



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

501/2-80

4/2-80

1 - 12798

Т. Ангелеску, М. Антонова, Ф. Балестра, Л. Буссо, М. Бусса,
Р. Гарфаньини, М. Гаврилаш, И. Донициу, В. И. Ляшенко,
Р. Мах, А. Михул, Ф. Никитиу, В. А. Панюшкин,
Л. Паску, Г. Пираджино, Д. Б. Понтекорво,
М. Г. Сапожников, И. В. Фаломкин, Ю. А. Щербаков

О СВЯЗИ МЕЖДУ УПРУГИМ РАССЕЯНИЕМ ПИОНОВ
И ЭЛЕКТРОНОВ
НА ТРЕХНУКЛОННЫХ СИСТЕМАХ

1979

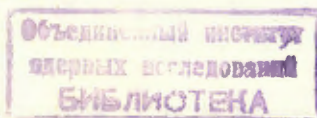
Т. Ангелеску,² М. Антонова,³ Ф. Балестра,¹ Л. Буссо,¹ М. Бусса,¹
Р. Гарфаньини,¹ М. Гаврилаш,² И. Доничиу,² В. И. Ляшенко,
Р. Мах, А. Михул,² Ф. Никитиу,² В. А. Панюшкин,
Л. Паску,² Г. Пираджино,¹ Д. Б. Понтекорво,
М. Г. Сапожников, И. В. Фаломкин, Ю. А. Щербаков

О СВЯЗИ МЕЖДУ УПРУГИМ РАССЕЯНИЕМ ПИОНОВ
И ЭЛЕКТРОНОВ
НА ТРЕХНУКЛОННЫХ СИСТЕМАХ

¹ Институт физики Туринского университета, Туринская секция Национального института ядерных исследований, Италия.

² Институт ядерной физики, Бухарест, Румыния.

³ Пловдивский университет, Болгария.



Ангелеску Т. и др.

I - 12798

О связи между упругим рассеянием пионов и электронов на трехнуклонных системах

Дифференциальные сечения π^- - ${}^3\text{He}$ упругого рассеяния измерены при энергиях 145, 180 и 195 МэВ и сравниваются с предсказаниями оптической модели. Ядерные формфакторы, используемые при построении оптического потенциала, извлекаются из экспериментально известных электрических и магнитных формфакторов с учетом эффектов мезонного обмена в e^- - ${}^3\text{He}$ -рассеянии.

Обсуждается возможность определения ядерного магнитного радиуса из данных по упругому π^- - ${}^3\text{He}$ -рассеянию.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Angelescu T. et al.

I - 12798

On the Relationship Between Elastic Scattering of Pions and of Electrons on Three-Nucleon Systems.

The differential π^- - ${}^3\text{He}$ elastic scattering cross sections have been measured at energies 145, 180 and 195 MeV and are compared with the predictions of the optical model. The nuclear form-factors, which are utilised in constructing the optical potential, are deduced from known experimental values of electric and magnetic form-factors, taking into account meson exchange effects in e^- - ${}^3\text{He}$ -scattering.

The possibility is discussed of deriving the nuclear magnetic form-factor from the data on elastic π^- - ${}^3\text{He}$ -scattering.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

С тех пор, как появились первые экспериментальные данные по упругому π^\pm - ${}^3\text{He}$ -рассеянию^{/1/}, интерес к исследованию взаимодействия пионов с трехнуклонными системами непрерывно растет. Вслед за последующими измерениями ${}^3\text{He}(\pi^\pm, \pi^\pm){}^3\text{He}$ -рассеяния^{/2/} появились измерения сечений упругого рассеяния ${}^3\text{H}(\pi, \pi){}^3\text{H}$ ^{/3/} и перезарядки ${}^3\text{H}(\pi^+, \pi^0){}^3\text{He}$ ^{/4/}. Относительная простота ядерной волновой функции, наличие двух аналоговых изоспиновых основных состояний и хорошая экспериментальная информация о e^- - ${}^3\text{He}$ и e^- - ${}^3\text{H}$ рассеянии - все это делает исследование π^- - ${}^3\text{He}$ и π^- - ${}^3\text{H}$ реакций так привлекательным. Изучение реакций пионов с трехнуклонными системами может обогатить наши сведения о зависящих от спина и изоспина компонентах пион-ядерных сил^{/5/} и помочь установить связь между процессами рассеяния электронов и пионов на ядре.

За последние несколько лет было выполнено несколько теоретических исследований упругого π^\pm - ${}^3\text{He}$ -рассеяния. В расчетах использовалась либо оптическая^{/2/}, либо глауберовская модель^{/6/}, а также модели, основанные на прямом суммировании ряда Ватсона^{/7/}. Эти вычисления помогли объяснить многие особенности упругого рассеяния пионов на ${}^3\text{He}$ в области Δ_{33} резонанса. Были сделаны также попытки выяснить чувствительность упругого рассеяния пионов на ${}^3\text{He}$ к различным деталям волновой функции. Р.Мах^{/8/} сконструировал оптический потенциал в координатном представлении (CS), используя для ядра ${}^3\text{He}$ полумикроскопическую волновую функцию Эллиотта-Джексона^{/9/}. Он установил, что дифференциальные сечения чувствительны к примеси D-состояния практически только в области минимума $|\theta \sim 80^\circ|$, тогда как компонента S'-состояния в ядерной волновой функции влияет на число пионов, рассеянных во всю заднюю полусферу. Подтвердились более ранние выводы о том,^{/5/} что благодаря сокращению, которое имеет место в оптическом потенциале в случае π^- - ${}^3\text{He}$ -рассеяния, этот процесс более чувствителен к деталям ядерной волновой функции, чем процесс π^+ - ${}^3\text{He}$ -рассеяния. Более

определенные выводы относительно роли примесей D- и S'-состояний могли бы быть сделаны только в том случае, если бы была использована реалистическая ядерная волновая функция, вычисленная в рамках теории Фаддеева.

Р.Ландау^{10/} устранил трудности, связанные с необходимостью использования реалистической ядерной волновой функции, он извлек четыре ядерных формфактора, входящих в оптический потенциал, из электрических и магнитных формфакторов ядер ^3He и ^3H . Поскольку электромагнитные формфакторы в большой степени отражают структуру ядерной волновой функции^{11/}, то неудивительно, что вычисления в импульсном пространстве (MS) работы^{10/} демонстрируют те же черты, что и вычисления в координатном пространстве^{8/}. Более того, вероятно, благодаря более реалистической параметризации элементарной $\pi\text{-N}$ амплитуды, оказалось возможным успешно описать также и $\pi^- - ^3\text{He}$ -рассеяние при довольно низких энергиях / $E \leq 100$ МэВ / - в той области, где CS-модель не работает достаточно хорошо. И, наконец, Р.Ландау предложил использовать упругое $\pi^- - ^3\text{He}$ -рассеяние для определения магнитного радиуса ядра ^3He и решить таким образом проблему расхождения между несколькими экспериментальными значениями радиуса, полученными в экспериментах по рассеянию электронов.

В этой работе мы представляем экспериментальное и теоретическое исследование упругого $\pi^- - ^3\text{He}$ -рассеяния в районе Δ_{33} -резонанса. При этом обращаем особое внимание на общие черты пионного и электронного упругого рассеяния на трехнуклонной системе и детально обсуждаем экспериментальные и теоретические проблемы, связанные с извлечением магнитных характеристик ядер из рассеяния пионов.

Дифференциальные сечения упругого $\pi^- - ^3\text{He}$ -рассеяния были измерены при энергии пионов в лабораторной системе координат $T_{\pi \text{ лаб.}} = 145, 180$ и 195 МэВ. Предыдущие измерения в энергетической области, близкой к максимуму Δ_{33} -резонанса, были дополнены измерениями при $T = 180$ МэВ. Кроме того, предшествующие измерения^{12/}, выполненные при энергиях $T = 145$ и 195 МэВ, были дополнены новыми данными, так что теперь сечения определены со значительно меньшими ошибками. Экспериментальные данные представлены в разделе 2.

В области минимума дифференциальные сечения $\pi^- - ^3\text{He}$ -рассеяния довольно чувствительны к вариациям примеси D-волны^{8/} и, следовательно, чувствительны также к вариациям ядерного магнитного формфактора^{10/}. Следовательно, можно попытаться найти зависимость от q^2 ядерного магнитного формфактора, исходя из степени заполнения минимума в экспериментальных сечениях $\pi^- - ^3\text{He}$ -рассеяния / q - переданный им-

пульс/. В этом состоит суть предложения Р.Ландау. На практике такая процедура могла бы, вероятно, дать только величину ядерного магнитного радиуса. Однако при этом возникает вопрос - не будут ли эффекты, которыми обычно пренебрегают при расчетах по оптической модели, также давать вклад в заполнение минимума. В таком случае определение магнитного радиуса становится нереальным. Среди эффектов такого сорта наиболее вероятными являются поправки высших порядков к оптическому потенциалу /например, поправки к виртуальным ядерным возбуждениям/ и прежде всего - эффекты, связанные с мезон-обменными токами.

О величине мезон-обменных эффектов, влияющих на пион-ядерное рассеяние, практически ничего не известно, и в наших расчетах мы будем ими пренебрегать. С другой стороны, мезон-обменные члены делают вклад в магнитные формфакторы ядер ^3He и ^3H на уровне 10-15%. По нашему мнению, электромагнитные вклады от мезонного обмена следует вычитать из экспериментальных электрических и особенно магнитных формфакторов, прежде чем использовать последние в оптической модели. В противном случае в наших начальных условиях будет содержаться информация о процессе, которая относится скорее к электрон-ядерному, чем к пион-ядерному рассеянию. В разделе 3 проводится процедура вычитания упомянутого типа. Мы параметризуем электромагнитный вклад от мезонного обмена с помощью простых феноменологических формул и обсудим свой-действия. В разделе 4 рассматриваются ядерные формфакторы с поправками на эффекты мезонного обмена. В разделе 5 результаты наших расчетов сравниваются с экспериментальными данными. Выясняется чувствительность дифференциальных сечений $\pi^- - ^3\text{He}$ -рассеяния к вариациям входных данных, при этом обсуждается возможность определения ядерного магнитного радиуса.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

На стримерной камере, управляемой сцинтилляционными счетчиками, были получены новые данные по упругому рассеянию π^- -мезонов на ядре ^3He при энергиях 145, 180 и 195 МэВ. Измерения проводились в интервале углов от 35° до 135° в системе центра масс. Измерения были выполнены на гелиевой стримерной камере высокого давления, экспонированной в пучке пионов от синхроциклотрона ОИЯИ. Описание установки, характеристики пучка, процедуры измерений и отбора событий даны в наших предыдущих работах^{1,2/}.

Таблица 1
Дифференциальные сечения упругого $\pi^- - {}^3\text{He}$ -рассеяния
при различных энергиях

град	145 МэВ	
	мб/ср	мб/ср
35,5	12,22	1,16
40,9	9,6	0,89
46,2	7,40	0,74
51,6	5,75	0,72
56,9	3,38	0,50
62,1	2,40	0,45
67,4	1,84	0,38
72,6	1,14	0,28
77,7	1,09	0,31
82,8	0,54	0,21
87,8	0,62	0,22
92,9	0,30	0,15
97,9	0,92	0,27
102,8	0,90	0,26
107,7	0,82	0,24
112,6	0,69	0,21
117,4	0,46	0,16
122,2	0,66	0,22
127,0	0,43	0,17
131,7	0,37	0,16
136,4	0,42	0,17
141,1	0,32	0,13
145,7	0,16	0,06
150,3	0,16	0,06

180 МэВ

35,8	13,68	0,96
41,3	7,87	0,64
46,7	4,94	0,46
52,0	2,68	0,31
57,4	1,51	0,22
62,7	0,79	0,16

Мы сохранили ширину интервала при построении угловых распределений равной 5° . Было получено 564 события при энергии 145 МэВ, 714 событий при энергии 180 МэВ и 975 событий упругого рассеяния - при энергии 195 МэВ. Поскольку в приведенных экспозициях статистическая точность выше, чем в предыдущих, в том числе и при рассеянии на большие углы, то мы более детально рассмотрели вопросы, связанные с поправками к угловым распределениям в диапазоне больших углов.

При построении угловых распределений мы произвели суммирование новых данных с ранее полученными нами результатами при энергиях 145 /всего 183 случая/ и 198 МэВ /всего 161 случай/. Соответственно в окончательные результаты вошло 747 случаев упругого рассеяния при энергии 145 МэВ, 714 случаев при 180 МэВ и 1136 случаев при 195 МэВ. Новые и предыдущие измерения при энергиях 145 и 195 МэВ совпадают достаточно хорошо, поэтому суммирование является оправданной операцией. Полученные значения дифференциальных сечений при трех энергиях приведены в табл. 1 и показаны на рис. 3 и 4. Эти угловые распределения находятся в достаточно хорошем согласии с последними измерениями, выполненными двумя коллективами авторов в области углов $25-60^\circ$ и в области углов $75-135^\circ$ /3,4/. Измерения выполнены при рассеянии пионов на ${}^3\text{He}$ при одной энергии /131 МэВ/, а также при рассеянии пионов на тритии при нескольких энергиях.

По измеренным дифференциальным сечениям было проведено интегрирование с использованием полиномов Лежандра в диапазоне углов $0-180^\circ$. Полученные значения полных сечений упругого рассеяния оказались равными:

- 39,3 \pm 1,4 мбн при 145 МэВ
- 39,2 \pm 1,5 мбн при 180 МэВ
- 38,1 \pm 1,1 мбн при 195 МэВ.

Здесь указаны статистические ошибки, при этом остается неопределенной ошибка экстраполяции на малые и большие углы. Полученные значения полных сечений оказались несколько выше, чем ранее измеренные при меньшей статистике /25/.

3. ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

При конструировании оптической модели обычно начинают с элементарной пион-нуклонной амплитуды

$$f(\vec{k}_f, \vec{k}_i, \omega(\vec{k}_0)) = f_{\text{coil}}(\vec{k}_f - \vec{k}_i) + B_0 + (\vec{t} \cdot \vec{r}) B_T + i\sigma \cdot [\vec{v}_1 \times \vec{v}_f] (B_S + (\vec{t} \cdot \vec{r}) B_{ST}).$$

/3.1/

Продолжение табл. 1

град	мб/ср	мб/ср
67,9	0,56	0,13
73,1	0,54	0,13
78,3	0,14	0,07
83,4	0,25	0,09
88,5	0,24	0,09
93,5	0,19	0,08
98,5	0,21	0,08
103,4	0,15	0,07
108,3	0,13	0,07
113,1	0,20	0,08
117,9	0,14	0,08
122,7	0,12	0,07
127,4	0,08	0,06
132,1	0,07	0,06
136,8	0,15	0,08
141,4	0,09	0,07
146,0	0,28	0,17
150,6	0,14	0,11

195 МэВ

36,1	11,0	0,63
41,6	7,33	0,47
47,0	4,59	0,35
52,4	3,04	0,27
57,8	1,33	0,17
63,1	1,04	0,16
68,4	0,64	0,12
73,6	0,36	0,09
78,7	0,38	0,11
83,9	0,27	0,09
88,9	0,25	0,09
94,0	0,13	0,07
98,9	0,11	0,07
103,9	0,16	0,07
108,7	0,10	0,06
113,6	0,21	0,09
118,4	0,15	0,07

Продолжение табл. 1

град	мб/ср	мб/ср
123,1	0,11	0,06
127,8	0,17	0,08
132,5	0,04	0,04
137,1	0,21	0,09
141,7	0,13	0,07
146,3	0,05	0,06
150,8	0,04	0,04
155,4	0,16	0,16

которая предполагается известной в системе центра масс пиона и нуклона /2 см/ для величин импульсов пиона k_f , k_i и энергий $\omega(k_0)$. Здесь t - оператор изоспина пиона, а σ и τ - нуклонные спиновые и изоспиновые матрицы Паули. Далее $\vec{v}_1 = \vec{k}_1/k_1$ и $\vec{v}_f = \vec{k}_f/k_f$. Мы используем простую параметризацию вне массовой поверхности:

$$B_0 = B_0(\vec{k}_f, \vec{k}_i, \omega(k_0)) = \sum b_{0,\ell}(k_0) \frac{g_\ell(k_f)g_\ell(k_i)}{g_\ell^2(k_0)} P_\ell(\vec{v}_f \cdot \vec{v}_i), \quad /3.2/$$

где

$$b_{0,\ell}(k_0) = \frac{1}{3} [(\ell+1)(2f_{\ell,3/2}^{(+)} + f_{\ell,1/2}^{(+)}) + \ell(2f_{\ell,3/2}^{(-)} + f_{\ell,1/2}^{(-)})] \quad /3.3/$$

есть комбинация парциальных π -N амплитуд на массовой поверхности.

Аналогичные выражения имеют место также для B_T , B_S и B_{ST} . Зависимость π -N амплитуды вне массовой поверхности от импульсов k_f и k_i была выбрана в сепарабельной форме:

$$g_\ell(k) = k^\ell / (1 + a^2 k^2)^2, \quad a^2 = 0,056 \text{ Фм}^2, \quad /3.4/$$

что приемлемо в районе Δ_{33} /12/ по крайней мере для P-волны в пион-нуклонном рассеянии. В наших вычислениях учитываются парциальные амплитуды при $\ell = 0, 1$ и 2 , полученные на основе набора фаз CERN-TH/18/.

Оптический потенциал

$$\langle \vec{Q}' | V(E(Q_0)) | \vec{Q} \rangle = A \langle \vec{Q}' | t(E(Q_0)) | \vec{Q} \rangle \quad /3.5/$$

конструируется из матрицы π -N рассеяния $t(E(Q_0))$, ядерной волновой функции основного состояния $|0\rangle$ в системе центра масс пион-ядро /мы обозначаем ее как АСМ/. Поэтому, исполь-

зую стандартную технику ^{14/}, мы выражаем все кинематические переменные в терминах импульса пиона \vec{Q}' , \vec{Q} и \vec{Q}_0 в системе АСМ:

$$\vec{k}_f = \mu(Q', \kappa) \left(\frac{\vec{Q}'}{E_\pi(Q')} - \frac{\vec{\kappa}'}{E_N(\kappa)} \right), \quad \vec{k}_i = \mu(Q, \kappa) \left(\frac{\vec{Q}}{E_\pi(Q)} - \frac{\vec{\kappa}}{E_N(\kappa)} \right) / 3.6a/$$

$$\omega(k_0) = \sqrt{(E_\pi(Q_0) + E_N(Q_0/A))^2 - Q_0^2(1 - 1/A)^2}, \quad /3.6b/$$

где полная энергия пиона и нуклона обозначена через E_π и E_N соответственно, а

$$\mu(Q, \kappa) = \frac{E_\pi(Q) \cdot E_N(\kappa)}{\sqrt{(E_\pi(Q) + E_N(\kappa))^2 - (\vec{Q} + \vec{\kappa})^2}}. \quad /3.7/$$

Далее, пусть A - число нуклонов. Для того, чтобы избежать утомительного интегрирования по импульсам нуклона $\vec{\kappa}$ и $\vec{\kappa}'$ в уравнении /3.5/, мы заменяем их в уравнениях /3.6a/ эффективными значениями ^{10,15/}:

$$\vec{\kappa}'_{\text{eff}} = -\frac{\vec{Q}'}{A} + \frac{A-1}{2A}(\vec{Q} - \vec{Q}'), \quad \vec{\kappa}_{\text{eff}} = -\frac{\vec{Q}}{A} - \frac{A-1}{2A}(\vec{Q} - \vec{Q}'). \quad /3.8/$$

Используя эту улучшенную версию статической аппроксимации, получаем результирующий оптический потенциал:

$$\begin{aligned} \langle \vec{Q}' | V(E(Q_0)) | \vec{Q} \rangle &= V_{\text{coul}}(\vec{Q}' - \vec{Q}) + AW_1 \{ B_0 h_0(Q) + \frac{2}{A}(\vec{t} \cdot \vec{T}) B_T h_T(Q) + \\ &+ \frac{2}{A} \vec{J} \cdot [\vec{v}_i \times \vec{v}_f] (B_S \alpha_S h_S(Q) + 2(\vec{t} \cdot \vec{T}) B_{ST} \alpha_{ST} h_{ST}(Q)) \}. \end{aligned} \quad /3.9/$$

Коэффициент трансформации W_1 имеет вид ^{14/}:

$$W_1 = \sqrt{\frac{m(Q') m(Q)}{\mu(Q', \kappa') \mu(Q, \kappa)}},$$

где

$$m(Q) = E_\pi(Q) E_A(Q) / (E_\pi(Q) + E_A(Q))$$

и $E_A(Q)$ - полная энергия ядра. Оптический потенциал в выражении /3.9/ является пока еще оператором в изоспиновом пространстве пиона, спиновом (\vec{J}) и в изоспиновом (\vec{T}) пространстве ядра. При выводе уравнения /3.9/ мы принимаем, что $J \leq 1/2$ и $T \leq 1/2$.

10

Ядерная структура входит в оптический потенциал /3.9/ через четыре формфактора ^{8/}

$$h_j(Q) = \langle 0(JT) | \exp(i\vec{r}_1 \cdot \vec{Q}) \Omega_j | 0(JT) \rangle / \langle 0(JT) | \Omega_j | 0(JT) \rangle, \quad /3.10/$$

здесь $j=0, T, S$ и ST , а две нормировочные константы ($\alpha_0 \equiv \alpha_T = 1$)

$$\alpha_S = \langle 0(JT) | \Omega_S | 0(JT) \rangle, \quad \alpha_{ST} = \langle 0(JT) | \Omega_{ST} | 0(JT) \rangle, \quad /3.11/$$

где $\Omega_0=1$, $\Omega_T=r_3$, $\Omega_S=\sigma_3$ и $\Omega_{ST}=\sigma_3 r_3$. Операторы Ω_S , Ω_T и Ω_{ST} действуют на спиновые и изоспиновые проекции нуклона, обозначенные индексом "1". Символ $|0(JT)\rangle$ обозначает ядерные волновые функции, взятые при максимальных проекциях переменных /т.е. $J_z=J$ и $T_z=T$ в уравнениях /3.10/ и /3.11//.

Для полноты следует упомянуть, что при преобразовании из системы 2 CM в АСМ π -N амплитуда с переворотом спина дает также вклад в скалярную часть оптического потенциала. Однако соответствующие члены воздействуют на π^- - ^3He -рассеяние в минимальной степени ^{8/}, и мы пренебрегаем ими в уравнении /3.9/.

Если ядерные формфакторы $h_j(Q)$, $j=0, T, S$ и ST либо вычисляются в некоторой ядерной модели, либо определяются из эксперимента, то уравнение

$$\langle \vec{Q}' | T(E) | \vec{Q}_0 \rangle = \langle \vec{Q}' | v(E) | \vec{Q}_0 \rangle - \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{\langle \vec{Q}' | v(E) | \vec{Q} \rangle \langle \vec{Q} | T(E) | \vec{Q}_0 \rangle d^3\vec{Q}}{E - E(\vec{Q}) + i\epsilon} \frac{1}{m(\vec{Q})}, \quad /3.12/$$

может быть решено для пион-ядерной амплитуды рассеяния $T(E)$ ($E=E(Q_0)$), и дифференциальное сечение упругого рассеяния получается просто в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\langle \vec{Q}' | T(E) | \vec{Q} \rangle|^2. \quad /3.13/$$

В наших вычислениях также учитываются кулоновские эффекты с использованием процедуры из работы ^{18/}.

4. ЯДЕРНЫЕ ФОРМФАКТОРЫ С ПОПРАВКАМИ НА ЭФФЕКТЫ МЕЗОННОГО ОБМЕНА

В этом разделе мы рассмотрим электромагнитные свойства ядер ^3He и ^3H . Делается попытка извлечь ядерные формфакторы из данных по рассеянию электронов, принимая во внимание эффекты мезонного обмена в электрон-ядерном рассеянии.

11

В однофотонном приближении упругие сечения $e^{-3}\text{He}$ и $e^{-3}\text{H}$ даются известной формулой Розенблюта^{/11/}, где ядерная структура характеризуется четырьмя формфакторами:

$$F_{3\text{He}}(q) = \frac{3}{4}(f_p(q) + f_n(q))h_0(q) + \frac{1}{4}(f_p(q) - f_n(q))h_T(q) + X_{3\text{He}}(q), \quad /4.1/$$

$$F_{3\text{H}}(q) = \frac{3}{2}(f_p(q) + f_n(q))h_0(q) - \frac{1}{2}(f_p(q) - f_n(q))h_T(q) + X_{3\text{H}}(q), \quad /4.2/$$

$$\mu_{3\text{He}} G_{3\text{He}}(q) = \frac{a_S}{2}(\mu_p g_p(q) + \mu_n g_n(q))h_S(q) + \quad /4.3/$$

$$+ \frac{a_{ST}}{2}(\mu_p g_p(q) - \mu_n g_n(q))h_{ST}(q) + Y_{3\text{He}}(q), \quad /4.4/$$

$$\mu_{3\text{H}} G_{3\text{H}}(q) = \frac{a_S}{2}(\mu_p g_p(q) + \mu_n g_n(q))h_S(q) -$$

$$- \frac{a_{ST}}{2}(\mu_p g_p(q) - \mu_n g_n(q))h_{ST}(q) + Y_{3\text{H}}(q).$$

В уравнениях /4.1-4.4/ электрические и магнитные формфакторы нуклона обозначены как $f_N(q)$ и $g_N(q)$. В наших расчетах мы приняли следующие значения магнитных моментов /в ядерных магнетонах/:

$$\mu_p = 2,79277 \quad \mu_n = -1,91299 \quad /4.5a/$$

$$\mu_{3\text{He}} = -2,1274 \quad \mu_{3\text{H}} = 2,9786 \quad /4.5b/$$

Ядерные и нуклонные формфакторы нормализованы условиями:

$$F_{3\text{He}}(0) = F_{3\text{H}}(0) = G_{3\text{He}}(0) = G_{3\text{H}}(0) = f_p(0) = g_p(0) = g_n(0) = h_j(0) = 1$$

$$j = 0, S, T, ST; \quad f_n(0) = 0. \quad /4.6/$$

Обмен фотонами между электроном и нуклоном, связанным в ядре, дает главный вклад в электрический и магнитный формфакторы /4.1-4.4/. Если бы электрон-ядерное рассеяние шло только через этот механизм, то было бы возможно установить однозначную связь между формфакторами $h_j(q)$, $j=0, T, S$ и ST , а также электромагнитными формфакторами /4.1-4.4/, определенными из электрон-ядерных экспериментов. Однако может произойти обмен фотоном между электроном и виртуальными пионами, переносящими ядерные силы. Соответствующие члены обозначены как $X(q)$ и $Y(q)$ в уравнениях /4.1-4.4/.

Вследствие сохранения заряда должно иметь место равенство $X_{3\text{He}}(0) = X_{3\text{H}}(0) = 0$. Последние вычисления^{/17/}, по-видимому, указывают на то, что поправки на мезонный обмен к электри-

ческим формфакторам $F_{3\text{He}}(q)$ и $F_{3\text{H}}(q)$ незначительны в районе $q^2 \leq 10 \text{ Фм}^{-2}$. Таким образом, мы пренебрегаем членами $X_{3\text{He}}(q)$ и $X_{3\text{H}}(q)$ при нашем дальнейшем рассмотрении.

Иная ситуация имеет место при магнитных формфакторах. Для того, чтобы оценить величины $Y_{3\text{He}}(0)$ и $Y_{3\text{H}}(0)$,

$$Y_{3\text{He}}(0) = \mu_{3\text{He}} - \frac{1}{2}\{a_S(\mu_p + \mu_n) + a_{ST}(\mu_p - \mu_n)\}, \quad /4.6a/$$

$$Y_{3\text{H}}(0) = \mu_{3\text{H}} - \frac{1}{2}\{a_S(\mu_p + \mu_n) - a_{ST}(\mu_p - \mu_n)\}, \quad /4.6b/$$

необходимо разложить волновую функцию трехнуклонного основного состояния на ее главные компоненты:

$$\Psi_{TTz} = P_S \Psi_{TTz}^{(S)} + P_S' \Psi_{TTz}^{(S')} + P_D \Psi_{TTz}^{(D)}. \quad /4.7/$$

Наиболее корректные вычисления для трех тел^{/18/}, основанные на использовании уравнений Фаддеева, дают следующие величины для весов состояний: $S(L=0, [3])$, $S'(L=0, [21])$ и $D(L=2, [21])$:

$$P_S^2 = 0,016, \quad P_D^2 = 0,0877, \quad P_S'^2 = 1 - P_S^2 - P_D^2 = 0,8963. \quad /4.8/$$

Далее имеет место

$$a_S = 1 - 2P_D^2, \quad a_{ST} = -1 + \frac{4}{3}P_S'^2 + \frac{2}{3}P_D^2. \quad /4.9/$$

Используя величины /4.5/ и /4.8/, мы получаем из уравнений /4.6/ и /4.9/:

$$Y_{3\text{He}}(0) = -0,3250 \quad Y_{3\text{H}}(0) = 0,4507. \quad /4.10/$$

Таким образом, вкладом членов мезонного обмена вряд ли можно пренебрегать при получении формфакторов $h_S(q)$ и $h_{ST}(q)$ из уравнений /4.3/ и /4.4/.

В полной аналогии с пион-ядерным рассеянием возникают малые вклады к ядерным магнитным формфакторам от скалярной части амплитуды $e-N$ -рассеяния. Так как эти члены в уравнениях /4.2/ и /4.3/ точно не учтены, то величины $Y_{3\text{He}}(0)$ и $Y_{3\text{H}}(0)$, уравнения /4.10/ содержат также одноклонные вклады $0,0484 \cdot (2P_D^2/3)$ и $0,0292 \cdot (P_D^2/3)$ соответственно.

Наша конечная задача заключается в выражении ядерных формфакторов $h_j(q)$, $j=0, T, S$ и ST в терминах электрических и магнитных формфакторов /4.1-4.4/, которые могут быть извлечены из данных по электронному рассеянию. Поэтому необходимо определить зависимость мезон-обменных поправок

от переданного импульса. Естественно предположить, что вклад от мезонного обмена наиболее эффективен, когда виртуальный мезонный обмен имеет место между двумя нуклонами, расположенными почти в одной точке пространства. Иными словами, мы предполагаем, что поправки за счет мезонного обмена в координатном пространстве пропорциональны квадрату плотности распределения нуклонов в ядре. Принимая для ядерной плотности $\rho(r)$ простую форму

$$\rho(r) = \frac{1}{(a^2 \pi)^{3/2}} \exp(-r^2/a^2), \quad /4.11/$$

мы будем иметь следующие выражения:

$$Y_{3\text{He}}(q) = Y_{3\text{He}}(0) \exp(-a^2 q^2/8), \quad /4.12a/$$

$$Y_{3\text{H}}(q) = Y_{3\text{H}}(0) \exp(-a^2 q^2/8). \quad /4.12b/$$

Здесь $Y_{3\text{He}}(0)$ и $Y_{3\text{H}}(0)$ определены в /4.10/, а значение $a = 1,486$ фм получено из массового радиуса^{8/} $R_m = 1,78$ фм для системы из трех нуклонов. Следует заметить, что радиус поправок за счет мезонного обмена /4.12/ $R_{e.c.} = a\sqrt{3}/2 = 1,287$ фм значительно меньше, чем массовый радиус.

Нуклонные формфакторы могут быть параметризованы с хорошей точностью^{18/} в виде

$$f_p(q) = g_p(q) = g_n(q) \equiv g(q) = (1 + \beta q^2)^{-2}, \quad \beta = 0,0548 \quad /4.13a/$$

$$f_n(q) \equiv 0. \quad /4.13b/$$

Тогда результирующие выражения для ядерных формфакторов могут быть получены в таком виде:

$$h_O(q) = (2F_{3\text{He}}(q) + F_{3\text{H}}(q))/3g(q), \quad /4.14a/$$

$$h_T(q) = (2F_{3\text{He}}(q) - F_{3\text{H}}(q))/g(q). \quad /4.14b/$$

$$\alpha_S h_S(q) = \frac{\mu_{3\text{He}} G_{3\text{He}}(q) + \mu_{3\text{H}} G_{3\text{H}}(q) - Y_{3\text{He}}(q) - Y_{3\text{H}}(q)}{(\mu_p + \mu_n)g(q)}, \quad /4.14в/$$

$$\alpha_{ST} h_{ST}(q) = \frac{\mu_{3\text{He}} G_{3\text{He}}(q) - \mu_{3\text{H}} G_{3\text{H}}(q) - Y_{3\text{He}}(q) + Y_{3\text{H}}(q)}{(\mu_p - \mu_n)g(q)} \quad /4.14г/$$

из уравнений /4.1-4.4/, /4.12/ и /4.13/. Прежде чем оценивать ядерные формфакторы из /4.14/, необходимо определить наши исходные экспериментальные данные, а именно - элект-

рические и магнитные формфакторы трехнуклонной системы. Следуя Маккарти и др.^{20/}, мы параметризовали четыре формфактора простой формулой

$$e^{-A^2 q^2} - B^2 q^2 e^{-C^2 q^2}, \quad /4.15/$$

с помощью которой экспериментальные данные хорошо фитируются в районе $q^2 \leq 8$ фм⁻².

В табл. 2 приведены использованные величины коэффициентов A, B и C.

Таблица 2

Параметризация электрических и магнитных формфакторов

	A, фм	B, фм	C, фм	$R_{e(m)}(^3\text{N}), \text{фм}$
$F_{3\text{He}}$	0,675	0,366	0,836	$1,88 \pm 0,05$ ^{20/}
$G_{3\text{He}}$	0,654	0,456	0,821	$1,95 \pm 0,11$ ^{20/}
$F_{3\text{H}}$	0,491	0,490	0,612	$1,70 \pm 0,05$ ^{21/}
$G_{3\text{H}}$	0,490	0,491	0,613	$1,70 \pm 0,05$ ^{21/}

Для формфакторов $F_{3\text{He}}(q)$ и $G_{3\text{He}}(q)$ коэффициенты A, B и C были получены Маккарти и др.^{20/} из их эксперимента по измерению упругого $e-^3\text{He}$ -рассеяния. Остающиеся коэффициенты A, B и C мы получили из единственного эксперимента по $e-^3\text{H}$ -рассеянию, выполненного Коллардом и др.^{21/}. Среднеквадратичные радиусы, соответствующие ядерному, электрическому и магнитному формфакторам, также представлены в табл. 2.

В то время как в современных экспериментах электрические формфакторы измерены довольно хорошо, магнитные формфакторы измерены со значительной неопределенностью. Даже магнитные радиусы $R_m(^3\text{He})$, определенные из двух существующих экспериментов, довольно заметно различаются /были получены величины $1,95 \pm 0,11$ фм^{20/} и $1,74 \pm 0,10$ фм^{21/} /.

В основном мы использовали в вычислениях по оптической модели результаты последнего эксперимента по измерению магнитного формфактора^{20/}. Мы также исследовали, могут ли данные по упругому $\pi-^3\text{He}$ -рассеянию быть использованы для того, чтобы можно было сделать определенный выбор между этими двумя величинами радиуса $R_m(^3\text{He})$.

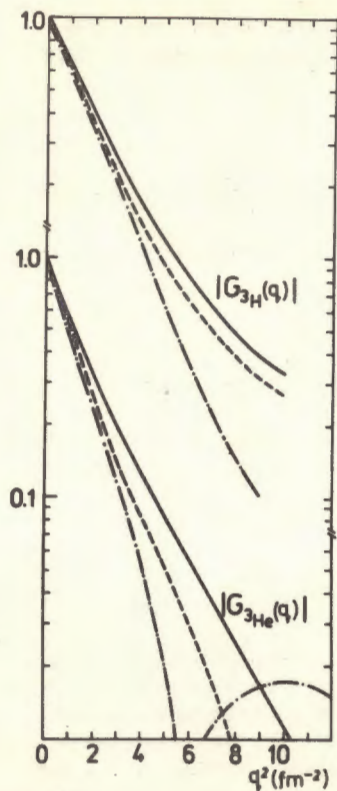


Рис. 1. Магнитные формфакторы ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$. ——— параметризация экспериментальных данных ^{20,21/}. Формфакторы сильного взаимодействия $G_{3\text{He}}(q)$ и $G_{3\text{H}}(q)$. - - - $R_{e.c.} = 1,287$ фм. - · - · $R_{e.c.} = 1,030$ фм.

В качестве проверки состоятельности нашей параметризации мезон-обменных поправок /уравнение /4.12// мы провели сравнение /рис. 1/ экспериментальных магнитных формфакторов $G_{3\text{He}}(q)$ и $G_{3\text{H}}(q)$ /сплошная линия/ с величиной $G_{3\text{He}}'(q) = (\mu_{3\text{He}} G_{3\text{He}}(q) - Y_{3\text{He}}(q)) / (\mu_{3\text{He}} - Y_{3\text{He}}(0))$ и величиной $G_{3\text{H}}'(q)$, определенной таким же образом, как $G_{3\text{He}}'$ /пунктирная кривая/. Если убрать мезонные поправки, то формфакторы уменьшаются более быстро с увеличением q^2 , а положение минимума будет двигаться к меньшим значениям величин q^2 . Подобное поведение имеют ядерные магнитные формфакторы, вычисленные по теории Фаддеева, в которые также включены эффекты мезонного обмена. Фактически, если радиус поправок для $Y_{3\text{He}}(q)$ и $Y_{3\text{H}}(q)$ несколько уменьшить /взять $a = 1,189$ фм в уравнении /4.12/ вместо $a = 1,484$ фм/, то формфакторы $G_{3\text{He}}(q)$ и $G_{3\text{H}}(q)$ /штрих-пунктирная кривая/ очень похожи на те, которые были вычислены Баррозо и Хаджимихаэлем ^{22/} с исполь-

зованием микроскопической волновой функции. Сравнение убедительно показывает, что формфакторы $h_j(q)$, $j=0, T, S$ и ST дают нам "чистую" ядерную информацию, и что, используя их в оптическом потенциале, мы не вносим в нашу модель неправильностей при учете в пион-ядерном рассеянии мезон-обменных поправок электромагнитной природы.

Полезно изучить поведение плотностей $h_j(r)$, связанных преобразованием Фурье с соответствующими формфакторами $h_j(q)$. Распределение плотности массы $h_0(r)$ трехнуклонной системы показано на рис. 2. Там же графически изображены следующие величины:

$$\rho_p(r) = \frac{1}{2} + \frac{1}{6} \frac{h_T(r)}{h_0(r)}, \quad \rho_n(r) = \frac{1}{2} - \frac{1}{6} \frac{h_T(r)}{h_0(r)},$$

$$\rho_S(r) = \frac{1}{2} + \frac{1}{6} \frac{h_S(r)}{h_0(r)}.$$

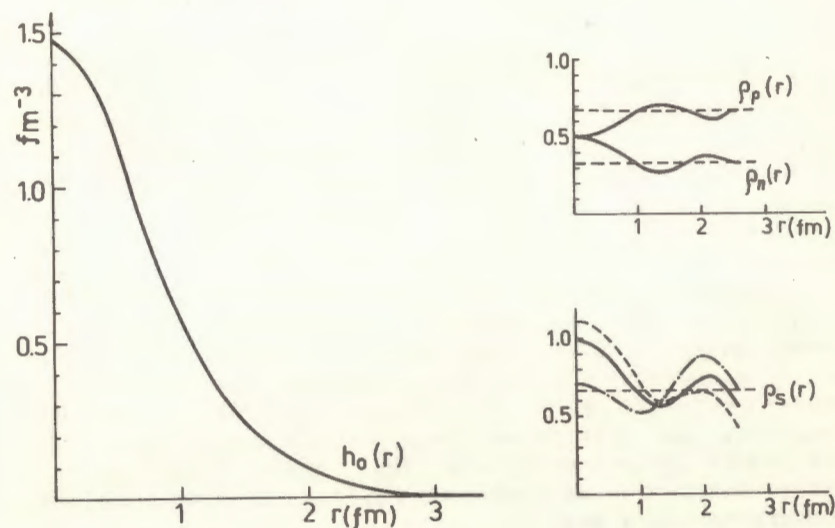


Рис. 2. Ядерная плотность и распределение протонов, нейтронов и спина. Распределение $\rho_S(r)$ показано для трех значений магнитного радиуса: ——— $R_m({}^3\text{He}) = 1,95$ фм, - - - $R_m({}^3\text{He}) = 2,17$ фм, - · - · $R_m({}^3\text{He}) = 1,73$ фм.

Здесь $\rho_p(r)$, $\rho_n(r)$ и $\rho_S(r)$ обозначают соответственно вероятность найти протон, нейтрон или же обнаружить нуклон с проекцией спина, параллельной ядерному спину в ядре ${}^3\text{He}$. Вероятность $\rho_S(r)$ была вычислена для трех различных величин магнитного радиуса $R_m({}^3\text{He})$. Магнитные формфакторы, соответствующие величинам $R_m({}^3\text{He}) = 2,17$ и $1,73$ Фм, были получены из выражения /4.15/ путем умножения на величину $\exp(\pm \Delta R^2 q^2/6)$. Так как параметризация /4.15/ электрического и магнитного формфакторов не является справедливой в районе $q^2 \geq 8$ Фм $^{-2}$, то величины, показанные на рис.2, недостаточно определены, скажем, при $r \leq 0,7$ Фм. Если ядерное основное состояние содержит только S-состояние, то вероятности $\rho_p(r)$, $\rho_n(r)$ и $\rho_S(r)$ достигнут постоянной величины /это также показано на рис. 2/. Отклонение наших $\rho_p(r)$, $\rho_n(r)$ и $\rho_S(r)$ от этих постоянных согласуется с хорошо известным фактом /11/, что различие между $h_O(r)$ и $h_T(r)$ обусловлено главным образом малой примесью S'-состояния, в то время как за разницу между $h_S(r)$ и $h_O(r)$ ответственны, прежде всего, довольно большие компоненты D-состояния ядерной волновой функции.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе мы представим результаты наших расчетов по оптической модели, а также сравним их с нашими экспериментальными данными. На рис. 3 показаны дифференциальные сечения упругого рассеяния π^- ${}^3\text{He}$ при энергии $T = 145$ МэВ. В верхней части рис. 3 показано сечение /сплошная кривая/, полученное по оптической модели путем решения интегрально-го уравнения /3.12/ для матрицы пион-ядерного рассеяния $\langle Q | T(E) | Q \rangle$. Оно сравнивается с результатами двух приближенных решений. Пренебрегая эффектом многократного рассеяния /т.е. полагая $\langle Q' | T(E) | Q \rangle = \langle Q' | V(E) | Q \rangle$ /, мы получаем штрих-пунктирную линию. Из сравнения этих двух кривых можно заключить, что эффекты многократного рассеяния важны даже для такого легкого ядра, как ${}^3\text{He}$. Другой приближенный расчет базируется на уравнении /3.12/, где в функции Грина, представленной в виде

$$\frac{1}{E - E(Q) + i\epsilon} = \frac{P}{E - E(Q)} - i\pi\delta(E - E(Q)), \quad /5.1/$$

мы пренебрегаем членом с интегралом в смысле главного значения /пунктирная линия/. Так как остающаяся часть, связанная с δ -функцией, описывает распространение пиона только на массовой поверхности, то из сравнения сплошной и пунктирной кривых можно заключить, что чувствительность упругого

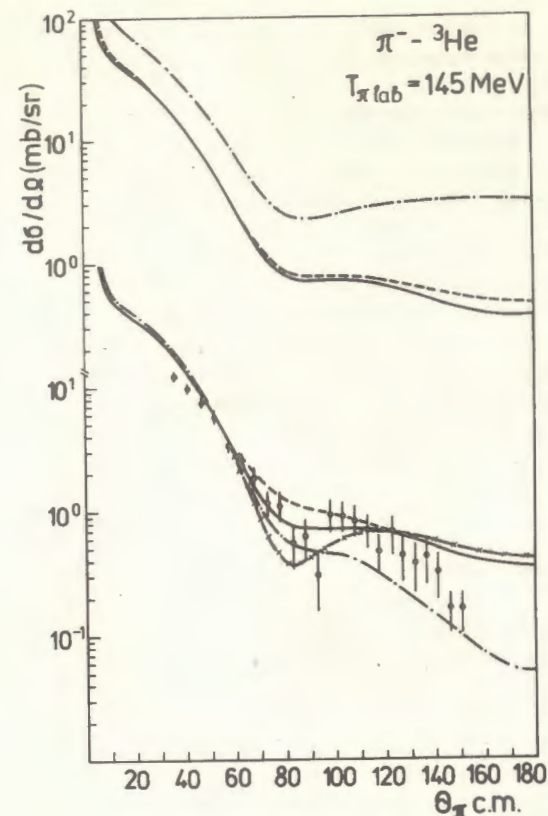


Рис. 3. Упругое π^- ${}^3\text{He}$ -рассеяние при $T_{\text{лаб}} = 145$ МэВ; верхняя часть рисунка: - - - - приближение однократного рассеяния, - - - - распространение пиона на массовой поверхности, ————— - полный результат. Нижняя часть рисунка: - - - - $h_O(q) = h_T(q) = h_S(q) = h_{ST}(q)$, ————— $R_m({}^3\text{He}) = 1,95$ Фм, - - - - $R_m({}^3\text{He}) = 2,17$ Фм, -x-x-x- $R_m({}^3\text{He}) = 1,73$ Фм.

рассеяния к пион-нуклонным эффектам вне массовой поверхности минимальна. Этот вывод справедлив во всей области Δ_{33} -резонанса. Противоположная ситуация наблюдается в энергетическом интервале $E_{\text{лаб}}^{\pi} \leq 100$ МэВ. Однако даже в области Δ_{33} -резонанса "внемассовые" эффекты дают заметный вклад в полное сечение π ${}^3\text{He}$ -взаимодействия и в сечения реакции перезарядки ${}^3\text{He}(\pi^-, \pi^0) {}^3\text{H}$. При вычислении этих трех кривых ядерные формфакторы $h_j(q)$, $j = O, T, S$ и ST были выра-

жены в терминах электрических и магнитных формфакторов. Последние были параметризованы согласно /4.15/ и табл. 2 /т.е. $R_m(^3\text{He})=1,95$ фм/.

Сечение, вычисленное по оптической модели путем точного решения интегрального уравнения /3.12/, показано в нижней части рис. 3 /сплошная линия/ и сравнивается с экспериментальными данными. Показаны также результаты, полученные заменой ядерного магнитного радиуса другими значениями / $R_m(^3\text{He})=1,73$ и $2,17$ фм/. Соответствующие магнитные формфакторы $G_{3\text{He}}(q)$ были вычислены согласно процедуре, описанной в разделе 4. Видно, что чем больше радиус $R_m(^3\text{He})$, тем больше заполняется минимум в дифференциальном сечении. Более заметные изменения происходят, если пренебречь разницей между четырьмя ядерными формфакторами, т.е. принять $h_T(q) = h_S(q) = h_{ST}(q) = h_O(q)$. Соответствующая штрих-пунктирная кривая существенно отличается от точного результата /сплошная кривая/ при углах $\theta > 70^\circ$. Это сравнение отражает главным образом роль примеси S' -состояния в ядерной волновой функции, которая чувствительна к $h_O(q) - h_T(q) \neq 0$. Аналогичный эффект наблюдался в работе /18/, где было показано, что компоненты S' -состояния обуславливают рост сечения в области больших углов рассеяния.

Экспериментальные дифференциальные сечения при энергиях 180 и 195 МэВ и результаты расчетов по оптической модели, полученные при $R_m(^3\text{He})=1,73; 1,95$ и $2,17$ фм, показаны на рис. 4. Прежде всего, отметим роль поправок, связанных с мезон-обменными токами, к ядерным магнитным формфакторам. При вычислении штрих-пунктирной кривой мы использовали экспериментальные формфакторы $G_{3\text{He}}(q)$ и $G_{3\text{H}}(q)$, уравнение /4.15/ и табл. 2 /т.е. $R_m(^3\text{He}) = 1,95$ фм/, однако мы положили $\mu_{3\text{He}} = \mu_n$ и $\mu_{3\text{H}} = \mu_p$, пренебрегая членами $Y_{3\text{He}}(q)$ и $Y_{3\text{H}}(q)$ в уравнениях /4.14в/ и /4.14г/. Аналогичная процедура была принята Р.Ландау /10/, который "пренебрег" мезон-обменными эффектами в экспериментальных магнитных формфакторах. На рис. 4 можно видеть, что штрих-пунктирная кривая лежит близко к результату со значением $R_m(^3\text{He})=2,17$ фм. Следовательно, мезон-обменные эффекты влияют на π^- - ^3He дифференциальные сечения примерно в таких же масштабах, как изменения в радиусе $R_m(^3\text{He})$ в пределах, совместимых с существующими экспериментальными данными по e^- - ^3He -рассеянию. Уже упоминалось, что наши расчеты по оптической модели не очень чувствительны к диапазону изменения мезон-обменных членов $Y_{3\text{He}}(q)$ и $Y_{3\text{H}}(q)$. Если параметр "а" в уравнениях /4.12/ изменяется от $a=1,486$ фм до $a=1,189$ фм, то сечение меняется только на 1-2%. Разница между сплошной и штрих-

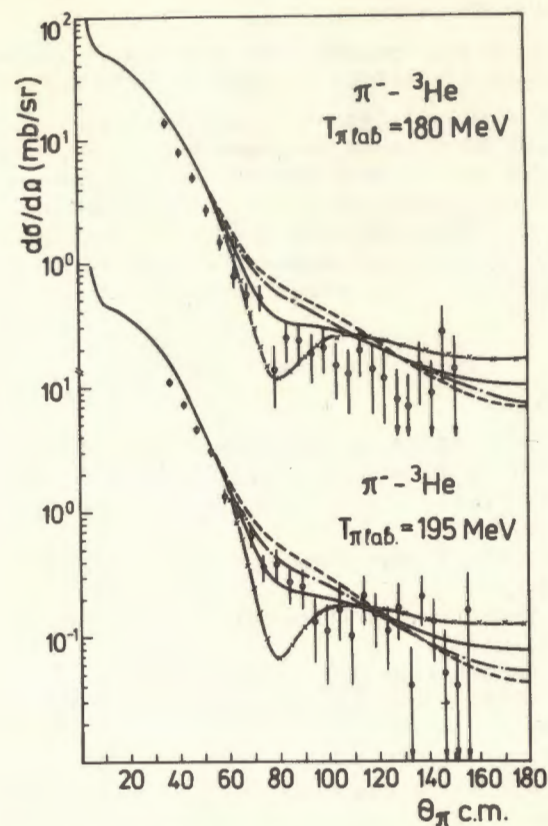


Рис. 4. Упругое π^- - ^3He -рассеяние при $T_{\text{лаб.}} = 180$ и 195 МэВ. — $R_m(^3\text{He}) = 1,95$ фм, - - - $R_m(^3\text{He}) = 2,17$ фм, -x-x- $R_m(^3\text{He}) = 1,73$ фм, ···· $R_m(^3\text{He}) = 1,95$ фм. Мезон-обменными эффектами пренебрегаем.

пунктирной кривыми проявляется главным образом благодаря тому, что постоянные a_S и a_{ST} уравнений /4.14в/ и /4.14г/, принимают различные значения в зависимости от того, вводятся поправки на мезон-обменные эффекты, или же нет.

Мы можем заключить, что наблюдается общее хорошее согласие между экспериментальными данными и предсказаниями оптической модели при всех исследуемых энергиях. Однако реальное определение ядерного магнитного радиуса из данных по пион-

ядерному рассеянию является скорее теоретической, чем экспериментальной проблемой.

Для того, чтобы решить эту проблему, следует учесть поправки на мезон-обменные эффекты в микроскопической модели и оценить величину других эффектов, которые могут влиять на заполнение минимума в сечении. Наиболее вероятные эффекты такого вида связаны с виртуальными ядерными возбуждениями /механизм некогерентного рассеяния/. Наше исследование π^{\pm} - ^3He упругого рассеяния продолжается, и виртуальные ядерные возбуждения будут приняты во внимание при вычислении с оптическим потенциалом второго порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Falomkin I.V. et al. Nuovo Cim., 1974, 24A, p.93.
2. Shcherbakov Yu.A. et al. Nuovo Cim., 1976, 31A, p.262.
3. Nefkens B. et al. 7 Int. Conf. on High Energy Phys. Abstr., 1977, vol. p.79.
4. Nefkens B. et al. Few Body Syst. and Nucl. Forces, 1978, 11, p.189.
5. Mach R., Nichitiu F., Shcherbakov Yu.A. Phys.Lett., 1974, 53B, p.233.
6. Mach R., Sapozhnikov M.G., Shcherbakov Yu.A. Czech.J. of Phys., 1976, B26, p.1248. Sparrow D.A. Phys.Lett., 1975, 58B, p.309.
7. Gibbs W.R. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.2433. Галимзянов Р.М., Исаев В.И., Мусаханов М.М. ЯФ, 1978, 28, с.207.
8. Mach R. Nucl.Phys., 1976, A258, p.513.
9. Elliot J.P. et al. Nucl.Phys., 1968, 121, p.241.
10. Landau R.H. Ann. of Phys., 1975, 92, p.205.
11. Schiff L.I. Ann. of Phys., 1975, 92, p.205. Gibson B.F., Schiff L.I. Phys.Rev., 1965, B26, p.138. Gibson B.F. Phys. Rev., 1965, B1153, p.139.
12. Layson W.H. Nuovo Cim., 1961, 20, p.1207.
13. Almeded S., Lovelace C. Nucl.Phys., 1972, B40, p.157.
14. Heller L., Bohannon G.E., Tahakin F. Phys.Rev., 1976, C13, p.742.
15. Mach R. Conf. on Meson-Nuclear Physics, ed. P.D.Barnes et al., Pittsburg, 1976, p.638.
16. Vincent C.M., Phatek S.C. Phys.Rev., 1974, C10, p.391.
17. Hyuga H., Ohtsubo H., Sato T. Nucl.Phys., 1978, A300, p.242.

18. Brandenburg R.A., Kim Y.E., Tubism A. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.1325.
19. Bartolli R. et al. Riv. del Nuovo Cim., 1972, 2, p.241.
20. McCarthy J.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1970, 25, p.884. Landau R.H. Phys.Rev., 1977, C15, p.2127.
21. Collard H. et al. Phys.Rev., 1965, B57, p.138.
22. Barroso A., Hadjimichael E. Nucl.Phys., 1975, A238, p.422.
23. Анджелеску Т. и др. ОИЯИ, P1-10841, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 сентября 1979 года.