

Д-597

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, Э.К. Михул

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ С ЯДРАМИ

Направлено в Nuclear Physics

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

### А н н о т а ц и я

Приведены результаты расчетов внутриядерных каскадов, генерированных девятибэвным протоном в ядрах фотоэмульсии. Из сравнения этих результатов с известными экспериментальными данными следует, что при  $E = 9$  Бэв в нуклон-ядерных столкновениях, как и при меньших энергиях, реализуется механизм внутриядерного каскада.

Вопрос о том, каков механизм нуклон-ядерных взаимодействий при очень больших энергиях  $/E \gg 10$  Бэв/, механизм трубки или механизм внутриядерного каскада, в настоящее время нельзя считать решенным.

Работа является прямым продолжением работы /1/.

## 1. В в е д е н и е

В настоящее время известен уже целый ряд работ, посвященных исследованию различных деталей взаимодействия девятибэвных протонов с ядрами<sup>1/</sup>-<sup>18/</sup>. Столь большой интерес к этой проблеме обусловлен в основном двумя обстоятельствами:

1. Из изучения нуклон-ядерных взаимодействий возможно получить интересные сведения, касающиеся элементарного акта /  $NN$  /-взаимодействия. Например, по экспериментальным данным о величине среднего пробега быстрых нуклонов в фотоэмульсии можно определить величину полного сечения /  $NN$  /-взаимодействия  $\sigma_t$ ; изучение энергетических спектров частиц, рождающихся в нуклон-ядерных взаимодействиях, дает сведения о спектрах частиц, рождающихся в /  $NN$  /-столкновениях и позволяет оценить среднюю энергию теряемую нуклоном в одном акте /  $NN$  /-столкновения и т.д. Некоторые относящиеся сюда вопросы будут рассмотрены в следующем разделе.

2. Рядом авторов /см., например, <sup>21/</sup>; <sup>22/</sup>/ было высказано предположение, что уже при энергиях /9 ÷ 10/ Бэв "механизм внутриядерного каскада", реализующейся при меньших энергиях /см. <sup>23/</sup>/, должен замениться "механизмом трубки", когда первичный нуклон будет взаимодействовать сразу с несколькими нуклонами ядра.

В настоящее время среди физиков нет единого мнения по этому вопросу. В работах<sup>1/</sup> приведены аргументы против модели трубки и указано, что экспериментальные данные не противоречат механизму внутриядерного каскада. Однако результатов численного расчета таких каскадов приведено не было<sup>1/</sup>. В работе<sup>8/</sup> также отмечено, что механизм трубки не может объяснить всей совокупности экспериментальных данных. Авторы этой работы считают, что взаимодействие девятибэвного нуклона с ядром имеет характер "промежуточный между моделью трубки и моделью внутриядерного каскада." Наоборот, Е.Фридлиндер считает, что механизм трубки является основным при энергиях  $E = 9-10$  Бэв<sup>11/</sup>.

---

<sup>1/</sup> Лукиным и др. отмечено<sup>10/</sup>, что выводы работы<sup>1/</sup> о механизме взаимодействия девятибэвных протонов с ядром согласуются с результатами опытов с космическими лучами средней энергии  $E = 100$  Бэв / подробности см. в работе <sup>29/</sup>.

Чтобы различить между двумя обсуждающимися механизмами взаимодействия нуклона с ядром, мы выполнили численные расчеты внутриядерного каскада и сравнили результаты с экспериментальными данными. Как будет показано далее, результаты расчетов хорошо объясняют опыт. Учитывая возражения, приведенные в работе <sup>1/</sup> против механизма трубки, мы считаем возможным утверждать, что при взаимодействиях девятибэвных протонов с ядрами фотоэмульсии, так же как и при меньших энергиях, реализуется механизм внутриядерного каскада.

Конечно, речь может идти об интерпретации лишь основных экспериментальных фактов, таких как средние числа частиц различных типов, их энергетические и угловые распределения. В деталях, конечно, возможны отклонения от механизма внутриядерного каскада, во всяком случае - от той приближенной его модели, которую мы рассмотрели <sup>2/</sup>.

## 2. Сечения взаимодействия быстрых частиц с нуклонами ядер

Для расчета внутриядерных каскадов необходимо прежде всего знать сечения взаимодействия девятибэвных нуклонов с нуклонами ядер. Для определения этих сечений воспользуемся экспериментальными значениям среднего свободного пробега в фотоэмульсии.

Обычно при анализе следов быстрых частиц в фотоэмульсии не фиксируются случаи упругого рассеяния этих частиц на ядрах. Упругое рассеяние при больших энергиях является почти целиком дифракционным и происходит на очень малые углы, которые тем меньше, чем больше размер ядер. Нужна специальная методика, чтобы фиксировать малое искривление следов при упругом ядерном рассеянии /ср.<sup>15/</sup>. Кроме неупругих взаимодействий обычно учитыва-

---

<sup>2/</sup> Д.И.Блохинцев отметил, что при взаимодействии быстрых частиц с ядрами возможно одновременное выбывание из ядра целой группы нуклонов вследствие флуктуации плотности ядерного вещества <sup>124/</sup>. В.И.Векслер обратил наше внимание, что выбывание из ядра крупных осколков может происходить также благодаря механизму, сходному с распространением ударной волны в плотном веществе. При наших приближенных вычислениях мы не учитывали этих возможных механизмов нуклон-ядерного взаимодействия.

ется лишь происходящее на сравнительно большие углы упругое рассеяние на водороде<sup>3/</sup>.

Средний свободный пробег в этих случаях равен:

$$L = \frac{1}{\sum_i N_i \sigma_{in}^i + N_H \sigma_t} \quad /1/$$

где  $N_H$  - число ядер водорода в  $1 \text{ см}^3$  фотоэмульсии;  $N_i$  - числа ядер других элементов в  $1 \text{ см}^3$  фотоэмульсии;  $\sigma_t$  - полное сечение взаимодействия первичной частицы /  $\pi$ -мезона, нуклона,  $K$ -мезона и т.д./ с водородом;  $\sigma_{in}^i$  - сечения неупругих взаимодействий этой частицы с другими ядрами.

При больших энергиях, когда длина волны частиц, взаимодействующих с фотоэмульсией, много меньше размеров ядер, хорошо применима оптическая модель. Если пренебречь упругим недифракционным рассеянием, что оправдано при больших энергиях, то сечения  $\sigma_{in}^i$  выразятся через параметры ядер (которые можно взять, например, из опытов по рассеянию быстрых электронов на ядрах) и через полное сечение взаимодействия первичной частицы с нуклонами ядра  $\sigma_t$ .

На рис. 1 приведены вычисленные значения  $L = L(\sigma_t)$ . Как показали расчеты, различие пробегов  $L(\sigma_t)$  в фотоэмульсиях типа *Inford G-5* и НИКФИ-Р ничтожно. Кривая на рис. 1 применима для обоих типов эмульсии и не только для нуклонов, но частиц других сортов.

Применимость этой кривой улучшается с ростом энергии. В ряде случаев использование зависимости  $L = L(\sigma_t)$  является единственным способом определить величину  $\sigma_t$  /ср. /18/.

Полученные таким образом сечения являются усредненными по изотопическому спину сечениями взаимодействия с нуклонами, связанными в ядрах.

<sup>3/</sup> Конечно, те случаи упругого рассеяния на водороде, когда частицы разлетаются под очень малыми углами, также не фиксируются. Оценки показали, что при энергиях  $E \lesssim 10$  Бэв вклад таких неучтенных взаимодействий, не меняет заметно величины среднего свободного пробега. При больших энергиях основная часть упруго рассеявшихся на водороде частиц попадает в область малых углов и это следует учитывать при расчетах /в этом случае в формуле /1/ следует заменить  $\sigma_t$  на  $\sigma_{in}$ ; см. далее/.

Однако при больших энергиях  $E \gg E_F \approx 30$  Мэв энергией связи в ядрах можно пренебречь и эти сечения оказываются очень близкими к сечениям взаимодействия со свободными нуклонами /ср. /18/ /.

В последней фотоэмульсионной работе<sup>9</sup> для среднего свободного пробега девятибэвного протона получено значение  $L \leq 35,7 \pm 0,7$  см. Соответствующее сечение  $NN$ -взаимодействия  $\sigma_t \approx 32 + 35 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup> /см.рис.1/. Если в соответствии с работой<sup>125</sup> для сечения упругого рассеяния принять значение  $\sigma_{el} = 8,6 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>, то  $\sigma_{in} \approx 23 - 26 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>. Мы выберем  $\sigma_t = 35 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>;  $\sigma_{in} = 26 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>.

### 3. Модель ядра и экспериментальные данные, использованные при расчете внутриядерного каскада

При вычислениях мы предполагали, что свойства ядра можно описать моделью Ферми-газа. Предполагалось, что нуклоны распределены равномерно внутри сферы с радиусом  $R = r_0 A^{1/3}$  ( $A$  - атомный вес ядра)<sup>4/</sup>. Для постоянной  $r_0$  было использовано значение  $r_0 = 1,35 \cdot 10^{-13}$  см. В работах<sup>123/</sup> было показано, что результаты расчета внутриядерного каскада полученные в рамках такой модели для энергий  $E < 2$  Бэв, достаточно хорошо согласуются с опытом. Следует ожидать, что с ростом энергии применимости такой модели будет улучшаться.

---

<sup>4/</sup> Пренебрежение диффузностью ядерной границы является приближением, лучше применимым для тяжелых, чем для легких ядер. В пределах точности известных в настоящее время фотоэмульсионных данных, с которыми далее будут сравниваться результаты расчетов, это не вносит существенных ошибок. Однако в других случаях могут возникать заметные отклонения от опыта.

Мы благодарны Д.И.Блохинцеву, М.Г.Мещерякову и А.А.Тяпкину, которые при обсуждении результатов расчетов обратили наше внимание на те явления, где могут наблюдаться такие отклонения. Этот вопрос подробно изучается.

Следует отметить, что при энергиях  $E \gtrsim 1$  Бэв конкретный выбор ядерной модели существенно сказывается лишь на характеристиках малоэнергичных  $\nu$ -частиц<sup>5/</sup> и, отчасти,  $g$ -частиц. Характеристики же быстрых  $S$ -частиц очень мало меняются при варьировании ядерных параметров в широких пределах.

Чтобы упростить задачу, все характеристики  $/\pi N/$ - и  $/NN/$ -взаимодействий внутри ядра рассматривались усредненными по изотопическим спинам мезонов и нуклонов. Как показали оценки, такое усреднение является хорошим приближением. Кроме того, все характеристики неупругих столкновений нуклонов и мезонов с нуклонами ядра рассматривались усредненными по событиям с различным числом рождающихся частиц. Так как далее мы будем рассматривать характеристики нуклон-ядерных столкновений также усредненными по событиям с различной множественностью частиц, то такая аппроксимация не может внести существенных искажений в результаты расчетов.

В случае  $/NN/$ -столкновений вся область энергий была разделена на пять интервалов; в случае  $/\pi N/$ -столкновений было рассмотрено четыре энергетических интервала. Характеристики упругих и неупругих  $/NN/$ - и  $/\pi N/$ -столкновений, кроме полных сечений  $\sigma_{\Sigma}$ , для каждого из этих интервалов рассматривались постоянными и были взяты из экспериментальных работ<sup>126/</sup>. При этом учитывались как энергетические, так и угловые распределения вторичных частиц. Значения полных сечений  $\sigma_{\Sigma}(E)$ , определяющие пробег и точку столкновения нуклонов и  $\pi$ -мезонов в ядре, задавались с значительно более мелким шагом  $\Delta E$ , что практически не отличалось от задания непрерывной кривой.

В таблице II указаны рассматривавшиеся энергетические интервалы.

Разделению области энергий  $E > 1$  Бэв на более мелкие интервалы препятствует отсутствие подробных экспериментальных данных. Однако, вклад

<sup>5/</sup> Подобно тому, как это было сделано в работе<sup>[1]</sup>, все наблюдаемое поле нуклон-ядерных столкновений частицы разделим на три типа:  $S$ -;  $g$ - и  $\nu$ -частицы. Такое разделение оправдывается тем, что в фотоэмульсии каждой из этих типов частиц имеет характерный вид треков /подробнее см. (1)/. В таблице 1 приведены необходимые для дальнейшей дискуссии значения энергии  $\pi$ -мезонов и нуклонов для каждого из этих трех типов.

частиц с очень большими энергиями должен быть небольшим, так как средняя энергия  $\pi$ -мезонов и нуклонов после первого /  $NN$  /-столкновения  $E_{\pi} \approx 1$  Бэв и  $E_N \approx 3,5$  Бэв, /19/, -/20/, что значительно меньше максимальной энергии  $E = 9$  Бэв. С другой стороны, более мелкое разбиение области малых энергий может существенно сказаться лишь на результатах расчетов для  $\beta$ -частиц, так как энергия первичного протона достаточно велика и  $S$ -частицы и значительная часть  $g$ -частиц образуются при столкновениях с нуклоном ядра нуклонов и  $\pi$ -мезонов большой энергии. В наиболее же существенной области  $E \sim 1$  Бэв истинные характеристики /  $NN$  /- и /  $\pi N$  /-столкновений не сильно изменяются по сравнению с использованными при расчетах средними их значениями.

Характеристики первого неупругого /  $NN$  /-столкновения ( $E = 9$  Бэв) были рассчитаны по статистической теории множественного рождения частиц, с поправками по данным экспериментальных работ /19/, /20/ и теоретических работ /17/, /27/, /28/. (Эти поправки учитывают периферические /  $NN$  /-взаимодействия). Данные по упругому рассеянию нуклонов взяты из работы /25/. Сечения  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{in}$  определены в § 2.

#### 4. Метод расчета

Расчет внутриядерных каскадов выполнен методом Монте-Карло для случая релятивистской трехмерной кинематики с учетом множественного образования частиц.

Применялся следующий порядок вычислений /см. схему на рис. 2/:

1. Разыгрывались координаты точки входа первичного протона в ядро.

2. Используя значения полного сечения взаимодействия нуклонов  $\sigma_t$ , разыгрывалась величина свободного пробега нуклона в ядерном веществе

$$L_N = L_N(\sigma_t).$$

3. Если значение  $L_N$  таково, что /  $NN$  /-столкновение внутри ядра невозможно, что счет прекращался. Число непроизводивших с ядром протонов  $N_{ni}$  определяет сечение реакции  $\sigma_i$  :



$$\sigma_z = \pi z_0^2 A^{2/3} (1 - N_{ni}/N_t) \quad /2/$$

где  $N_t$  - полное число сталкивающихся с ядром протонов.

4. Если значение  $L_N$  таково, что /  $NN$  / -столкновение происходит внутри ядра, то определялись трехмерные координаты точки столкновения и разыгрывался вид /  $NN$  / -взаимодействия: упругое или неупругое.

5. Если /  $NN$  / - взаимодействие упругое, то следует перейти к пункту 2.

Число нуклонов  $N_{ee}$ , испытавших одно или несколько упругих столкновений внутри ядра и вышедших наружу, определяет сечение квазиупругого взаимодействия с ядром:

$$\sigma_{sel} = \pi z_0^2 A^{2/3} N_{ee} / N_t \quad /3/$$

/упругое рассеяние на связанном нуклоне в ядре/.

6. Если /  $NN$  /-взаимодействие неупругое, то разыгрывались число рождающихся частиц, их энергия и углы вылета<sup>6/</sup>.

Далее в зависимости от того, является родившаяся частица нуклоном или  $\pi$ -мезоном, следует перейти к пункту 2 или к пункту 7.

7. Используя значения полного сечения пион-нуклонного взаимодействия  $\sigma_t(\pi N)$ , разыгрывалась величина свободного пробега  $\pi$ -мезона в ядерном веществе

8. Если значение  $L_\pi$  таково, что /  $\pi N$  /-столкновение внутри ядра невозможно, то счет прекращался, а  $\pi$ -мезон фиксировался, как вышедший из ядра.

---

<sup>6/</sup> Угловые и энергетические распределения частиц, родившихся в первом ( $NN$ ) -столкновении, были заданы непосредственно в лабораторной системе координат. Для последующих /  $NN$  /- и /  $\pi N$  /-столкновений угловые и энергетические распределения были взяты из работ<sup>/26/</sup>, где эти распределения приведены лишь для системы центра масс. В этих случаях разыгрыш производился в системе центра масс, после чего для каждой из частиц был сделан переход в лабораторную систему координат.

9. Если значение  $L_{\pi}$  таково, что /  $\pi N$  /-столкновение внутри ядра возможно, то определялись трехмерные координаты точки столкновения и разыгрывался вид /  $\pi N$  /-взаимодействия: упругое или неупругое.

10. Если /  $\pi N$  /-взаимодействие упругое, то следует перейти к пункту 2 или 7, в зависимости от того, рассматривается нуклон или  $\pi$ -мезон.

11. Если /  $\pi N$  /-взаимодействие неупругое, то разыгрывались число рождающихся частиц, их энергия и углы вылета.

Далее в зависимости от того, является частица нуклоном или  $\pi$ -мезоном, следует перейти к пункту 2 или 7.

Как уже отмечалось в предыдущем разделе, при расчетах использовались характеристики /  $N N$  /- и ( $\pi N$ )- взаимодействий, усредненные по значениям изотопического спина. Чтобы из общего числа частиц, образовавшихся в результате неупругих нуклон-ядерных столкновений, выделить лишь заряженные частицы, мы предположили, что среди нуклонов 50% составляют протоны, а среди всех  $\pi$ -мезонов заряженными являются 2/3. При больших энергиях, когда рождается много частиц, такое приближение вполне оправдано.

В остальных деталях наши вычисления существенно не отличались от аналогичных расчетов Метрополиса и др. <sup>/23/</sup>

## 5. Результаты расчетов. Сравнение с опытом

### А. Сечения нуклон-ядерных взаимодействий

В таблице III приведены значения сечений  $\sigma_z$  и  $\sigma_{sel}$  для среднего легкого /  $N_z^{14}$  /, среднего тяжелого /  $NB_{41}^{94}$  / и среднего /  $Ga_{31}^{70}$  / ядер фотоэмульсии НИКФИ-Р, вычисленные по формулам /2/ и /3/.

При больших энергиях должна быть малой вероятность нуклон-ядерных столкновений, при которых энергия, переданная первичным протоном одному из нуклонов ядра, целиком переходит в кинетическую энергию отдачи этого ядра (упругое недифракционное рассеяние.) Если пренебрегать такими столкновениями, то полное сечение неупругих процессов

$$\sigma_{in} = \sigma_z - \sigma_{sel}.$$

Как видно из рис. 3, полученные таким образом значения  $\sigma_{in}$  очень близки к кривой  $\sigma_{in} = \sigma_{in}(A)$ , вычисленной непосредственно по оптической модели /ср. § 2/.

В таблице III приведены также значения отношения сечения  $\sigma_{sel}$  к сечению дифракционного рассеяния на ядре  $\sigma_d$ , вычисленному по оптической модели /см. рис. 3/. Приблизительно треть всех случаев упругого рассеяния девятибэвного протона на ядре являются упругим рассеянием на одном из связанных нуклонов в ядре. Это согласуется с экспериментальными результатами, полученными в фотоэмульсии.

#### Б. Характеристики рождающихся частиц

В таблицах  $\overline{Y} - \overline{Y}_1$  и на рис. 4-9 приведены известные в настоящее время экспериментальные данные для  $S$ - и  $g$ -частиц и соответствующие вычисленные величины. При этом в соответствии с условиями измерений в работах /1/, /6/ - /10/ в число нуклон-ядерных столкновений не входят случаи дифракционного рассеяния на ядрах.

Методические условия измерений, критерии отбора различных типов нуклон-ядерных взаимодействий и их анализ во всех этих работах различны. Поэтому прямое сравнение результатов измерений, как правило, оказывается невозможным. В таблицах и на рисунках указаны все известные нам результаты измерений. Экспериментальные значения, в большинстве случаев, приведены без критической их оценки.

Из приведенных данных видно, что экспериментальные и теоретические характеристики  $S$ - и  $g$ -частиц хорошо согласуются.

Известные в настоящее время экспериментальные данные для  $W$ -частиц также возможно согласовать с результатами расчетов внутриядерного каскада:

1. Среднее экспериментальное число  $W$ -частиц, рождающихся в группе легких ядер фотоэмульсии  $\overline{n} = 3,3 \pm 0,1$  /1/ близко к теоретическому значению  $\overline{n} = 3,5$ .

2. С учетом нуклонов, "испаряющихся" из возбужденного ядра, оказываются близкими и средние экспериментальное и теоретическое числа частиц, рождающихся в группе тяжелых ядер.

3. Расчетный спектр  $\pi$ -мезонов в соответствии с экспериментальными данными работ /17/; /9/ имеет максимум в области энергий  $50 \div 100$  Мэв.

4. Теоретические угловые распределения  $\beta$ -частиц очень медленно спадают с ростом угла  $\theta$ , а средний угол, в котором содержится половина всех вылетевших из ядра  $\beta$ -частиц, равен  $70^\circ \div 90^\circ$ . Это также согласуется с результатами измерений /1/.

Однако результаты теоретических расчетов характеристик  $\beta$ -частиц зависят от конкретных предположений о модели ядра и поэтому менее определены, чем приведенные выше данные для  $S$ - и  $g$ -частиц.

#### В. Образование странных частиц

Образование  $K$ -мезонов и гиперонов в нуклон-ядерных столкновениях изучалось в фотоэмульсионных работах /1/, /3/, /9/, /12/, /13/. Наиболее подробные результаты получены в работах /1/, /13/ для  $K$ -мезонов с энергией  $E \leq 150$  Мэв.

Результаты расчетов внутриядерных каскадов для странных частиц являются в настоящее время весьма ненадежными, так как экспериментальные данные о взаимодействиях этих частиц с нуклонами совершенно недостаточны. Особенно это относится к взаимодействию гиперонов. При вычислениях приходится использовать угловые и энергетические распределения, рассчитанные по статистической теории множественного рождения. Однако, совершенно неизвестно, насколько согласуются эти распределения с опытом. Поэтому в настоящее время можно говорить лишь об очень грубых качественных результатах расчетов внутриядерных каскадов с участием странных частиц.

Так как  $K$ -мезоны рождаются уже внутри ядра, а сечение их взаимодействия с нуклонами меньше сечений  $NN$  - и  $\pi N$  - взаимодействий, то  $K$ -мезоны должны испытывать в ядре в среднем меньшее число взаимодействий, чем нуклоны или  $\pi$ -мезоны. Так как кроме того, вероятность рождения  $K$ -мезонов быстро уменьшается с уменьшением энергии сталкивающихся частиц, то характеристики  $K$ -мезонов должны в грубом приближении, определяться в основном первым  $NN$  -столкновением.

На рис. 10 и 11 приведено сравнение экспериментальных распределений с результатами расчетов по статистической теории множественного рождения  $K$ -мезонов в  $NN$  - столкновениях при  $E = 9$  Бэв. Как видно, угловые распределения согласуются хорошо, но экспериментальный энергетический спектр является более мягким. Учет одного столкновения  $K$ -мезона в ядре очень мало изменяет теоретическую гистограмму на рис. 10 (для сравнения с данными опыта<sup>13/</sup>, теоретическая кривая усредняется по очень большим угловым интервалам), но дает более близкое к экспериментальному энергетическое распределение.

Экспериментальное значение отношения чисел  $K^-$ - и  $K^+$ -мезонов  $K^-/K^+ \sim 1/20 \ll 1^{13/}$  качественно согласуется с расчетным, однако, количественно оказывается большим последнего в  $3 \pm 5$  раз<sup>7/</sup>.

## 6. З а к л ю ч е н и е

Сравнение результатов расчета внутриядерного каскада с экспериментальными данными различных авторов вместе с аргументами против "механизма трубки", приведенными в работах<sup>11/</sup>, позволяют утверждать, что при энергии  $E = 9$  Бэв, как и при меньших энергиях реализуется механизм внутриядерного каскада.

Противоположный вывод, который был сделан в работе Фридлиндера<sup>11/</sup>, основан на рассмотрении лишь одной узкой группы фактов, которые к тому же объясняются и с точки зрения внутриядерного каскада<sup>8/</sup>.

При энергиях  $E \gg 10$  Бэв как налетающая частица, так и ядро сильно сжаты /в системе центра масс/. Поэтому время взаимодействия с ядром очень мало и волна возмущения не успевает распространиться в поперечном направлении

<sup>7/</sup> Следует учесть, что в работе<sup>13/</sup> проанализировано всего лишь 80 следов  $K$ -мезонов /77  $K^+$  и 3  $K^-$ /. Поэтому экспериментальные ошибки велики.

<sup>8/</sup> Подробный разбор и критика работы Фридлиндера даны в работах<sup>30/</sup>.

далее, чем на  $\hbar / \mu c$ . Взаимодействие в этом случае происходит лишь с трубкой ядерного вещества, вырезаемого первичной частицей. Однако, и в этом случае взаимодействие может иметь характер последовательных взаимодействий с отдельными нуклонами трубки, т.е. характер внутриядерного каскада.

Вопрос о том, какой механизм взаимодействия реализуется в нуклон-ядерных столкновениях при очень больших энергиях, является в настоящее время открытым.

Мы благодарны К.Д.Толстову за обсуждения различных вопросов, связанных с нуклон-ядерными взаимодействиями при больших энергиях, а также М.Г.Шафрановой за обсуждение экспериментальных данных.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 августа 1960 года.

Л и т е р а т у р а

1. V.S.Barashenkov, V.A.Zeliatkov, V.V.Glagolev, N.Dalkhazhav, Yao Tsyng Se, L.F.Kirillova, R.M.Lebedev, V.M.Maltsev, P.K.Markov, M.G.Shafranova, K.D.Tolstov, E.N.Tsyganov, Wang Shou Feng. Nucl. Phys. 14, 522 (1959/60).  
Те же авторы; Атомная энергия, 7, 376. /1959/.
2. В.И.Векслер. Труды второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Доклады советских ученых. М - 1959, т.1, стр. 253.
3. Результаты фотозмульсионных исследований в Дубне, представленные на 8-ю ежегодную международную конференцию по физике высоких энергий в Женеве, 1958 г., материалы конференции, Р - 309.
4. Н.П.Богачев, Ван Шу-фень, И.М.Граменицкий, Л.Ф.Кириллова, Р.М.Лебедев, В.Б.Любимов, П.К.Марков. Ю.П.Мереков, М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, К.Д.Толстов, М.Г.Шафранова. Атомная энергия, 4, 281 /1958/.
5. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, И.М.Граменицкий, В.Б.Любимов, Ю.П.Мереков, М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, Д.Тувдендорж. ЖЭТФ, 37, 1225 /1959/.
6. Г.Л.Баятян, И.М.Граменицкий, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий, Э.С.Скжипчак. ЖЭТФ, 36, 690 /1959/.
7. Г.Б.Жданов, П.К.Марков, В.Н.Стрельцов, М.И.Третьякова, Чжен Пу-ин, М.Г.Шафранова. ЖЭТФ, 37, 611 /1959/.
8. Г.Б. Жданов, В.М.Максименко, М.И.Третьякова, М.Н.Шербакова. ЖЭТФ, 37, 620 /1959/.
9. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, Т.Вишки, Ю.П.Мереков, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ЖЭТФ, 38, 432 /1960/.
10. Ю.Т.Лукин, Ж.С.Такибаев, Е.В.Шалагина. ЖЭТФ, 38, 1074 /1960/.
11. E.Friedlander, Nuovo Cimento, 14, 796 (1959).
12. Н.И.Костанашвили, О.А.Шахулашвили. ЖЭТФ. /в печати/.
13. В.А.Беляков, В.В.Глаголев, Л.Ф.Кириллова, Н.Н.Мельникова, М.Сук, К.Д.Толстов. Препринт ОИЯИ, Р-434 /1959/.
14. Те же авторы, материалы ежегодной конференции по физике высоких энергий, Киев 1959 г.

15. В.П.Банник, В.Г.Гришин, В.Б.Любимов, М.И.Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р-377 /1959/.
16. В.С.Барашенков. Хуан Нян-нин. ЖЭТФ, 36, 1319 /1959/.
17. В.С.Барашенков. Обзорный доклад на 2й всесоюзной межвузовской конференции по теории поля и элементарных частиц: Ужгород, 1960 /будет опубликован в Fortschritte der Physik/
18. В.С.Барашенков. УФН /в печати/, препринт ОИЯИ, Р-509, /1960/.
19. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, Ю.П.Мереков, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ЖЭТФ, 38, 1346 /1960/.
20. И.П.Граменицкий, М.И.Подгорецкий, Р.М.Лебедев и др. /будет опубликовано/.
21. Е.Л.Фейнберг. ЖЭТФ, 28, 241 /1955/; УФН, 58, 193. /1956/.
22. И.А.Ивановская, Д.С.Чернавский. Nucl. Phys. 4, 29 (1957).
23. N.Metropolis, R.Brivins, M.Storm, A.Turkevich, J.M.Miller, G.Friedlander, Phys.Rev. 110, 185; 204 (1958).
24. Д.И.Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 /1957/.
25. П.К.Марков, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранова, Б.А.Шахбазян. ЖЭТФ, 38, 1471 /1960/.
26. M.M.Block, E.M.Harth, V.T.Cocconi, E.Hart, W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whittemore, E.C.Fowler, I.D.Garrison, and T.W.Morris, Phys.Rev. 103, 1484; 1489 (1956); M.E.Blevnis, M.M.Block, I.Leitner, Phys.Rev. 112, 1287(1958); R.M.Kalbach, I.I.Lord, and C.H.Tsao, Phys.Rev. 113, 325, 330 (1959);  
и др./см. библиографию в [18], [23] /
- Н.П.Богачев /диссертация ОИЯИ/ /1960//. С.М.Коренченко /диссертация ОИЯИ /1960//.
27. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, E.K.Mihul. Nucl.Phys. 13, 583 (1959).
28. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev. Nucl.Phys. / в печати/.
29. Ю.Т.Лукин, Ж.С.Такибаев. Вест.Каз.ССР, 1, 78 /1959/.
30. К.Д.Толстов. Доклад на 2-й всесоюзной межвузовской конференции по теории поля и элементарных частиц, Ужгород /1960/. /будет опубликовано/.  
К.Д.Толстов. ЖЭТФ /будет опубликовано/.
31. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, Ю.П.Мереков, В.М.Сидоров. ДАН СССР, 121, 617 /1958/.



Т а б л и ц а I

|   | Кинетическая энергия /Бэв/ |  |
|---|----------------------------|--|
|   | нуклоны                    | $\pi$ -мезоны                                      |
| S-частицы<br>/ливневые частицы/           | 0,5 ÷ 9                    | 0,08 ÷ $T_{\pi \max}$ ; $T_{\pi \max} \approx 8$ . |
| g- частицы<br>/каскадные частицы/         | 0,03 ÷ 0,5                 | 0,15 ÷ 0,08  |
| v- частицы<br>/частицы с черными следами/ | < 0,03                     | < 0,15   |

Т а б л и ц а II

| Интервал энергии $\Delta E$ Бэв |             |
|---------------------------------|-------------|
| (NN)                            | ( $\pi N$ ) |
| 9 ÷ 4,5                         | 8 ÷ 3       |
| 4,5 ÷ 1,5                       | 3 ÷ 1       |
| 1,5 ÷ 1                         | 1 ÷ 0,5     |
| 1 ÷ 0,5                         | < 0,5       |
| < 0,5                           |             |

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

868/5 нр.

Т а б л и ц а III

| тип ядра     | $\sigma_z \cdot 10^{27} \text{ см}^2$ | $\sigma_{sel} \cdot 10^{27} \text{ см}^2$ | $\sigma_{sel} / \sigma_d$ |
|--------------|---------------------------------------|---|---------------------------|
| легкое ядро  | $243 \pm 5$                           | $40 \pm 4$                                | $0,80 \pm 0,03$           |
| среднее ядро | $836 \pm 12$                          | $87 \pm 12$                               | $0,41 \pm 0,06$           |
| тяжелее ядро | $1090 \pm 15$                         | $107 \pm 16$                              | $0,43 \pm 0,06$           |

Т а б л и ц а IV

Среднее число частиц, рождающихся в одном акте нуклон-ядерного взаимодействия

| Тип частиц | Группа легких ядер           |        | Группа тяжелых ядер          |        | В расчете на среднее ядро фотоэмульсии   |        |
|------------|------------------------------|--------|------------------------------|--------|--|--------|
|            | опыт                         | теория | опыт                         | теория | опыт   | теория |
| S-частицы  | $3,0 \pm 0,2$ <sup>/1/</sup> | 2,9    | $3,5 \pm 0,3$ <sup>/1/</sup> | 4,1    | $3,2 \pm 0,2$ <sup>/1/</sup><br>$3,7 \pm 0,05$ <sup>/8/</sup>                            | 3,7    |
| S-протоны  |                              |        |                              |        | $1,0 \pm 0,5$ <sup>/9/</sup><br>$0,68 \pm 0,07$ <sup>/7/</sup><br>$1,0$ <sup>/10/</sup>  | 0,9    |
| S-пионы    |                              |        |                              |        | $3,3 \pm 0,5$ <sup>/9/</sup><br>$3,8 \pm 0,3$ <sup>/7/</sup> x/<br>$3,1$ <sup>/10/</sup> | 2,8    |
| g-частицы  | $1,4 \pm 0,1$ <sup>/1/</sup> | 1,5    | $4,1 \pm 0,5$ <sup>/1/</sup> | 4,0    | $3,1 \pm 0,4$ <sup>/1/</sup>   | 3,2    |
| g-протоны  |                              |        |                              |        | } $\frac{P}{\pi} \gg 1$ (1) **)  |        |
| g-пионы    |                              |        |                              |        |  |        |

x/ Приведенное здесь число  $\pi$ -мезонов превосходит число всех S-частиц /см. первую строку этой таблицы/ и, по-видимому, является сильно завышенным.

$$\text{xx/ } \frac{P}{\pi} \equiv \frac{\text{число протонов}}{\text{число заряженных } \pi\text{-мезонов}}$$

Т а б л и ц а V

Средний угол /в градусах/, в котором содержится половина частиц, рождающихся при столкновении девятибэвного протона с ядрами

| Тип частиц | Группа легких ядер          |        | Группа тяжелых ядер           |        | В расчете на среднее ядро фотоэмульсии |        |
|------------|-----------------------------|--------|-------------------------------|--------|--|--------|
|            | опыт                        | теория | опыт                          | теория | опыт                                   | теория |
| S- частицы | $22,5 \pm 1$ <sup>/1/</sup> | 24     | $27,5 \pm 1,5$ <sup>/1/</sup> | 29     | $25,0 \pm 1,5$ <sup>/1/</sup>          | 28     |
| S- протоны |                             |        |                               |        | $\sim 29$ <sup>/9/x/</sup>             | 22,5   |
| S- пионы   |                             |        |                               |        | $36,5 \pm 8,8$ <sup>/9/x/</sup>        | 30     |
| g- частицы | $56,5 \pm 3$ <sup>/1/</sup> | 48     | $65 \pm 3$ <sup>/1/</sup>     | 69     | $65 \pm 3$ <sup>/1/</sup>              | 63     |

<sup>x/</sup> Эти значения углов получены лишь для звезд с числом релятивистских следов / S - частицы/  $n_s \geq 3$ . При этом не учтено большое число узких ливней с  $n_s < 3$ . Этим можно объяснить тот факт, что в работе<sup>/9/</sup> получены большие значения  $\theta_{1/2}$ , чем в работе<sup>/1/</sup>.

225 + 7,9  
 3,7

Т а б л и ц а VI

Средняя кинетическая энергия частиц /в Бэв/, рождающихся при столкновении девятибэвного протона с ядрами

| Тип частиц | Группа легких ядер         |        | Группа тяжелых ядер        |        | В расчете на среднее ядро фотоэмульсии  |        |
|------------|----------------------------|--------|----------------------------|--------|---|--------|
|            | опыт                       | теория | опыт                       | теория | опыт  | теория |
| S- протоны |                            |        |                            |        | 3,0±0,5 <sup>/1/</sup><br>3,5±0,5 <sup>/7/x/</sup>  | 2,5    |
| S- пионы   |                            |        |                            |        | 0,85±0,2 <sup>/1/</sup><br>0,60±0,18 <sup>/6/</sup><br>0,65±0,2 <sup>/7/, /9/</sup><br>0,63±0,1 <sup>/10/</sup> | 0,52   |
| g- протоны | 0,132±0,020 <sup>(1)</sup> | 0,16   | 0,118±0,012 <sup>(1)</sup> | 0,15   | 0,120±0,012 <sup>/1/</sup>  | 0,15   |
| g- пионы   |                            |        |                            |        | 0,040±0,003 <sup>/1/</sup>  | 0,048  |

x/ Это значение очень близко к средней кинетической энергии протонов, рождающихся в / NN /-столкновении,  $\bar{E} = /3,6 \pm 0,5/$  Бэв. Так как спектр протонов после ядерного столкновения должен быть значительно более мягким, то значение энергии, полученное в работе<sup>/7/</sup>, является, по-видимому, завышенным.

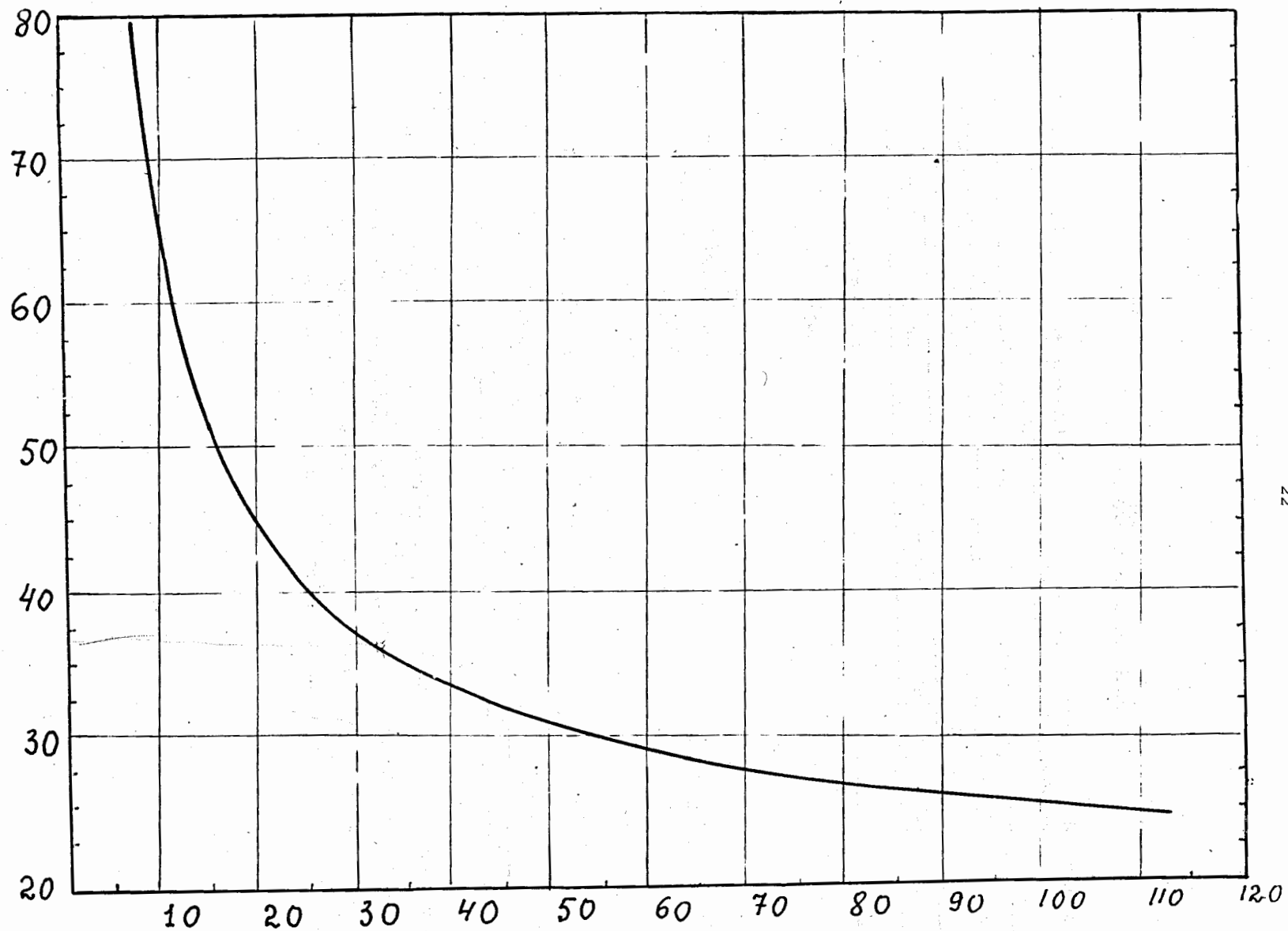


Рис. 1. Зависимость среднего свободного пробега частиц в фотоэмульсии  $L$  от величины полного сечения взаимодействия этих частиц с нуклонами  $\sigma_t$ . По оси ординат отложены значения  $L$  в см, по оси абсцисс - значения  $\sigma_t$  в единицах  $10^{-27} \text{ см}^2$ .

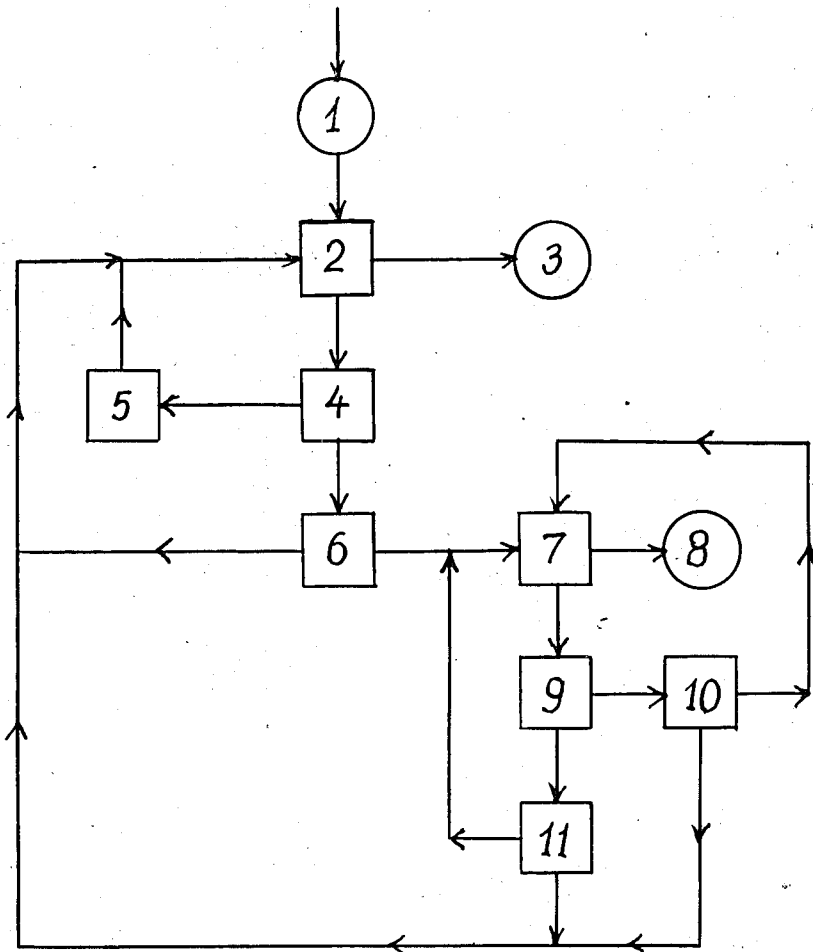


Рис. 2. Схема расчета внутриядерного каскада.  
Смысл отдельных блоков см. в тексте.

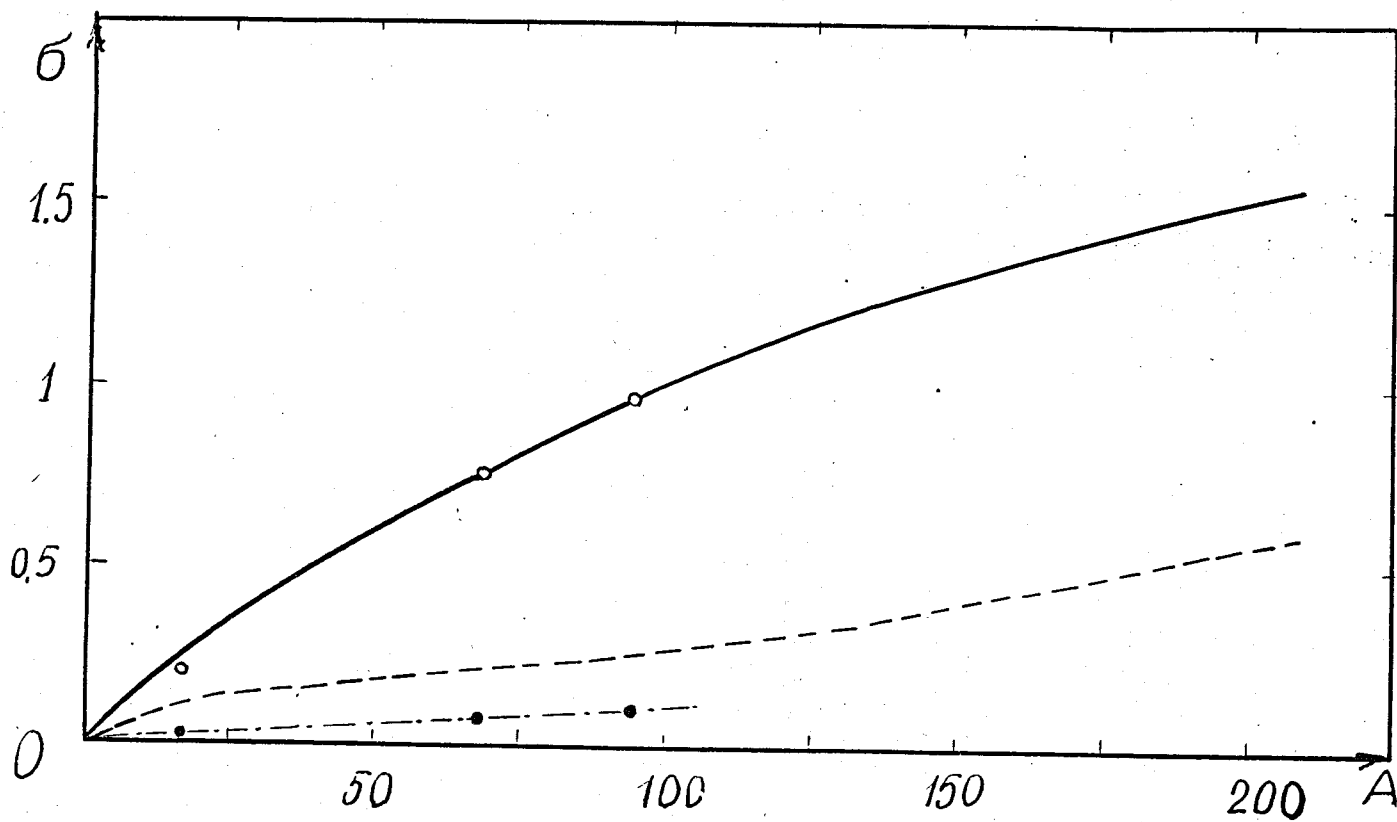
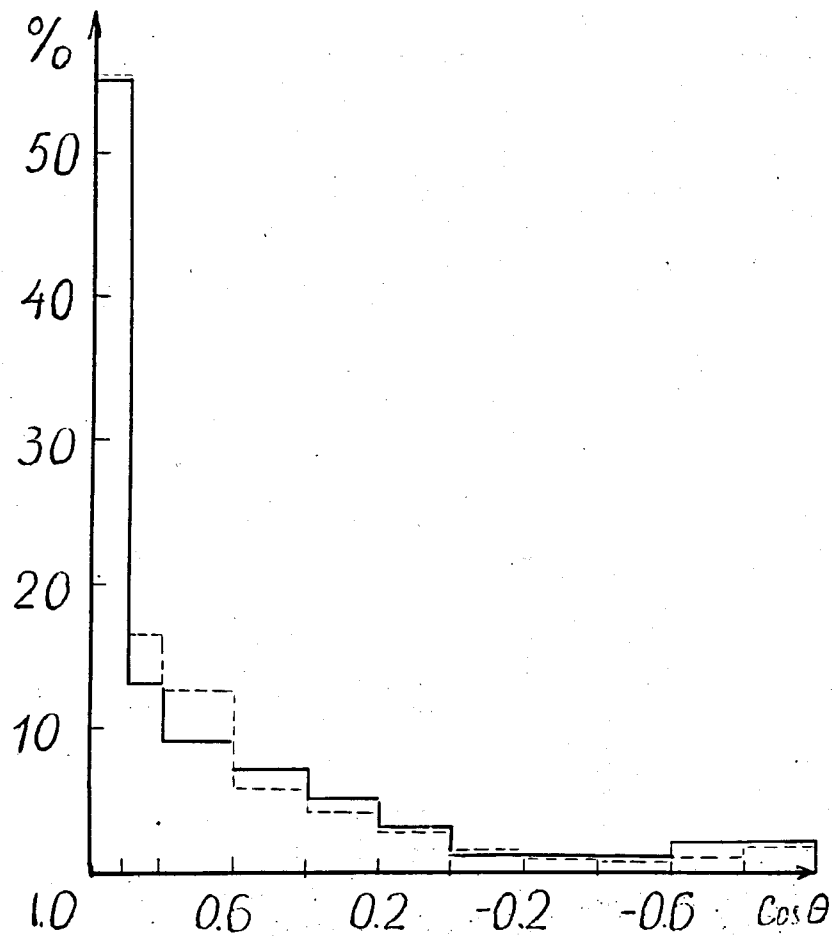
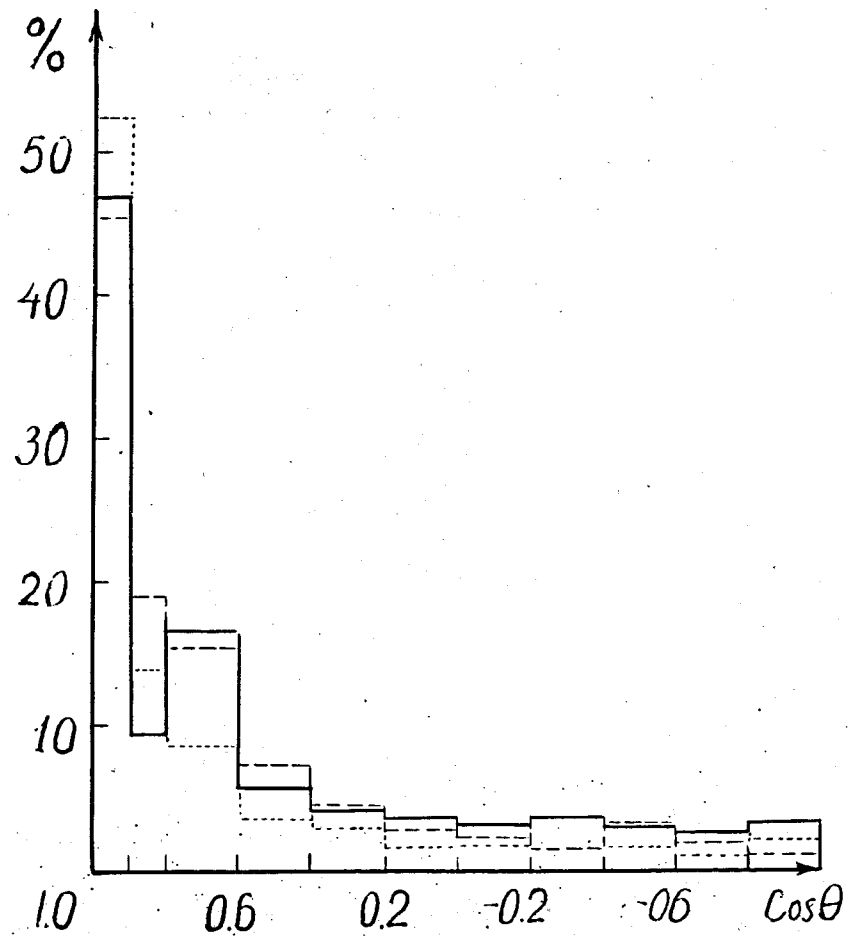


Рис. 3. Сечения взаимодействия нуклонов с ядрами при энергии  $E = 9$  Бэв. Сплошная кривая - неупругое сечение  $\sigma_{in}$ . Пунтирная кривая - дифракционное сечение  $\sigma_d$ . Значками  $\circ$  и  $\bullet$  отмечены соответственно сечения  $\sigma_{in}$  и  $\sigma_{sel}$ , вычисленные методом Монте-Карло. Штрих-пунктиром проведена интерполяционная кривая для значений  $\sigma_{sel}$ . Сечения даны в единицах  $10^{-24} \text{ см}^2$ .





a



b

Рис. 4. Угловое распределение  $S$  - частиц.

а - группа легких ядер; в - группа тяжелых ядер. Пунктиром нанесены экспериментальные гистограммы из работы /1/. Точками - экспериментальная гистограмма из работы /31/.

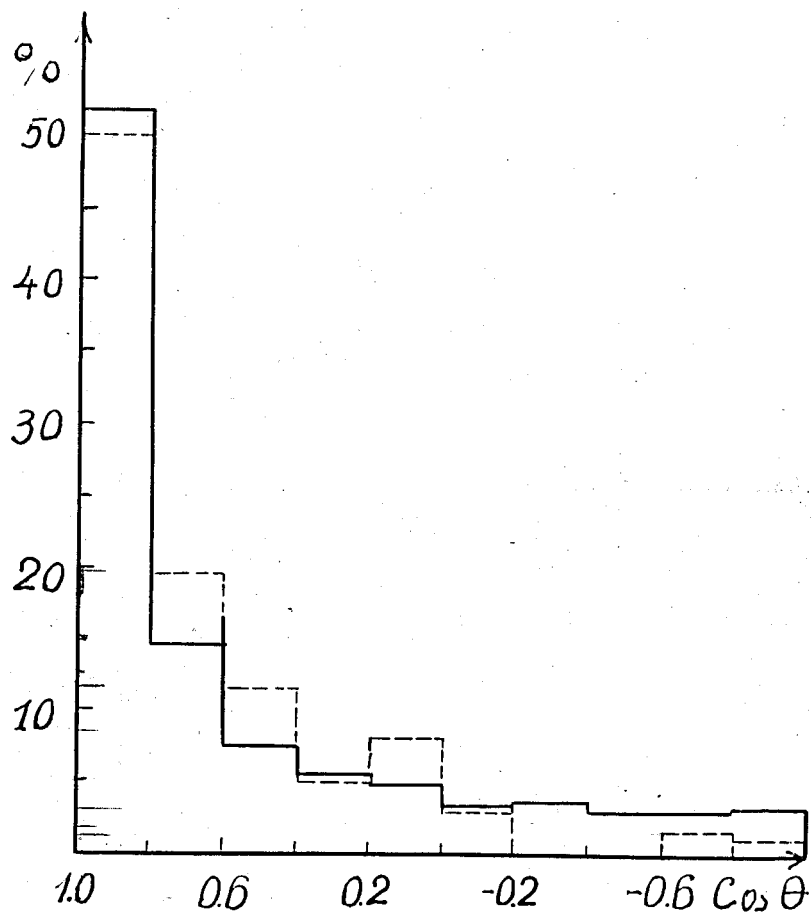


Рис. 5. Угловое распределение  $S$ -пионов, образовавшихся при взаимодействии девятибэвного протона со средним ядром фотоэмульсии. Пунктиром указана экспериментальная гистограмма из работы<sup>/9/</sup>.

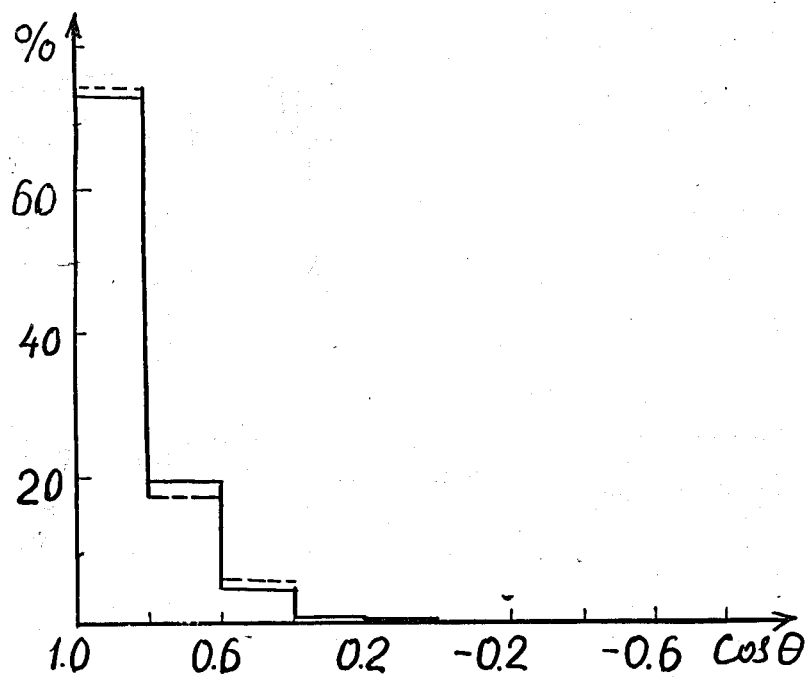


Рис. 6. Угловое распределение  $S$ -протонов, образовавшихся при взаимодействии девятибэвного протона со средним ядром фотоэмульсии.

Пунктиром указана экспериментальная гистограмма из работы /9/.

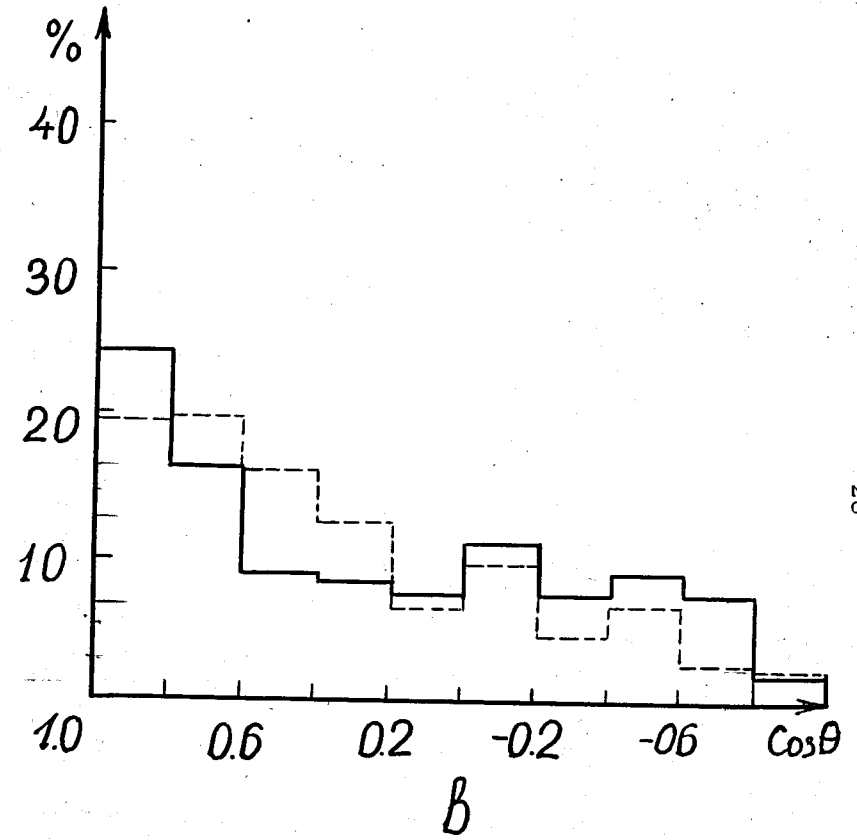
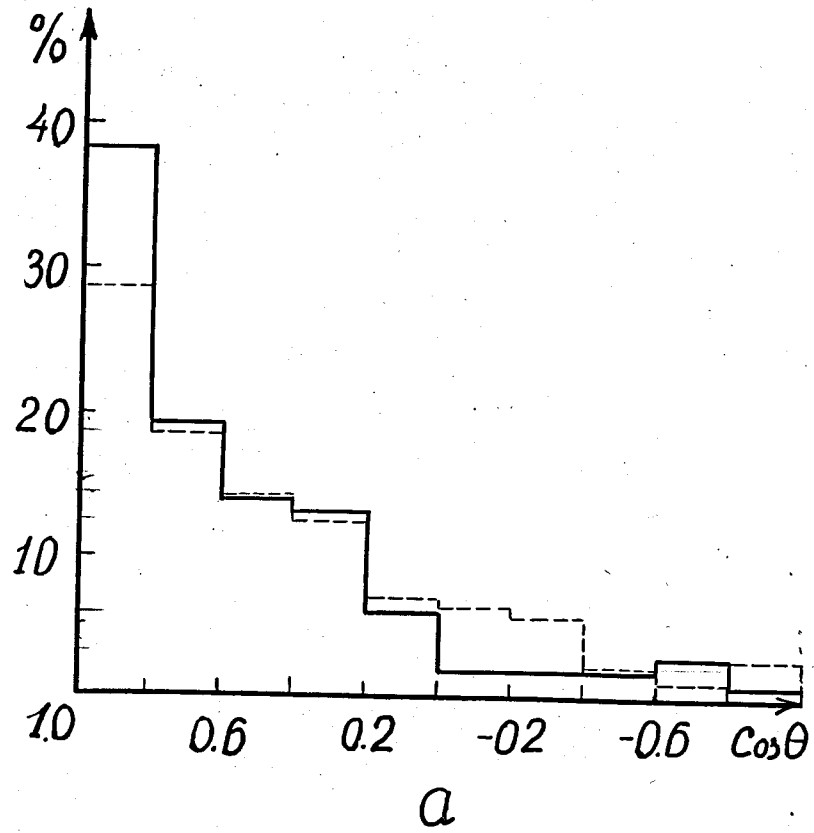


Рис. 7. Угловое распределение  $\vartheta$  - частиц.  
 — а - группа легких ядер; в - группа тяжелых ядер; пунктиром  
 нанесены экспериментальные гистограммы из работы [1].

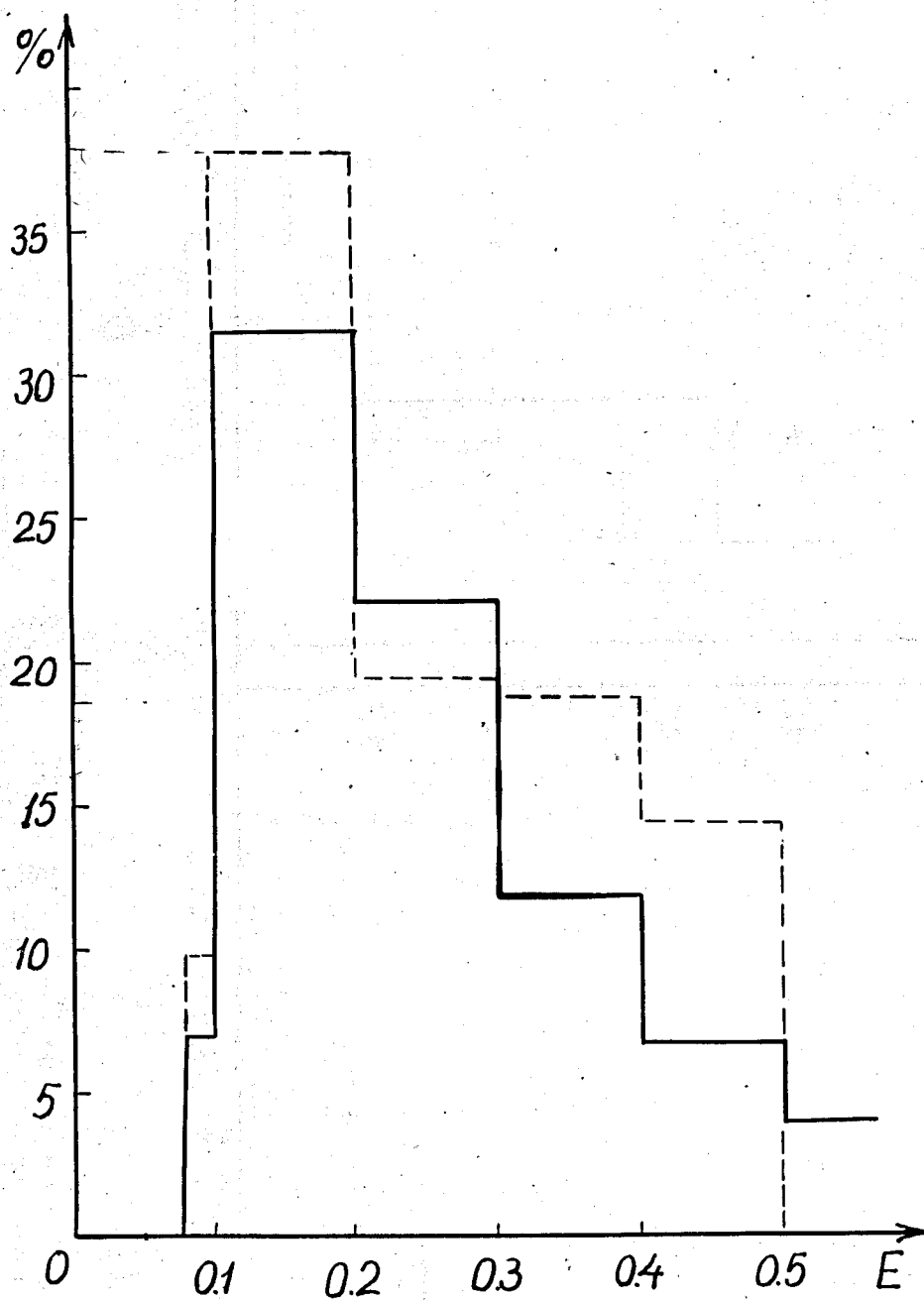


Рис. 8. Энергетическое распределение пионов, рождающихся при взаимодействии девятибэвного протона со средним ядром фотоэмульсии. Пунктиром нанесена экспериментальная гистограмма, построенная по данным работы [9]. /Методические условия в этой работе исключали возможность наблюдения  $\pi$ -мезонов с энергией  $> 0,54$  Бэв/. Значения кинетической энергии пионов в лабораторной системе координат  $E$  даны в Бэв.

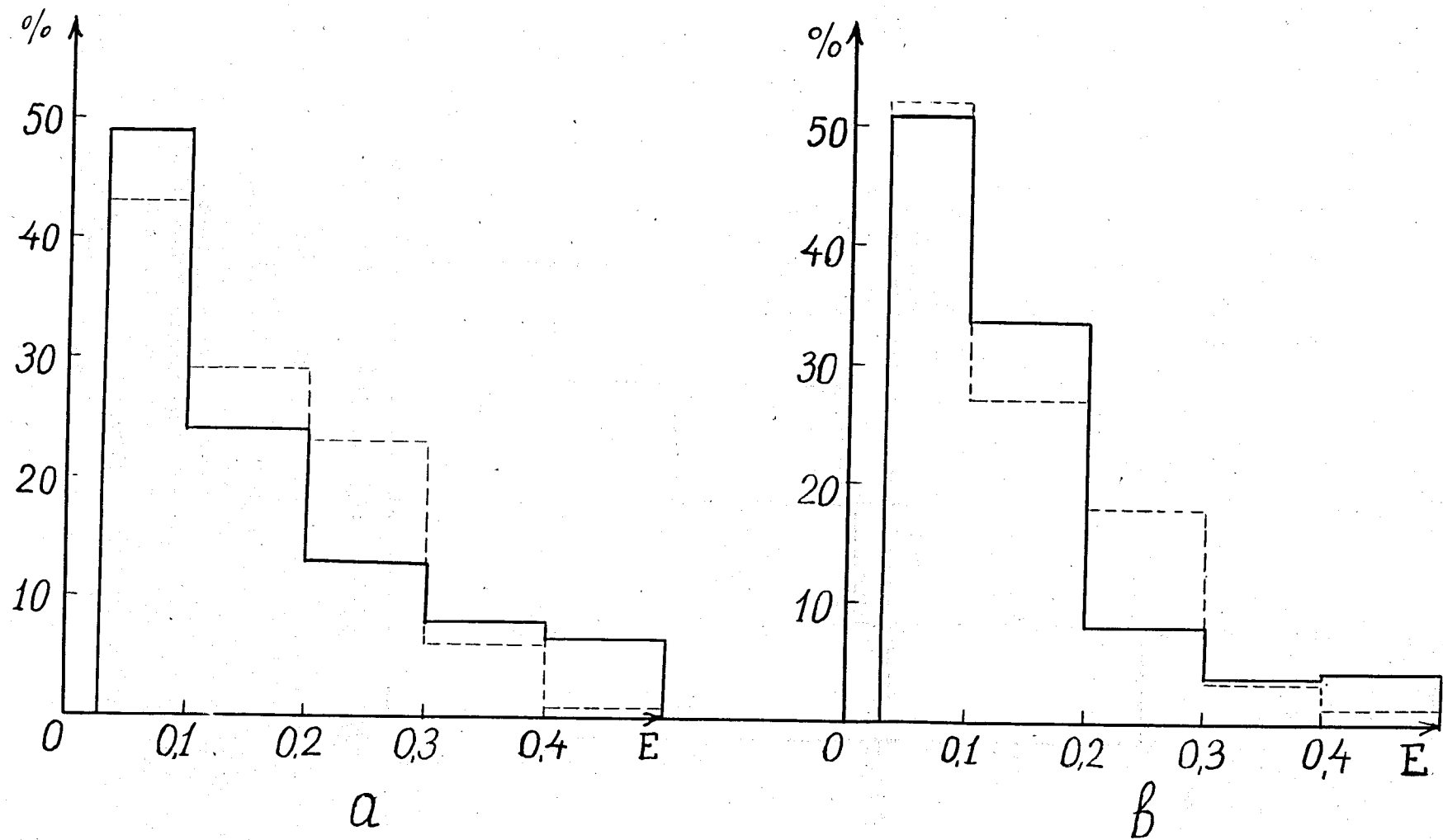


Рис. 9. Энергетическое распределение  $\gamma$ -частиц.  
 а - группа легких ядер; б - группа тяжелых ядер. Пунктиром нанесены экспериментальные гистограммы из работы [1]. Значения кинетической энергии E даны в Бэв.

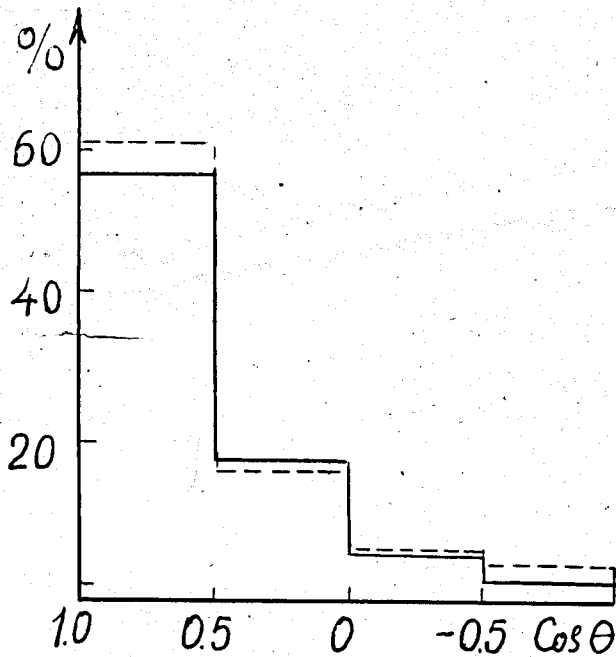


Рис. 10. Угловое распределение  $K^+$ -мезонов с кинетической энергией  $E \leq 150$  Мэв, рождающихся при взаимодействии девятибэвного протона со средним ядром фотоэмульсии. Пунктиром приведена экспериментальная гистограмма из работы<sup>/13/</sup>.

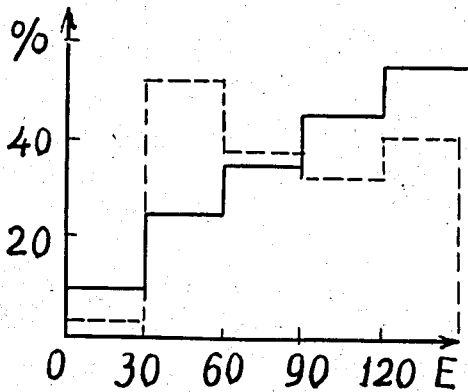


Рис. 11. Энергетическое распределение  $K^+$ -мезонов с кинетической энергией  $E \leq 150$  Мэв, рождающихся при взаимодействии девятибэвного протона со средним ядром фотоэмульсии. Пунктиром приведена экспериментальная гистограмма из работы<sup>/13/</sup>.