

3  
Б24



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ  
ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР

В.С. Барашенков, Д.И. Блохяцев, Э.К. Михул, И. Патера, Г.Л. Семашко

P-1245

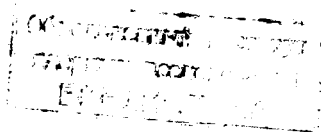
ПОЛЮСНАЯ ТЕОРИЯ РОЖДЕНИЯ  
 $\Lambda$ -ГИПЕРОНОВ В  $\pi N$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

*Исл. Ряз., 1963, v48, n1, p 33-44*

В.С. Барашенков, Д.И. Блохинцев, Э.К. Михул<sup>x/</sup>, И. Патера, Г.Л. Семашко

P-1245

ПОЛЮСНАЯ ТЕОРИЯ РОЖДЕНИЯ  
Λ -ГИПЕРОНОВ В πN -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ



<sup>x/</sup> Постоянный адрес: Институт атомной физики в Бухаресте.

## 1. Введение

В работе <sup>/1/</sup> было показано, что в пределах точности эксперимента теория неупругих взаимодействий в одномезонном полюсном приближении, когда промежуточная частица рассматривается как реальная, удовлетворительно согласуется с опытом.

В последнее время были получены значительно более точные данные; в частности, были обнаружены два максимума в импульсных распределениях нуклонов и гиперонов, рождающихся в  $\pi N$ -взаимодействиях при энергиях  $T \gg 1$  Бэв <sup>/2-4/</sup>.

Это побудило нас провести более тщательное сравнение теории с опытом.

Предлагаемая работа посвящена изучению рождения  $\Lambda$ -гиперонов в  $\pi^- p$ -взаимодействиях при энергии  $T = 7$  Бэв; в этом случае имеются наиболее точные экспериментальные данные.

Периферические столкновения, по определению, соответствуют столкновениям, при которых передается малый поперечный импульс  $p_{\perp} < \frac{\hbar}{b}$  /  $b$  - некоторый параметр, разделяющий центральные и периферические столкновения/, поэтому нуклоны или гипероны, образующиеся в этих столкновениях, являются жесткими и вылетают под малыми углами в направлении вперед.

Можно было бы думать, что появление двух максимумов в спектре баронов есть результат наложения двух механизмов столкновения: столкновений периферических и центральных, порождающих более мягкий спектр. Однако из дальнейших расчетов будет видно, что никаким обрезанием периферических столкновений по величине передаваемого импульса нельзя получить наблюдаемые максимумы в спектре  $\Lambda$ -частиц.

Как показано в § 4, учет хорошо установленного  $K_{\pi}$ -резонанса  $K^*$  при энергии 0,89 Бэв и  $K_{\pi}$ -резонанса  $M^*$  при 0,73 Бэв полностью меняет ситуацию и позволяет непринужденно объяснить появление второго максимума в распределении импульсов  $\Lambda$ -частиц.

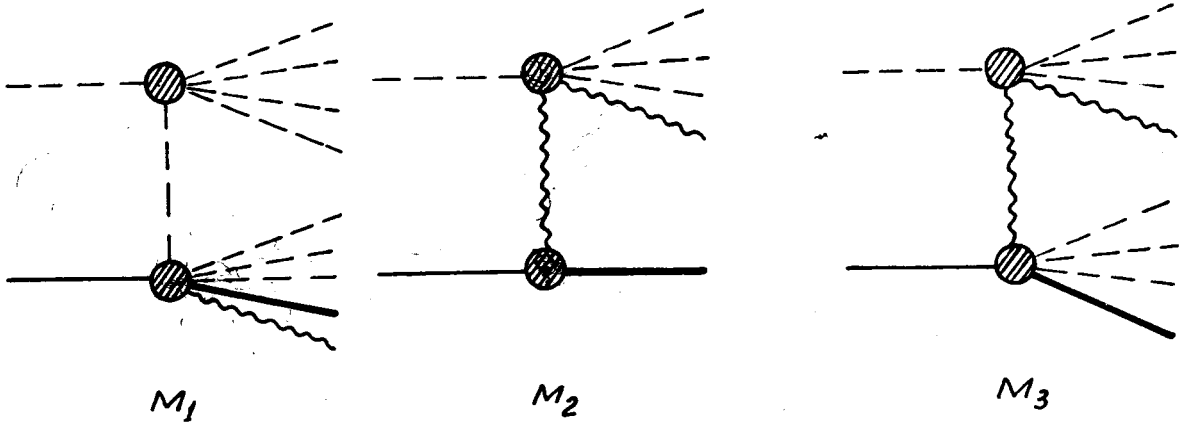
В предлагаемой работе мы произвели также оценки более сложных диаграмм, которые могут конкурировать с рассматриваемыми нами полюсными одномезонными диаграммами и показали, что во всяком случае в области энергий  $T = 1 - 10$  Бэв эти диаграммы не существенны.

Все это убеждает нас, что второй максимум в спектре  $\Lambda$ -частиц, обнаруженный в работах <sup>/2-4/</sup>, есть прямое отображение резонансного  $K_{\pi}$ -взаимодействия. Мы думаем, что подобный же максимум в импульсном спектре нуклонов, образующихся при множественной генерации  $\pi$ -мезонов <sup>/2/</sup>, является следствием резонансного  $\pi\pi$ -взаимодействия. Соответствующие расчеты сейчас выполняются.

Следует отметить, что механизм генерации частиц при энергиях  $T \gg 10$  Бэв может быть существенно иным.

## 2. Одномезонное /полусное/ приближение

В приближении, когда взаимодействие передается всего лишь одной промежуточной частицей, рождение  $\Lambda$ -гиперонов описывается диаграммами  $M_1$ ,  $M_2$  и  $M_3$  на рис. 1. Соответствующие распределения  $\Lambda$ -гиперонов по импульсам в системе центра



Р и с. 1.

Рождение  $\Lambda$ -гиперонов в одномезонном приближении ————— гиперон; ———— протон; ~~~~~ К-мезон; -----  $\pi$ -мезон.

масс сталкивающихся  $\pi^-$ -мезона и протона имеют вид:

$$\frac{d\sigma_1(p, T)}{dp} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{p}{\pi qs}\right)^2 \int_{M_{\Lambda+m}}^{s-2\mu} dW_1 \int_{2\mu}^{s-W_1+1} dW_2 \int d\cos\theta \sigma_{\pi\pi}^{\pi\Lambda}(W_2) \frac{\partial^2 \sigma_{\Lambda}^{\pi\Lambda}(k; \phi; W_1)}{\partial k \partial \cos\phi} \quad (1)$$

$$\times \left( \frac{1}{\Delta_{min}^2 + \mu^2} - \frac{1}{\Delta_{max}^2 + \mu^2} \right) \left( \gamma - \frac{p}{\epsilon} \sqrt{\gamma^2 - 1} \cos\theta \right) f(W_1; M; \mu) f(W_2; \mu; \mu).$$

Здесь

$$\Delta_{min}^2 = D - F - M^2 - W_1^2 \quad \Delta_{max}^2 = D + F - M^2 - W_1^2$$

минимальная и максимально возможная передачи четырехмерного импульса от протона к  $\Lambda$ -гиперону;

$$D = \frac{s^2 + W_1^2 - W_2^2}{s} \sqrt{q^2 + M^2};$$

$$F = \frac{q}{s} \sqrt{(s^2 - W_1^2 - W_2^2)^2 - 4W_1^2 W_2^2};$$

$$\cos\phi = \frac{E - \gamma\epsilon}{k \sqrt{\gamma^2 - 1}};$$

$$\gamma = \frac{s^2 + W_1^2 - W_2^2}{2W_1 s} ; \quad k = \sqrt{(\gamma E - \sqrt{\gamma^2 - 1} p \cos \theta)^2 - M_\Lambda^2} ;$$

$$q = \frac{1}{2s} \sqrt{(s^2 - M^2 - \mu^2)^2 - 4M^2 \mu^2} ; \quad E = \sqrt{p^2 + M_\Lambda^2} ; \quad \epsilon = \sqrt{k^2 + M_\Lambda^2} ;$$

$$f(W_1; M; \mu) = \frac{1}{2} \sqrt{(W_1^2 - M^2 - \mu^2)^2 - 4M^2 \mu^2} ;$$

$s = \sqrt{(M + \mu)^2 + 2MT}$  - полная энергия в системе центра масс сталкивающихся  $\pi^-$ -мезона и протона;  $W_1$  и  $W_2$  - полная энергия частиц, сталкивающихся соответственно в нижней и верхней вершинах диаграмм в системе их центра масс;  $p$  - импульс  $\Lambda$ -гиперона в системе центра масс сталкивающихся  $\pi^-$ -мезона и протона;  $T$  - кинетическая энергия первичного  $\pi^-$ -мезона в лабораторной системе координат;  $M_\Lambda, M, m, \mu$  - соответственно масса  $\Lambda$ -гиперона, нуклона,  $K$ - и  $\pi$ -мезона /  $h = c = 1$ ;  $\sigma_{\pi\pi}^{\pi\pi}$  - полное сечение  $\pi\pi$ -взаимодействия;  $\sigma_\Lambda^{\pi N}$  - суммарное сечение  $\pi N$  реакций с рождением  $\Lambda$ -гиперона:  $\pi + N \rightarrow \Lambda + K + n\pi$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$

Как и в работе /1/, виртуальностью промежуточной частицы мы пренебрегаем.

$$\frac{d\sigma_2(p; T)}{dp} = \frac{g_{KN\Lambda}^2}{\pi} \frac{p}{qsE} \sigma_t^{\pi K}(Q) f(Q; m; \mu) \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{4q} \ln \left[ 1 + \frac{4qp}{2\omega E - 2qp - M_\Lambda^2 - M^2 + m^2} \right] - \frac{p [m^2 - (M_\Lambda - M)^2]}{(2\omega E - M_\Lambda^2 - M^2 + m^2)^2 - 4q^2 p^2} \right\}, \quad /2/$$

где  $\omega = \sqrt{p^2 + M^2}$ ,  $Q = \sqrt{(s - E)^2 - p^2}$ ,

вершинная функция в нижнем виртексе

$$g_{KN\Lambda}(\Delta^2) \rightarrow \bar{g}_{KN\Lambda}$$

$$\frac{d\sigma_2(p; T)}{dp} = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{p}{\pi qs} \right)^2 \int_{m+m}^{s-m-\mu} dW_1 \int_{m+\mu}^{s-W_1} dW_2 \int_{-1}^{+1} d\cos \theta \sigma_t^{\pi K}(W_2) \times$$

$$\frac{\partial^2 \sigma_\Lambda^{KN}(k; \phi; W_1)}{\partial k \partial \cos \phi} \cdot \frac{W_1 W_2}{k^2} \left( \frac{1}{\Delta_{min}^2 + m^2} - \frac{1}{\Delta_{max}^2 + m^2} \right) (\gamma - \frac{p}{\epsilon} \sqrt{\gamma^2 - 1} \cos \theta) \times$$

$$\times f(W_1; M; m) \times f(W_2; m, \mu).$$

Здесь  $\sigma_t^{\pi K}$  - полное сечение  $\pi K$ -взаимодействия;  $\sigma_\Lambda^{KN}$  - суммарное сечение  $KN$ -реакций с рождением  $\Lambda$ -гиперона:  $K + N \rightarrow \Lambda + n\pi$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$   
 Все остальные обозначения - те же, что и в выражении /1/.

Формулы дифференциальных сечений /1/-/3/ получены стандартным методом из соответствующих матричных элементов  $M_1$ ,  $M_2$  и  $M_3$ .

Полное сечение рождения  $\Lambda$ -гиперонов в одномезонном полюсном приближении равно сумме сечений /1/-/3/, проинтегрированных по всем значениям импульса  $p$ . При этом мы пренебрегаем интерференционными членами. Вклад этих членов, по-видимому, незначителен. Для частного случая, когда в конечном состоянии имеются три частицы, это показано в работе /5/. Для большего числа рождающихся частиц возникает много интерференционных членов с различными знаками, поэтому можно ожидать, что в сумме их вклад в значительной степени будет компенсироваться.

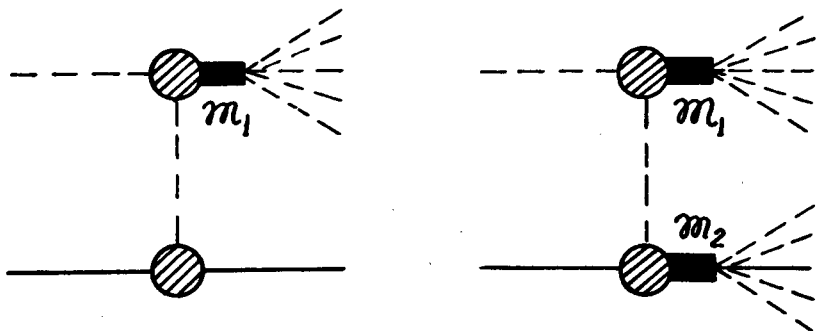
Экспериментальные значения дифференциального сечения  $\frac{\partial^2 \sigma_{\Lambda}^{\pi N}}{\partial k \partial \cos \phi}$  в настоящее время известны очень плохо, поэтому при численных расчетах мы использовали полуэмпирическое выражение

$$\frac{\partial^2 \sigma_{\Lambda}^{\pi N}(k; \phi; W)}{\partial k \partial \cos \phi} = \sigma_{\Lambda}^{\pi N}(W) P_{\Lambda}^{\pi N}(k; W) \mathcal{H}_{\Lambda}^{\pi N}(\phi; W). \quad /4/$$

Здесь  $P_{\Lambda}^{\pi N}(k; W)$  - нормированный импульсный спектр  $\Lambda$ -гиперонов в системе центра масс нижней вершины, вычисленный с помощью статистической теории множественного рождения частиц;

$$\int_0^{\infty} P_{\Lambda}^{\pi N}(k; W) dk = 1.$$

При вычислении этого спектра учитывались резонансные взаимодействия рождающихся частиц путем введения в теорию соответствующих "изобар". При этом учитывались лишь те "изобары", которые соответствуют экспериментально наблюдаемым резонансам. В этом пункте наша теория существенно отличается от одномезонной модели, рассматривавшейся в работах /6,7/, где предполагалось, что частицы рождаются при распаде одной или двух "изобар", масса которых может быть любой величиной, допустимой законами сохранения /см. рис. 2/. Такой подход является очень специальным случаем одномезонной теории, хотя численные расчеты в этом случае существенно упрощаются.



Р и с. 2.

Частный случай одномезонной теории, когда вторичные частицы образуются при распаде изобар  $m_1$  и  $m_2$ .

$\mathcal{H}_{\Lambda}^{\pi N}(\phi; W)$  - нормированное угловое распределение рождающихся  $\Lambda$ -гиперо-

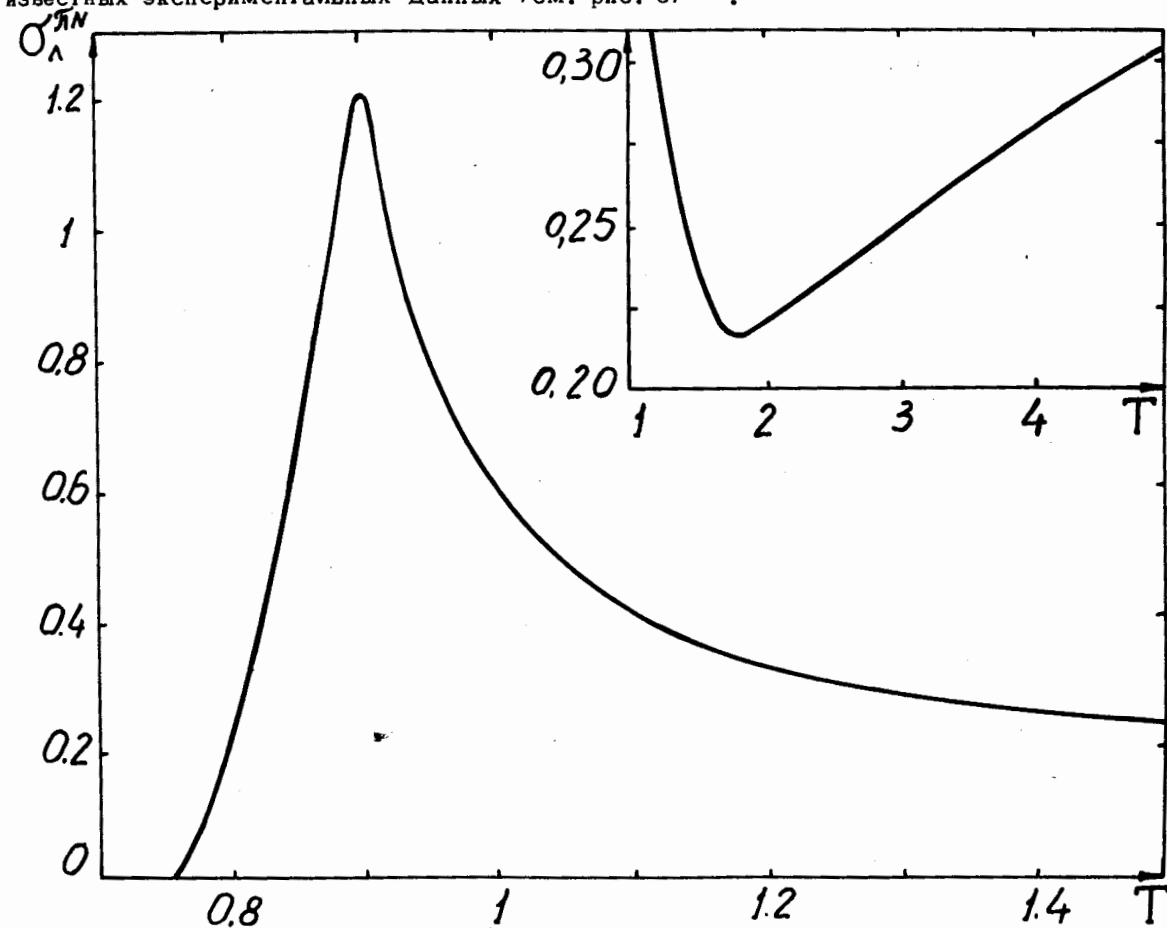
нов в системе центра масс нижней вершины, полученное интерполяцией известных экспериментальных данных. Благодаря релятивистскому сжатию углов при переходе к системе центра масс сталкивающихся  $\pi^-$ -мезона и протона, конкретный вид угловой зависимости сечения  $\frac{d^2\sigma_{\Lambda}^{\pi N}}{dk d\cos\phi}$  мало сказывается на результатах расчетов.

Аналогичным образом вычислялось сечение  $\frac{d^2\sigma_{\Lambda}^{KN}}{dk d\cos\phi}$ . При этом угловое распределение рождающихся гиперонов  $\Lambda^{KN}(\phi; W)$  выбиралось приблизительно таким же, как и в случае  $\pi N$  - взаимодействия.

Так как сечения  $\sigma_t^{\pi\pi}$ ,  $\sigma_t^{\pi K}$  и  $\sigma_{\Lambda}^{KN}$  и  $\xi_{KN\Lambda}^2(\Delta)$  известны в настоящее время крайне неточно, мы в /1/ и /3/ в соответствии с теоремой о среднем значении вынесли эти сечения за знак интеграла. Численное значение определенных таким образом "средних сечений"  $\overline{\sigma_t^{\pi\pi}}$ ,  $\overline{\sigma_t^{\pi K}}$ ,  $\overline{\sigma_{\Lambda}^{KN}}$  и  $\overline{\xi_{KN\Lambda}^2}$  обсудим в следующем разделе.

Что касается сечения  $d\sigma/dp$ , то, как увидим далее, замена  $\sigma_t^{\pi K}(Q)$  постоянной является в этом случае слишком грубым приближением.

При вычислении  $d\sigma_t/dp$  использовались значения  $\sigma_{\Lambda}^{\pi N}$ , полученные интерполяцией известных экспериментальных данных /см. рис. 3/ /8/.



Р и с. 3.

Полное сечение рождения  $\Lambda$  -гиперонов при столкновении  $\pi^-$ -мезона с нуклоном /в единицах  $10^{-27}$ /.  $T$  -кинетическая энергия налетающего  $\pi^-$ -мезона в лабораторной системе координат в Бэв.

Для постоянной  $KN\Lambda$  -взаимодействия мы выбрали значение  $\xi_{KN\Lambda}^2 \sim 1$ .

Все численные расчеты, в том числе и статистические расчеты импульсных спек-

ров, выполнялись по единой программе на быстродействующей электронной счетной машине. При этом программа была составлена таким образом, что допустимые каналы реакции отбирались автоматически по заданным критериям отбора /законы сохранения странности, барионного числа и т.д./.

### 3. Сечение рождения $\Lambda$ -гиперонов

Полное сечение рождения  $\Lambda$  -гиперонов в  $\pi^-p$  -взаимодействиях при  $T = 7$  Бэв

$$\begin{aligned} \sigma_{\Lambda}^{\pi^-p} &\equiv \int \frac{d\sigma_{\Lambda}^{\pi^-p}(p)}{dp} dp = & /6/ \\ &= 1,5 \cdot 10^{-3} \overline{\sigma_t^{\pi\pi}} + 1,8 \cdot 10^{-2} \overline{g_{\pi N \Lambda}^2 \sigma_t^{\pi K}} + 1,4 \cdot 10^{-3} \overline{\sigma_t^{\pi K} \sigma_{\Lambda}^{KN}}, \end{aligned}$$

вычисленное по формулам /1/-/3/, определяется величиной "усредненных сечений"  $\overline{\sigma_t^{\pi\pi}}$ ,  $\overline{\sigma_t^{\pi K}}$  и  $\overline{\sigma_{\Lambda}^{KN}}$  и  $\overline{g_{\pi N \Lambda}^2}$ . Как уже отмечалось выше, для этих величин имеются в настоящее время только грубые оценки.

В работе /1/ было установлено, что сечение неупругого  $\pi N$  -взаимодействия при  $T = 7$  Бэв,  $\sigma_{in}^{\pi N}$ , вычисленное по одномезонной теории, согласуется с его экспериментальным значением, если средняя величина сечения  $\pi\pi$  -взаимодействия в наиболее существенной для нас области энергий  $T \approx 1-3$  Бэв  $\overline{\sigma_t^{\pi\pi}}$  30-50 мб. Эта величина близка к оценкам, полученным на основе экстраполяционной процедуры Чу и Лоу /см., например, /8/.

Средняя экспериментальная величина сечения  $\sigma_{\Lambda}^{KN}$  в области энергий  $T \approx 1-3$  Бэв составляет несколько миллибарн и во всяком случае меньше, чем  $\sigma_{in}^{KN} \approx 10$  мб /10/.

Следует отметить, что неточности в сечениях  $\sigma_{\Lambda}^{KN}$ , и  $\sigma_t^{\pi\pi}$  мало сказываются на величине  $\sigma_{\Lambda}^{\pi^-p}$ , так как относительный вклад  $\sigma_t^{\pi\pi}$  и  $\sigma_t^{\pi K}$  невелик.

Для указанных средних значений  $\overline{\sigma_t^{\pi\pi}}$  и  $\overline{\sigma_{\Lambda}^{KN}}$  и  $\overline{g_{\pi N \Lambda}^2}$  теоретическая величина полного сечения рождения  $\Lambda$  - гиперонов согласуется с его экспериментальным значением  $\sigma_{\Lambda}^{\pi^-p} \approx 0,4 \pm 0,1$  мб /8/ при условии, что  $\sigma_t^{\pi K} \approx 10 - 30$  мб.

Существенно, что во всех случаях основной вклад в полное сечение  $\sigma_{\Lambda}^{\pi^-p}$  вносят взаимодействия, в которых промежуточной частицей является  $K$  -мезон:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2 + \sigma_3} < 20\%$$

Вклад диаграмм  $M_1$  и  $M_2$  при этом оказывается одного порядка величины:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \approx 1.$$

### 4. Импульсное распределение рождающихся $\Lambda$ -гиперонов

Суммарное дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma_{\Lambda}^{\pi^-p}(p)}{dp} = \frac{d\sigma_1(p)}{dp} + \frac{d\sigma_2(p)}{dp} + \frac{d\sigma_3(p)}{dp}, \quad /7/$$

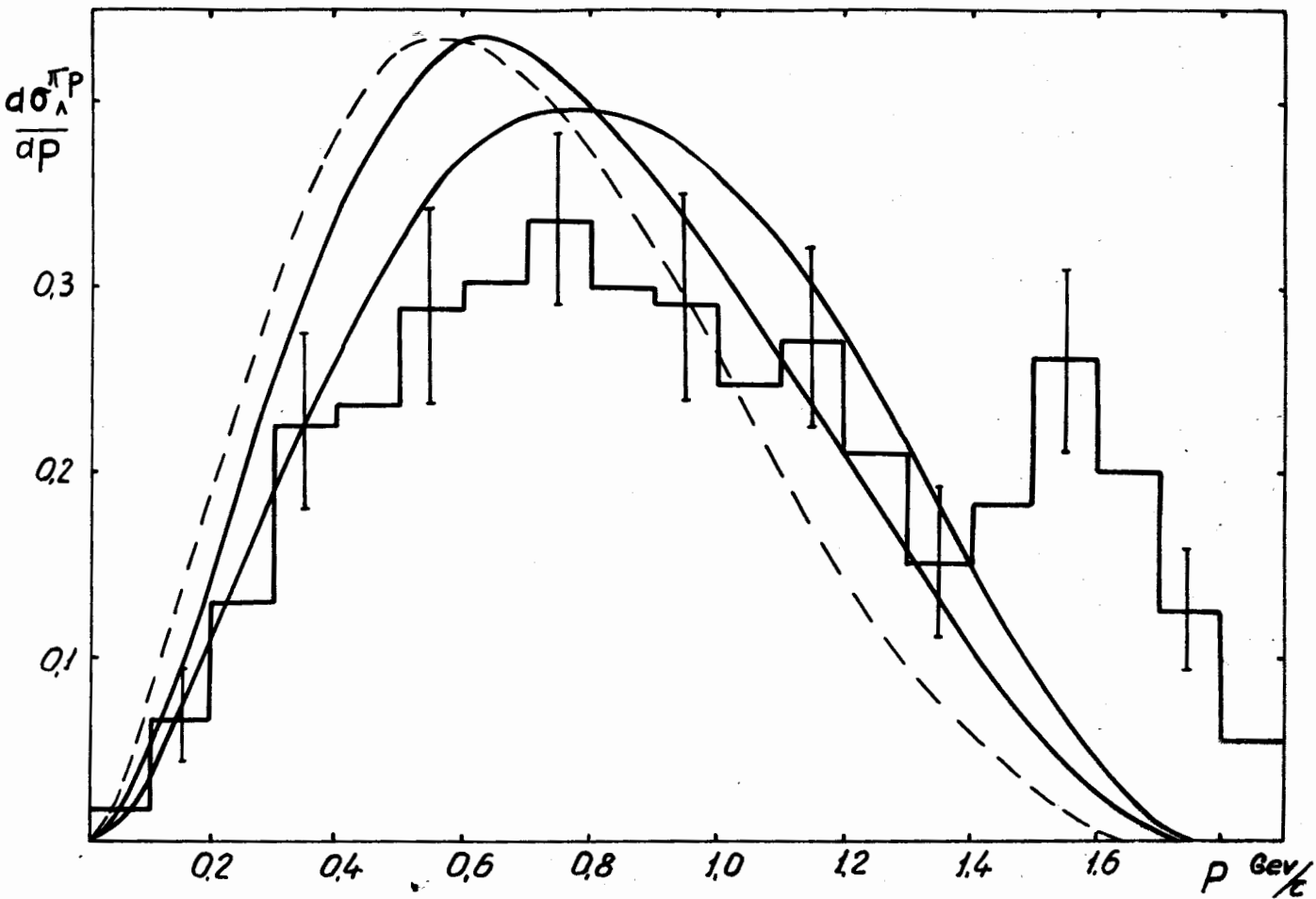


вычисленное по формулам /1/-/3/, приведено на рис. 4. На этом рисунке указаны две кривых соответственно двум крайним случаям выбора "средних сечений", обсуждавшихся в предыдущем разделе. При этом сечение  $\sigma_i^{\pi K}(Q)$  в  $d\sigma_2/dp$  также аппроксимировано "средним сечением"  $\sigma_i^{\pi K}$ .

Для сравнения на рис. 4 указано сечение

$$\left(\frac{d\sigma}{dp}\right)_{\text{стат.}} = \left(\sigma_{\Lambda}^{\pi p}\right)_{\text{эксп.}} \cdot W(p)_{\text{стат.}}, \quad /8/$$

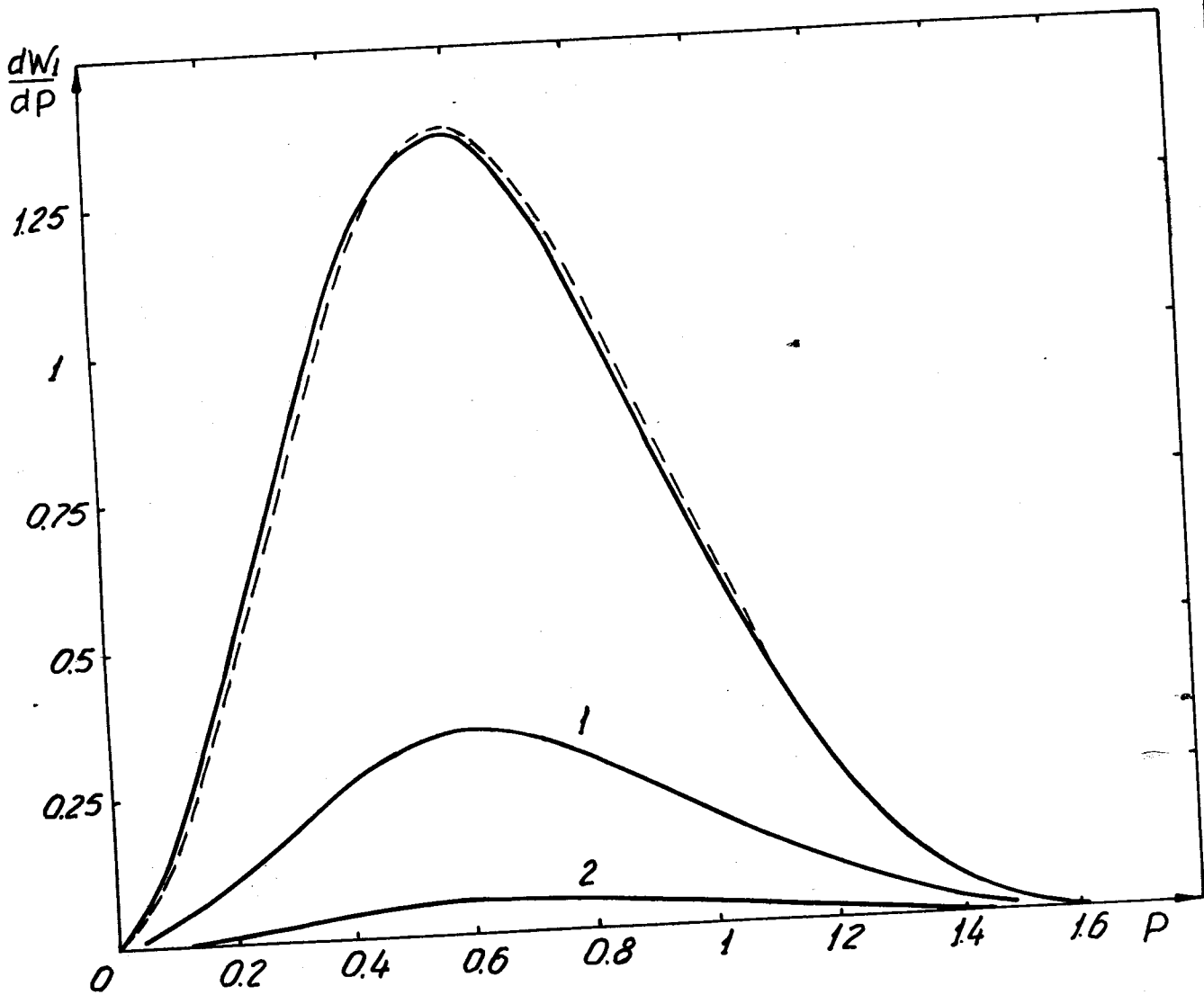
рассчитанное с помощью статистической теории множественного рождения частиц, и соответствующая экспериментальная гистограмма из работы /3/.



Р и с. 4.

Распределение  $\Lambda$ -гиперонов по импульсам. Сплошными кривыми указано распределение, вычисленное по формуле /7/ для крайних значений выбора сечений  $\bar{\sigma}^{\pi\pi}$ ,  $\bar{\sigma}^{\pi K}$  и  $\bar{\sigma}_{\Lambda}^{\pi N}$ . Пунктиром нанесено распределение, рассчитанное по статистической теории множественного рождения частиц. Гистограмма - экспериментальные данные работы /3/. Все кривые нормированы на сечение  $\bar{\sigma}_{\Lambda}^{\pi p} = 0,4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ .

Нормированные на единицу парциальные сечения  $d\sigma_i/dp$  приведены на рис. 5-7.

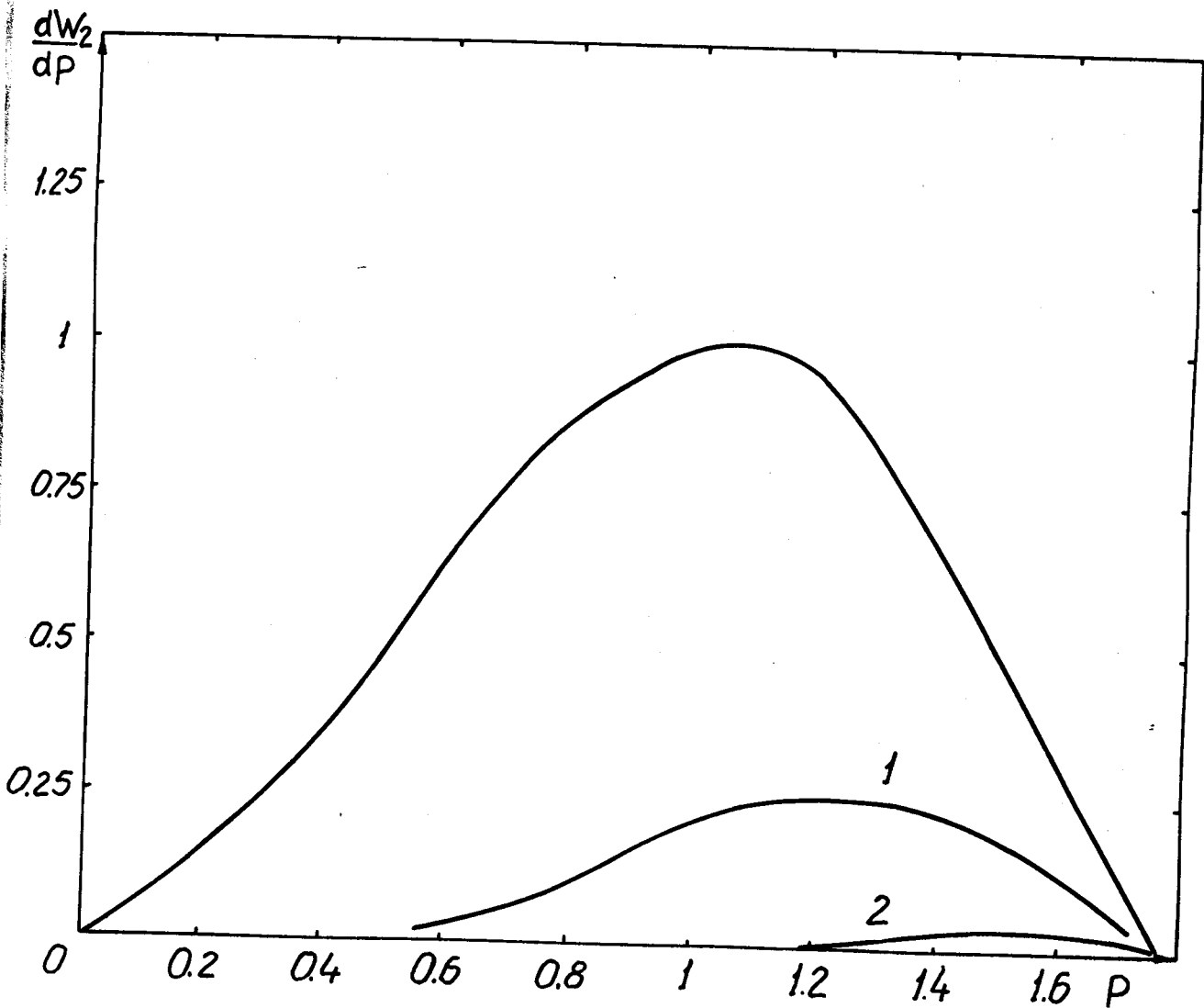


Р и с. 5.

Импульсный спектр  $\Lambda$ -гиперонов

$$w_1(p) = \frac{d\sigma_1(p)}{dp} / \int \frac{d\sigma_1(p)}{dp} dp.$$

Пунктиром указан /в единицах массы нуклона/ спектр, вычисленный в предположении, что  $\sigma_{\Lambda}^{pN} = \text{const}$ . Кривые 1 и 2 - спектры, вычисленные с обрезанием соответственно при  $\Delta^* = \sqrt{30} \mu$  и  $\Delta^* = \sqrt{10} \mu$ .



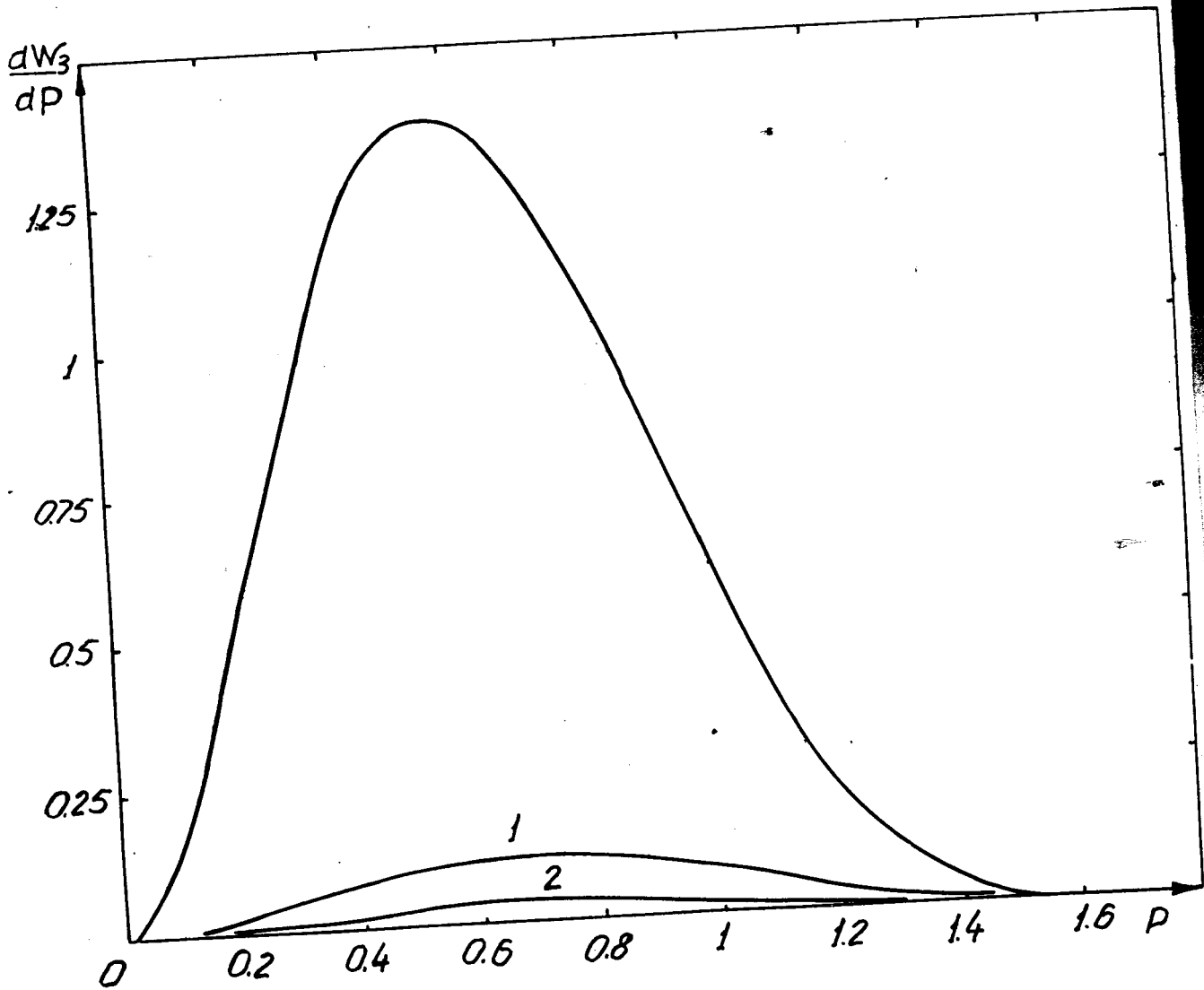
Р и с. 6.

Импульсный спектр  $\Lambda$ -гиперонов

$$w_2(p) = \frac{d\sigma_2(p)}{dp} / \int \frac{d\sigma_2(p)}{dp} dp .$$

/в единицах массы нуклона/

Кривые 1 и 2 - спектры, вычисленные с обрезанием соответственно при  $\Delta^* = \sqrt{45} \mu$  и  $\Delta^* = \sqrt{13} \mu$ .



Р и с. 7.

Импульсный спектр  $\Lambda$ -гиперонов

$$w_3(p) = \frac{d\sigma_3(p)}{dp} / \int \frac{d\sigma_3(p)}{dp} dp$$

/в единицах массы нуклона/

Кривые 1 и 2 - спектры, вычисленные с обрезанием соответственно при  $\Delta^* = \sqrt{30} \mu$  и  $\Delta^* = \sqrt{10} \mu$ .

В таблице 1 приведены значения среднего импульса  $\Lambda$ -гиперонов

$$\bar{p} = \frac{1}{\sigma_{\Lambda}^{\pi^+p}} \int p \frac{d\sigma_{\Lambda}^{\pi^+p}(p)}{dp} dp. \quad /9/$$

Т а б л и ц а 1

Средние импульсы  $\Lambda$ -гиперонов /  $\pi^+$ - $p$ -взаимодействие,  $T=7$  Бэв/

	Бэв/с
Диаграмма $M_1$	0,62
Диаграмма $M_2$	0,88
Диаграмма $M_3$	0,59
Суммарный теоретический импульс <sup>x/</sup>	0,76 -- 0,84
Статистическая теория	0,65
Эксперимент	0,96 $\pm$ 0,1

Как видно, результаты расчетов по однорезонной полюсной теории со "средними сечениями" в общих чертах неплохо согласуются с экспериментальными данными. Вместе с тем отчетливо проявляются и существенные различия.

Для экспериментального импульсного спектра  $\Lambda$ -гиперонов /а также  $\Sigma$ -гиперонов и нуклонов отдачи, см. /2,4/ / характерным является наличие двух максимумов. Однако из рис. 5-7 видно, что никаким подбором постоянных  $\sigma_t^{\pi\pi}$ ,  $\sigma_t^{\pi k}$ ,  $\sigma_{\Lambda}^{kN}$  и  $\sigma_{KN}^{-2}$  нельзя получить теоретический спектр с двумя максимумами, которые бы совпадали с экспериментальными. Во всех случаях экспериментальный спектр оказывается заметно более жестким, чем вычисленный теоретически.

### 5. Периферические взаимодействия с очень малой передачей четырёхмерного импульса

В принципе можно было бы ожидать, что расхождение теоретических импульсных спектров на рис. 4 с экспериментом в значительной степени обусловлено также тем, что при вычислениях учитывались все кинематически допустимые значения передачи четырёхмерного импульса  $\Delta$ , т.е. другими словами, все возможные параметры удара, в то время как однорезонное "полюсное приближение применимо, строго говоря, лишь для достаточно далеких периферических взаимодействиях, характеризующихся небольшими значениями  $\Delta$ . Поэтому очень важно выяснить, насколько изменяется характер теоретических спектров, если в формулах /1/-/3/ ввести обрезание по  $\Delta$ , т.е. учесть лишь значения  $\Delta \leq \Delta^*$ .

В формулах /1/ и /3/ для этого достаточно заменить  $\Delta_{max}$  на  $\Delta^*$  во всех случаях, когда  $\Delta_{max} > \Delta^*$ , формулу /2/ необходимо предварительно переписать в виде:

<sup>x/</sup> Два приведенных значения соответствуют двум крайним случаям выбора "средних сечений" в формуле /9/ /ср. рис. 4/.

$$\frac{d\sigma_2(p; T; \Delta)}{dp} = \frac{g_{\pi N \Lambda}^2 \Lambda^p}{4\pi q^2 s E} f(Q; m; \mu) \sigma_t^{\pi k}(\theta)$$

/10/

$$\times \left\{ \ln \frac{\Delta_{max}^2 + m}{\Delta_{min}^2 + m} + [m^2 - (M - M_\Lambda)^2] \left( \frac{1}{\Delta_{max}^2 + m^2} - \frac{1}{\Delta_{min}^2 + m^2} \right) \right\}$$

и затем заменить  $\Delta_{max}$  на  $\Delta^*$ .

Результаты таких расчетов приведены на рис. 5-7.

Как видно, характер спектров, соответствующих диаграммам  $M_1$  и  $M_2$ , очень слабо зависит от обрезания; среднее значение импульса  $\Lambda$  -гиперонов остается практически постоянным, а величина сечений  $\sigma_t$  быстро уменьшается. Отсюда можно заключить, что введение обрезания не улучшает согласия суммарного импульсного спектра с экспериментом. В частности, теоретические и экспериментальные сечения в области высокоэнергетического максимума будут одного порядка величины лишь в том случае, если сечения  $\sigma^{\pi K}$ ,  $\sigma^{\pi \pi}$  или  $\sigma_\Lambda^{KN}$  на два-три порядка превосходят оценки, приведенные в § 3. Такая картина представляется явно фантастической.

### 6. Учет резонансного $K\pi$ -взаимодействия

Теоретические и экспериментальные значения импульсных спектров рождающихся  $\Lambda$  -гиперонов можно согласовать, если сделать более детальные предположение о сечении  $\pi K$  -взаимодействия. В настоящее время экспериментальная информация о поведении этого сечения очень мала; однако известно, что при  $Q = 0,73$  Бэв и  $Q = 0,89$  Бэв имеются резонансы с суммарной полушириной  $\Delta Q = 70$  Мэв<sup>/11/</sup>. Если учесть разброс энергии пучка первичных  $\pi^-$  -мезонов, использовавшихся в работе<sup>/3/</sup>,  $T = 6,2 - 7,4$  Бэв, эти резонансы оказываются как раз соответствующими энергии системы  $\pi^- + K^+$

$$Q_{\pi^- K^+} = \sqrt{(S - E)^2 - p^2} \approx (0,6 - 1,2),$$

определяющей высокоэнергетическую часть теоретического спектра /  $p_\Lambda \approx 1,6$  Бэв/с/.

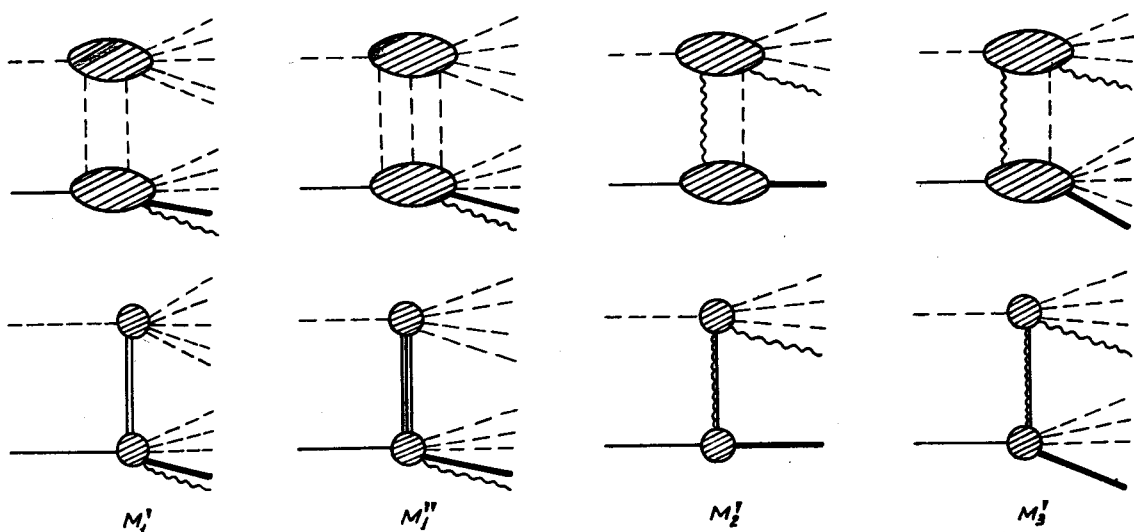
Используя экспериментальную полуширину  $\pi k$  резонансов, можно получить грубую оценку отношения сечений

$$\frac{\sigma_{\pi K}^{K\pi}}{\sigma_{\pi K}^{\pi K}} \approx (10 \div 20). \quad /11/$$

Так как сечения  $\sigma_t^{\pi \pi}$  и  $\sigma_\Lambda^{KN}$  в формулах /1/, /3/ входят под знаком интеграла, то их резонансный характер слабо влияет на импульсный спектр рождающихся  $\Lambda$  - гиперонов. Это видно, например, из рис. 5, где кроме сечения  $\frac{d\sigma_\Lambda^{\pi p}}{dp}$  вычисленного для экспериментальных значений  $\sigma_\Lambda^{\pi N}$  /см. рис. 3/, приведен также результат расчета, выполненного в предположении, что  $\sigma_\Lambda^{\pi N} = const$ . Соответствующие теоретические кривые на рис. 5 практически совпадают.

## 7. Многомезонные промежуточные состояния

Как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения большой интерес представляют оценки вклада процессов, в которых взаимодействие передается одновременно несколькими промежуточными частицами /см. рис. 8/.



Р и с. 8.

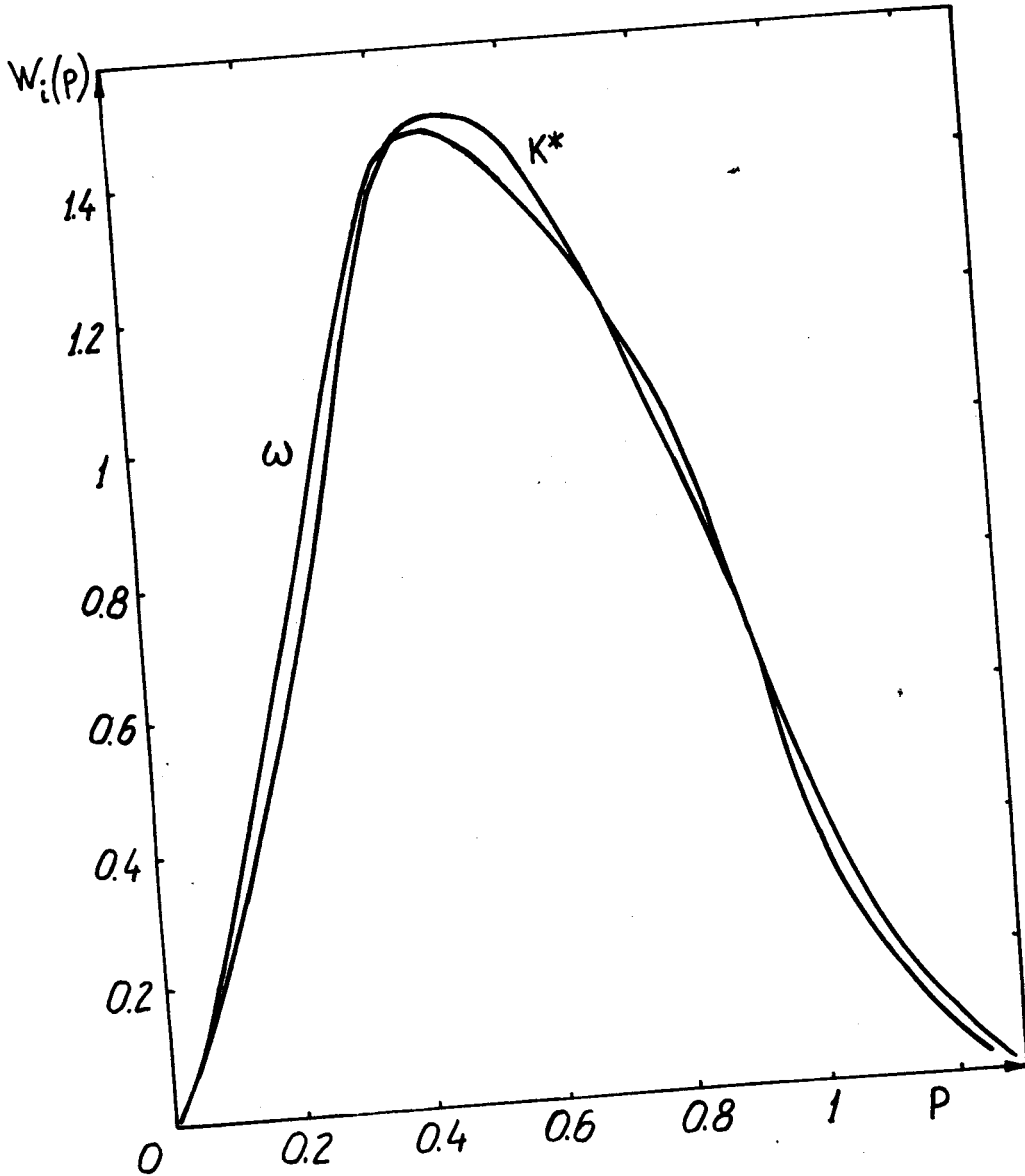
Резонансное приближение к многомезонным промежуточным состояниям. —  $\eta$  — и  $\rho$  — мезоны,  $\equiv$   $\omega$  — мезон,  $\sim$   $M^*$  — и  $K^*$  — мезоны. Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

Некоторые грубые представления о характере этого вклада можно получить, если учесть лишь ту часть промежуточных взаимодействий, которая связана с резонансами <sup>12/</sup>. В этом случае многомезонные диаграммы на рис. 8 можно приближенно аппроксимировать одномезонными полюсными диаграммами  $M'_1$ ,  $M''_1$ ,  $M'_2$  и  $M'_3$ , для оценки которых можно использовать формулы /1/-/3/ с соответствующей заменой сечений и масс.

Часть результатов вычислений приведена на рис. 9. На этом рисунке приведены лишь относительные значения парциальных сечений  $d\sigma(p)/dp$ :

$$w(p) = \frac{\frac{d\sigma_1(p)}{dp}}{\int \frac{d\sigma_1(p)}{dp} dp}$$

так как значения эффективных сечений  $\sigma_{\pi\omega}$ ,  $\sigma_{\pi\rho}$  и т. д. в настоящее время совершенно неизвестны.



Р и с. 9.

Импульсный спектр  $\Lambda$  -гиперонов

$$w_i(p) = \frac{d\sigma_i(p)}{dp} / \int \frac{d\sigma_i(p)}{dp} dp$$

в процессах с резонансным и промежуточными состояниями  $\omega$  -спектр, соответствующий промежуточному  $\omega$  -мезону;  $K^*$  -спектр, соответствующий промежуточному  $K^*$  -мезону. Диаграмма с промежуточными  $\eta$  - ,  $\rho$  - ,  $M^*$  -мезонами дает спектры, очень близкие к приведенным. Все в единицах массы нуклона.



Существенно, что спектры  $w_i(p)$  заметно мягче экспериментальных.

Если сечение  $\sigma_{\pi^+K^+}$  в свою очередь имеет резонанс, то соответствующий спектр  $w_2'(p)$  будет значительно отличаться от приведенного на рис. 9.

Для оценки абсолютного вклада многомезонных диаграмм

/13/

$$(\sigma_{\Lambda}^{\pi^+p}) = 1,1 \cdot 10^{-4} \frac{\pi\omega}{\sigma} \bar{\sigma} \omega^N + 2,7 \cdot 10^{-4} \frac{\pi\eta}{\sigma} \bar{\sigma} \eta^N + 3,3 \cdot 10^{-4} \frac{\pi\rho}{\sigma} \bar{\sigma} \rho^N + 3 \cdot 10^{-4} \frac{\pi K^*}{\sigma} \bar{\sigma} K^{*N} + \dots$$

необходима значительно более подробная экспериментальная информация. В этой связи большой интерес представляет экспериментальное исследование отдельных каналов неупругого  $NN$  - и  $\pi N$  - взаимодействия.

### З а к л ю ч е н и е

Таким образом, все известные в настоящее время экспериментальные данные о рождении  $\Lambda$  -гиперонов при столкновениях  $\pi^-$  -мезонов с нуклонами можно объяснить в рамках одномезонной полюсной теории, если учесть резонансные  $K\pi$  -взаимодействия.

Следует, однако, подчеркнуть, что ошибки измерений еще весьма велики, поэтому указанное согласие эксперимента и теории не следует переоценивать, особенно, когда речь идет о вкладе многомезонных промежуточных состояний.

### Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, Д.И. Блохинцев, Ван Жун, Э.К. Михул, Хуан Цзу-чжань, Ху Ши-кэ. ЖЭТФ 42, 217 /1962/.
2. K.Lanius. Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys. CERN, 1962, p.617.
3. V.A.Belyakov, Wang Yung-chang, V.I.Veksler, N.M.Viryasov, I.Vrana, Du Yuan-cai, Kim Hi In, E.N.Kladnitskaya, A.A.Kuznetsov, A.Mihul, E.Mihul, Nguen Dinh Tu, I.Patera, V.N.Penev, E.S.Sokolova, M.I.Soloviev, T.Hofmohl, Tshen Lin yen, M.Schneeberger. Prog. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys. CERN, 1962, с. 252.
4. J.Bartke, R.Budde, W.A.Cooper, H.Filthuth, Y.Goldschmidt-Clermont, G.R.MacLeod, A. de Marco, A.Minguzzi-Ranzi, L.Montanet, D.R.O.Marrison, S.Nilsson, C.Peyron, S.Sosnowski, A.Bige, R.Carrara, C.Franzineti, I.Marnelli, G.Brautti, M.Ceschia, L.Chersovani. Nuovo Cim. 24, 876 (1962).
5. Da Prato. Nuovo Cim. 22, 123 (1961).
6. И.П. Дремин, Д.С. Чернавский. ЖЭТФ 38, 229 /1960/.
7. И.П. Дремин, Д.С. Чернавский. ЖЭТФ 40, 1333 /1961/.
8. В.С. Барашенков, И. Патера. Препринт ОИЯИ Р- 1163, 1962.
9. L.F.Detouef. Proc. of the Aix-en-Provence Intern. Conf. on Elemen. Particles, 1961, p.57.
10. G.A.Snow. Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys. CERN, 1962, p. 795.
11. Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys. CERN, 1962.
12. Л.Д. Соловьев, Чень Цун-мо. ЖЭТФ 42, 526 /1962/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 марта 1963 года.