

С 323.5

Acta Phys. Polon., 5/ii-667.
1966, v. 29, n 6, p. 899-906.

Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2433



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, К.К. Гудима, Н.Ф. Трускова

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

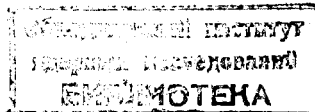
1965

P-2433

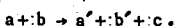
В.С. Барашенков, К.К. Гудима, Н.Ф. Трускова

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в Acta Physica Polonica



Имеющиеся в настоящее время сведения о сечениях взаимодействия нестабильных частиц $\pi+\pi$, $\pi+K$, $K+K$ и т.д. еще крайне бедны и, как правило, имеют характер грубых оценок и качественных заключений, а во многих случаях эти сечения и вообще не известны. Вместе с тем информация о сечениях взаимодействия нестабильных частиц представляет не только большой самостоятельный интерес, но совершенно необходима, например, для статистических расчетов неупругих столкновений при высоких энергиях (см. ^{1,2/}). Поэтому сейчас важно использовать все доступные способы для получения такой информации. Важным источником информации может служить анализ трехчастичных реакций типа



В ряде случаев основная часть сечения таких реакций обусловлена периферическими взаимодействиями, которые хорошо описываются одномезонными диаграммами. В этих случаях для приближенной оценки неизвестных сечений взаимодействия нестабильных частиц $\sigma_{xy}(\omega)$ можно использовать экспериментальные данные по полным сечениям трехчастичных реакций $\sigma_{in}(E)$, которые в рамках одномезонного приближения связаны с сечением $\sigma_{xy}(\omega)$ простым интегральным соотношением типа

$$\sigma_{in}(E) = \int_A^{B(E)} K(E, \omega) \sigma_{xy}(\omega) d\omega \quad (1)$$

(ω - полная энергия в системе центра масс частиц x и y , $K(E, \omega)$, - известная функция).

Интерполяция экспериментальных значений $\sigma_{in}(E)$ позволяет определить сечение $\sigma_{xy}(\omega)$ в широкой области энергий. Решение задачи существенно облегчается применением быстродействующих счетных машин.

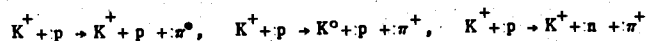
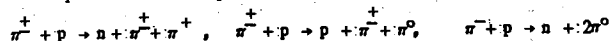
Конечно, можно рассчитывать на достаточную точность полученных таким образом оценок лишь тех областей энергии ω , где заранее известно, что одномезонное промежуточное состояние дает преобладающий вклад в полное сечение трехчастичной реакции. В частности, это будет иметь место, когда одна из вершин одномезонной диаграммы является резонансной. Наоборот, относительный вклад одномезонной диаграммы будет небольшим, если наряду с этой диаграммой существуют другие резонансные

диаграммы. Так, например, реакция $\pi + N \rightarrow N + \pi + \pi$ достаточно точно описывается одномезонной теорией лишь недалеко от порога $\omega = M_N + M$ вблизи ρ -резонанса $\omega \approx 750$ Мэв и при больших энергиях, в области энергий $\omega \approx 400-600$ Мэв возможно возбуждение $\pi-N$ -резонансов N^* (см. рис. 1) и вклад одномезонной диаграммы становится относительно небольшим.

В настоящей работе указанный метод применяется сначала к реакциям



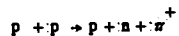
с целью установить точность этого метода путем сравнения вычисленных сечений $\pi-N$ -взаимодействий $\sigma_{\pi N}(\omega)$ с известными экспериментальными данными, а затем анализируются трехчастичные реакции



с целью получить сведения соответственно о сечениях $\pi-\pi$ и $\pi-K$ взаимодействий.

Мы не будем приводить здесь явного вида интегрального уравнения (1) для рассматриваемых случаев $p-p$ и $\pi-p$ взаимодействий, так как соответствующие выражения обсуждались уже во многих работах (см., например, /3-5/).

Результаты вычислений для случая реакции



приведены на рис. 2 (экспериментальные значения σ_{in} взяты из таблиц обзора /6/).

Как видно, решение уравнения (1) правильно передает положение N_{33} резонанса, величина сечения $\sigma_{\pi+p}$ по порядку величины также близка к экспериментальной, особенно если учесть интерференцию вкладов двух возможных одномезонных диаграмм и зависимость $\pi-N$ вертекса от передачи четырехмерного импульса Δ^2 .

Вместе с тем следует отметить, что решение уравнения (1) оказывается довольно чувствительным к варьированию значений $\delta\sigma_{in}(E)$. Это особенно заметно сказывается в области пороговых энергий $E = E_{порог}$, где имеет место очень быстрое возрастание сечений σ_{in} , благодаря чему даже небольшое смещение интерполяционной кривой $\delta\sigma_{in}(E)$ вдоль оси E приводит к очень существенным относительным изменениям $\delta\sigma_{in}/\sigma_{in}$. В частности, низкоэнергетические сечения упругих $\pi-N$ взаимодействий определяются уравнением (1) значительно менее точно, чем пороговые сечения взаимодействий (см. далее), так как используемые в последнем случае сечения $\sigma_{in}^{\pi N}(E)$ в области $E = E_{порог}$ возрастают сравнительно медленно.

Из анализа реакции

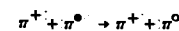


получаются весьма похожие результаты.

В резонансном приближении был оценен также вклад двух и трехчастичных промежуточных состояний. Хотя постоянные взаимодействия $\pi-\pi$ резонансов с нуклоном и сечения их взаимодействий с π -мезонами $f_{N\omega N}, \sigma_{\omega\pi}, f_{N\rho N}, \sigma_{\rho\pi}$ и т.д. известны сейчас или очень плохо или вообще неизвестны, в рамках разумных предположений относительно этих величин вклад многочастичных промежуточных состояний оказывается малым.

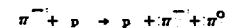
Аналогичным образом по экспериментальным сечениям трехчастичных $\pi-N$ взаимодействий (см. обзор /6/) были вычислены сечения $\sigma_{\pi\pi}(\omega)$. Результаты расчетов заметно изменяются при варьировании интерполяционных кривых $\sigma_{in}(E)$ в пределах экспериментальных ошибок $\pm \Delta\sigma_{in}(E)$, однако точность вычисленных значений $\sigma_{\pi\pi}(\omega)$ в целом оказывается не хуже, чем у значений, полученных с помощью других одномезонных методов или путем экстраполяционной процедуры Чу-Лой /3/.

Наиболее точно в настоящее время определяются (см. рис. 3) сечение упругого рассеяния



и сечение рассеяния с перезарядкой $\pi^- + \pi^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^0$.

Низкоэнергетические значения первого из этих сечений определяются из анализа реакции



в области кинетических энергий налетающего π^- -мезона $E < 400$ Мэв, где сечения σ_{in} измерены наиболее точно /6/. При больших энергиях $\omega > 600$ Мэв сечение упругого $\pi^+-\pi^0$ рассеяния лучше всего определяется реакцией $\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^0$. Хотя сечения этой реакции известны не точнее, чем сечения π^-p взаимодействий, само одномезонное приближение в случае π^-p взаимодействий, как это известно из ряда других работ (подробнее см. /3/), оправдывается лучше, чем в случае π^-p взаимодействий.

В промежуточной области $\omega \approx 400-600$ Мэв результаты расчетов существенно изменяются в зависимости от того, какая реакция берется за основу. Это можно объяснить влиянием неучтенных резонансных диаграмм типа рис. 1.

Непосредственный кинематический анализ экспериментальных данных по трехчастичным $\pi-N$ реакциям в области энергий $E = 0,4-1$ Гэв подтверждает большой вклад взаимодействий с возбуждением резонансов N^* /7/x).

x) Аналогичный вывод получен в Дубне Т.Блохинцевой, Л.Неменовым. Мы благодарны Л.Неменову за обсуждение этого вопроса.

Сечение перезарядки

$$\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^0 + \pi^0$$

как это видно из рис. 3, в интервале энергий $\omega \leq 400$ Мэв не превышает 10-15 мб и возрастает по мере приближения к резонансу. В промежуточной области это сечение определяется также не очень точно, хотя разброс вычисленных точек оказывается не столь сильным, как для сечения упругого рассеяния $\sigma_{\pi^+\pi^0}$.

Низкоэнергетические значения сечений, указанные на рис. 43

$$\sigma_{\pi^+\pi^0} = 4 \text{ мб} \quad \text{и} \quad \sigma_{\pi^+\pi^-} = 2 \text{ мб},$$

приводят к следующим значениям длин рассеяния:

$$|a_0| \approx 0,4 \cdot 10^{-13} \quad |a_2| \approx 0,2 \cdot 10^{-13}$$

(в предположении, что знаки a_0 и a_2 одинаковы). Вычисленное по этим данным низкоэнергетическое сечение $\pi^+ - \pi^-$ рассеяния

$$\sigma_{\pi^+\pi^-} = \frac{4\pi}{9} |2a_0 + a_2|^2 \approx 16$$

согласуется с данными, полученными из непосредственного решения уравнения (1). Однако эти данные (см. рис. 3) являются значительно менее точными, чем приведенные на рис. 3, что обусловлено относительно низкой точностью известных в настоящее время экспериментальных сечений реакции

$$\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-.$$

Приближенный учет вклада многочастичных промежуточных состояний (в резонансном приближении) показал, что в рамках разумных предположений о константах взаимодействия резонансов этот вклад сам по себе без учета возбуждения $\pi-N$ резонансов N^* оказывается сравнительно небольшим.

В целом точность рассматриваемого метода определяет сечения $\pi-\pi$ взаимодействий не хуже, чем другие использованные до сих пор для этого методы обработки экспериментальных данных ^{4,8/}.

Особый интерес представляет оценка совершенно неизвестных в настоящее время сечений $\pi-K$ взаимодействий.

Так как экспериментальные сечения трехчастичных $K^+ p$ взаимодействий еще весьма неточны (см. рис. 4), то речь может идти лишь об ориентировочной оценке по порядку величины.

Как и в случае $\pi-\pi$ взаимодействий, наиболее точно определяется сечение перезарядки. Это сечение имеет резко выраженный резонансный характер (см. рис. 5). Соответствующий резонансный пик отчетливо проявляется и в сечении упругого π^0-K^+ рассеяния. Положение пика $\omega_{\text{res}} \approx 850$ Мэв несколько ниже известного 890-Мэв-

ного резонанса K^* . Отчасти это обусловлено вкладом резонанса κ при 725 Мэв. Кроме того, если для вычисления $\sigma_{\pi^0 K^+}$ использовать значения $\sigma_{\text{in}}^{K^+ p}(E)$ с более высоким максимумом при $T \approx 1$ Гэв, то резонансный пик в сечении $\sigma_{\pi^0 K^+}$ сдвигается к 900 Мэв.

Что касается сечения упругого $\pi^+ - K^+$ рассеяния, то в этом сечении при всех исследованных энергиях от $\omega = M_K + M_\pi$ до $\omega \approx 1,5$ Гэв нет никакого резонанса, и расчетные точки испытывают сильный разброс. Можно лишь весьма приблизительно утверждать, что при 1,5 Гэв сечение $\sigma_{\text{el}}^{\pi^+ K^+}$ составляет около 10-20 мб. Следует ожидать, что в этом случае существенный вклад дают неучтенные диаграммы с возбуждением $\pi-N$. Достаточно точно определяется лишь низкоэнергетическое сечение вблизи $\omega = M_K + M_\pi$ $\sigma_{\text{el}}^{\pi^+ K^+} \approx 5$ мб (и во всяком случае $< 10-15$ мб), что соответствует данным $\pi-K$ рассеяния.

$$|a_{3/2}| \approx 0,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

(и заведомо меньше $0,3-0,4 \cdot 10^{-13}$ см).

Из сравнения с низкоэнергетическими сечениями $\sigma_{\text{el}}^{\pi^0 K^+} \approx 4$ мб и $\sigma_{\text{el}}^{\pi^+ K^+} \approx 1$ мб (см. рис. 5) следует оценка

$$|a_{3/2}| = |a_{2/2}|.$$

Таким образом, сечение $\pi-K$ взаимодействий в области $\omega \leq 1,5$ Гэв достигает такого же порядка величины, как $\sigma_{\pi\pi}$ и сечения других сильных взаимодействий.

Л и т е р а т у р а

1. V.S.Barashenkov, D.I.Blokhintsev, E.K.Mihul, J.Patera, G.L.Semashko. Nucl. Phys., **48**, no. 1, 33 (1963).
2. В.С. Барашенков, Д.И. Блохинцев, Э.М. Михул, И. Патера, Г.Л. Семашко. ЖЭТФ, **45**, 381 (1963).
3. В.С. Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц, Изд. Наука, 1965, Москва.
4. E.Ferrari, F.Selleri. Suppl. Nuovo Cim., **24**, 453 (1962).
5. F.Selleri. Phys. Rev. Letters, **6**, 64 (1961).
6. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, И. Патера, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ Р-2393, Дубна 1965 г.
7. M.Olssen. A Final State Interaction Model in the Reaction below 1 GeV, University of Maryland, Report, no. 379 (1964).
8. V.S.Barashenkov. Fortschr. d. Phys., **12**, 347 (1964).
9. J.L.Brown, R.W.Bland, M.G.Bowler, G.Goldhaber, S.Goldhaber, A.Hirate, J.A.Kadyk, V.H.Seeger, G.H.Trilling. Proc. of the 12th Intern. Conf. on High Energy Phys., Dubna, 1964.

10. M.Ferro-Luzzi, R.George. Nuovo Cim., 36, 1101 (1965).
11. Bull. Amer. Phys. Soc.
12. A.Bettini, M.Cresti, S.Limentani. Phys. Lett., 16, 83 (1964).
13. E.BoIdt, J.Duboc, N.H.Duong. Phys. Rev., 133B, 220 (1964).
14. Teodore F.Stubbls, Hugh Bradner, G.Golhaber. Phys. Rev. Lett., 7, 188 (1961).
15. Brandt Kehoe. Phys. Rev. Lett., 81, 93 (1963).
16. G.B.Chadwich, D.J.Crennel. Phys. Lett., 6, 309 (1963).
17. M.Ferro-Luzzi. Proc. of the 12th Intern. Conf. on High Energy Phys., Dubna, 1964.
18. John L. Brown. UCRL-11446.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1965 г.

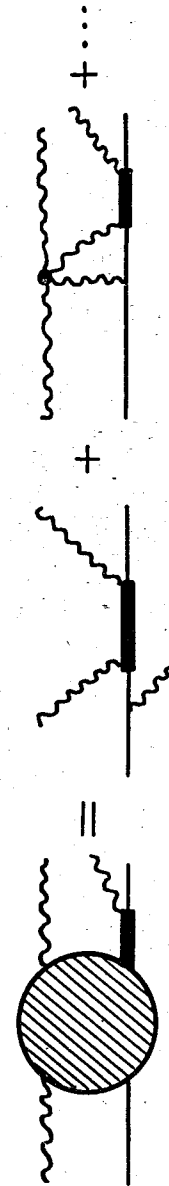


Рис. 1. Диаграммы трехчастичных π -N реакций с возбуждением резонансов N^* .

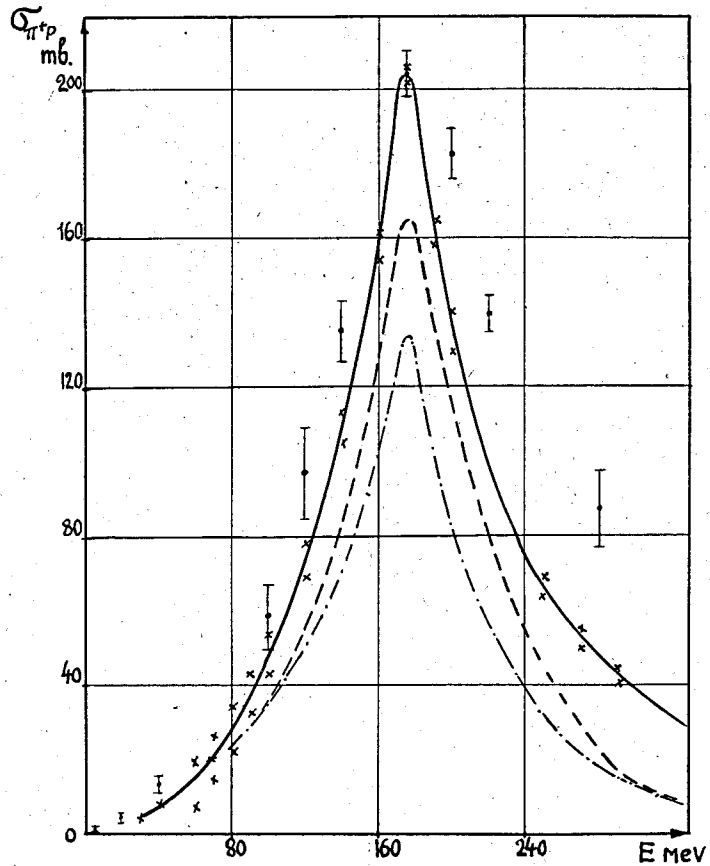


Рис. 2.

Сечение упругого π^+ - p рассеяния. Сплошная кривая - результат расчетов, учитывающий вклад интерференции двух одномезонных диаграмм и нуклонный формфактор Селлери с параметром обрезания $\Delta^2 < a = 90 M_{\pi^2}$ (M_{π} - масса π -мезона). Приведенная кривая усреднена по результатам нескольких расчетов, отличающихся выбором значений σ_{in} (в пределах экспериментальных ошибок $\pm \sigma_{in}$). Для характеристики устойчивости решения на рисунке указаны точки (x), полученные для двух различных наборов значений σ_{in} . Пунктирной кривой изображены результаты аналогичных расчетов, выполненных без учета виртуального промежуточного мезона. Штрих-пунктирная кривая - результат расчетов, выполненных без учета виртуальности промежуточного мезона и интерференции диаграмм. Для сравнения указаны экспериментальные значения σ . E - кинетическая энергия налетающего протона в лабораторной системе координат.

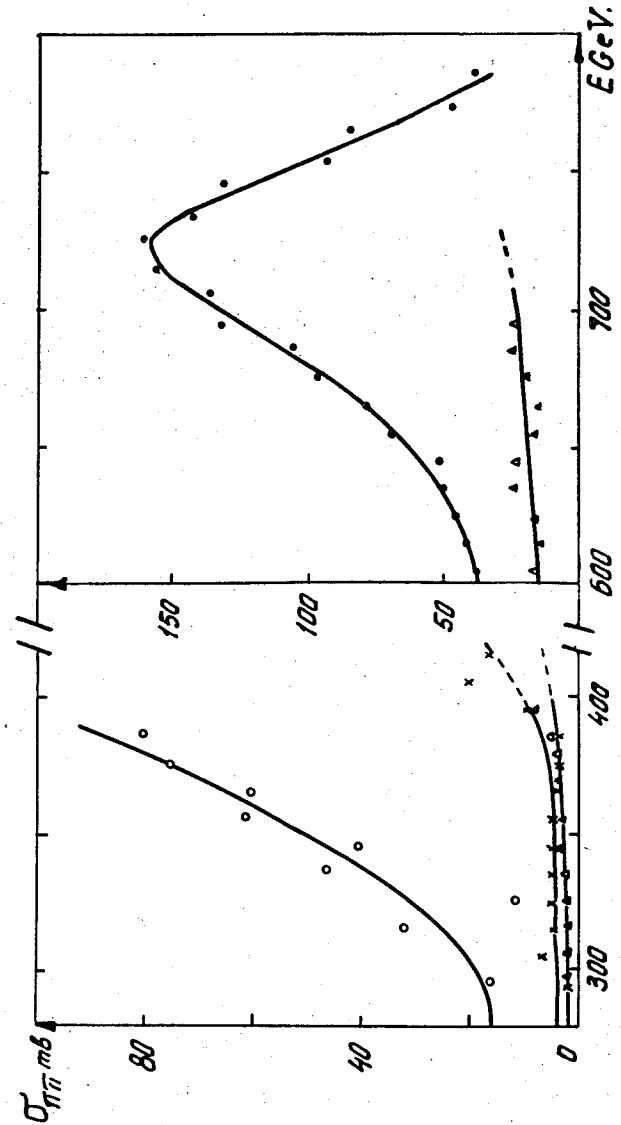


Рис. 3. Сечения $\pi^+\pi^-$ взаимодействия. Знаками x и o отмечены соответственно решения, полученные по средним экспериментальным сечениям $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^0$. Знаками O и Delta отмечены вычисленные значения сечения упругого $\pi^+\pi^-$ рассеяния и $\pi^+\pi^-$ рассеяния с перезарядкой.

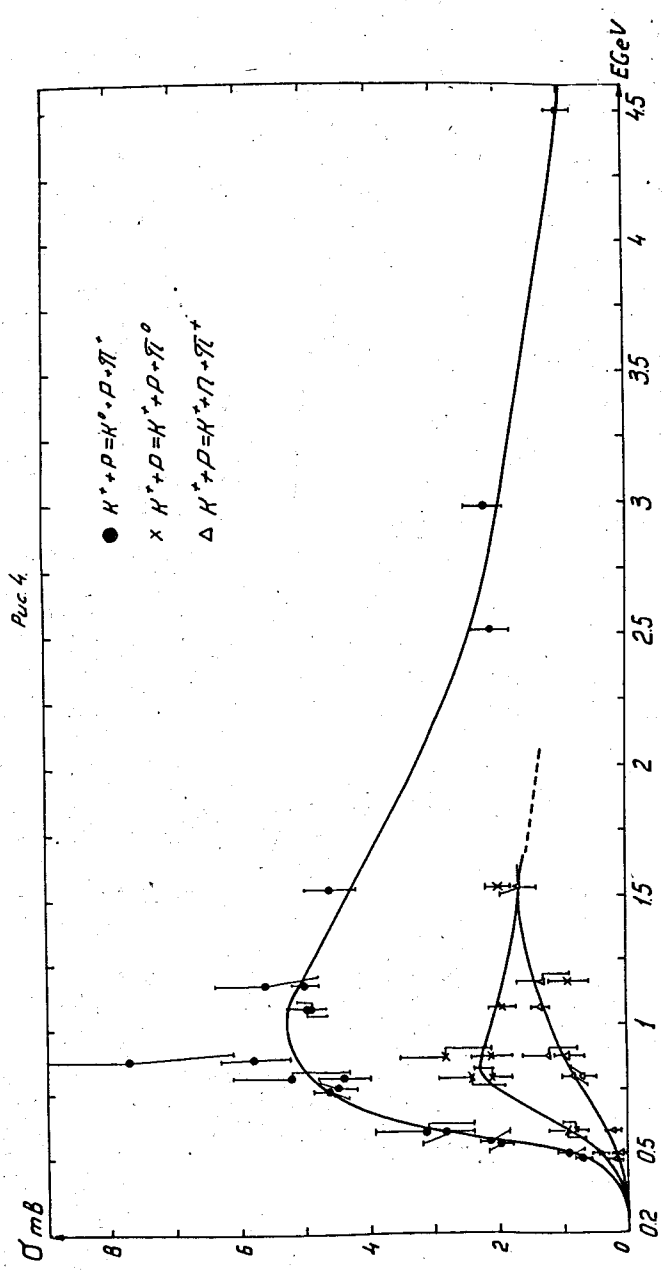


Рис. 4. Сечения трехчастичных $K-P$ взаимодействий. Сплошными кривыми отмечены средние значения, использовавшиеся для вычисления сечений $\sigma_{\pi K}^+$. Вблизи порога $\sigma_{\pi K}^+(E) = \text{Const} (E - E_{\text{пк}})^{1/2}$.

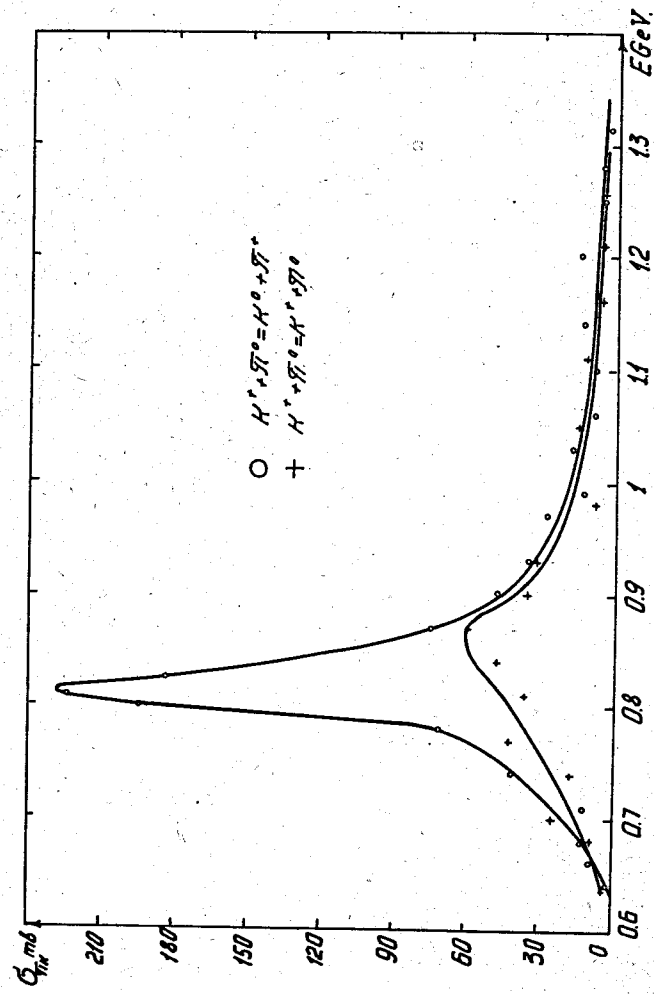


Рис. 5. Сечения $\pi-K$ взаимодействий.