

Определенные из релаксационных экспериментов δ могут быть использованы для конкретизации более строгих расчетов, учитывающих ковалентную связь [7].

Заметим, что механизм «двухступенчатой» релаксации должен играть важную роль и в других ионах группы железа, обладающих полуцелым спином и имеющих тесно расположенные нижние энергетические уровни.

Авторы выражают благодарность проф. А. М. Прохорову за помощь и интерес к работе, проф. С. А. Альтшулеру за ценные обсуждения, В. П. Кирюхину и Н. И. Наумкину — за большую помощь в проведении эксперимента.

Авторы благодарны проф. Р. Орбаху за ценную информацию о его работах.

Институт ядерной физики
Московского государственного
университета

Поступила в редакцию
23 декабря 1961 г.

Литература

- [1] Г. М. Зверев, А. М. Прохоров. ЖЭТФ, 39, 57, 1960.
- [2] A. Abragam, M. H. L. Pryce. Proc. Roy. Soc., A206, 173, 1951.
- [3] С. А. Альтшулер, М. М. Зарипов. ЖЭТФ, 40, 377, 1961.
- [4] Г. М. Зверев. ПТЭ, 6, 109, 1961.
- [5] C. V. P. Filp, R. Orbach, W. P. Wolf. Proc. Phys. Soc., 77, 261, 1961.
- [6] Г. М. Зверев. Диссертация, ФИАН, Москва, 1960.
- [7] Д. К. Рэй. Физ. тв. тела, 3, 2223, 1961.

ELECTRON PARAMAGNETIC RESONANCE OF Co^{2+} IONS IN CORUNDUM

G. M. Zverev, N. G. Petelina

Investigations of e. p. r. of the Co^{2+} ion in corundum are carried out which permit one to verify existing theories of e. p. r. of this ion. The frequency dependence of the g_{\perp} factor is investigated up to 71 kMc/sec. Within the experimental errors the g_{\perp} factors are found to be independent of the frequency.

The temperature dependence of the spin — lattice relaxation time of Co^{2+} ions in corundum is also studied. At temperatures 10—25°K the dependence has the form $\tau_1 \sim e^{\delta/kT}$ where δ is the distance to the nearest excited Kramers doublet. For two nonequivalent Co^{2+} ion systems in Al_2O_3 the values $\delta_I = 110 \text{ cm}^{-1}$ and $\delta_{II} = 185 \text{ cm}^{-1}$ have been obtained. The theoretical values of δ calculated according to the Abragam — Pryce theory are in agreement with the experimental values derived from relaxation measurements.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ π -МЕЗОНОВ С ГЕЛИЕМ ПРИ ЭНЕРГИИ 153 MeV

Ю. А. Будагов, П. Ф. Ермолов, Е. А. Кушниренко,
В. И. Москалев

Исследовалось взаимодействие π^- -мезонов с энергией 153 MeV с ядрами He^4 при помощи диффузионной камеры высокого давления в магнитном поле. Полное сечение π^- -He-взаимодействия, сечение упругого рассеяния и сечение ряда неупругих процессов определены путем измерения полной длины следов π^- -мезонов в камере. Угловое распределение упругого π^- -He-рассеяния имеет дифракционный характер с четким первым минимумом (80°) и вторым максимумом (100°). Расчеты упругого рассеяния на основе оптической модели с прямоугольным комплексным потенциалом $V = V_R + iV_I$ показали, что наилучшее согласие с опытными данными может быть получено при значениях параметров $V_R = -18 \pm 7 \text{ MeV}$, $V_I = -63 \pm 6 \text{ MeV}$, $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. Эти значения хорошо согласуются с величинами, рассчитанными Франком, Гаммелем и Ватсоном [4] из соотношения, связывающего оптический потенциал с амплитудой рассеяния вперед для свободного πp -рассеяния. Угловое распределение квазиупругого рассеяния π^- -мезонов на внутриядерных нуклонах сравнивается с расчетами Ватсона и Цемаха [5]. Оценена вероятность процессов кратного рассеяния π^- -мезонов в ядре, а также сечение рассеяния с перезарядкой.

1. Введение

Основными процессами, происходящими при взаимодействии π^- -мезонов с энергиями в несколько сот MeV со сложными ядрами, являются когерентное упругое рассеяние на ядре как целом, неупругое рассеяние и поглощение π^- -мезонов. Упругое рассеяние анализируется обычно на основе оптической модели [1], которая описывает сложный процесс взаимодействия налетающего π^- -мезона с ядром путем введения в волновое уравнение некоторого эквивалентного комплексного потенциала $V = V_R + iV_I$, зависящего лишь от радиуса взаимодействия. Мнимая часть потенциала учитывает ослабление потока частиц, вызываемое неупругими процессами. Решение этого волнового уравнения позволяет получить угловое распределение упругого рассеяния и полное сечение всех неупругих процессов. Неупругое рассеяние π^- -мезонов ядрами рассматривается как результат рассеяния отдельными, не взаимодействующими между собой, внутриядерными нуклонами, находящимися в потенциальной яме V_R и имеющими некоторое распределение по энергии (модель Сербера—Гольдбергера [2]). Наконец, поглощение π^- -мезонов ядрами удовлетворительно объясняется поглощением парами разноименных внутриядерных нуклонов [3].

Интенсивные исследования рассеяния π^- -мезонов свободными протонами, проведенные в последние годы, позволили вычислять действительную и мнимую части оптического потенциала [4] (или соответствующие коэффициенты преломления и поглощения ядерного вещества [5]) на основании данных об элементарных πN -взаимодействиях. Детальные расчеты Франка, Гаммеля и Ватсона (ФГВ) [4] показали, что энергетическая зависимость потенциалов V_R и V_I в области энергий до 300 MeV обусловлена сильным резонансным π -мезон-нуклонным взаимодействием в состоянии $T = 3/2$, $J = 3/2$ при энергиях около 190 MeV. Поэтому экспериментальное определение V_R и V_I при энергиях, близких к резонансной, представлялось важным с точки зрения подтверждения основных положений модели ФГВ.

В интервале энергий до 300 MeV взаимодействие π^- -мезонов с ядрами исследовалось в ряде работ, выполненных с помощью фотоэмульсий [6-10].

камер Вильсона [11-13], пузырьковых камер [14-16]. В этих работах выявлены основные черты процессов, происходящих при взаимодействии π -мезонов со сложными ядрами, однако заключения этих работ, касающиеся упругого рассеяния, ввиду относительно небольшой статистической точности и трудности идентификации, носят, в основном, полукачественный характер. Значительно бо́льшая точность при измерениях упругого рассеяния достигнута электронными методами [17-19]. В работах Бакера и др. [19] было показано, что при энергиях π -мезонов около 80 MeV очень хорошее согласие с экспериментом может быть получено на основе «модифицированной» модели Кисслингера [20], учитывающей градиент ядерной плотности на границе ядра. Измерения углового распределения для упругого рассеяния π^- -мезонов с энергией 150 MeV на ядрах C, Al, Cu и Pb с помощью черенковских счетчиков, разделяющих частицы по энергиям, и амплитудного анализатора проведены Фудзи [21]. Однако вследствие недостаточного энергетического и углового разрешения установки в этой работе не было получено характерной дифракционной картины в области углов, больших $40-60^\circ$, и поэтому анализ углового распределения проведен лишь для углов, меньших 40° . Величина V_L , определенная Фудзи, близка к расчетной, однако, глубина потенциальной ямы V_R оказалась больше, чем это следует из расчетов ФГВ.

Взаимодействие π -мезонов с ядрами гелия впервые наблюдалось в диффузионной камере Фаулером и др. [22]. Был зарегистрирован около 100 случаев взаимодействия при трех энергиях: 53 (π^+), 68 (π^-) и 105 (π^-) MeV. Козодаев и др. [23] исследовали упругое рассеяние и неупругое π -He-взаимодействие также с помощью диффузионной камеры при энергии π^+ -мезонов 273 MeV и π^- -мезонов 330 MeV (550 случаев при обеих энергиях). Сечение упругого рассеяния π^- -мезонов в этой работе оказалось в области углов $5-15^\circ$ (с. ц. и.) существенно меньшим, чем соответствующее сечение для π^+ -мезонов. Этот эффект интерпретируется авторами как проявление интерференции между кулоновским и ядерным рассеянием. Недавно Браутти и др. [24] получили полные сечения π^- -He-взаимодействия и угловые распределения упругого π^- -He-рассеяния при энергиях 0,97; 1,67 и 2,26 BeV с помощью гелиевой пузырьковой камеры.

В настоящей работе приводятся результаты исследования взаимодействия π^- -мезонов с ядрами гелия при энергии 153 MeV, выполненного с помощью диффузионной камеры высокого давления в магнитном поле. Основной целью работы являлось получение сведений об угловом распределении упругого π^- -He-рассеяния с точностью, достаточной для надежного определения параметров оптической модели и сравнения их с расчетами ФГВ. Использование в качестве ядра-мишени такого легкого ядра, как He⁴, представлялось целесообразным, так как, согласно ФГВ, глубина потенциальной ямы должна быть одинакова для тяжелых и легких ядер. В работе получены также полные сечения и некоторые другие характеристики ряда процессов, протекающих при неупругом π^- -He-взаимодействии.

2. Экспериментальная установка

Диффузионная камера и схема экспериментальной установки были уже подробно описаны ранее [25].

В настоящем опыте магнитное поле имело в рабочем объеме камеры следующие характеристики: 1) напряженность поля в центре рабочего объема — 12 000 Oe, 2) максимальный спад поля по радиусу в центральной плоскости рабочего объема — 3%, 3) максимальная неоднородность по высоте чувствительного объема — $\pm 4\%$.

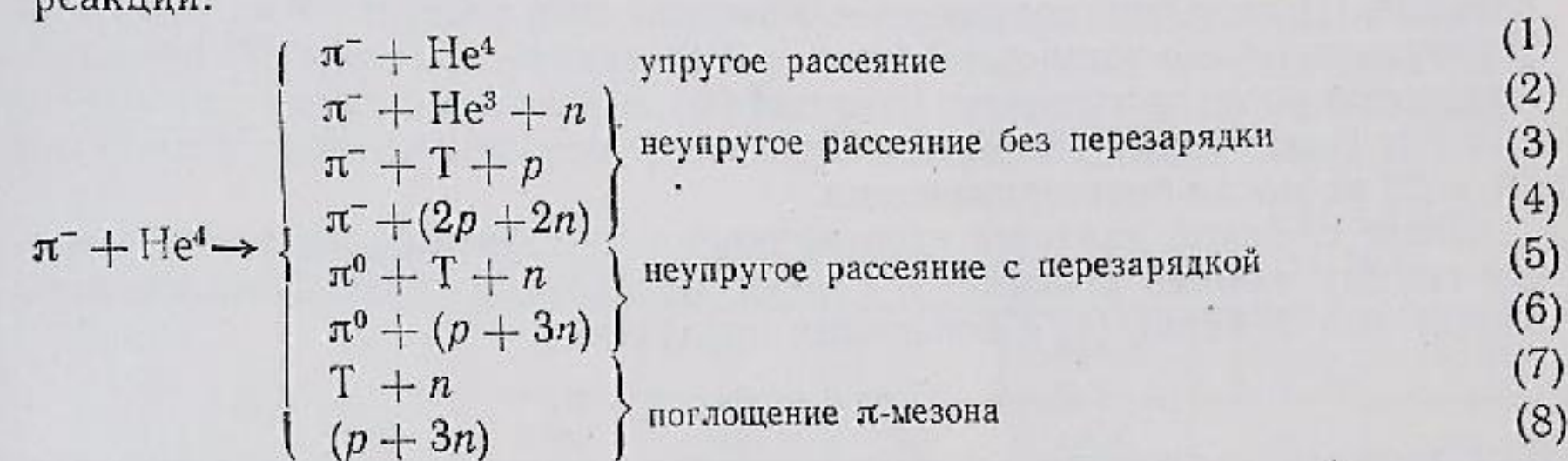
Средняя энергия мезонов в камере была определена путем измерения радиуса кривизны следов мезонов на специально отобранных кадрах и оказалась равной 153 MeV. С учетом экспериментальной точности измерения радиусов ($\sim 3\%$) для полуширины энергетического распределения

π -мезонов в камере получено значение 9 MeV. Суммарная примесь μ^- -мезонов и электронов в пучке составляла $(16 \pm 2)\%$ [25].

Камера наполнялась обычным техническим гелием до давления $P_{эфф} = 17,6$ атм. В серии экспозиций получено около 30 000 стереофотографий. Некоторые данные, полученные при обработке этих фотографий, были опубликованы ранее [26].

3. Обработка экспериментальных данных

При взаимодействии π^- -мезонов с ядрами He⁴ возможны следующие реакции:



Реакции (1), (2) представляют собой на снимках двухлучевые звезды, (3), (4) — трехлучевые и (5) — (8) — однолучевые звезды. В реакциях (4), (6) и (8) нуклоны, заключенные в скобки, могут быть как в свободном состоянии, так и связанными в виде дейтрона.

В результате просмотра фотографий было найдено 1802 случая π^- -He-взаимодействия (660 однолучевых, 848 двухлучевых и 294 трехлучевых звезд), удовлетворявших определенным критериям отбора. Принималось, что все эти случаи относятся к взаимодействию π -мезонов с гелием, так как фон от взаимодействия π -мезонов со сложными ядрами примеси (метиловый спирт) и водородом не превышает 1%. Оценка его была произведена по данным, полученным при работе камеры с водородом на пучке π^- -мезонов с близкой энергией [25].

Для определения эффективности просмотра был произведен особо тщательный вторичный просмотр части фотографий. Если принять эффективность двукратного просмотра за единицу, то эффективности регистрации одно-, двух- и трехлучевых звезд равны соответственно $s_1 = 0,75 \pm 0,02$, $s_2 = 0,88 \pm 0,02$ и $s_3 = 0,90 \pm 0,02$.

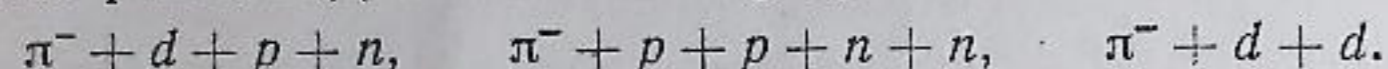
Обработка случаев взаимодействия производилась репроекционным методом. Для двух- и трехлучевых звезд непосредственно на репроекторе были измерены координаты точки взаимодействия, координаты средней точки следа падающего π -мезона и каждого луча звезды, полярный θ и азимутальный φ углы каждого луча звезды ($\varphi = 0$ соответствует случаю, когда луч лежит в одной горизонтальной плоскости с падающим мезоном). Точность измерения углов θ равна $0,7^\circ$, углов φ — около 3° . Измерение радиусов кривизны следов падающего π -мезона и вторичных частиц производилось с помощью специальных шаблонов. Точность измерения радиуса зависит от величины кривизны, длины и направления следа в пространстве. Средняя точность измерения радиусов в нашем случае при длине проекции следа на горизонтальную плоскость 20—25 см равна 3—4%, а при длине 7—8 см — 5—7%. При вычислении импульса частицы по измеренному радиусу кривизны были введены поправки на неоднородность магнитного поля и усадку пленки ($\sim 5\%$). В случаях, когда вторичные тяжелые частицы останавливались в камере, измерялись длины их пробегов, в которые вводились поправки, учитывающие конечную ширину следа (для пробегов < 10 мм), усадку пленки и изменение плотности газа по высоте рабочего объема камеры. Согласно оценкам, для пробегов более 5 мм точность определения энергии не хуже 15%.

Идентификация реакций (1) — (8) производилась следующим образом. Прежде всего, из всех двухлучевых звезд были отобраны случаи упругого π -He-рассеяния. Двухлучевая звезда считалась случаем упругого рассеяния, если выполнялись соотношения

$$||\varphi_{\pi} - \varphi_{He} - 180^\circ| < 5^\circ \text{ и } |\theta_{He} - \theta_{He}^{расч}| < 2^\circ; \quad (9)$$

где φ_{π} , φ_{He} и θ_{He} — измеренные углы, а $\theta_{He}^{расч}$ — расчетный угол рассеяния He^4 , соответствующий по обычным кинематическим соотношениям упругого рассеяния измеренному углу θ_{π} . Для двухлучевых звезд, в которых пробег тяжелой частицы оканчивался в камере, дополнительным критерием отбора реакции (1) являлось соответствие измеренного и рассчитанного пробегов. В результате было установлено, что из 848 двухлучевых звезд 521 представляет собой упругое рассеяние (реакция (1)), а 304 являются случаями реакции (2). В остальных 23 случаях надежного разделения между реакциями (1) и (2) не могло быть произведено.

Более сложной является идентификация трехлучевых звезд, так как в эту группу, помимо реакции (3) с тремя заряженными частицами в конце, входят еще реакции (4) с конечными продуктами:



Для выделения реакции (3) использовался кинематический анализ всех случаев с привлечением баланса импульсов и энергии при разных допущениях о природе вторичных тяжелых частиц (p , d или T). В некоторых случаях в качестве дополнительных критериев для идентификации были использованы измерения радиуса кривизны вторичных частиц, пробегов или длин следов, не оканчивающихся в камере. Кинематические расчеты для всех трехлучевых звезд производились на электронной счетной машине «Урал». Процедура идентификации в общих чертах была аналогична описанной Козодаевым и др. [23]. Было установлено, что из 294 трехлучевых звезд 87 относятся к реакции (3)¹⁾, а остальные — к реакциям (4).

Идентификация реакций (5) — (8), входящих в группу однолучевых звезд, ввиду сложности и неоднозначности не производилась. Некоторые сведения о вероятности неупругого рассеяния с перезарядкой (реакции (5) — (6)) можно получить из факта наблюдения двух случаев, в которых вторичными частицами являются одна тяжелая положительная частица и быстрые электрон и позитрон с малым углом между ними — пара Далитца. Учитывая вероятность распада $\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$, равную 0,0117 [27], получим, что примерно в одной четверти однолучевых звезд происходит неупругое рассеяние с перезарядкой.

4. Полные сечения

Полное сечение π -He-взаимодействия и сечения отдельных реакций были определены путем подсчета числа случаев и полной длины следов π -мезонов в прямоугольной области, выбранной в центральной части камеры, в которой существуют наилучшие условия регистрации частиц [25]. Полные сечения рассчитывались по формуле

$$\sigma = Mr/Ln_{эфф} (1 - q) s, \quad (10)$$

где M — число случаев данной реакции в выбранной области, $L = (5,87 \pm 0,09) \cdot 10^6 \text{ см}$ — полная длина следов π -мезонов в этой области; $n_{эфф} = (5,20 \pm 0,10) \cdot 10^{20}$ — число ядер He^4 в 1 см^3 чувствительного объема при эффективном давлении 17,6 атм и температуре — 25° С; $q = 0,16 \pm 0,02$ —

¹⁾ В эту группу может входить некоторое число случаев реакции $\pi^- + He^4 \rightarrow \pi^- + d + d$, которые невозможно было кинематически отделить от реакции (3). Однако, принимая во внимание малую величину энергии связи дейтрона, можно предположить, что вероятность реакции с вылетом двух дейтронов очень мала. Об этом свидетельствуют также результаты Козодаева и др. [23], которыми не было идентифицировано ни одного случая такой реакции.

примесь μ^- -мезонов и электронов в пучке; r — коэффициент, учитывающий неэффективность регистрации случаев с вылетом заряженных частиц под углами φ , близкими к 90 и 270°; для реакции (1) $r_1 = 1,25 \pm 0,04$, для реакции (2) $r_2 = 1,16 \pm 0,04$, для остальных реакций $r_{3-8} = 1$; s — эффективность просмотра фотографий.

В табл. 1 приведены числа случаев M для различных реакций и полные сечения, рассчитанные по формуле (10). Для сечений указаны абсолютные средние квадратичные погрешности, включающие в себя статистические ошибки в M и неопределенности в значениях всех величин, использованных при расчете сечений по формуле (10). Числа случаев, указанные в скобках, представляют собой количества событий, идентификация которых была не совсем достоверной. При подсчете величин сечений они не учитывались, но неопределенность, вносимая ими, была учтена в ошибках сечений.

Таблица 1

Сечения различных реакций в π -He-взаимодействии при энергии 153 MeV

Реакция	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)–(8)	(1)–(8)	(2)–(8)
M	150(2)*	104(2)	26	60	155(1)	495	345
σ , мбн	$95,0 \pm 8,4^{**}$	$53,4 \pm 6,1$	$11,3 \pm 2,3$	$26,0 \pm 3,5$	$80,6 \pm 7,2$	266 ± 16	171 ± 12

* Указано число случаев с углом рассеяния $\theta > 15^\circ$ (с. ц. и.).

** В сечение введена поправка на рассеяние в угловой интервал $0-15^\circ$ (с. ц. и.) и на кулоновское рассеяние и интерференцию кулоновского и ядерного рассеяний в интервале углов, больших 15° (см. раздел V).

Табл. 2 представляет сводку экспериментальных данных по сечениям π -He-взаимодействия в интервале энергий 60—2260 MeV. Как видно из этой таблицы, изменение с энергией полного сечения π -He-взаимодействия и почти всех парциальных сечений в основном воспроизводит характер энергетической зависимости сечений элементарных πN -взаимодействий. Эта зависимость повторяется также для полных сечений πd -взаимодействия и в менее

Таблица 2

Сводка сечений π -He-взаимодействия в интервале энергий 60—2260 MeV

Ссылка	Энергия, MeV	Частицы	σ_t , мбн (1)–(8)	σ_e , мбн (1)	σ_t , мбн (2)–(8)	$\sigma_{in.sc}$, мбн (2)–(4)	$\sigma_{exc} + \sigma_{ab}$, мбн (5)–(8)	σ_{exc} , мбн (5)–(6)	σ_{ab} , мбн (7)–(8)
[22]	60	π^+ , π^-	89 ± 18	37 ± 12	52	15 ± 18	37 ± 12	22	15
[22]	105	π^-	207 ± 24	74 ± 14	133	51 ± 12	82 ± 12	62	20
данная работа	153	π^-	266 ± 16	$95 \pm 8,4$	171 ± 12	$90,7 \pm 6,6$	$80,6 \pm 7,2$	~ 20	~ 61
[23]	273	π^+	220 ± 20	75 ± 9	145*	84 ± 9	55 ± 8		
[23]	330	π^-	150 ± 15	47 ± 5	103*	66 ± 6	33 ± 4		
[24]	970	π^-	$167,4 \pm 5,4$						
[24]	1670	π^-	$140,7 \pm 8,1$						
[24]	2260	π^-	$104,7 \pm 1,5$						

* Сечения получены как разность σ_t и σ_e и могут содержать вклад от реакций, не входящих в группу (2)–(8).

резкой степени — для сечений более тяжелых ядер [28,14]. Однако величина σ_t , полученная в настоящей работе, существенно ниже значений, следующих из кривой энергетической зависимости полного сечения π -He-взаимодействия, рассчитанной Браутти и др. [24] по простой формуле

$$\sigma_t^{He} = 2(\sigma_{\pi-p} + \sigma_{\pi+p}),$$

в которой полные сечения элементарных πN -соударений усреднены по функции распределения внутриядерных нуклонов по скорости

$$P(\beta)d\beta = 3,41 \exp[-36,4\beta^2]d\beta.$$

5. Угловое распределение упругого π -He-рассеяния

1. Экспериментальные данные. Все случаи упругого рассеяния, пересчитанные в с. ц. и., были разделены на 15 угловых интервалов по 10° (случаи рассеяния с $155^\circ < \theta < 180^\circ$ объединены в один интервал). Случаи рассеяния с $\theta < 15^\circ$ не учитывались в угловом распределении из-за крайне низкой эффективности наблюдения при этих углах θ . В столбцах 1 и 2 табл. 3 приведены углы θ , соответствующие серединам угловых интервалов, и числа случаев рассеяния ΔN в каждом интервале. Для учета неэффективности регистрации случаев, плоскость рассеяния которых близка к вертикальной, были построены распределения случаев по азимутальному углу φ для различных угловых интервалов $\Delta\theta$. Найденная из этих распределений эффективность в интервале $\Delta\theta = 50 - 130^\circ$ составляет 92% и падает до 63% в интервале $\Delta\theta = 15 - 25^\circ$.

Таблица 3

Дифференциальные сечения упругого π -He-рассеяния

θ° (с. ц. и.)	ΔN	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$, мбн/стерад	θ° (с. ц. и.)	ΔN	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$, мбн/стерад
20	82	$44,6 \pm 6,2$	100	17	$2,23 \pm 0,55$
30	124	$38,8 \pm 4,0$	110	14	$1,84 \pm 0,49$
40	97	$23,2 \pm 2,6$	120	12	$1,60 \pm 0,46$
50	75	$13,7 \pm 1,7$	130	7	$1,21 \pm 0,46$
60	39	$5,60 \pm 0,91$	140	3	$0,72 \pm 0,43$
70	8	$0,98 \pm 0,34$	150	2	$0,69 \pm 0,50$
80	4	$0,47 \pm 0,23$	167,5	6	$1,72 \pm 0,76$
90	14	$1,85 \pm 0,49$			

Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ (столбец 3 табл. 3) получены из угловых распределений $\Delta N/\Delta\Omega$ нормировкой на полное сечение σ_e (см. табл. 1)²⁾ с учетом неэффективности по углу φ для данного $\Delta\theta$. Поправки на угловое разрешение не вводились, так как они не превышают нескольких процентов. Ошибки сечений, указанные в таблице, обусловлены главным образом статистическими погрешностями и неопределенностями от введения поправок.

2. Расчеты по оптической модели. Поскольку полученное угловое распределение упругого рассеяния обнаруживает ясную дифракционную картину с четким первым минимумом ($\sim 80^\circ$) и вторым максимумом ($\sim 100^\circ$), характерную для рассеяния прямоугольной потенциальной ямой, были выполнены расчеты углового распределения по оптической модели путем точного решения волнового уравнения с использованием комплексного прямоугольного потенциала $V = V_R + iV_I$ для области внутри ядра $r \leq R_0 = r_0 A^{1/3}$ и кулоновского потенциала $V_c = -2e^2/r$ для области вне ядра $r > R_0$. Уравнение Клейна — Гордона для π -мезона с полной энергией E

$$\nabla^2 \psi + \frac{(E - V)^2 - \mu^2 c^4}{\hbar^2 c^2} \psi = 0 \quad (11)$$

имеет решение вида

$$\psi(r, \theta) = \sum_l \frac{u_l(r)}{r} P_l(\cos \theta). \quad (12)$$

Радиальная волновая функция $u_l(r)$ для внутренней области ($r \leq R_0$, $V = V_R + iV_I$) удовлетворяет уравнению

$$d^2 u_l / dr^2 + [k'^2 - l(l+1)/r^2] u_l = 0, \quad (13)$$

²⁾ При этом в полном сечении σ_e не учитывались поправки на кулоновское рассеяние и на упругое рассеяние в угловой интервал $0 - 15^\circ$.

где k' — волновое число внутри ядра:

$$k'^2 = k_0^2 + (V_R^2 - V_I^2 - 2EV_R) / \hbar^2 c^2 + i(2V_R V_I - 2EV_I) / \hbar^2 c^2 \equiv a + ib, \quad (14)$$

$$k' = (a^2 + b^2)^{1/4} \left[\cos\left(\frac{1}{2} \arctg \frac{b}{a}\right) + i \sin\left(\frac{1}{2} \arctg \frac{b}{a}\right) \right], \quad (15)$$

а k_0 — волновое число свободного π -мезона с полной энергией E :

$$k_0^2 = (E^2 - \mu^2 c^4) / \hbar^2 c^2. \quad (16)$$

Регулярное в точке $r = 0$ решение радиального уравнения (13) выражается через сферическую функцию Бесселя от комплексного аргумента $j_l(k'r)$:

$$u_l(r) = A(k'r) j_l(k'r), \quad (17)$$

связанную соотношением

$$j_l(k'r) = (\pi/k'r)^{1/2} J_{l+1/2}(k'r) \quad (18)$$

с обычной функцией Бесселя полуцелого порядка. Так как таблицы функций Бесселя от комплексного аргумента отсутствуют, то для нахождения решения (17) было использовано рекуррентное соотношение [29]

$$\xi_l(x) = \frac{x^2 - l^2 + lx \xi_{l-1}(x)}{lx - x^2 \xi_{l-1}(x)} \quad (19)$$

с членом нулевого порядка

$$\xi_0(x) = \frac{\sin 2y - i \operatorname{sh} 2z}{\operatorname{ch} 2z - \cos 2y} \quad (20)$$

для функции

$$\xi_l(x) = \frac{d}{dx} \ln [x j_l(x)], \quad (21)$$

которая, как легко видеть, является логарифмической производной от радиальной волновой функции $u_l(r)$. В формулах (19) — (21) аргумент функции ξ_l есть $x = k'r = y + iz$.

Радиальное волновое уравнение для области вне ядра ($r > R_0$, $V = V_c = -2e^2/r$) имеет вид

$$d^2 u_l^c / dr^2 + [k_0^2 - 2n_c k_0 / r - l(l+1)/r^2] u_l^c = 0. \quad (22)$$

В уравнении (22) квадратичный член V_c^2 за малостью не учитывался; n_c представляет собой кулоновский параметр, $n_c = -2e^2/\hbar v = -2\alpha/\beta$ ($\alpha = 1/137$). Для π -мезонов с энергией 153 MeV $\beta = 0,863$ и $n_c = -0,0169$. Решением уравнения (22) является линейная комбинация регулярного F_l и нерегулярного G_l в точке $r = 0$ решения [30]:

$$u_l^c = F_l + [G_l + iF_l] e^{i\delta_l} \sin \delta_l. \quad (23)$$

Функции $F_l = F_l(n_c, k_0 r)$ и $G_l = G_l(n_c, k_0 r)$ представляют собой регулярную и нерегулярную вырожденные гипергеометрические функции.

Комплексные фазовые сдвиги δ_l были найдены приравниванием логарифмических производных внешнего (23) и внутреннего (17) решений на границе ядра $r = R_0$:

$$\frac{[u_l^c(n_c, k_0 R_0)]'}{u_l^c(n_c, k_0 R_0)} = \frac{k'}{k_0} \xi_l(k' R_0) \equiv g_l. \quad (24)$$

Отсюда следует уравнение для определения фаз δ_l :

$$e^{2i\delta_l} - 1 = \frac{2[F_l'(n_c, k_0 R_0) - F_l(n_c, k_0 R_0) g_l]}{[F_l(n_c, k_0 R_0) - iG_l(n_c, k_0 R_0)] g_l - F_l'(n_c, k_0 R_0) + iG_l'(n_c, k_0 R_0)}. \quad (25)$$

Знание фазовых сдвигов δ_l позволяет вычислить дифференциальное и полное сечения упругого рассеяния и полное сечение всех неупругих процессов по известным формулам:

$$\sigma(\theta) = |f^c(\theta) + f(\theta)|^2 = \left| -\frac{n_c}{k_0(1-\cos\theta)} \exp\left\{-in_c \ln\left[\frac{1}{2}(1-\cos\theta)\right] + i2\eta_0\right\} + \frac{1}{2ik_0} \sum_l (2l+1) e^{2i\eta_l} (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos\theta) \right|^2, \quad (26)$$

$$\sigma_i = \pi k_0^{-2} \sum_l (2l+1) |e^{2i\delta_l} - 1|^2, \quad (27)$$

$$\sigma_r = \pi k_0^{-2} \sum_l (2l+1) (1 - |e^{2i\delta_l}|^2), \quad (28)$$

где

$$f^c(\theta) = f_r^c(\theta) + if_i^c(\theta), \quad f(\theta) = f_r(\theta) + if_i(\theta)$$

— амплитуды кулоновского и ядерного рассеяний; $\eta_l = \arg \Gamma(1+l+in_c)$.

Численные расчеты дифференциального сечения (26) были выполнены с помощью электронной счетной машины БЭСМ в интервале углов $5-180^\circ$ через каждые $2,5^\circ$. Для четырех значений радиуса: $r_0 = 1,5$, $r_0 = \hbar/\mu c = 1,414$, $r_0 = 1,2$ и $r_0 = 1,0$ (в единицах 10^{-13} см) было рассчитано около 240 вариантов $\sigma(\theta)$ при различных значениях V_R и V_I , лежащих в интервалах $5 \text{ MeV} \leq |V_R| \leq 50 \text{ MeV}$ и $20 \text{ MeV} \leq |V_I| \leq 90 \text{ MeV}$. Так как в нашем случае $k_0 R_0 = 2,89$ для $r_0 = 1,5$, то расчет производился для значений l , равных 0, 1, 2 и 3. Для проверки влияния фазы δ_4 часть расчетов была выполнена также и с учетом δ_4 .

Кулоновские волновые функции F_l и G_l и их производные F'_l и G'_l , входящие в уравнение (25), были рассчитаны с помощью таблиц [31] путем экстраполяции функций от положительных значений n_c , для которых составлены таблицы, к $n_c = -0,0169$. В тех случаях, когда функции табулированы до $n_c = 0$, неточность при экстраполяции менее 1%. При экстраполяции от значений $n_c = 0,1585$ неточность не превышает 2—3%.

Наряду с сечениями (26) — (28) в каждом варианте был рассчитан также средний свободный пробег λ π -мезонов в ядерном веществе:

$$\lambda = [2(\sqrt{a^2 + b^2} - a)]^{-1/2} = \left[2(a^2 + b^2)^{1/4} \sin\left(\frac{1}{2} \arctg \frac{b}{a}\right)\right]^{-1}, \quad (29)$$

связанный с комплексным показателем преломления ядерного вещества ν соотношением

$$\nu = k'/k_0 = \nu_0 + i(2k_0\lambda)^{-1}, \quad (30)$$

и угловая зависимость сечения, обусловленного кулоновским взаимодействием:

$$\sigma^c(\theta) = [f_r^c(\theta)]^2 + [f_i^c(\theta)]^2 + 2f_r^c(\theta)f_r(\theta) + 2f_i^c(\theta)f_i(\theta). \quad (31)$$

3. Сравнение с экспериментальными результатами. С целью нахождения величин V_R , V_I и r_0 , наилучшим образом описывающих экспериментальное угловое распределение упругого рассеяния $\sigma^{\text{экс}}(\theta)$ и полное сечение неупругого взаимодействия $\sigma_i^{\text{экс}}$, для каж-

дого варианта рассчитывался параметр χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{m=1}^{m=15} \left[\frac{\sigma^{\text{расч}}(\theta_m) - \sigma^{\text{экс}}(\theta_m)}{\Delta\sigma^{\text{экс}}(\theta_m)} \right]^2 + \frac{(\sigma_i^{\text{расч}} - \sigma_i^{\text{экс}})^2}{(\Delta\sigma_i^{\text{экс}})^2}, \quad (32)$$

где $\Delta\sigma$ обозначает экспериментальные ошибки сечений. Изменение величины χ^2 в плоскости (V_R, V_I) для $r_0 = 1,5$ представлено на рис. 1.

Как видно из рисунка, в распределении χ^2 в этом случае имеется четкий минимум $\chi^2 \approx 30$ в районе $V_R = -(15-20)$ MeV и $V_I = -(60-65)$ MeV. Минимальное значение χ_{min}^2 равно

29,6 при $V_R = -15$ MeV, $V_I = -65$ MeV ($\sigma_e^{\text{расч}} = 97,2 \cdot 10^{-27}$ см², $\sigma_i^{\text{расч}} = 177 \cdot 10^{-27}$ см², $\lambda = 1,28 \cdot 10^{-13}$ см). Для $r_0 = 1,414$ минимум в распределении χ^2 гораздо более широк, не столь четко выражен и $\chi_{\text{min}}^2 \approx 50$. При $r_0 = 1,2$ и $r_0 = 1,0$ χ_{min}^2 достигают значений 150—300. Таким образом, из анализа распределения χ^2 можно заключить, что значениями параметров, при которых достигается наилучшее согласие с экспериментом, являются $r_0 = 1,5$, $V_R = -18 \pm 7$ MeV и $V_I = -63 \pm 6$ MeV³⁾.

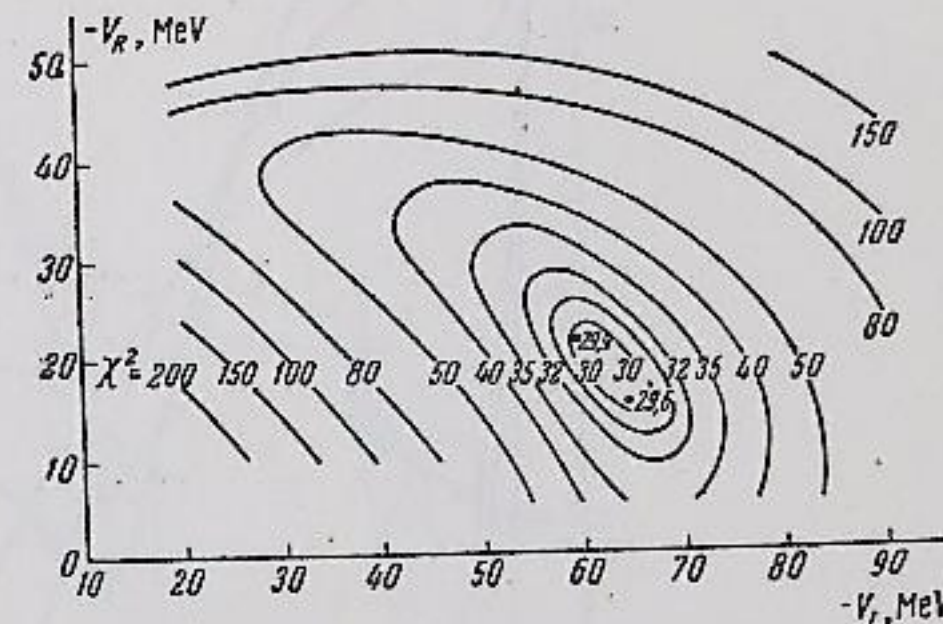


Рис. 1. Распределение величины χ^2 в плоскости (V_R, V_I) для $r_0 = 1,5$

Рис. 2, 3 и 4 иллюстрируют характер изменения углового распределения при вариации параметров r_0 , V_R и V_I . Как видно из этих рисунков, расчетная кривая с параметрами $r_0 = 1,5$, $V_R = -20$ MeV и $V_I = -60$ MeV ($\chi^2 = 29,9$, $\sigma_e^{\text{расч}} = 94,1 \cdot 10^{-27}$ см², $\sigma_i^{\text{расч}} = 178 \cdot 10^{-27}$ см²), практически не отличающаяся от кривой с $\chi_{\text{min}}^2 = 29,6$, правильно передает характер экспериментального углового распределения. В области углов до первого дифракционного минимума ($\theta < 80^\circ$) наблюдается очень хорошее согласие расчетного и экспериментального распределений, и только в области второго максимума расхождение несколько превышает двойную экспериментальную ошибку. Если принимать в расчет только область первого дифракционного максимума (первые 7 экспериментальных точек углового распределения), то при $r_0 = 1,5$ наблюдается минимум χ^2 ($\chi_{\text{min}}^2 = 6$) для близких значений потенциалов $V_R = -25 \pm 8$ MeV и $V_I = -50 \pm 10$ MeV.

Вычисления с учетом фазы δ_4 показали, что ее вклад в полное сечение упругого рассеяния не превышает 1%, а влияние на угловое распределение в области больших углов не приводит к лучшему согласию с экспериментом.

Можно ожидать, что лучшее согласие в области второго максимума может быть получено модификацией модели с прямоугольным потенциалом добавлением к потенциалу члена, пропорционального градиенту ядерной плотности на границе ядра (модель Кисслингера [20] и «модифицированная» модель Кисслингера [19]), или использованием потенциала с диффузным краем (например, потенциала Вудса — Саксона [32]). В обоих случаях необходимо введение добавочных параметров, описывающих условия на границе ядра. Хотя непосредственно модель Кисслингера при энергии около 150 MeV неприменима [19, 20], была сделана формальная попытка оценить влияние на угловое распределение добавочного члена в потенциале,

³⁾ Следует отметить, что величина r_0 характеризует скорее радиус потенциальной ямы, чем радиус ядра, и может быть несколько больше последнего.

⁴⁾ Указанные здесь ошибки потенциалов не учитывают явной корреляции между V_R и V_I .

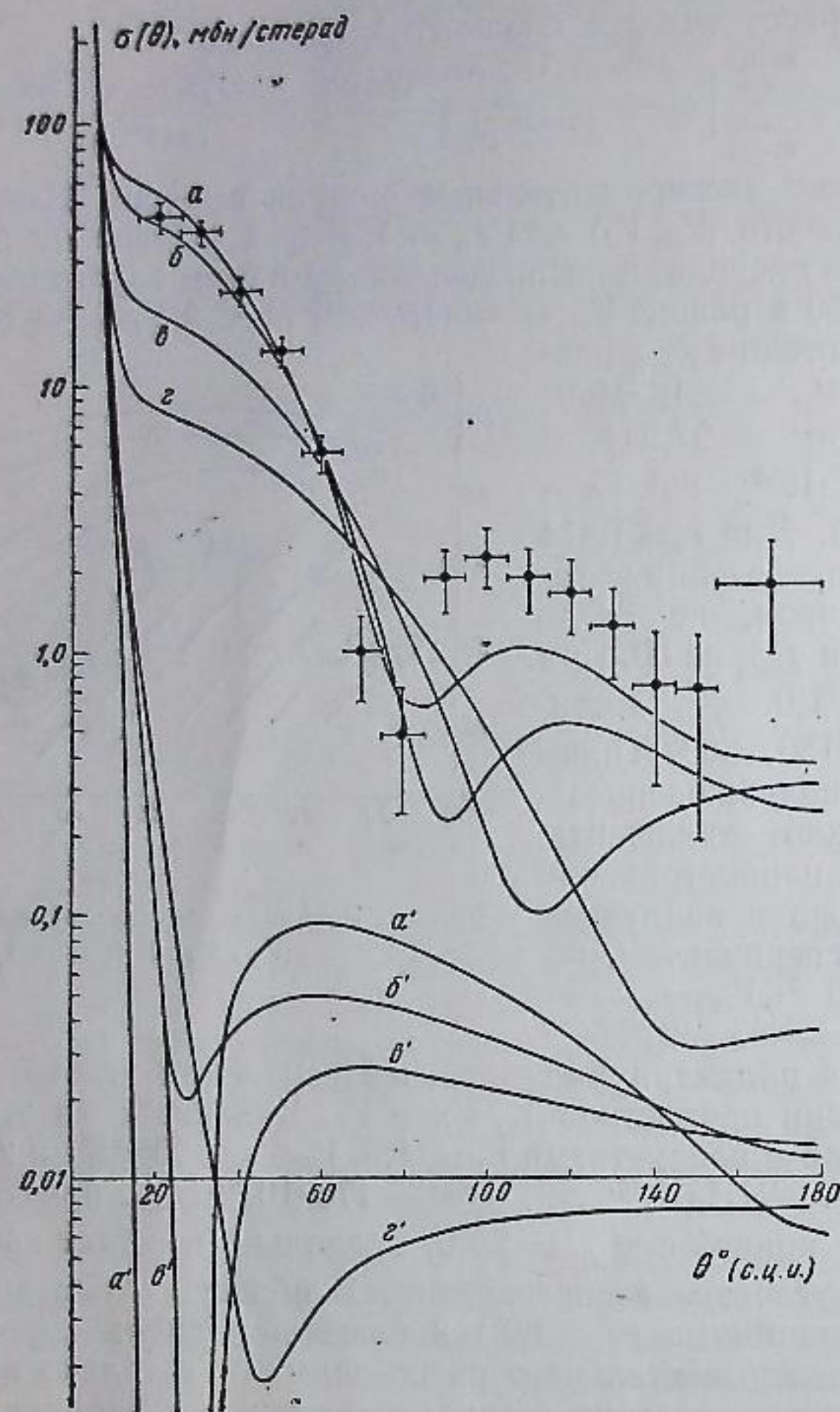


Рис. 2. Изменение углового распределения упругого π -He-рассеяния $\sigma(\theta)$ (формула 26) при вариации радиуса взаимодействия: $a - r_0 = 1,5$, $b - r_0 = 1,414$, $\beta - r_0 = 1,2$ и $\gamma - r_0 = 1,0$ ($V_R = -20$ MeV, $V_I = -60$ MeV). Кривые α' , β' , γ' и ζ' — угловые зависимости сечения, обусловленного кулоновским взаимодействием $\sigma^c(\theta)$ (формула (31)) при тех же значениях параметров r_0 , V_R и V_I

пропорционального $\nabla\rho\nabla\psi$. Этот член приводит к новому условию «сшива-ния» логарифмических производных на границе ядра [20], которое в нашем случае будет иметь вид

$$\frac{[u_l^c(n_c, k_0 R_0)]'}{u_l^c(n_c, k_0 R_0)} = \frac{1-\omega}{k_0 R_0} + \omega \frac{k'}{k_0} \xi_l(k' R_0) \equiv g_l, \quad (33)$$

где ω — параметр ($\omega \leq 1$, при $\omega = 1$ условие (33) переходит в (24)).

При значениях $\omega = 0,75$ и $\omega = 0,5$ было рассчитано около 100 вариантов углового распределения для различных значений r_0 , V_R и V_I . Наилучшее согласие с опытом получено при $\omega = 0,75$, $r_0 = 1,5$, $V_R = -20$ MeV и $V_I = -70$ MeV ($\chi_{min}^2 = 27$). Рис. 5 показывает изменение углового распределения при вариации параметра ω для $r_0 = 1,5$, $V_R = -20$ MeV, $V_I = -60$ MeV. При других значениях r_0 и $\omega = 0,5$ согласие с опытом очень плохое. Таким образом, несмотря на введение добавочного параметра не удается получить существенно лучшего согласия с экспериментом.

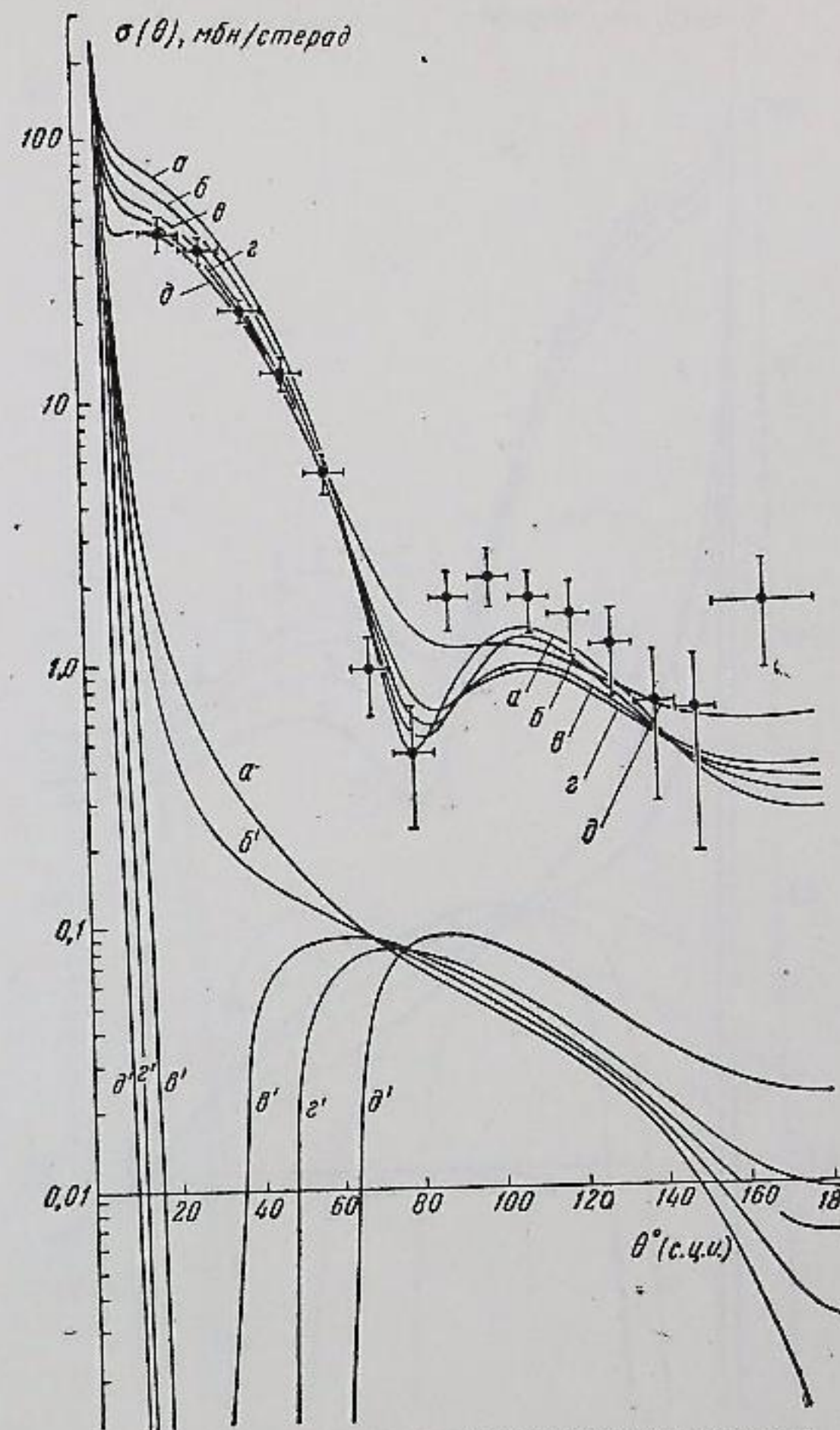


Рис. 3. Изменение углового распределения упругого π -He-рассеяния при вариации действительной части потенциала: $a - V_R = -40$ MeV, $b - V_R = -30$ MeV, $\beta - V_R = -20$ MeV, $\gamma - V_R = -10$ MeV и $\delta - V_R = +20$ MeV ($r_0 = 1,5$, $V_I = -60$ MeV). Кривые α' , β' , γ' и δ' — угловые зависимости $\sigma^c(\theta)$ при тех же значениях параметров

Потенциал типа Вудса — Саксона или другой какой-либо формы с размытым краем не был использован в настоящей работе ввиду большой трудоемкости подобных расчетов. Однако следует отметить, что увеличение параметра диффузности в потенциале Вудса — Саксона приводит к уменьшению сечений на больших углах по сравнению с прямоугольным потенциалом [32,19] и, таким образом, вряд ли улучшит согласие в нашем случае.

Приведенные на рис. 2—4 распределения эффекты существенны лишь для кулоновское рассеяние и интерференционные эффекты существенны лишь для углов $\theta < 15^\circ$. Хотя экспериментально угловой интервал $\theta < 15^\circ$ не учитывался, сравнение величин $\chi^2 = 29,9$ для $V_R = -20$ MeV и $\chi^2 = 64,3$ для $V_R = +20$ MeV (кривые β и δ рис. 3) подтверждает отрицательный знак действительной части потенциала при энергиях ниже резонансной. Распределение $\sigma^c(\theta)$ для $r_0 = 1,5$, $V_R = -20$ MeV и $V_I = -60$ MeV было использовано для получения поправки на кулоновское рассеяние в ин-

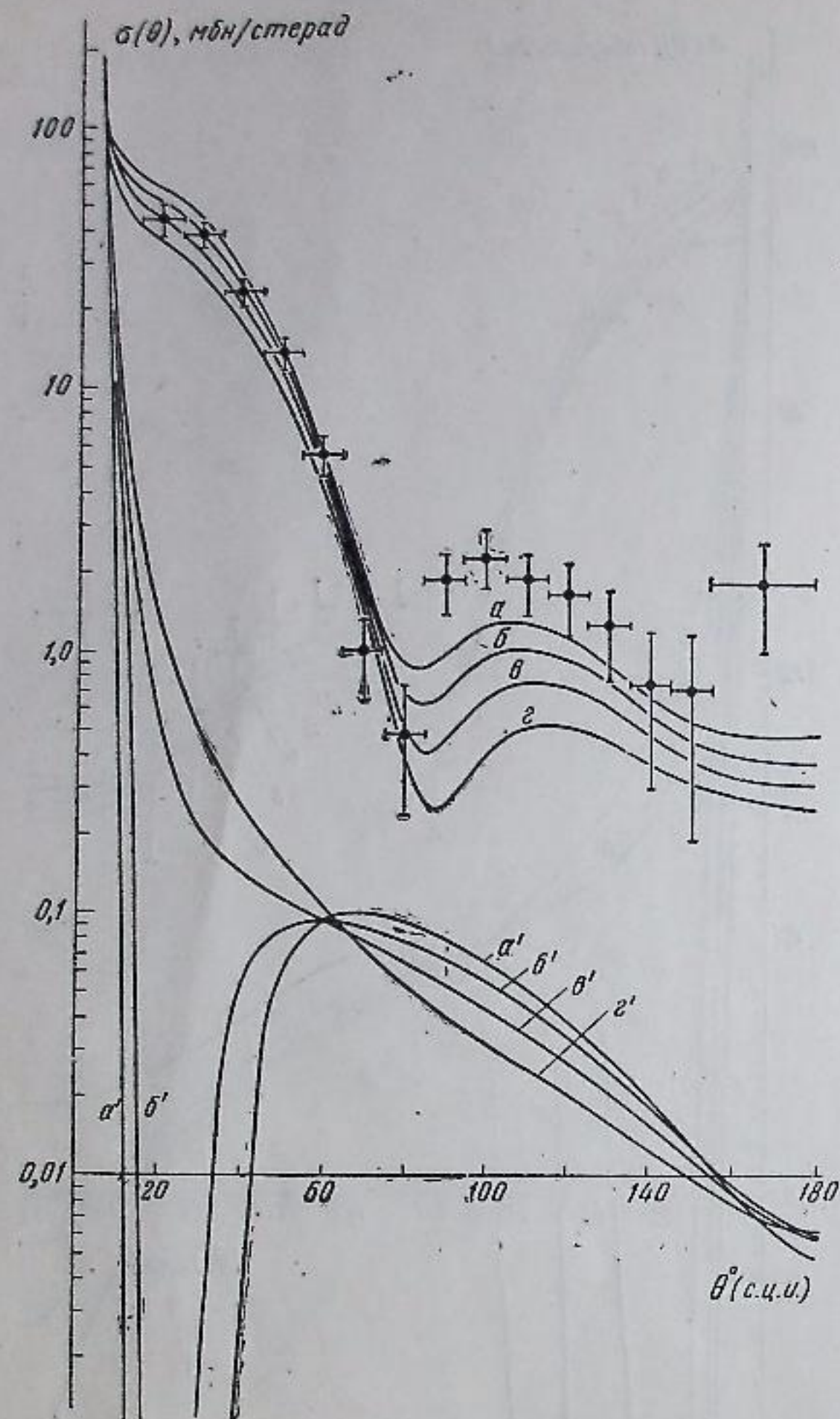


Рис. 4. Изменение углового распределения [упругого π -He-рассеяния при вариации мнимой части потенциала: $a - V_I = -70$ MeV, $b - V_I = -60$ MeV, $\gamma - V_I = -50$ MeV и $\delta - V_I = -40$ MeV ($r_0 = 1,5$, $V_R = -20$ MeV). Кривые a' , b' , γ' и δ' — угловые зависимости $\sigma^c(\theta)$ при тех же значениях параметров

тервале углов $15-180^\circ$ к полному сечению упругого рассеяния σ_e (табл. 1). Аналогично интегрирование зависимости $\sigma^{\text{зд}}(\theta) = \sigma(\theta) - \sigma^c(\theta)$ в области углов $0-15^\circ$ дает поправку к σ_e , учитывающую упругое рассеяние в этот угловой интервал.

4. Обсуждение. На основании общих квантовомеханических принципов оптический потенциал $V(\epsilon)$ может быть выражен через амплитуду рассеяния вперед для свободного π -мезон-нуклонного рассеяния $f_0(\epsilon)$ (усредненную по всем протонам и нейтронам ядра):

$$V_1(\epsilon) = -\frac{2\pi\hbar^2 v A}{k} \rho f_0(\epsilon), \quad (34)$$

где ρ — плотность нуклонов в ядре, k и v — волновое число и скорость π -мезона, A — число нуклонов в ядре, ϵ — энергия, при которой происходит рассеяние π -мезонов внутри ядра.

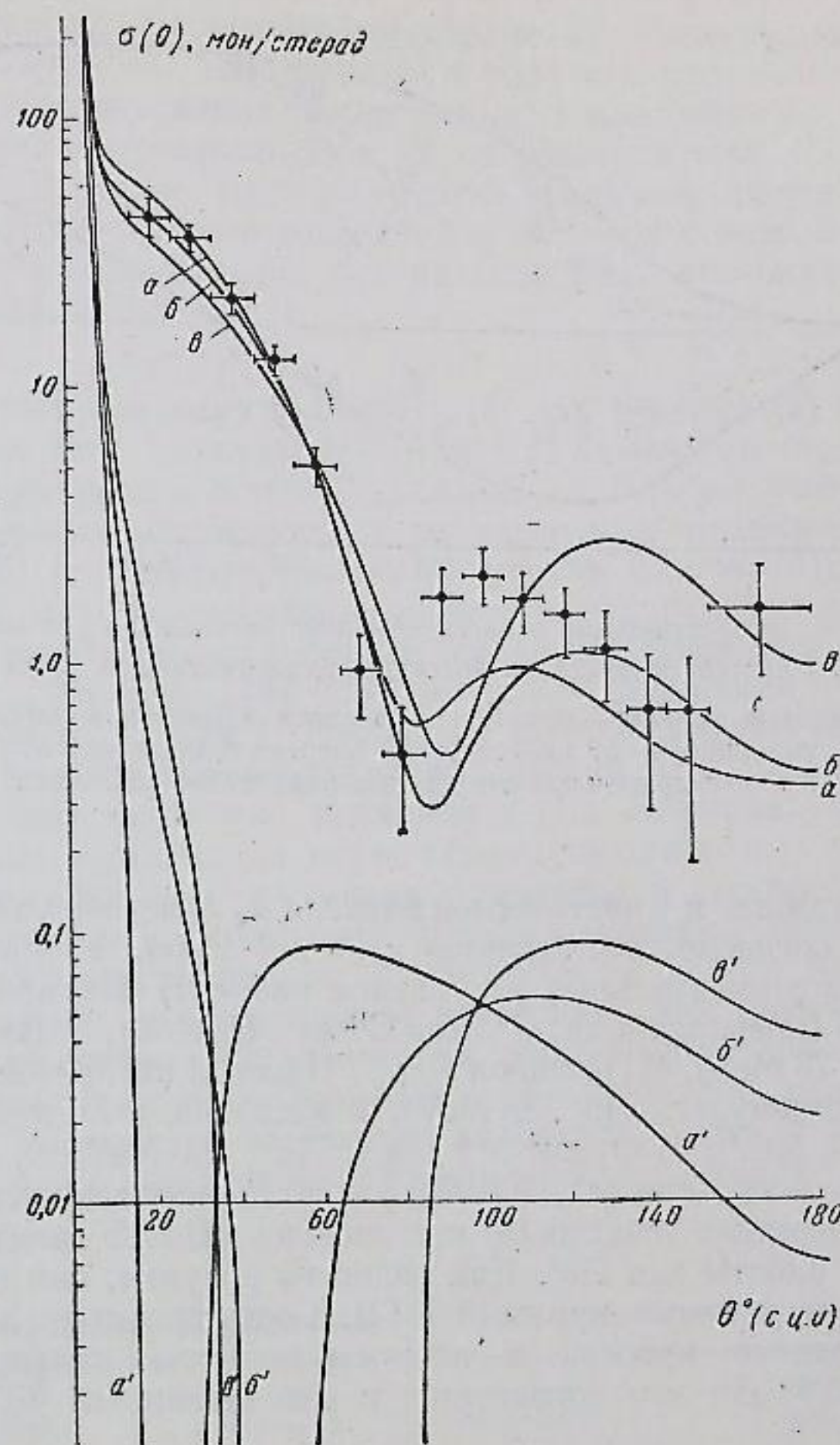


Рис. 5. Изменение углового распределения упругого π -He-рассеяния при вариации параметра ω : $a - \omega = 1$, $b - \omega = 0,75$ и $\gamma - \omega = 0,5$ ($r_0 = 1,5$, $V_R = -20$ MeV, $V_I = -60$ MeV). Кривые a' , b' и γ' — угловые зависимости $\sigma^c(\theta)$ при тех же значениях параметров

Экспериментальные исследования рассеяния π -мезонов свободными нуклонами, выполненные к настоящему времени, позволяют вычислить $f_0(\epsilon)$, а следовательно, и оптический потенциал $V(\epsilon)$. В самом деле, $\text{Re}f_0(\epsilon)$ может быть рассчитана по известным фазовым сдвигам или из дисперсионных соотношений [33] для π -мезон-нуклонного рассеяния, а $\text{Im}f_0(\epsilon)$ — по полным сечениям πN -взаимодействия с использованием оптической теоремы: $\text{Im}f_0(\epsilon) = k\sigma_{\pi N}/4\pi$. Основным допущением такого рассмотрения является пренебрежение многочастичными силами внутри ядра. Франк, Гаммель и Ватсон [4] при вычислении $V(\epsilon)$ учли влияние принципа Паули, уменьшающего полные сечения $\sigma_{\pi N}$ при расчете $\text{Im}f_0(\epsilon)$, и ввели в мнимую часть потенциала добавочный член, учитывающий поглощение π -мезонов парами нуклонов [3]. На рис. 6 представлены рассчитанные ФГВ зависимости действительной и мнимой части потенциала от энергии π -мезона внутри ядра (штриховые кривые). Сплошные кривые представляют собой те же зависи-

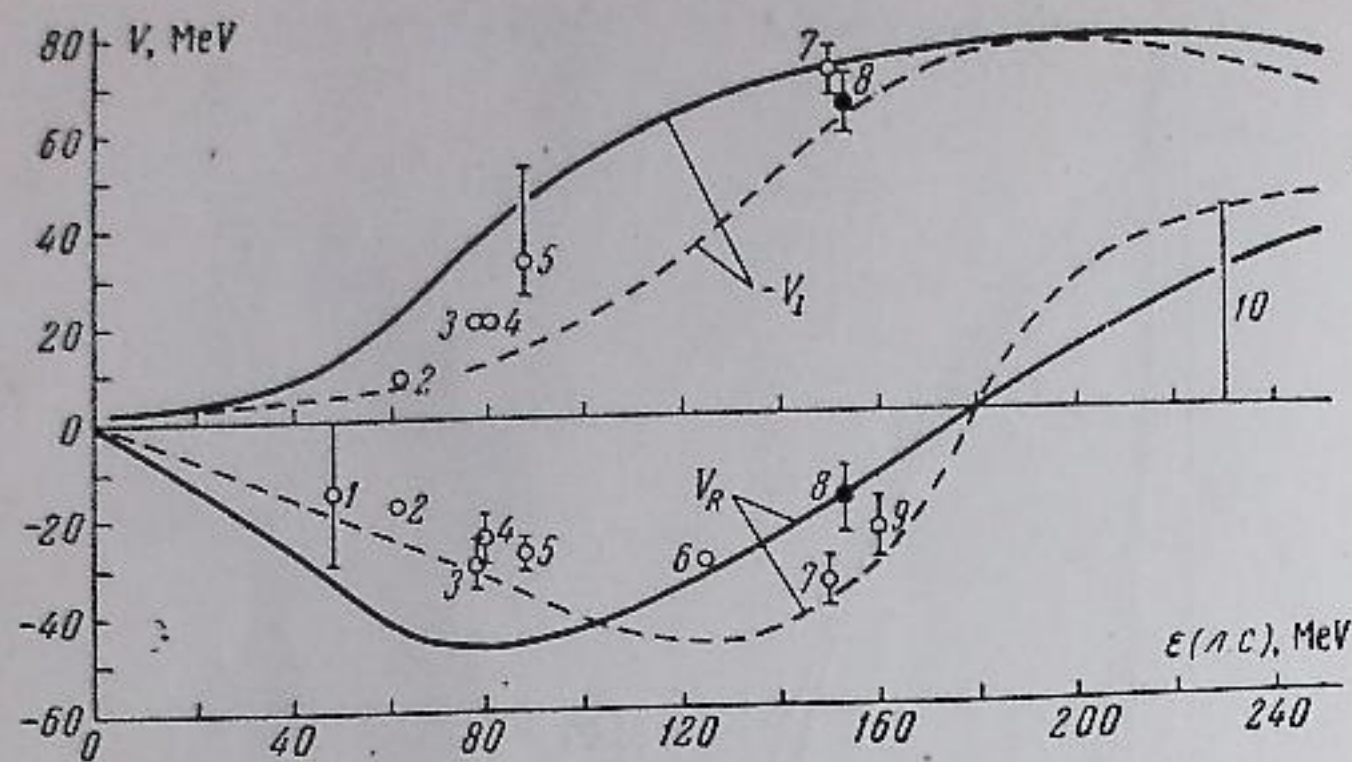


Рис. 6. Энергетические зависимости действительной V_R и мнимой V_I частей оптического потенциала, рассчитанные ФГВ [4] (штриховые кривые — функции от энергии π^\pm -мезонов внутри ядра, сплошные — от кинетической энергии π -мезонов в л. с.). Точки — экспериментальные данные ряда работ (см. текст)

мости, пересчитанные к кинетической энергии ϵ_0 π -мезонов в лабораторной системе (л. с.), согласно соотношению $\epsilon_0 = \epsilon + V_R(\epsilon)$. Точками на рис. 6 обозначены экспериментальные результаты работ: 1) Шапиро [12] для C^{12} (π^- , 48 MeV), 2) Байфилда и др. [11] для C^{12} (π^- , 62 MeV), 3) Вильямса и др. [19] для Cu (π^\pm , 78 MeV), 4) Певзнера и др. [19] для Al (π^\pm , 80 MeV), 5) Аллена и др. [10] для фотоэмульсии (π^- , 88 MeV), 6) Кесслера и Ледермана [11] для C^{12} и Pb (π^- , 125 MeV), 7) Фудзи [21] для C^{12} (π^- , 150 MeV), 8) Никольского и др. [9] для фотоэмульсии (π^- , 160 MeV) и 10) Джелепова и др. [13] для C^{12} (π^- , 230 MeV). Черными точками (8) при энергии 153 MeV представлены данные настоящей работы для He^4 . Как видно из рисунка, они очень хорошо согласуются с расчетными кривыми ФГВ. Соответственно для величины среднего свободного пробега в ядерном веществе получено значение $(1,28 - 1,40) \cdot 10^{-13}$ см, что согласуется с рассчитанными ФГВ значением $\lambda/(\hbar/\mu c) \approx 1$.

Хорошее согласие экспериментальных значений V_R и V_I для He^4 с теоретическими указывает на применимость представлений оптической модели даже к такому легкому ядру, как He^4 . С другой стороны, оно подтверждает правильность основных положений модели ФГВ, в частности небольшую роль многочастичных сил при взаимодействии π -мезонов с внутриядерными нуклонами и независимость глубины потенциальной ямы от размеров ядра. Существенным является также подтверждение значительного влияния на упругое рассеяние π -мезонов ядрами сильного π -мезон-нуклонного взаимодействия вблизи резонансной энергии (максимум V_I и прохождение через нуль V_R при резонансной энергии). Хорошее согласие экспериментальных и теоретических значений потенциалов указывает также на то, что такие эффекты, рассмотренные ФГВ, как влияние импульсного распределения нуклонов в ядре, пространственные корреляции внутриядерных нуклонов, неопределенность энергии π -мезона между двумя последовательными соударениями с нуклонами в ядре, по-видимому, не играют большой роли при рассеянии.

6. Неупругое взаимодействие π^- -мезонов с ядрами гелия

Среди неупругих процессов (2) — (8) наибольший интерес представляют реакции (2) и (3), которые могут интерпретироваться как квазиупругое рассеяние π^- -мезонов на внутриядерном нейтроне (2) и протоне (3). Этот

интерес обусловлен возможностью сравнения квазиупругого рассеяния π -мезонов на нуклонах внутри ядра и упругого рассеяния на свободных протонах с целью выяснения тождественности или различия их свойств.

Полные сечения реакций (2) и (3) приведены в табл. 1. Сравнение их показывает, что так же как при энергии π^- -мезонов порядка 300 MeV [23], относительные вероятности рассеяния π^- -мезонов с энергией 153 MeV на связанных нуклонах меньше, чем на свободных протонах при энергиях π^\pm -мезонов 150—170 MeV [34]:

$$\sigma_2/\sigma_3 = 4,7, \quad \sigma_{\pi+p}/\sigma_{\pi-p} = 8,2 - 8,4.$$

Угловые распределения $\sigma_2(\vartheta)$ и $\sigma_3(\vartheta)$ для реакций (2) и (3) и угловое распределение всех неупруго рассеянных π^- -мезонов $\sigma_{in.sc}(\vartheta)$ (реакции (2) — (4)) представлены в табл. 4. Указанные ошибки учитывают в основном статистические погрешности и небольшую неопределенность от введения поправки на неэффективность по углу ϑ (для $\sigma_2(\vartheta)$).

На рис. 7 и 8 угловые распределения $\sigma_2(\vartheta)$, $\sigma_3(\vartheta)$ и $\sigma_{in.sc}(\vartheta)$ сравниваются соответственно с дифференциальными сечениями в л. с. $\sigma_{\pi+p}(\vartheta)$, $\sigma_{\pi-p}(\vartheta)$ и $\sigma_{\pi+p}(\vartheta) + \sigma_{\pi-p}(\vartheta)$ для свободного рассеяния [34] при энергии $\epsilon = \epsilon_0 - V_R(\epsilon) \approx 170$ MeV. Поскольку полные сечения реакций (2) — (4) в 4—5 раз меньше соответствующих сечений для свободного рассеяния (что может быть объяснено влиянием таких факторов, как импульсное распределение нуклонов в ядре, экранировка и т. п.), угловые распределения для свободного рассеяния приведены в произвольном масштабе (штриховые кривые). Сплошными кривыми нанесены угловые распределения для свободного рассеяния, умноженные на фактор Ватсона и Цемаха F_b/F_f [35] (также в произвольном масштабе). Этот фактор приближенно учитывает изменение кинематических соотношений при рассеянии π -мезонов на внутриядерных нуклонах, обусловленное наличием ядерного потенциала, зависящего от энергии π -мезонов. Угловая зависимость фактора F_b/F_f была рассчитана для величины потенциала $V_R = -18$ MeV, найденной в разделе 5.

Таблица 4

Угловые распределения неупруго рассеянных π^- -мезонов

ϑ° (л. с.)	$\sigma_2(\vartheta)$ мбн/стерад	$\sigma_3(\vartheta)$ мбн/стерад	$\sigma_{2-4}(\vartheta) = \sigma_{in.sc}(\vartheta)$ мбн/стерад
30 ± 10	$3,58 \pm 0,72$	$1,07 \pm 0,36$	$5,87 \pm 0,90$
50 ± 10	$4,58 \pm 0,66$	$1,24 \pm 0,31$	$6,88 \pm 0,77$
70 ± 10	$3,60 \pm 0,57$	$0,70 \pm 0,21$	$6,41 \pm 0,67$
90 ± 10	$3,64 \pm 0,55$	$1,13 \pm 0,26$	$6,11 \pm 0,64$
110 ± 10	$5,09 \pm 0,68$	$0,82 \pm 0,23$	$8,95 \pm 0,80$
130 ± 10	$5,26 \pm 0,79$	$1,17 \pm 0,30$	$9,23 \pm 0,90$
150 ± 10		$0,48 \pm 0,24$	$7,63 \pm 1,00$
155 ± 15	$4,57 \pm 0,86$		
170 ± 10			$8,56 \pm 1,82$

Сопоставление угловых распределений рис. 7, 8 свидетельствует о том, что угловые распределения π^- -мезонов от реакций (2) — (4) повторяют в основном угловые распределения свободного πN -рассеяния. Существенное отличие, наблюдающееся лишь на малых углах, вероятно, обусловлено запретом малых передач импульсов внутриядерным нуклоном из-за принципа Паули. Следует отметить, что, несмотря на грубость приближений, используемых Ватсоном и Цемахом, их расчеты качественно правильно передают характер изменения углового распределения, обусловленного влиянием ядра.

Импульсные спектры π^- -мезонов от реакций (2) и (3) приведены в опубликованной ранее работе [26]. Средние энергии этих спектров свидетельствуют в пользу однонуклонного характера взаимодействия π^- -мезонов с ядром.

Реакции, входящие в группу (4), могут возникать в результате квазиупругого рассеяния π^- -мезона на внутриядерном нуклоне с последующим нуклонным каскадом в ядре, в результате последовательных соударений π^- -мезона с несколькими нуклонами ядра, а также при коллективном взаимодействии с группой нуклонов. Пользуясь терминологией работы Козодаева и др. [23], мы будем называть реакции (4) процессами кратного

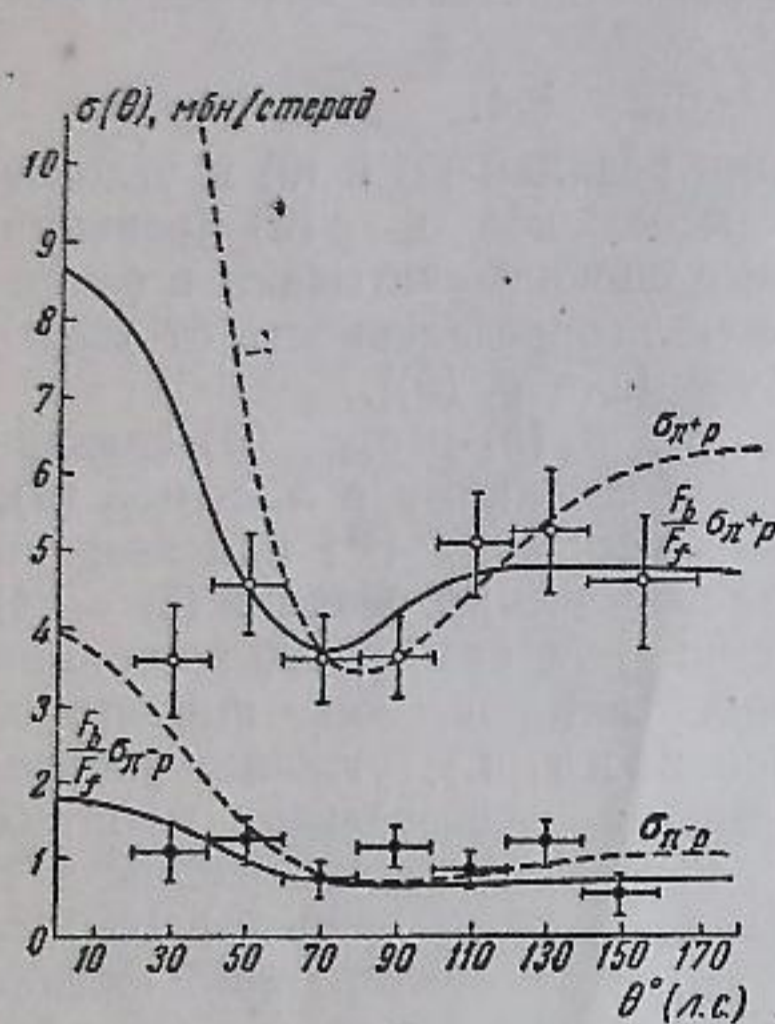


Рис. 7

Рис. 7. Угловые распределения π^- -мезонов от реакции (2) (белые точки) и (3) (черные точки) в л. с. Штриховые кривые — угловые распределения свободного π^+p - и π^-p -рассеяния при энергии 170 MeV (в произвольном масштабе), сплошные кривые — те же распределения, умноженные на фактор Ватсона—Цемаха F_b/F_f (в произвольном масштабе)

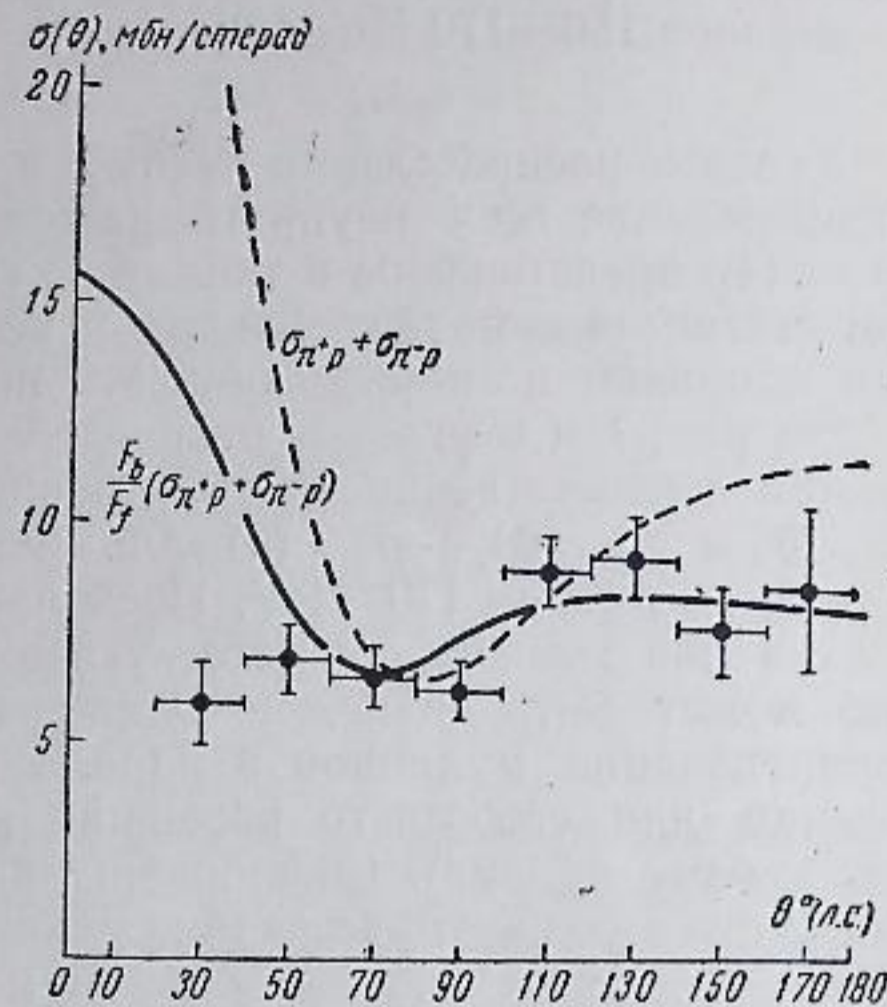


Рис. 8

Рис. 8. Угловое распределение неупруго рассеянных π^- -мезонов (реакции (2) — (4)) в л. с. Штриховая кривая — угловое распределение величины $\sigma_{\pi^+p} + \sigma_{\pi^-p}$, сплошная кривая — величины $(F_b/F_f)(\sigma_{\pi^+p} + \sigma_{\pi^-p})$ (в произвольных масштабах)

рассеяния. Тогда относительная вероятность кратного рассеяния π^- -мезонов с энергией 153 MeV в ядре He^4

$$\gamma_{кр} = \sigma_4 / (\sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4) = 0,29 \pm 0,06.$$

Полученная величина $\gamma_{кр}$ совпадает с вероятностью кратного рассеяния в ядре He^4 при энергии π^- -мезонов около 300 MeV [23] и близка к вероятности кратного рассеяния в He^4 протонов с энергией 630 MeV [36]. Этот факт указывает на относительно большую и почти не зависящую от энергии и природы частиц роль кратных процессов в ядре He^4 .

Аналогично сказанному выше, реакция (5) может считаться квазиупругим рассеянием π^- -мезона на внутриядерном протоне с перезарядкой, а реакции (6) — процессами кратного рассеяния с перезарядкой. Так как реакции (5) и (6) отдельно не идентифицированы, то определить вероятность кратного рассеяния с перезарядкой не представилось возможным.

Оценка сечения неупругого рассеяния с перезарядкой σ_{exc} , произведенная на основании наблюдения двух случаев, когда образующийся π^0 -мезон распадается по схеме $\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$, дает для σ_{exc} величину порядка $20 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ (см. табл. 2). Другая оценка этого сечения может быть сделана на основании соотношения между сечениями рассеяния π^- -мезонов на сво-

бодных протонах

$$R = Z\sigma(\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n) \times \\ \times [Z\sigma(\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p) + (A - Z)\sigma(\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p)]^{-1}$$

в предположении, что на обычное рассеяние и рассеяние с перезарядкой влияние ядра сказывается одинаково [11]. Для энергии π^- -мезонов $\varepsilon = \varepsilon_0 - V_R(\varepsilon) = 170 \text{ MeV}$ $R \approx 0,2$. Тогда $\sigma_{exc} \approx R\sigma_{in.sc} \approx 18 \text{ мбн}$.

Эти оценки показывают, что в нашем случае сечение неупругого рассеяния с перезарядкой составляет примерно 10% от сечения неупругого взаимодействия, что находится в согласии с результатами работы Блинова и др. [14]. В свете этих данных величина $\sigma_{exc} = 62 \text{ мбн}$, полученная Фаулером и др. [22] для π^- -He-взаимодействия при энергии 105 MeV, представляется аномально большой и является, по-видимому, ошибочной.

Пользуемся случаем выразить глубокую благодарность В. П. Джелепову, Р. М. Суляеву и Ю. А. Щербакову за ценные обсуждения, Н. С. Новиковой и Л. А. Смирновой за программирование и выполнение ряда расчетов на электронных счетных машинах БЭСМ и «Урал», Л. И. Краснослободцевой, Т. С. Сажневой и Ю. Д. Сайкиной за помощь в просмотре и обработке фотографий.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
29 декабря 1961 г.

Литература

- [1] S. Fernbach, R. Serber, T. B. Taylor. Phys. Rev., 75, 1352, 1949.
- [2] R. Serber. Phys. Rev., 72, 1114, 1947. M. L. Goldberger. Phys. Rev., 74, 1269, 1948.
- [3] K. A. Brueckner, R. Serber, K. M. Watson. Phys. Rev., 84, 258, 1951.
- [4] R. M. Frank, J. L. Gammel, K. M. Watson. Phys. Rev., 101, 891, 1956.
- [5] R. M. Sternheimer. Phys. Rev., 101, 384, 1956.
- [6] G. Bernardini, E. T. Booth, L. Lederman, J. Tinlot. Phys. Rev., 82, 105, 1951. G. Bernardini, E. T. Booth, L. Lederman. Phys. Rev., 83, 1075, 1277, 1953.
- [7] A. Minguzzi, G. Puppi, A. Ranzi. Nuovo Cim., 11, 697, 1954. A. Minguzzi. Nuovo Cim., 12, 799, 1954.
- [8] Г. Е. Беловицкий. ЖЭТФ, 35, 838, 1958.
- [9] Б. А. Никольский, Л. П. Кудрин, С. А. Али-Заде. ЖЭТФ, 32, 48, 1957.
- [10] J. E. Allen, A. J. Apostolakis, Y. J. Lee, J. V. Major, E. Perez Ferreira. Phil. Mag., 4, 858, 1959.
- [11] H. Byfield, J. Kessler, L. M. Lederman. Phys. Rev., 86, 17, 1952. J. Kessler, L. M. Lederman. Phys. Rev., 94, 689, 1954.
- [12] A. M. Shapiro. Phys. Rev., 84, 1063, 1951.
- [13] В. П. Джелепов, В. Г. Иванов, М. С. Козодаев, В. Т. Осипенков, Н. И. Петров, В. А. Русаков. ЖЭТФ, 31, 923, 1956. В. Г. Иванов, В. Т. Осипенков, Н. И. Петров, В. А. Русаков. ЖЭТФ, 37, 863, 1959.
- [14] Г. А. Блинов, М. Ф. Ломанов, Я. Я. Шаламов, В. А. Шебанов, В. А. Щеголев. ЖЭТФ, 35, 880, 1958.
- [15] Ван Ганчан, Ван Цуцзеи, Дин Дацао, Л. Н. Дубровский, Е. Н. Кладницкая, М. И. Соловьев. ЖЭТФ, 35, 899, 1958.
- [16] В. Г. Кириллов-Угрюмов, Л. П. Котенко, Е. П. Кузнецов, Ф. М. Сергеев. ЖЭТФ, 35, 1300, 1958.
- [17] D. H. Stork. Phys. Rev., 93, 868, 1954.
- [18] P. P. Kane. Phys. Rev., 112, 1337, 1958.
- [19] A. Pevsner, J. Rainwater, R. E. Williams, S. J. Lindenbaum. Phys. Rev., 100, 1419, 1955. R. Williams, J. Rainwater, A. Pevsner. Phys. Rev., 101, 412, 1956. R. E. Williams, W. F. Baker, J. Rainwater. Phys. Rev., 104, 1695, 1956. W. F. Baker, J. Rainwater, R. E. Williams.

- Phys. Rev., 112, 1763, 1958. W. F. Baker, H. Byfield, J. Rainwater. Phys. Rev., 112, 1773, 1958. R. M. Edelman, W. F. Baker, J. Rainwater. Phys. Rev., 112, 252, 1961.
- [20] L. S. Kisslinger. Phys. Rev., 98, 761, 1955.
- [21] T. A. Fujii. Phys. Rev., 113, 695, 1959.
- [22] E. C. Fowler, W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whitmore. Phys. Rev., 91, 135, 1953.
- [23] М. С. Козодаев, Р. М. Суляев, А. И. Филиппов, Ю. А. Щербаков. ЖЭТФ, 31, 701, 1956; ЖЭТФ, 33, 1047, 1957. М. С. Козодаев, М. М. Кулюкин, Р. М. Суляев, А. И. Филиппов, Ю. А. Щербаков. ЖЭТФ, 38, 407, 1960; ЖЭТФ, 39, 929, 1960.
- [24] G. Brautti, L. Chersovani, C. Franzinetti, M. Sedmak-Furlan, R. Tosi-Togelli. Nuovo Cim., 19, 1270, 1961.
- [25] Ю. А. Будагов, С. Виктор, В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов, В. И. Москалев. ЖЭТФ, 38, 734, 1960; Nucl. Phys., 22, 226, 1961.
- [26] Ю. А. Будагов, П. Ф. Ермолов, Е. А. Кушниренко, В. И. Москалев. ЖЭТФ, 40, 1615, 1961.
- [27] Ю. А. Будагов, С. Виктор, В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов, В. И. Москалев. ЖЭТФ, 38, 1047, 1960.
- [28] А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. М. Понтекорво. ДАН СССР, 103, 209, 1955; ЖЭТФ, 31, 545, 1956.
- [29] L. Infeld. Quart. Appl. Math., 5, 113, 1947. A. L. A den. J. Appl. Phys., 22, 601, 1951.
- [30] Л. Шифф. Квантовая механика, ИИЛ, 1957, § 20.
- [31] I. Bloch, M. H. Hull, A. A. Broyles, W. G. Bouricius, B. E. Freeman, G. Breit. Rev. Mod. Phys., 23, 147, 1951.
- [32] R. D. Woods, D. S.axon. Phys. Rev., 95, 577, 1954.
- [33] M. Goldberger, H. Miyazawa, R. Oehme. Phys. Rev., 99, 986, 1955.
- [34] J. Ashkin, J. B. Blaser, F. Feiner, M. O. Stern. Phys. Rev., 101, 1149, 1956.
- [35] K. M. Watson, C. Zemach. Nuovo Cim., 10, 453, 1958.
- [36] М. С. Козодаев, М. М. Кулюкин, Р. М. Суляев, А. И. Филиппов, Ю. А. Щербаков. ЖЭТФ, 38, 708, 1960.

INTERACTION BETWEEN 153 MeV NEGATIVE π -MESONS AND HELIUM

Yu. A. Budagov, P. F. Yermolov, E. A. Kushnirenko,
V. I. Moskalev

The interaction between 153 MeV π^- -mesons and He^4 nuclei is investigated with a high pressure diffusion cloud chamber operating in a magnetic field. The total π He-interaction cross section, elastic scattering cross section and cross sections for a number of inelastic processes are determined by measuring the total π^- -meson track length in the chamber. The angular distribution of elastic π He-scattering is of a diffractive nature with a distinct minimum (80°) and a secondary maximum (100°). Optical model calculations assuming a square well complex potential $V = V_R + iV_I$ show that best agreement with the experimental data can be obtained for parameter values $V_R = -(18 \pm 7)$ MeV and $V_I = -(63 \pm 6)$ MeV, $r_0 = 1.5 \times 10^{-13}$ cm. These values are in good agreement with those computed by Frank, Gammel and Watson [4] from the relation between the optical potential and forward scattering amplitude for free πp -scattering. The angular distribution of quasielastic scattering of π^- -mesons on bound nucleons is compared with the calculations of Watson and Zemach [35]. The probability of multiple π^- -meson scattering in the nucleus and the charge exchange scattering cross section are estimated.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА СПИНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ДЛЯ pp -РАССЕЯНИЯ ПРИ ЭНЕРГИИ 660 MeV

В. И. Никаноров, Г. Петер, А. Ф. Писарев,
Х. Позе

Измерен коэффициент спиновой корреляции C_{kp} при упругом рассеянии протонов протонами для энергии 660 MeV под углом 90° в системе центра масс. Найдено, что $C_{kp}(90^\circ) = 0,22 \pm 0,18$.

Коэффициент C_{kp} определяют как среднее значение оператора $(\sigma_1 \mathbf{K})(\sigma_2 \mathbf{P})$, где σ_1 и σ_2 — операторы спина рассеянного протона и протона отдачи, \mathbf{K} и \mathbf{P} — единичные векторы, направленные по $\mathbf{p}' - \mathbf{p}$ и $\mathbf{p}' + \mathbf{p}$; \mathbf{p} и \mathbf{p}' — начальный и конечный импульсы рассеянного протона в с. ц. м. C_{kp} характеризует корреляцию между компонентами спина двух протонов в плоскости рассеяния. Впервые этот коэффициент был измерен при энергии 380 MeV [1] с целью выделения набора фазовых сдвигов при 310 MeV.

Амплитуда упругого pp -рассеяния может быть записана в виде (см. [2,3])

$$M = \alpha + \beta (\sigma_1 \mathbf{n})(\sigma_2 \mathbf{n}) + \gamma (\sigma_1 + \sigma_2) \mathbf{n} + \delta (\sigma_1 \mathbf{K})(\sigma_2 \mathbf{K}) + \varepsilon (\sigma_1 \mathbf{P})(\sigma_2 \mathbf{P}). \quad (1)$$

Коэффициент C_{kp} связан с коэффициентами амплитуды рассеяния следующим соотношением:

$$I_0(\vartheta) C_{kp}(\vartheta) = -\text{Im}(de^*), \quad d = \delta - \varepsilon, \quad e = 2\gamma, \quad (2)$$

где $I_0(\vartheta)$ — дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния.

1. Схема эксперимента

Схема эксперимента изображена на рис. 1. Пучок протонов с энергией 660 MeV рассеивался на полиэтиленовой мишени. Рассеянные протоны и протоны отдачи регистрировались совпадениями между сопряженными телескопами T_1 и T_2 , каждый из которых выделяет телесный угол $0,7 \cdot 10^{-3}$ стерад. Анализ спиновых состояний протонов после рассеяния производился с помощью двух идентичных углеродных мишеней. Рассеяние на углеродных мишенях выделялось телескопами T_3 и T_4 , включенными на антисовпадения с T_1 и T_2 . Для регистрации направления движения протонов до рассеяния на углеродных мишенях и после рассеяния были применены газоразрядные камеры [4]. Производилось фотографирование проекций следов на плоскости, характеризуемые ортами \mathbf{K} и \mathbf{P} . В первой из этих плоскостей анализируется рассеянный протон, во второй — протон отдачи. При обработке экспериментальных данных учитывались протоны, проекции треков которых после второго рассеяния составляют с направлением движения на углеродную мишень углы, заключенные в интервале $6,5 \div 20^\circ$. Минимальный угол второго рассеяния, регистрируемый аппаратурой, равен $4,5^\circ$. Выбор несколько большего минимального угла, используемого при обработке результатов, позволяет избежать асимметрии, связанной с возможной неточностью юстировки телескопов T_3 и T_4 . На рис. 2 приведены фотографии протонных треков, используемых при анализе эксперимента.

Для определения анализируемой способности углеродных мишеней применялся метод, аналогичный использованному в работе Головина, Дзеле-