



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев

P-772

ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ ОЧЕНЬ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Дубна 1961 год

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев

P-772

ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ ОЧЕНЬ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1194/5 5р.

1. Введение

В связи с обсуждением возможных проектов ускорителей на десятки и сотни Бэв (см., например,^{/1/}) важно иметь оценки интенсивностей пучков частиц различных сортов, которые могут быть генерированы в нуклон-нуклонных и пион-нуклонных столкновениях при больших энергиях. Особый интерес представляют оценки потоков нейтрино и μ -мезонов, так как исследование свойств слабых взаимодействий является одной из самых важных проблем, для решения которых нужны большие ускорители^{/2/}.

Характерной особенностью неупругих взаимодействий при больших энергиях является множественное образование частиц. В настоящее время еще не существует последовательной теории, которая бы позволяла точно рассчитывать такие явления; мы можем получить лишь оценки, основанные на относительной величине фазовых объемов. Как показало сравнение с экспериментальными данными, полученными на ускорителях, вычисленные таким образом средние числа рождающихся заряженных и нейтральных частиц различных сортов и их средние импульсы оказываются близкими к экспериментальным (см., например,^{/3-5/}). При этом результаты расчетов слабо зависят от конкретных предположений о виде матричного элемента: модель Ферми^{/6/}, модель Сударшана^{/7/}, а также модель центральных и периферических взаимодействий^{/8/} приводят к близким значениям средних величин.

Эксперимент и теория не согласуются, когда речь идет об угловых распределениях, рождающихся частиц. Однако при больших энергиях угловое распределение в лабораторной системе координат сосредоточено в основном в области малых углов, независимо от его вида в системе центра масс. Поэтому выводы статистических моделей можно использовать для оценок интенсивностей пучков на расстояниях не слишком далеких от мишени, где генерируются частицы. Теория дает в этом случае значения, усредненные по некоторому интервалу углов. Чем больше этот интервал - тем лучше теория согласуется с опытом. В общем же случае следует иметь в виду, что статистические расчеты в области малых углов дают заниженные оценки.

2. Множественность рождающихся частиц

На рис. 1 приведены теоретические и экспериментальные значения средних чисел заряженных и нейтральных π -мезонов, рождающихся в pp -столкновениях при различных энергиях первичного протона T . (Подробная библиография экспериментальных данных приведена в работах ^{/1,3,9/}). При больших энергиях эти данные являются усредненными по pp - и $p\bar{n}$ -взаимодействиям; однако, это не существенно, так как при $T \gg 1$ Бэв зависимость взаимодействий от изотопических спинов сталкивающихся частиц становится очень слабой. (Подробнее см. ^{/10/}).

Теоретические кривые при энергиях $T \leq 50$ Бэв вычислены непосредственно по статистической теории Ферми ¹⁾. Расчеты показали, что число рождающихся при этом протонов составляет приблизительно 25% от числа π -мезонов; в таком же соотношении рождаются нейтроны и π^0 -мезоны. Лишь при $T \leq 5$ Бэв относительная доля нуклонов быстро возрастает. Число рождающихся странных частиц составляет несколько процентов; число антинуклонов еще также невелико, однако быстро возрастает при увеличении T . Все эти результаты согласуются с известными экспериментальными данными.

При очень больших энергиях $T > 50$ Бэв статистические расчеты становятся чрезвычайно трудоемкими даже при использовании электронных машин. Это обусловлено тем, что при увеличении энергии максимальное число рождающихся частиц быстро возрастает, а распределение по множественности приобретает все более пологий вид, благодаря чему необходимо учитывать очень большое число неупругих каналов. Однако характер энергетической зависимости среднего числа рождающихся частиц можно оценить из экстремального условия для статистического веса

$$\frac{\partial W(n_1; n_2; \dots)}{\partial n_i} = 0 \quad (1)$$

(n_i - число частиц i -го сорта). При больших энергиях, когда большая часть рождающихся частиц является релятивистскими, отсюда легко получить, что

1) Численные расчеты выполнены на электронных счетных машинах вычислительного центра Объединенного института ядерных исследований.

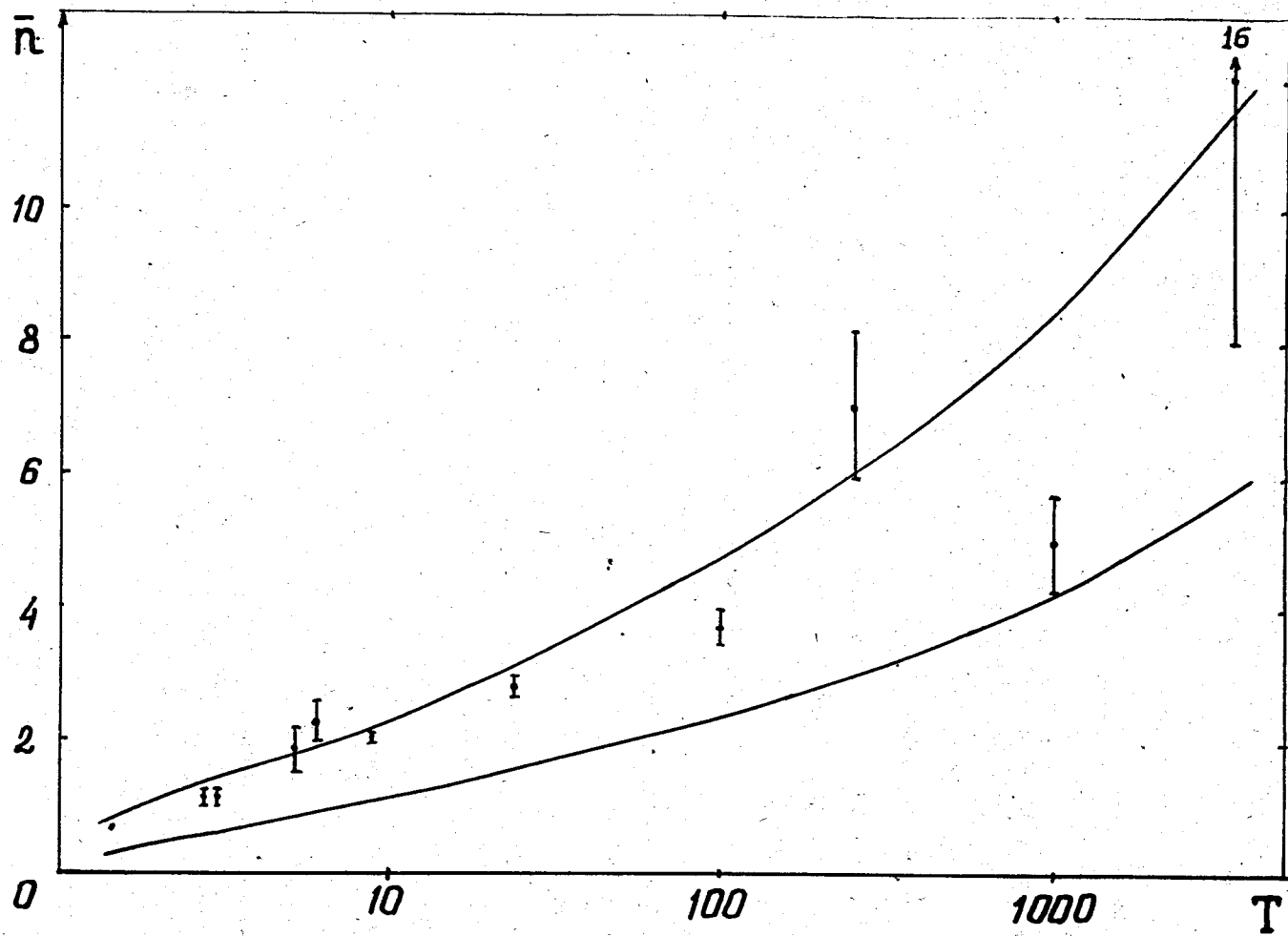


Рис. 1. Среднее число заряженных и нейтральных π -мезонов, рождающихся в пр-столкновении (соответственно, верхняя и нижняя кривые).
 T - кинетическая энергия первичного протона в Бэв.

$$\langle n_i \rangle_{opt} \sim T^{1/4} \quad (2)$$

(T - энергия первичной частицы). Коэффициент пропорциональности можно определить из сравнения с результатами статистических расчетов при энергиях $T < 50$ Бэв. Как видно из рис. 1, кривые

$$\bar{n}_{\pi^{\pm}}(T) \approx 1,5 T^{1/4}; \quad \bar{n}_{\pi^0}(T) \approx 0,5 \bar{n}_{\pi^{\pm}}(T) \quad (3)$$

согласуются с расчетными кривыми при $T < 50$ Бэв и с экспериментальными данными при больших энергиях.

При энергиях $T \gg 1$ Бэв, когда полная энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс E_c намного превосходит сумму масс покоя рождающихся частиц, рождение легких и тяжелых частиц с энергетической точки зрения является приблизительно равновероятным. Различие обусловлено в основном спиновым и изотопическим весами. С учетом лишь спинового веса $\prod (2S_i + 1)$ (S_i - спины рождающихся частиц) доля нуклонов и антинуклонов составляет около 40%; учет изотопического веса^{11/} снижает эту величину приблизительно вдвое.

При столкновениях энергичных частиц возможно образование также ядер и антиядер^{12/}; однако, как показывают расчеты, вероятность таких событий невелика. Малой по сравнению с π -мезонами и нуклонами оказывается также вероятность рождения K -частиц.

Таким образом, можно ожидать, что при очень больших энергиях вероятность генерации тяжелых частиц составляет около 25% от числа рождающихся π -мезонов (т.е. 20% от полного числа рождающихся частиц). Как видно из таблицы 1, это значение хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными в космических лучах, во всяком случае до энергий $T \sim 10^6$ Бэв. Следует ожидать, что приблизительно половину всех тяжелых частиц составляют при этом античастицы²⁾.

Что касается вероятности генерации пар гиперонов и антигиперонов при очень больших энергиях, то в настоящее время трудно сказать что-либо

2) Экспериментальные значения $\bar{n}_{\pi^{\pm}}$ на рис. 1 при $T > 10$ Бэв получены уменьшением на 20% соответствующих экспериментальных значений полного числа рождающихся заряженных частиц (см. /1,3,9/).

Т а б л и ц а 1³⁾

Соотношение легких и тяжелых частиц, рождающихся в неупругих столкновениях нуклонов

Энергия первичной частицы Т Бэв	Тяжелые частицы вес частицы
10 - 120	0,20 ± 0,06
10 ² - 10 ³	0,22 ± 0,06
10 ³ - 10 ⁵	0,20 ± 0,05
10 ⁶	0,18 ± 0,10

определенное. Если верна гипотеза глобального взаимодействия барионов с Π -мезонами, то для сечения генерации пар гиперонов и антигиперонов при $T \gg 1$ Бэв можно ожидать величину такого же порядка, что и для нуклон-antinуклонных пар. Суммарная вероятность образования тяжелых частиц в этом случае была бы заметно больше 20%. Однако большие экспериментальные ошибки и приближенный характер наших расчетов не позволяют еще сделать каких-либо определенных выводов. Для решения этого вопроса необходимо прежде всего получить оценки вероятностей рождения пар гиперонов и антигиперонов на ускорителях при энергиях в несколько десятков Бэв.

Мы хотим подчеркнуть, что этот вопрос представляет принципиальный интерес.

В заключение этого раздела отметим, что при энергиях $T \gg 1$ Бэв число рождающихся частиц остается приблизительно постоянным независимо от вида частиц, сталкивающихся с нуклоном мишени.

3. Распад Π -мезонов

Нейтральные Π -мезоны, родившиеся при столкновении энергичных частиц, в последующем могут распасться на γ -кванты, а заряженные Π -

3) По данным доклада Д.Х.Перкинса /13/.

-мезоны - на нейтрино и μ -мезоны. Вследствии релятивистского сокращения времени вероятность распада существенно зависит от энергии π -мезона. Так как время жизни π^0 -мезона очень мало ($\tau_0 \approx (1,9 \pm 0,8) \cdot 10^{-16}$ сек), то подавляющая часть γ -квантов генерируется вблизи мишени, в которой рождаются π -мезоны; наоборот, значительное число заряженных π -мезонов ($\tau_{\pm} \approx (2,55 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}$ сек) распадается на нейтрино и μ -мезон лишь на расстояниях в десятки и сотни метров от мишени.

При больших энергиях средний импульс рождающихся π -мезонов в системе центра масс

$$\bar{p} \approx \frac{E_c}{n} \sim T^{3/4} \quad (4)$$

и очень медленно изменяется с ростом T . Кроме того, статистические расчеты и экспериментальные данные указывают, что в системе центра масс положение максимума в импульсном распределении практически не меняется в широкой области энергий от нескольких Бэв до сотен и тысяч Бэв (см.рис.2). Но именно эта часть спектра определяет генерацию нейтрино и μ -мезонов на расстояниях в несколько десятков метров от мишени, которые являются наиболее важными с практической точки зрения. В этом случае для оценки по порядку величины интенсивностей пучков нейтрино и μ -мезонов, генерированных пучком ускоренных протонов с энергией в несколько сотен Бэв, можно использовать спектр π -мезонов, вычисленный при энергии в несколько десятков Бэв.

4. Генерация пучков γ -квантов

Среднее число γ -квантов, рождающихся в расчете на одно неупругое нуклон-нуклонное взаимодействие в веществе мишени, равно удвоенному числу рождающихся при этом π^0 -мезонов и определяется кривыми на рис. 1

$$\bar{n}_{\gamma}(T) = 2 \bar{n}_{\pi^0}(T) \approx \bar{n}_{\pi^{\pm}}(T). \quad (5)$$

При большой энергии первичного пучка протонов практически все γ -излучение в лабораторной системе координат сосредоточено в узком телесном угле около $\theta \sim 0$. Число всех γ -квантов с энергией, большей некоторого K , излученных под углом θ к направлению пучка первичных протонов с энергией T ,

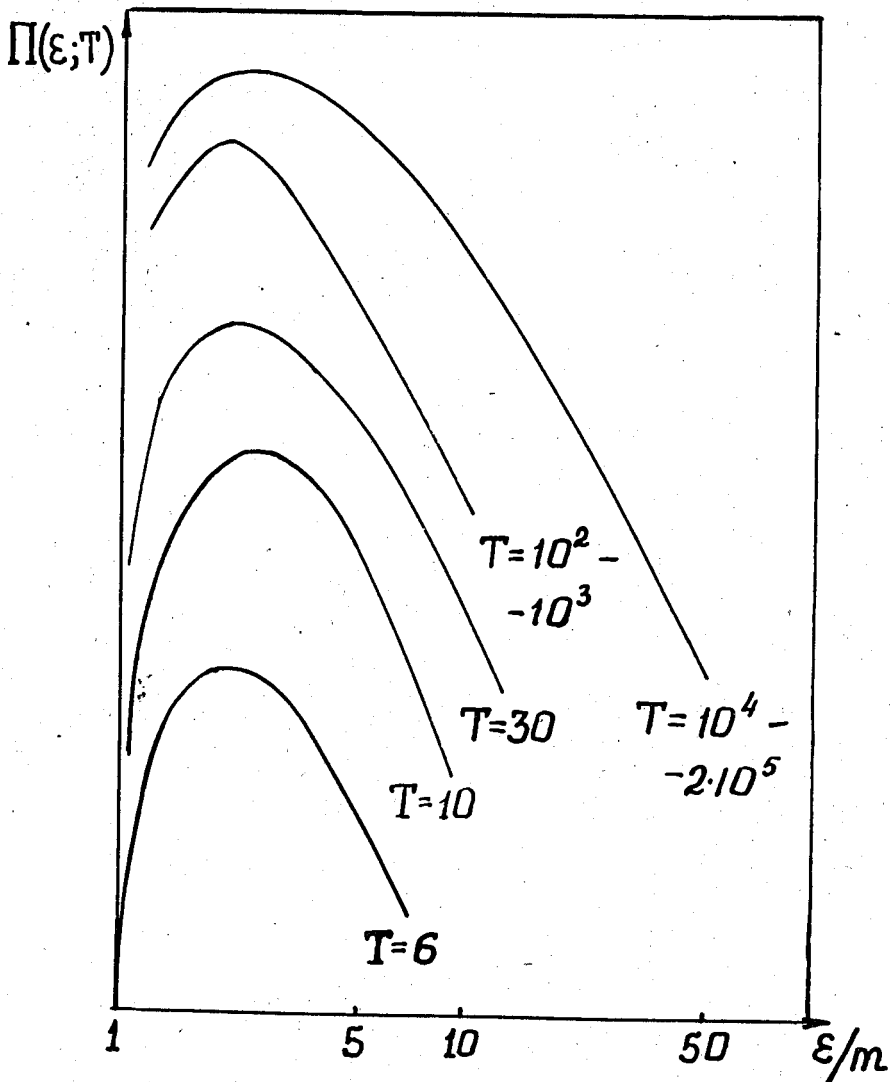


Рис. 2. Энергетическое распределение π -мезонов, рождающихся в пр-столкновении (в произвольных единицах). Две верхних кривых взяты из доклада Перкинса/13/. Энергия π -мезонов ϵ указана в единицах π -мезонной массы. T - кинетическая энергия первичного протона в Бэв. Система центра масс.

$$\Gamma(k; \theta; T) = 2\bar{n}_\gamma(T) \int_k^{p_{\max}(T)} dq \int_q^{p_{\max}(T)} \Pi(p; \theta; T) \frac{dp}{p}, \quad (6)$$

где функция $\Pi(p; \theta; T)$ описывает импульсное распределение π^0 -мезонов, генерированных в pp - и pn -столкновениях под углом θ ; p - импульс π -мезона ^{/14,15/}.

На рис. 3 приведены значения $\Gamma(k; \theta; T)$ для угла $\theta=0$ в лабораторной системе координат. Нормировка вычисленной по статистической теории Ферми функции $\Pi(p; \theta; T)$ выбрана таким образом, что

$$2\pi \int_0^\pi \Gamma(0; \theta; T) \sin \theta d\theta = \bar{n}_\gamma(T). \quad (7)$$

Более подробные данные приведены в работах ^{/15,16/}.

Следует отметить, что в эксперименте будет примешиваться значительный фон тормозного излучения γ -квантов, который не учтен при наших вычислениях.

5. Генерация пучков нейтрино

Полное число нейтрино с энергией, большей некоторого K ,

$$V(k; \theta; L; T) = \frac{\bar{n}_\nu(T)}{\beta} \int_k^{1/2 p_{\max}(T)} dq \int_{q/\beta}^{p_{\max}(T)} \Pi(p; \theta; T) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{L}{7.68} \frac{m}{p}\right) \right\} \frac{dp}{p}, \quad (8)$$

где L - расстояние до мишени, в которой рождаются π -мезоны, в метрах; θ - угол с направлением пучка первичных протонов; $\beta = 1 - (\frac{u}{m})^2$ (u и m , соответственно, массы μ - и π -мезона; \bar{n}_ν - среднее число нейтрино, рождающихся в расчете на одно неупругое нуклон-нуклонное взаимодействие в веществе ^{/17/}. Очевидно

$$\bar{n}_\nu(T) = \bar{n}_{\pi^\pm}(T) \approx \bar{n}_\gamma(T) \quad (9)$$

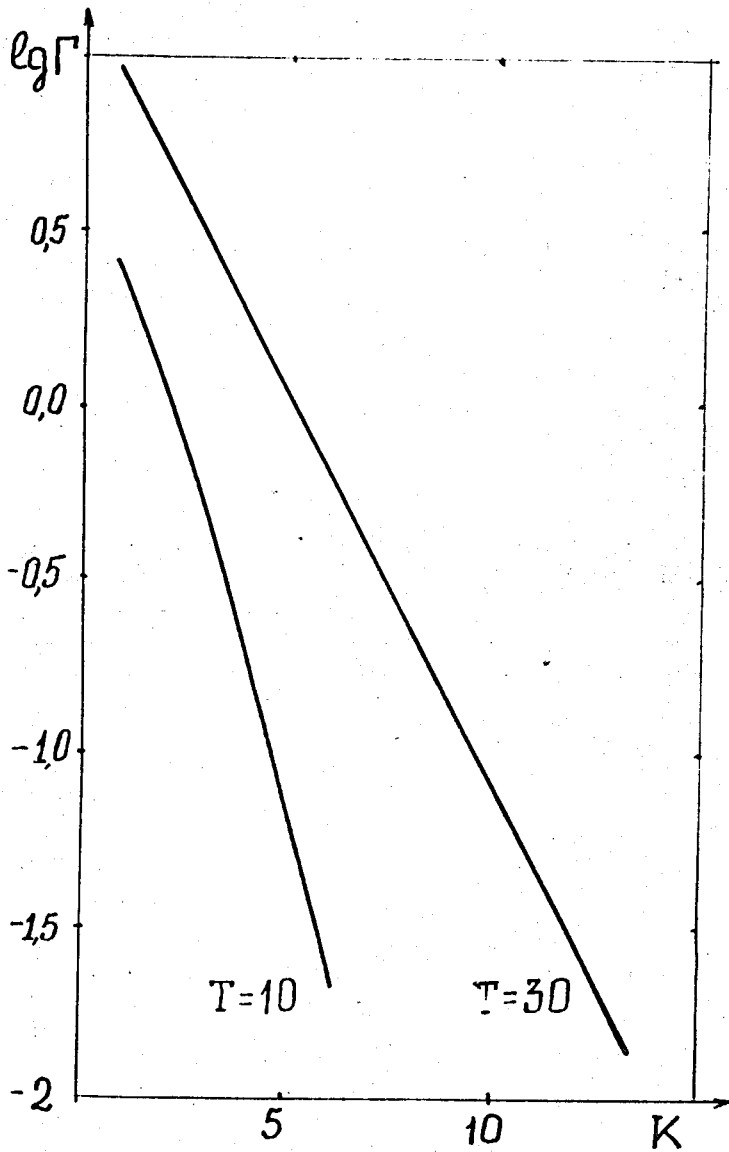
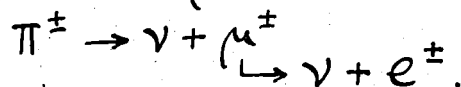


Рис. 3. Число γ -квантов с энергией бо́льшей K , рождающихся в NN -столкновении под углом $\theta=0$. Значения K даны в Бэв. T - кинетическая энергия первичного протона в Бэв. Лабораторная система координат.

Интенсивность потоков нейтрино для различных значений L и T под углом $\theta = 0$ в лабораторной системе координат указана на рис. 4. и 5. Вычисления при энергиях $T > 50$ Бэв выполнены в предположении, что положение максимума в импульсном спектре π -мезонов остается в системе центра масс при этих энергиях тем же самым, что и при $T = 50$ Бэв. (Ср. § 3). Функция $\Pi(p; \theta; T)$ нормирована таким образом, что

$$2\pi \int_0^\pi V(0; \theta; \infty; T) \sin \theta d\theta = \bar{n}_\nu(T). \quad (10)$$

Приведенные на рис. 4 и 5 значения не учитывают фона вторичных нейтрино, образующихся при распадах μ -мезонов:



Такие нейтрино могут дать значительный вклад в области малых K и больших L .

6. Генерация пучков μ -мезонов

Полное число μ -мезонов с энергией, большей некоторого K ,

$$M(K; \theta; L; T) = \frac{\bar{n}_\mu(T)}{b} \int_K^{P_{\max}(T)} dq \int_q^{\left(\frac{m}{\mu}\right)^2 q} \Pi(p; \theta; T) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{L}{7.68} \frac{m}{p}\right) \right\} \frac{dp}{p}, \quad (11)$$

где

$$\bar{n}_\mu(T) = \bar{n}_{\pi^\pm}(T) \quad (12)$$

- среднее число μ -мезонов, приходящееся на одно неупругое \mathcal{NN} -взаимодействие в мишени; все остальные обозначения - те же, что и в формуле (8).

Соответствующие численные значения приведены на рис. 5 и 6; при этом

$$2\pi \int_0^\pi M(0; \theta; \infty; T) \sin \theta d\theta = \bar{n}_\mu(T). \quad (13)$$

В заключение мы хотим еще раз подчеркнуть, что приведенные значения интенсивностей пучков следует рассматривать лишь как ориентировочную оценку порядка величины. При более точных расчетах прежде всего следует ввести поправки на каскадные процессы в веществе мишени и уточнить значения спектра $\Pi(p; \theta; T)$.

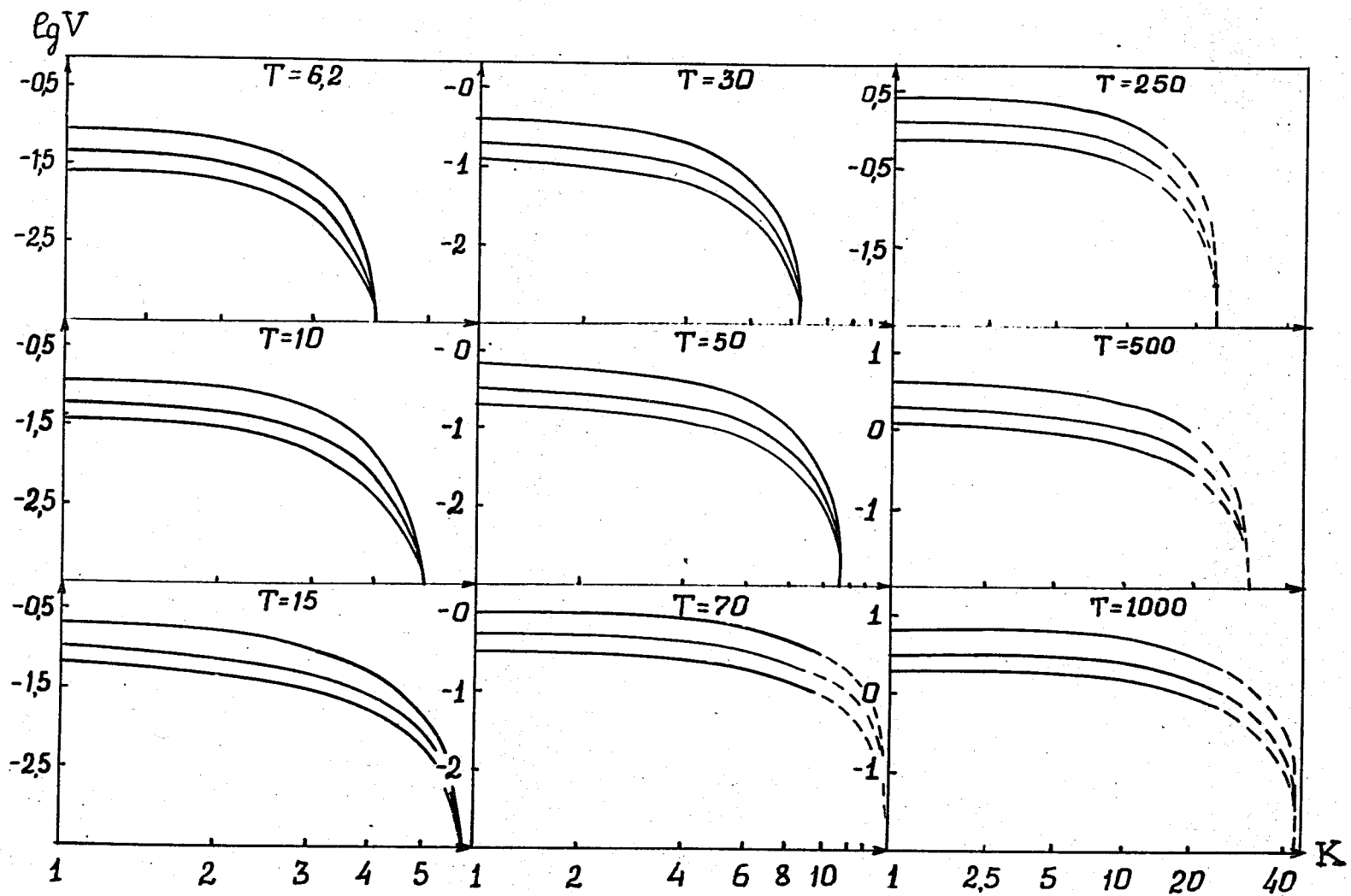


Рис. 4. Число нейтрино с энергией большей K , рождающихся в NN -столкновении под углом $\theta=0$ на различных расстояниях от мишени. На каждом графике верхняя кривая соответствует значению $L=100$ м, средняя кривая - $L=50$ м, нижняя кривая - $L=30$ м. Значения K даны в Бэв. T - кинетическая энергия первичного протона в Бэв. Лабораторная система координат.

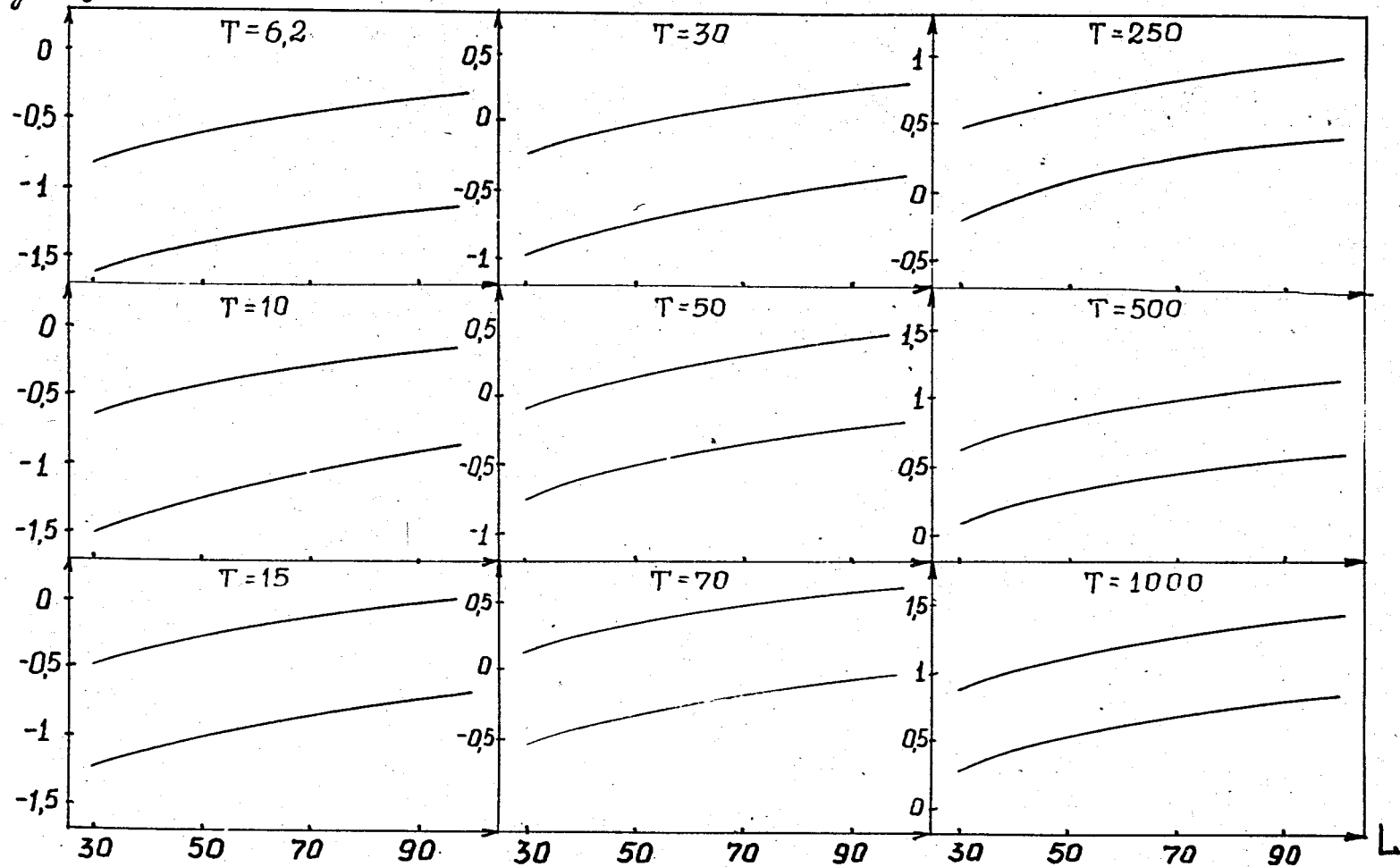
$E_{\nu}V; E_{\nu}M$ 

Рис. 5. Число нейтрино и μ -мезонов с энергией $K > 1$ Бэв, рождающихся в NN -столкновении под углом $\theta=0$, в зависимости от расстояния до мишени L . На каждом графике верхняя кривая μ -мезоны; нижняя нейтрино. Значения L даны в метрах. Лабораторная система координат.

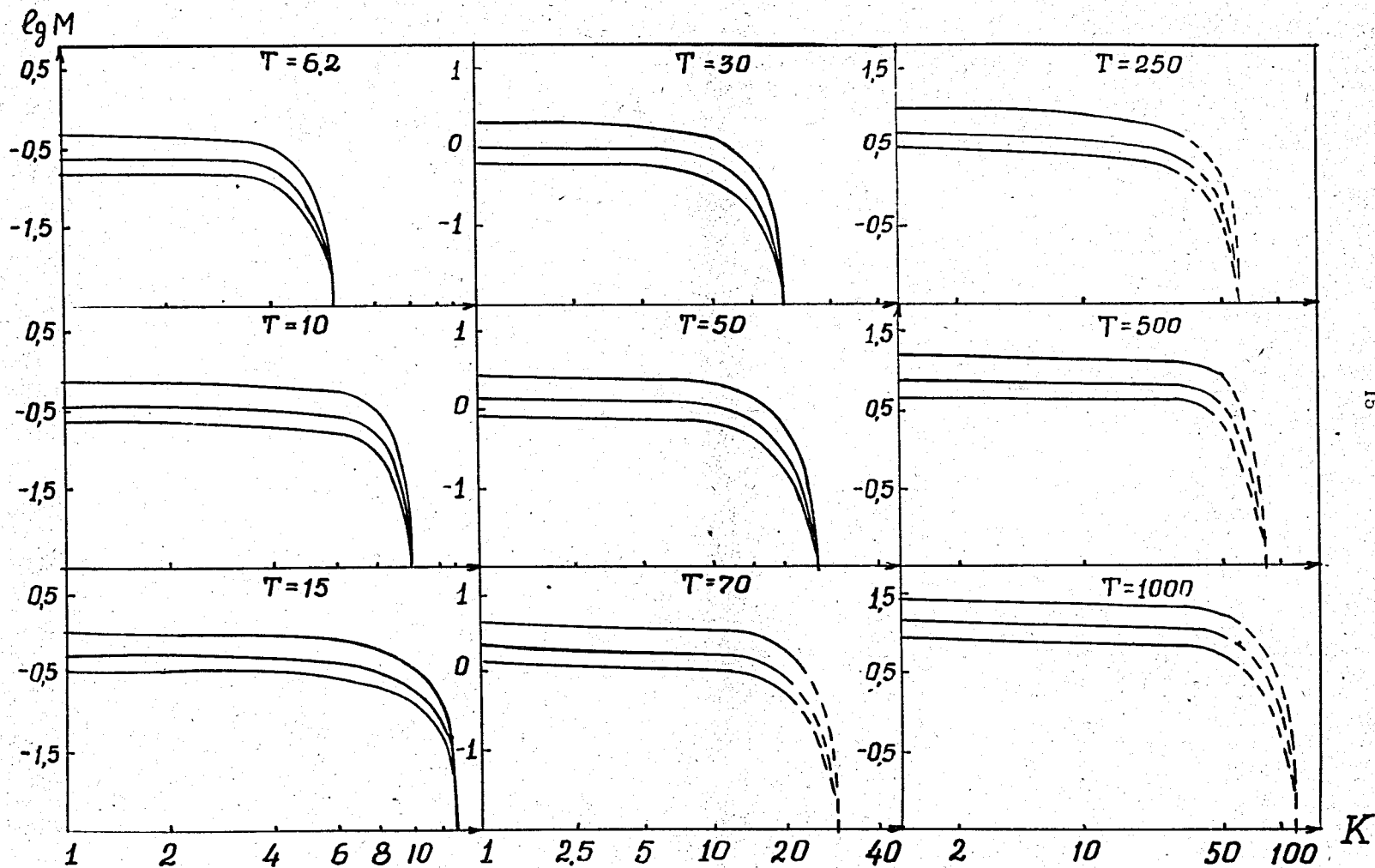


Рис. 6. Число μ -мезонов с энергией больше K , рождающихся в NN -столкновении под углом $\theta=0$ на различных расстояниях от мишени L . На каждом графике верхняя кривая соответствует значению $L=100$ м, средняя кривая - $L=50$ м, нижняя кривая - $L=30$ м. Значения K даны в Бэв. T - кинетическая энергия первичного протона в Бэв. Лабораторная система координат.

Мы благодарны сотрудникам Вычислительного центра Объединенного института ядерных исследований А.Нэр, И.Кухтиной и И.Пузынину за большую помощь при численных расчетах; мы благодарны В.И.Векслеру за критические замечания и ценные советы, многие из которых были использованы при наших расчетах; нам особенно приятно поблагодарить Д.И. Блохинцева и М.А.Маркова, по инициативе которых были выполнены наши расчеты, за многочисленные обсуждения взаимодействий частиц при очень больших энергиях.

Л и т е р а т у р а

1. Материалы международной конференции по теоретическим аспектам явлений при очень высоких энергиях; июнь 1961.
2. "К физике нейтрино высоких энергий" - сборник статей под редакцией М.А.Маркова; препринт ОИЯИ, Д-577 (1960).
3. V.S.Barashenkov; Nuovo Cimento, 14, 656 (1959).
4. V.S.Barashenkov; Fortschr. d. Phys. 2, 49 (1961).
5. V.S.Barashenkov; V.M. Maltsev; Nucl. Phys., 17, 377 (1960).
6. E.Fermi; Prog. Theor. Phys., 5, 570 (1950).
7. С.З.Беленький, В.М.Максименко, А.И.Никишев, Н.Л.Розенталь; УФН, 62, 1 (1957).
8. D.I.Blokhintsev; Symposium CERN v. 2 (1956).
Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов. УФН, 68, 417 (1959).
9. E.Lohrmann, M.N.Tencher, M.Sehein; Phys. Rev. 122, 672 (1961).
10. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев. Препринт ОИЯИ, Р-724, (1961).
11. V.S.Barashenkov, V.M.Barbashev, Nuovo Cimento 7, Suppl., 1, 19 (1958).
12. R.Hagedorn; Phys. Rev. Lett. 5, 276 (1960).
13. D.H.Perkins Доклад см. /1/.
14. R.Sternheimer; Phys. Rev. 99, 277 (1955).
15. В.С.Барашенков, Сянь Дин-чан. "Атомная энергия", 9, 300 (1960).
16. J.V.Behr, R.Hagedorn; CERN 60-20 (1960).
17. В.С.Барашенков, Сянь Дин-чан. "Атомная энергия", 9, 489, (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1961 года.