

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С346.48

A-92

4/vm-75

P2 - 8827

А.Атанасов, В.Великов, К.Георгеску, Ф.Никитиу,
Ю.А.Щербаков

2784/2-75

π ^4He -РАССЕЯНИЕ
В ГЛАУБЕРОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

1975

P2 - 8827

А.Атанасов*, В.Великов*, К.Георгеску, Ф.Никитиу,
Ю.А.Щербаков

π ^4He -РАССЕЯНИЕ
В ГЛАУБЕРОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

*Пловдивский государственный университет

В последнее время получено значительное количество новых экспериментальных данных по упругому рассеянию пионов на ${}^4\text{He}$. В ряде экспериментов /1-3/ при энергии пионов около 100 МэВ и в области /3,3/ резонанса были измерены как угловые распределения, так и полные сечения рассеяния.

При теоретическом анализе этих процессов применяются в основном два подхода: а/ оптическая модель с подходяще подобранным потенциалом или с потенциалом, полученным путем приближенного суммирования актов единичного взаимодействия в теории многократного рассеяния /4,5/; ; б/ глауберовская модель /4,6/. Как правило, оба подхода являются в основном нерелятивистскими. В анализе экспериментальных данных /в основном, на ядре ${}^{12}\text{C}$ / на основании обоих подходов получается удовлетворительное соответствие теоретических и экспериментальных дифференциальных сечений рассеяний в области до первого минимума / $\approx 70 \div 80^\circ$ /. При больших углах теоретические кривые заметно расходятся с экспериментальными точками. Это особенно заметно при описании π - ${}^4\text{He}$ -рассеяния при энергиях 110, 180 и 260 МэВ /6/.

В настоящей работе рассматривается описание упругого рассеяния пионов с ядрами ${}^4\text{He}$ в области резонанса /3,3/ на основе глауберовского подхода с учетом релятивистской кинематики. При этом в модели используются следующие предположения: 1/ движение нуклонов, составляющих ядро, происходит значительно медленнее, чем движение налетающей частицы, так, что акт взаимодействия пиона с нуклоном в принципе может описываться квази-

потенциальным уравнением*, а движение нуклонов в ядре - нерелятивистским уравнением Шредингера; 2/ применимость импульсного приближения, т.е. амплитуда рассеяния "пион-нуклон" в ядре равна амплитуде для свободных частиц; 3/ полный фазовый сдвиг, возникающий при прохождении пиона через ядро, представляется в виде суммы фазовых сдвигов на отдельных нуклонах; 4/ пренебрегается переверотом спина, эффектами перезарядки и отдачи ядра; 5/ в течение всего времени прохождения пионов через ядро, нуклоны в ядре считаются покоящимися, а после того, как будет вычислена амплитуда рассеяния на такой системе закрепленных нуклонов, производится усреднение ее по всем возможным положениям нуклонов с помощью волновой функции ядра. Последняя определяется на основе одночастичной осцилляторной оболочечной модели ядра.

В предложенной схеме решения проблемы рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$ существенны два момента: релятивистское описание взаимодействия пиона с нуклоном и учет многократного рассеяния пиона в ядре.

В глауберовском приближении амплитуду рассеяния пиона на нуклоне можно представить в виде:

$$f(\Delta q) = \frac{qW}{2\pi i} \int d^2b e^{i\Delta\vec{q} \cdot \vec{b}} \Gamma(\vec{b}; W). \quad /1/$$

Здесь $\Delta\vec{q} = \vec{q}' - \vec{q}$ - переданный импульс, \vec{b} - вектор, перпендикулярный вектору $\vec{q} + \vec{q}'$, где направление z определяется вектором $\vec{q} + \vec{q}'$, а q^2 является квадратом относительного импульса:

* Квазипотенциальное уравнение /7,8/ совпадает с уравнением Шредингера, в котором сделаны подстановки:

$$m \rightarrow m_W = \frac{m_\pi m_N}{W}, \quad E \rightarrow \frac{q^2}{2m_W}. \quad \text{Следовательно, можно}$$

использовать глауберовскую теорию рассеяния, однако классическое выражение для квадрата относительного импульса заменяется релятивистским /1'/. На энергетической поверхности

$$W = p_\pi^0 + p_N^0 = q_\pi^0 + q_N^0.$$

$$q^2 = \frac{W^4 - 2(m_\pi^2 + m_N^2)W^2 + (m_\pi^2 - m_N^2)^2}{4W^2}. \quad /1'/$$

Амплитуду упругого рассеяния пиона на ${}^4\text{He}$ в глауберовском приближении, по аналогии с нерелятивистским описанием /9/, можно представить в виде:

$$F(\Delta q) = \frac{qW}{i} \int_0^\infty J_0(2qb \sin \frac{\theta}{2}) [(1 + \langle \Gamma(b; W) \rangle)^4 - 1] b db / 2 /$$

где θ и q являются, соответственно, углом рассеяния и импульсом пиона в системе центра масс $\pi-{}^4\text{He}$. Усредненная профилирующая функция дается формулой

$$\langle \Gamma(b; W) \rangle = \frac{i}{2\pi q W} \int e^{i\Delta\vec{q} \cdot \vec{b}} f(\Delta q) \rho(\Delta q) d^2\Delta q, \quad /3/$$

где $f(\Delta q)$ является амплитудой единичного акта рассеяния пиона на нуклоне, а $\rho(\Delta q) = \exp[-\frac{1}{4}a^2(\Delta q)^2]$ представляет собой нуклонный формфактор в ядре. Значение параметра $= 1,37 \text{ Фм}$ мы фиксировали из опытов по рассеянию электронов на ядре ${}^4\text{He}$ /10/.

Разложим $f(\Delta q)$ по парциальным волнам и, ограничиваясь только s - и p -волнами, которые дают основной вклад в упругое рассеяние в рассматриваемой области энергии, получим:

$$f(\Delta q) = \frac{W}{q} [a_{0,1/2} + (2a_{1,3/2} + a_{1,1/2}) \cos \theta],$$

где величины $a_{l,j}$ связаны с фазами $\delta_{l,j}$ посредством уравнений

$$a_{l,j} = e^{i\delta_{l,j}} \sin \delta_{l,j}.$$

Усредняя по изоспину, получаем:

$$f(\Delta q) = C_0 + C_1 (\Delta q)^2, \quad /4/$$

где

$$C_0 = \frac{W}{3q} [2(e^{i\delta_3} \sin \delta_3 + 2e^{i\delta_{33}} \sin \delta_{33} + e^{i\delta_{31}} \sin \delta_{31}) +$$

$$+ e^{i\delta_1} \sin \delta_1 + 2e^{i\delta_{13}} \sin \delta_{13} + e^{i\delta_{11}} \sin \delta_{11}], \quad /5a/$$

$$C_1 = -\frac{W}{3q^3} [2e^{i\delta_{33}} \sin\delta_{33} + e^{i\delta_{31}} \sin\delta_{31} + e^{i\delta_{13}} \sin\delta_{13} + \frac{1}{2} e^{i\delta_{11}} \sin\delta_{11}] \quad /56/$$

Через δ и δ обозначены сдвиги фаз s -волн при $T=1/2$ и $T=3/2$, а сдвиги фаз p -волн обозначены через δ_{11} , δ_{13} , δ_{31} и δ_{33} , где первый индекс равен удвоенному изотопическому спину T/P -состояния, а второй - удвоенному угловому моменту.

Имея в виду /5/ и /4/, определяем $\langle \Gamma(b; W) \rangle$ из /3/ и получаем

$$F(\Delta q) = \frac{qW}{i} \int_0^\infty J_0(2qb \sin \frac{\theta}{2}) \{ [1 + (A + Bb) e^{-b^2/a^2}] - 1 \} b db \quad /6/$$

Здесь

$$A = \frac{2i}{qa^2 W} [C_0 + 4\frac{C_1}{a^2}], \quad B = -\frac{8i}{qa^6 W} C_1.$$

Дифференциальное и полное сечения упругого рассеяния определяются следующими выражениями:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{W^2} |F(\Delta q)|^2, \quad \sigma_{tot} = \frac{4\pi}{qW} \text{Im} F(\theta=0) \quad /7/$$

При вычислениях дифференциального и полного сечений рассеяния данные о фазовых сдвигах были взяты из работы /11/ и интерполированы для значений энергии, при которых были получены экспериментальные данные.

На рис. 1-3 показаны вычисленные дифференциальные сечения для энергий рассеяния 68, 97 и 154 МэВ, а также экспериментальные данные из работ /1,2/. При энергии 68 МэВ рассчитанное дифференциальное сечение рассеяния плохо согласуется с экспериментом. В области больших углов, как в минимуме, так и около него, четко

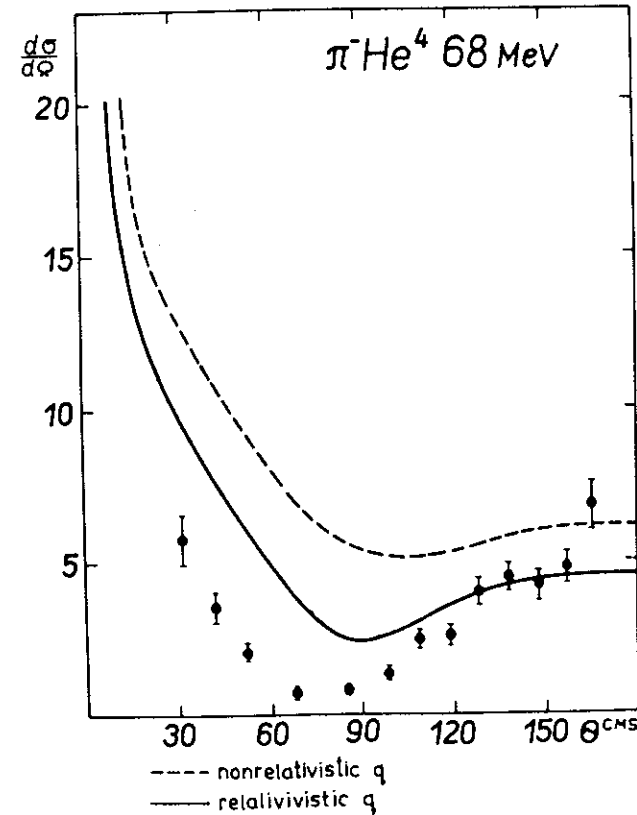


Рис. 1. Упругое рассеяние π^- -мезонов на ^4He при энергии 68 МэВ. \blacklozenge - эксперимент, сплошная кривая - расчеты с использованием релятивистской кинематики, штриховая кривая - нерелятивистское приближение.

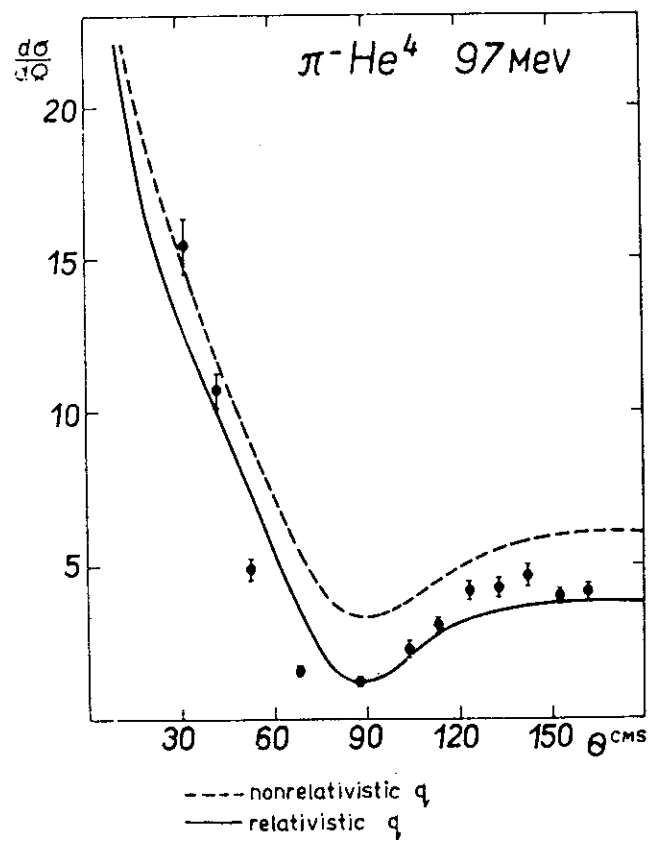


Рис. 2. $\pi^- \text{He}^4$ -упругое рассеяние при 97 МэВ. Обозначения те же, что и на рис. 1.

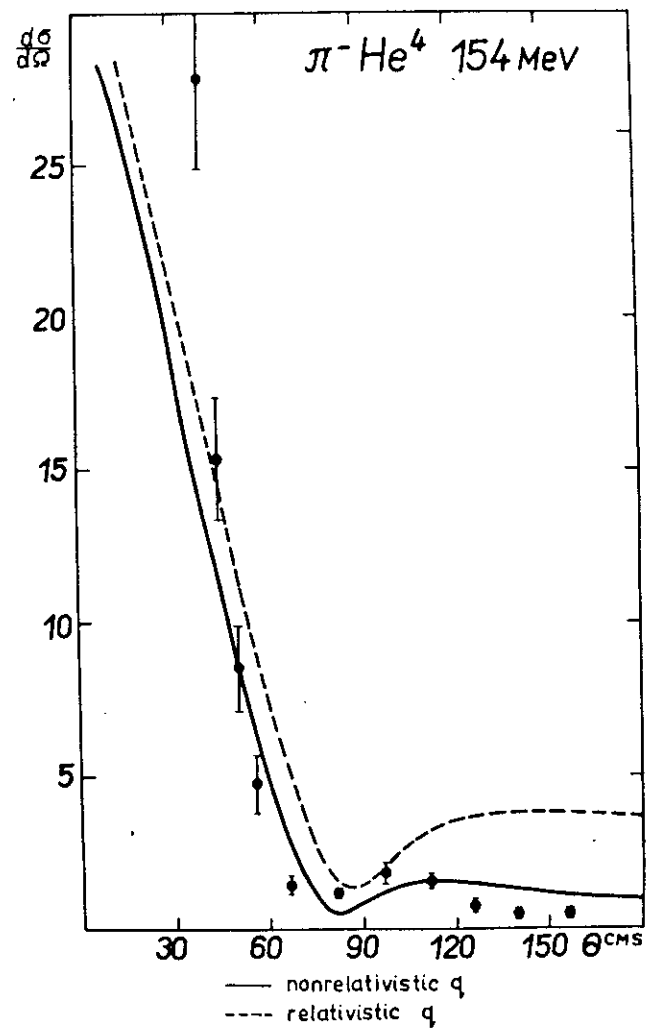


Рис. 3. $\pi^- \text{He}^4$ -упругое рассеяние при энергии 154 МэВ. Обозначения - см. рис. 1.

видна разница между нерелятивистской* и релятивистской кинематикой в глауберовском подходе. В последнем случае расчетные и экспериментальные данные заметно сближаются. Конечно, трудно надеяться, что при столь малых энергиях можно получить хорошее описание упругого рассеяния на основе используемого подхода. В этой области энергий, возможно, более разумно использовать оптическую модель /12/.

При энергии 97 МэВ имеется лучшее совпадение теоретических и экспериментальных сечений, хотя в области самых малых углов отличие оказывается весьма заметным. Как и при 68 МэВ, минимум оказывается в области углов около 90°, в то время как эксперимент дает 70-80°. Кривая, вычисленная на основе нерелятивистского глауберовского подхода, находится выше как экспериментальных точек, так и кривой из глауберовского подхода с релятивистской кинематикой.

При энергии 154 МэВ картина заметно не улучшается по сравнению со 100 МэВ. При малых углах остается существенное отклонение от экспериментальных данных. При больших углах поведение теоретической кривой качественно воспроизводит результаты эксперимента, и в этой области очень заметен релятивистский эффект.

С возрастанием энергии минимум в теоретических кривых смещается в область меньших углов. При этом "релятивистский" минимум находится всегда ближе к экспериментальному, чем "нерелятивистский".

Значение параметра a , связанного с радиусом ядра ${}^4\text{He}$ можно несколько варьировать, но и в этом случае не удастся получить лучшего соответствия между расчетными и экспериментальными данными в области малых углов.

В заключение следует отметить, что с использованием глауберовского приближения с релятивистской кинематикой удастся получить в общем удовлетворительное описание экспериментальных данных при 97 и 154 МэВ. Однако есть и некоторые трудности. Во-первых, это несоответствие теории и эксперимента в области самых

*В нерелятивистском случае мы брали $q^2 = \frac{2m_\pi m_{{}^4\text{He}}}{m_\pi + m_{{}^4\text{He}}} T$, где T - кинетическая энергия пиона в с.ц.м.

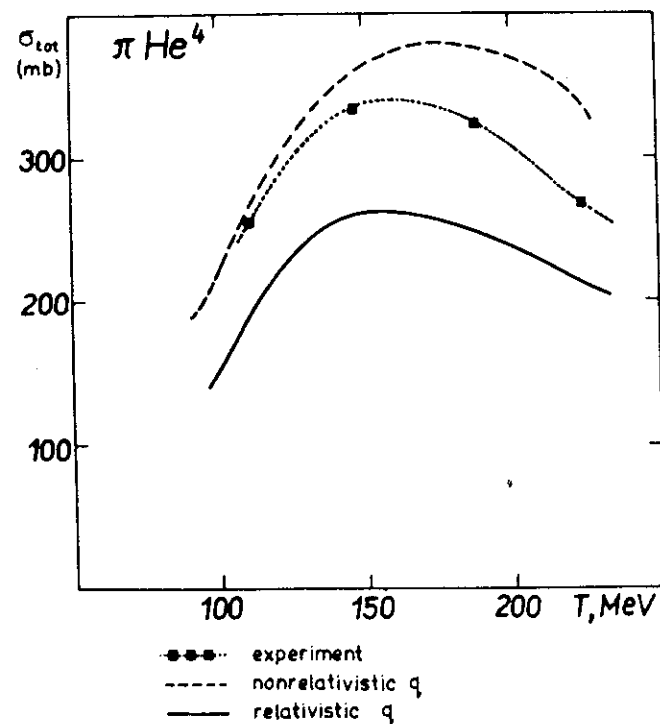


Рис. 4. Энергетическая зависимость полного сечения упругого рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$. ■ - эксперимент, пунктирная кривая произвольно проведена через экспериментальные точки, штриховая кривая - нерелятивистское приближение, сплошная - релятивистское.

малых углов, которое более заметно при 154 МэВ, чем при 97 МэВ. Вторая трудность состоит в том, что вычисленное на основе использованной модели полное сечение, является заниженным по сравнению с экспериментальными величинами /рис. 4/. Надо иметь в виду, однако, что мы не учитывали ферми-движение в ядре, а это имеет существенное значение в /3,3/-резонансной области для рассеяния вперед ¹³. Можно надеяться, что последовательный учет перечисленных выше факторов может позволить получить лучшие результаты в описании упругого π^+ -⁴He -рассеяния в /3,3/-резонансной области в глауберовском приближении.

Авторы выражают глубокую благодарность И.Тодорову, П.Н.Боголюбову и В.Р.Гарсеванишвили за интерес к работе и ценные замечания.

Литература

1. I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, F.Nichitiu, G.B.Pontecorvo, Yu.A.Sccherbakov. *Lett. Nuovo Cimento*, V3, n. 11, 461 (1972).
2. M.Albu, T.Besliu, R.Garfagnini, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, A.Mihul, F.Nichitiu, G.Piragino, G.B.Pontecorvo, I.V.Falomkin, Yu.A.Shcherbakov. *Preprint JINR, P1-7628, Dubna, 1973.*
3. C.Wilkin, C.R.Cox, J.J.Domingo, K.Gabathuler, E.Pedroni, J.Rohlin, P.Schwaller, M.V.Tanner. *Nucl. Phys.*, B62, 61 (1973).
4. J.F.Germond and J.P.Amiet. *Nucl.Phys.*, A216, 157 (1973).
5. E.H.Auerbach, D.M.Fleming and M.M.Sternheim. *Phys.Rev.*, 162, 1683 (1967).
6. J.P.Stroot. *Proc. 4th Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. Dubna, 1971, p. 221.*
7. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. *JINR, E2-3408, Dubna, 1967.*
8. I.T.Todorov. *Phys.Rev.*, D3, 2351 (1971).
9. M.M.Sternheim. *Phys.Rev.*, 135, B912 (1964).
10. R.F.Frosch, J.S.McCarthy, R.E.Rand and M.R.Yearian. *Phys.Rev.*, 160, 874 (1967).

11. *N Partial-Wave Amplitudes, UCRL-20030 (1970) (Particle Data Group).*
12. *R.Mach. Nucl.Phys.*, A205 (1973).
13. *G.Faldt. Nucl.Phys.*, B10, 597 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1975 года.