ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XXIV 1957 1

ФИЗИКА

Г. С. Саакян

Энергетический спектр рождения π-мезонов в атмосфере

(Представлено А. И. Алиханяном 23.X.1956)

В работе, исходя из энергетического спектра μ-мезонов на высоте 3200 *м* [1] и на уровне моря [2, 3], вычислен энергетический спектр рождения π-мезонов. Для решения этой задачи были сделаны следующие предположения. Все μ-мезоны, наблюденные на высоте 3200 *м* над уровнем моря (глубина атмосферы 710 *г/см²*). образуются от распада $\pi^{\pm}$-мезонов. Вид спектра рождения π-мезонов слабо изменяется с глубиною. Третье предположение касается конкретных численных значений параметров λ и l, входящих в рассчет, где λ — средний пробег неупругого ядерного взаимодействия нуклонов в воздухе и l — пробег поглощения нуклонной компоненты в атмосфере. В согласии с работами [2, 4—9] было принято $\lambda = 70$ *г/см²* и $l = 120$ *г/см²*. В области энергии $E > 10$ Бэв, по-видимому, нет существенной разницы между сечениями ядерного взаимодействия протонов и π-мезонов. и для последних также было принято $\lambda = 70$ *г/см²*.

Пусть $n(E, S)dE$ — дифференциальный спектр энергии μ-мезонов на глубине атмосферы S, а $f(E, x)dEdx$ число $\pi^{\pm}$-мезонов с энергией $(E, E + dE)$, рожденных в слое атмосферы $(x, x + dx)$ *г/см²*. Согласно вышеприведенным предположениям примем

$$f(E, x) = f(E)e^{-\frac{x}{l}}. \qquad (1)$$

Наша цель состоит в определении функции $f(E)$. Функции $n(E, S)$ и $f(E)$ связаны между собою соотношением

$$n(E, S) = b\int_0^S \epsilon^{-\int_z^S \frac{dy}{c\rho(y)\tau_\mu(y)}} \frac{dz}{c\rho(z)\tau_\pi(z)} \times$$

$$\times \int_0^z f(\epsilon(x, z))e^{-\frac{x}{l}} e^{-\frac{z-x}{l} - \int_x^z \frac{dy}{c\rho(y)\tau_\pi(y)}}, \qquad (2)$$

где c — скорость света, $\rho(y)$ — плотность воздуха на глубине y, $\tau_\mu(y)$ и $\tau_\pi(y)$ - соответственно времена жизни μ- и π - мезонов на атмосферной глубине y. Из-за ионизационных потерь энергии в воздухе, энергия и, тем самым, время жизни нестабильных частиц будет функцией атмосферной глубины. b есть отношение энергии π - мезона к энергии его продукта распада — μ - мезона. Предполагая, что в системе покоя π - мезона угловое распределение его продуктов распада, т. е. μ - мезона и нейтрино, изотропно, получаем

$$b = 2 \Big/ \left[1 + \left(\frac{m_\mu}{m_\pi}\right)^2\right] \approx 1{,}27\,;$$

здесь m_μ и m_π — энергии покоя μ- и π - мезонов.

Согласно формуле (1) первые два множителя под первым интегралом представляют собой число $\pi^\pm$ - мезонов с вполне определенной энергией, рожденных на глубине x. Второй множитель под тем же интегралом представляет собою вероятность того, что π - мезон, образованный на глубине x, дойдет до глубины z, не испытывая ядерного взаимодействия и не распадаясь. Второй множитель под вторым интегралом есть вероятность того, что π - мезон, который уже дошел до глубины z, распадается в интервале глубин $(z,\ z + dz)$. Первый множитель под этим же интегралом есть вероятность того, что μ - мезон, образованный на глубине z, не распадаясь, дойдет до глубины S. Наконец $\varepsilon(x,\ z)$ — энергия π - мезонов,

$$\varepsilon(x,\ z) = bE + bk(S - z) + K(z - x). \qquad (3)$$

Величина энергии π - мезона в точке его рождения x подобрана так, чтобы μ - мезон, наблюденный на глубине S, имел энергию E. Здесь $K \approx 2$ Мэв — ионизационные потери энергии релятивистских частиц в 1 $г/см^2$ воздуха.

В области сравнительно малых энергий $\varepsilon < 4$ Бэв спектр рождения π - мезонов в воздухе $f(\varepsilon,\ x)$ был определен в работах ([10, 11]). В работе ([12]) этот спектр рождения был определен в графите до энергии порядка 10 Бэв. Поэтому мы задались целью определить функцию рождения $f(\varepsilon)$ в области больших энергий $E > 5$ Бэв. Избранный здесь способ определения функции $f(\varepsilon)$ не дает возможности вычислить эту функцию в области сравнительно малых энергий, где ионизационные потери энергии частиц играют существенную роль. Имея в виду именно область энергии μ - мезонов $E > 10$ Бэв, можно функцию $f[\varepsilon(x,\ z)]$ по среднему значению вывести из-под интегралов. Вообще при таких энергиях можно пренебречь ионизационными потерями энергии и $\varepsilon(x,\ z)$ считать независящей от x и z, т. е. принимать $\varepsilon \approx \approx bE$. Итак, из (2) имеем.

$$n(E,\ S) = Q(E,\ S) f[bE + 0{,}5KS(b + 0{,}5)], \qquad (4)$$

где $Q(E,\ S)$ имеет следующий смысл

$$Q(\Xi,\ S)=b\int_0^s e^{-\frac{z}{\lambda}-\int_z^s\frac{dy}{c\rho(y)\tau_\mu(y)}}\frac{dz}{c\rho(z)\tau_\pi(z)}\times$$

$$\times\int_0^z e^{x\left(\frac{1}{\lambda}-\frac{1}{l}\right)-\int_x^z\frac{dy}{c\rho(y)\tau_\pi(y)}}dx. \qquad (5)$$

Интеграл (5) был вычислен численным способом для $S = 700 г/см^2$. На первый раз мы исходили из представления изотермической атмосферы, предполагая, что $\rho(y)=\rho_0 y/1033$, где ρ_0 — плотность воздуха на уровне моря. Во избежание возможных ошибок был произведен второй и более точный расчет для реальной атмосферы. При этом была использована зависимость давления в атмосфере от высоты, приведенная в работах ([13, 14]). Разница между результатами обоих расчетов оказалась незначительной. На рис. 1 приведена зависимость функции $Q(E, 700)$ от энергии μ- мезонов E. Из-за ограниченности места здесь мы не имеем возможности подробно обсудить поведение и физический смысл функции $Q(E, 700)$.

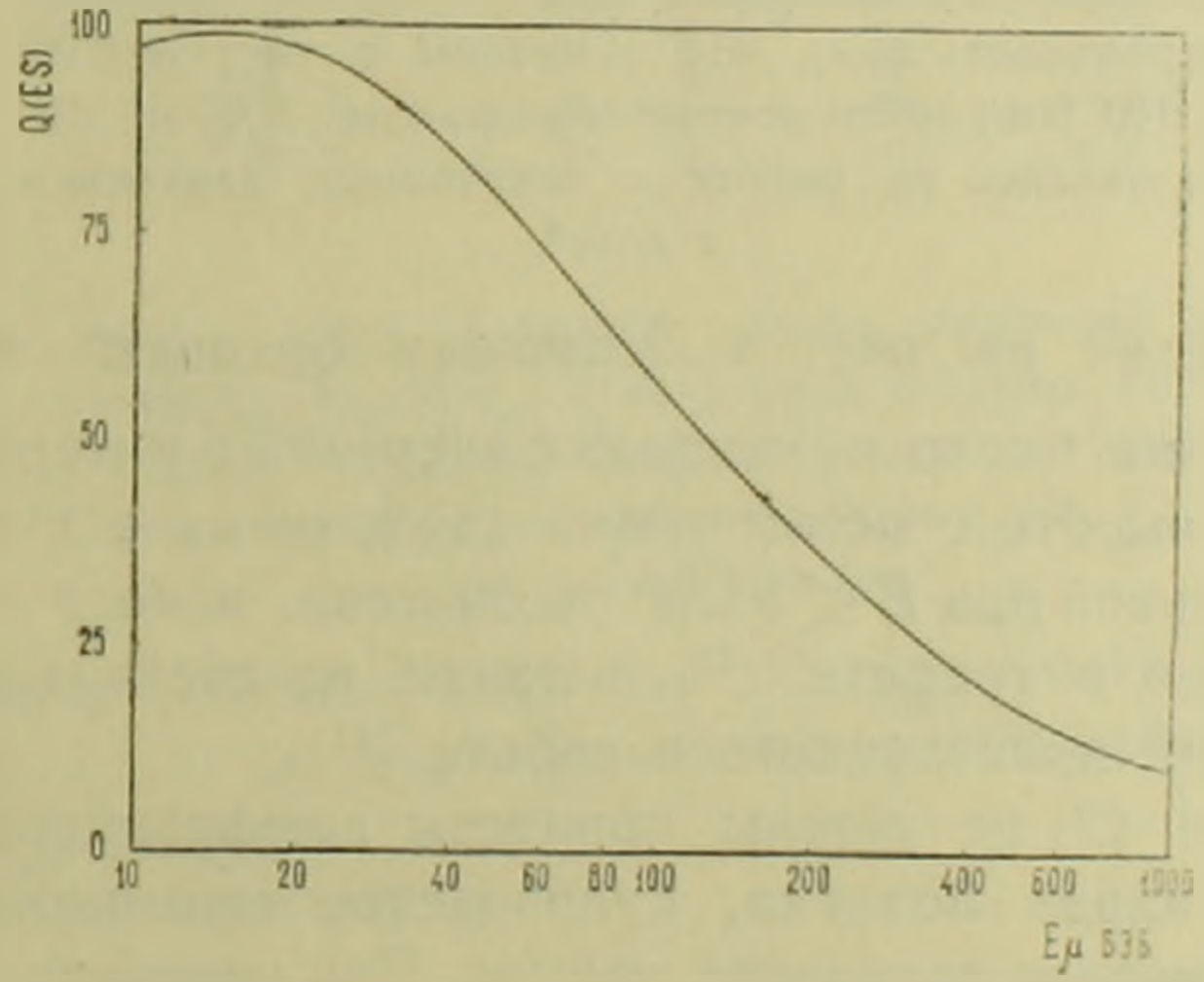

Рис. 1. Зависимость функции $Q(E, S)$ от энергии μ-мезонов для $S=700 г/см^2$. По оси абсцисс шкала логарифмическая.

Обозначим через $\varphi(E, z)$ результат, полученный из (2) после интегрирования по x, имеем

$$n(E, S) = \int_0^s \varphi(E, z)dz. \qquad (6)$$

Отношение $\varphi(E, z)/n(E, S)$ представляет собою долю μ-мезонов, приходящих из глубины z, или вероятность того, что мезон с энер-

гией E, наблюденный на глубине S, приходит из глубины z. Обозначим эту вероятность через $W(E, S, z)$. На рис. 2 изображена W в зависимости от E для $S = 700$ $г/см^2$, при $E = 30$ и 100 Бэв. Теперь, исходя из уравнения (4), мы можем определить энергетический спектр рождения π-мезонов в воздухе $f(\varepsilon)$. Входящая в это уравнение функция $Q(E, 700)$ известна из рис. 1, а энергетический спектр μ-мезонов $n(E, 700)$ известен из работ ([1-3]). Окончательный результат

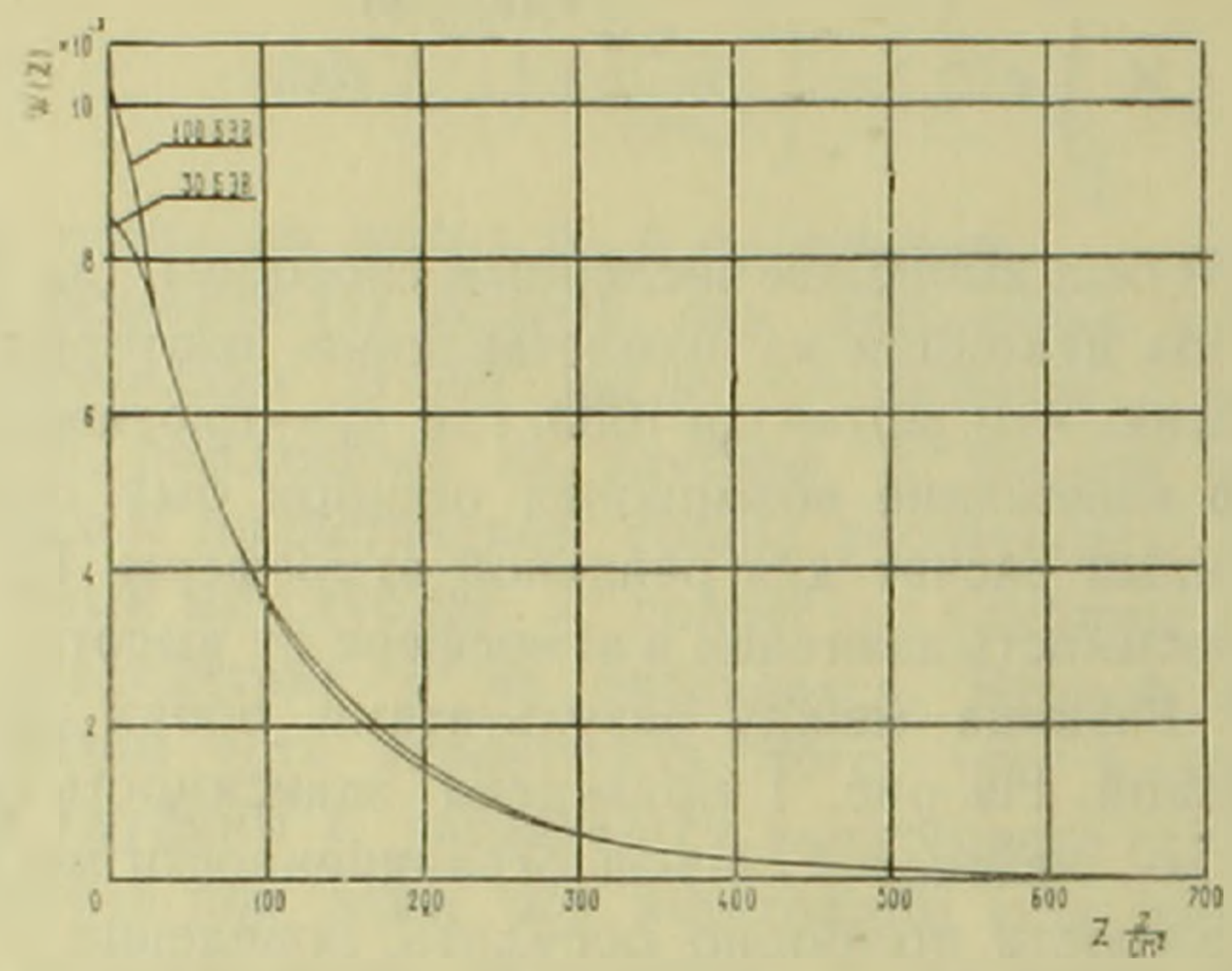

Рис. 2. По оси абсцисс отложено остаточное давление в атмосфере в $г/см^2$, а по оси ординат вероятность того, что μ-мезоны с энергией 30 и 100 Бэв, наблюденные на высоте 3200 $м$, образовались на высоте с остаточным давлением z $г/см^2$.

расчетов приведен на рис. 3. Умножая ординаты этой кривой на $e^{-x/l}\,dx\,dE$, получим число π-мезонов с энергией в интервале $(E, E+dE)$, рожденных на высоте с остаточными давлениями в интервале $(x, x+dx)$. Часть кривой при $E < 5$ Бэв рассчитана, исходя из спектра рождения π-мезонов в графите ([12]), а также из спектра рождения π-мезонов в воздухе, приведенного в работе ([11]).

В формуле (2) не учтены процессы диффракционного рассеяния π-мезонов на ядрах воздуха, кулоновское многократное рассеяние и, наконец, тормозное излучение частиц. При энергиях $E \gtrsim 6$ Бэв, для которых и были произведены расчеты, углы диффракционного рассеяния π-мезонов и кулоновского многократного рассеяния очень малы и соответствующие процессы не окажут влияния на результат расчетов. Что касается тормозного излучения π- и μ-мезонов, то этот процесс для этих частиц начинает эффективно действовать лишь при энергиях несколько тысяч Бэв и выше. А найденный спектр простирается до энергии 1000 Бэв. Сравнение полученного спектра рождения π-мезонов в воздухе с первичным спектром нуклонов может дать важные сведения о средних характеристиках актов ядерных взаимодействий нуклонов больших энергий. Этому вопросу будет посвящена отдельная работа.

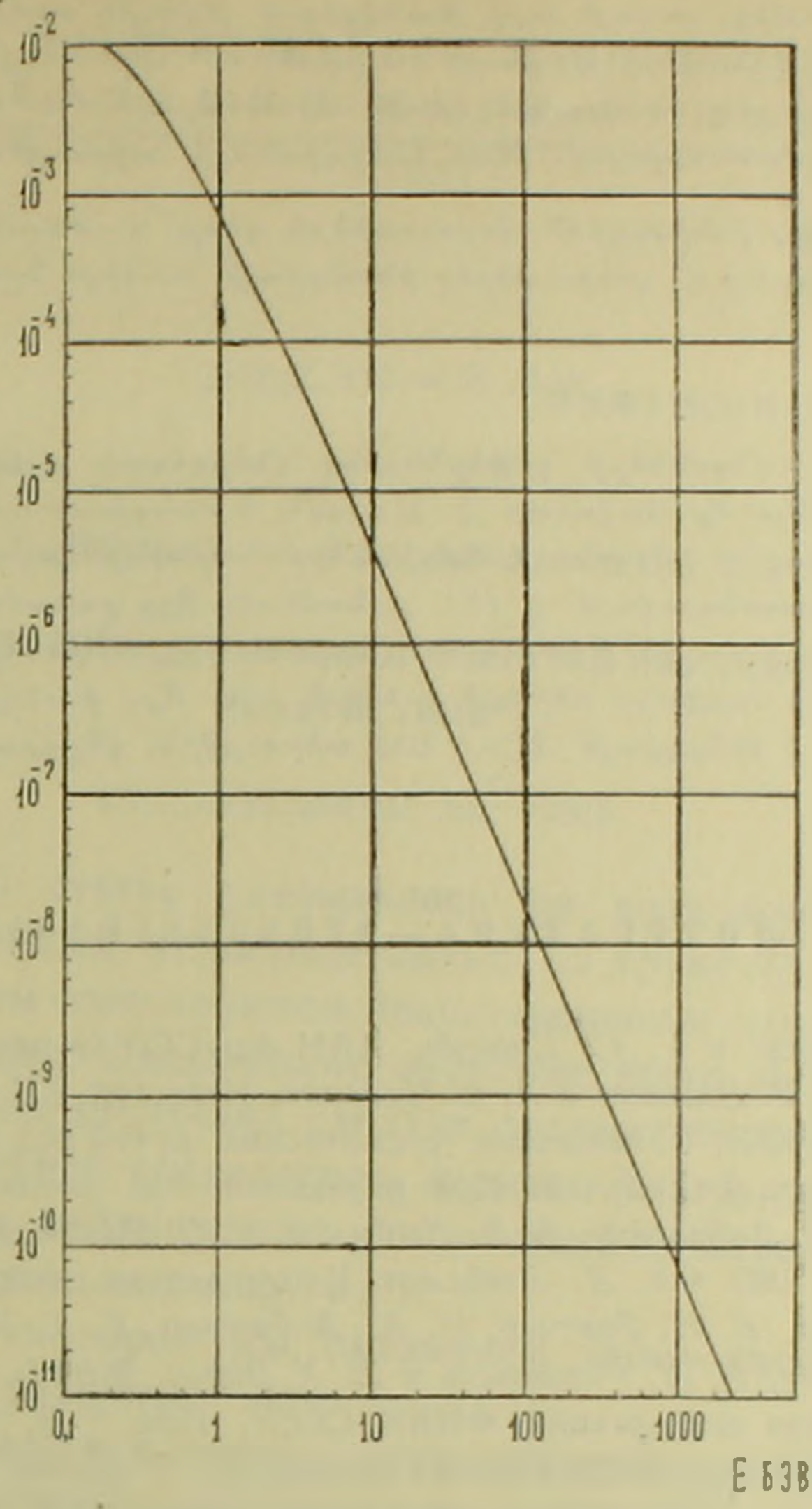

Рис. 3. Энергетический спектр рождения вертикального потока π-мезонов в воздухе. По оси абсцисс отложены энергии частиц в единицах Бэв, а по оси ординат—числа π-мезонов в $см^{-2}$ $сек^{-1}$ $стер^{-1}$ $Бэв^{-1}$

Пользуюсь случаем выразить благодарность С. Н. Вернову и Н. М. Кочаряну за ценное обсуждение настоящей работы.

Физический институт
Академии наук Армянской ССР

Գ. Ս. ՍՍՉԱԿՅԱՆ

π - մեզոնների ծնման սպեկտրը մթնոլորտում

Հայտնի է, որ հիմնականում μ - մեզոններն առաջանում են π - մեզոնների տրոհումից։ Հաշվի առնելով μ - մեզոնների առաջացման այլ մեխանիզմների և պրյուրների դերը, կարելի է հաստատել միարժեք կապ որևէ բարձրության վրա դիտված այդ մասնիկների էներգետիկ սպեկտրի և մթնոլորտում π - մեզոնների ծնման սպեկտրի միջև։ Ելնելով, որ π - մեզոնների ծնման ֆունկցիայի տեսքը կախված չէ մնացորդային

մքնոլորտային ճնշումից, սակայն այդ ֆունկցիայի թվային արժեքը նվազում է էքսպոնենցիալ ձևով (տես բանաձև (1)), ցույց է տրված, որ հիշատակված երկու սպեկտրների միջև գոյություն ունեցող փոխադարձ կապն արտահայտվում է տեքստում բերված (2) ինտեգրալ հավասարման միջոցով: Մեծ էներգիաների տիրույթում՝ $E \gtrsim 5$ Բեվ, որտեղ կարելի է արհամարհել իոնիզացիոն կորուստների դերը, π-մեզոնների ձնման անհայտ ֆունկցիան՝ $f(\varepsilon_\pi)$ կարելի է դուրս բերել ինտեգրալի տակից: Դրանից հետո մենք ստանում ենք

$$n(E,\ S) = Q(E,S)f(bE)$$

որտեղ $n(E,\ S)$-ը μ-մեզոնների դիֆերենցիալ էներգետիկ սպեկտրն է այն բարձրությունում, որտեղ ճնշումը հավասար է S գ/սմ², b հաստիանում է π-մեզոնի և նրա տրոհումից առաջացող μ-մեզոնի էներգիաների հարաբերությունը, իսկ $Q(E,\ S)$ մի ֆունկցիա է, որը արտահայտվում է (5) բանաձևով: Այդ բանաձևում բերված կրկնակի ինտեգրալը հնարավոր է հաշվել թվայնորեն: Հաշվման արդյունքները բերված են նկ. 1-ում: π-մեզոնների ձնման սպեկտրը բերված է նկ. 3-ում: Այդ ֆունկցիայի կորի այն մասը, որը վերաբերվում է էներգիայի $E > 5$ Բեվ տիրույթին, վերցրած է [11] և [12] աշխատանքներից:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Н. М. Кочарян* и *Г. С. Саакян*, ДАН АрмССР (в печати). [2] *С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Г. Т. Зацепин* и *А. Е. Чудаков*, Известия АН СССР, серия физ., 19, 493, 1955. [3] *Е. Джордж*, Наблюдение космических лучей под землей и их объяснение, Физика космических лучей. Под редакцией Дж. Вильсона, И. Л. М. 1954. [4] *С. А. Азимов, Н. А. Добротин, Л. Л. Любимов, К. П. Рыжкова*, Известия АН СССР, серия Физ., 17, 80, 1933. [5] *А. Л. Любимов*. Кандидатская диссертация. ФИАН СССР, 1954. [6] *Н. Г. Биргер, В. И. Векслер, Н. А. Добротин, Г. Т. Зацепин, Л. В. Курносова, А. Л. Любимов, И. Л. Розенталь* и *Л. Х. Эйдус*, ЖЭТФ. 19, 826, 1949. [7] *Г. Т. Зацепин*, Докторская диссертация, ФИАН СССР, 1954. [8] *К. П. Рыжкова* и *Л. И. Сарычева*. ЖЭТФ, 28, 618, 1955. [9] *М. Е. Каплон, Г. З. Клоуз, Д. А. Ритсон* и *В. Д. Волкер*, Phys. Rev. 91, 1573, 1953. [10] *М. Сандс*. Phys. Rev. 77, 180. 1950. [11] *Г. М. Гарибян* и *И. И. Гольдман*. ЖЭТФ, 26, 257. 1954. [12] *Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян* и *А. С. Алексанян*, Изв. АН СССР, серия Физ. 19, 508, 1955. [13] УФН, 48, 609. 1955. [14] *Б. Росси*, Частицы больших энергий, ГИТТЛ, М., 1955.