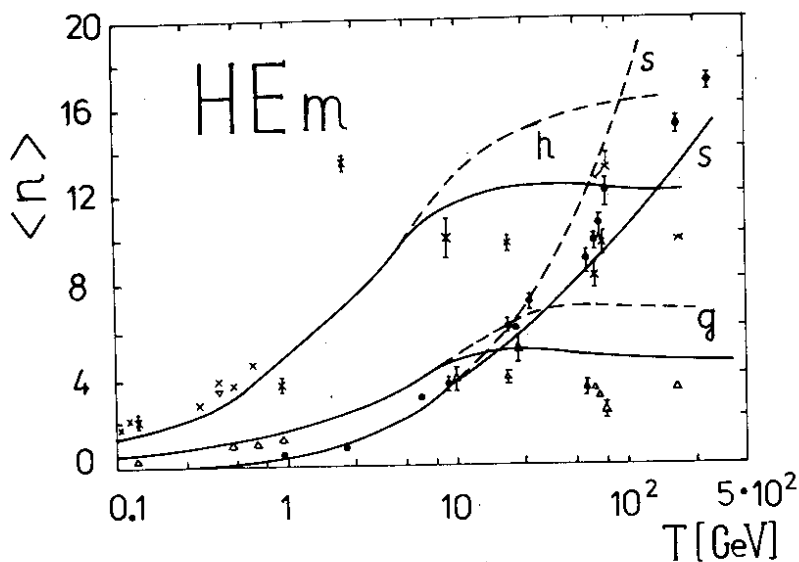


Рис. 4. Средняя множественность частиц, рождающихся в неупругих взаимодействиях протонов с тяжелыми ядрами фотозмюльсии. Все обозначения, как на рис. 2.

действии нуклона становятся каскадными частицами и могут вылететь из ядра. Как показал анализ, выполненный в работе /7/, такой подход более оправдан, чем обычно используемое приближение полной диссипации энергии и импульса мезона внутри ядра. Кроме этого, в модель были введены некоторые другие усовершенствования непринципиального характера, которые практически не сказываются на результатах расчетов при $T \leq 10$ ГэВ /в частности, благодаря их взаимной компенсации/, но весьма заметны при больших энергиях, где алгоритм расчета внутриядерных каскадов еще недостаточно хорошо отлажен и можно использовать имеющиеся возможности для лучшего согласования модели с опытом.

На рис. 2-4 показаны результаты расчетов средней множественности рождающихся частиц для широкого интервала энергий первичных частиц T . Для сравнения приведены также данные, которые получены в рамках модели /1,2/, не учитывающей временную координату. Отличия от этих данных становятся заметными лишь в области $T \geq 10$ ГэВ; при меньших энергиях результаты старых и новых расчетов в пределах статистических ошибок совпадают между собой.

Снижение множественности ливневых частиц практически целиком обусловлено учетом временной координаты и при $T = 100$ ГэВ составляет около 20% для легких и почти вдвое большее значение для тяжелых ядер фотоземлюсии. Согласно с экспериментом значительно улучшается*. В область очень высоких энергий при $T \geq 200$ ГэВ для легких и $T \geq 50$ ГэВ для случая тяжелых ядер, расчетные значения $\langle n_s \rangle$ оказываются даже несколько меньше экспериментальных, вследствие очень сильного влияния эффекта трейлинга. Наша модель в этой области становится неточной /см. ниже/.

Расчетные кривые множественности g - и h -частиц правильно передают наблюдаемый на опыте факт "выползаживания" при $T \geq 5-10$ ГэВ, вместе с тем абсолютные значения $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_h \rangle$ по-прежнему остаются завышенными: теоретический каскад получается слишком разветвленным, особенно в тяжелых яд-

* Библиографию экспериментальных работ см. в /2-4/.

рах*. Учет временной координаты почти не сказывается на значениях $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_h \rangle$; различия сплошных и пунктирных кривых на рис. 2-4 обусловлены другими упоминавшимися выше уточнениями каскадной модели.

Согласие с опытом для низкоэнергетических частиц можно несколько улучшить, если принять во внимание нестационарные процессы распада сильно возбужденных остаточных ядер /ср. /¹²/, однако хорошего согласия при высоких энергиях получить все же не удается. Все теоретические данные, обсуждаемые в на-

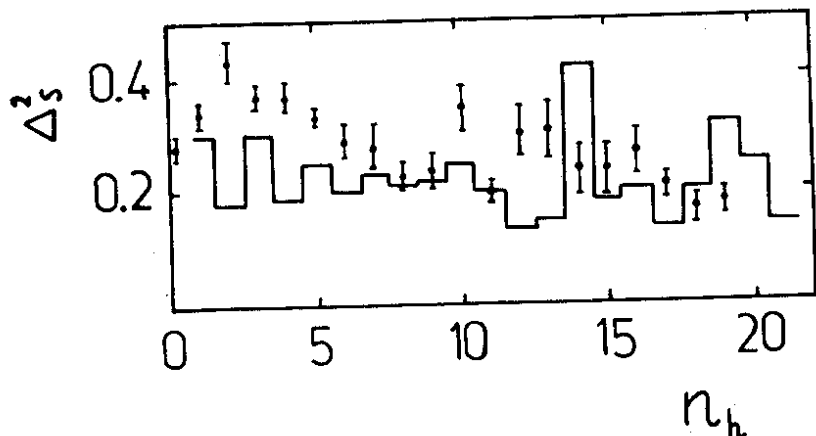


Рис. 5. Относительная дисперсия ливневых частиц в фотоэмульсионных звездах с различным числом сильноионизирующих частиц n_h , образованных протонами с энергией 200 ГэВ. Гистограммы - расчет, точки - эксперимент.

* Некоторое занижение расчетной множественности h -частиц при $T \leq 0,5$ ГэВ обусловлено тем, что в экспериментах с фотоэмульсией очень трудно разделить малолучевые ядерные и $N-N$ -взаимодействия. Значительная часть ядерных взаимодействий, как правило, оказывается утерянной, и это приводит к эффективному завышению средней множественности, что особенно существенно при небольших энергиях. В этой области хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных можно получить лишь в том случае, если моделировать критерии отбора каждой конкретной работы. В частности, согласие улучшается, если в расчет ввести критерий отбора $n_{\pm} > 1$; в настоящее время нас более интересуют высокие энергии, где этот эффект несуществен.

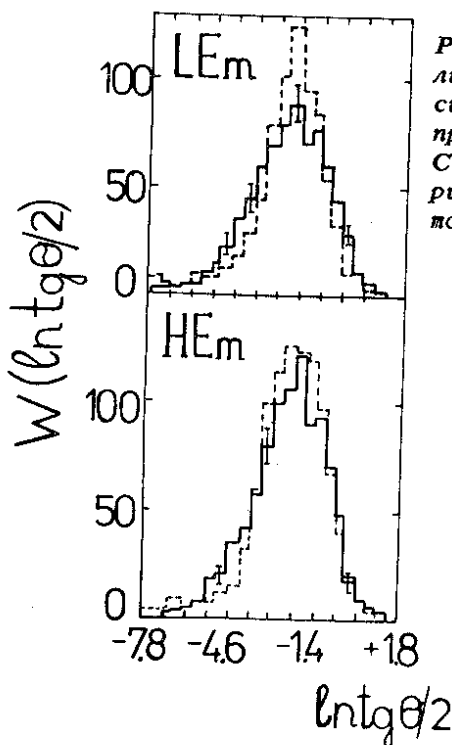


Рис. 6. Угловые распределения ливневых частиц в фотомультиплексных звездах, образованных протонами с энергией $T = 70$ ГэВ. Сплошные гистограммы - эксперимент, пунктир - расчет с учетом времени.

стоящей работе, приведены без учета нестационарных процессов.

В некоторых работах /см., например, ^{9,10/} /, отмечалось, что зависимость относительной дисперсии ливневых частиц, образующихся в адрон-ядерном взаимодействии, $\Delta_s^2 = (\langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2) / \langle n_s \rangle^2$, от числа сопровождающих сильноионизирующих частиц, является чувствительным способом проверки каскадных моделей. Однако, как видно из рис. 5, теоретические значения Δ_s^2 могут быть близкими к экспериментальным даже в тех случаях, когда расчетные и измеренные характеристики низкоэнергетических частиц значительно различаются.

На рис. 6-8 можно видеть, как влияет учет времени на угловые распределения рождающихся частиц. В пределах статистических ошибок результаты расчетов практически не изменяются. Это обусловлено тем, что угловые и энергетические характеристики вылетающих из ядра частиц в значительной степени определяются кинематическими факторами, связанными с переходом из системы центра масс сталкивающихся частиц

к лабораторной системе координат, и поэтому менее чувствительны к деталям модели, чем, например, множественность. В обоих случаях, с учетом и без учета временной координаты, теоретические гистограммы хорошо согласуются с экспериментом.

Выполненный анализ показывает, что временная координата должна обязательно приниматься во внимание при моделировании внутриядерных каскадов в области энергий $T \geq 10$ ГэВ. Однако сам по себе учет времени еще недостаточен для согласования расчетов с экспериментом в области высоких энергий. Существенным недостатком используемых в настоящее время каскадных моделей является то, что продолжительность взаимодействия каскадной частицы с внутриядерным нуклоном /время элементарного акта/ считается равным нулю. Это исключает многочастичные взаимодействия, когда с одним внутриядерным нуклоном успевают провзаимодействовать сразу несколько каскадных частиц ^{4/} Учет таких взаимодействий - следующий этап усовершенствования каскадной модели.

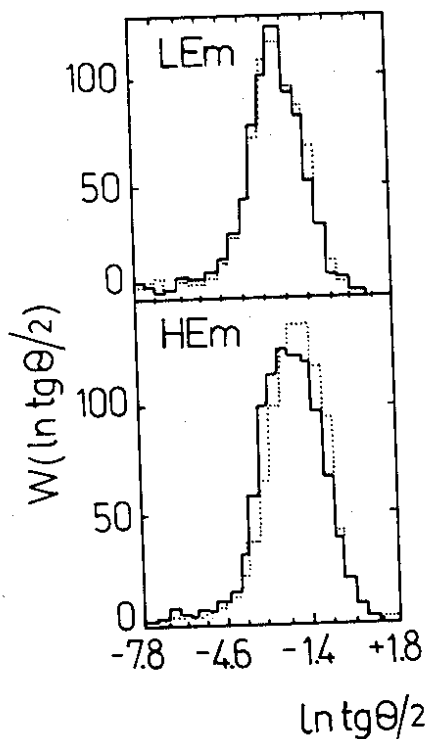


Рис. 7. Сравнение угловых распределений ливневых частиц, вычисленных с учетом и без учета временной координаты /соответственно сплошные и пунктирные гистограммы/. Энергия первичных протонов $T = 70$ ГэВ.

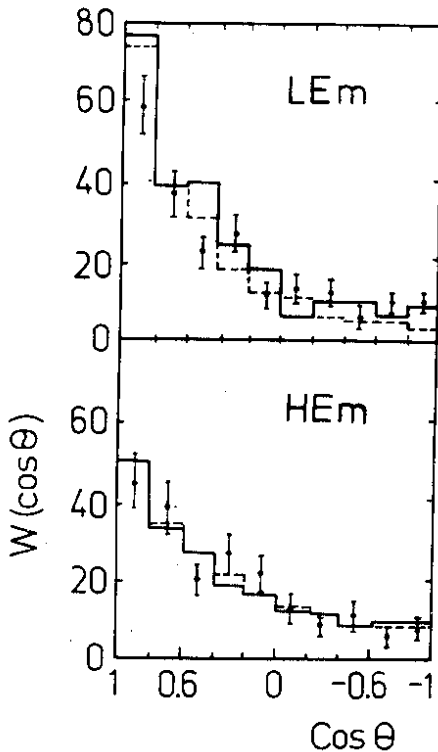


Рис. 8. Угловые распределения γ -частиц, испущенных ядрами фотоэмульсии под действием протонов с энергией 70 ГэВ. Точки - эксперимент. Сплошные и пунктирные гистограммы - расчет соответственно с учетом и без учета времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С., Ильинов А.С., Тонеев В.Д. ЯФ, 1971, 13, с.743.
2. Barashenkov V.S., Kostenko V.F. Acta Phys. Polonica, 1979, Vol. B10, No. 6, p.69.
3. Chen K. et al. Phys.Rev., 1969, 166, p.949.
4. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
5. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-6503, Дубна, 1972.
6. Барашенков В.С., Елусеев С.М., Чигринов С.Е. ОИЯИ, P2-6022, Дубна, 1971.
7. Iljinov A.S., Nazaruk V.I. Chigrinov S.E. Nucl.Phys., 1976, A268, p.513.
8. Bertini H.W. et al. Phys.Rev., 1978, C17, p.1382.
9. Калинин Б.Н. и др. ЯФ, 1976, т.23, с.1064; ОИЯИ, P2-8760, Дубна, 1975.
10. Gottfrid K. Proc. of the V Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nuclear Structure, Uppsala, Sweden, 1973, p.79.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1979 года.