

Б-245

28/III-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 4313

В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ π -МЕЗОНОВ
С ФОТОЭМУЛЬСИЕЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

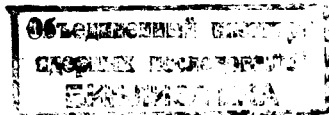
1969

P2 - 4313

В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ π -МЕЗОНОВ
С ФОТОЭМУЛЬСИЕЙ

Направлено в Acta Physica Polonica



У 743/2 чр.

Abstract

The intranuclear cascades, initiated in the photoemulsion by π -mesons with the energy from several dozens of MeV up to 20 GeV, have been calculated by the Monte-Carlo method. The laws of the energy and momentum conservation and diffuseness of the nuclear boundary are taken into account; the processes of pion production (in particular, multiple particle production) and the absorption of π -mesons by target nucleons are taken into consideration. Continuous energy dependence of the intranuclear π -N and N-N interaction parameters is taken into account by means of special polynomial expressions.

The results of the calculation agree well with experiment at all the energies $T \lesssim 5$ GeV. At higher energies the disagreement (increasing with the increase of the energy) between the calculated and experimental characteristics of grey and black tracks is observed. In the previously carried out calculations this circumstance was disguised by inaccuracies due to the too rough approximation of the low energy part of the intranuclear π -N and N-N interactions.

The modifications which have to be introduced into the conventional intranuclear cascade model at the energy $T \lesssim 5$ GeV, are discussed.

1. Механизм внутриядерных каскадов

В работах ряда авторов (см., например, ^{/1-8/}, где можно найти дальнейшую библиографию) было показано, что в широкой области энергий от нескольких десятков Мэв и до $T \approx 10^3$ Гэв основным механизмом неупругих взаимодействий частиц с ядром является механизм внутриядерных каскадов^{x/}. Однако достаточно подробное и разностороннее сравнение каскадной теории с опытом сделано лишь для относительно низких энергий, когда можно пренебречь процессами мезообразования ^{/1-3/}. При больших энергиях с экспериментом, в основном, сравнивались только средние характеристики взаимодействий и лишь в отдельных случаях рассмотрены дифференциальные угловые и импульсные распределения ^{/3-8/}.

Такой подход позволяет получить правильное общее представление о характере процесса взаимодействия частицы с ядром, однако некоторые важные детали при этом могут быть пропущены, тем более, что расчёты различных авторов относятся к различным областям энергии, а использование для описания π -N и N-N-взаимодействий внутри ядра экспериментальных данных, усредненных по широким и меняющимся от работы к работе энергетическим интервалам, может замаскировать аномалии в поведении расчётных величин ^{/10/}.

Дополнительным источником неточности расчётов служит пренебрежение законами сохранения энергии и импульса (в наших работах ^{/5-8/} эти законы учтены лишь в среднем, что оправдано для расчёта средних харак-

^{x/} Здесь и далее T - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.

теристик, однако может существенно сказаться на дифференциальных распределениях^{/11/}), использование грубой модели ядра без учёта диффузности его границы, пренебрежение потенциалом, действующим на мезоны внутри ядра.

За исключением области очень высоких космических энергий, где эксперименты очень трудны, и области энергий $T \lesssim 200$ Мэв, где вычисления упрощаются благодаря тому, что не нужно учитывать пионообразование, точность каскадных расчётов оказывается ниже экспериментальной.

Все эти соображения побудили нас еще раз вернуться к расчёту внутриядерных каскадов с тем, чтобы существенно повысить их точность и провести более детальное сравнение во всей области энергий, больших нескольких десятков Мэв, где можно рассчитывать на применимость теории внутриядерных каскадов.

Ниже излагаются результаты подробных расчётов неупругих пион-ядерных взаимодействий, теоретическому рассмотрению которых до сих пор было посвящено всего лишь несколько работ^{/8,8,9/}.

Для сравнения выбраны фотоэмульсионные данные, т.к. эти данные являются в настоящее время наиболее подробными и позволяют проследить поведение характеристик пион-ядерного взаимодействия вплоть до энергий $T = 20$ Гэв.

Существенное отличие данной серии каскадных расчётов от выполненных во всех более ранних работах состоит в значительно более точном моделировании неупругих $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействий внутри ядра. Это достигается с помощью аппроксимации экспериментальных данных специальными полиномиальными выражениями с зависящими от энергии коэффициентами, статистический розыгрыш по которым выполняется таким образом, чтобы в каждом отдельном акте $\pi-N$ или $N-N$ взаимодействия были выполнены законы сохранения энергии и импульса (этот метод и его сравнение с опытом подробно описаны в работах^{/12,13/}).

При вычислениях учитывалась диффузность границы ядра и ядерного потенциала (параметры ядерной плотности были взяты из опытов с рассеянием электронов). Учитывалось, что внутри ядра на π -мезон, как

и на нуклон, действует отличный от нуля потенциал V_π ; принималась во внимание также возможность поглощения медленного π -мезона связанными нуклонами ядра.

Для каждого возбужденного ядра-остатка рассчитывалась "испарительная" стадия взаимодействия^{/14/}.

Все расчёты выполнены с помощью вычислительной машины БЭСМ-4 по схеме, описанной в работе^{/12/}, для среднего ядра фотоэмульсии ^{70}Ca .

2. Множественность рождающихся частиц

На рис. 1 показана зависимость от энергии первичного π -мезона среднего числа релятивистских и серых следов \bar{n}_s и \bar{n}_g , а также суммарного числа серых и черных следов $\bar{n}_h = \bar{n}_g + \bar{n}_b$. Две теоретические кривые для \bar{n}_h иллюстрируют, несколько существенным является пропуск труднорегистрируемых в эксперименте однолучевых звезд; примерно в таком же процентном отношении изменяются при этом также значения \bar{n}_g и \bar{n}_s .

В области $T \lesssim 5$ Гэв расчётные кривые хорошо согласуются с экспериментальными точками. Согласие в этом случае имеет место и для более "тонких" характеристик, например, для корреляций числа черных и серых треков в звезде с числом рождающихся при этом π -мезонов (см. рис. 2).

Различие расчётного и экспериментального чисел звезд с $n_h = 0$ и $n_h = 1$ на рис. 2, особенно для звезд без видимых следов π -мезонов, показывает, какая часть событий с малой множественностью рождающихся частиц теряется при просмотре.

Теоретическая множественность релятивистских следов хорошо согласуется с опытом и при больших энергиях, однако, теоретические значения \bar{n}_g и \bar{n}_h оказываются при этом заметно больше экспериментальных. В то время как экспериментальная множественность серых следов \bar{n}_g , если судить по наиболее точным измерениям, достигает при $T > 5$ Гэв насыщения, а экспериментальные значения \bar{n}_h даже обнаруживают тенденцию к уменьшению, соответствующие теоретические зна-

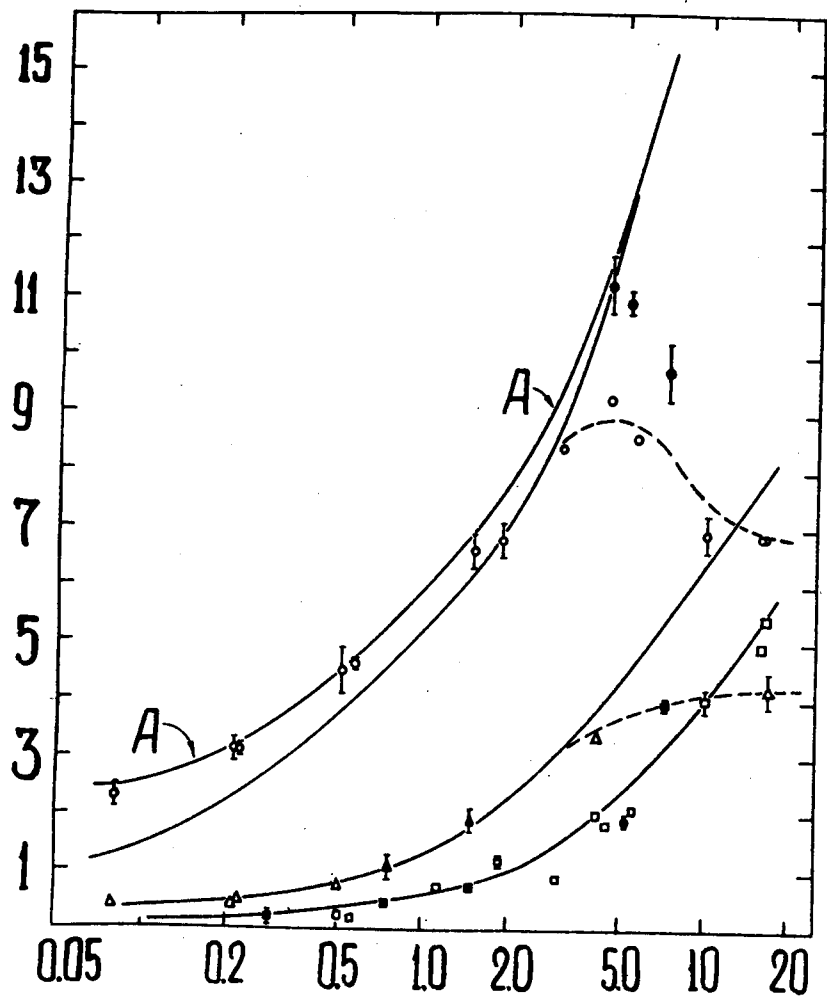


Рис. 1. Зависимость средней множественности μ -, π - и K - следов в фотоэмульсии от кинетической энергии первичного π^- -мезона. Квадратами, треугольниками и кружками нанесены соответственно экспериментальные значения \bar{n}_μ , \bar{n}_π и \bar{n}_K /15-30%. Светлые значки относятся к данным, полученным методом просмотра эмульсии вдоль следа, заштрихованные значки - данные, полученные при просмотре по площади. Сплошные кривые - результат расчета для среднего ядра фотоэмульсии ^{70}Ca . Кривая А для $\bar{n}_h(T)$ - среднее число h -следов для звезд с $\nu_{\pi^\pm} > 1$. Пунктиром показано изменение величин $\bar{n}_h(T)$ и $\bar{g}(T)$, соответствующее наиболее достоверным экспериментальным данным.

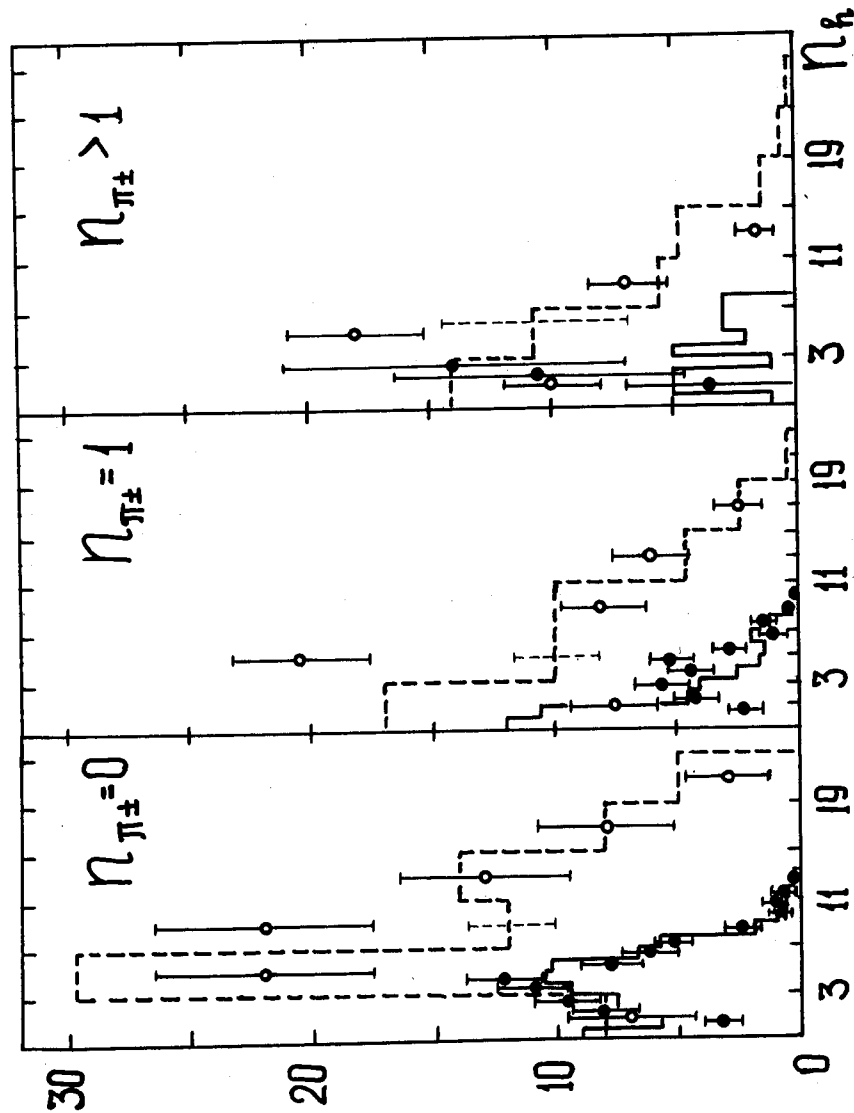


Рис. 2. Распределение звезд в фотоэмульсии по числу серых и черных треков μ с данным числом рождающихся заряженных π^- -мезонов ν_{π^\pm} . Сплошная гистограмма - расчёт по каскадной теории для $T = 0,56$ Гэв (соответствующие экспериментальные данные представлены заштрихованными кружками), пунктир - расчёт для $T = 1,87$ Гэв. Экспериментальные данные взяты из работ /18,23/.

чения продолжают возрастать. При $T = 17$ Гэв теоретическое значение \bar{n}_g превосходит экспериментальное приблизительно вдвое, а расчётное значение \bar{n}_h оказывается больше экспериментального почти в пять раз.

Весьма показательным является изменение характера зависимости среднего числа рождающихся ливневых частиц от числа серых и чёрных треков в звезде $\bar{n}_s = f(n_k)$ в области $T \approx 5$ Гэв (см. рис. 3)^{x/}. При $T \lesssim 5$ Гэв множественность \bar{n}_s тем меньше, чем больше в звезде серых и чёрных треков. Это хорошо согласуется с результатами каскадных расчётов. При $T > 5$ Гэв картина изменяется: \bar{n}_s растёт по мере увеличения n_h .

Интересно отметить, что аналогичная картина изменения зависимости $\bar{n}_s = f(n_h)$ имеет место и в случае нуклон-ядерных взаимодействий.

В работе /6/ отмечалось согласие с опытом при 17 Гэв множественности как релятивистских \bar{n}_s , так и серых следов \bar{n}_g . Последнее было обусловлено тем, что для расчётов низкоэнергетических $\pi-N$ и $N-N$ столкновений использовались данные, усредненные по большому энергетическому интервалу ΔT от порога рождения π -мезона до

$T = 1$ Гэв. Широко распространено мнение, что подобное приближение вполне допустимо, поскольку за серые следы ответственны, в основном, нуклоны отдачи, образующиеся при взаимодействиях с высокоэнергетической компонентой каскада, и характеристики таких взаимодействий описываются достаточно точно. Мы видим, что более точные расчёты не оправдывают такое приближение.

В рассмотренной нами общепринятой схеме внутриядерного каскада нет механизма, который приводил бы к насыщению или к уменьшению множественности серых и чёрных следов в области высоких энергий.

^{x/} В случае $T = 1,87$ Гэв на рис. 3 вместо \bar{n}_s указаны значения среднего числа рождающихся заряженных мезонов $n_{\pi\pm}$. Некоторое различие теоретических и экспериментальных данных при больших n_h может быть связано с трудностями экспериментальной идентификации π -мезонов в многолучевых звездах.

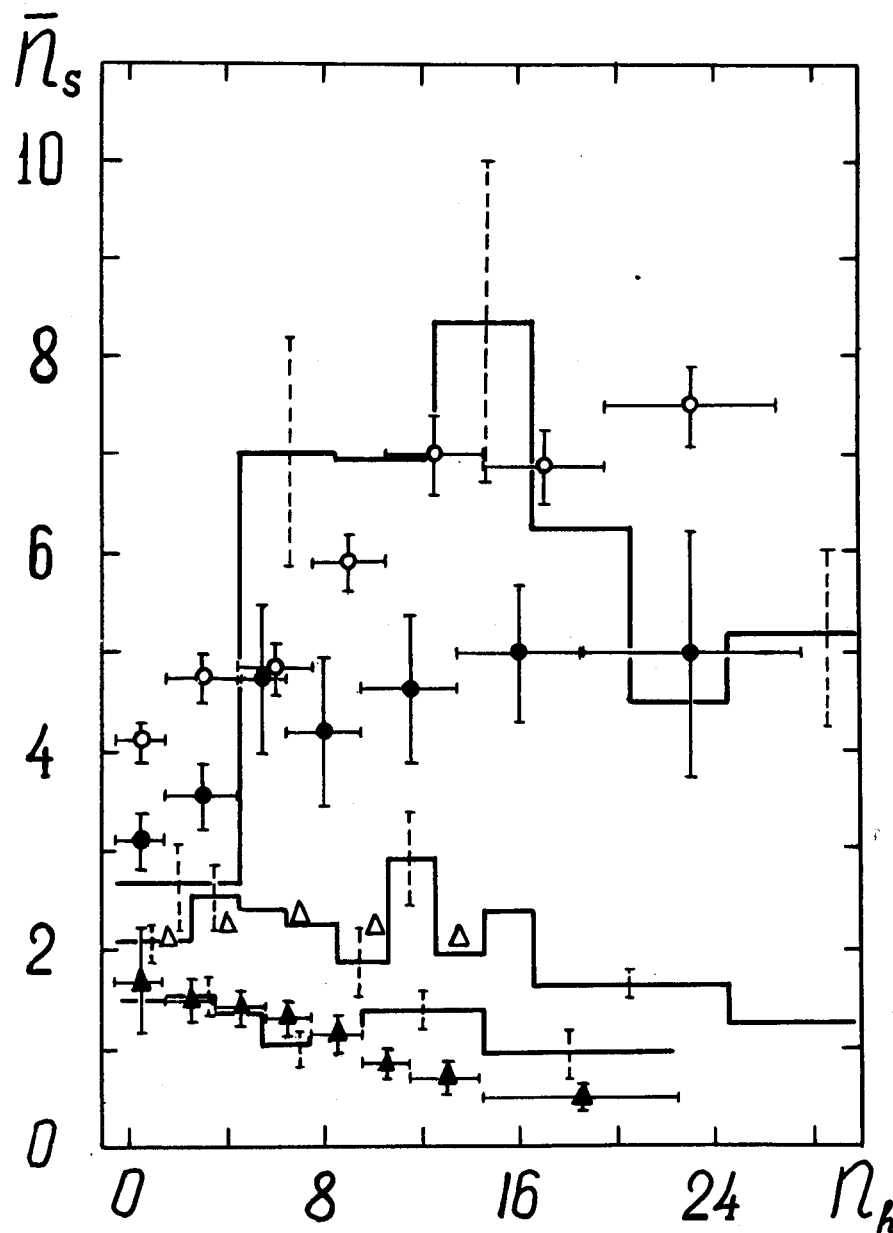


Рис. 3. Корреляция среднего числа релятивистских следов в звезде \bar{n}_s и суммарного числа серых и чёрных следов n_k . Значками Δ , \bullet , \circ отмечены экспериментальные данные соответственно для энергии первичных π -мезонов $T = 1,87; 4,2, 10$ и $16,1$ Гэв /23,25,29,30/. Гистограммы - расчёт для $T = 1,87; 4,5$ и $16,1$ Гэв.

3. Угловые и импульсные распределения

В области низких энергий, ниже порога рождения вторичных π -мезонов известны две работы /16,31/, в которых были измерены угловые и энергетические распределения неупруго рассеянных мезонов (см. рис. 4 и 5). Хотя статистическая обеспеченность этих данных невелика, тем не менее, из сравнения их с соответствующими теоретическими гистограммами достаточно ясно видно, что при расчёте пион-ядерных столкновений необходимо вводить потенциал взаимодействия мезона в ядре

$$V_{\pi} \approx 25 \text{ Мэв.}$$

Некоторая неопределенность известных нам сейчас сечений поглощения π -мезона в ядре слабо сказывается на форме теоретических распределений.

Энергетические спектры и угловые распределения π -мезонов для больших энергий представлены на рис. 6 и 7; соответствующие спектры протонов указаны на рис. 8.

Из приведенных данных видно достаточно хорошее согласие теории и эксперимента, особенно если учесть дискриминацию событий вследствие потери на опыте малолучевых звезд.

Обращает на себя внимание заметное различие результатов измерений, выполненных различными авторами при близких энергиях. Так, в мезонных спектрах при $T = 1,5$ Гэв, полученных американской группой /22/, не видно какой-либо структуры, в то время как в работе шведских физиков при $T = 1,87$ Гэв /23/ отчетливо заметен провал в области $T = 0,2 - 0,3$ Гэв. Этот провал, обусловленный поглощением π -мезонов, проявляется, правда, с несколько меньшей глубиной и в теоретическом спектре.

Различие в данных этих двух экспериментальных групп наблюдается и в других пунктах. По данным американской группы угловое распределение π -мезонов, образующихся в фотоэмульсии при $T = 500$ и 750 Мэв, имеет ярко выраженный подъем в области $\theta \approx 180^\circ$ /18,20/. Однако измерения шведской группы при $T = 560$ Мэв ничего подобного не обнаружили /19/.

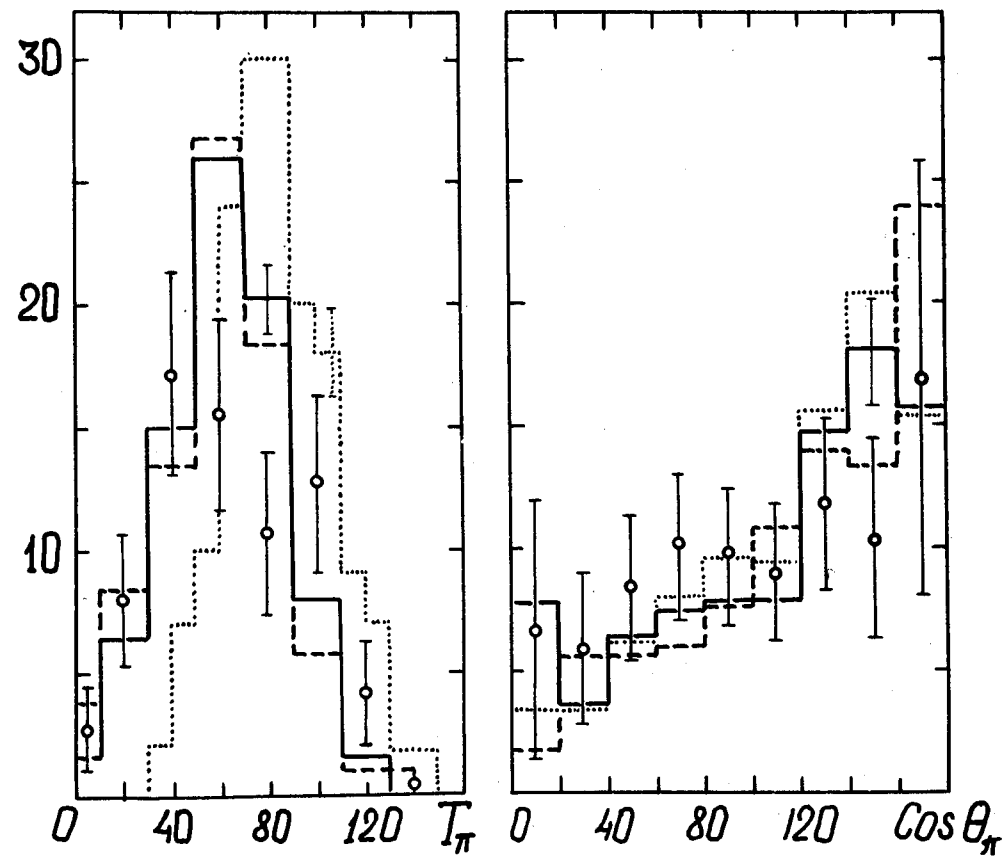


Рис. 4. Угловое распределение и энергетический спектр π^- -мезонов, неупруго рассеянных ядрами фотоэмульсии в интервале $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ (в произвольных единицах, значения T в Мэв). Энергия первичных π^- -мезонов $T = 160$ Мэв. Сплошные гистограммы и гистограммы из точек относятся соответственно к случаям, когда $V_{\pi} = 25$ Мэв и $V_{\pi} = 0$; в обоих случаях учтено поглощение мезонов в ядре. Пунктиром нанесены гистограммы для случая, когда $V_{\pi} = 25$ Мэв и поглощение не учитывается. Экспериментальные точки взяты из работы /31/.

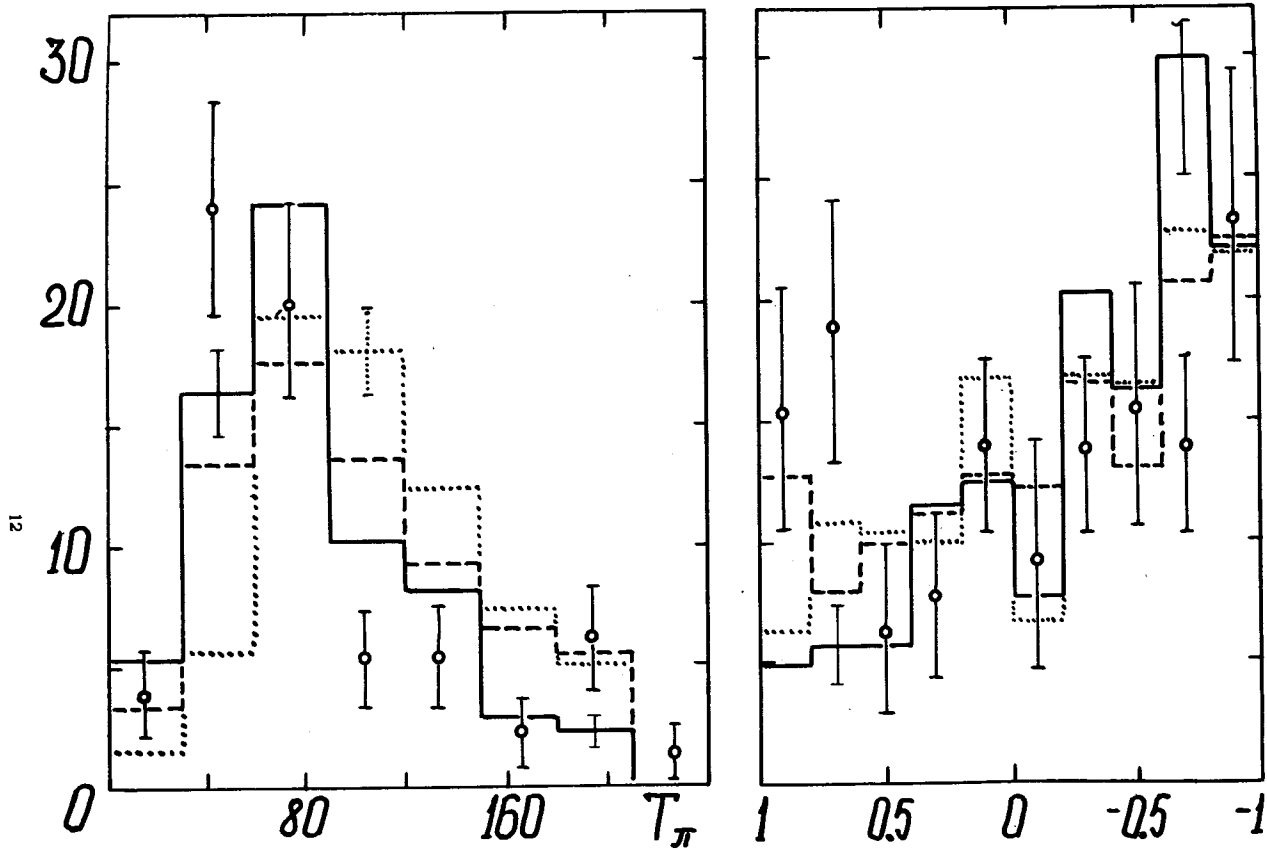


Рис. 5. Угловое и энергетическое распределения π^- -мезонов, неупруго рассеянных в ядерной фотоэмульсии (в произвольных единицах, значение T в Мэв). Энергия первичных π^- -мезонов $T = 210$ Мэв. Сплошные гистограммы относятся ко всем звездам, пунктирные - к звездам с $\nu_h \geq 1$. Точками нанесены результаты расчёта в случае, когда $\nu_{\pi} = 0$ (для всех звезд). Экспериментальные точки взяты из работы /18/.

13

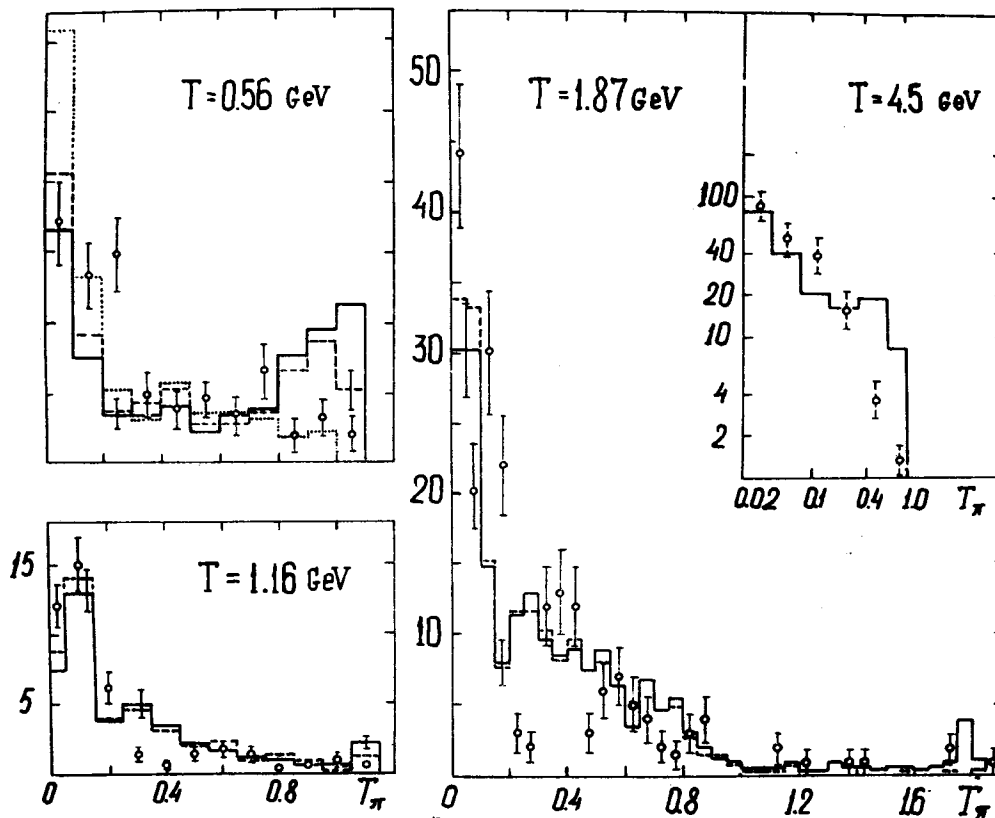


Рис. 6. Энергетические спектры заряженных π^- -мезонов, образующихся при взаимодействии с ядром фотоэмульсии π^- -мезонов с энергией T (в произвольных единицах, энергия T_{π} в Гэв). Сплошные гистограммы - расчёт для среднего ядра фотоэмульсии ^{70}Ga ; пунктир и точки - расчёт соответственно для звезд с $\nu_h \geq 1$ и $\nu_h \geq 2$. Экспериментальные точки взяты из работ /19, 21, 23, 25/.

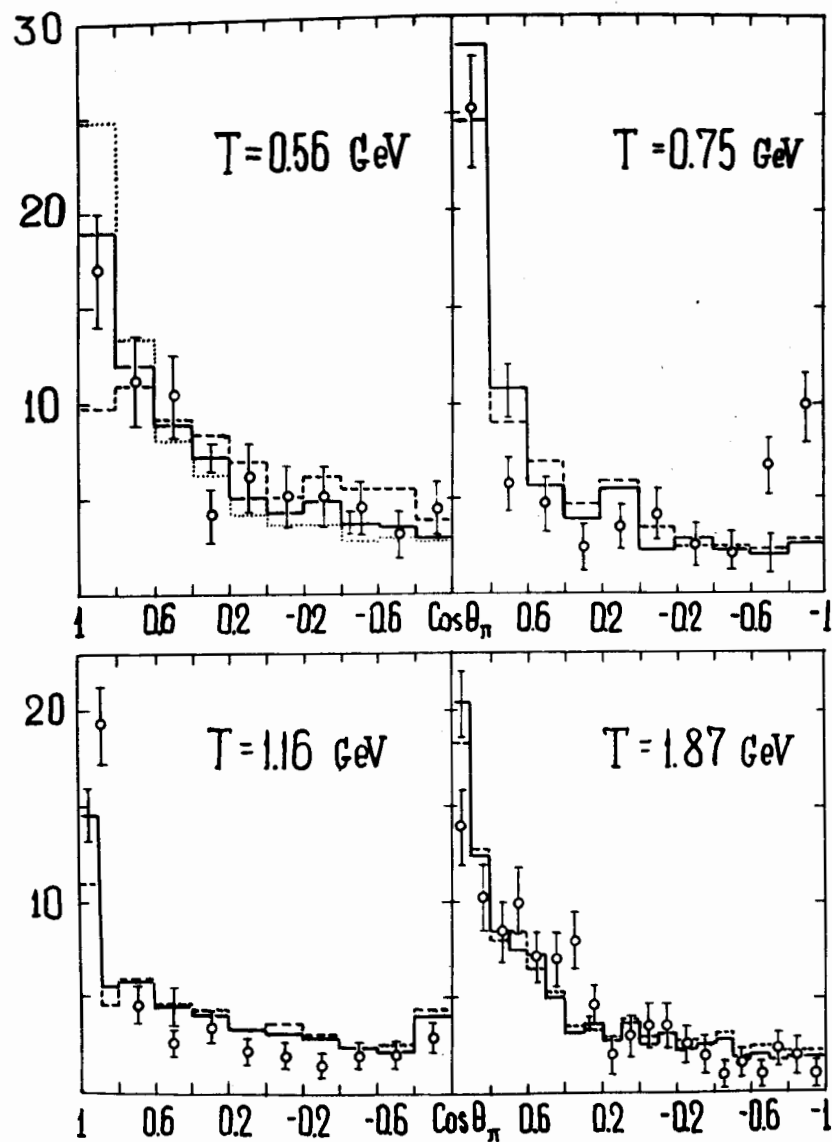


Рис. 7. Угловое распределение π^- -мезонов, образующихся при взаимодействии с фотоэмульсией π^- -мезонов с энергией T . Все обозначения те же, что и на рис. 5. Экспериментальные данные взяты из работ/19-21,23/.

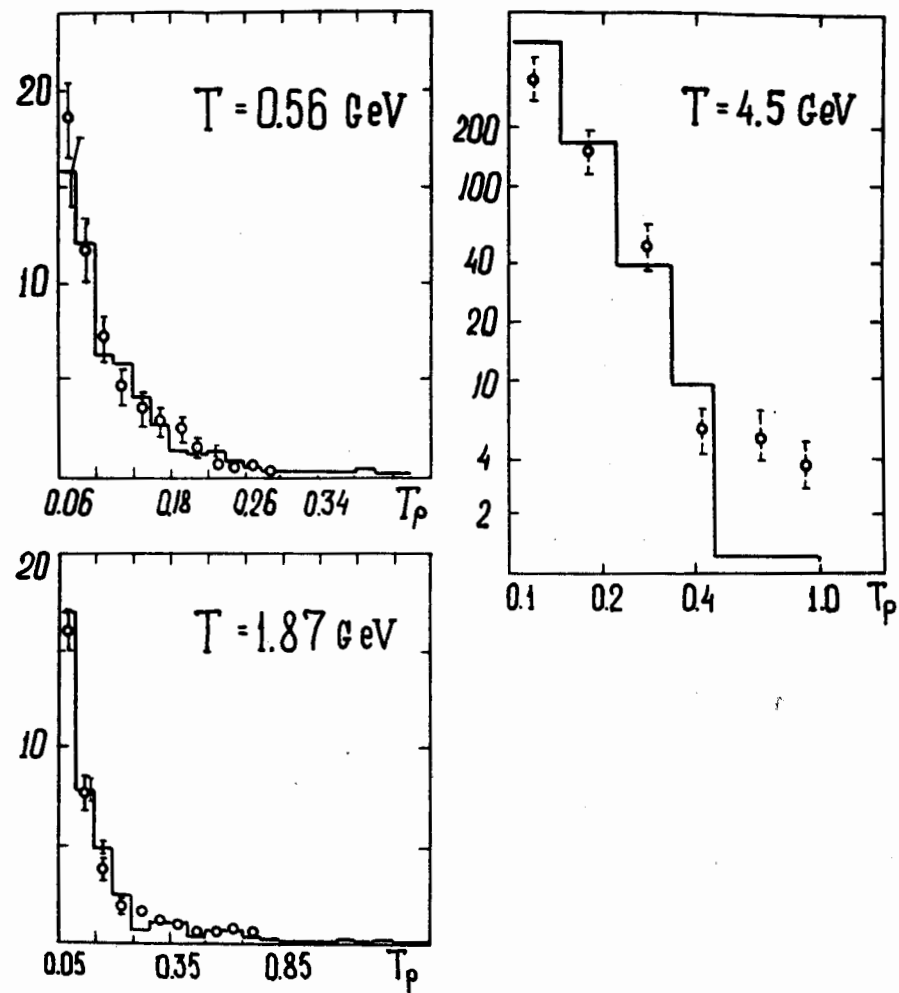


Рис. 8. Энергетический спектр быстрых протонов, полученных при бомбардировке эмульсии π^- -мезонами с энергией T (в произвольных единицах, энергия протонов T_p в Гэв). Экспериментальные точки взяты из работ/19,23,25/.

Результаты каскадных расчётов хорошо согласуются с данными последней группы и, в частности, также не показывают какого-либо увеличения вылета π -мезонов в области больших углов.

Более детальный учёт состава фотоэмульсии практически не изменяет результатов расчётов.

Интересно отметить, что варьирование величины потенциала V_π и весьма значительная дискриминация звезд с $a_h = 0$ и $a_h = 1$ очень слабо влияют на спектр протонов. (Все результаты, если это специально не оговорено, относятся к значению $V_\pi = 25$ Мэв).

В области $T > 5$ Гэв экспериментальная информация весьма скудна. Достаточно полные данные известны лишь при $T = 17$ Гэв.

Из рис. 8 видно, что угловые и импульсные распределения релятивистских следов при этой энергии хорошо согласуются с опытом. Что же касается низкоэнергетической компоненты вылетающих из ядра частиц, то существенные различия между экспериментом и теорией проявляются уже в средних величинах. Так, средний теоретический импульс частиц, оставляющих серые треки, равен 420 ± 40 Мэв/с, а его экспериментальное значение составляет 610 ± 90 Мэв/с по данным работы /33/ и 530 ± 100 Мэв - по данным более поздней работы /32/. Если учесть, что эти экспериментальные значения относятся к звездам с $a_h \geq 8$, а расчётное - к всем событиям, то различие фактически будет еще большим.

4. 3 а к л ю ч е н и е

Мы видим, что подробное сравнение результатов более точных расчётов с известными сейчас экспериментальными данными подтверждает вывод о том, что во всей области от нескольких десятков Мэв до $T \approx 5$ Гэв неупругие взаимодействия π -мезонов с атомными ядрами происходят в соответствии с общепринятой моделью внутриядерных каскадов, сопровождающихся испарением, а в случае тяжелых ядер - и делением возбужденного ядра-остатка. Расхождения с экспериментом становятся существенным лишь при больших энергиях.

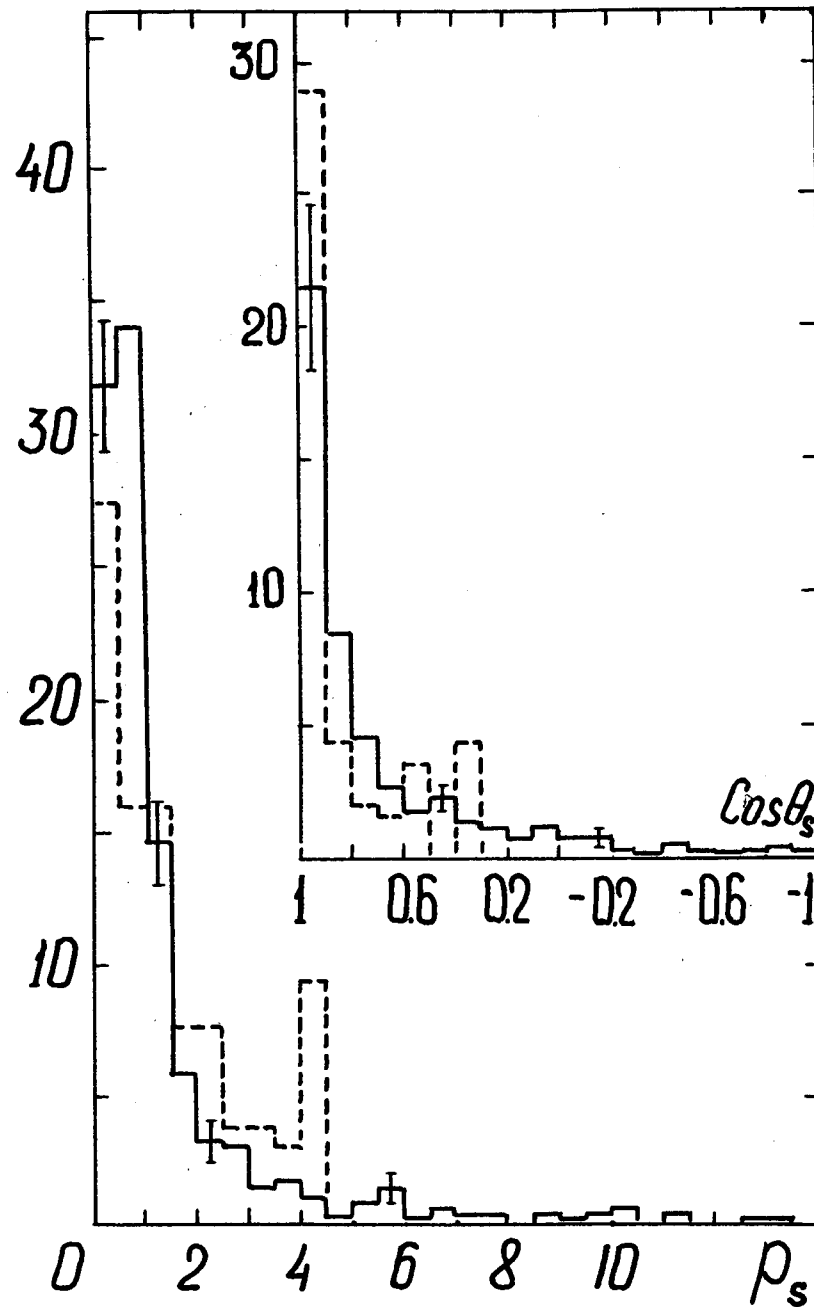


Рис. 8. Импульсное и угловое распределения ливневых частиц, оставляющих релятивистские следы в фотоэмульсии. Энергия первичных π -мезонов $T = 17$ Гэв. Сплошная гистограмма - расчет; пунктир - экспериментальные данные из работы /32/.

Причина этих расхождений требует дальнейшего изучения. Предварительные оценки показывают, что по-видимому, это связано с тем, что в используемой сейчас модели внутриядерных каскадов совершенно игнорируется тот факт, что по мере развития лавины быстрых вторичных частиц в каскад вовлекается все большее число внутриядерных нуклонов, благодаря чему низкоэнергетическая компонента каскадных частиц встречает уже меньшую плотность внутриядерных нуклонов. Соответственно уменьшается при этом и число "испарительных" частиц.

Если не учитывать уменьшения плотности нуклонов внутри ядра, то в теории будут рассчитываться столкновения медленных частиц с уже фактически выбитыми нуклонами, что должно привести к завышению числа нуклонов отдачи, из которых в основном и состоят g -частицы, и занижению энергии g -частиц.

Эти эффекты несущественны при небольших энергиях, когда множественность ливневых частиц n еще сравнительно невелика, однако при высоких энергиях (сравнение с опытом показывает, что в случае ядер фотоэмульсии при $T \geq 5$ Гэв) эффекты "обеднения" ядра следует уже учитывать.

Характеристики ливневых g -частиц заметно не изменяются, т.к. эти частицы проходят по еще необедненному ядру.

В области очень высоких энергий $T \gg 10$ Гэв, когда вследствие многочастичных взаимодействий (подробно об этом см. в работах ^{17,8/}) лавина быстрых частиц оказывается локализованной вдоль сравнительно узкого канала, относительное уменьшение плотности внутриядерных нуклонов снова становится незначительным; в этом случае применимы результаты расчетов ^{17,8/}.

Л и т е р а т у р а

1. H.W. Bertini, Report ORNL-3383, Oak Ridge, 1963; Phys. Rev., 131, 1801 (1963).
2. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев, В.Д.Тонеев. Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 322 (1966).

3. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, G.M. Miller, G. Friedlander, Phys. Rev., 110, 185; 204 (1958).
4. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев, Э.Михул. Атомная энергия 10, 156 (1961).
5. И.З.Артыков, В.С.Барашенков, С.М.Елисеев. ЯФ 3, 978 (1966).
6. I.Z. Artykov, V.S. Barashenkov, S.M. Eliseev. Nucl. Phys., 87, 83 (1966).
7. I.Z. Artykov, V.S. Barashenkov, S.M. Eliseev. Nucl. Phys., В6, 11 (1968).
8. I.Z. Artykov, V.S. Barashenkov. Nucl. Phys., В6, 628 (1968).
9. Е.Богданович, Т.Добровольский, И.А.Ивановская, В.М.Мальцев, Г.И.Пенев, А.Филипповский. ЯФ, 3, 73 (1966).
10. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ Р2-4302, Дубна, 1969.
11. Н.М.Соболевский, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ Р4-3714, Дубна, 1968.
12. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. Препринт Р2-4066, Дубна, 1968.
13. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. Препринт Р2-4065, Дубна, 1968.
14. В.Д.Тонеев. ЛТФ ОИЯИ Б1-2740, Дубна, 1968.
15. G. Bernardini, E.T. Booth, L. Liderman, J. Tinlot. Phys. Rev., 80, 105, 924 (1950).
16. A.H. Morish. Phil. Mag., 45, 47 (1954); Phys. Rev., 90, 674 (1953).
17. A.D. Spargue. Phys. Rev., 94, 994 (1954).
8. M. Blau, M. Caulton. Phys. Rev., 96, 150 (1950).
9. A. Frisk, S. Nilsson, B.E. Ronne, W. Schneider. Arkiv för Fysik 19, 69 (1961).
20. M. Blau, A.R. Oliver. Phys. Rev., 102, 489 (1956).
21. M. Blau, C.F. Carter, A. Permuter. Nuovo Cim., 14, 704 (1959).
22. J.E. Crew, R.D. Hill. Phys. Rev., 110, 177 (1958).
23. B.E. Ronne, O. Danielson. Arkiv för Fysik, 22, 175 (1962).
24. R.E. Gavanaugh, D.M. Haskin, M. Schein. Phys. Rev., 100, 1263 (1955).
25. P.A. Abrahamson, J. Ben-Arieh, G. Yekutieli. Nuovo Cim., 12, 27 (1965).

26. H.H. Aly, J.G.M. Duthie, C.M. Fisher, H.H. Wills. *Phil. Mag.*, 45, 993 (1959).
27. H.H. Aly, C.M. Fischer, A. Mason. *Nuovo Cim.*, 28, 1117 (1963).
28. P.L. Jain, H.C. Glane, J.D. Rinaldo, P.D. Bharadwaj. *Nucl. Phys.*, 67, 641 (1965).
29. G. Halder. Preprint, Vienna, 1964.
30. S. Cuirlo, E. Picacco, G. Tamasini, A. Gainotti, C. Lamborzio, S. Mora. *Nuovo Cim.*, 27, 791 (1963).
31. Б.А.Никольский, Л.П.Кудряк, С.А.Аля-Заде, *ЖЭТФ* 32, 48 (1957).
32. I.M. Kohli, I.S. Mitra, M.B. Singh. *Nucl. Phys.*, B2, 164 (1967).
33. L. Hoffmann, N.K. Rao, M.A. Shaukat, E. Villar and P. Ziellinski. *Nucl. Phys.*, 66, 657 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел

11 февраля 1969 года.