

6/III-72

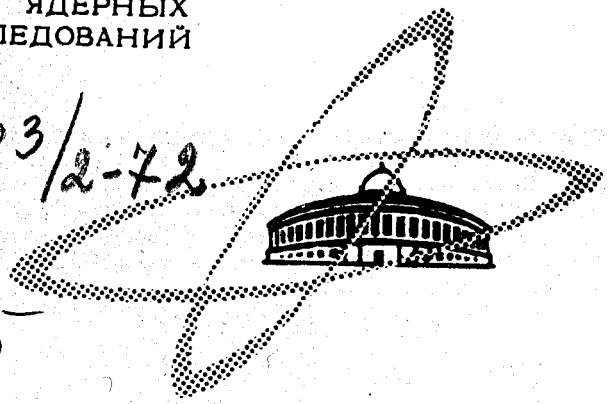
Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

703/2-72

P2 - 6195



6195

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

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ ГЕЛИЯ
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
АТОМНЫХ РЕАКЦИЙ

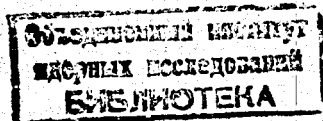
1971

P2 - 6195

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

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ ГЕЛИЯ
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Направлено в ЯФ



* Институт прикладной физики АН МССР, г. Кишинев.

Интерес к теории неупругих взаимодействий быстрых ионов гелия с ядрами в настоящее время стимулируется созданием пучков высокоэнергетических α -частиц на ускорителях (в частности, в Дубне), а также важными прикладными задачами расчета радиационной защиты от космического излучения.

В работах ^{1,2/} для расчета неупругих высокоэнергетических взаимодействий α -ядро были предприняты попытки использовать модель внутриядерных каскадов, хорошо оправдавшую себя в случае нуклон- и пион-ядерных столкновений. Взаимодействие α -частицы с внутриядерными нуклонами при этом рассматривалось как совокупность четырех несвязанных между собою каскадов, инициированных нуклонами α -частицы. Такой подход можно применять в качестве грубого приближения в достаточно ограниченной области энергий. В частности, при энергиях выше нескольких ГэВ/нуклон, необходимо принимать во внимание интерференцию отдельных ветвей внутриядерного каскада и, что особенно существенно, следует учитывать уменьшение плотности числа нуклонов ядра-мишени за счет выбивания их в процессе развития каскада ^{3,4/}. Для расчета периферических столкновений необходимо учитывать также каналы взаимодействия с образованием ядер d , t , ^3He .

Мы будем предполагать, что неупругое взаимодействие α -частицы внутри ядра происходит путем столкновения (упругого или неупругого с образованием мезонов) одного внутриядерного нуклона с одним из нуклонов α -частицы. Для описания таких столкновений будем использовать полиномиальные аппроксимации из работы ^{/5/}. При этом следует, конечно, учитывать фермиевское движение нуклона ядра-мишени и относительный импульс нуклона внутри α -частицы, который в системе покоя α -частицы определяется из распределения

$$W(p) \sim \exp(-p^2/p_0^2), \quad (1)$$

где $p_0 \approx 0,16$ Гэв/с.

Что касается трех других нуклонов α -частицы, не испытавших столкновения с нуклонами ядра-мишени, то после α -N взаимодействия они могут вылететь несвязанными друг с другом или же в виде комбинаций $N+d$, t , ${}^3\text{He}$. При этом энергии и углы этих частиц определяются из законов сохранения энергии и импульса для системы α + нуклон ядра-мишени. Для расчета вероятностей этих каналов реакции мы воспользуемся известными экспериментальными данными, сводки которых приведены в работе ^{/6/}. Такой метод позволяет, в отличие от работы ^{/2/} достаточно точно описать неупругое α -N взаимодействие в диапазоне энергий до нескольких десятков Гэв.

Относительная вероятность упругих α -N столкновений определялась по экспериментальным ^{/7/} и расчетным данным ^{/8/}.

Параметр, характеризующий размер цилиндрической области вокруг траектории α -частицы (или вторичных ядер t и ${}^3\text{He}$), внутри которой происходят столкновения с нуклонами ядра-мишени, выбирался равным $r_{int} = \rho + \lambda$, где λ - длина дебройлевской волны α -частицы (или t , ${}^3\text{He}$), ρ - не зависящая от энергии величина, подбираемая из условия

наилучшего согласия результатов расчетов с экспериментом. (Значение этого параметра приблизительно равно радиусу α -частицы или ядер ^4He и ^3He).

Введение диффузности ядерной границы позволяет учитывать периферические процессы типа стриппинга.

Все остальные детали модели те же, что и в случае нуклон- и мезон-ядерных взаимодействий.

Кроме этого нами был рассмотрен более простой подход (далее мы будем называть его "упрощенной моделью"), при котором каждый из нуклонов α -частицы мог независимо инициировать каскад внутри ядра-мишени или выйти из ядра без взаимодействия с энергией и импульсом, определяемыми скоростью α -частицы и импульсом его относительного движения из распределения (1). Нуклоны α -частицы предполагались расположенными в вершинах произвольно ориентированного тетраэдра. Координаты вершин определяются из пространственного распределения нуклонов в ядре ^4He .

Подобно тому, как это было сделано в работах [3,4], мы будем учитывать изменение плотности внутриядерных нуклонов в процессе выбивания нуклонов из ядра-мишени; при этом параметр r_{int} , определяющий радиус взаимодействия, нужно выбирать таким же, как и для случая нуклон-ядерных взаимодействий.

Следует подчеркнуть, что даже такая упрощенная модель является значительно более точным приближением, чем модели, рассмотренные в [1,2].

Все приведенные ниже результаты расчетов соответствуют среднему ядру фотоземлюссии. Исключение составляют лишь два специально оговариваемых случая. Выбор фотоземлюсионных данных обусловлен тем, что в настоящее время других данных не имеется.

На рис. 1 приведены расчетные значения средней множественности ливневых и низкоэнергетических частиц, образующихся при взаимодействии α -частиц с энергией T Гэв/нуклон с ядрами фотоэмульсии^{x/}.

Общий характер расчетных данных остается таким же, как и в случае взаимодействий с более легкими ионами^{/4/}; в частности, очень важен эффект уменьшения плотности ядра-мишени: именно благодаря этому эффекту прекращается быстрое возрастание множественности h -частиц при энергиях, больших нескольких Гэв. Переход к "упрощенной" модели несколько уменьшает множественность рождающихся частиц, однако различия невелики, а путем варьирования параметров их, по-видимому, можно уменьшить еще.

При $T \sim 100$ Мэв/нуклон теоретическое значение $\bar{n}_h = 3,5 \pm 0,2$ согласуется с экспериментальным $\bar{n}_h = 3,8 \pm 0,7$ ^{/8/}. Надежные измерения средней множественности вторичных частиц при больших энергиях отсутствуют.

Сравнение с опытом рассчитанных распределений по числу заряженных частиц W_n приведено на рис. 2-3. Результаты вычислений по обеим обсуждаемым моделям близки к экспериментальным точкам. При этом распределения W_n для "упрощенной" модели сдвинуты в сторону большей множественности, так как энергии возбуждения остаточных ядер оказываются в этом случае несколько выше. Следует отметить также чувствительность результатов расчета к выбору параметров модели и к критериям отбора событий, которые не всегда точно оговариваются в фотоэмульсионных работах. Последнее обстоятельство иллюстрируется результатами, приведенными на рис. 3.

Малая статистика и неопределенность критериев отбора звезд в фотоэмульсии не позволили, к сожалению, сделать какие-либо уверенные заключения о причинах расхождения теории с экспериментальными данными.

^{x/} Здесь и далее мы будем придерживаться терминологии, общепринятой в фотоэмульсионных работах.

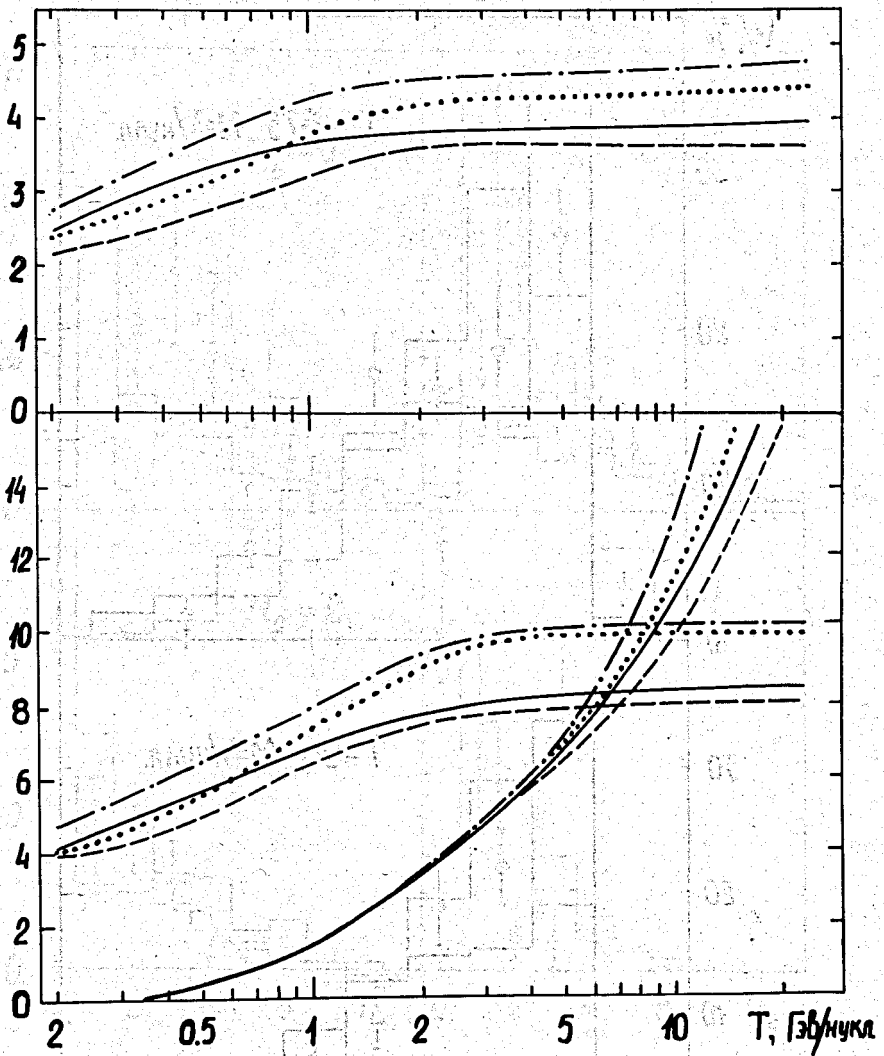


Рис. 1. Энергетическая зависимость средней множественности s -, g - и h -частиц. Сплошная и штрих-пунктирные кривые рассчитаны соответственно при условиях $n_h \geq 0$ и $n_h \geq 2$. Пунктирная и точечная кривые - расчет при условиях $n_h \geq 0$ и $n_h \geq 2$ в "упрощенной" модели.

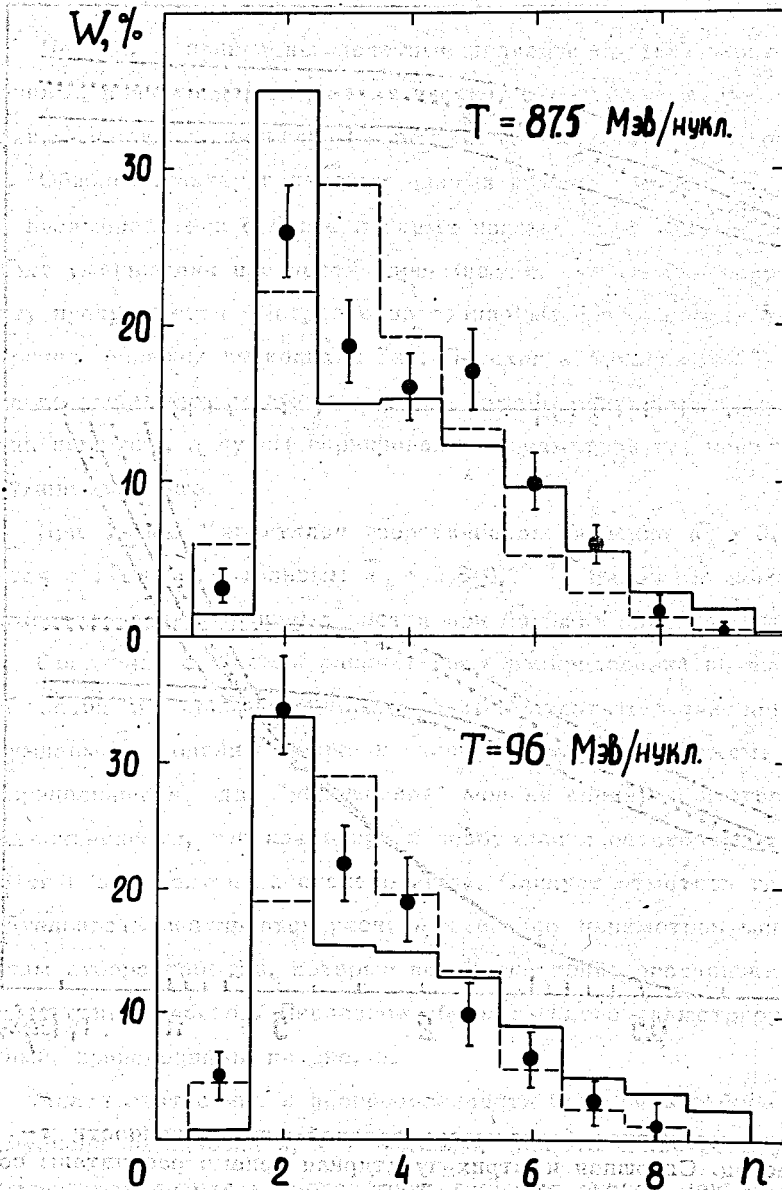


Рис. 2. Распределение числа лучей в фотоэмульсионных звездах, образованных α -частицами с энергией T . Экспериментальные точки взяты из работ/9,10/. Гистограммы - результат расчета. Пунктиром показаны результаты "упрощенной" модели.

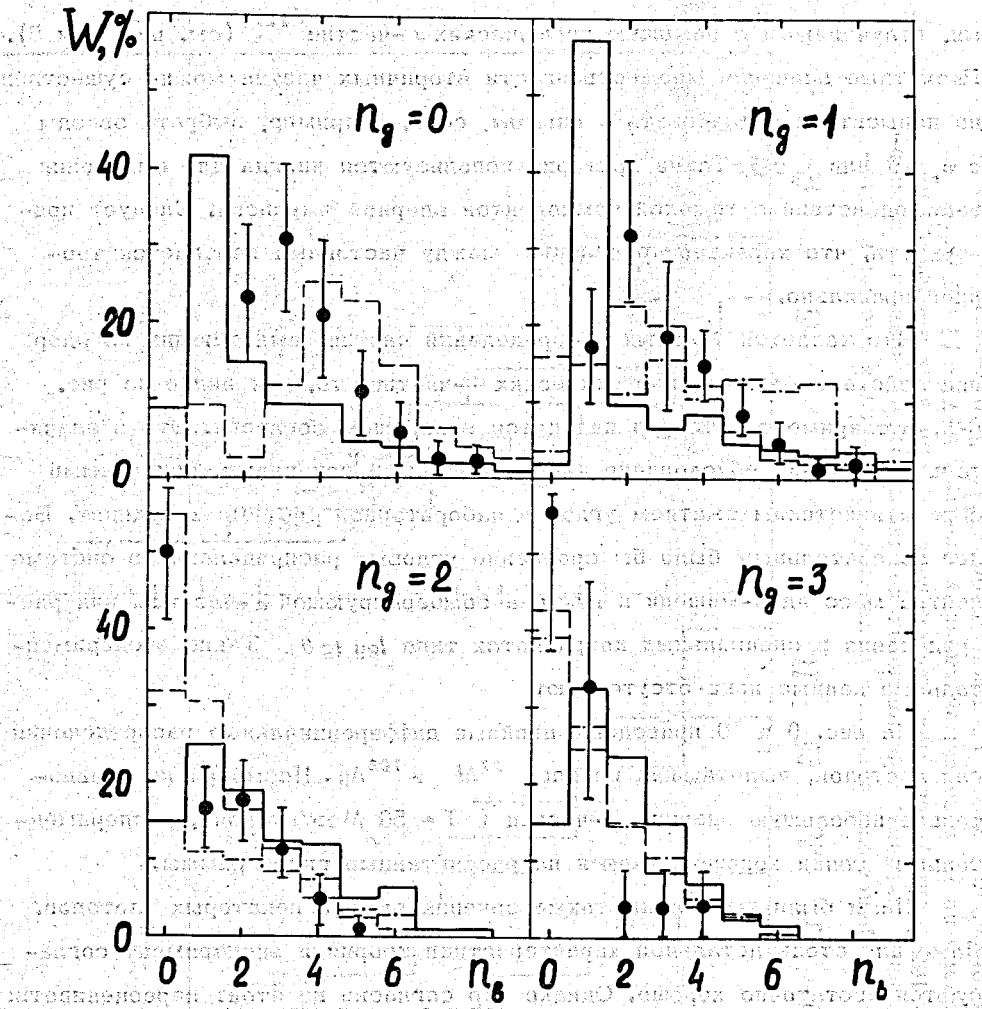


Рис. 3. Распределение черных следов в фотоэмульсионных звездах с различным числом серых следов n_g . Энергия первичных α -частиц $T = 95$ Мэв/нуклон. Экспериментальные точки взяты из работы [10]. Штрих-пунктирные гистограммы рассчитаны в предположении, что в число b -частиц включены лишь те легкие ядра $d, t, {}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, которые обладают энергией $T_{{}^3\text{He}}, {}^4\text{He} < 50$ Мэв и $T_{d,t} < 30$ Мэв. Остальные обозначения, как на рис. 2.

ми, полученными с помощью космических α -частиц ^{12/} (см. рис. 4 и 5). Расчетные значения множественности вторичных частиц можно существенно повысить и согласовать с опытом, если, например, выбрать звезды с $n_s > 3$ или $n_h > 5$. Такие критерии используются иногда для выделения взаимодействий с тяжелой компонентой ядерной эмульсии. Следует подчеркнуть, что характер корреляций между частицами передается теорией правильно.

Что касается угловых распределений частиц, вылетающих из ядер под действием высокоэнергетических α -частиц, то, как видно из рис. 6-8, эксперимент и теория находятся в хорошем согласии. Это в значительной степени обусловлено кинематическими причинами, связанными с релятивистским сжатием углов в лабораторной системе координат. Более показательным было бы сравнение угловых распределений в системе центра масс ядра-мишени и нуклона бомбардирующей α -частицы или распределения в специальных координатах типа $\log \tan \theta$. Такие экспериментальные данные пока отсутствуют.

На рис. 9 и 10 приведены двойные дифференциальные распределения для протонов, вылетающих из ядер ²⁷Al и ¹⁰⁸Ag. Несмотря на сравнительно небольшую энергию α -частиц ($T = 50$ Мэв/нуклон), экспериментальные точки хорошо ложатся на рассчитанные гистограммы.

Нами были вычислены также сечения выхода некоторых изотопов. Даже для столь детальной характеристики теория и эксперимент согласуются достаточно хорошо. Однако это согласие не стоит переоценивать: необходимо существенное расширение области исследуемых ядер, а также тщательный анализ параметров обсуждаемой модели.

Таким образом, модель внутриядерных каскадов (даже в ее рассмотренном выше упрощенном варианте) успешно объясняет известные экспериментальные данные и может быть использована как основа при расчете неупругих взаимодействий высокоэнергетических α -частиц с яд-

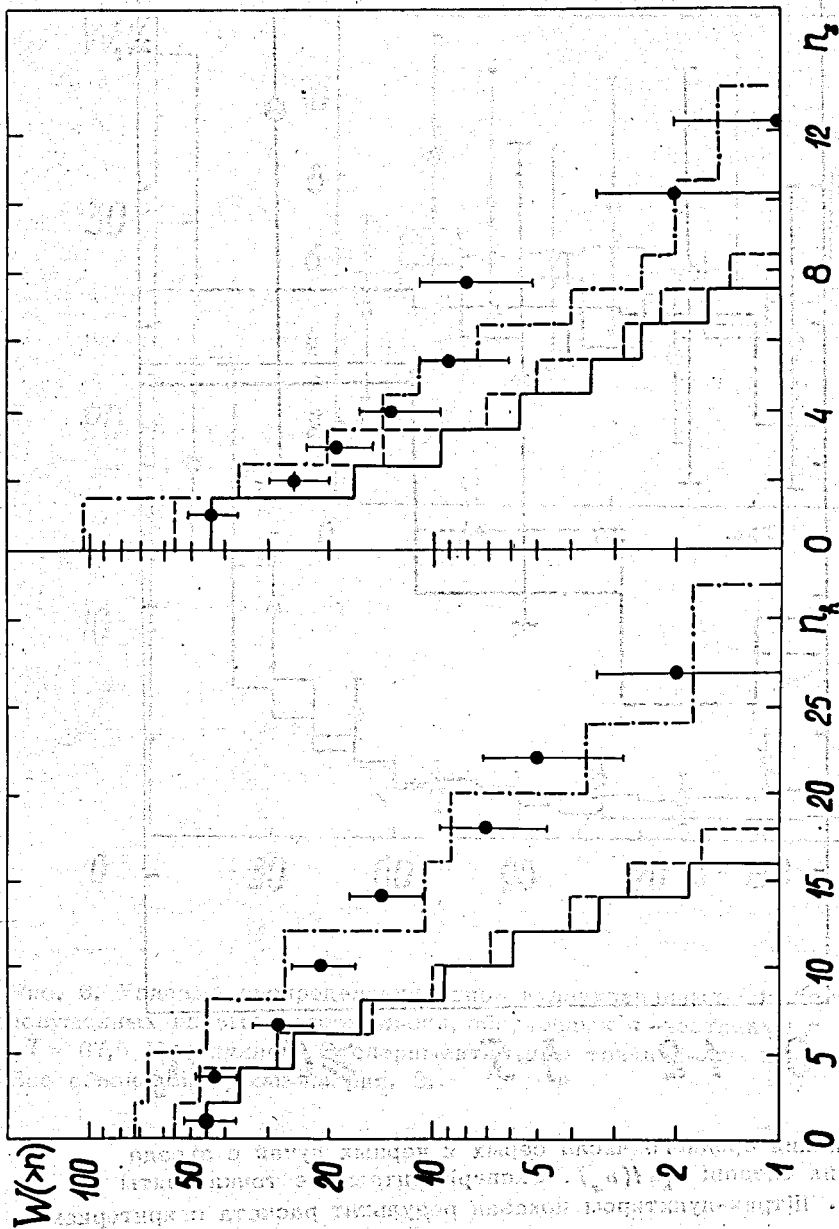


Рис. 4. Распределения ливневых и низкоэнергетических частиц в фото-эмульсионных звездах, образованных космическими α -частицами с энергией $T > 165$ Мэв/нуклон. При вычислениях энергия этих α -частиц разыгрывалась по их экспериментальному спектру $W(T) \sim (1+T)^{-2.5}$. Экспериментальные точки взяты из работы /1/. Штрих-пунктирные гистограммы рассчитаны в предположениях $n_s > 3$ для $f(n_b)$ и $n_b > 5$ для $f(n_s)$. Остальные обозначения, как на рис. 2.

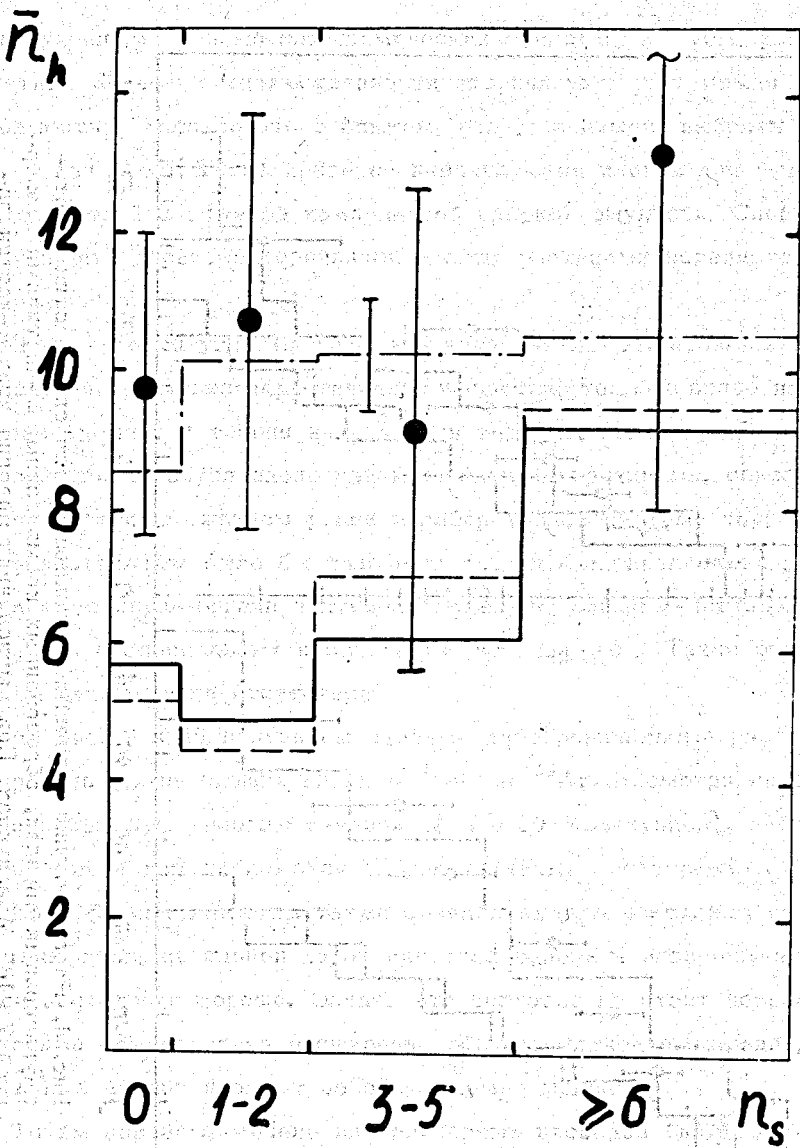


Рис. 5. Корреляция среднего числа серых и черных лучей в звезде с числом тонких следов: $\bar{n}_h = f(n_s)$. Экспериментальные точки взяты из работы /12/. Штрих-пунктиром показан результат расчета с критерием $n_h > 5$. Остальные обозначения, как на рис. 2.

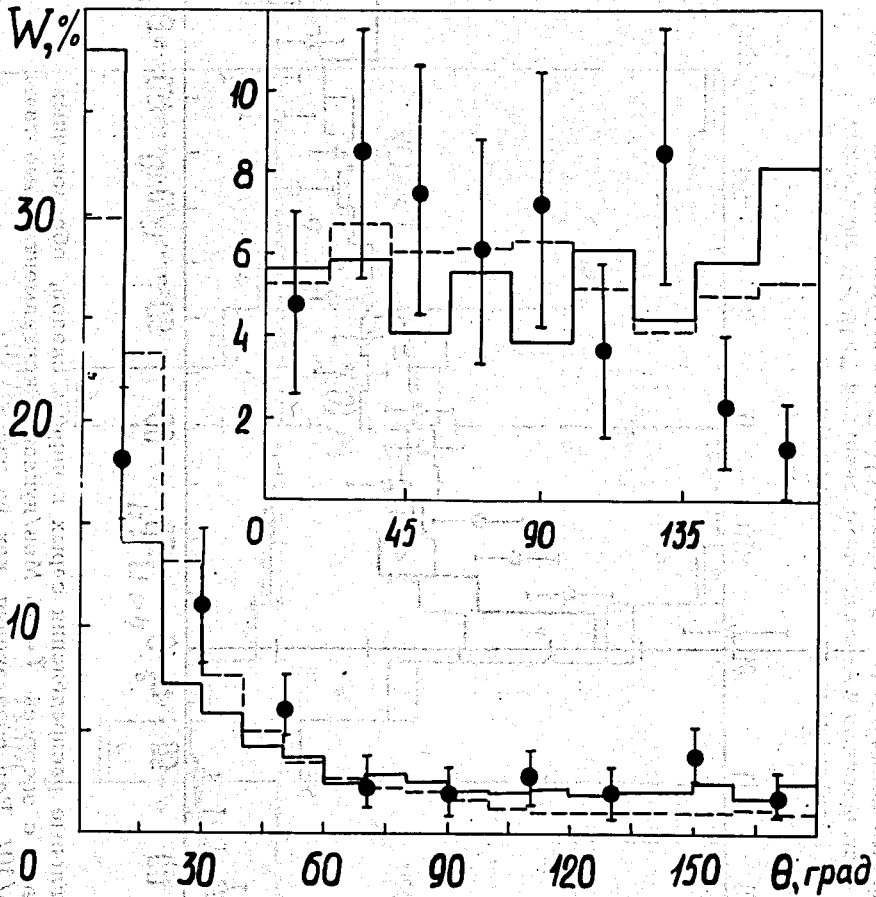


Рис. 6. Угловые распределения одно- и двухзарядных (на вставке) частиц, испущенных ядрами фотоэмульсии, облученных α -частицами с энергией $T = 87,5$ Мэв/нуклон. Экспериментальные точки взяты из работы [9]. Все обозначения, как на рис. 2.

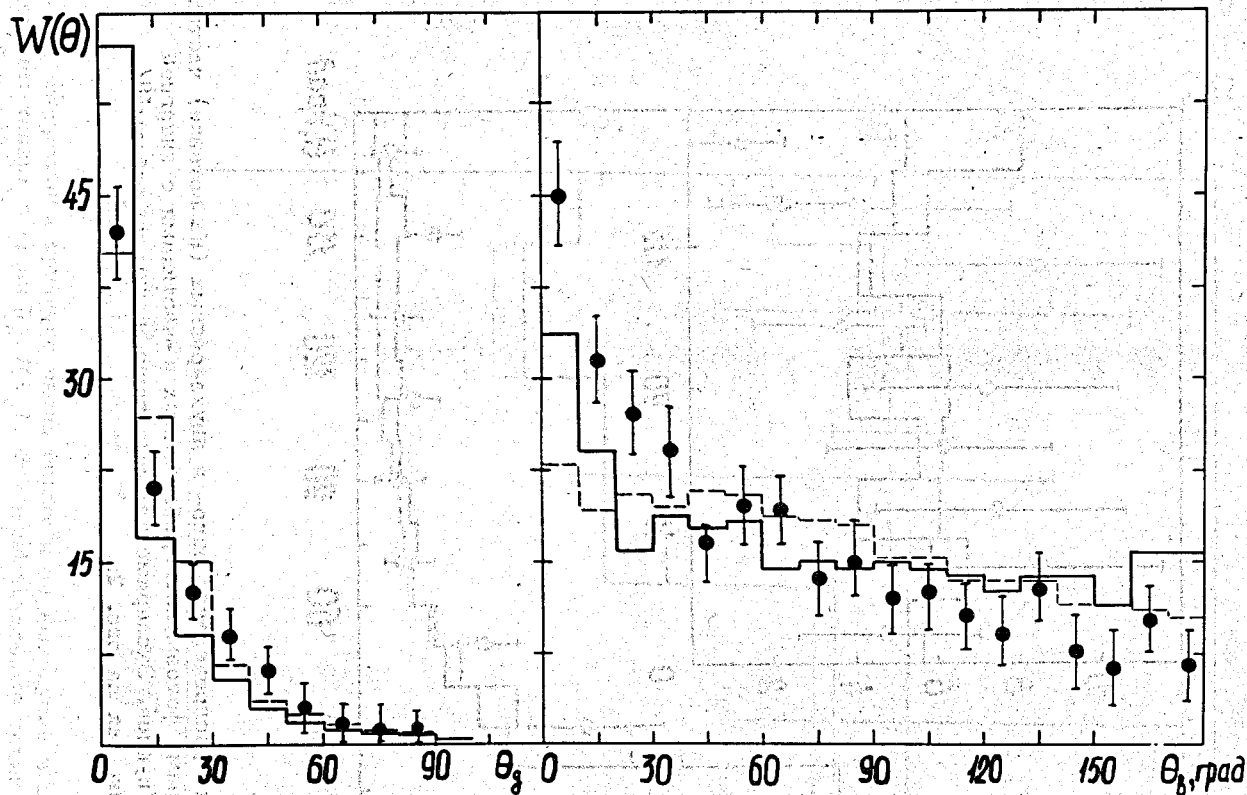


Рис. 7. Угловые распределения серых и черных следов, образованных α -частицами с энергией $T = 95$ Мэв/нуклон. Экспериментальные точки из работы [10]. Все обозначения, как на рис. 2.

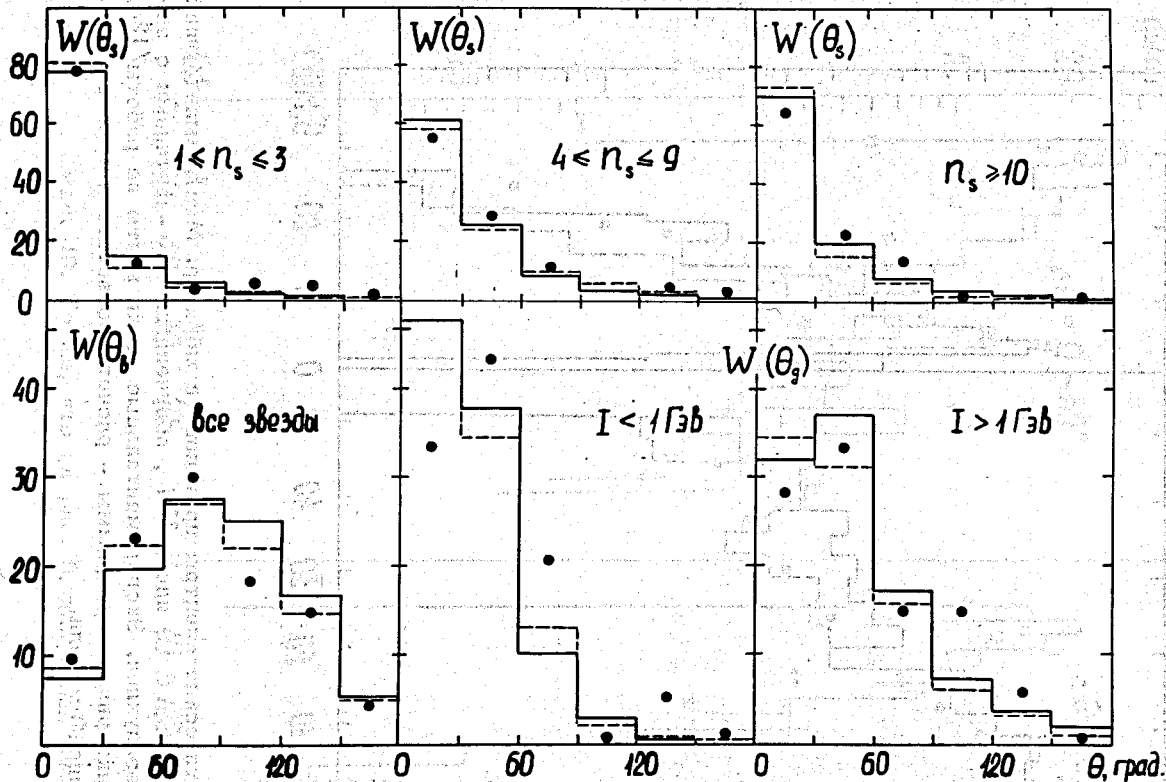


Рис. 8. Угловые распределения частиц в фотоэмульсионных звездах, образованных космическими α -частицами с энергией $T > 165$ М эв/нуклон. Экспериментальные точки взяты из работы [11]. Гистограммы - расчет. Пунктиром показаны результаты "упрощенной" модели.

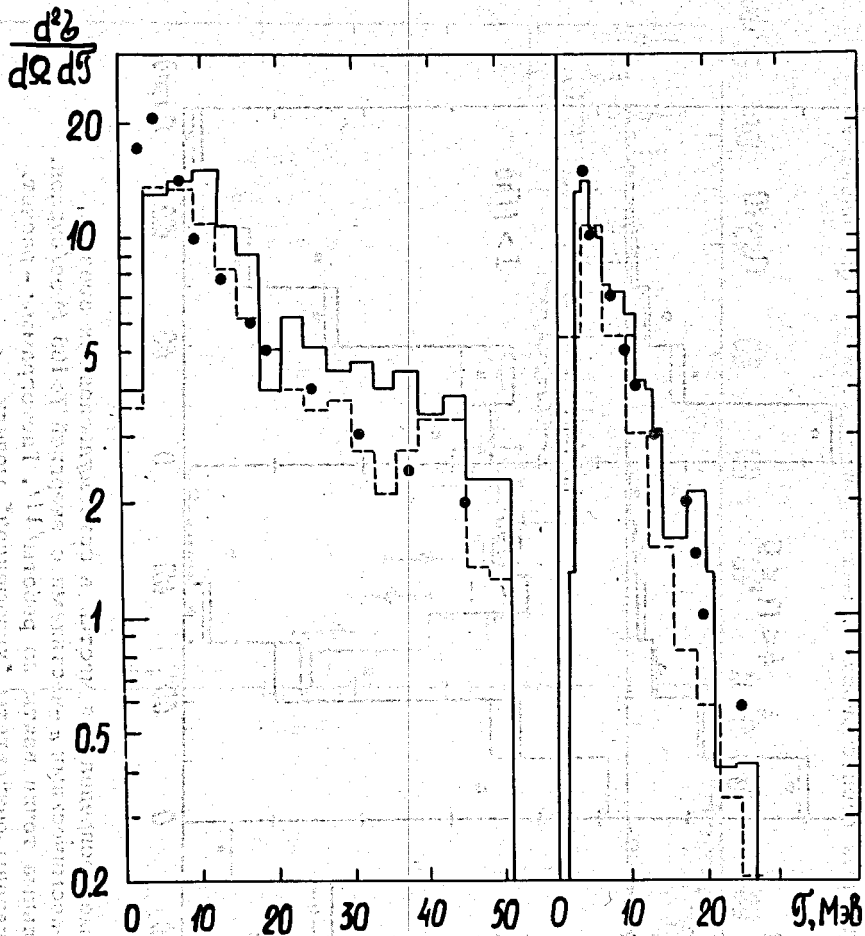


Рис. 9. Энергетические спектры протонов (в мб/стер. Мэв), вылетающих в угловой интервал $\Delta \theta$ из ядер ^{27}Al , облученных α -частицами с энергией $T = 51$ Мэв/нуклон. Экспериментальные точки взяты из работы [12]. Сплошная и пунктирная гистограммы - расчет соответственно по основной и "упрощенной" модели.

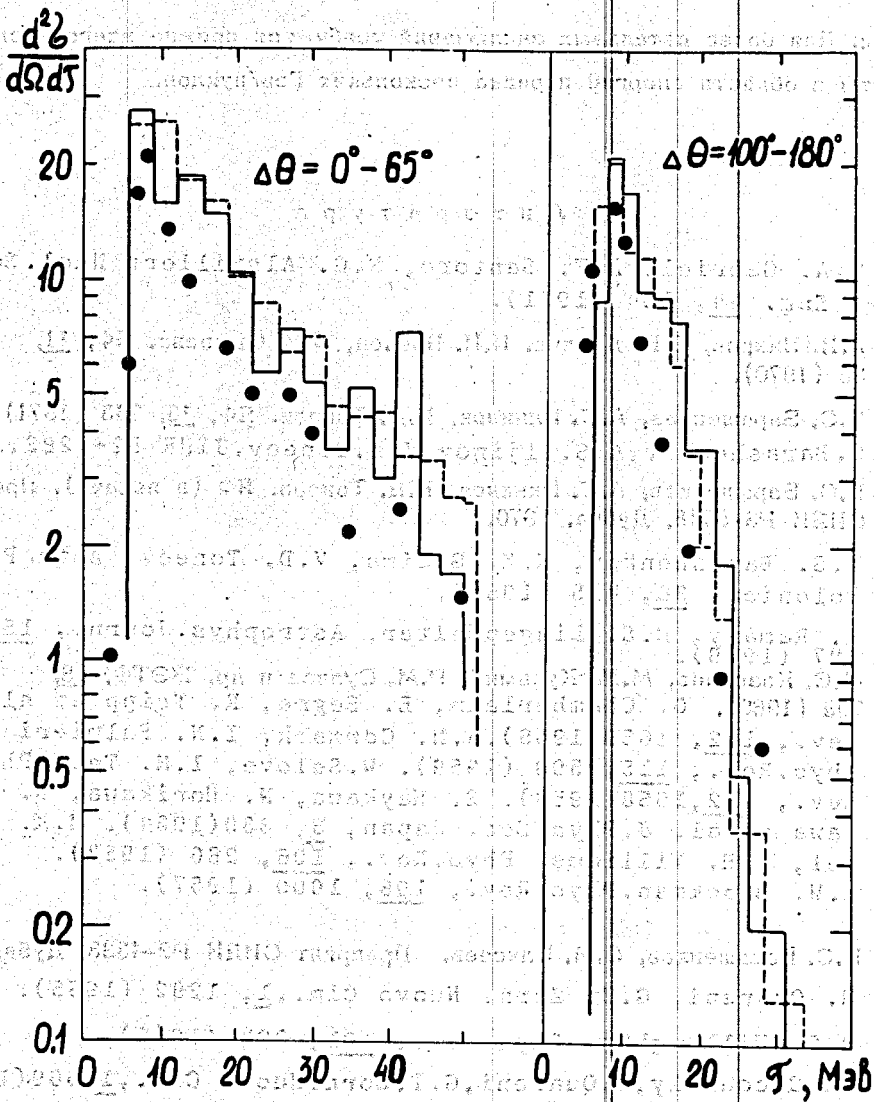


Рис. 10. То же, что на рис. 9, для ядра ^{108}Ag .

рами. Для более детальных заключений требуются прежде всего эксперименты в области энергий порядка нескольких Гэв/нуклон.

Л и т е р а т у р а

1. T.A. Gabriel, R.T. Santoro, R.G. Alsmiller. Nucl. Scil. & Eng. 44, 104 (1971).
2. А.И. Вихров, В.Е. Дудкин, И.И. Пьянов, О.В. Сысоева. ЯФ, 11, 36 (1970).
3. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. ЯФ, 13, 743 (1971).
V.S. Barashenkov, A.S. Iljinov, V.D. Toneev. JINR E2-5282, 1970.
4. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. ЯФ (в печати). Препринт ОИЯИ Р3-5548, Дубна, 1970.
5. V.S. Barashenkov, K.K. Gudima, V.D. Toneev. Acta Phys. Polonica, 36, 415 (1969).
6. R. Ramaty, R.E. Lingenfelter. Astrophys. Journ., 155, 587 (1969).
7. М.С. Козодаев, М.М. Кузьмин, Р.М. Сулчев и др. ЖЭТФ, 38, 708 (1960). O. Chamberlain, E. Segre, R. Tripp et al. Phys. Rev., 102, 1659 (1956). A.M. Cormack, I.N. Palmieri et al. Phys. Rev., 115, 599 (1959). W. Selove, I.M. Teem. Phys. Rev., 112, 1658 (1958). S. Haykawa, N. Horikawa, K. Kagi-kawa et al. J. Phys. Soc. Japan, 8, 330 (1964). M.K. Brussel, I.H. Williams. Phys. Rev., 106, 286 (1957). K.W. Brockman. Phys. Rev., 108, 1000 (1957).
8. В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. Препринт ОИЯИ Р2-4333, Дубна, 1969.
9. G. Quarenì, G.T. Zorn. Nuovo Cim., 1, 1282 (1955).
10. D.S. Willoughby. Phys. Rev., 101, 324 (1956).
11. M. Ceccarely, G. Quarenì, G.T. Zorn. Nuovo Cim., 1, 669 (1955).
12. L.E. Bailey. UCRL-3334 (1956).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1971 года.