

166

3.
Л-24



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Л.И. Липидус

P-966

ОКОЛОПороГОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ
В ОБМЕННОМ ПИОН-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ

ЖЭТФ, 1962, т43, в3, с1053-1056.

СЭРН, 1962, Abstr. n 190.

Л.И. Липидус

P-966

В. И. Липидус

ОКОЛОПороГОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ
В ОБМЕННОМ ПИОН-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

Околопороговые особенности в обменном пион-нуклонном рассеянии вперед рассматриваются методом дисперсионных соотношений. Получены оценки околопороговых немонотонностей, совместимых с существующими данными о полных сечениях.

Abstract

Threshold anomalies in exchange pion - nucleon forward scattering are treated by the method of dispersion relations. The values of the energy widths of threshold anomalies have been obtained. It is shown that the experimental investigation of forward exchange scattering with a good accuracy can serve as a sensitive method of studying threshold energy cusps connected with new particles in the total cross section of both negative and positive pion interaction with protons.

1. При экспериментальном изучении энергетических немонотонностей в зависимости амплитуд реакций вблизи порогов новых процессов определенным интересом представляет обменное рассеяние пионов протонами.

В настоящей заметке возможные аномалии в дифференциальном сечении реакции



рассматриваются с помощью дисперсионных соотношений /д.с./. В рассматриваемом случае оценки удается провести до конца в области энергий пионов $T_k < 450$ Мэв, если интересоваться сечением процесса /1/ вперед и воспользоваться результатами Н. Клепкова, В. Мещерякова и С. Соколова /1/, которые тщательно обработали экспериментальные данные о полных сечениях взаимодействия $\pi^+(\sigma^+)$ и $\pi^-(\sigma^-)$ - мезонов с протонами и вычислили значения действительных частей амплитуд $\pi^\pm p$ - рассеяния

$$D_{\pm}(\omega_0) \quad / \text{ в с.ц.м.} /$$

В рамках изотопической инвариантности

$$2 \frac{d\sigma}{d\theta}(\pi^+ p \rightarrow \pi^0 n) = \frac{k_0}{k_-} \cdot \frac{4}{9} |T_3 - T_1|^2 = \frac{k_0}{k_-} \{ (D_+ - D_-)^2 + (\frac{k}{4\pi})^2 (\sigma_+ - \sigma_-)^2 \} \quad /2/$$

Кинематическим множителем, учитывающим разность масс пионов и нуклонов и существенным только при малых энергиях, в дальнейшем пренебрегается. Результаты вычислений для мнимой и действительной частей амплитуды обменного рассеяния

$$T_0 = \frac{\sqrt{2}}{3} (T_3 - T_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} (T_+ - T_-) \quad /3/$$

приведены в таблице и на рис. 1. На рис. 1 изображена зависимость $\text{Re } T_0$ /кривая 1, верхние оси координат/, вклад $| \text{Re } T_0 |^2$ в сечение /кривая 2/ и зависимость сечения реакции /1/ от энергии /кривая 3/. Для сравнения приведены экспериментальные данные Кериса и др /2/.

Отметим то обстоятельство, что вклад в дифференциальное сечение действительной части малый абсолютно и относительно ниже 180 Мэв, резко увеличиваясь выше этой энергии, становится преобладающим в области энергий 280-400 Мэв. Таким образом, для изучения энергетических немонотонностей оказывается особенно удобной последняя область энергий.

Мнимая часть T_0 , в противоположность $\text{Im } T_{3,1}$, становится отрицательной при малых энергиях и при $T_k > 450$ Мэв.

Дифференциальное сечение $\sigma(0^0)$ на рис. 1 дано в с.п.м. Значения сечений в л.с. получаются умножением на множитель $(\frac{k_{\text{л}}}{k_c})^2$.

2. Рассмотрим теперь к каким немонотонностям в $D_0 = \text{Re } T_0$ приводит отклонение от плавной зависимости $\sigma_+ - \sigma_-$. Для анализа воспользуемся методом, основанным на дисперсионных соотношениях /3/. В соответствии с высокой точностью экспериментально определенных значений σ_+ будем считать отклонение $\delta\sigma$, не превышающим 1 мб шириной $\Delta = 5$ Мэв. Ограничимся двумя видами $\delta\sigma(\omega)$:

1/ содержащее бесконечное значение $\frac{d}{d\omega} \delta\sigma(\omega)_{\omega \rightarrow \omega_t}$: $\delta\sigma = ak \sqrt{\omega - \omega_t}$,

2/ $\delta\sigma(\omega)$, соответствующее рождению трех частиц.

$$\delta\sigma(\omega) = bk(\omega - \omega_t)^2 \quad /5/$$

В самом общем случае /3/ влияние возмущения /4/ максимально около порога и относительно долго "помнится" при более высоких энергиях.

Выражение для отклонения D_0 от среднего значения \bar{D} для /4/ имеет вид

$$\delta D(\omega_0) = \frac{k_0^2}{2\pi^2} \frac{\sigma(\omega_t + \delta)}{k_t} z(x), \quad /6/$$

где

$$z(x) = 1 - x \text{arctg } 1/x$$

$$\text{для } x^2 = \frac{\omega_t - \omega_0}{\Delta} > 0 \quad (\omega_0 < \omega_t)$$

$$z(x) = 1 - \frac{1}{2} x \ln \frac{1+x}{1-x}$$

$$\text{для } x^2 = \frac{\omega_0 - \omega_t}{\Delta} > 0 \quad (\omega_0 > \omega_t).$$

Зависимость $z(x)$ изображена на рис. 2.

Для случая /4/ при $\omega_0 = \omega_t$

$$\delta D_t = \frac{k_t}{2\pi^2} \delta\sigma, \quad /7/$$

что приводит к изменению сечения в /2/

$$\Delta\sigma(0^0) = \sigma^+(0^0) - \bar{\sigma}(0^0) = \frac{1}{5} \bar{D} \cdot \Delta\sigma$$

и дает

$$\frac{\delta\sigma(0^0)}{\bar{\sigma}(0^0)} = 0,17\%$$

$$\text{при } \omega_0 = \pi \quad = 170 \text{ Мэв, } \frac{\delta\sigma(0^0)}{\bar{\sigma}(0^0)} = 1,2\%,$$

$$\text{при } \omega_0 = \pi \quad = 270 \text{ Мэв и } \frac{\delta\sigma(0^0)}{\bar{\sigma}(0^0)} = 2\%,$$

$$\text{при } \omega_0 = \pi \quad = 360 \text{ Мэв.}$$

Как видно из рис. 2, ширина возмущения δD составляет около Δ .

В силу того, что \bar{D} отрицательно выше $T_k \sim 175$ Мэв, в этой области энергий пороговые особенности должны привести к "пикам" /"провалам"/ в зависимости сечения $\sigma(\theta, \omega_0)$, а ниже $T_k \sim 175$ Мэв они приводят к "провалам" /"пикам"/ в зависимости от того, имеют ли эти особенности место в σ_- или в σ_+ . Энергетические немонотонности в обменном рассеянии оказываются тем самым одинаково чувствительными к возможным особенностям как в σ_- , так и в σ_+ , чего нет для процессов упругого рассеяния /3/ и что ясно из дисперсионного соотношения, которому /в рамках изотопической инвариантности/ удовлетворяет амплитуда

$$\frac{D_o^\pi}{\sqrt{2}\omega_o} = \frac{1}{3} \left(1 + \frac{m_\pi}{M}\right) (a_3 - a_1) + \frac{2f^2}{m_\pi^2} \frac{k_o^2}{\omega_o^2 - (m_\pi^2/2M)^2} + \frac{k_o^2}{4\pi^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{d\omega}{k} \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\omega^2 - \omega_o^2} \quad /8/$$

Здесь через D_o^π обозначена $Re T_o$ в лабораторной системе.

Для случая /5/

$$\delta D = \frac{k_o^2}{4\pi^2} \frac{\delta\sigma(\omega_t + \Delta)}{k_t} \left\{ \frac{1}{2} + y + y^2 \ln \left| 1 - \frac{1}{y} \right| \right\}; \quad y = \frac{\omega_o - \omega_t}{\Delta} \quad /9/$$

Пороговое возмущение δD_t здесь составляет 1/4 от /7/, а зависимость

$$\psi(y) = \frac{1}{2} + y + y^2 \ln \left| 1 - \frac{1}{y} \right|;$$

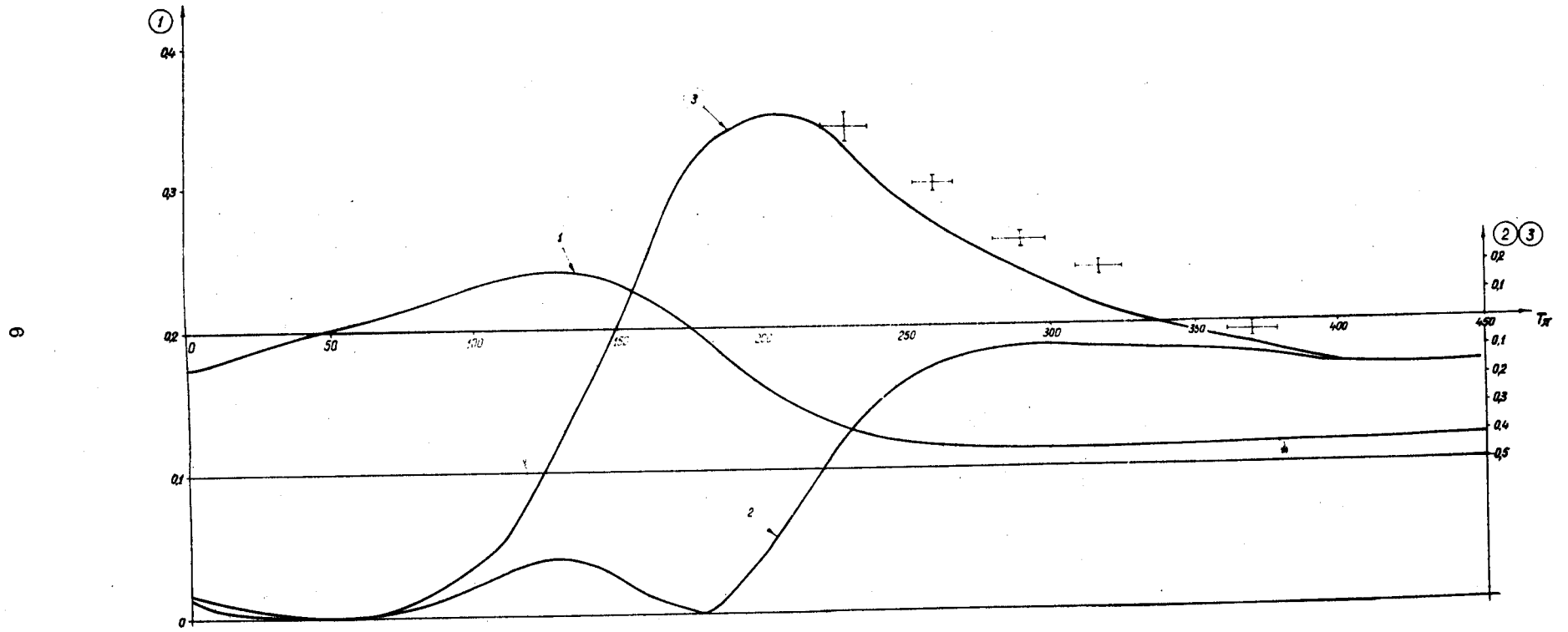
дающая представление об энергетической ширине отклонения δD , представлена на рис. 3.

В этом случае максимум δD оказывается сдвинутым от $y = 0$ в область $\omega_o > \omega_t$ и ширина также равна $\sim \Delta$.

Необходимо отметить, что в области энергий, больших ~ 170 Мэв, выход y -квантов обусловлен, конечно, помимо рассмотренного процесса, процессами образования пар пионов. Однако вклад этих пионов монотонно зависит от энергии.

Экспериментальное исследование зависимости обменного рассеяния вперед с целью поиска проявления новых частиц /4/ может быть полезным и при более высоких энергиях.

Автор благодарен В.Г. Зинову и А.И. Мухину за полезные обсуждения.



Puc 1.

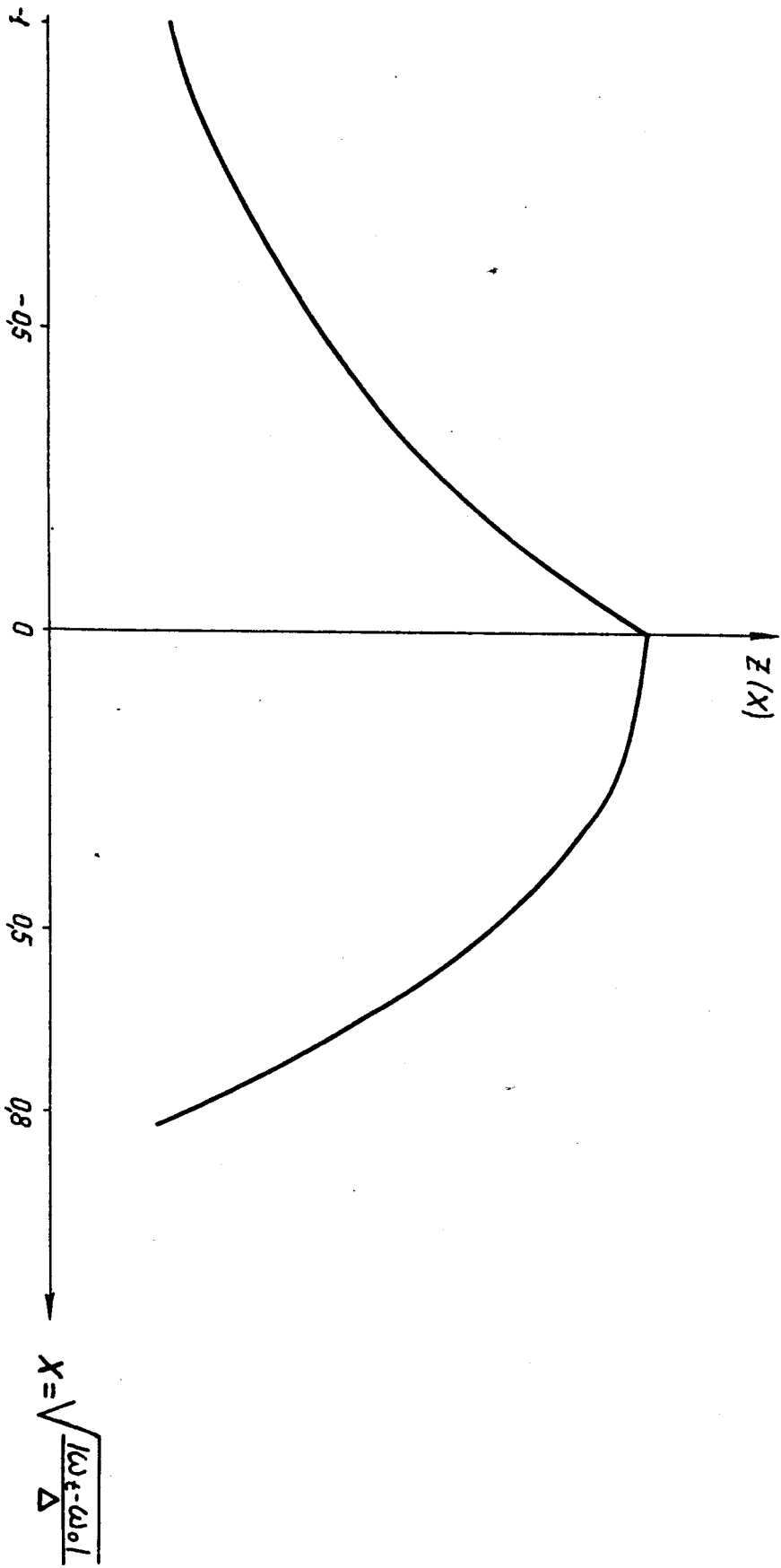


Fig. 2.

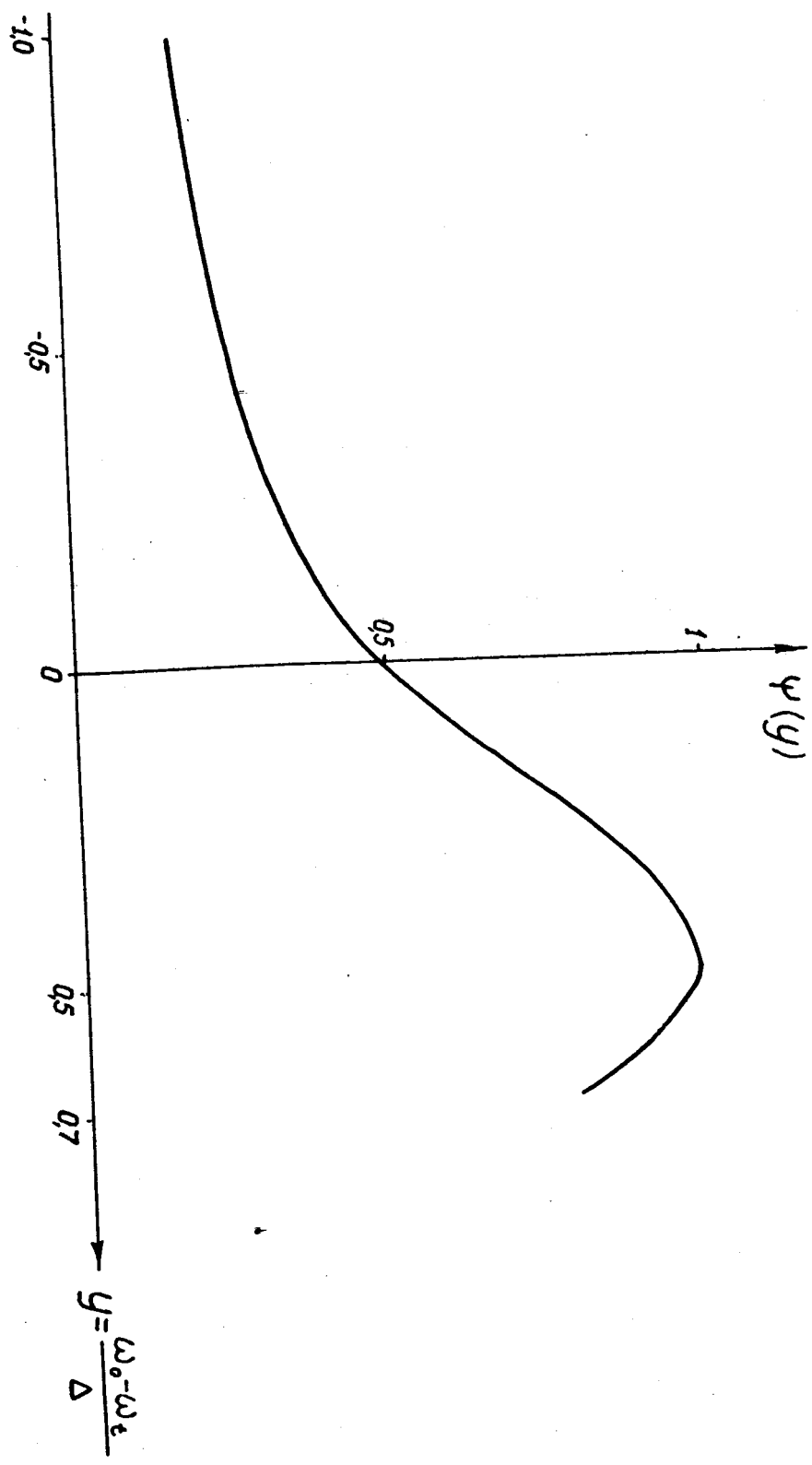


Рис. 3.

Л и т е р а т у р а

1. Н.П. Клепиков, В.А. Мещеряков, С.Н. Соколов. Препринт ОИЯИ, Д-584 /1960/.
2. J.C. Satis, R.W. Kempey, V. Perez-Mendez, W.A. Perkins, III, Phys.Rev. 121, 893, 1961.
3. Л.И. Лапдус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39 112, 1960 г.
4. В.Г. Зинов, А.Д. Конин, С.М. Коренченко, Б.Понтекорво. ЖЭТФ 36, 1848, 1959.
В.И. Гольданский, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, 36, 1950, 1959 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1962 г.