

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



10598

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P4 - 10598

М.Г.Сапожников, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков,  
Ф.Никитиу, Ф.Балестра, Е.Боллини

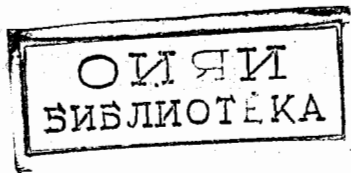
ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
ПИОНОВ НА  ${}^4\text{He}$

1977

P4 - 10598

М.Г.Сапожников, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков,  
Ф.Никитиу,<sup>1</sup> Ф.Балестра,<sup>2</sup> Е.Боллини<sup>2</sup>

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
ПИОНОВ НА <sup>4</sup>He



---

<sup>1</sup> Институт атомной физики, Бухарест.

<sup>2</sup> Институт физики Туринского университета, Италия.

Сапожников М.Г. и др.

P4 - 10598

### Фазовый анализ упругого рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$

Выполнен не зависящий от энергии фазовый анализ упругого рассеяния пионов на  ${}^4\text{He}$  в диапазоне энергий 60-260 МэВ. Проанализированы все возможные решения, возникающие из-за "абсолютной" неоднозначности фазового анализа. Особое внимание уделено проблеме выбора физически обоснованного решения. Полученные фазы сравниваются с результатами зависящего от энергии фазового анализа и с расчетами по оптической модели.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Sapozhnikov M.G. et al.

P4 - 10598

### Phase Shift Analysis of the Elastic Scattering of Pions on ${}^4\text{He}$

The energy-independent phase shift analysis of the elastic scattering of pions on  ${}^4\text{He}$  has been performed in the 60-260 MeV range. All possible solutions due to the "absolute" ambiguity of the phase shift analysis have been analysed. Special attention has been paid to the problem of choosing a physically valid solution. The phases obtained are compared with the results of the energy-dependent phase shift analysis and the optical model calculations.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

## ВВЕДЕНИЕ

Знание свободного пион-нуклонного взаимодействия является базисом для построения большинства современных теорий пион-ядерного рассеяния. Однако имеются попытки <sup>/1/</sup> использовать в качестве исходных данных при конструировании пион-ядерной амплитуды информацию о взаимодействии пионов не со свободными нуклонами, а с легчайшими ядрами, например, с  $\alpha$ -частицами.

Привлекательной чертой такого подхода является то, что такие чисто ядерные эффекты, как поглощение пионов, процессы многократной перезарядки, ферми-движения нуклонов и другие частично учитываются уже в исходной амплитуде рассеяния. Естественно, что для практических вычислений необходимо хорошо знать эту амплитуду; как и в  $\pi\text{N}$ -рассеянии, ее удобно параметризовать при помощи фазовых сдвигов.

Впервые фазовый анализ упругого рассеяния пионов на  ${}^4\text{He}$  был сделан в работах <sup>/2-5/</sup>. Авторы получили значения фаз рассеяния при отдельных энергиях в диапазоне  $24 \text{ МэВ} \leq E_\pi \leq 100 \text{ МэВ}$ . Ни в одной из этих работ не был проведен учет неоднозначностей фазового анализа.

Наш фазовый анализ  $\pi$   ${}^4\text{He}$ -рассеяния стимулирован серией экспериментов <sup>/6/</sup>, выполненных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, в которых были измерены полные и дифференциальные сечения упругого рассеяния пионов обоих знаков в широком диапазоне энергий  $/E = 60-200 \text{ МэВ}/$ .

Ранее на основе этих измерений, а также с учетом почти всех опубликованных данных по упругому рассеянию пионов на гелии /2-4,7/ нами был выполнен зависящий от энергий фазовый анализ /ЗФА/. Формализм и детали вычислений ЗФА описаны в работе /8/. Теперь мы представляем результаты не зависящего от энергии фазового анализа /НФА/. При проведении НФА были проанализированы все возможные решения, возникающие из-за "абсолютной" неоднозначности фазового анализа. Особое внимание уделено проблеме обоснованного выбора физически правдоподобного решения. Полученные фазы сравниваются с результатами ЗФА и оптической модели с потенциалом кисслингерского типа /9/.

### 1. ОПИСАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ НФА

Для проведения НФА мы использовали усредненные сечения упругого рассеяния пионов на гелии при энергиях 68, 98, 135, 145 и 156 МэВ из работы /6/ и при энергии 75 МэВ из работы /4/

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma^+}{d\Omega} + \frac{d\sigma^-}{d\Omega} \right) / 2. \quad /1/$$

С точностью до членов первого порядка по кулоновскому параметру эта величина зависит только от ядерной амплитуды \*:

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega} = |f_N(\theta)|^2, \quad /1a/$$

которую можно разложить в ряд по парциальным волнам:

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1) \frac{e^{2i\delta_\ell} \eta_\ell - 1}{2i} P_\ell(\cos\theta). \quad /16/$$

\* Так как экспериментальные дифференциальные сечения измерены в области относительно больших углов рассеяния  $\theta_{с.м.} > 30^\circ$ , вклад чисто кулоновской амплитуды пренебрежимо мал.

Здесь:  $k$  - импульс налетающего пиона в с.с.м.,  $\theta$  - угол рассеяния пиона в с.с.м.,  $L$  - максимальный угловой момент пиона.

Как показали предварительные оценки /5, 10/, при энергии пиона до 100 МэВ необходимо учитывать в разложении /16/ S,P,D - волны ( $L=2$ ), а при более высоких энергиях - и F-волну ( $L=3$ ).

Для получения фаз рассеяния мы одновременно подгоняли экспериментальные дифференциальные сечения и

"оптическую точку"  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)$  по формулам /1a, 1б и 2/:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(0). \quad /2/$$

В анализе использовались данные по усредненным полным сечениям  $\bar{\sigma}_{tot} = (\sigma_{tot}^+ + \sigma_{tot}^-) / 2$  и  $\text{Re} f(0)$ , полученные в работах /8, 11/. Эти величины приведены в табл. 1.

При энергиях 110, 150, 180, 220 и 260 МэВ для вычисления фаз рассеяния мы воспользовались результатами работы /12/. К сожалению, авторы этой работы не приводят таблиц значений дифференциального сечения с соответствующими ошибками, поэтому мы выполнили оценку фазовых сдвигов не прямо из опытных данных, а исходя из параметризации ядерной амплитуды, предложенной в /12/.

Таблица 1

Значения  $\sigma_{tot}$  и  $\text{Re} f(0)$ , использованные в НФА

E (МэВ)	$\sigma_{tot}$ (мбн)	$\text{Re} f(0)$ (Фм)
68	109±8	0,709±0,08
75	130±10	0,805±0,06
97	185±8	0,792±0,116
135	327±1	1,14±0,01
145	336±1	0,81±0,01
156	330±5	0,657±0,01

Для этого вычислялись парциальные амплитуды  $T_\ell$ :

$$T_\ell = \frac{k}{2} \int_{-1}^1 f_N(x) P_\ell(x) dx,$$

где

$$f_N(x) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{tot} (i+\rho) \exp\left(-\frac{R^2}{6} t\right) \prod_i \left(1 - \frac{t}{t_i}\right). \quad /3/$$

Здесь  $x = \cos \theta$ ,  $P_\ell(x)$  - полиномы Лежандра,  $t = 2k^2(1-x)$  - переданный импульс.

Величины  $\sigma_{tot}$ ,  $\rho$ ,  $R^2$ ,  $t_i$  были взяты из работы /12/. Максимальное число учитывавшихся парциальных волн - шесть. ( $L = 5$ ).

Зная парциальные амплитуды  $T_\ell$ , легко восстановить значения  $\delta_\ell$  и  $\eta_\ell$ :

$$\delta_\ell = \arctg\left(\frac{2\text{Re}T_\ell}{1 - 2\text{Im}T_\ell}\right), \quad /4/$$

$$\eta_\ell = ((1 - 2\text{Im}T_\ell)^2 + 4\text{Re}T_\ell^2)^{1/2}. \quad /5/$$

## 2. КЛАССИФИКАЦИЯ НЕОДНОЗНАЧНОСТЕЙ ФАЗОВОГО АНАЛИЗА

Как известно /13/, существенным недостатком НФА является его неоднозначность. Всегда можно найти несколько наборов фаз, полностью эквивалентных между собой в том смысле, что они либо дают совершенно одинаковые значения наблюдаемых величин /например, полного и дифференциального сечений рассеяния/, либо одинаково хорошо фитируют экспериментальные данные, т.е. не различимы по  $\chi^2$ -критерию.

Если в последнем случае иногда удается ликвидировать неоднозначности фазового анализа, уменьшая ошибки эксперимента или увеличивая диапазон измеряемых величин, то избежать неоднозначностей первого рода путем использования более надежных экспериментальных данных, в принципе невозможно.

В самом деле, разлагая амплитуду по полиномам Лежандра и обрывая разложение при  $\ell_{\max} = L$ , имеем:

$$f_N(\theta) = \sum_{\ell=0}^L A_\ell x^\ell. \quad /6/$$

Это выражение всегда можно записать в виде:

$$f_N(\theta) = f(0) \prod_{i=1}^L \frac{x - x_i}{1 - x_i}, \quad /7/$$

где  $x_i$  - корни полинома /6/, а  $f(0)$  - амплитуда рассеяния на нулевой угол.

Видно, что при замене любого  $x_i$  на комплексно-сопряженное значение  $x_i^*$  модуль амплитуды не меняется. Следовательно, всегда имеется  $2^L$  наборов фаз, дающих абсолютно одинаковое дифференциальное сечение при всех углах рассеяния.

Существует еще так называемая "тривиальная" неоднозначность: модуль амплитуды не изменится, если одновременно поменять знак у всех фаз. Однако эту неоднозначность можно исключить, исходя из того, что решения с правильными знаками фаз должны давать правильный знак реальной части амплитуды вперед. В нашем случае расчеты по дисперсионным соотношениям /14/ и результаты экспериментов /2-4,11,12/ свидетельствуют о том, что до энергий  $E_\pi \sim 150-180$  МэВ  $\text{Re}f(0)$  положительна.

В этой работе мы сосредоточили свое внимание на том, чтобы проанализировать все решения, возникающие из-за "абсолютной" неоднозначности фазового анализа, а затем, используя известную информацию о пион-ядерном рассеянии, определить физически правдоподобные решения.

### 3. НАХОЖДЕНИЕ ВСЕХ ВОЗМОЖНЫХ РЕШЕНИЙ. КРИТЕРИИ ОТБОРА

Для конструирования всех возможных  $2^L$  наборов фаз при каждой энергии налетающего пиона мы находили некоторый исходный набор фаз, либо подгоняя экспериментальные дифференциальные сечения по формулам /1/, либо вычисляя фазы по формулам /3-5/. Затем определяли корни полинома /7/ и, производя все возможные замены  $x_i$  на  $x_i^*$ , находили соответствующие значения фаз, разлагая амплитуду /7/ по парциальным волнам.

Таким образом, при энергиях 68,75 и 98 МэВ было найдено 8 решений, при 135, 145, 156 МэВ - 16 решений и при 110, 150, 180, 220 и 260 МэВ - 32 решения.

Для определения физически правдоподобных решений мы прежде всего отбрасывали все наборы фаз, у которых хотя бы одна парциальная амплитуда находилась вне круга на диаграмме Аргана, т.е.  $\eta_\rho > 1$ .

Удобно классифицировать полученные наборы фаз по положению нулей амплитуды рассеяния в комплексной плоскости  $X = \cos\theta$ .

Оказалось, что при малых энергиях  $E < 100$  МэВ/ решения с  $\eta_\rho > 1$  имеют положительную мнимую часть у нуля амплитуды рассеяния, соответствующего первому минимуму в дифференциальном сечении. Поэтому мы считали, что физические решения должны иметь отрицательную мнимую часть у этого нуля, т.е. лежать в IV квадранте комплексной плоскости  $x = \cos\theta$ . Так как положение первого минимума в дифференциальных сечениях упругого рассеяния пионов на  ${}^4\text{He}$  практически не меняется в исследуемом диапазоне энергий, то можно предположить, что соответствующий нуль при всех энергиях должен находиться в IV квадранте. При этом число возможных решений уменьшается вдвое.

Один из авторов этой работы /Ф.Н./, анализируя данные Кроу /4/, показал /15,16/, что при использовании такого набора фаз, для которого  $\text{Im}x_1 < 0$  и  $\text{Im}x_2 > 0$ , для величины электромагнитного радиуса пиона получается разумное значение

$$\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = 0,8 \pm 0,4 \text{ Фм.}$$

Если считать, что физически правильные решения должны иметь именно такое расположение нулей, то при энергиях до 100 МэВ, где амплитуда аппроксимировалась полиномом 2-й степени  $x$ , можно определить единственное решение.

При энергиях 135, 145 и 156 МэВ амплитуда рассеяния представлялась полиномом 3-й степени  $x$ . Если считать, что  $\text{Im}x_1 < 0$ , то оставшиеся 4 решения можно разбить на две группы /см. табл. 2, где для примера приведены данные при энергии 145 МэВ/.

Решения /Ia,б/ имеют положительную фазу  $\delta_S$  и отрицательную  $\delta_P$ , а решения /IIa,б/ - наоборот. Видно, что изменение знака мнимой части у второго нуля не влияет на знак фаз S и P-волны. В этом смысле гораздо более существенным является знание знака мнимой части у третьего нуля -  $x_3$ . Для определения знака мнимой части у  $x_3$  мы воспользовались следующими соображениями.

Так как мы работаем в районе первого барнионного резонанса и, как показали расчеты Чарлтона /17/, для  ${}^4\text{He}$  однократное рассеяние является доминирующим в довольно широкой области передаваемых импульсов,

Таблица 2

Фазы и парциальные сечения для различных решений при  $E = 145$  МэВ.  $x_1 = 0,43 - i0,15$ ,  $\text{Re}x_2 = -0,94$ ,  $|\text{Im}x_2| = 0,13$ ,  $\text{Re}x_3 = -0,23$ ,  $|\text{Im}x_3| = 0,39$

	Ia	Iб	IIa	IIб
Знак у $\text{Im}x_2$ и $\text{Im}x_3$	+ -	- -	- +	+ +
$\delta_S$ (град.)	7,3 $\pm$ 1,2	16,0 $\pm$ 1,4	-51 $\pm$ 2	-70,0 $\pm$ 3,0
$\delta_P$ (град.)	-22,4 $\pm$ 1,3	-10,9 $\pm$ 0,9	17,9 $\pm$ 1,6	4,3 $\pm$ 1,5
$\delta_S$ (мбн)	4,2 $\pm$ 0,3	11,0 $\pm$ 0,3	33,8 $\pm$ 0,9	36,6 $\pm$ 1,4
$\delta_P$ (мбн)	53,5 $\pm$ 1,0	30,6 $\pm$ 0,4	32,6 $\pm$ 0,7	22,8 $\pm$ 0,4
$\delta_D$ (мбн)	38,2 $\pm$ 0,4	53,8 $\pm$ 0,4	30,0 $\pm$ 1,0	36,4 $\pm$ 1,0

то можно предположить, что в случае  $\pi$   $^4\text{He}$  рассеяния, как и для  $\pi\text{N}$ -рассеяния, парциальное сечение Р-волны является наибольшим. Это подтверждается результатами ЗФА и вычислениями Р.Маха по оптической модели /9/.

Оказалось, что у решений с  $\text{Im}x_3 > 0$  парциальное сечение S-волны сравнимо или превосходит парциальное сечение Р-волны. Решение с  $\text{Im}x_2 < 0$  и  $\text{Im}x_3 < 0$  имеет слишком большое парциальное сечение D-волны. Поэтому, на наш взгляд, более предпочтительным является решение с  $\text{Im}x_2 > 0$  и  $\text{Im}x_3 < 0$ .

При энергиях 110, 150, 180, 220 и 260 МэВ для определения физических решений необходимо определить знак мнимой части еще у двух нулей -  $x_4$  и  $x_5$ . Однако нуль  $x_5$  лежит очень далеко от физической области ( $\text{Re}x_5 \sim -2, |\text{Im}x_5| \sim 0,1$ ) и практически не меняет величины фаз при замене его на  $x_5^*$ . Поэтому, вообще говоря, остаются два решения:

- 1/  $\text{Im}x_4 > 0$ , при этом  $\delta_S < 0, \delta_P > 0$
- 2/  $\text{Im}x_4 < 0$ , при этом  $\delta_S < 0, \delta_P < 0$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1-4 показана зависимость фаз  $\delta_\rho$  и параметров неупругости  $\eta_\rho$  от энергии пиона. Сплошной линией нанесены результаты вычислений по оптической модели /9/ с использованием потенциала кисслингеровского типа. Пунктиром показаны результаты ЗФА.

Видно, что между фазами, соответствующими решению /1а/ ( $\text{Im}x_1 < 0, \text{Im}x_2 > 0, \text{Im}x_3 < 0$ ) и ЗФА, имеется довольно хорошее согласие /за исключением, пожалуй, величины  $\delta_S$  в области 130-150 МэВ/. Энергетическая зависимость фаз для этого решения качественно совпадает и с предсказаниями оптической модели.

При энергиях больше 140 МэВ, фазы, приведенные Биномом в работе /18/, отличаются от результатов ЗФА и оптической модели. Особенно велико расхождение в Р-волне, где соответствующая фаза меняет знак, согласно Бинону, при 250-260 МэВ, в то время как в ЗФА

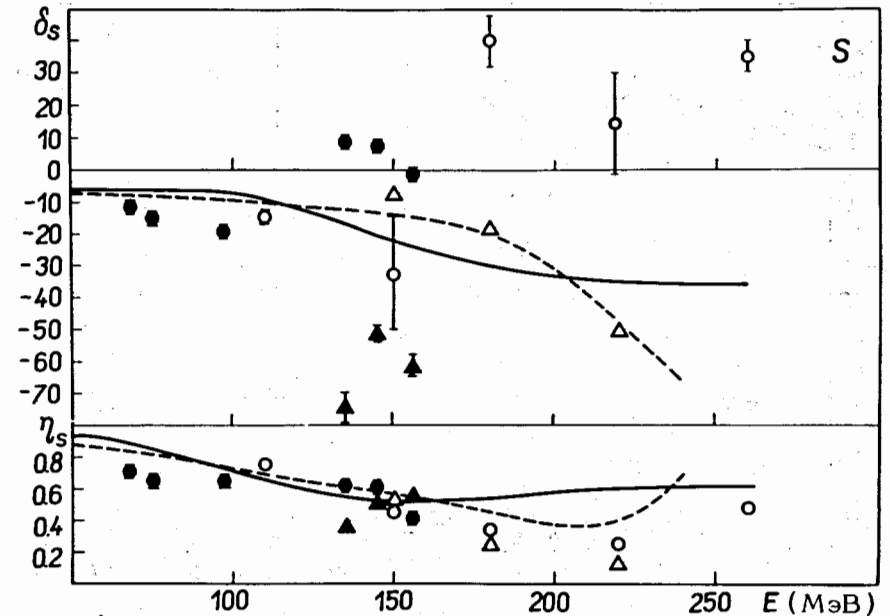


Рис. 1. Зависимость фазы  $\delta_S$  /в градусах/ и параметра неупругости  $\eta_S$  от энергии пиона. Сплошная линия - результат расчетов по оптической модели. Пунктир - результаты ЗФА. Фазовые сдвиги из НФА: 1/ по данным Кроу /4/ и коллаборации Дубна-Турин ● - решение 1а, ▲ - решение 2а; 2/ по данным Строта /12/- ○; - △ - с  $\text{Im}x_4 < 0$ .

и оптической модели это происходит при энергиях 140-150 МэВ.

В результате нашего анализа оказалось, что кроме набора фаз, приведенного в /18/, существуют решения с  $\text{Im}x_4 < 0$ , которые качественно согласуются с оптической моделью и ЗФА. На рис. 1-4 мы приводим фазы для такого решения при энергиях 150, 180 и 220 МэВ.

Было бы очень интересно выяснить, какой из приведенных выше наборов фаз является физическим, так как эти два набора соответствуют разным интерпретациям взаимодействия пионов с  $^4\text{He}$  в районе  $\Delta_{33}$  резонанса. В рамках НФА они равноправны, но, может быть, удастся определить правильное решение, используя дисперсионные соотношения для парциальных амплитуд.



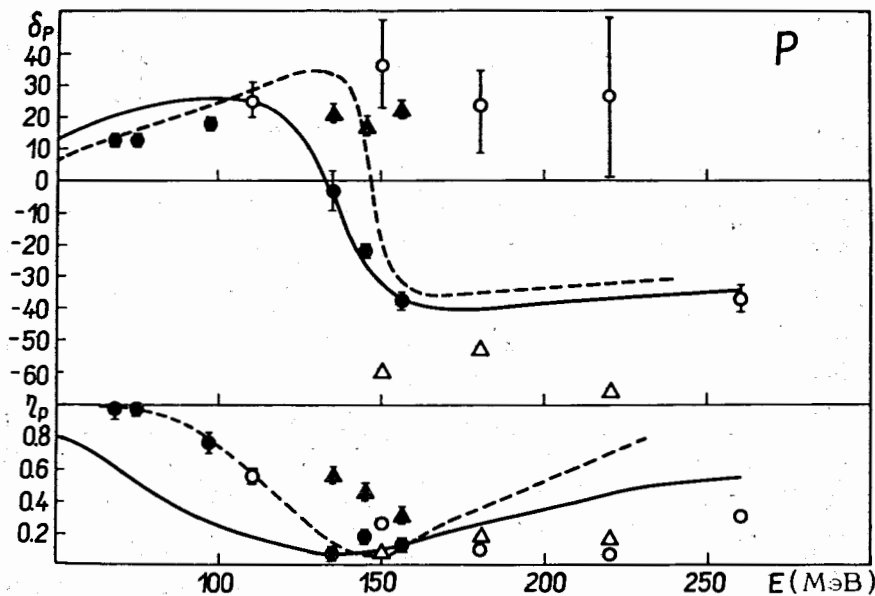


Рис. 2. Зависимость фазы  $\delta_P$  /в градусах/, параметра неупругости  $\eta_P$  от энергии пиона. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Из рис. 2 и 3 видно, что фазы P- и D-волн ведут себя похожим образом: в районе  $E = 135$  МэВ они достигают максимума и меняют свой знак при  $E = 140-150$  МэВ. На диаграмме Аргана соответствующие парциальные амплитуды описывают петли против часовой стрелки.

Аналогичное явление наблюдается и для упругого  $\pi^{12}\text{C}$ -рассеяния /19/. Очевидно, это проявление "размазывания" пион-нуклонной P-волны по состояниям с разными пион-ядерными угловыми моментами.

Вероятно, что именно этот эффект проявляется и в энергетической зависимости фазы S-волны, которая ведет себя в НФА довольно необычно: в районе  $T = 130-145$  МэВ она становится положительной.

На возможность изменения знака фазы S-волны указывали Крелл и Эриксон /20/, связывая этот эффект с существованием "резонанса формы" в пион-ядерном

рассеянии. В нашем случае всплеск в S-волне вряд ли обусловлен "резонансом формы", так как на диаграмме Аргана парциальная амплитуда S-волны описывает петлю по часовой стрелке, а не против, как должно быть для резонанса в потенциальном рассеянии.

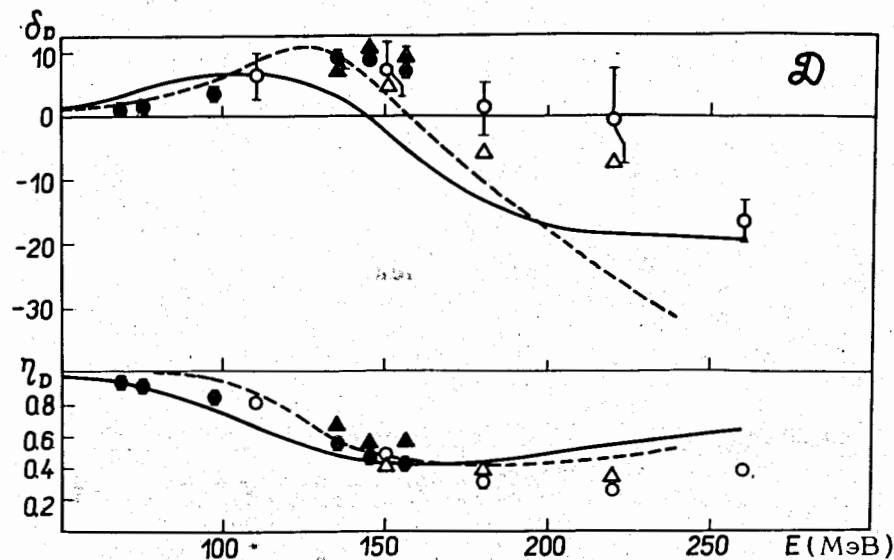


Рис. 3. Зависимость фазы  $\delta_D$  /в градусах/ и параметра неупругости  $\eta_D$  от энергии пиона. Обозначения те же, что и для рис. 1.

Бинон /18/ показал, что при изменении мнимой части у первого нуля амплитуды рассеяния меняется и фаза S-волны. Отсюда автор делает вывод о высокой чувствительности фазы S-волны к глубине первого минимума в дифференциальном сечении. Хотя это заключение не является вполне строгим, так как при варьировании мнимой части нуля амплитуды изменяется не только величина первого минимума, но и все дифференциальное сечение в целом, несомненно, что для более четких заключений о природе всплеска S-волны в районе 130-150 МэВ необходимы более точные измерения, с большей статистикой.



В нашем случае даже насильственное изменение дифференциального сечения в минимуме в несколько раз существенно не повлияло на фазу S-волны. Поэтому, на наш взгляд, для надежного определения величины фаз низших парциальных волн важно иметь хорошие экспериментальные данные в области больших углов рассеяния ( $\theta_{C.M.} > 140^\circ$ ). Это подтверждается и результатами работы /21/.

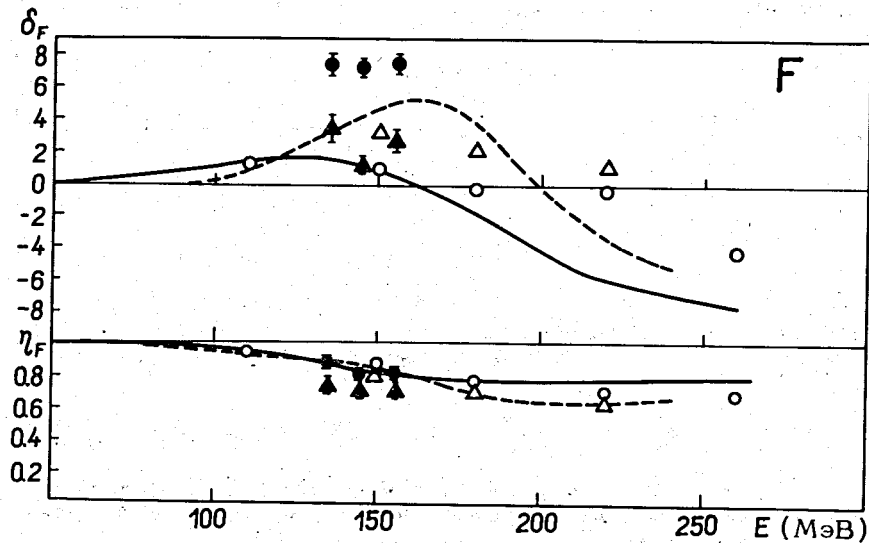


Рис. 4. Зависимость фазы  $\delta_F$  /в градусах/ и параметра неупругости  $\eta_F$  от энергии пиона. Обозначения те же, что и для рис. 1.

Интересно отметить, что как в НФА, так и в ЗФА параметр неупругости Р-волны вплоть до энергий  $E \sim 70-80$  МэВ равен единице, и поглощение пионов из упругого канала происходит только в S-волне. Это противоречит результатам оптической модели, где такое поглощение происходит главным образом в Р-волне. Однако в области малых энергий ( $E \leq 70-80$  МэВ) по целому ряду причин оптическая модель работает гораздо хуже, нежели в районе  $\Delta_{33}$ -резонанса, поэтому результаты фазового анализа более надежны.

На рис. 5 показана энергетическая зависимость  $Ref(0)$ , полученная в том случае, когда при проведении НФА одновременно подгонялись только дифференциальные сечения упругого рассеяния и величины  $\sigma_{tot}$ .

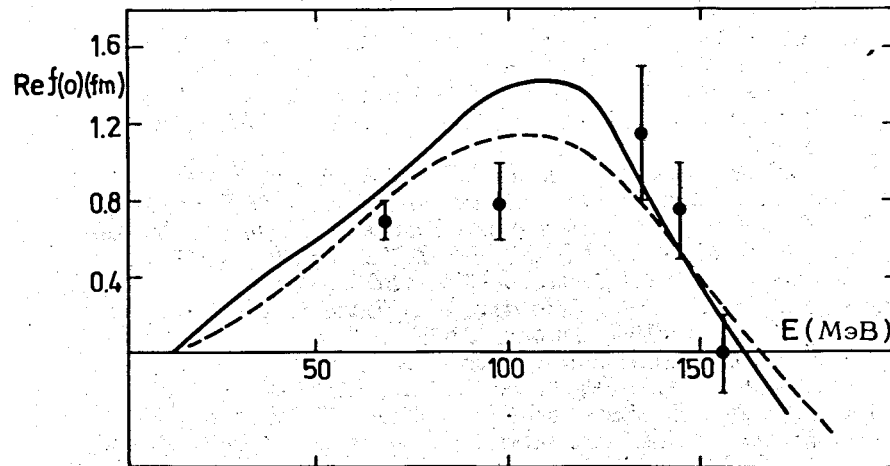


Рис. 5. Зависимость  $Ref(0)$  от энергии. Сплошной линией показаны результаты ЗФА, точки  $\bullet$  - результаты НФА. Пунктир - вычисления по дисперсионным соотношениям из работы /22/.

В работе /22/ приводятся отрицательные /?!/ значения  $Ref(0)$  при энергиях 135, 145 и 156 МэВ, якобы полученные нами в работе /6/. На самом деле никаких данных по  $Ref(0)$  в этой работе не приводилось. Результаты НФА при этих энергиях публикуются впервые в данной работе. Как видно из рис. 5, они не противоречат расчетам по дисперсионным соотношениям.

Авторы выражают глубокую признательность докторам Т.Ангелеску и Р.Маху за исключительно полезные обсуждения, а также Т.А.Сапожниковой за помощь при оформлении рукописи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Germond J.F., Wilkin C. *Nucl.Phys.*, 1975, A237, p.477.  
Hufner J., Tauscher L., Wilkin C. *Nucl.Phys.*, 1974, A231, p. 455.
2. Norberg M.E., Jr., Kinsey K.F. *Phys. Lett.*, 1966, 20, p.962.
3. Block M.M. e.a. *Phys. Rev.*, 1968, 169, p.1074.
4. Crowe K. e.a. *Phys. Rev.*, 1969, 180, p.1349.
5. Falomkin I.V. e.a. *JINR*, E1-6534, Dubna, 1972.
6. Shcherbakov Yu.A. e.a. *Nuovo Cim.*, 1976, 31A, p.249.
7. Budagov Yu.A., e.a. *JETP*, 1962, 42, p.1192.
8. Aleksandrov L. e.a. *Proc. Int. Conf. on Few Body Problems in Nuclear and Particle Physics, Quebec*, p.348 (1974) and *JINR*, P1-8328, Dubna, 1974.
9. Mach R. *Nucl.Phys.*, 1973, A205, p.56.
10. Dumbrais O.V., Nichitiu F., Shcherbakov Yu.A. *JINR*, P2-6981, Dubna, 1973.
11. Wilkin C. e.a. *Nucl.Phys.*, 1973, B62, p.61.
12. Binon F. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1975, 35, p.145.
13. Baracca A. *Rev. del Nuov. Cim.*, 1975, 5, p.312.  
Bowcock J.E., Burkhardt H. *Rep. on Progr. Phys.*, 1975, 38, p.1099.  
Gersten A. *Nucl.Phys.*, 1969, B12, p.537.
14. Ericson T.E.O., Locher M.P. *Nucl.Phys.*, 1970, B14, p.1.  
Batty C.J., Squir G.T., Turner G.K. *Nucl.Phys.*, 1974, B67, p.492.
15. Nichitiu F. *JINR*. E2-6890, Dubna, 1973.
16. Nichitiu F., Shcherbakov Yu.A. *JINR*, E2-6982, Dubna, 1973.
17. Charlton L.A., Eisenberg J.M. *Ann.Phys.*, 1971, 63, p.286.
18. Binon F. *Proc. Int. Conf. on Mesons in Nuclei, Pittsburgh*, 1976, p. 348.
19. Seki R. *Contribution to the V Int. Conf. on High-Energy Phys. and Nuclear Structure, Uppsala (1973)*.
20. Ericson M., Krell M. *Phys.Lett.*, 1972, 38B, p.359.
21. Beiner J., Huguenin P. *Helv. Phys. Acta*, 1969, 42, p.550.
22. Dubnicka S., Meshcheryakov V.A. *JINR*, E2-9399, Dubna, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 апреля 1977 года.