

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ**

*Н. Г. Биргер, В. Д. Михайлов, И. Л. Розенталь,
Л. И. Сарычева*

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы сильного взаимодействия частиц высоких энергий являются в настоящее время предметом растущего интереса физиков. Две причины объясняют, как можно полагать, это обстоятельство. Одна из них — это быстрое развитие ускорительной техники, расширяющее область энергий, доступную для точных измерений. Другая причина состоит в том, что в последние годы появились некоторые надежды на преодоление длительного кризиса теории сильных взаимодействий, связанные с развитием новых методов, отличных от обычных методов квантовой теории поля. Мы имеем в виду направление теории, основанное на использовании наиболее общих свойств фундаментальной матрицы рассеяния (S -матрицы). К таким общим свойствам относятся прежде всего локальность взаимодействия, аналитичность и унитарность*). Аналитические свойства S -матрицы лежат в основе дисперсионных соотношений для амплитуд рассеяния. Следует подчеркнуть, что в настоящее время дисперсионные соотношения являются наиболее перспективным методом теории сильных взаимодействий.

Полная система дисперсионных соотношений в совокупности с условием унитарности, возможно, могла бы составить новую теорию. Однако до сих пор указанную систему получить не удалось. Даже если бы она была получена, возник бы далеко не простой вопрос о нахождении ее решения и о существовании такового. В настоящее время имеются лишь отдельные дисперсионные соотношения. Из них, однако, уже оказалось возможным сделать определенные выводы об асимптотическом поведении амплитуд некоторых процессов при больших энергиях (см., например, ^{2, 3}). При этом были использованы так называемые двойные дисперсионные соотношения (по двум переменным: энергии и передаваемому импульсу), введенные Мандельштамом ⁴.

Важно отметить, что эта теория уже сейчас приводит к целому ряду экспериментально проверяемых выводов, в частности, касающихся взаимодействия частиц при больших энергиях. Цель настоящей статьи состоит в анализе экспериментальных данных о взаимодействии частиц большой энергии и сопоставлении их с выводами теории**).

*) Более подробно эти вопросы освещены в обзоре ¹.

***) Упомянутое направление развивается чрезвычайно бурно. Настоящая статья отражает состояние вопроса ко времени ее написания (август 1962 г.).

§ 2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРИИ

В этом параграфе приводятся основные выводы теории, относящиеся к области больших энергий, которые могут быть (по крайней мере в принципе) проверены на опыте. При этом мы приводим также некоторые результаты, полученные в обычной квантовой теории поля применительно к сильным взаимодействиям. Эти результаты относятся к тем случаям, когда данная теория представляется применимой.

1. **П о л ю с н о е п р и б л и ж е н и е.** Хотя несостоятельность первоначальных мезонных теорий в области малых расстояний была очевидна, сохранилась надежда, что на достаточно больших расстояниях обычные полевые методы в состоянии правильно описать процессы сильного взаимодействия. Это представление нашло отражение в методе Чу и Лоу⁵ расчета сечений процессов сильного взаимодействия, когда взаимодействие происходит путем обмена одной виртуальной частицей. В этом случае амплитуда $A(t)$ как функция квадрата передаваемого 4-импульса $t = (p_1 - p_2)^2$ имеет полюс в точке $t = m^2$ *) (m — масса обмениваемой виртуальной частицы, p_1 и p_2 — 4-импульсы частицы до и после соударения):

$$A(t) = \frac{A_1}{t - m^2} + A_2(t). \quad (2,1)$$

где A_2 — неполюсные члены, которыми пренебрегают. Поскольку в физической области $t < 0$, точка полюса по t достигается только в нефизической области, и чем дальше от полюса m^2 лежит значение t , тем большую роль в выражении (2,1) играют неполюсные члены **).

В. Б. Берестецкий и И. Я. Померанчук рассмотрели в одномезонном приближении неупругие процессы превращения двух частиц в три и двух в четыре при больших энергиях⁷. Они ограничивались малыми передаваемыми импульсами $|t| \lesssim m_\pi^2$. При этом оказалось, что если исходить из постоянства полного сечения при больших энергиях, то получается логарифмический рост неупругого сечения превращения двух частиц в четыре с энергией и постоянство сечения превращения двух частиц в три. Это не согласуется с исходным предположением о постоянстве полного сечения. Однако никакого противоречия не возникает, если предположить, что полное сечение падает как $1/\ln E$.

Если в действительности все же имеет место постоянство сечения, то, по-видимому, существуют причины, ограничивающие в данном случае применимость полюсного метода.

К аналогичному выводу относительно поведения сечения как $1/\ln E$ пришел В. Н. Грибов² с помощью дисперсионных соотношений. Что касается применимости полюсного метода к процессам при очень высоких энергиях ($E \rightarrow \infty$), то целесообразно заметить, что в работе²¹ приводятся соображения, указывающие на противоречие этого метода с условием унитарности при больших энергиях (парциальное сечение расходится как $\ln E$).

2. **М е т о д к о м п л е к с н ы х о р б и т а л ь н ы х м о м е н т о в.** Большой интерес вызывает в настоящее время метод подхода к сильным взаимодействиям, основанный на исследовании свойств амплитуд как функций орбитального момента l в комплексной плоскости l . Первоначальные работы в этом направлении принадлежат Редже⁹. Последний изучал аналитические свойства решений нерелятивистского уравнения

*) Принята система единиц $\hbar = c = 1$.

**). С помощью этого метода можно оценить сечения периферических процессов (см., например, ^{6,8,21}).

Шрёдингера в комплексной плоскости l и показал, что поведение амплитуды рассеяния при больших переданных импульсах определяется положением полюса амплитуды парциальной волны как функции момента l . При этом амплитуда имеет вид $f(s)l^{l_0}$, где $s = (p_1 + q_1)^2$ *, $l_0 = l_0(t)$ — положение полюса. Дальнейшие работы ^{10, 11} показали, что в релятивистском случае амплитуды парциальных волн также являются аналитическими функциями момента l и в смысле асимптотического поведения при больших s может возникать ситуация, подобная нерелятивистской теории, т. е. получается следующая асимптотика амплитуды при больших энергиях:

$$\text{Im } A \sim f(t) s^{l_0(t)}. \quad (2,2)$$

Полученная асимптотика не соответствует обычной дифракционной картине ^{10, 12}. В классической картине дифракции амплитуда рассеяния имеет вид

$$A(s, t) = sf(t). \quad (2,3)$$

Изучение аналитических свойств амплитуды на основе представления Мандельштама показало, что асимптотическое поведение вида (2,3) трудно согласовать с условиями унитарности и аналитичности (В. Н. Грибов ²). В то же время, как показал Фруассар ¹³, из условия унитарности и представления Мандельштама вытекает, что

$$|A(s, 0)| < Cs \ln^2 s, \quad (2,4)$$

что в силу оптической теоремы $\text{Im } A(s, 0) = \sigma$ накладывает следующее ограничение на асимптотическое поведение полного сечения:

$$\sigma(s) < C \ln^2 s. \quad (2,5)$$

В силу (2,2) получаем, что $l_0(0) \leq 1$. Полагая $l_0(0) = 1$, что соответствует предположению о постоянстве полного сечения, можно получить при малых $t < 0$ выражения для мнимой $A_1(s, t)$ и вещественной $D(s, t)$ частей амплитуды ($t \sim -1/\ln s$):

$$\begin{aligned} A_1(s, t) &= C s e^{\gamma t \ln s}, \\ D(s, t) &= C s (-\gamma t) e^{\gamma t \ln s}, \quad \gamma > 0. \end{aligned} \quad (2,6)$$

Такая асимптотика амплитуд оставляет полное сечение взаимодействия при больших энергиях постоянным, так как $A_1(s, 0) = Cs$. В то же время область дифракционного пика сужается как $|t| \sim 1/\ln s$, а сечение упругого рассеяния стремится к нулю как $1/\ln s$ ^{12**}). При этом сечение неупругих процессов стремится к постоянному пределу

$$\sigma_{\text{н.у.}} = \sigma \left(1 - \frac{a}{\ln s} \right), \quad (2,7)$$

где a — постоянная. В рассмотренной картине поведение парциальных амплитуд $a_l(s)$ как функций энергии также существенно отличается от дифракционного. При обычной дифракции $a_l(s) \sim 1$ для достаточно малых l ($l \leq p/m$), а при $l > p/m$ $a_l(s)$ быстро убывают. Здесь же амплитуды убывают как $a_l(s) \sim \frac{1}{\ln s}$ при $l \leq (p/m) \ln^{1/2} s$ и быстро убывают при $l > (p/m) \ln^{1/2} s$. Возникает такая картина, при которой эффективный радиус частиц растет с энергией, сами же частицы становятся более прозрачными ¹⁰.

*) s есть квадрат полной энергии частиц в системе центра инерции, т. е. $s \propto E_0$, где E_0 — энергия падающей частицы в лабораторной системе.

***) См. также ²².

3. Соотношения между сечениями. Ядерные сечения. Условие унитарности при комплексных l , полученное В. Н. Грибовым¹⁰, позволяет написать определенные соотношения между сечениями различных процессов, в которых участвуют сильновзаимодействующие частицы. Так, в¹⁴ было доказано, что для бесспиновых частиц имеет место соотношение

$$\sigma_{\pi K}^2 = \sigma_{\pi\pi}\sigma_{KK}, \quad (2,8)$$

где $\sigma_{\pi\pi}$ — полное сечение взаимодействия π -мезонов, σ_{KK} — K -мезонов и $\sigma_{\pi K}$ — π -мезонов с K -мезонами. Соотношения такого типа имеют место и в случае частиц со спином, например

$$\sigma_{\pi N}^2 = \sigma_{\pi\pi}\sigma_{NN}. \quad (2,9)$$

Вообще справедливо следующее утверждение:

$$\sigma_{AB}\sigma_{CD} = \sigma_{DB}\sigma_{AC}. \quad (2,10)$$

Эти соотношения в настоящее время экспериментально непроверяемы, так как все сильно взаимодействующие частицы нестабильны, за исключением нуклона. Однако, как указано в¹⁴, тем же способом можно получить аналогичную связь сечений для γ -квантов и нуклонов:

$$\sigma_{\gamma N}^2 = \sigma_{\gamma\gamma}\sigma_{NN}, \quad (2,11)$$

которая может быть в принципе проверена на опыте.

Приведенные выше соотношения между сечениями сильных процессов были получены также в¹⁵ с помощью теории матрицы рассеяния. При этом было показано, что имеет место следующая связь между полными сечениями рассеяния нуклона на нуклоне σ_{NN} , нуклона на ядре σ_{NA} и ядра на ядре σ_{AA} при больших энергиях:

$$\sigma_{NN}\sigma_{AA} = \sigma_{NA}^2. \quad (2,12)$$

Как видно, в противоречии с этим соотношением находится зависимость сечений от атомного номера A ядра

$$\sigma_{NA} \sim A^{2/3} \text{ и } \sigma_{AA} \sim A^{2/3}.$$

Однако, как было отмечено выше, возможна такая физическая картина, при которой с увеличением энергии растет радиус нуклона и увеличивается его прозрачность. Тогда для очень больших энергий, по-видимому, может иметь место закон

$$\sigma_{NA} \sim A \text{ и } \sigma_{AA} \sim A^2, \quad (2,13)$$

что согласуется с (2,12). Этой асимптотики ядерные сечения должны достигать при существенно больших энергиях, чем достигается асимптотика сечений для «элементарных» частиц.

Асимптотическое поведение ядерных сечений исследовали также Гелл-Манн и Удгаонкар¹⁶. Они предположили, что при достаточно больших энергиях ($\gg 1$ Бэв) взаимодействие нуклона с ядром можно рассматривать квазиклассически, причем налетающий нуклон взаимодействует независимо с отдельными нуклонами ядра; их движением в ядре пренебрегают. В случае сложного ядра полное сечение оказывается равным $\sigma_{NA} = A\sigma_{NN}$ за вычетом так называемой «теневого» поправки, которая оказывается пропорциональной $1/\ln s$, т. е. стремится к нулю при возрастании энергии.

Грубые численные оценки приближения неупругого сечения к его асимптотическому пределу дают следующие результаты ¹⁶, представленные в табл. I.

Таблица I

	$E_{\text{лаб}}, \text{Бэв}$	10	10^3	10^6	10^9	Асимптотический предел
$A=12$	$\sigma_{NA}^{H,Y}/\pi R_A^2$	0,98	1,40	1,22	1,23	2,29
$A=216$	$\sigma_{NA}^{H,Y}/\pi R_A^2$	1,05	1,44	1,24	1,32	6

Как видно, даже для легких ядер требуются очень большие энергии, чтобы рост неупругого сечения стал легко наблюдаемым. Однако Гелл-Манн и Удгаонкар считают, что для космических энергий эффект может быть значителен, и предсказывают 25%-ное увеличение $\sigma_{NA}^{H,Y}$ для воздуха в области энергий 10^{15} эв по сравнению с его величиной при 10 Бэв. Однако спорным в этой работе является предположение о независимости отдельных нуклонов в ядре. Поэтому механизм перехода закона $\sigma_{NA} \propto A^{2/3}$ в закон $\sigma_{NA} \propto A$ остается не вскрытым окончательно.

4. Т е о р е м а П о м е р а н ч у к а. Одним из важных достижений теории процессов при высоких энергиях оказалась теорема, сформулированная Померанчуком ¹⁷, касающаяся сравнительного поведения полных сечений взаимодействия частиц и античастиц при больших энергиях. Было установлено, что полные сечения взаимодействия частиц и античастиц становятся одинаковыми при достаточно больших энергиях. При этом предполагалось, что полные сечения стремятся к постоянному пределу.

Однако оставался неясным важный вопрос о том, при каких энергиях наступает асимптотический режим, а также по какому закону сечения должны подходить к своему пределу.

В последнее время возникла некоторая возможность понять, чем определяется «скорость» выполнения теоремы Померанчука в зависимости от энергии. Как было указано выше, асимптотическое поведение сечений определяется полюсом Редже $l_0(t)$, обладающим наибольшей величиной $\text{Re } l_0$. Чу и Фраучи указали ¹⁸, что в релятивистской теории условие унитарности накладывает верхнюю границу на величину этого полюса, так что $l_{0\text{max}}(0) = 1$. Поэтому именно этот полюс, названный Чу и Фраучи вакуумным (так как отвечающее ему состояние обладает квантовыми числами вакуума), должен, вообще говоря, определять асимптотику. Однако существуют и другие полюсы, соответствующие различным частицам и резонансам и обладающие квантовыми числами η -, ρ -, ω -, π -мезонов и т. д. Поскольку максимальной величиной $l_0(0)$ обладает вакуумный полюс, обеспечивающий постоянное поведение полного сечения при $E \rightarrow \infty$, остальные полюсы определяют поправки, проявляющиеся при энергиях $E < \infty$. Если исследуемый процесс, рассматриваемый в перекрестном (аннигиляционном) канале, характеризуется такими же квантовыми числами, какими обладают полюсы l_i , то асимптотика сечения будет иметь вид

$$\sigma \propto \text{const} + \sum_i \frac{C_i}{E^{1-l_i(0)}}, \quad (2,14)$$

где E — энергия частицы в лабораторной системе координат, i — индекс полюса, за исключением вакуумного. Так, рассматривая взаимодействие π -мезонов с протонами, получим

$$\sigma_{\pi^-p} - \sigma_{\pi^+p} \propto \frac{1}{E^{1-l_Q(0)}}, \quad (2,15)$$

где l_Q — полюс, отвечающий Q -мезону. Можно получить и другие соотношения для различных сечений¹⁹:

$$\sigma_{\pi^+p} + \sigma_{\pi^-p} \propto \frac{a}{E^{1-l_{\text{вак}}(0)}} + \frac{b}{E^{1-l_{ABC}(0)}} = a + \frac{b}{E^{1-l_{ABC}(0)}}$$

(где l_{ABC} — полюс, отвечающий резонансу, найденному Абашьяном и др.²⁰), а также:

$$\sigma_{K^-p} - \sigma_{K^+p} \propto \frac{c}{E^{1-l_\eta(0)}} + \frac{d}{E^{1-l_\omega(0)}} + \frac{e}{E^{1-l_Q(0)}},$$

$$\sigma_{K^-p} + \sigma_{K^+p} \propto \text{const} + \frac{1}{E^{1-l_{ABC}(0)}},$$

$$\sigma_{\bar{p}p} - \sigma_{pp} \propto \frac{f}{E^{1-l_\eta(0)}} + \frac{g}{E^{1-l_\omega(0)}} + \frac{i}{E^{1-l_Q(0)}},$$

$$\sigma_{\bar{p}p} + \sigma_{pp} \propto \text{const} + \frac{l}{E^{1-l_\pi(0)}} + \frac{m}{E^{1-l_{ABC}(0)}},$$

где l_π, l_ω, l_Q — полюсы, соответствующие π -, ω -, Q -мезонам; c, d, e, f, g, i, l и m — некоторые постоянные. Таким образом, получается интересная связь между зависимостью сечений взаимодействия частиц и античастиц с нуклонами от энергии и положением полюсов, соответствующих элементарным частицам (резонансам). Используя экспериментальные данные о сечениях, можно найти значения этих полюсов.

§ 3. СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π -МЕЗОНОВ И НУКЛОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 2 ДО 28 $B_{\text{эв}}$ С НУКЛОНАМИ

В этом параграфе мы сопоставим данные, полученные с помощью ускорителей с теоретическими выводами, приведенными в предыдущем разделе. При этом используются работы, выполненные на ускорителях в 1961—1962 гг. Более ранние данные содержатся в ряде обзоров (см., например,²³).

1. Полные сечения взаимодействий частиц и античастиц с протонами. В настоящее время полные сечения взаимодействий частиц и античастиц с протонами измеряются в основном с помощью двух методов: а) счетчиковых устройств, б) пузырьковых камер. Первый метод позволяет получать существенно ббльшую статистику, чем второй, а поэтому в дальнейшем используются данные, полученные первым методом.

На рис. 1 приведена схема типичной установки, заимствованная из работы²⁴ (во всех остальных работах использовались аналогичные установки). Пучок вторичных частиц, образованных на внутренней мишени ускорителя, анализируется по импульсам с помощью отклоняющего магнита и фокусируется квадрупольными линзами (на рисунке не указаны) в центре черенковского счетчика \check{C} . Черенковский счетчик выделяет частицы с заданной массой. Отклоняющий магнит $B_{\text{з}}$

очищает пучок от вторичных частиц, образованных в стенках коллиматора, воздухе и черенковском счетчике. Квадрупольные линзы Q_3, Q_4 фокусируют дальше пучок на счетчики $S_4 - S_6$, расположенные за жидководородной мишенью. Измеряются совпадения $(S_1 S_2 S_3 \check{S}_i)$ (где $i = 4, 5, 6$ обозначает счетчики «пропускания») и совпадения $(S_1 S_2 S_3 \check{C})$. Для учета

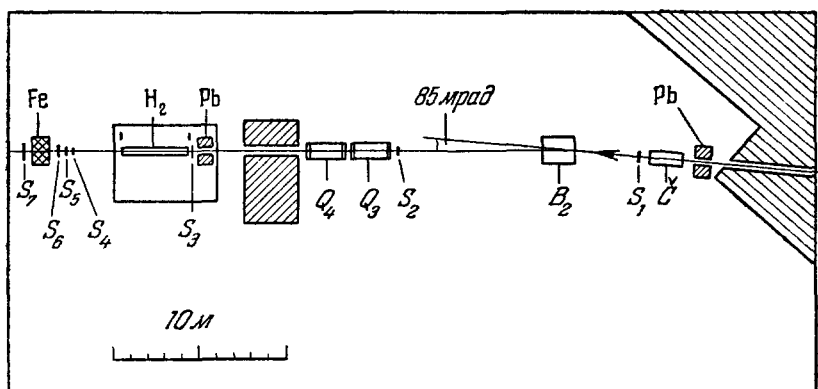


Рис. 1. Схема установки для определения полного сечения взаимодействия частиц с протонами.

числа взаимодействий, образованных в стенках жидководородного контейнера, проводятся также измерения совпадений, когда водородная мишень (H_2) заменена стальными пластинками, имитирующими стенки

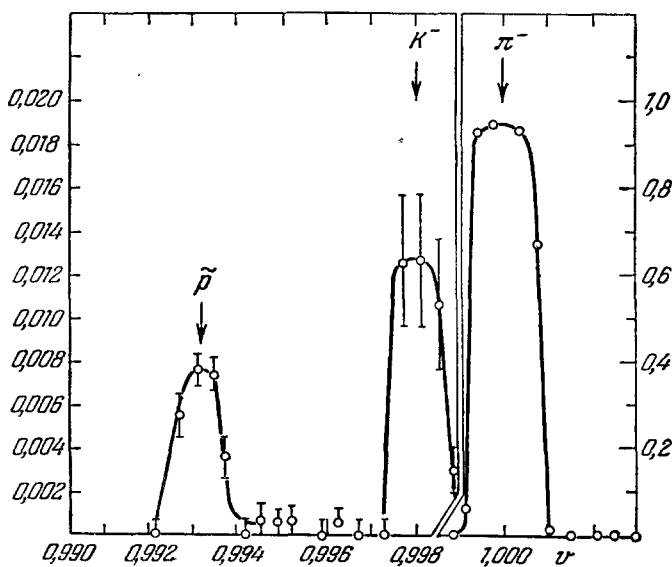


Рис. 2. Спектр масс отрицательных частиц.
По оси абсцисс отложены скорости частиц с импульсом 8 Бев.

контейнера («пустая» мишень). Таким образом, при такой постановке эксперимента измеряется доля частиц, проходящих без взаимодействия через водородную мишень, за исключением случаев рассеяния на малые углы. Для введения поправки на такие события зависимость числа

совпадений от телесного угла, полученная с помощью счетчиков S_4, S_5, S_6 соответственно, экстраполируется к нулевому углу. Углы, перекрываемые счетчиками, выбираются достаточно малыми с тем, чтобы была возможна линейная экстраполяция дифференциального сечения взаимодействия $d\sigma/d\Omega$ к нулевому телесному углу.

Для характеристики разрешения по массам, даваемого черенковским счетчиком, на рис. 2 приводится спектр масс отрицательных частиц

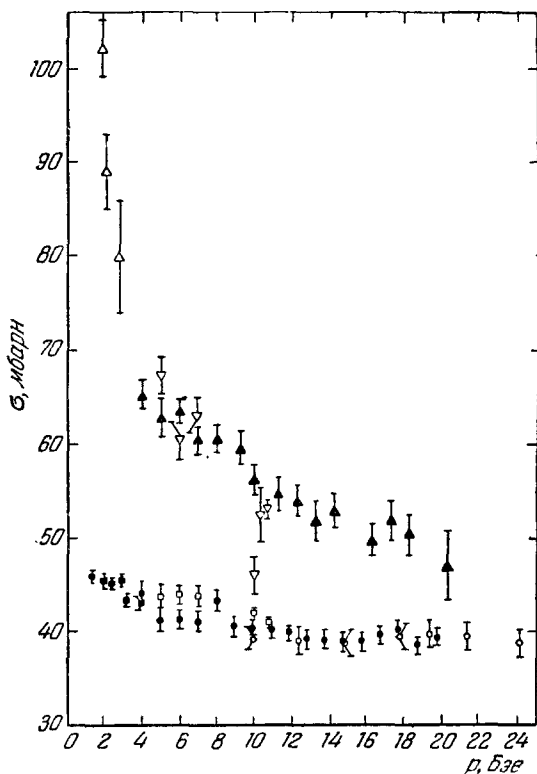


Рис. 3. Полное сечение для pp - и $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействий.

σ_{pp}^{\sim} : ∇ — данные 24, \blacktriangle — 26, \triangle — 46; σ_{pp} : \square — 24, \bullet — 26, \circ — 27, \blacksquare — 47.

абсолютных сечений, обусловленная неточностью в определении эффективной длины мишени, калибровкой «пустой» мишени и т. д.

Следует отметить, что большинство систематических ошибок, перечисленных выше (за исключением б)), не скажутся на разности сечений частиц и античастиц.

Б. А. σ_{pp} , σ_{pp}^{\sim} . Основные результаты были получены в работах 24, 26. Примесь π -мезонов в пучке антипротонов была $\sim 1\%$ при малых импульсах и $\sim 0,2\%$ при импульсе 20 Бэв.

На рис. 3 приведены данные для σ_{pp} и σ_{pp}^{\sim} в интервале импульсов от 2 до 24 Бэв. Для σ_{pp} имеются данные вплоть до 28 Бэв 27. Ошибки, указанные на рисунке, включают в себя как статистические, так и систематические ошибки, перечисленные выше.

*) Напомним, что $c = \hbar = 1$.

с импульсом 8 Бэв *), полученных в аналогичной установке 25. Доля K -мезонов и антипротонов составляет от 0,5 до 2% в интервале импульсов от 3 до 10 Бэв.

Для получения абсолютных значений полных сечений необходимо вводить ряд поправок (помимо той, о которой говорилось выше):

а) Учет кулоновского рассеяния частиц пучка в мишени; эта поправка наиболее существенна при наименьших измеряемых импульсах (так, например, при 4 Бэв поправка $\sim 1\%$).

б) Поправки на примесь частиц другой массы (например, μ -мезонов ($\sim 2-3\%$) и электронов ($\sim 1\%$) в пучке π -мезонов).

в) В случае измерения $\sigma_{K^{\pm}}$ необходимо вводить поправки на изменение числа распадов на лету, связанное с ионизационными потерями энергии в мишени.

г) Помимо этого возможны

на ошибка в измерении абсолютных сечений, обусловленная неточностью в определении эффективной

Значения полных сечений и разность $\Delta = \sigma_{\tilde{p}p} - \sigma_{pp}$ при различных импульсах приведены в табл. II.

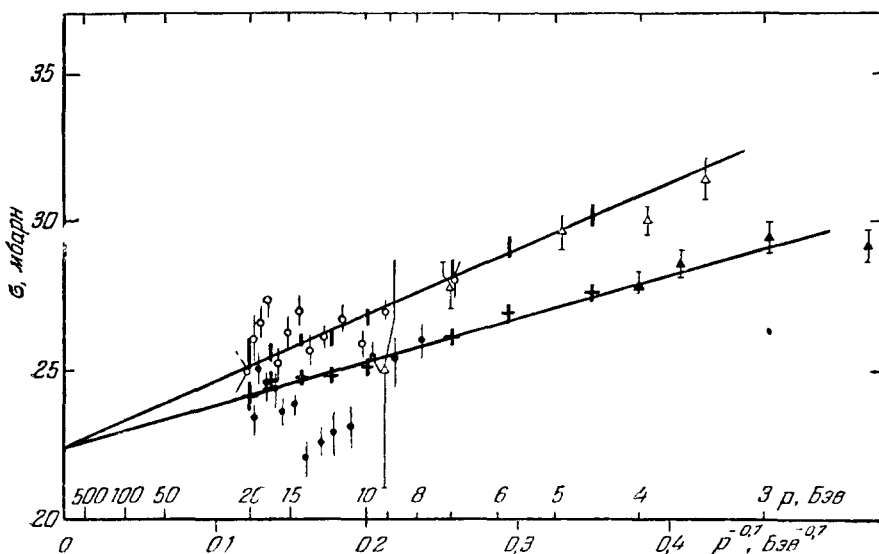
Таблица II

σ , мбарн	p , Бэв		
	6	10	20,3
$\sigma_{\tilde{p}p}$	65 ± 4	58 ± 4	48 ± 4
σ_{pp}	$41 \pm 1,5$	$39,5 \pm 1,0$	$39,5 \pm 1,0$
Δ	$24 \pm 4,2$	$18,5 \pm 4,1$	$8,5 \pm 4,1$

В интервале импульсов 10—20 Бэв σ_{pp} измерялось с интервалом 1 Бэв. Сечение оставалось постоянным в пределах ошибок ($\sim 2,5\%$), причем

$$\bar{\sigma}_{pp} \Big|_{10 \text{ Бэв}}^{20 \text{ Бэв}} = (39,5 \pm 0,3) \text{ мбарн.}$$

Это же справедливо вплоть до 28 Бэв с несколько меньшей точностью ($\sim 4\%$). В то же время в интервале импульсов от 6 до 20 Бэв разность сечений для протонов и антипротонов падает с импульсом как A/p , где

Рис. 4. Полное сечение для π^-p - и π^+p -взаимодействий.

σ_{π^-p} : — данные ^{25, 29}, ○ — ²⁸, △ — ⁴⁸; σ_{π^+p} : + — ^{25, 29}, ● — ²⁸, ▲ — ⁴⁷.

$A \approx 170$ мбарн·Бэв. Если такой ход с энергией сохраняется и при больших значениях E , то теорема Померанчука для протонов и антипротонов будет выполняться с точностью $\sim 1\%$ при энергиях ~ 1000 Бэв.

Б. σ_{π^-p} , σ_{π^+p} . Основные результаты принадлежат тем же двум группам, что и данные о сечениях протонов и антипротонов. Полный интервал промеренных импульсов есть 4,5—20 Бэв ^{25, 28, 29}. Совместные данные обеих групп, а также данные при меньших импульсах представлены на рис. 4.

В табл. III приведены значения $\sigma_{\pi^\pm p}$, а также разность Δ для разных импульсов, усредненных по данным работ ^{25, 28, 29}.

Таблица III

σ , мбарн	p , Бэв					
	4,5	7	10	14	17	20
σ_{π^-p}	$30,2 \pm 0,4$	$28,4 \pm 0,4$	$26,7 \pm 0,35$	$26,0 \pm 0,2$	$25,8 \pm 0,3$	$25,5 \pm 0,4$
σ_{π^+p}	$27,6 \pm 0,3$	$26,1 \pm 0,3$	$25,1 \pm 0,4$	$24,7 \pm 0,3$	$24,3 \pm 0,3$	$23,8 \pm 0,4$
Δ	$2,6 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,5$	$1,6 \pm 0,55$	$1,3 \pm 0,35$	$1,5 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,6$

Из табл. III и рис. 4 видно, что в рассматриваемой области импульсов наблюдается зависимость от импульса как для $\sigma_{\pi^\pm p}$, так и для Δ .

При анализе экспериментальных данных методом функции χ^2 полные сечения в интервале импульсов (4—20) Бэв наилучшим образом описываются функцией вида $\sigma_{\pi^\pm p} = \sigma_\infty + b^\pm p^{-\beta}$, где $\beta = 0,7$, $\sigma_\infty = 22,48$ мбарн, $b^- = 22,10$ мбарн $\cdot (Бэв)^{0,7}$, $b^+ = 14,37$ мбарн $\cdot (Бэв)^{0,7}$.

При таком изменении $\sigma_{\pi^\pm p}$ с импульсом разность сечений будет стремиться к нулю по закону

$$\Delta = \sigma_{\pi^-p} - \sigma_{\pi^+p} = \frac{a}{p^{0,7}},$$

где

$$a = 8 \text{ мбарн} \cdot (Бэв)^{0,7}.$$

Если и при больших энергиях π^\pm -мезонов сохранится тот же ход с энергией для Δ , то теорема Померанчука будет выполнена с точностью порядка 1% при энергии ~ 100 Бэв.

Как было показано выше (§ 2, п. 4), характер стремления к нулю разности сечений взаимодействия античастиц и частиц с нуклонами определяется значениями полюсов Редже в точке $t = 0$, соответствующих квантовым числам известных частиц или резонансов:

$$\sigma_{\pi^-p} - \sigma_{\pi^+p} \propto \frac{1}{E^{1-l_q(0)}},$$

где E — энергия в лабораторной системе координат, а l_q — полюс Редже с квантовыми числами q -мезона ($T = 1$, $G = 1^+$). Из сравнения с экспериментальными данными получаем $l_q(0) \sim 0,3$.

В. σ_{K^-p} , σ_{K^+p} . На рис. 5 приведены данные для полных сечений^{25, 30, 31} K^- и K^+ с протонами. Относительно величины этих сечений в настоящее время имеется меньше данных.

Для импульсов > 5 Бэв наблюдается медленное падение $\sigma_{K^\pm p}$ с ростом импульса. Разность сечений Δ в пределах ошибок измерений не меняется в интервале импульсов 8—13 Бэв и равна 5 ± 2 мбарн, что составляет $\sim 25\%$ от σ_{K^-p} при 13 Бэв.

Таким образом, для всех сильно взаимодействующих частиц, для которых промерены полные сечения взаимодействия с протонами, вплоть до импульсов 20—30 Бэв, теорема Померанчука не выполняется строго. При этом, однако, как зависимость полных сечений от энергии, так и изменение разности сечений для античастиц и частиц обнаруживают тенденцию к тому, что при больших энергиях (≥ 100 Бэв) эта теорема будет оправдана на опыте.

2. Упругое рассеяние протонов и π -мезонов. Упругое рассеяние протонов и π -мезонов на нуклонах исследуется тремя основными методами: 1) счетчиковыми устройствами, 2) пузырьковыми камерами, 3) ядерными фотоэмульсиями.

Наибольшая статистика может быть получена в первом методе, однако до последнего времени этим способом получены только данные по pp -рассеянию, что связано с необходимостью идентифицировать природу частиц, когда исследуется πN -рассеяние. Упругое рассеяние выделяется среди неупругих процессов во всех методах с помощью кинематических соотношений между импульсами и углами рассеянных частиц.

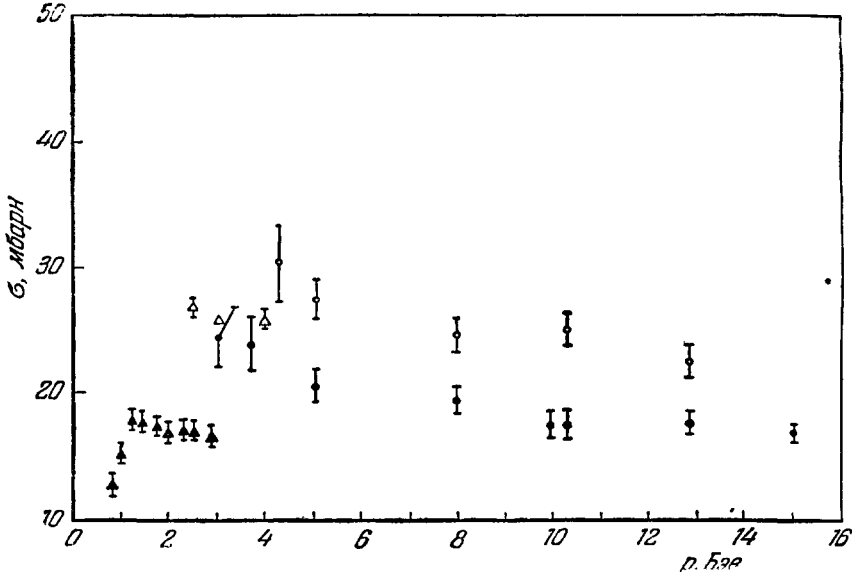


Рис. 5. Полное сечение для K^-p - и K^+p -взаимодействий.
 σ_{K^-p} : Δ — данные ³⁰, \circ — ³¹; σ_{K^+p} : \bullet — ³¹, \blacktriangle — ⁹.

А. pp -рассеяние. Анализу данных по упругому pp -рассеянию посвящены многочисленные работы, например ³². Мы рассмотрим только те экспериментальные данные, которые можно анализировать с точки зрения теории, рассмотренной в § 2, п. 2.

Запишем, воспользовавшись формулой (2,2), зависимость углового распределения упругого рассеяния вперед от энергии s и квадрата передаваемого импульса t , справедливую при $s \rightarrow \infty$ и $t \ll s$:

$$\frac{d\sigma^y}{dt} = \frac{\pi}{k^2} \frac{d\sigma^y}{d\Omega} = |f(t)|^2 s^{2[l_0(t)-1]}. \quad (3,1)$$

Здесь $t = -2k^2(1 - \cos \theta)$, k — волновое число и θ — угол рассеяния, $\frac{d\sigma^y}{d\Omega}$ — дифференциальное сечение рассеяния в элемент телесного угла ($d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$) в системе центра масс.

Из формулы (3,1) следует сужение дифракционного максимума с увеличением энергии рассеивающихся частиц. С увеличением t различие в сечениях $d\sigma^y/dt$ при разных энергиях увеличивается, так как $l(t)$ должно согласно теоретическим предсказаниям уменьшаться с увеличением t ($l_0(0) = l_0 \max = 1$), при малых t $d\sigma^y/dt$ будет слабо зависеть от t . Поскольку экспериментальные данные качественно согласуются с зависимостью $d\sigma^y/dt$ от s , предсказываемой теорией, в работе ³³ были определены численные значения функции $l(t)$. Для этого были использованы данные, в которых достигнута наилучшая статистическая точность в определении углового распределения, а также наиболее широкий интервал измерен-

ных значений t ($0,2 \div 2,5 \text{ Бэв}^2$) и s ($7,7 \div 54 \text{ Бэв}^2$)^{34,35}. В работе³⁴ регистрировались оба рассеянных протона; в работе³⁵ измерялся импульс быстрых протонов, рассеянных под заданным углом. На рис. 6 показано полученное угловое распределение. Значение $d\sigma^y/dt$ при $t = 0$ определялось из оптической теоремы в предположении, что реальная часть амплитуды рассеяния при указанных энергиях равна 0, σ принималось равным 40 мбарн для всех энергий. Воспользовавшись данными рис. 6,

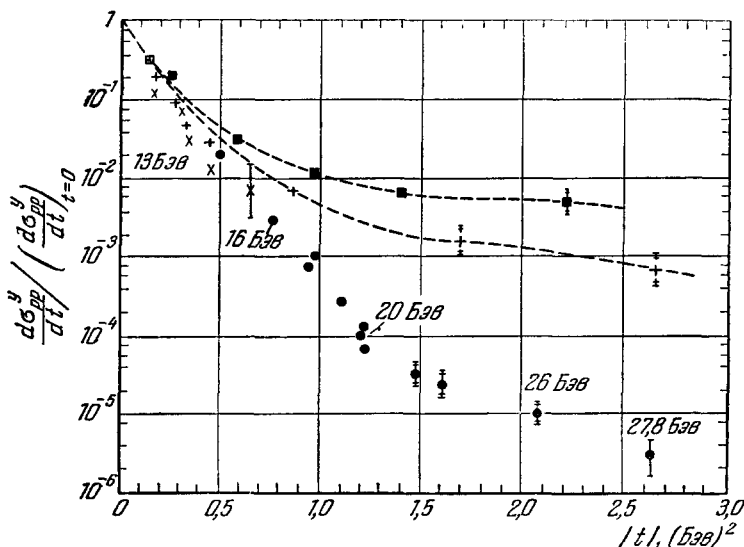


Рис. 6. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от величины квадрата передаваемого импульса t .

■ — 3,04 Бэв³⁴; + — 5,25 Бэв³⁴; × — 7,02 Бэв³⁴; ● — 85.

можно определить численные значения функции $l_0(t)$. Из формулы (3,1) получаем

$$l_0(t) = 1 + \frac{\lg \frac{d\sigma^y(s_1)}{dt} - \lg \frac{d\sigma^y(s_2)}{dt}}{2(\lg s_1 - \lg s_2)}. \quad (3,2)$$

Функция $l_0(t)$ показана на рис. 7.

На рис. 8 приведены данные по полному сечению упругого рассеяния σ^y в зависимости от энергии^{34,36,40}. Из рисунка видно, что σ^y в пределах ошибок измерений не меняется в интервале энергий от 4 до 24 Бэв. Статистическая точность результатов не позволяет исключить и логарифмическую зависимость σ^y от E в этом интервале, которая предсказывалась теоретически (§ 2).

Б. πN -рассеяние. Для проверки правильности теоретических представлений весьма существенно было бы независимое нахождение функции $l_0(t)$ для случая πN -рассеяния, поскольку $l_0(t)$ является универсальной функцией, описывающей рассеяние вперед всех сильновзаимодействующих частиц.

На рис. 9 представлены результаты определения величины $d\sigma^y/dt$ при различных значениях начальной энергии⁴¹⁻⁴⁵ ($6 < s < 28 \text{ (Бэв)}^2$). Как видно из рисунка, интервал исследованных импульсов t существенно уже, чем для pp -рассеяния (большинство данных получены для $t < 0,5 \text{ (Бэв)}^2$), а ошибки в измерении дифференциального сечения много больше,

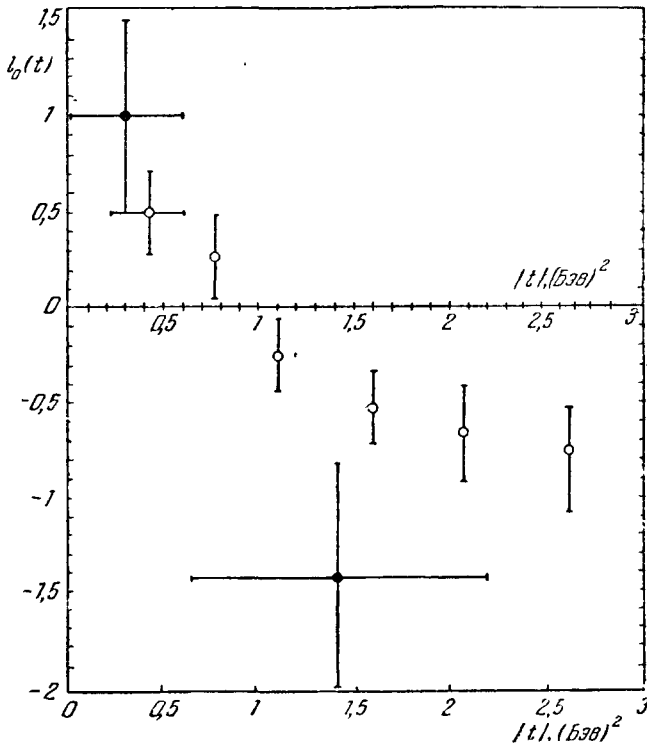


Рис. 7. Функция $l_0(t)$.
 ○ — pp -рассеяние; ● — pN -рассеяние.

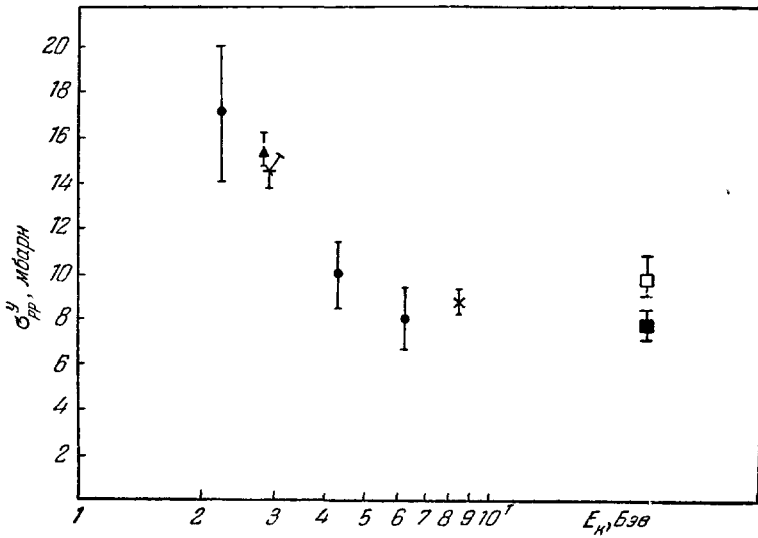


Рис. 8. Полное сечение для упругого pp -рассеяния.
 ● — Данные 34; ▲ — 36; + — 37; × — 38; ■ — 39; □ — 40.

чем для pp -рассеяния. Это не позволяет в настоящее время получить функцию $l_0(t)$ по πN -рассеянию, однако численные значения $l_0(t)$, определенные

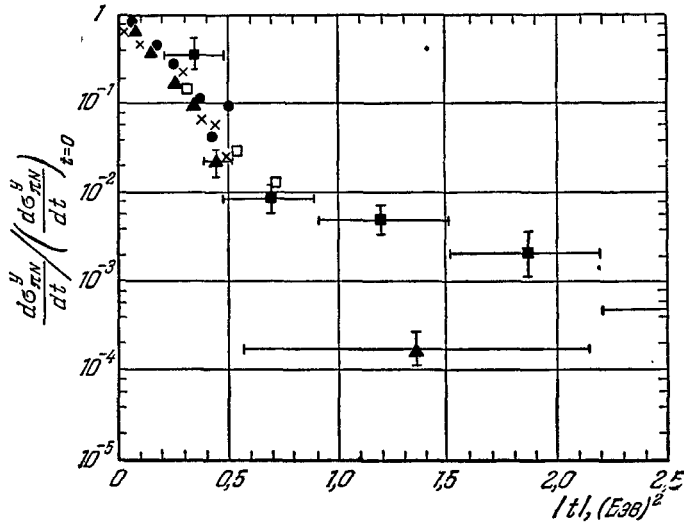


Рис. 9. Зависимость дифференциального сечения упругого πN -рассеяния от величины квадрата передаваемого импульса t .
 ■ — 2,8 Бэв 41; ● — 2,8 Бэв 42; ▲ — 5,1 Бэв 43; × — 6,8 Бэв 44; □ — 7,1 Бэв 45.

по πN -рассеянию для двух значений t в пределах весьма больших ошибок, по-видимому, не противоречат данным по pp -рассеянию (см. рис. 7).

§ 4. СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π -МЕЗОНОВ И НУКЛОНОВ ОЧЕНЬ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

1. Особенности измерения сечений взаимодействия космических частиц. В этом параграфе мы приведем данные о сечениях взаимодействия, полученные при исследовании космических лучей. Измерения сечений взаимодействия космических частиц имеют следующие особенности:

1. Заряд ядра мишени всегда больше единицы, а в некоторых случаях, как, например, в фотоэмульсиях, имеющих весьма сложный состав, не определен.

2. Энергия падающих частиц оценивается приближенно, причем степень приближения зависит от метода регистрации. Обычно определение энергии частиц космических лучей осуществляется с точностью до коэффициента ~ 2 . Наиболее точный метод определения энергии с помощью ионизационного калориметра⁵⁴ дает, по-видимому, ошибку $\sim 30-50\%$.

3. С помощью космических лучей всегда измеряются сечения неупругих взаимодействий. Более того, все существующие методы не позволяют регистрировать события с очень малыми коэффициентами неупругости. Таким образом, эти данные дают нижнюю границу величины сечения.

Хотя отмеченные особенности и затрудняют однозначную интерпретацию опытов, нужно подчеркнуть, что они не могут существенно сказаться на сделанных далее выводах. Например, неопределенность в измерении энергии не существенна (так как обычно рассматриваются очень большие энергетические интервалы).

2. Определение сечений взаимодействия в воздухе, основанное на измерении поглощения нуклонной компоненты. Рассмотрим экспериментальные данные о взаимодействии нуклонов и π -мезонов с энергией от ~ 10 до 10^4 $Bэв$ с ядрами атомов воздуха. В табл. IV сведены данные о пробеге поглощения ядерно-активных частиц. Значительная доля этих частиц, по-видимому, нуклоны. Действительно, из имеющихся данных о множественности и распределении энергии между нуклонами и π -мезонами в элементарном акте следует, что в интересующем нас энергетическом интервале π -мезонов должно быть меньше, чем нуклонов.

Таблица IV
Пробег поглощения ядерно-активных частиц большой энергии в воздухе

Энергия, $Bэв$	L_n , $г \cdot см^{-2}$	Метод регистрации ядерных взаимодействий	Литература
> 470	125	Фотоэмульсии на различных высотах	52
$360 \div 5000$	119 ± 1	Счетчики	51
~ 30	115	Фотоэмульсии	49
До 1000	116 ± 9	Счетчики	50
~ 1000	131 ± 3		
~ 100	105 ± 16	Фотоэмульсии	53
~ 3000	115 ± 10		
$1000 \div 3000$			

Кроме того, экспериментальные данные указывают ^{62,76}, что в глубине атмосферы у космических ядерно-активных частиц отсутствует заряд примерно в половине случаев. Это также свидетельствует против предположения о значительном содержании π -мезонов в ядерно-активной компоненте. Из величины пробега для поглощения L_n легко оценить сечение взаимодействия $L_{вз}$ нуклонов с ядрами атомов воздуха. Пробег взаимодействия $L_{вз}$ связан с величиной L_n следующим простым соотношением ^{55,56}:

$$\frac{L_{вз}}{L_n} = 1 - \int_0^1 x^\gamma \varphi(x) dx, \quad (4,1)$$

где $\varphi(x)$ — функция распределения доли энергии, уносимой нуклоном после столкновения, γ — показатель степени для энергетического спектра, который хорошо аппроксимируется степенной функцией. Интеграл в (4,1) слабо зависит от вида функции φ и довольно хорошо определяется средним коэффициентом неупругости, равным в соответствии с многочисленными опытными данными примерно $0,3 \div 0,5$.

Принимая, что $L_n = 120$ $г \cdot см^{-2}$ (см. табл. IV), можно получить, что $L_{вз} \sim 70-80$ $г \cdot см^{-2}$ (330—290 мбарн).

Другой метод определения сечения связан с регистрацией ливневого сопровождения ядерно-активных частиц большой энергии (Н. Л. Григоров и др. ⁵⁷, Г. Т. Зацепин и др. ⁵⁸). Идея метода заключается в измерении потоков ядерно-активных частиц без сопровождения (N_1) и при наличии ливневого сопровождения (N_2). Полагая, что частицы, движущиеся без сопровождения, прошли путь l без взаимодействия, получаем

$$N_1 = N_0 e^{-\frac{l}{L_{вз}}}$$

где N_0 — поток частиц на границе атмосферы. Суммарное число частиц $N_1 + N_2 = N_0 e^{-\frac{l}{L_n}}$. Измеряя N_1 и N_2 и задаваясь определенным значением L_n (см. табл. IV), легко вычислить N_0 и $L_{вз}$; $L_{вз}$ оказывается $\sim 80 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$.

Сечение взаимодействия быстрых π -мезонов с ядрами атомов воздуха можно оценить, опираясь на данные об энергетическом спектре фотонов больших энергий. Если глубины, на которых образовались фотоны, достаточно малы, то регистрируемые γ -кванты образуются в основном

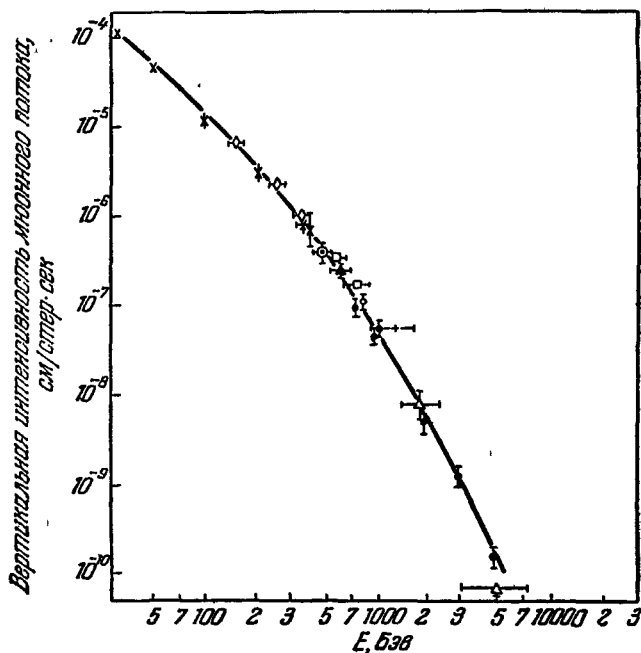


Рис. 10. Экспериментальные данные о спектре космических μ -мезонов.

● — Значения, вычисленные из данных о спектре фотонов на очень больших высотах при предположении $L_{вз} = 80 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$. Остальные точки определены другими методами.

непосредственно при распаде π^0 -мезонов. Измеряя энергетический спектр таких фотонов, легко восстановить спектр генерирующих их нейтральных π -мезонов, а следовательно, и спектр заряженных π -мезонов. Тогда путем простых вычислений можно подсчитать число μ -мезонов на уровне моря в зависимости от $L_{вз}$ и L_n . Оно для достаточно больших энергий, $E > 10^2 \text{ Бэв}$, оказалось равным ⁵⁹

$$N_\mu = C(E) \frac{L_{вз}}{L_n - L_{вз}} \ln \frac{L_n}{L_{вз}}. \quad (4,2)$$

Результаты оценок ⁵⁹ интенсивности μ -мезонов в интервале энергий $10^2 - 5 \cdot 10^3 \text{ Бэв}$ на уровне моря при значениях $L_n \approx 125 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ и $L_{вз} = 80 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ приведены на рис. 10, из которого видно, что вычисленное значение интенсивности хорошо согласуется с полученным прямыми измерениями. Нужно сказать, что определенное таким образом значение L_n есть по существу верхняя граница этой величины, так как в нашем

выводе принималось, что μ -мезоны являются единственным источником μ -мезонов.

3. Определение сечения взаимодействия частиц сверхбольшой энергии, $>10^4$ *Бэв*. В этом случае основным источником наших знаний являются данные о широких ливнях. Оценки сечений взаимодействия, основанные на анализе характеристик широких ливней, делались неоднократно. Как правило, в основе расчетов лежали определенные модели развития ливней. В работах ^{60,61} оценивается пробег $L_{вв}$ на основании следующей модели: предполагается, что:

а) ливни после достижения максимума поглощаются по экспоненте $e^{-\frac{l}{L}}$ (L — средний пробег поглощения числа широких ливней); б) высота максимума определяется выражением $D \ln(E_0 C)$ (D и C — константы); в) число μ -мезонов в ливне пропорционально его первичной энергии, а их пространственное распределение стандартно и не зависит от энергии*). Характеристики ливней, рассчитанные в соответствии с этой моделью, зависят от трех параметров (D , $L_{вв}$ и L). Эти три величины определяются путем сопоставления результатов расчетов с тремя группами экспериментальных данных: угловым распределением ливней, их высотным ходом и величиной доли μ -мезонов по отношению к электронам в ливнях. Определенная таким образом величина $L_{вв}$ равна $70-100$ *г.см⁻²* ⁶⁰, а в работе ⁶¹ получено $L_{вв} = 85 \pm 5$ *г.см⁻²*. Необходимо, однако, отметить, что, хотя предположения, положенные в основу вывода, с качественной стороны довольно естественны, трудно оценить их точность. Представляется спорной неограниченная аппроксимация высотного хода ливней экспонентой. Действительно, ясно, например, что вблизи максимума экспоненциальная аппроксимация неправильна. В связи с этим приведенные оценки справедливы для широких ливней с числом частиц $N \sim 10^5-10^6$, т. е. для первичных частиц с энергией $E_0 \sim 10^5-10^6$ *Бэв*, поскольку эти ливни находятся далеко за максимумом их развития. Высотная зависимость ливней больших энергий ($\sim 10^7-10^8$ *Бэв*) вблизи их максимума описывается скорее функцией Гаусса, чем экспонентой ⁶³. Поэтому для таких энергий представляется целесообразным иной подход к оценке верхней границы величины пробега $L_{вв}$. А именно, разделим развитие ливня на два этапа: первый — взаимодействие первичной частицы с пробегом $L_{вв}$ и второй — развитие каскадной лавины, происшедшей в результате этого взаимодействия. В самом общем случае каскадную кривую можно представить в форме

$$A E_0 \exp\{-\alpha \xi^2 + \beta \xi^3 + \gamma \xi^4 + \dots\} \quad (\alpha > 0),$$

причем $\xi = l - l_{\max}$, где l_{\max} — глубина, соответствующая максимуму, A — постоянная. Функция $\{-\alpha \xi^2 + \beta \xi^3 + \dots\}$ при $\xi = 0$ имеет единственный максимум.

В этом общем случае можно показать, что

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_{вв}} - \frac{dE_{0\min}}{dl} \psi, \quad (4,3)$$

где ψ — существенно положительная величина, $E_{0\min}$ — минимальная энергия первичной частицы, образующей на глубине наблюдения N вторичных. Если эта глубина достаточна велика, так что ливень, образованный частицей с энергией $E_{0\min}$, находится за максимумом, то

*) Пренебрежение флуктуациями в пространственном распределении μ -мезонов может существенно сказаться на произведенных этим методом оценках величины $L_{вв}$.

$\frac{dE_{\text{оmin}}}{dt} > 0$. В этом случае, который осуществляется практически всегда, $L_{\text{вз}} > L$. Формула (4,3), связывающая величины L и $L_{\text{вз}}$, отражает простой факт: величина пробега для поглощения частиц ливневой является верхней границей для пробега взаимодействия первичных частиц. В табл. V приведены данные о пробегах поглощения в воздухе широких

Таблица V
Пробег для поглощения числа широких атмосферных ливней
в зависимости от E_0

Метод определения	Число *) частиц в ш.а.л. N	L , г.см ⁻²
По барометрическому эффекту ⁶⁴	$2 \cdot 10^3$	138
	$8 \cdot 10^3$	123
	10^4	121
По барометрическому эффекту ⁶⁵	$2 \cdot 10^4$	114
	10^4	114
	$3 \cdot 10^4$	122
По барометрическому эффекту ⁶⁶	$9 \cdot 10^4$	94
	$3 \cdot 10^5$	100
	$3 \cdot 10^5$	114
	$8 \cdot 10^5$	110
	$2 \cdot 10^6$	111
По угловому распределению, измеренному сцинтилляционными счетчиками ⁶⁷	$5 \cdot 10^6$	110
	10^7	106
	$2 \cdot 10^7$	106
	10^6	107
По угловому распределению, измеренному сцинтилляционными счетчиками ⁶⁸	10^6	98
	10^7	90
	$1,2 \cdot 10^6$	121
Усредненные результаты по барометрическому эффекту и угловому распределению ⁶⁹	$8 \cdot 10^6$	111
	$1,8 \cdot 10^7$	109
Сопоставление спектров ливней по числу частиц на уровне моря и на высоте 3860 м ⁷⁰	$2,7 \cdot 10^7$	141 ± 12
	10^6	156 ± 22
По угловому распределению, измеренному сцинтилляционными счетчиками ⁷¹	$3 \cdot 10^5$	125 ± 19
	$8,5 \cdot 10^5$	107 ± 14

*) Энергия первичной частицы, вызвавшей ливень, определяется по соотношению $E_0 = kN$. Для уровня моря, где проводились цитируемые измерения, $k = 14$ Бэв.

атмосферных ливней, полученные в очень большом энергетическом интервале. Из этих данных заметна весьма отчетливая тенденция к уменьшению величины L с ростом мощности ливня. Так, при энергии $\geq 10^8$ Бэв пробег становится ~ 100 г.см⁻². Из формулы (4,3) следует, что уменьшение величины L с энергией, возможно, связано с уменьшением второго члена, отражающего для данной высоты приближение к максимуму своего развития ливня большей энергии. Не исключается и вторая возможность, что уменьшение величины L на 20% соответствует примерно такому же росту сечения неупругого взаимодействия. Однако, к сожалению, этот вывод не однозначен.

Таким образом, полученные различными методами в очень широком интервале энергий (10 — 10^8 Бэв) данные о сечениях взаимодействия ядерно-

активных частиц с ядрами воздуха свидетельствуют о приблизительноном (а быть может, и точном) постоянстве этой величины *).

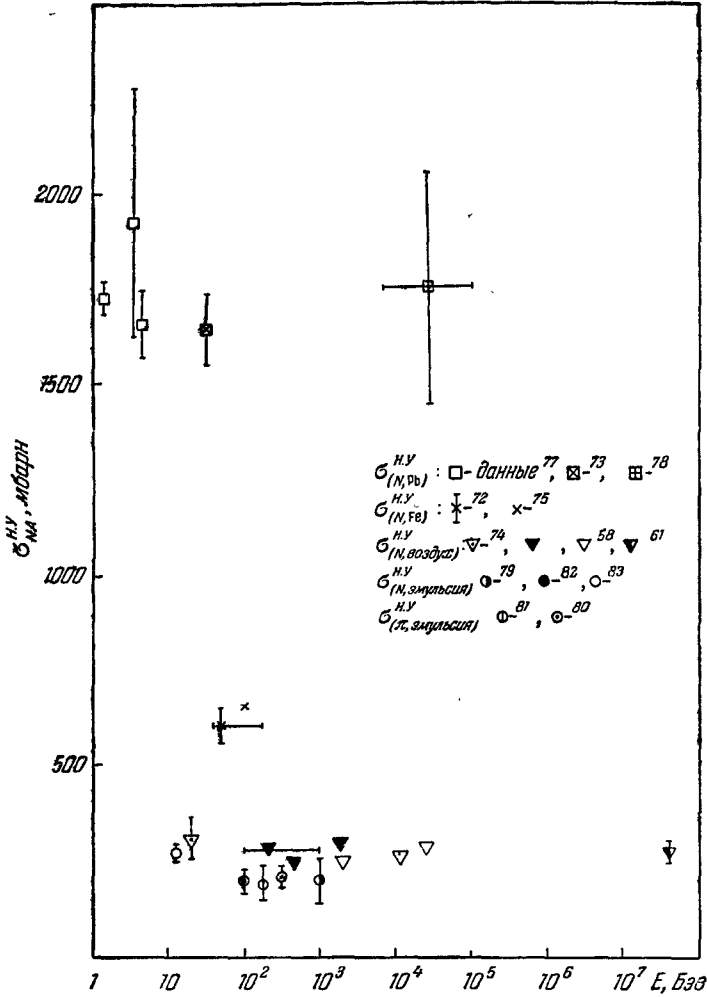


Рис. 11. Неупругое сечение взаимодействия ядерно-активных частиц с ядрами различных элементов в зависимости от энергии первичной частицы (▼—57).

$$\sigma_{(N, эмульсия)}^{н.у.} = \frac{A^{1/3} A^2 / s}{NL}, N = 6,02 \cdot 10^{23} (L \text{ в г}).$$

На рис. 11 представлены результаты измерений сечения взаимодействия с различными ядрами ядерно-активных частиц в очень широком диапазоне энергий. Мы считаем более целесообразным привести данные

*) Полезно заметить, что сечение, определенное из анализа данных о широких ливнях, относится, строго говоря, к первичным частицам космических лучей. В принципе возможна, на наш взгляд, весьма маловероятная гипотеза, что найденное описанным выше методом приблизительно постоянное сечение вплоть до очень больших энергий отражает взаимную компенсацию влияний изменения состава первичной компоненты (возрастание с энергией E_0 доли тяжелых ядер) и уменьшения сечения их взаимодействия.

о сечении взаимодействия с ядрами различных атомов и не производить пересчета к элементарному сечению нуклон-нуклонного взаимодействия, в основе которого неизбежно лежит не очень обоснованное предположение о механизме взаимодействия нуклонов с ядрами ^{72, 73, 23}.

Из рисунка видно, что примерно с 20%-ной точностью сечение неупругих процессов $\sigma_{NA}^{H,Y}$ не изменяется*). Существует две возможности для изменения $\sigma_{NA}^{H,Y}$ с энергией, предсказываемые теорией: 1) асимптотическое увеличение $\sigma_{NA}^{H,Y}$, аналогичное тому, которое имеет место для нуклон-нуклонного взаимодействия в соответствии с формулой (2,7); 2) увеличение $\sigma_{NA}^{H,Y}$ с ростом энергии, указанное в § 2, п. 3, которое обусловлено спецификой взаимодействия с ядрами и переходом с увеличением энергии от зависимости $\sigma_{NA}^{H,Y} \sim A^{2/3}$ к асимптотической зависимости $\sigma_{NA}^{H,Y} \sim A$. Каждая из этих возможностей дает изменение эффективного сечения на $\sim 20-25\%$ в интервале энергий $10-10^7$ Бэв. Имеющиеся экспериментальные данные не противоречат такому слабому росту. Однако их точность не такова, чтобы можно было уверенно считать это возрастание экспериментально установленным.

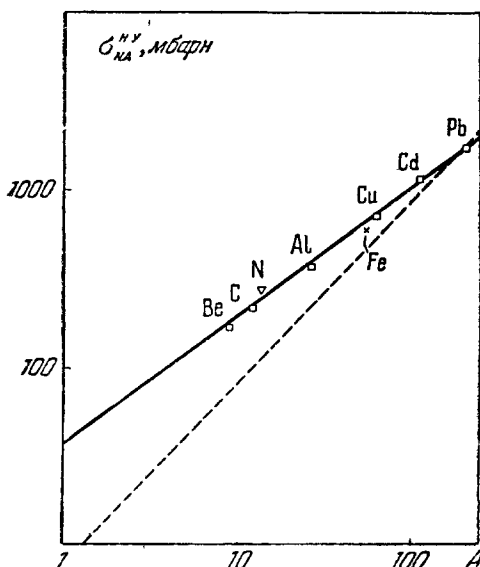


Рис. 12. Зависимость неупругого сечения взаимодействия от атомного номера.

Использованы результаты работы ²⁷ для ядер Be, C, Al, Cu, Cd и Pb, полученные при энергии нуклонов 25 Бэв, а также данные из работ ⁷⁸ для Pb, ⁷⁵ для Fe; ⁵⁸ для воздуха при энергии первичных частиц $\sim (10^2-10^4)$ Бэв.

ные результаты (рис. 12) показывают, что вплоть до энергий $\sim 10^4$ Бэв эффективное сечение хорошо описывается законом $\sim A^{2/3}$, и свидетельствуют о том, что асимптотический режим при этих энергиях еще не наступает.

Что касается зависимости $\sigma_{NA}^{H,Y}$ от A в различных энергетических интервалах, то экспериментальные

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Б. Берестецкий, УФН 76, 25 (1962).
2. В. Н. Грибов, Nucl. Phys. 22, 249 (1961).
3. Г. Домокош, Препринт ОИЯИ Д-773 (1961).
4. S. Mandelstam, Phys. Rev. 112, 1344 (1958).
5. G. Chew, F. Low, Phys. Rev. 113, 1640 (1959).
6. Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 36, 300 (1959).
7. В. Б. Берестецкий, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 39, 1078 (1960).
8. И. М. Дремин, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 38, 229 (1960).
9. T. Regge, Nuov. Cimento 14, 951 (1959); 18, 947 (1960).
10. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 41, 1962 (1961).
11. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 42, 1260 (1962).
12. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 41, 667 (1961).
13. M. Froissart, Phys. Rev. 123, 1053 (1961).
14. В. Н. Грибов, И. Я. Померанчук, Препринт ИТЭФ АН СССР, № 42 (1962).

*) Самая крайняя оценка нижней границы величины $\sigma_{NA}^{H,Y}$ приводит к заключению, что оно не уменьшается более чем в полтора раза.

15. В. Н. Грибов, Б. Л. Иоффе, И. Я. Померанчук, А. П. Рудик, Препринт ИТЭФ АН СССР, № 50 (1962).
16. M. Gell-Mann, B. Udgaonkar, Phys. Rev. Letts. 8, 346 (1962).
17. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 34, 725 (1958).
18. G. Chew, S. Frautschi, Phys. Rev. Letts. 7, 394 (1961); 8, 41 (1962).
19. B. Udgaonkar, Phys. Rev. Letts. 8, 142 (1962).
20. A. Abashian, N. Booth, K. Crowe, Phys. Rev. Letts. 7, 35 (1961).
21. F. Salzman and G. Salzman, Proc. of Intern. Conf. on High-Energy Phenom., CERN (1961), стр. 288.
22. C. Domokos, Nuovo Cimento 23, 1175 (1962).
23. В. С. Барашенков, УФН 72, 53 (1960).
24. C. von Dardel R. Mermod et al., Phys. Rev. Letts. 7, 127 (1961).
25. G. von Dardel, D. H. Frish et al., Phys. Rev. Letts. 5, 333 (1960).
26. S. L. Lindenbaum, W. A. Love et al., Phys. Rev. Letts. 7, 185 (1961).
27. A. Ashmore, G. Cocconi, A. N. Diddens, A. M. Wetherell, Phys. Rev. Letts. 5, 577 (1960).
28. S. J. Lindenbaum, W. A. Love, J. A. Niederer, S. Ozaki, J. J. Russel, L. C. L. Yuan, Phys. Rev. Letts. 7, 352 (1961).
29. G. von Dardel, D. Dekkers, R. Mermod, M. Vivargent, G. Weber, K. Winter, Phys. Rev. Letts. 8, 173 (1962).
30. V. Cook, D. Keefe, L. T. Kerth, P. G. Murphy, W. A. Wenzel, T. F. Zipf, Phys. Rev. Letts. 7, 182 (1961).
31. K. Winter, Intern. Conf. of Theoretical Aspects of Very High-Energy-Phenomena, CERN (1961), стр. 145.
32. В. С. Барашенков, Препринт ОИЯИ Р-187 (1961); В. Г. Гришин, ЖЭТФ 35, 501 (1958).
33. Ю. Д. Баюков, Н. Г. Биргер, Г. А. Лексин, Д. А. Сучков, ЖЭТФ 43, 339 (1962).
34. B. Cork, W. A. Wenzel, C. W. Causey, Phys. Rev. 107, 859 (1957).
35. G. Cocconi, A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Manning, A. E. Taylor, T. G. Walker, N. M. Wetherell, Phys. Rev. Letts. 7, 450 (1961).
36. G. Smith, H. Courant, E. Fowler, H. Kraybill, J. Semdweiss, H. Taft, Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. of High-Energy Physics (1960), стр. 203.
37. W. M. Preston, R. Wilson, J. C. Street, Phys. Rev. 118, 579 (1960).
38. До Ин Себ, Л. Ф. Кириллова, П. К. Марков, Л. Г. Попова, И. Н. Силин, Э. Н. Цыганов, М. Г. Шафранова, Б. А. Шахбазян, Л. А. Юлдашев, ЖЭТФ 41, 1748 (1961).
39. G. Svijanovic, P. Egli, W. Koch, M. Nikolic, R. Schneeberger, H. Winzeler, G. Szarek, G. Kellner, Conf. of High-Energy Phys., Aix-en-Provence (1961), стр. 111.
40. P. Dodd, M. Jobes, J. Kinsen, B. Tallini, B. A. Freuch, H. J. Sherman, J. O. Scillocorn, W. T. Davies, M. Derric, D. Radojicic, Conf. of High-Energy Physic, Aix-en-Provence (1961), стр. 433.
41. Ю. Д. Баюков, Г. А. Лексин, Я. Я. Шаламов, ЖЭТФ 41, 1025 (1961).
42. Л. П. Котенко, Е. П. Кузнецов, Г. И. Мерзон, Ю. Б. Шаров, ЖЭТФ 42, 1158 (1962).
43. R. G. Thomas, Phys. Rev. 120, 1015 (1960).
44. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, Дин Ла-цао, В. Г. Иванов, Ю. В. Катышев, Е. Н. Кладницкая, Л. А. Кумокина, Нгуен Дин Ты, А. В. Никитин, С. Э. Отвиновский, М. И. Соловьев, Р. Сосновский, М. Д. Шафранов, ЖЭТФ 38, 426 (1960).
45. М. С. Айнутдинов, С. М. Зомбковский, С. Я. Никитин, Я. М. Селектор, ЖЭТФ 42, 1495 (1962).
46. R. Armenteros, C. A. Combes, V. Cook, G. R. Lambertson, W. A. Wenzel, Phys. Rev. 119, 2068 (1960).
47. M. I. Longo, I. A. Helland, W. N. Hess, B. I. Moyet, V. Perez-Mendes, Phys. Rev. Letts. 3, 568 (1959).
48. А. С. Вовенко, Л. Б. Голованов, В. А. Галахов, А. Л. Любимов, Ю. А. Матуленко, И. А. Савин, Е. В. Смирнов, Препринт ОИЯИ Р-805 (1961).
49. F. Karlon, I. Z. Kloze, D. M. Ritson, W. D. Walker, Phys. Rev. 91, 1573 (1953).
50. К. П. Рыжкова, Л. И. Сарычева, ЖЭТФ 28, 618 (1955).
51. Г. Бозоки, Е. Феньевеш, Л. Яноши, ЖЭТФ 41, 1043 (1961).
52. I. Duthie, Preprint Kioto Conference, 1961, часть III.
53. I. Duthie, C. M. Fisher, P. H. Fowler, A. Kaddoura, D. H. Perkins, K. Pinkau, Phil. Mag. 6, 89, 1961.

54. Н. Л. Григоров, В. С. Мурзин, И. Д. Раппопорт, *ЖЭТФ* 34, 506 (1958).
55. Г. Т. Зацепин, *ЖЭТФ* 19 (12), 1104 (1949).
56. Н. Л. Григоров, *УФН* 58, 599 (1956).
57. Н. Л. Григоров, В. Я. Шестодерев, В. А. Собиняков, А. В. Подгурская, *ЖЭТФ* 33, 1099 (1957).
58. О. И. Довженко, Г. Т. Зацепин, Е. А. Мурзина, С. И. Никольский, В. И. Яковлев, Труды Московской конференции по космическим лучам, т. II, 1960, стр. 144.
59. I. Duthie, P. H. Fowler, A. Kaddoura, D. N. Perkins, K. Pinkau, *Nuovo Cimento* 24, 122 (1962).
60. С. Фукуэ, С. Хасегава, Т. Матано, И. Миура, М. Ода, Н. Огита, Г. Суга, Г. Танахаша, И. Танака, Труды Московской конференции по космическим лучам, т. II, 1960, стр. 31.
61. С. Н. Вернов, Г. В. Христиансен, И. Ф. Беляева, В. А. Дмитриев, Г. В. Куликов, Ю. А. Негин, В. И. Соловьева, Б. А. Хренов, *Изв. АН СССР, сер. физ.* 26, 651 (1962).
62. Н. Л. Григоров, В. В. Гусева, Н. А. Добротин, А. М. Лебедев, К. А. Котельников, В. С. Мурзин, И. Д. Раппопорт, С. В. Рябиков, С. А. Славатицкий, Труды Московской конференции по космическим лучам, т. II, 1960, стр. 140.
63. Н. Л. Григоров, В. Я. Шестоперов, *ЖЭТФ* 34, 1539 (1958).
64. Citron, цитируется по работе Т. Е. Cranshaw et al., *Phil. Mag.* 3, 811 (1958).
65. F. Y. M. Farley, I. Storey, *Proc. Phys. Soc.* B70, 840 (1957).
66. Nagwell, Sulham, цитируется по работе Т. Е. Cranshaw et al., *Phil. Mag.* 3, 811 (1958).
67. G. Clark, *Phys. Rev.* 108, 454 (1957); G. Clark, I. Earl, W. Kaushaar, I. Linsley, B. Rossi, F. Scherb, *Nature* 180, 353 (1957).
68. В. Росси, Труды Московской конференции по космическим лучам, т. II, 1960, стр. 17.
69. Д. Делвейл, Ф. Кендзорский, К. Грейзен, Труды Московской конференции по космическим лучам, т. II, 1960, стр. 80.
70. Г. В. Куликов, Н. М. Нестерова, С. И. Никольский, В. И. Соловьева, Г. В. Христиансен, А. Е. Чудаков, Труды Московской конференции по космическим лучам, т. II, 1960, стр. 80.
71. Д. Малос, Труды Московской конференции, т. II, 1960, стр. 86.
72. А. Е. Вреннер, R. W. Williams, *Phys. Rev.* 106, 1020 (1957).
73. G. Vozoki, E. Fenves, L. Janossy, *Nucl. Phys.* 24, 412 (1961).
74. К. И. Алексеева, Н. Л. Григоров, *ЖЭТФ* 35, 599 (1958).
75. Х. П. Бабаян, Н. Л. Григоров, М. М. Дубровин, Л. Г. Мищенко, В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева, В. А. Собиняков, И. Д. Раппопорт, Труды Московской конференции по космическим лучам, т. I, 1960, стр. 176.
76. A. Ashmore, G. Corsoni, A. N. Diddens, A. M. Wetherell, *Phys. Rev. Letts.* 5, 576 (1960).
77. T. Coor, D. A. Hill, W. F. Hornyak, L. W. Smith, T. Snow, *Phys. Rev.* 98, 1369 (1955); P. H. Barrett, *Phys. Rev.* 114, 1374 (1959); H. I. Arkison, W. H. Hess, V. Peres-Mendes, R. W. Wallace, *Phys. Rev. Letts.* 2, 168 (1959).
78. J. Duthie, Ph. D. Thesis, University of Bristol, 1961, цитируется по работе D. H. Perkins, *Proceedings of Conf. Held at CERN, 5—9 June, 1961*, стр. 99.
79. M. Bowler, J. Duthie, P. Fowler, A. Kaddoura, D. Perkins, *Preprint Kioto Conference, 1961*, P. 3.
80. F. Brisbout, C. Gauld, C. McCusker, I. Malos, K. Nishikawa, L. Peak, L. Van Loow, *Preprint Kioto Conference, 1961*, P. 3.
81. A. Barkow, B. Chamonu, D. Haskin, P. Jain, M. Teucher, M. Schein, *Phys. Rev.* 122, 617 (1961).
82. E. Lohrman, M. Teucher, M. Schein, *Phys. Rev.* 122, 672 (1961).
83. C. Bricman, M. Csejthey-Barth, I. Lagnaux, I. Sacton, *Nuovo Cimento* 20, 1017 (1961).