

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



8954

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P1 - 8954

Ю.А.Щербаков, Л.Александров, Т.Ангелеску,  
М.М.Кулюкин, В.И.Ляшенко, Р.Мах, А.Михул,  
Нгуен Минь Као, Ф.Никитиу, Д.Б.Понтекорво,  
М.Г.Сапожников, В.К.Сарычева, М.Семерджиева,  
Н.Трошева, Т.Трошев, И.В.Фаломкин, Ф.Балестра,  
Л.Буссо, Р.Гарфаньини, Г.Пираджино

РАССЕЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ НА ЯДРАХ  
 $^4\text{He}$  В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 68-208 МЭВ

1975

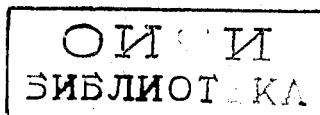
Ю.А.Щербаков, Л.Александров, Т.Ангелеску,  
М.М.Кулюкин, В.И.Ляшенко, Р.Мах, А.Михул,  
Нгуен Минь Као, Ф.Никитиу, Д.Б.Понтекорво,  
М.Г.Сапожников, В.К.Сарычева, М.Семерджиева,  
Н.Трошева, Т.Трошев, И.В.Фаломкин, Ф.Балестра,\*  
Л.Буссо,\* Р.Гарфаньини,\* Г.Пираджино\*

РАССЕЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ НА ЯДРАХ  
 $^4\text{He}$  В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 68-208 МЭВ

Направлено в "Nuovo Cimento"  
и на 6 Международную конференцию по физике  
высоких энергий и структуре ядра (США, 1975)

---

\* Институт физики Туринского университета.  
Национальный институт ядерной физики - Туринская  
секция.



Исследования упругого рассеяния пионов на ядрах гелия-4 были выполнены ранее на синхроциклотроне ЛЯП при энергиях 97<sup>/1/</sup>, 68 и 154 МэВ<sup>/2/</sup>. Опыты выполнялись на гелиевой стримерной камере высокого давления, и в приведенных работах описаны постановка экспериментов и методика измерений. В этих работах были опубликованы предварительные результаты. В настоящей работе приводятся как уточненные данные при этих энергиях по улучшенному статистическому материалу, так и новые измерения дифференциальных сечений при энергиях 120, 135, 145, 156, 174 и 208 МэВ. Прежнее значение энергии, принимавшееся в работе<sup>/2/</sup> как 154 МэВ, после уточнения оказалось равным 156 МэВ. Одновременно с уточнением значений энергии было произведено увеличение статистического материала, и в данной работе приводятся окончательные данные при этой энергии.

Величина средней энергии определялась с точностью 2-3 МэВ. Энергетический разброс пучка составлял 5-7%. Доля пионов в пучке составляла от 60 до 95% в зависимости от энергии и знака пионного пучка и измерялась с помощью черенковского счетчика полного поглощения с точностью не хуже 3%. В табл. 1 приведены данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния как функции угла в системе центра масс. Справа от величины сечения указано значение ошибки. Ошибка приводится только статистическая.

При энергиях 120, 174 и 208 МэВ измерения выполнены только с отрицательными пионами.

Таблица 1а

Дифференциальные сечения упругого рассеяния  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов на ядрах  ${}^4\text{He}$  при энергии 98, 135, 145, 156 МэВ и  $\pi^-$  мезонов на ядрах  ${}^4\text{He}$  при энергии 174, 208 и 120 МэВ

98 MeV			120 MeV		
$\pi^+ {}^4\text{He}$		$\pi^- {}^4\text{He}$	$\pi^+ {}^4\text{He}$		$\pi^- {}^4\text{He}$
$\Theta$	$\text{С.М. } d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$	$d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$	$\Theta$ С.М. $d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$
31.8	12.70	0.99	15.42	0.87	29.5
42.2	8.76	0.65	10.72	0.59	34.6
52.7	4.65	0.41	4.92	0.34	39.9
63.0	2.17	0.27	1.96	0.20	45.1
73.3	0.60	0.14	0.96	0.16	50.4
83.4	0.76	0.17	1.39	0.18	58.1
93.5	2.19	0.27	0.84	0.17	76.1
103.4	2.90	0.32	2.28	0.23	96.3
113.2	3.52	0.35	3.06	0.27	111.1
123.0	3.47	0.34	4.21	0.28	123.2
132.6	4.50	0.39	4.25	0.30	132.9
142.2	5.07	0.43	4.70	0.32	142.4
151.7	4.40	0.39	3.96	0.29	151.9
161.1	4.39	0.40	4.17	0.32	163.6
					5.85
					4.27
					3.18
					2.03
					1.74
					0.81
					0.22
					0.48
					0.62
					0.88
					0.77
					0.90
					0.90
					0.64

Таблица 1б

135 MeV			145 MeV		
$\pi^+ {}^4\text{He}$		$\pi^- {}^4\text{He}$	$\pi^+ {}^4\text{He}$		$\pi^- {}^4\text{He}$
$\Theta$	$\text{С.М. } d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$	$d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$	$\Theta$ С.М. $d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$
29.4	43.17	3.93	50.23	5.65	29.5
34.7	31.98	2.66	35.84	3.57	34.8
40.0	23.76	2.01	24.82	2.59	40.1
45.3	16.76	1.50	14.66	1.74	45.4
50.5	7.15	0.91	7.69	1.17	50.6
55.7	4.55	0.71	5.77	0.97	55.8
60.9	2.87	0.57	2.65	0.65	58.4
68.7	1.19	0.26	1.37	0.32	63.6
78.9	0.94	0.23	1.05	0.28	71.3
89.0	1.10	0.25	1.40	0.34	76.4
99.0	1.60	0.30	1.66	0.38	86.6
108.8	3.13	0.42	1.78	0.37	89.1
118.6	2.34	0.37	2.72	0.48	99.1
128.2	2.77	0.41	1.96	0.42	109.0
137.8	1.92	0.33	1.72	0.39	118.7
147.2	2.13	0.36	0.94	0.28	121.1
156.6	1.52	0.30	1.06	0.31	130.7
166.0	1.88	0.44	1.47	0.46	144.9
					149.7
					161.4
					163.7
					48.54
					39.41
					25.46
					17.73
					4.24
					2.13
					0.98
					1.21
					2.13
					0.44
					0.24
					0.27
					0.51
					0.41
					0.45
					0.36
					0.28
					0.29
					0.23
					0.18
					0.21

Таблица 1с

156 MeV			174 MeV			208 MeV		
$\pi^+ \text{ } ^4\text{He}$	$\pi^- \text{ } ^4\text{He}$	$\pi^- \text{ } ^4\text{He}$	$\pi^+ \text{ } ^4\text{He}$	$\pi^- \text{ } ^4\text{He}$	$\pi^- \text{ } ^4\text{He}$	$\pi^+ \text{ } ^4\text{He}$	$\pi^- \text{ } ^4\text{He}$	$\pi^- \text{ } ^4\text{He}$
$\Theta_{\text{C.M.}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{, mb/sr}$	$\epsilon \text{, mb/sr}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{, mb/sr}$	$\Theta_{\text{C.M.}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{, mb/sr}$	$\epsilon \text{, mb/sr}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{, mb/sr}$	$\Theta_{\text{C.M.}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{, mb/sr}$	$\epsilon \text{, mb/sr}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{, mb/sr}$
29.5	52.91	4.07	29.6	41.26	5.16	29.9	30.50	2.95
34.9	42.70	2.84	35.0	28.62	3.22	35.2	24.93	2.13
40.2	26.86	2.03	40.3	20.29	2.33	40.6	18.91	1.63
45.5	15.60	1.44	48.3	9.80	0.99	45.9	9.15	1.00
50.7	7.70	0.98	56.2	3.04	0.74	51.2	3.58	0.57
56.0	5.58	0.82	61.4	1.79	0.56	56.5	1.83	0.40
66.3	2.19	0.29	74.2	0.60	0.17	64.4	0.44	0.14
81.7	1.09	0.21	92.0	0.70	0.22	79.8	0.21	0.07
96.7	1.48	0.23	106.8	0.75	0.22	94.9	0.46	0.15
111.5	1.94	0.28	123.8	0.36	0.14	109.7	0.25	0.08
126.0	1.52	0.24	140.5	0.40	0.16	126.6	0.22	0.09
140.3	1.19	0.21	159.1	0.68	0.14	140.7	0.27	0.10
156.7	0.75	0.15				159.3	0.16	0.06

В таблицу не включены данные при энергии 68 МэВ с положительными и отрицательными пионами, так как они остались неизменными и ранее сообщались в работе /2/.

В табл. 2 приведены значения полных сечений упругого рассеяния при различных энергиях, а также указывается число зарегистрированных событий во всем диапазоне углов, в котором регистрировалось упругое рассеяние для соответствующей энергии. Величина полного сечения была получена путем интегрирования соответствующих кривых, проведенных через экспериментальные точки дифференциальных сечений. Фитирование проводилось как по полиномам Лежандра, так и по ортогональным многочленам /3/. Полное сечение относится к диапазону углов  $0^\circ - 180^\circ$ , и приведенная при нем ошибка учитывает как статистику, так и дополнительные неопределенности, связанные с интегрированием экспериментальных кривых.

#### Обсуждение результатов

Полученные угловые распределения были сопоставлены нами с расчетами по оптической модели /4,5/. В этих расчетах использовалось импульсное приближение, а также приближение когерентного рассеяния. При этом учитывалось фермиевское движение нуклонов в ядре и отдача самого ядра. Потенциалы брались двух типов:

— потенциал Кислингера

$$\langle \vec{r} | V_K \psi \rangle = 2 \mathfrak{M} V_c(\vec{r}) \psi(\vec{r}) + (A-1) \{ V\rho(\vec{r}) \psi(\vec{r}) + C(-\vec{\nabla} \cdot (\rho(\vec{r}) \vec{\nabla} \psi(\vec{r})) + \frac{A-1}{A} \frac{\mathfrak{M}}{2M} (\nabla^2 \rho(\vec{r}) \psi(\vec{r})) \}. \quad (1)$$

и потенциал Лапласа

Таблица 2

T [MeV]	π <sup>-</sup> He		π <sup>+</sup> He	
	σ <sub>el</sub> [mb]	nr of events	σ <sub>el</sub> [mb]	nr of events
68	36 ± 3	779	35 ± 3	606
98	62 ± 6	2354	60 ± 6	1447
120	99 ± 6	464		
135	114 ± 7	636	106 ± 7	999
145	102 ± 6	1012	110 ± 8	648
156	94 ± 7	797	117 ± 8	971
174	90 ± 7	396		
208	80 ± 8	584		

$$\langle \vec{r} | V_L \psi \rangle = 2 \mathbb{M} V_c(r) \psi(\vec{r}) + (A-1) \left\{ (B + p_{АСМ}^2 \cdot C) \rho(r) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{\mathbb{M}^2}{\mu^2} C (V^2 \rho(r)) \psi(\vec{r}) \right\}. \quad (2)$$

Здесь  $B = \frac{4\pi}{p_{АСМ}} \cdot \frac{\mathbb{M}^2}{\mu^2} b$  и  $C = -\frac{4\pi}{p_{АСМ}} \cdot \frac{\mathbb{M}^2}{\mu^2} c$ . В этих выражениях  $p_{АСМ}$  представляет собой импульс пион-ядро в системе центра масс. В свою очередь, коэффициенты  $b$  и  $c$  находились из фазовых сдвигов свободного  $\pi N$ -рассеяния<sup>/6/</sup>. Мы использовали фазовые сдвиги, приведенные в работе<sup>/7/</sup>. Здесь  $\mathbb{M}$  и  $\mu$  являются приведенными массами системы пион-ядро и пион-нуклон, соответственно. Полная энергия столкновения в системе пион-ядро бралась в следующем виде:

$$E = (p_{АСМ}^2 + m^2)^{1/2} + (p_{АСМ}^2 + A^2 M^2)^{1/2},$$

где  $m$  - масса нуклона,  $M$  - масса ядра и  $A$  - число нуклонов в ядре. В выражениях (1) и (2)  $V_c(r)$  представляет собой кулоновский потенциал, а  $\rho(r)$  - распределение плотности ядерного вещества, которое бралось в виде гауссовского распределения

$$\rho(r) = \frac{1}{(a^2 \pi)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{r^2}{a^2}}. \quad (3)$$

Параметр  $a$  определялся из экспериментов по электрон-ядерному рассеянию и при этом использовалась величина радиуса распределения заряда  $R(^4\text{He}) = 1,71 \text{ фм}^{/8/}$ . Радиус протона, для которого принималось  $r_p = 0,8 \text{ фм}$  следующим образом был связан с величинами  $a$  и  $R(^4\text{He})$ :

$$a^2 = 2(R^2(^4\text{He}) - r_p^2)/3.$$

Фазовые сдвиги пион-ядерного рассеяния для потенциалов (1) и (2) получались путем "сшивания" решений для релятивистского уравнения Шредингера с кулоновскими волновыми функциями на границе действия ядер-

ных сил. Детальное описание этой процедуры дается в работе /4/, где анализировались данные более ранних экспериментов.

На рис. 1, 2 и 3 показаны дифференциальные распределения при ряде энергий, а также вычисления для потенциалов Кисслингера и Лапласа. Из кривых можно видеть, что при малых энергиях лучшее соответствие дают расчеты с использованием потенциала Кисслингера, хотя в области малых углов теоретические значения лежат систематически значительно выше экспериментальных для любого вида потенциала. При повышении энергии лучшее описание для углов за первым минимумом дает потенциал Лапласа, хотя точность экспериментальных данных недостаточна, чтобы можно было говорить о несоответствии потенциалу Кисслингера. Теория в общем правильно показывает положение минимума, который оказывается более глубоким в случае потенциала Лапласа. Ни в экспериментальных, ни в теоретических данных не заметно существенного сдвига в положение минимума в угловых распределениях с увеличением энергии пионов. Однако очень глубокий минимум, предсказываемый потенциалом Лапласа, находится в противоречии с нашими данными.

На рис. 4 показаны энергетические зависимости полных сечений упругого рассеяния положительных и отрицательных пионов ядрами гелия-4. На этом же рисунке нанесены данные расчетов с потенциалами Лапласа и Кисслингера. Ближе к эксперименту идет кривая с потенциалом Кисслингера. Однако в области низких энергий она сильно расходится с экспериментом. Как видно из рис. 4, полное сечение упругого рассеяния достигает максимума в районе 150 МэВ. Это хорошо заметно из измерений с отрицательными пионами. Измерения, выполненные с положительными пионами, проведены, к сожалению, только до энергии 156 МэВ и не позволяют установить положение максимума в этом случае. Расчеты по оптической модели в обоих случаях дают смещенное положение для максимума в энергетической зависимости полных сечений в упругом рассеянии пионов на ядрах по сравнению с данными по упругому  $\pi$ -Р-рассеянию.

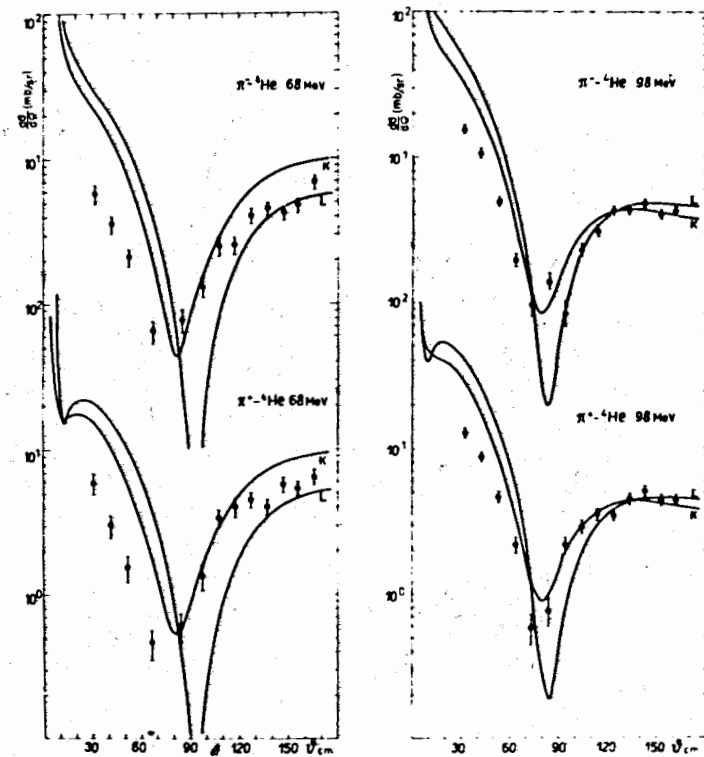


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния пионов при энергиях 68 и 98 МэВ на ядрах гелия-4. Кривые, показанные на рисунке, являются результатами расчетов по оптической модели с использованием потенциалов Кисслингера (кривая К) и Лапласа (кривая L).

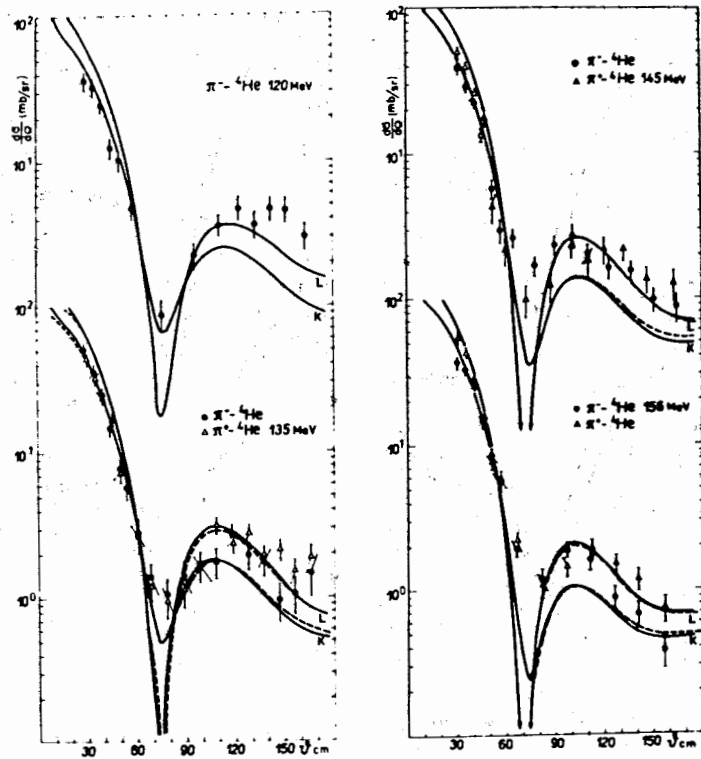


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния пионов при энергиях 120, 135, 145 и 156 МэВ на ядрах гелия-4. Кривые, показанные на рисунке, являются результатами расчетов по оптической модели с использованием потенциалов Кисслингера (кривая К) и Лапласа (кривая L). Сплошные кривые относятся к  $\pi^-$ -мезонам, пунктирные - к  $\pi^+$ -мезонам.

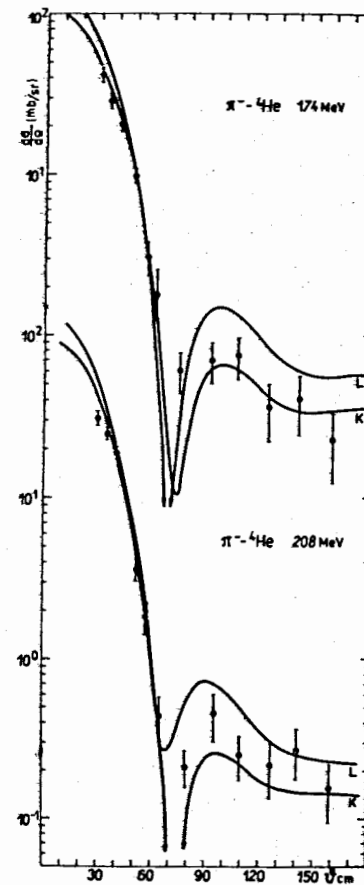


Рис. 3. Дифференциальные сечения упругого рассеяния пионов при энергиях 174 и 208 МэВ на ядрах гелия-4. Кривые, показанные на рисунке, являются результатами расчетов по оптической модели с использованием потенциалов Кисслингера (кривая К) и Лапласа (кривая L).



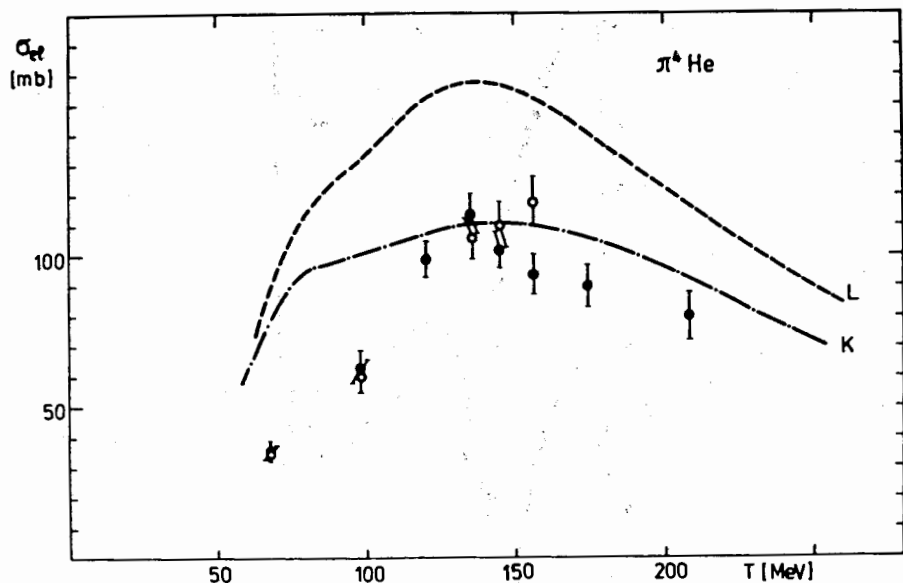


Рис. 4. Полные сечения упругого рассеяния пионов на гелии-4 в зависимости от кинетической энергии пионов.  
 • - экспериментальные точки в случае  $\pi^-$ -мезонов  
 о - экспериментальные точки в случае  $\pi^+$ -мезонов.  
 Кривые, показанные на рисунке, являются результатами расчетов по оптической модели с использованием потенциалов Кисслингера (кривая К) и Лапласа (кривая L).

Наблюдаемое нами расхождение между расчетными и экспериментальными значениями дифференциальных сечений при малых углах при энергиях пионов меньше 100 МэВ возможно вызвано использованием в расчетах приближения когерентного рассеяния. Влияние промежуточных ядерных состояний в упругом рассеянии может быть оценено при использовании модификации потенциала Кисслингера, введенной в работе<sup>14</sup>. Эта модификация приводит к значительному уменьшению на малых углах.

при энергиях менее 100 МэВ. Дополнительные качественные соображения в пользу этого аргумента возникают также при зависящем от энергии фазовом анализе  $\pi^4\text{He}$ -рассеяния, результаты которого приводятся ниже. При этом анализе довольно сильно проявляется эффект ядерной структуры. Существование такого эффекта будет означать, что дифференциальные и полные сечения упругого рассеяния, даже измеренные при настоящем уровне точности, содержат определенную информацию о ядерных состояниях из интервала энергий 20±30 МэВ. Это означает, в свою очередь, что информация об этих состояниях должна учитываться в оптической модели для того, чтобы она была в состоянии объяснить упругие и полные сечения в рассмотренном диапазоне энергий.

Используя результаты данной работы, а также данные других авторов по измерению дифференциального сечения упругого рассеяния, а также полного сечения рассеяния, мы сделали попытку провести фазовый анализ, зависящий от энергии<sup>9</sup>. В этом случае по аналогии с работой<sup>10</sup> был использован вид параметризации для фазовых сдвигов:

$$k^{2\ell+1} \text{ctg} \Delta_\ell = \frac{1}{a_\ell} + b_\ell T + c_\ell T^2 + \dots,$$

где  $T$  - кинетическая энергия пиона в лабораторной системе,  $a_\ell$ ,  $b_\ell$ ,  $c_\ell$  - некоторые комплексные величины, а  $\Delta_\ell$  - соответствующая парциальная фаза. Коэффициент  $a_\ell$  представляет собой длину рассеяния.

Проведение фазового анализа, зависящего от энергии, в нашем случае оказывается более оправданным, чем выполнение не зависящего от энергии фазового анализа. Причина заключается в том, что при высоких энергиях экспериментальных данных пока явно недостаточно для того, чтобы обойти трудности, связанные с однозначным выбором решений.

На рис. 5 приведены диаграммы Аргана для трех парциальных волн для  $\ell=0,1,2$ , соответственно. Диаграммы построены как по результатам фазового анализа, так и по фазовым сдвигам, вычисленным на основе

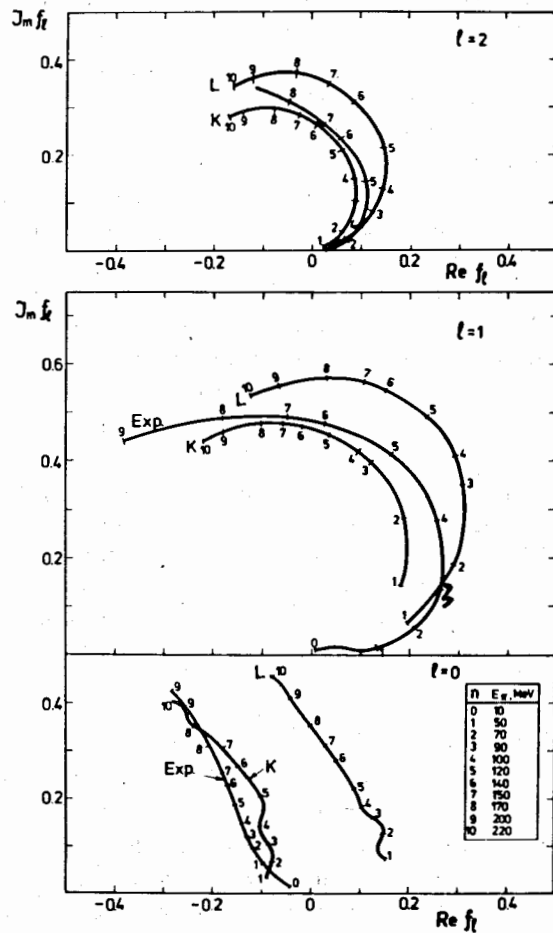


Рис. 5. Диаграммы Аргана для трех парциальных волн при  $l=0,1,2$ . Диаграммы получены из зависящего от энергии фазового анализа рассеяния пионов на гелии-4. (кривые с индексом "Exp"). Кривые K и L получены из расчетов по оптической модели с потенциалами Кисслингера и Лапласа, соответственно. В таблице на рисунке показано соответствие между номером точки и энергией пиона.

оптической модели с использованием потенциалов Лапласа и Кисслингера. Из диаграмм видно, что в случае S-волны потенциал Кисслингера дает заметно лучшее соответствие с экспериментом. В случае P и D волн трудно говорить о предпочтении какого-либо из двух потенциалов.

На рис. 6 показано поведение мнимой части амплитуды "вперед"  $\text{Im} f(0)$  как в физической области, так и вне ее, полученное на основе фазового анализа, зависящего от энергии. Обращает на себя внимание тот факт, что мнимая часть длины рассеяния хорошо совпадает с данными, полученными из исследований с мезоатомами гелия<sup>11/</sup>. В нашем случае длины рассеяний  $\pi$ -а оказываются следующими:

$$\text{Re} a_0 = -0,160 \pm 0,10$$

$$\text{Im} a_0 = 0,055 \pm 0,007.$$

При проведении фазового анализа мы использовали в качестве параметра также электромагнитный радиус пиона. При этом использовалась методика, описанная в работе<sup>15/</sup>. Величина радиуса оказалась равной:

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = (0,83 \pm 0,17) \text{ фм.}$$

Обращает на себя внимание и то обстоятельство, что на кривой для  $\text{Im} f(0)$  как раз в районе порога неупругих взаимодействий ( $T \sim 20 \text{ МэВ}$ ) для гелия-4 проявляется заметный "горб". Такое поведение  $\text{Im} f(0)$  в основном обуславливается характером энергетической зависимости для P-волны в области малых энергий<sup>9/</sup>.

Видно также, что в нефизической области поведение мнимой части отличается от экстраполяций, делавшихся в работах<sup>12,13/</sup> при рассмотрении дисперсионных соотношений вперед.

Авторы благодарны В.П.Джелепову и Л.И.Лapidусу за поддержку данной работы и В.Б.Беляеву, В.Лукьянову и Р.А.Эрамжяну за полезные обсуждения. Большую благодарность мы выражаем коллективам отдела синхротрона и отдела новых научных разработок за помощь в проведении экспериментов.

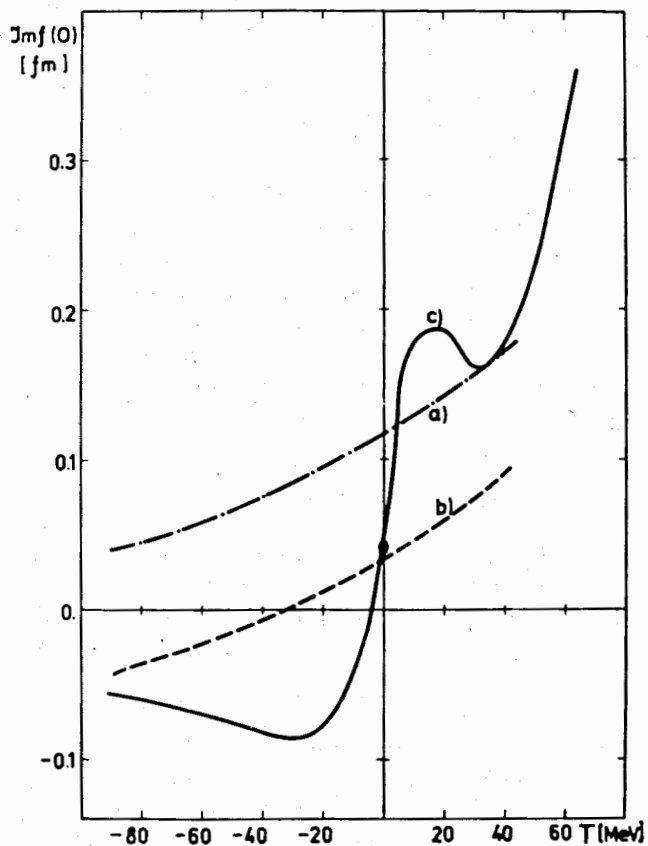


Рис. 6. Мнимая часть амплитуды "вперед" для упругого рассеяния пионов на гелии-4 в зависимости от энергии пионов (в физической и нефизической областях): с - из фазового анализа, зависящего от энергии; а - расчет из работы /12/ ; б - расчет из работы /13/. Экспериментальная точка при  $T=0$  получена из опытов с мезоатомами /11/.

### Литература

1. I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, F.Nichitiu, G.B.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov. *Lettere'al Nuovo Cimento*, 3, 461, 1972; 5, 18, 1972.
2. I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, G.B.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov, M.Albu, T.Besliu, A.Michul, F.Nichitiu, R.Garfagnini, G.Piragino. *Nuovo Cimento*, 21A, 168, 1974.
3. I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, A.Mihul, F.Nichitiu, G.Piragino, G.B.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov. Preprint JINR, E1-6534 (1972).
4. R.Mach. *Nucl.Phys.*, A154, 56, 1973.
5. R.Mach. *Phys.Lett.*, 40B, 46 (1972).
6. E.H.Auerbach, D.M.Fleming, M.M.Sternheim. *Phys.Rev.*, 162, 1683 (1967).
7. S.Almehed, C.Lovelace. *Nucl.Phys.*, B40, 157, 1972.
8. R.F.Frosh, J.S.McCarthy, R.E.Rend, M.R.Yiarian. *Phys.Rev.* 160, 874, 1967.
9. L.Aleksandrov, T.Angelescu, I.V.Falomkin, F.Nichitiu, Yu.A.Shcherbakov. Preprint JINR, P1-8328 Dubna (1974).
10. R.A.Arndt, D.D.Long, L.D.Roper. *Nucl.Phys.*, A209, 429, 1973; A209, 447, 1973.
11. G.Backenstoss et al. *Nucl.Phys.*, B66, 125 (1974).
12. Il-Tong Cheon, T.von Egidy. Preprint de Physique Universite de Liege, Belgium (1974).
13. T.E.O.Ericson and M.P.Locher. *Nucl.Phys.*, B148, 1 (1970).
14. C.J.Batty, G.T.A.Squir and G.K.Turner. *Nucl.Phys.*, B67, 492 (1974).
15. M.Ericson, T.E.O.Ericson. *Ann. of Physics* 36, 313 (1966).

15. F.Nichitiu, Yu.A.Shcherbakov.Nucl.Phys.,  
B61, 429 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 июня 1975 года.