

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



A-564

13/10-74

P1 - 7628

995/2-74

М.Альбу, Т.Бешлиу, Р.Гарфаньини, М.М.Кулюкин,  
В.И.Ляшенко, А.Михул, Ф.Никитиу, Г.Пираджино,  
Д.Б.Понтекорво, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ  $\pi^{\pm}$ -МЕЗОНОВ  
НА  $\text{He}^4$  ПРИ ЭНЕРГИЯХ 68 И 154 МЭВ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

М.Альбу,<sup>1</sup> Т.Бешлиу,<sup>1</sup> Р.Гарфаньини,<sup>2</sup> М.М.Кулокин,  
В.И.Ляшенко, А.Михул,<sup>1</sup> Ф.Никитиу,<sup>1</sup> Г.Пираджино,<sup>2</sup>  
Д.Б.Понтекорво, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ  $\pi^{\pm}$ -МЕЗОНОВ  
НА  $\text{He}^4$  ПРИ ЭНЕРГИЯХ 68 И 154 МЭВ

Направлено в *Nuovo Cimento*  
и доложено на V Международной конференции по  
физике высоких энергий и структуре ядра, Уппсала,  
1973 г.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

<sup>1</sup> Институт атомной физики (Бухарест).

<sup>2</sup> Институт физики Туринского университета (Турин).

Упругое рассеяние заряженных пионов на  $\text{He}^4$  при энергии 70 МэВ исследовалось в работах /1,2/. Измерение дифференциальных сечений упругого рассеяния представляет значительный интерес в связи с попытками извлечения сведений об электромагнитном формфакторе пиона, что требует хорошего знания амплитуды пион-ядерного взаимодействия /3/. Однако в измерениях, выполненных в работах /1,2/ различной методикой, имеются значительные систематические разногласия в дифференциальных сечениях как в области малых, так и в области больших углов рассеяния пионов. Причины этого расхождения остаются неясными. В обоих экспериментах выделение упругих событий было связано с определенными трудностями в связи с тем, что ни в пузырьковой камере /1/, ни в опытах с электроникой /2/ не регистрировались ядра отдачи  $\text{He}^4$ .

Наши экспериментальные результаты при 97 МэВ /4/ вместе с другими данными по  $\pi^\pm \text{He}^4$  упругому рассеянию анализировались с целью получения энергетической зависимости фазовых сдвигов /5/. При этом было показано, что резонансный характер фазовых сдвигов Р- и D-волн проявляется в районе 145 МэВ. Однако это заключение основано на фазовом анализе, при котором использовались единственные данные /6/, полученные на  $\pi^\pm$ -мезонах при энергии 153 МэВ. В связи с этим измерение сечений упругого рассеяния при энергии, превышающей 145 МэВ, представляло значительный интерес.

В данной работе приводятся результаты по измерению дифференциальных сечений  $\pi^\pm \text{He}^4$  упругого рассеяния при энергиях 68 и 154 МэВ.

### Постановка опыта и экспериментальные результаты

Постановка эксперимента, методика отбора и измерений событий, а также процедура анализа оставались такими же, как и в наших предыдущих работах<sup>/4,7/</sup>. Была только использована более совершенная быстрая электроника<sup>/8/</sup>, обеспечившая высокую стабильность работы годоскопической системы.

Пионы с энергией  $68 \pm 7$  МэВ получались торможением /посредством полиэтиленового фильтра/ пучка с энергией 100 МэВ от мю-тракта синхроциклотрона ЛЯП. Интенсивность пучка отрицательных пионов в стримерной камере составляла  $4000 \text{ сек}^{-1}$ . Поток  $\pi^+$ -мезонов в камере был в 5 раз меньше. Состав пучка определялся в каждом случае с помощью черенковского счетчика полного поглощения. В  $\pi^+$ -пучке пионы составляли  $80 \pm 4\%$  полного числа частиц, в  $\pi^-$ -пучке  $85 \pm 4\%$ .

При нахождении истинного числа упругих событий учитывались поправки на геометрическую эффективность годоскопа и эффективность его счетчиков. На рис. 1 показана типичная кривая геометрической эффективности, вычисленная по методу Монте-Карло для выбранной эффективной зоны в стримерной камере, в которой регистрировались события<sup>/16/</sup>. Эффективности вычислялись со статистической точностью  $\pm 3\%$ . При построении угловых распределений ширина угловых интервалов составляла, как правило,  $10^\circ$ . В случаях недостаточного статистического обеспечения проводилось объединение интервалов. В распределения вводились поправки на возможный вклад неупругих процессов. Основным критерием при отборе упругих событий было соответствие измеренного угла рассеяния ядра отдачи кинематическому расчетному. Неупругими считались события, отклоняющиеся от расчетного значения на три стандартные ошибки.

В каждом выбранном угловом интервале производилось построение распределения отклонения измеренного угла от расчетного. Распределение аппроксимировалось функцией Гаусса, и значение фона, найденное в области  $> 3\sigma$ , экстраполировалось в область Гаусса для нахождения фона. Табл. 1 иллюстрирует относительный вклад неупругих

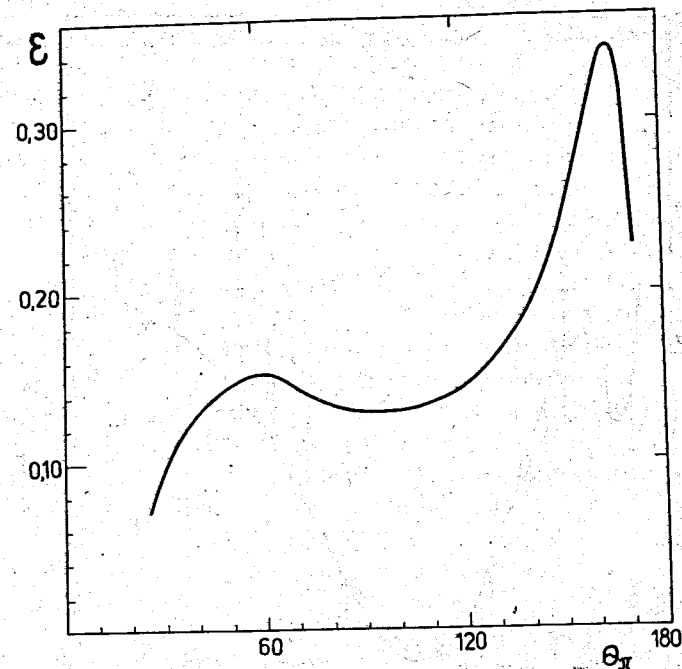


Рис. 1. Кривая геометрической эффективности управляемой камеры. Эффективность для каждого угла рассеяния определяется как процент попаданий рассеянного пиона в годоскоп.

процессов в зависимости от угла рассеяния мезона. Как видно из этих данных, поправка, обусловленная фоном, максимальна в области углов  $80-100^\circ$ , но по величине она меньше статистической ошибки.

При энергии 68 МэВ число отобранных случаев  $\pi^+ \text{He}^4$  упругого рассеяния составило 606, а число случаев  $\pi^- \text{He}^4$  упругого рассеяния — 779 /в интервале углов рассеяния  $25^\circ - 170^\circ$  в лабораторной системе координат/.

На рис. 2 и 3 показаны полученные дифференциальные сечения /в системе центра масс/ соответственно  $\pi^+$ -и  $\pi^-$ -мезонов на  $\text{He}^4$  при этой энергии. Сплошная кривая — результат фазового анализа.

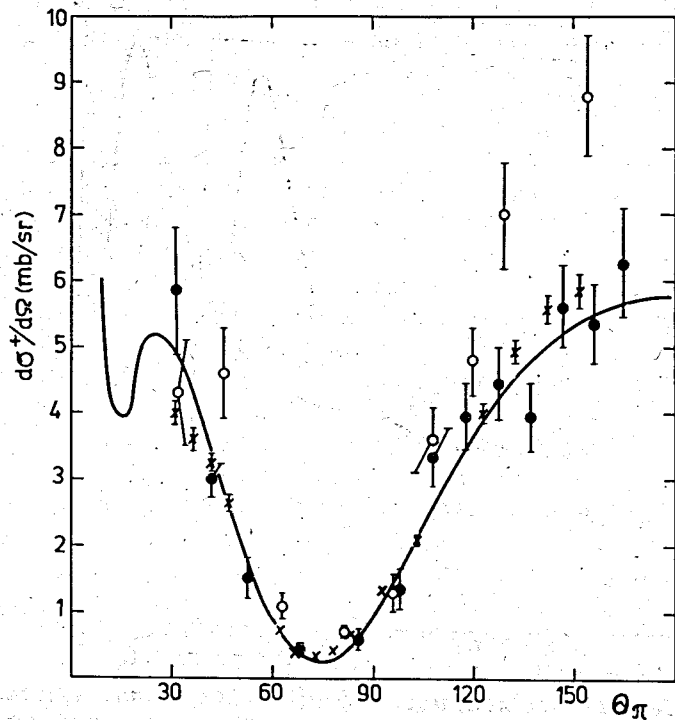


Рис. 2. Дифференциальные сечения  $\pi^+ \text{He}^4$  - упругого рассеяния при энергии 68 МэВ;  $\circ$  - данные Блока и др. /1/,  $\times$  - данные Кроу и др. /2/,  $\bullet$  - настоящая работа. Кривая - результат фазового анализа.

На рис. 4 и 5 показаны аналогичные дифференциальные сечения /в системе центра масс/ при энергии пионов /154±15/ МэВ.

Пучок получался в результате соответствующего выбора положения мишени и токов в фокусирующих линзах и отклоняющих магнитах /9/. Состав пучка был следующим: в  $\pi^+$ -пучке пионы составляли /85±4/% от полного числа частиц, в  $\pi^-$ -пучке /80±4/%. При этой энергии поток пионов в камере составлял: 20.000 сек<sup>-1</sup> для  $\pi^-$  и 600 сек<sup>-1</sup> для  $\pi^+$ .

В этих экспериментах было отобрано 717 событий упругого  $\pi^+ \text{He}^4$ -рассеяния и 407 случаев  $\pi^- \text{He}^4$  упругого

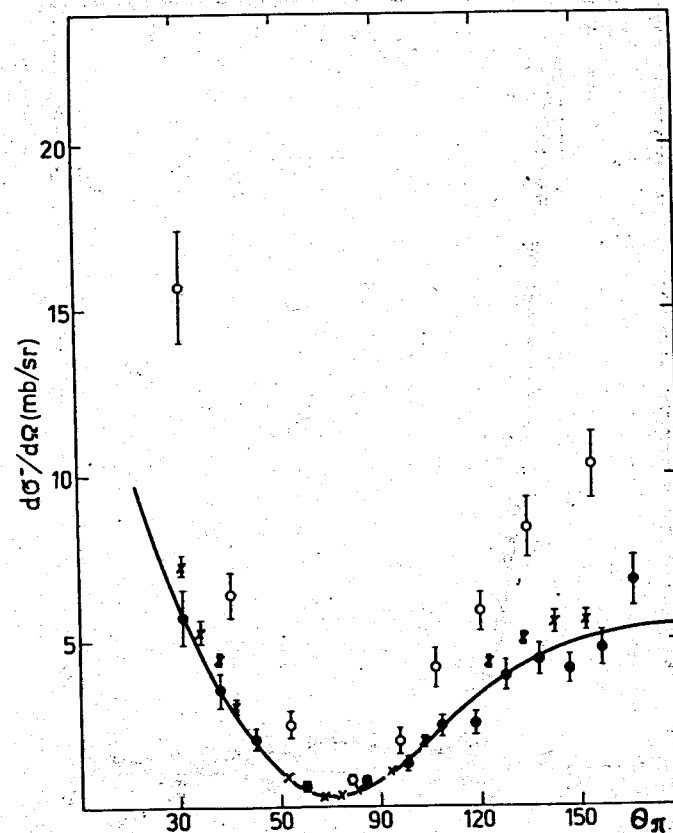


Рис. 3. Дифференциальные сечения  $\pi^- \text{He}^4$  упругого рассеяния при энергии 68 МэВ;  $\circ$  - работа /1/,  $\times$  - работа /2/,  $\bullet$  - настоящая работа. Кривая - результат фазового анализа.

рассеяния /в интервале углов рассеяния  $30^\circ \div 165^\circ$  в лабораторной системе координат/. В табл. 2 приведены величины дифференциальных сечений для всех измерений, проведенных в данной работе.

Учитывая возможность систематических ошибок при вычислении числа пионов, прошедших через камеру, при нахождении геометрических эффективностей и т.п., можно ожидать, что полная систематическая ошибка в дифференциальных сечениях не превышала 10%.

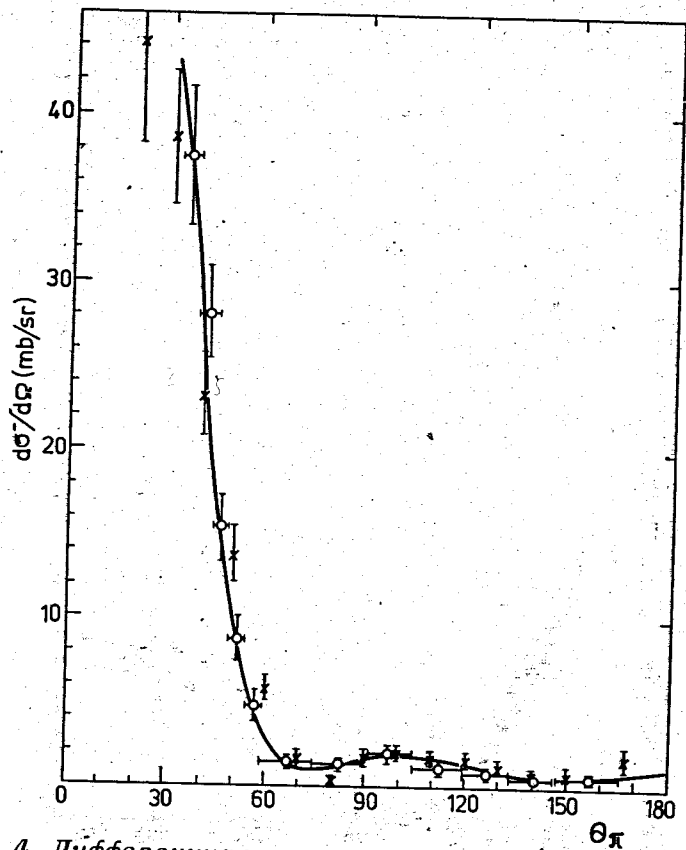


Рис. 4. Дифференциальные сечения  $\pi^- \text{He}^4$  упругого рассеяния при энергии 154 МэВ; X - данные работы [6], O - настоящая работа. Кривая - результат фазового анализа.

#### Анализ и обсуждение результатов

Как обычно, по принятой нами процедуре перед выполнением фазового анализа было сделано разложение сечений в ряд по полиномам Лежандра, из которого можно определить минимальное число парциальных волн, необходимых для анализа [10]. Оказалось, что при энергии

68 МэВ необходимо учесть S-, P- и D-волны. На основе фазового анализа вычислены также сечения упругого и полного ядерного рассеяния и значения реальной части амплитуды рассеяния вперед. Результаты показаны в табл. 3.

Усредняя значения  $\sigma_{el}$  для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, получаем  $\sigma_{el} = 35,22 \pm 1,16$  мВ. Сечение упругого рассеяния из эксперимента К. Кроу /при энергии 67,8 МэВ/ составляет  $\sigma_{el} = 39,09 \pm 0,50$  мВ; из эксперимента М. Блока /при

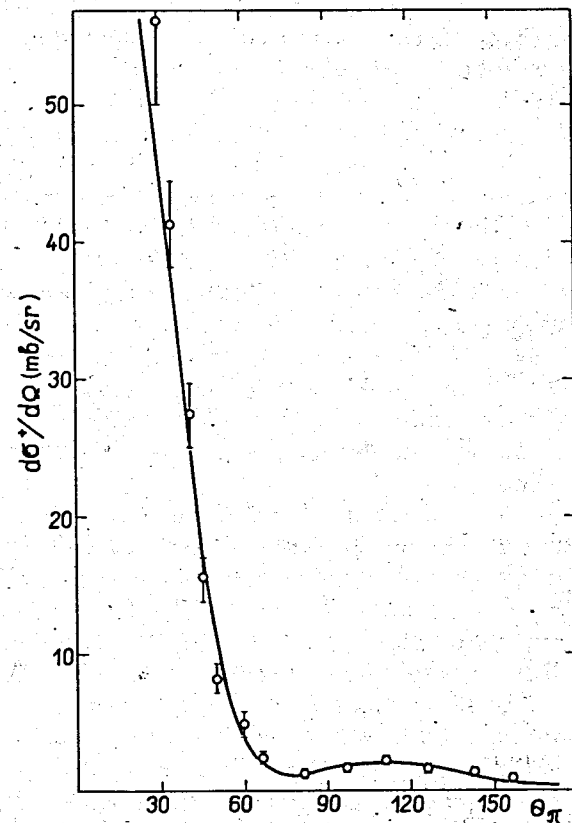


Рис. 5. Дифференциальные сечения  $\pi^- \text{He}^4$  упругого рассеяния при энергии 154 МэВ. Кривая - результат фазового анализа.

энергии  $65 \text{ МэВ}$  -  $\sigma_{el} = 59,8 \pm 1,9 \text{ мВ}$ . Наши результаты значительно ближе к данным К.Кроу, нежели М.Блока, как по форме углового распределения, так и по значениям полных сечений.

Набор фазовых сдвигов, приведенный в табл. 3, получен по методу, описанному в работе<sup>/10/</sup>, и соответствует решению I. Значения фаз несколько отличаются от результатов, приведенных в работе К.Кроу<sup>/10/</sup>, и это связано в основном с тем, что в работе К.Кроу используется менее реалистичное решение II.

При энергии  $154 \text{ МэВ}$  необходимо учитывать при фазовом анализе не только S-, P- и D-волны, но и последующие парциальные волны. Используя в фазовом анализе метод разложения с ускоренной сходимостью<sup>/11/</sup>, можно вычислить фазы, включая F-и G-волны, и далее при этих фиксированных фазах выполнить анализ уже стандартным методом<sup>/10/</sup>, взяв в качестве параметров фазы, соответствующие S-, P-и D-волнам. Мы использовали именно эту процедуру, т.к. простое применение стандартного метода поиска фазовых сдвигов не позволяет в нашем случае получить устойчивые значения фаз из-за большого числа волн и недостаточной точности экспериментальных данных. Результаты такого анализа показаны в табл. 4. Кроме значений фаз, в табл. приведены вычисленные значения ядерных сечений упругого и полного рассеяния, а также значение реальной части амплитуды рассеяния вперед.

Как видно из таблицы /1 и 2 колонки/, фазы для  $\pi^-$  и  $\pi^+$  находятся в удовлетворительном согласии. Обращают на себя внимание небольшие по абсолютной величине значения фаз F-и G-волн. Однако ошибка, с которой они определяются, уже велика, что имеет место даже для D-волны. При проведении анализа при  $154 \text{ МэВ}$  было установлено, что решение I может быть получено с двумя наборами фазовых сдвигов /решение IA и IB/, принципиальное отличие которых заключается в том, что фаза  $\delta_1$  в случае решения IB имеет положительный знак /табл. 5/. Наличие таких решений было установлено в работе<sup>/12/</sup>. При данной энергии кулоновская интерференция мала, и поэтому по дифференциальным сечениям в исследо-

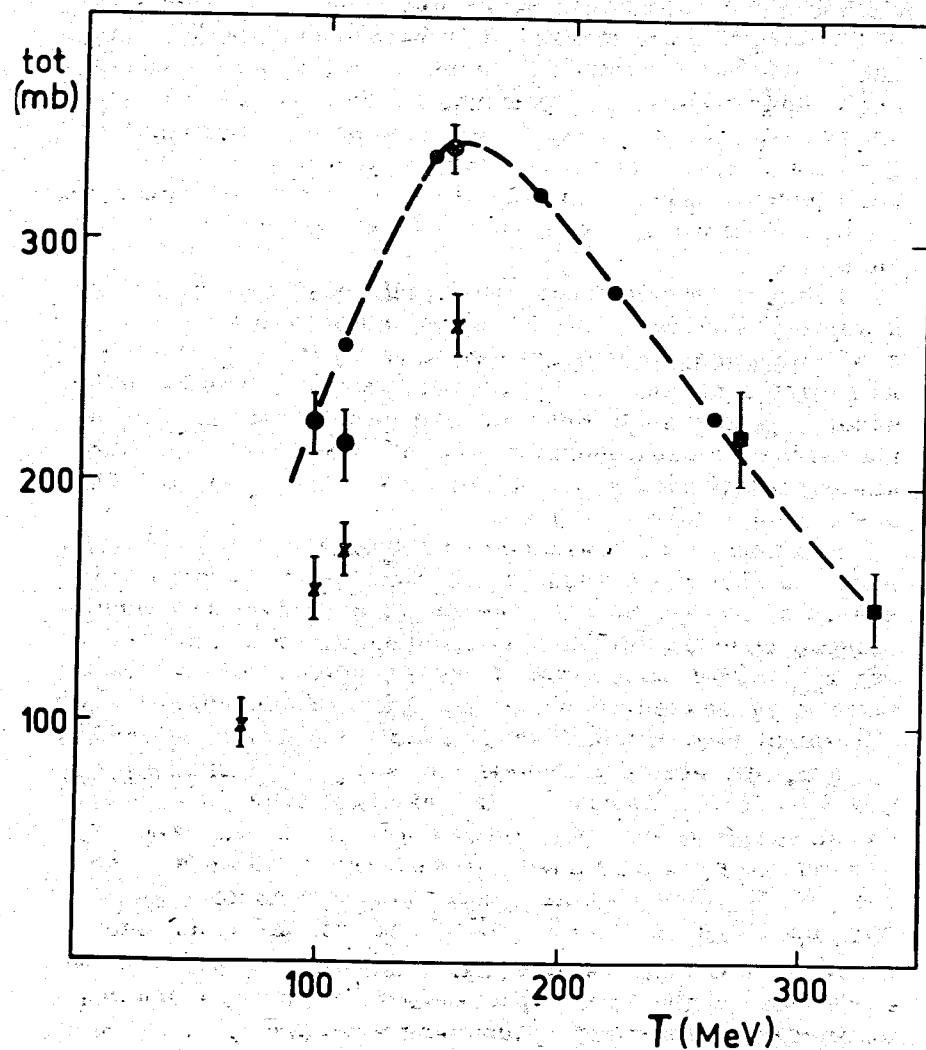


Рис. 6. Полное сечение  $\pi^- \text{He}^4$ -рассеяния как функция кинетической энергии пиона; ● - из прямых измерений<sup>/13/</sup>, X - стандартный фазовый анализ по данным из работы<sup>/10/</sup>, ⊗ - анализ тех же данных с использованием метода ускоренной сходимости /с включением F-и G-волн/, ■ - данные из работы<sup>/14/</sup>.

ванном диапазоне углов невозможно установить знак реальной части амплитуды рассеяния вперед. Для выбора решения в настоящее время могут быть использованы только косвенные аргументы. Так, используя в качестве начального приближения фазы решения IV для  $\pi^- \text{He}^4$  и проводя анализ данных по  $\pi^+ \text{He}^4$ , мы приходим к решению IA. В том же случае, когда мы используем в качестве исходного набора фазы решения IA для  $\pi^- \text{He}^4$ , мы приходим снова к набору IA, т.е. решение IA является более устойчивым.

Различие в величинах значений параметров  $\eta_0$  и  $\eta_1$ , а также значений  $\text{Re}f(0)$  в случае решения IA для  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезонов оказывается менее сильным. Это тоже может быть дополнительным косвенным указанием на устойчивость решения IA. Конечно, эти аргументы являются недостаточно убедительными, и необходимы прямые измерения интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий в этой области энергий.

Что касается оптимального выбора числа парциальных волн, то из табл. 4 видно, насколько существенно сказывается искусственное ограничение числа волн на величине полного сечения упругого рассеяния  $\sigma_{el}$  и полного сечения  $\sigma_{tot}$ . Уже включение F-волны приближает эти величины к устойчивому значению. Дальнейшее привлечение G-волны дает только более устойчивое значение для фаз  $\delta_1$  и  $\delta_2$ , не меняя величины  $\sigma_{el}$  и  $\sigma_{tot}$ . Значения  $\sigma_{el}$ ,  $\sigma_{tot}$  при 154 МэВ в нашем случае оказываются более высокими, чем в работе /6/, приблизительно на 25% /рис. 6/, что согласуется с данными по  $\sigma_{tot}$ , полученными в работах /13,14/. Эти данные указывают, что положение максимума в  $\sigma_{tot}$  в случае  $\pi \text{He}^4$ -рассеяния оказывается сдвинутым в область меньших энергий так же, как это имеет место и в  $\pi \text{C}^{12}$ -рассеянии /15/. Форма углового распределения в  $\pi^- \text{He}^4$ -рассеянии в основном согласуется с измерениями, выполненными в работе /6/.

Авторы благодарны В.П.Джелепову и Л.И.Лапидусу за постоянную поддержку при подготовке и проведении эксперимента, В.Г.Зинову и Ю.Г.Будяшову - за помощь в создании аппаратуры для годоскопической системы,

О.В.Думбрайсу - за полезные обсуждения. Мы очень признательны коллективу синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем за обеспечение высокой стабильности работы основного оборудования при непрерывных многодневных экспозициях.

#### Литература

1. M.M.Block, I.Kenyon, I.Keren, D.Koetke, P.Malhotra, R.Walker, H.Winczler. *Phys.Rev.*, 196, 1074 (1968).
2. K.M.Crowe, A.Fainberg, V.Miller, A.Parsons. *Phys.Rev.*, 180, 1349 (1969).
3. F.Nichitiu, Yu.A.Shcherbakov. *Preprint JINR, E2-6982, Dubna, 1973.*
4. I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, F.Gh.Nichitiu, G.B.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov. *Lett.Nuovo Cim.*, v. 3, n. 11, 461 (1972).
5. I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, A.Mihul, F.Nichitiu, G.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov. *Lett.Nuov.Cim.*, v. 5, n. 8, 1125 (1972).
6. Ю.А.Будагов, П.Ф.Ермолов, Е.А.Кушниренко, В.И.Москалев. *ЖЭТФ*, 42, 1191/1962/.
7. I.V.Falomkin, G.Georgescu, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, A.Mihul, F.Nichitiu, G.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov. *Lett., Nuov.Cim.*, v. 5, n. 18, 1121 (1972).
8. В.Ф.Борейко, Ю.Г.Будяшов, Ю.М.Валуев, В.И.Гребенюк, В.Г.Зинов, Б.С.Краснобородов. *Препринт ОИЯИ, 13-6936, Дубна, 1972.*
9. А.В.Демьянов, А.А.Кропкин, В.С.Роганов. *Препринт ОИЯИ, 1-4156, Дубна, 1968.*
10. I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, A.Mihul, F.Nichitiu, G.Piragino, G.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov. *Preprint JINR, E1-6534, Dubna, 1972.*
11. O.V.Dumbrais, F.Nichitiu, Yu.A.Shcherbakov. *Preprint JINR, 1-6981, Dubna, 1973.*
12. F.Nichitiu. *Preprint JINR, E2-6890, Dubna, 1973.*
13. C.Wilkin, C.R.Cox, J.J.Domingo, K.Gabathuler, E.Pedroni, J.Rohlin, P.Schwaller, M.W.Tanner. *Nucl.Phys.*, B62, 61 (1973).
14. M.M.Kozodaev, M.M.Kulyukin, R.M.Sulyaev, A.I.Filippov, Yu.A.Shcherbakov. *JETP*, 38, 409 (1960).
15. F.Binon, V.Bobyry, P.Duteil, M.Gouanere, L.Hugon, J.P.Peigneux, J.Renuart, C.Schmit, M.Spighel, J.P.Stroot. *Nucl.Phys.*, B33, 42 (1971).
16. M.Albu, T.Besliu, I.V.Falomkin, G.Georgescu, A.Mihul, Yu.A.Shcherbakov. *Preprint JINR, E1-7567, Dubna, 1973.*

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 декабря 1973 года.



Таблица 1

Фон неупругих процессов / в % от дифференциальных сечений упругого рассеяния / в различных угловых интервалах

68 МэВ		154 МэВ			
$\Delta\theta_\pi$	$\pi^+ \text{He}^4$	$\pi^- \text{He}^4$	$\Delta\theta_\pi$	$\pi^+ \text{He}^4$	$\pi^- \text{He}^4$
25÷50	2.5±1.9	4.9±1.9	25÷40	2.6±1.1	8.5±1.8
50÷90	5.8±3.7	11.2±3.8	40÷60	6.6±1.9	7.1±2.3
90÷180	1.3±0.6	2.0±0.6	60÷90	23.0±5.7	16.4±6.4
			90÷180	5.2±1.9	8.6±3.0

Таблица 2

$\theta_\pi^{\text{CM}}$	$\pi^+ \text{He}^4$		$\pi^- \text{He}^4$	
	$d\sigma/d\Omega, \text{мбар/ср}$	$E, \text{мбар/ср}$	$d\sigma/d\Omega, \text{мбар/ср}$	$E, \text{мбар/ср}$
68 МэВ				
31.6	5.84	0.97	5.74	0.82
42.0	3.00	0.52	3.53	0.48
52.4	1.53	0.32	2.08	0.32
67.8	0.46	0.11	0.65	0.12
85.5	0.60	0.14	0.77	0.14
98.0	1.36	0.30	1.30	0.21
107.9	3.35	0.47	2.47	0.34
117.8	3.95	0.49	2.52	0.35
127.5	4.46	0.55	3.99	0.44
137.2	3.95	0.52	4.47	0.47
146.7	5.62	0.62	4.16	0.45
156.2	5.35	0.61	4.75	0.49
165.8	6.27	0.82	6.79	0.74
154 МэВ				
29.5	55.25	5.29		
34.8	41.30	3.16	37.50	4.04
40.2	27.40	2.31	27.92	3.04
45.4	15.42	1.63	15.38	2.05
50.7	8.22	1.13	8.69	1.44
55.9	4.86	0.86	4.75	1.00
66.3	2.30	0.34	1.48	0.31
81.6	1.19	0.24	1.25	0.28
96.7	1.63	0.28	1.92	0.36
111.5	2.17	0.33	1.57	0.33
126.0	1.50	0.28	0.81	0.25
140.3	1.36	0.26	0.56	0.21
156.8	0.80	0.19	0.56	0.18

Таблица 3

68 МэВ			
	$\pi^- \text{He}^4$	$\pi^+ \text{He}^4$	
S	$\delta_0$	$-11.0 \pm 0.9$	$-9.9 \pm 1.8$
	$\eta_0$	$0.67 \pm 0.03$	$0.79 \pm 0.24$
P	$\delta_1$	$9.7 \pm 0.4$	$11.7 \pm 2.1$
	$\eta_1$	$1.00 \pm 0.13$	$0.97 \pm 0.14$
D	$\delta_2$	$1.5 \pm 0.3$	$2.0 \pm 0.6$
	$\eta_2$	$0.96 \pm 0.01$	$0.94 \pm 0.05$
$\chi^2/N_{DF}$	1.1	1.3	
$\sigma_{tot}$ (мбар)	$88.6 \pm 6$	$110.8 \pm 7$	
$\sigma_{el}$ (мбар)	$32.8 \pm 1.4$	$37.7 \pm 1.9$	
Ref(0) (Ф)	$0.68 \pm 0.05$	$0.82 \pm 0.08$	

Таблица 4

	$\pi^- \text{He}^4$	$\pi^+ \text{He}^4$	$\pi^+ \text{He}^4$		
	Метод РЭС		SPDF	SPD	
S	$\delta_0$	$-32.6 \pm 3.7$	$-32.5 \pm 4.5$	$-48.0 \pm 12.0$	$-29.6 \pm 5.0$
	$\eta_0$	$0.92 \pm 0.18$	$0.95 \pm 0.2$	$0.94 \pm 0.34$	$0.71 \pm 0.4$
P	$\delta_1$	$-29.2 \pm 4.7$	$-34.4 \pm 7.4$	$-10.0 \pm 30.0$	$-4.0 \pm 66.0$
	$\eta_1$	$0.28 \pm 0.17$	$0.20 \pm 0.20$	$0.23 \pm 0.14$	$0.16 \pm 0.10$
D	$\delta_2$	$-9.7 \pm 8.1$	$-5.9 \pm 7.5$	$-0.26 \pm 9.5$	$-17.0 \pm 15.0$
	$\eta_2$	$0.38 \pm 0.07$	$0.44 \pm 0.05$	$0.51 \pm 0.04$	$0.46 \pm 0.05$
F	$\delta_3$	$-1.08 \pm 1.07$	$-0.75 \pm 0.80$	$-1.5 \pm 4.3$	
	$\eta_3$	$0.84 \pm 0.02$	$0.85 \pm 0.02$	$0.68 \pm 0.05$	
G	$\delta_4$	$-0.24 \pm 0.24$	$-0.17 \pm 0.30$		
	$\eta_4$	$0.94 \pm 0.01$	$0.95 \pm 0.01$		
$\chi^2/N_{DF}$	0.3	1.1	1.	4.	
$\sigma_{tot}$ (мбар)	$324. \pm 27.$	$330. \pm 24.$	$343. \pm 27.$	$249. \pm 19.$	
$\sigma_{el}$ (мбар)	$123. \pm 7.$	$120 \pm 5.$	$124. \pm 6.$	$93. \pm 4.$	
Ref(0) (Ф)	$-0.72 \pm 0.44$	$-0.62 \pm 0.46$	$-0.60 \pm 1.1$	$-0.33 \pm 1.0$	

Таблица 5

	Метод РУС		Решение IB	
	$\pi^- \text{He}^4$		$\pi^+ \text{He}^4$	
S	$\delta_0$	$-43.1 \pm 6.2$	$-39.5 \pm 11.9$	
	$\eta_0$	$0.32 \pm 0.20$	$0.58 \pm 0.54$	
P	$\delta_1$	$30.0 \pm 3.2$	$35.2 \pm 10.5$	
	$\eta_1$	$0.35 \pm 0.16$	$0.22 \pm 0.52$	
D	$\delta_2$	$16.0 \pm 3.7$	$9.13 \pm 17.8$	
	$\eta_2$	$0.49 \pm 0.11$	$0.45 \pm 0.17$	
F	$\delta_3$	$2.39 \pm 0.90$	$1.19 \pm 1.20$	
	$\eta_3$	$0.85 \pm 0.02$	$0.85 \pm 0.04$	
G	$\delta_4$	$0.55 \pm 0.21$	$0.27 \pm 0.30$	
	$\eta_4$	$0.95 \pm 0.01$	$0.95 \pm 0.02$	
	$\chi^2/N_{DF}$	0.3	1.1	
	$\sigma_{tot}(\text{мбар})$	$337. \pm 29$	$341. \pm 28$	
	$\sigma_{el}(\text{мбар})$	$121. \pm 7.6$	$122 \pm 6$	
	Ref(0) (Ф)	$0.76 \pm 0.42$	$0.32 \pm 0.50$	