

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-368

В.С. Барашенков

НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ
БЫСТРЫХ П-МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ
И ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ($\pi\pi$)-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Искл. Phys. 1960, v15, n3, p 486-494.

В.С. Барашенков

НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ
БЫСТРЫХ П-МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ
И ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ($\pi\pi$)-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

450/4

10/7

СОЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

На примере (π^-p) - столкновений при энергии $E = 5$ Бэв рассмотрена модель центральных и периферических пион-нуклонных столкновений. Наблюдаемую на опыте асимметрию угловых распределений рождающихся частиц можно объяснить, если предположить, что сечение периферических $(\pi\pi)$ - столкновений составляет $\approx 20\%$ от полного сечения (π^-p) - столкновений. Для сечения $(\pi\pi)$ - взаимодействий при $E \gtrsim 1$ Бэв получена оценка $\sigma_{\pi\pi} \sim \sigma_{\pi N}$. Обсуждается угловая асимметрия рождающихся в (π^-p) - столкновениях странных частиц.

I. Введение

В работах ^{1/}, ^{2/} показано, что рассчитанные по статистической теории множественного рождения распределение числа лучей в звездах, энергетический спектр заряженных π -мезонов и энергетический спектр родившихся в $(\pi-p)$ -столкновениях протонов согласуются с опытом. Однако угловые распределения родившихся частиц, изотропные в статистической теории множественного рождения, оказываются анизотропными и асимметричными /относительно угла $\theta = \pi/2$ на опыте ^{1/}.

Учет периферических столкновений π -мезонов и нуклонов дает возможность объяснить характер угловых распределений. Однако численные результаты расчетов, как будет видно далее, определяются плохо известными в настоящее время деталями структуры нуклона и мезона: числом мезонов в периферической части облака, их энергией и т.д. Поэтому мы можем претендовать лишь на качественное объяснение экспериментальных данных.

Из анализа экспериментальных данных по взаимодействию быстрых мезонов и нуклонов можно было бы, наоборот, получить информацию о структуре нуклона и π -мезона. К сожалению, точность имеющихся в настоящее время экспериментальных данных еще недостаточна для однозначных выводов. Однако полученные соотношения /см.далее/ в будущем могут быть использованы для такого анализа экспериментальных данных.

II. Анализ экспериментальных данных

Рассмотрим неупругие $(\pi-p)$ -столкновения при энергии $E = 5$ Бэв. В таблице I приведены значения угловой асимметрии $A = \vec{n} / \overleftarrow{n}$, вычисленные по экспериментальным данным работы ^{4/}. Здесь \vec{n} - число частиц, рождающихся в переднюю полусферу, а \overleftarrow{n} - число частиц, рождающихся в заднюю полусферу /по отношению к вектору скорости первичного π^- -мезона/.

^{1/} Далее везде, если это не будет специально оговорено, будем рассматривать систему центра масс сталкивающихся π^- -мезона и протона.

При этом предполагалось, что неидентифицированные положительно заряженные частицы являются протонами /вариант 1/, либо π^+ -мезонами /вариант II/. Среднее определено как

$$A = \left(\frac{\vec{n}_1 + \vec{n}_{\text{II}}}{2} \right) / \left(\frac{\overleftarrow{n}_1 + \overleftarrow{n}_{\text{II}}}{2} \right) \quad /1/$$

Из таблицы I видно, что угловая асимметрия определена с большими статистическими ошибками, и, кроме того, существенно меняется при переходе от одного варианта идентификации частиц к другому. В отличие от случая (pn) -столкновений /см. /5/, /6/ /, в рассматриваемом случае в пределах статистических ошибок нет зарядовой асимметрии, если рассматривать все заряженные частицы: $A \approx 1$.

III. Угловая асимметрия нуклонов

На рис. 1 приведены диаграммы центрального и трех возможных вариантов периферических столкновений. Центральные столкновения /рис. 1а/ подробно рассмотрены в работах /1/. Далее мы будем пользоваться результатами этих вычислений.

Для расчета периферических столкновений, соответствующих диаграммам 1в и 1с, необходимо знать характеристики $(\pi\pi)$ -взаимодействий. Однако в рассматриваемой области энергий порядка нескольких Бэв рождение нуклонов при $(\pi\pi)$ -столкновениях маловероятно и угловая асимметрия протонов и нейтронов в периферических столкновениях типа 1в и 1с не зависит от предположений о $(\pi\pi)$ -взаимодействиях.

В таблице II приведены вычисленные числа протонов и нейтронов, рождающихся в периферических столкновениях типа 1в и 1с и вылетающих в переднюю $(\vec{n}_{1p}^p \text{ и } \vec{n}_{1n}^p)$ или заднюю $(\overleftarrow{n}_{1p}^p \text{ и } \overleftarrow{n}_{1n}^p)$ полусферы. /По отношению к вектору скорости первичного π^- -ме-

зона^{2/} в системе координат сталкивающегося π^- -мезона и протона^{3/} /.

Отмеченные в таблице II варианты расчета А и В различаются предположениями о $(\pi\pi)$ -взаимодействии /см. далее/.

В отличие от случая $/pn$ -столкновений, где без учета изобары нельзя объяснить угловую асимметрию рождающихся частиц^{7/},^{8/}, в рассматриваемом случае (πp) -столкновений как в модели с изобарой, так и в модели без изобары угловые распределения рождающихся частиц в системе (πp) оказываются асимметричными.

Периферические столкновения типа 1d существенно зависят от свойств периферического мезонного облака, которое образуется при виртуальной диссоциации налетающего π^- -мезона /например, $\pi^- \rightarrow N + \tilde{N} + 2\pi$; $\pi^- \rightarrow 3\pi$ /. Расчет таких столкновений менее однозначен, чем расчет столкновений типа 1в и 1с, так как в настоящее время очень мало известно о структуре мезонов. Однако, если ограничиться рассмотрением периферических столкновений с параметрами удара $b \approx \hbar/2\mu$, где μ - масса π^- -мезона, то средняя передача импульса сравнительно невелика и нуклон после столкновения с периферическим мезоном π^* /см.рис.1d /вследствие релятивистского сжатия углов при переходе от системы (π^*p) к системе (πp) вылетает в последней системе в заднюю полусферу: $\vec{n}_{2p}^p \approx \vec{n}_{2n}^p \ll \vec{n}_{2p}^p \approx \vec{n}_{2n}^p \approx 0,5$ /соответственно для протона и нейтрона/.

2/ Учитывая, что средний импульс нуклонов, образующихся при распаде изобары $p \approx 0,23$ Бэв/с (в системе покоя изобары), нетрудно убедиться, что все нуклоны вылетают в системе сталкивающихся π^- -мезона и протона под углами $\theta < 30^\circ \div 40^\circ$ к направлению первоначального движения изобары /ср. далее аналогичные расчеты релятивистского сжатия углов для π^- -мезонов/.

3/ Далее системы центров масс сталкивающихся первичного π^- -мезона и протона, первичного π^- -мезона и периферического мезона из оболочки протона будем для краткости соответственно обозначать как "система (πp) " и "система $(\pi\pi)$ ". Аналогично, систему центра масс сталкивающихся периферического π^- -мезона из оболочки налетающего π^- -мезона $/\pi^*$ см.далее/ и протона будем обозначать как систему $(\pi^* p)$

С учетом центральных столкновений угловая асимметрия родившихся в (π^-p) -столкновении частиц

$$A = \left\{ \vec{n}^c + (\vec{n}_1^p \xi_1 + \vec{n}_2^p \xi_2) \frac{1}{1 - \xi_1 - \xi_2} \right\} / \left\{ \vec{n}^c + (\vec{n}_1^p \xi_1 + \vec{n}_2^p \xi_2) \frac{1}{1 - \xi_1 - \xi_2} \right\} \quad /2/$$

Здесь

$$\xi_1 = \frac{\sigma_1^p}{\sigma_{\pi N}^{in}} \approx n_N \frac{\sigma_{\pi\pi}}{\sigma_{\pi N}^{in}} ; \quad \xi_2 = \frac{\sigma_2^p}{\sigma_{\pi N}^{in}} \approx n_\pi \frac{\sigma_{\pi N}}{\sigma_{\pi N}^{in}} ; \quad /3/$$

$\sigma_{\pi\pi}$ и $\sigma_{\pi N}$ — полные сечения $(\pi\pi)$ - и (πN) -взаимодействий ;
 $\sigma_{\pi N}^{in}$ — сечение всех неупругих (πN) -взаимодействий;

$$\sigma_1^p = \int \sigma_{\pi\pi}(\epsilon) q_N(\epsilon) d\epsilon \approx \sigma_{\pi\pi} \cdot n_N ; \quad /4/$$

$$\sigma_2^p = \int \sigma_{\pi N}(\epsilon) q_\pi(\epsilon) d\epsilon \approx \sigma_{\pi N} \cdot n_\pi ;$$

— сечения периферических $(\pi\pi)$ - и (πp) -столкновений /см. рис.1/;

$$n_N = \int q_N(\epsilon) d\epsilon ; \quad n_\pi = \int q_\pi(\epsilon) d\epsilon \quad /5/$$

— число периферических мезонов в оболочке протона и налетающего

π^- -мезона; $q_N(\epsilon)$ и $q_\pi(\epsilon)$ — энергетические спектры этих мезонов;

$\vec{n}^c = \vec{n}^c = n^c/2$ — число частиц, рождающихся в одном акте неупругого

(π^-p) — столкновения. В частном случае, когда рассматривается угловая асимметрия протонов или нейтронов, соответственно

$$n^c \equiv n_p^c \approx 0,4 ; \quad n^c \equiv n_n^c \approx 0,6$$

Задавая экспериментальные значения угловой асимметрии A для протонов и нейтронов, получим два уравнения для определения двух коэффициентов ξ_1 и ξ_2 :

$$A_p = A_p(\xi_1; \xi_2) ; \quad A_n = A_n(\xi_1; \xi_2) \quad /6/$$

Так как экспериментальные значения A_p и A_n известны в настоящее время с большими ошибками /ср. таблицу \bar{I} /, то уравнениям /6/ удовлетворяет широкий интервал значений ξ_1 и ξ_2 . Однако во всех случаях полное сечение периферических столкновений

$$\sigma^p \equiv (\xi_1 + \xi_2) \sigma_{\pi N} \gtrsim 0,2 \sigma_{\pi N} \quad /7/$$

Если имеется заметная вероятность столкновений типа $1b$ или $1c$ /другими словами, велико сечение $(\pi\pi)$ -взаимодействия/, то естественно допустить, что с большой вероятностью будут происходить и виртуальные процессы образования периферической оболочки у налетающего π^- -мезона, т.е. будет заметной также и вероятность столкновений типа $1d$ и наоборот. Отсюда следует ожидать, что значения ξ_1 и ξ_2 должны быть одного порядка. При этом условии в обоих рассматриваемых вариантах периферических столкновений - без изобары и с изобарой - наилучшее согласие с экспериментальными данными удастся получить, если

$$\xi_1 \gtrsim 0,1 \quad ; \quad \xi_2 \gtrsim 0,2 \quad /7/$$

Рассмотрение физических следствий, которые вытекают из определенных таким образом значений ξ_1 и ξ_2 , отложим до § V.

V. Угловая асимметрия π^- -мезонов

Среднее число π^- -мезонов, рождающихся в периферическом $(\pi\pi)$ -столкновении /см.рис. $1b$ и $1c$ /,

$$\bar{n}_p = (\bar{n}_1^{in} \sigma_{\pi\pi}^{in} + \bar{n}_1^d \sigma_{\pi\pi}^d) / \sigma_{\pi\pi} + \bar{n}_{1s} \quad /8/$$

Здесь \vec{n}_i^{in} и \vec{n}_i^d - число π -мезонов, рождающихся при неупругом и дифракционном $(\pi\pi)$ -взаимодействиях и вылетающих в переднюю или заднюю полусферы в системе (πp) ; $\sigma_{\pi\pi}^{in}$ и $\sigma_{\pi\pi}^d$ - соответствующие сечения; $\sigma_{\pi\pi} = \sigma_{\pi\pi}^{in} + \sigma_{\pi\pi}^d$; \vec{n}_{iS} - соответствующие числа π -мезонов, рождающихся при распаде изобары (в модели с изобарой).

Аналогично, среднее число π -мезонов, рождающихся в периферическом (πp) -столкновении /см.рис. 1 d /

$$\vec{n}_2^p = (\vec{n}_2^{in} \sigma_{\pi N}^{in} + \vec{n}_2^d \sigma_{\pi N}^d) / \sigma_{\pi N}$$

/9/

Для вычисления n_i^{in} перейдем в систему $(\pi\pi)$. Полная энергия сталкивающихся мезонов в этой системе координат

$$W_{\pi\pi} = \sqrt{2\mu(\varepsilon + \mu)} = \sqrt{2\varepsilon\mu} ; \quad /10/$$

где μ - масса π -мезона; $\varepsilon = z E_N$ - энергия периферического мезона, а $E_N = M\varepsilon/\mu$ и $\beta \approx 1$ - полная энергия и скорость протона в системе, где первичный π^- -мезон покоится, M - масса протона.

При $E=5$ Бэв в среднем $\varepsilon/E_N \approx 30\% \div 40\%$ /ср. /8/. Соответствующая величина $W_{\pi\pi}$ при этом близка к величине энергии $W \approx 2M$, выделяющейся при аннигиляции нуклона с медленным антинуклоном. Поэтому должны быть близкими и средние числа рождающихся в этих столкновениях частиц. Из статистического расчета неупругих $(\pi\pi)$ -столкновений следует, что число рождающихся заряженных частиц /в подавляющем большинстве π^\pm -мезонов/ $n_i^{in} \approx 3$, а нейтральных /в основном π^0 -мезонов/ $n_i^{in} \approx 1,5$. Эти значения действительно близки к экспериментальным числам, полученным для $(N\bar{N})$ -аннигиляции /9/.

Число частиц, вылетающих в системе $(\pi\pi)$ изотропно, а в системе (πp) - в переднюю или заднюю полусферы, равно:

$$\vec{n}_i^{in} = n_i^{in} \Omega_{1/4\pi} ; \quad \vec{n}_i^{in} = n_i^{in} \Omega_{2/4\pi} . \quad /11/$$

Здесь

$$\Omega_2 = 4\pi - \Omega_1; \quad \Omega_1 = 2\pi(1 - \cos\theta^*) = 2\pi(1 + \beta/v) \quad /12/$$

$V = p/\varepsilon$ - средняя скорость в системе $(\pi\pi)$ - частиц, родившихся при неупругом $(\pi\pi)$ - столкновении^{4/}

$$\varepsilon = W_{\pi\pi} / n_i^{in}; \quad p = \sqrt{\varepsilon^2 - \mu^2} \quad /13/$$

- средняя энергия и импульс частиц, родившихся в неупругом $(\pi\pi)$ - столкновении^{5/}

$$\beta = (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) / (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) \simeq (1 - z) / (1 + z) \quad /14/$$

- скорость системы $(\pi\pi)$ относительно системы (πp) ; ε_1 и ε_2 - соответственно, полная энергия первичного π^- - мезона в системах (πp) и $(\pi\pi)$ ^{6/}

$$\varepsilon_1 = (\mu^2 + ME) / \sqrt{\mu^2 + M^2 + 2ME} \simeq \sqrt{ME/2};$$

/15/

$$\varepsilon_2 = W_{\pi\pi} / 2 \simeq \sqrt{z} \varepsilon_1$$

4/ При $\cos\theta^* = -\beta/v$, очевидно, $\operatorname{tg}\theta_1 = v\sqrt{1-\beta^2} \sin\theta / (\beta + v\cos\theta) = \infty$, т.е. все частицы, вылетающие в системе $(\pi\pi)$ под углами $\theta > \theta^*$, вылетают в системе (πp) в переднюю полусферу $\theta_1 < \pi/2$.

5/ При переходе к системе (πp) мы использовали лишь среднюю энергию рождающихся в $(\pi\pi)$ -столкновении мезонов. Строго говоря, при преобразованиях к системе (πp) следует учитывать весь энергетический спектр родившихся мезонов $w = w(\varepsilon)$. Однако такое уточнение теории заметно усложняет формулы и численные расчеты, но в пределах точности имеющихся в настоящее время экспериментальных данных не вносит существенных изменений.

6/ Формула /14/ является следствием соотношений $\varepsilon_2 = \gamma(\varepsilon_1 - \beta p_1)$ и $\gamma^2 = 1/(1-\beta^2)$ при условии, что $p_1 \simeq \varepsilon_1$,

В конкретном случае, когда $E = 5$ Бэв и $z \approx 0,3$; $\Omega_1/4\pi = 0,8$; $\Omega_2/4\pi = 0,2$.

В настоящее время совершенно ничего не известно о дифракционном ($\pi\pi$)-рассеянии, поэтому весь расчет выполним в двух вариантах.

В варианте А будем предполагать, что в ($\pi\pi$)-столкновениях, как в случае (πN)- и (NN)-столкновений при энергиях $E \gtrsim 1$ Бэв, сечение $\sigma_{\pi\pi}^d \approx 1/3 \sigma_{\pi\pi}^{in}$.

В варианте В вообще пренебрежем дифракционным рассеянием и будем считать, что полное сечение $\sigma_{\pi\pi} = \sigma_{\pi\pi}^{in}$.

В таблице II приведены значения чисел, рождающихся мезонов \vec{n}_p для вариантов А и В ^{7/}.

Вычисления выполнены для двух моделей периферических столкновений, соответствующих диаграммам В и С на рис. 1. Как видно, результаты вычислений количественно мало различаются. В обоих случаях преимущественные направления вылета частиц, образовавшихся при столкновении, соответствуют наблюдаемым на опыте.

Варьирование сечения дифракционного ($\pi\pi$)-рассеяния не меняет существенно величины угловой асимметрии.

Если известны значения $\vec{n}_{\pi p}$, ξ_1 , ξ_2 , то из экспериментальных значений угловой асимметрии рождающихся π^+ , π^- и π^0 - мезонов можно, в принципе, определить среднюю энергию виртуальных мезонов в оболочке налетающего π^- -мезона.

Для этого учтем, что статистические веса двух возможных каналов диссоциации π^- -мезона равны:

$$\pi^- \rightarrow 0,35 (\pi^- \pi^0 \pi^0) + 0,65 (\pi^- \pi^- \pi^+)$$

^{7/} Так как подавляющее большинство частиц в системе ($\pi\pi$) после дифракции движется под углами, близкими к углам $\theta \sim 0$ и $\theta \sim \pi$, то большая часть частиц, дифрагировавших в системе ($\pi\pi$) в переднюю или заднюю полусферы, в системе (πp) также вылетают соответственно в переднюю или заднюю полусферы.

т.е. относительные вероятности столкновения π^+ - , π^- - , π^0 - мезонов с протоном соответственно равны 0,217; 0,55; 0,233. Зная эти вероятности, мы можем для каждого значения энергии ε^* периферического мезона π^* /см.рис. 1 d /вычислить $\overline{n}_{2\pi}^p = f(\varepsilon^*)$, если воспользуемся экспериментальными данными по неупругим и дифракционным (π^-p) -; (π^+p) - и (π^0p) - столкновениям при энергии $E = \varepsilon^*$. В тех случаях, когда данных опыта недостаточно, можно воспользоваться теоретическими расчетами^{8/}.

Число частиц, вылетающих в переднюю или заднюю полусферы при этом определяется соотношениями /11/ и /12/, где ε - энергия мезонов после неупругого или дифракционного (πp) - взаимодействия /значение этой энергии берется из экспериментальных данных или вычисляется теоретически/:

$$\beta = (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) / (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) \quad /16/$$

- скорость системы (π^*p) относительно системы (πp) ; ε_1 - скорость налетающего π^- -мезона в системе (πp) /см. /15//:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon^* / \sqrt{1 + 2\varepsilon^*/M} \quad /17/$$

- скорость этого мезона в системе (π^*p) .

Как показали расчеты, экспериментальные угловые распределения мезонов, рождающихся в (πp) -столкновениях при $E = 5$ Бэв можно объяснить если для энергии периферического мезона выбрать значение порядка нуклонной массы. Большие экспериментальные ошибки, с которыми известны в настоящее время угловая асимметрия π^+ - , π^- , π^0 - мезонов, не позволяют пока сделать более определенных заключений.

У. Обсуждение

Используя численные значения /7'/ и /7"/, из соотношений /3/ можно оценить величину сечения взаимодействия π - мезонов:

^{8/} Мы использовали статистическую теорию для неупругих реакций при $\varepsilon^* > 1$ Бэв и оптическую модель для дифракционного рассеяния.

$$\sigma_{\pi\pi} = \sigma_{\pi N}^{in} \frac{\xi}{n_N} \approx \sigma_{\pi N} \frac{2\xi_1 \sigma_{\pi N}^{in}}{\sigma_{NN}^p} \sim \sigma_{\pi N} \quad /18/$$

где $\sigma_{NN}^p = 2\sigma_{\pi N} n_N$ - сечение периферических столкновений нуклонов;
 a также число мезонов в периферической оболочке π -мезона:

$$n_{\pi} \approx \frac{2}{3} \xi_2 \gtrsim 0,1 \quad /19/$$

Столь большие значения $\sigma_{\pi\pi}$ и n_{π} указывают, что геометрические размеры π -мезона близки к размерам нуклона^{9/}.

В рассматриваемой модели центральных и периферических столкновений π -мезонов с нуклонами в области энергий 1 Бэв $\ll E \lesssim 10$ Бэв звезды с гиперонами могут образоваться лишь при центральных столкновениях, так как в $(\pi\pi)$ -столкновениях энергия $W_{\pi\pi}$ еще недостаточна для эффективного образования пар гиперонов и антигиперонов. Угловое распределение лучей в таких звездах должно быть симметричным /в системе (πN) /относительно угла $\theta = \pi/2$. Однако анализ (πp) -столкновений при энергии 7 Бэв^{11/} указывает на заметную угловую асимметрию рождающихся Λ -гиперонов: $A_{\Lambda} = \bar{n}/\bar{n} < 1$. Этот экспериментальный результат можно понять, если рассмотреть периферические столкновения первичного π^- -мезона с K^- -мезоном в оболочке нуклона. При этом Λ -гиперон будет вылетать в заднюю полусферу /ср. § 3/. Так как наряду с диссоциацией протона на пару (ΛK) возможна также диссоциация на пару (ΣK) , то следует ожидать, что Σ^+ и Σ^0 -гипероны будут иметь угловую асимметрию $A_{\Sigma} < 1$.

Представляет интерес экспериментальная проверка этого заключения^{10/}.

9/ Так как полные сечения (πN) и (NN) взаимодействий при энергиях $E > 1$ Бэв приблизительно равны: $\sigma_{\pi N} \approx \sigma_{NN}$, то грубую оценку $\sigma_{\pi\pi} \sim \sigma_{\pi N}$ можно получить из простых геометрических соображений: сечения $\sigma_{\pi N} = \pi(z_N + z_{\pi})^2$ и $\sigma_{NN} = 4\pi z_N^2$ равны лишь, если приблизительно равны радиусы нуклона и мезона: $z_N \approx z_{\pi}$, т.е. $\sigma_{\pi\pi} \approx 4\pi z_{\pi}^2 \approx \sigma_{\pi N}$. Ранее в работах¹⁰ была получена лишь нижняя оценка $\sigma_{\pi\pi}^{in} \gtrsim 5mb$, так как π -мезон рассматривался как комбинация "голых" нуклона и антинуклона

10/ Напомним, что наша модель применима лишь при $E \gg 1$ Бэв, длины волн взаимодействующих частиц достаточно малы и мы можем различать центральные и периферические столкновения. Известно, что при $E \sim 1$ Бэв $A_{\Sigma} > 1$; но в этом случае как для объяснения угловых распределений π -мезонов при $E < 1$ Бэв, необходимо детальное рассмотрение матричных элементов.

Из измерений угловой асимметрии гиперонов и К-мезонов возможно получить информацию о (ΛK) -взаимодействиях.

В заключение пользуюсь случаем поблагодарить Ван Ган-чана, Дин Да-цао, В.Иванова и Р.Лебедева за обсуждения экспериментов с π^- -мезонами.

Т а б л и ц а I

Родившиеся частицы	Вариант <u>I</u>	Вариант <u>II</u>	среднее
P	$0,37 \pm 0,13$	0	$0,23 \pm 0,11$
n	$0,38 \pm 0,19$	$0,38 \pm 0,19$	$0,38 \pm 0,19$
π^+	$0,97 \pm 0,34$	$1,71 \pm 0,47$	$1,38 \pm 0,42$
π^-	$1,54 \pm 0,38$	$1,54 \pm 0,38$	$1,54 \pm 0,38$
π^0	$1,25 \pm 0,59$	$1,25 \pm 0,59$	$1,25 \pm 0,59$
P ; π^+ ; π^-	$0,95 \pm 0,16$	$1,19 \pm 0,20$	$1,06 \pm 0,18$

/ все заряженные частицы/

Т а б л и ц а II

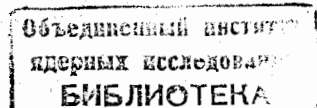
Родившиеся частицы	Изобарная модель				Модель без изобары			
	Вариант А		Вариант В		Вариант А		Вариант В	
	\vec{n}_i^p	\overleftarrow{n}_i^p	\vec{n}_i^p	\overleftarrow{n}_i^p	\vec{n}_i^p	\overleftarrow{n}_i^p	\vec{n}_i^p	\overleftarrow{n}_i^p
P	0	0,78	0	0,78	0	0,33	0	0,33
n	0	0,22	0	0,22	0	0,67	0	0,67
π^+	1,15	0,79	1,35	0,79	1,0	0,34	1,15	0,34
π^-	1,0	0,39	1,2	0,39	1,0	0,34	1,15	0,34
π^0	0,95	0,59	1,25	0,59	0,86	0,34	1,15	0,34
$P; \pi^+; \pi^-$	2,1	1,96	2,55	1,96	2,0	1,0	2,3	1,0

/все заряженные частицы/

Л и т е р а т у р а

1. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev; Acta Phys. Polonica 17, 177
В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, ЖЭТФ (1958);
/в печати/;
V.S. Barashenkov; Nuovo Cimento (в печати/.
2. В.М. Максименко, ЖЭТФ, 35, 1302 /1958/
3. R.C. Whitten, M.M. Block; Phys.Rev. 111, 1676 (1958).
4. G. Macnchen, W.B. Fowler, W.M. Powell, R.W. Wright. Phys.Rev.,
108, 850 (1957).
5. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, И.М. Граменицкий, В.Б. Любимов,
Ю.П. Мерекоев, М.И. Подгорецкий, В.М. Сидоров, Д. Дувдендорж.
ЖЭТФ /в печати/.
6. R.M. Kalbach, I.I. Lord, C.N. Tsao; Phys.Rev. 113, 330 (1959).
7. И.Е. Тамм /будет опубликовано/.
8. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, Э.К. Михул. ЖЭТФ /в печати.
Nucl. Phys. (в печати/
9. Horwitz, Miller, Murray, Tripp; reported by O. Piccioni at
the 1958 Geneva High Energy Physics Conference.
10. Д.И. Блохинцев, В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов. УФН /в печати/.
- D.I. Blokhintsev, V.S. Barashenkov, B.M. Barbashev; Nuovo
Cimento (/в печати/.
11. Ван Ган-чан, М.И. Соловьев и др. /будет опубликовано/.

Рукопись поступила в издательский отдел 11 сентября 1959 года.



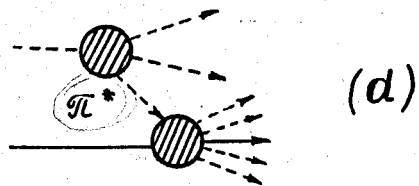
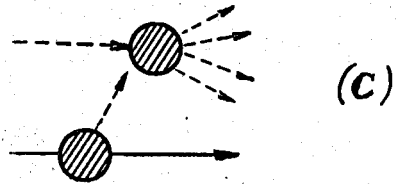
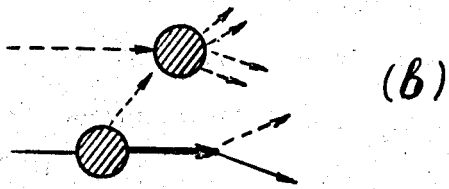
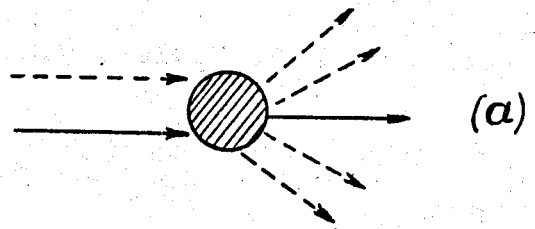


Рис.1.