

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-82-425

Ф.Никитиу*, М.Г.Сапожников

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ
ФАЗОВОГО АНАЛИЗА
УПРУГОГО π ^4He - РАССЕЙНИЯ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Центральный институт физики, Бухарест.

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время был выполнен ряд точных экспериментов по исследованию рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$ в области энергий $T_\pi = 50-300$ МэВ. Это обстоятельство сделало возможным проведение фазового анализа /ФА/ упругого π - ${}^4\text{He}$ рассеяния. Так как процедура выполнения ФА достаточно хорошо изучена, то результаты ФА можно считать почти "экспериментальными" данными. Однако, по сравнению с непосредственно измеряемыми дифференциальными и полными сечениями рассеяния, фазовый анализ позволяет получить важную информацию о характере взаимодействия между частицей и ядром-мишенью в состояниях с разными угловыми моментами.

Для упругого π - ${}^4\text{He}$ -рассеяния был выполнен ФА при отдельных энергиях^{1-3/}. Существенным недостатком такого ФА является его неоднозначность, т.е. всегда можно получить несколько наборов фаз, дающих в точности то же самое $d\sigma/d\Omega$. В настоящей работе мы анализируем результаты зависящего от энергии ФА /ЗФА/. При выполнении ЗФА задается определенная форма зависимости амплитуды рассеяния от энергии, и параметры в этой формуле подгоняются так, чтобы добиться согласия с экспериментальными данными одновременно для всех измеренных $d\sigma/d\Omega$ и σ_{tot} при всех энергиях. Важным достоинством ЗФА является его однозначность. Кроме того, ЗФА дает возможность получить информацию о рассеянии даже в тех областях по энергии, где отсутствуют какие-либо экспериментальные измерения /конечно, надежность такой экстраполяции зависит от точности экспериментальных данных/.

Детальное обсуждение техники выполнения нашего ЗФА для случая упругого π - ${}^4\text{He}$ рассеяния содержится в^{4/}. В настоящей работе основное внимание будет уделено обсуждению новых физических результатов, полученных в нашем ФА. Одним из таких результатов является обнаружение того факта, что при энергиях T_π ниже 50 МэВ рассеяние пионов на ${}^4\text{He}$ становится все более неупругим, т.е. величина $X = \sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{tot}}$ начинает уменьшаться с уменьшением T_π . Такая ситуация полностью противоположна тому, что наблюдается в нуклон-ядерном рассеянии, где с уменьшением T_N величина X растет. Мы обсуждаем возможные причины такого поведения X в случае пион-ядерного рассеяния.

Особое внимание уделено рассмотрению энергетического поведения фазы S -волны как наиболее плохо описываемой существующими теоретическими моделями. Мы изучаем, какие эффекты πN -

взаимодействия вносят определяющую роль в поведение фазы S - волны $\pi^4\text{He}$ рассеяния.

Интересным результатом, полученным в ЗФА, является обнаружение нового решения в ФА, которое характеризуется отсутствием всякого неупругого рассеяния в S-волне в районе $T_\pi \sim 50-80$ МэВ. Мы обсуждаем, как этот физический эффект может быть проверен в независимых экспериментах по квазиупругому $\pi^4\text{He}$ рассеянию.

Все результаты ЗФА сравниваются с расчетами по стандартной оптической модели /ОМ/ с потенциалом первого порядка $U^{(1)}$.

Изложение построено следующим образом. В разделе 2 дается краткое описание процедуры ЗФА и основные положения ОМ. В разделе 3 обсуждаются результаты ЗФА и проводится сравнение с ОМ. Основные выводы работы содержатся в разделе 4.

2. ОПИСАНИЕ ФОРМАЛИЗМА

2.1. Оптическая модель

Для сравнения результатов ЗФА с теоретическими расчетами мы выбрали оптическую модель с потенциалом первого порядка $U^{(1)}$. Преимуществами и недостатками этого подхода довольно хорошо изучены /см., например, /5,6/ /. Конкретная модель, применявшаяся нами, описана в работах /7,8/. Оптический потенциал $U^{(1)}$, нелокальный и зависящий от энергии, строится в импульсном пространстве на основе данных о формфакторе ^4He , которые берутся из эксперимента, и информации о пион-нуклонной t-матрице, которая на массовой поверхности определяется через известные фазы рассеяния πN , а вне массовой поверхности берется в сепарабельном виде с формфакторами типа Ямагучи.

2.2. Зависящий от энергии фазовый анализ

Ранее нами был выполнен один из вариантов ЗФА^{9/} для упругого $\pi^4\text{He}$ рассеяния, в котором зависимость амплитуды упругого рассеяния от энергии выбиралась в виде разложения типа эффективного радиуса:

$$k^{2\ell+1} \text{ctg } \delta_\ell = -\frac{1}{a_\ell} + b_\ell T_\pi + c_\ell T_\pi^2 + d_\ell T_\pi^3, \quad //$$

где T_π - кинетическая энергия π -мезона, а комплексные числа a_ℓ , b_ℓ , c_ℓ и d_ℓ - параметры подгонки. Недостатком такой параметризации является то, что при больших энергиях $T_\pi \geq 200-250$ МэВ она приводит к нарушению унитарности: парциальные амплитуды на диаграмме Аргана выходят за пределы унитар-

ского осциллятора, определяет оптимальный осцилляторный базис $\{\vec{\varphi}_i\}$, который дает для энергии системы значение $\bar{E} > E$.

4. Рассмотрим систему двух взаимодействующих между собой ядер с массами A_1 и A_2 , локализованных в точках $-\frac{\vec{R}}{2}$ и $\frac{\vec{R}}{2}$ соответственно, где $\vec{R} = \vec{R}_2 - \vec{R}_1$ есть расстояние между центрами тяжести \vec{R}_i ($i=1,2$) двух ядер. Следуя двухкластерной модели^{/4/}, полную волновую функцию $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_{A_1}, \dots, \vec{r}_{A_1+1}, \dots, \vec{r}_{A_1+A_2})$ представляем как произведение волновых функций Ψ_1 и Ψ_2 двух ядер, умноженных на кинематический фазовый фактор относительного движения

$$\Psi = \mathcal{A} \{ [\Psi_1(-\frac{\vec{R}}{2}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{R}_1)] [\Psi_2(\frac{\vec{R}}{2}) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{R}_2)] \}, \quad /7/$$

где $\hbar \vec{k}$ - импульс относительного движения, \mathcal{A} - оператор антисимметризации, \mathcal{N} - нормировочная постоянная. В "приближении внезапного удара" волновые функции обоих ядер в процессе взаимодействия задаются их асимптотическим видом при $R \rightarrow \infty$, где Ψ_1 и Ψ_2 представляют слеттеровы детерминанты, составленные, соответственно, из A_1 и A_2 одночастичных волновых функций базиса /1/, определяющие основное состояние изолированных в бесконечности ядер.

Введем общее обозначение для одночастичных волновых функций системы из $A = A_1 + A_2$ частиц, равенствами:

$$\begin{aligned} \psi_{\alpha(1)}(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}) &= \phi_{\alpha(1)}(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}) \exp(i \frac{\vec{k} \cdot \vec{r}}{A_1}) \\ \psi_{\beta(2)}(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}) &= \phi_{\beta(2)}(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}) \exp(-i \frac{\vec{k} \cdot \vec{r}}{A_2}). \end{aligned} \quad /8/$$

Тогда локальная плотность ρ и плотность кинетической энергии системы принимает вид^{/11/}:

$$\rho = \sum_{\alpha(1)\beta(2)} V_{\beta(2)\alpha(1)}^{-1}(\vec{R}, \vec{k}) \psi_{\alpha(1)}^* \psi_{\beta(2)}, \quad /9/$$

$$T = \sum_{\alpha(1)\beta(2)} V_{\beta(2)\alpha(1)}^{-1}(\vec{R}, \vec{k}) \vec{\nabla} \psi_{\alpha(1)}^* \vec{\nabla} \psi_{\beta(2)}. \quad /10/$$

Здесь $V_{\beta(2)\alpha(1)}^{-1}$ - суть матричные элементы матрицы V^{-1} , обратной матрице V с размерностью $A \times A$ и элементами:

$$V_{\alpha(1)\beta(2)} = \langle \psi_{\alpha(1)} | \psi_{\beta(2)} \rangle. \quad /11/$$

Для сферически-симметричных ядер, члены энергетического функционала $E\{f\}$, зависящие от спиновой плотности, дают малый вклад

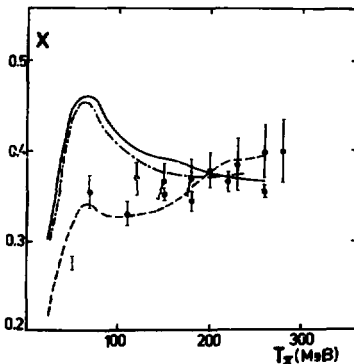


Рис. 1. Зависимость величины $X = \sigma_{el} / \sigma_{tot}$ от энергии пиона. Сплошной линией показаны результаты расчета в оптической модели с потенциалом первого порядка, штрих-пунктирной — расчеты в ОМ с потенциалом второго порядка, штриховой линией — результаты ЗФА. Экспериментальные точки ● взяты из работы /2/, ○ — из работы /21/ для $\pi^{12}C$ -рассеяния.

за исключением канала истинного поглощения пиона. Поэтому логично было бы предполагать, что вклад основных реакций неупругого рассеяния /квазиупругого рассеяния пионов и перезарядки/ с уменьшением энергии T_π должен уменьшаться, что приводило бы к росту величины X .

Полученную в ЗФА зависимость для отношения X можно было бы интерпретировать либо как проявление усиления канала истинного поглощения, либо как результат того, что при малых энергиях сечения неупругих реакций падают медленнее, чем сечение упругого рассеяния. Однако из общих соображений следует, что как раз при малых энергиях, из-за усиления роли принципа Паули, сечения квазиупругого рассеяния и перезарядки должны быть еще более подавлены. Что же касается роли истинного поглощения в π^4He -рассеянии при малых энергиях, то тут вопрос полностью открыт. В интересующей нас области энергий / $T_\pi \sim 30-60$ МэВ/ никаких экспериментов не выполнено, а те измерения, которые сделаны при $T_\pi \sim 100-120$ МэВ, крайне противоречивы /если, согласно данным работы /10/, σ_{abs} составляет порядка 10% от σ_{el} , то из /11/ следует, что $\sigma_{abs} \sim \sigma_{el}$, а из /12/ — что $\sigma_{abs} \sim 30-40\%$ от σ_{el} /.

Некоторым аргументом в пользу того, что наблюдаемое уменьшение X возникает не за счет увеличения роли истинного поглощения, может служить то обстоятельство, что расчеты по ОМ, в которых никакого истинного поглощения не учитывалось, также приводят к уменьшению X .

На рис. 1 результаты расчетов по ОМ с потенциалом $U^{(1)}$ нанесены сплошной линией. Хорошо известно, что величины σ_{el} и σ_{tot} , вычисленные в таком подходе, всегда получаются больше, чем экспериментальные σ_{el} и σ_{tot} . Поэтому заранее было далеко не очевидно, что их отношение $X_{теор}$, вычисленное в ОМ, будет тоже больше экспериментального $X_{эксп}$. Интересно, что если сде-

лать расчеты в более рафинированной ОМ, учесть потенциал второго порядка $U^{(2)}$. то, как показано в^{/8/}, ход энергетической зависимости для σ_{el} и σ_{tot} сильно отличается от того, что есть в случае расчетов только с $U^{(1)}$, но, тем не менее, на поведение отношения X это практически не влияет /см. штрих-пунктирную кривую на рис.1/. На наш взгляд, влияние канала истинного поглощения на упругое рассеяние, несомненно, является одной из причин, обуславливающих расхождение между величинами $X_{теор.}$ и $X_{эксп.}$. Однако вопрос о том, можно ли объяснить уменьшение X за счет увеличения сечения истинного поглощения, остается открытым.

Отметим, что хотя в области $T_{\pi} < 50$ МэВ нет измерений σ_{tot} , получаемое в ЗФА уменьшение величины X в этой области не является некоторой ошибкой экстраполяции и, по-видимому, подтверждается экспериментальными данными. На рис.1 показана величина X при $T_{\pi} = 50$ МэВ, которая получена, если взять σ_{tot} из работы^{/13/}, а в качестве σ_{el} воспользоваться результатами ЗФА. Как мы покажем ниже, при этой энергии ЗФА хорошо описывает дифференциальное сечение упругого $\pi^4\text{He}$ рассеяния, измеренное в^{/3/}.

3.2. Поведение амплитуды S-волны в $\pi^4\text{He}$ рассеянии

На рис.2 показана диаграмма Аргана для парциальной амплитуды S-волны в $\pi^4\text{He}$ -рассеянии. Авторы работы^{/14/}, в результате ошибки в анализе, пришли к выводу об "аномальном" поведении парциальной амплитуды S-волны в $\pi^4\text{He}$ -рассеянии. В то время как все остальные парциальные амплитуды $\pi^4\text{He}$ -рассеяния по мере увеличения T_{π} описывали резонансноподобные круги на диаграмме Аргана в направлении против часовой стрелки, парциальная амплитуда S-волны, полученная в^{/14/}, вращалась на диаграмме Аргана по часовой стрелке.

После того, как мы указали в^{/15/} на эту ошибку, в окончательном варианте работы^{/2/} авторы исправили ее, однако она успела получить теоретическое обоснование. В^{/16/} указывалось, что такое поведение S-волны возникает за счет сильного влияния пион-нуклонных S-волн в $\pi^4\text{He}$ -рассеянии. На эту же возможность было обращено внимание и в работе^{/17/}, однако ее авторы правильно указывают на то, что вклад $S_{\pi N}$ -волн должен быть наиболее существен при малых энергиях.

Как видно из рис.2, парциальная амплитуда S-волны с увеличением T_{π} вращается по часовой стрелке только до энергий $T_{\pi} < 100$ МэВ, а затем ее поведение меняется и становится похожим на то, какое имеет место для остальных парциальных волн. На рис.2 показана также парциальная амплитуда S-волны, рас-

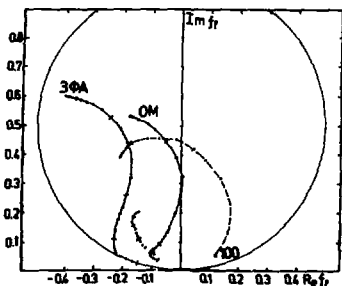
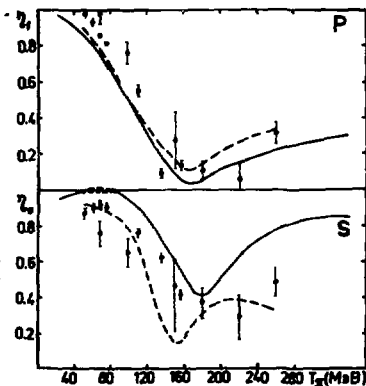


Рис.2. Диаграмма Аргана для парциальной амплитуды S -волны. Штриховой линией показаны результаты расчета в оптической модели с $U^{(1)}$, когда учитывается лишь вклад P_{33} -волны в πN -рассеянии. Точечная линия соответствует учету вклада только усредненных по изоспину $S_{\pi N}$ -волн. Все кривые, за исключением штриховой, начинаются с $T_p = 50$ МэВ.

Рис.3. Зависимость параметра неупругости η от энергии в S - и P -волнах. Сплошная линия - результат ЗФА, штриховая линия - расчет по ОМ. Экспериментальные точки взяты из работ [1,2]. Характерный коридор ошибок показан пунктиром в районе $T_p = 50-80$ МэВ.



считанная с ОМ. Видно, что она качественно воспроизводит поведение S -волны, полученное в ЗФА. Это дает основание для непосредственной проверки того, насколько важны пион-нуклонные S -волны и в чем же заключается их влияние на пион-ядерную S -волну.

Из кинематических соображений следует /см., например, [18]/, что в пион-ядерную парциальную волну с определенным значением углового момента $\ell_{\pi A}$ должны давать вклад пион-нуклонные волны с разными значениями $\ell_{\pi N}$, не только с $\ell_{\pi N} = \ell_{\pi A}$. Поэтому мы выполнили расчет в ОМ, в котором полностью пренебрегали либо вкладом $S_{\pi N}$, оставляя только $P_{\pi N}$ - и $D_{\pi N}$ -волны, либо оставляли только $S_{\pi N}$ и не учитывали доминирующую в πN -взаимодействии P_{33} -волну. Из рис.2 видно, что в первом случае получается обычное резонансоподобное поведение, тогда как во втором случае учет одной лишь $S_{\pi N}$ приводит к сильному "сжатю" всей картины поведения $S_{\pi^4 N_0}$, и лишь при малых энергиях / $T_p \sim 50$ МэВ/ она напоминает результат полного расчета.

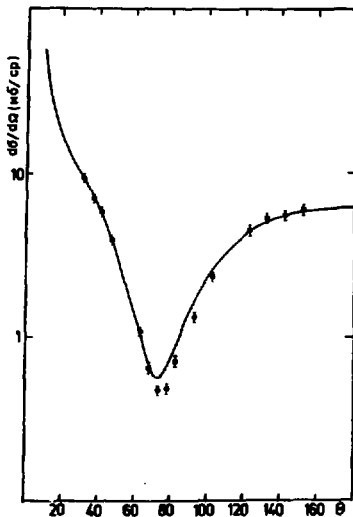


Рис. 4. Дифференциальное сечение π^- ^4He -рассеяния при энергии $T_\pi = 51$ МэВ. Сплошная линия - результат ЗФА, экспериментальные точки взяты из работы /3/.

Таким образом, можно сделать заключение о том, что основные черты поведения $S_{\pi^4\text{He}}$ определяются резонансной P -волной в πN -рассеянии. Усредненные по изоспину $S_{\pi N}$ -волны вносят основной вклад в S -волну $\pi^4\text{He}$ -рассеяния лишь при малой энергии.

Неожиданным результатом нашего фазового анализа явилось обнаружение того, что в районе $T_\pi \sim 50-80$ МэВ парциальная амплитуда S -волны идет по границе унитарного круга /см. рис. 2/. Это означает,

что в S -волне при таких энергиях есть только упругое рассеяние, а S -волновое парциальное сечение всех неупругих реакций сильно подавлено, т.е.

$$\sigma_{el}^0 = \sigma_{tot}^0, \quad \sigma_R^0 \approx 0, \quad \text{при } T_\pi = 50-80 \text{ МэВ,}$$

где

$$\sigma_{el}^l = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) |f_l^l|^2,$$

/3/

$$\sigma_{tot}^l = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) \text{Im} f_l^l.$$

а f_l^l - парциальная амплитуда рассеяния.

Такое решение ФА не было найдено ни в одном из анализов, выполненных при фиксированных энергиях. Хотя, как видно из рис. 3, на котором показана зависимость параметра неупругости $\eta_l^l = |S_l^l(k)|$

от энергии, некоторая тенденция к уменьшению $\sigma_R^0 = \frac{4\pi}{k^2} (1 - \eta_0^2)$

в районе $T_\pi \sim 50-80$ МэВ наблюдалась и ранее.

Так как при выполнении ЗФА требуется, чтобы было получено согласие одновременно по всем имеющимся экспериментальным данным, то вполне могло получиться, что именно в данной области энергий ЗФА плохо описывает эксперимент и из-за этого получа-

ется, что $\eta_0 = 1$. Однако оказывается, что результаты ЗФА достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные $d\sigma/d\Omega$. В качестве примера на рис. 4 показано $d\sigma/d\Omega$ из ЗФА при энергии 51 МэВ.

3.3. Дисперсионные соотношения для π^4 He рассеяния

Вполне могло оказаться, что результат, полученный в ЗФА для S-волнового неупругого рассеяния, мог возникнуть за счет того, что выбранная нами параметризация для зависимости парциальной амплитуды от энергии /2/ "внутренне противоречива". Например, она обладает неправильными аналитическими свойствами и не удовлетворяет дисперсионным соотношениям. Чтобы проверить это, мы рассчитали величину реальной части амплитуды рассеяния на нулевой угол $\text{Re}f(0)$ по стандартным дисперсионным соотношениям с одним вычитанием /19/:

$$\text{Re}f(\omega) = \text{Re}f(m_\pi) + \frac{2k^2}{\pi} \mathcal{P} \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{x \text{Im}f(x) dx}{(x^2 - m_\pi^2)(x^2 - \omega^2)}, \quad /4/$$

где $\omega = T_\pi + m_\pi$; $\text{Re}f(\omega)$ и $\text{Im}f(\omega)$ - реальная и мнимая части амплитуды рассеяния на нулевой угол, а $\omega_0 = 0$ - порог разреза за счет поглощения пиона. $\text{Im}f(\omega)$ мы аппроксимировали диагональным паде-аппроксимантом [4x4] и сначала подгоняли параметры аппроксимации по экспериментальным данным для полного сечения π^4 He рассеяния. Это давало нам поведение $\text{Im}f(\omega)$ в нефизической области ($\omega < m_\pi$) и в области больших энергий. Затем мы фиксировали поведение $\text{Im}f(\omega)$ при $\omega < m_\pi$ и $\omega > 3m_\pi$ из подгонки по экспериментальным σ_{tot} , а в промежутке $m_\pi < \omega < 3m_\pi$ брали $\text{Im}f(\omega)$ либо из данных ЗФА, либо из оптической модели, и находили величину $\text{Re}f(\omega)$ из соотношения /4/. На рис. 5 показаны результаты сравнения величины $\text{Re}f(\omega)$, полученные с помощью такой процедуры из дисперсионного соотношения /4/ и тех значений $\text{Re}f(\omega)$, которые непосредственно определяются в ЗФА и ОМ. Видно, что в области малых энергий $T_\pi < 100$ МэВ значения $\text{Re}f(\omega)$ из ЗФА совпадают с теми, что получаются из дисперсионных соотношений, когда $\text{Im}f(\omega)$ берется также из ЗФА. Следовательно, в этом смысле можно считать, что при $T_\pi < 100$ МэВ параметризация /2/, используемая в ЗФА, внутренне согласована, и поведение S-волны при этих энергиях нельзя приписывать недостаткам в аналитической структуре выражения /2/.

Сравнение результатов ОМ, выполненное таким способом, показывает, что, как и ожидалось, пион-ядерная амплитуда, рассчитанная в ОМ, не удовлетворяет дисперсионным соотношениям типа /4/. Интересно, что степень этого рассогласования велика во всей области исследуемых энергий. Возможно, это проявление того обстоятельства, что в ОМ не выполняется кроссинг-симметрия амплитуды рассеяния.

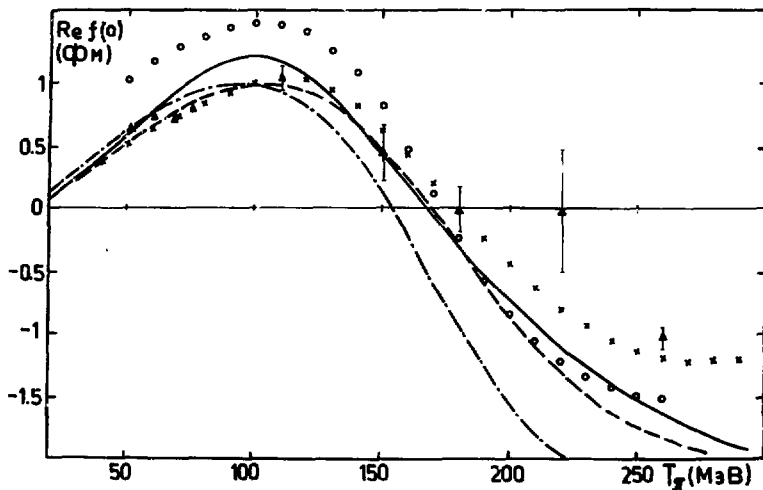


Рис. 5. Энергетическая зависимость $Re f(\omega)$. Сплошной, штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны результаты расчета $Re f(\omega)$ по формуле /4/, когда $Im f(\omega)$ брались из эксперимента, из ЗФА и из ОМ, соответственно. Кружками и крестиками показаны $Re f(\omega)$, непосредственно получающиеся в ОМ и ЗФА. Экспериментальные данные для $Re f(\omega)$ взяты из работы /2/.

4. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Результаты ЗФА упругого $\pi^4\text{He}$ рассеяния предсказывают несколько новых феноменов, которые могут быть проверены в будущих экспериментах:

1. Уменьшение доли упругого рассеяния при малых энергиях $T_\pi < 50$ МэВ/. Разница между результатами ЗФА и ОМ /см.рис.1/, возможно, свидетельствует о сильной роли канала поглощения пионов в области $T_\pi < 50$ МэВ.
2. Подавление частичного сечения неупругого рассеяния в S-волне в районе $T_\pi \sim 50-80$ МэВ. Этот результат фазового анализа в принципе может быть проверен в измерениях дифференциального сечения квазиупругого рассеяния пионов на ^4He . Если σ_{R}° действительно сильно подавлено в этой области энергий, то тогда в дифференциальном сечении квазиупругого рассеяния должен наблюдаться глубокий минимум, когда угол рассеянного пиона

близок к 90° . Он появляется из-за того, что парциальное сечение в Р-волне будет при $\theta_\pi = 90^\circ$ равным нулю, $\sigma_R^0 = 0$, по предположению, а вклад высших парциальных волн в рассматриваемой области энергий налетающего пиона $/T_\pi \sim 50-80$ МэВ/ мал. Такой эффект должен хорошо наблюдаться, так как дифференциальное сечение квазиупругого выбивания, измеренное в 20 при больших энергиях $/T_\pi = 120, 145$ и 165 МэВ/, не имеет никакого минимума при $\theta_\pi = 90^\circ$, а почти постоянно от $\theta_\pi = 40^\circ$ до $\theta_\pi = 180^\circ$.

Мы благодарны В.Б.Беляеву, Р.Маху и М.Х.Ханхасаеву за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Falomkin I.V. et al. Nuovo Cim., 1978, 43A, p.604.
2. Binon F. et al. Nucl.Phys., 1978, A298, p.499.
3. Crowe K.M. et al. Phys.Rev., 1969, 180, p.1349.
4. Nichitiu F. et al. Nuovo Cim., 1982, 67A, p.1.
5. Kolgun D., Eisenberg J. Theory of Meson Interactions with Nuclei. Wiley, 1980.
6. Копалейшвили Т.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.429.
7. Falomkin I.V. et al. Nuovo Cim., 1980, 57A, p.111.
8. Mach R., Sapozhnikov M.G. JINR, E4-82-189, Dubna, 1982.
9. Александров Л. и др. ОИЯИ, P1-8328, Дубна, 1974.
10. Balestra F. et al. Preprint LNF-81/33, Frascati, 1981.
11. Geesman D. et al. Proc. ICONEPANS, Versailles, 1981, vol.1, p.344.
12. Källne J. et al. Phys.Lett., 1980, B97, p.205.
13. Johnson K.F. Thesis, Preprint LAMPF, LA-6561-T, 1976.
14. Binon F. Meson-Nuclear Physics-1976, Pittsburgh, 1977, p.348.
15. Nichitiu F. et al. JINR, D1-10914, Dubna, 1977.
16. Lenz F. Proc. Topical Meeting on Intermediate Energy Physics, Zuoz, 1976, vol.2.
17. Копалейшвили Т.И., Схиртладзе В.С. ЯФ, 1980, 32, с.1267.
18. Landau R., Phatak S., Tabakin F. Ann.Phys., 1973, 78, p.299.
19. Ericson Y.E.O., Locher M. Nucl.Phys., 1970, A148, p.1.
20. Balestra F. et al. Nucl.Phys., 1980, A340, p.372.
21. Binon F. et al. Nucl.Phys., 1970, B17, p.168.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июня 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, ИРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Глазпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Никитиу Ф., Сапожников М.Г.

P4-82-425

Интерпретация результатов фазового анализа
упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния

Обсуждаются результаты зависящего от энергии фазового анализа упругого $\pi^4\text{He}$ рассеяния в области энергий $T_\pi = 0-300$ МэВ. Обнаружено уменьшение доли упругого рассеяния в полном сечении $\pi^4\text{He}$ - рассеяния при малых энергиях $T_\pi < 50$ МэВ/ и подавление парциального сечения неупругого рассеяния в S-волне в районе $T_\pi \sim 50-80$ МэВ. Проводится сравнение с расчетами по оптической модели и дисперсионным соотношениям.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Nichitiu F., Sapozhnikov M.G.

P4-82-425

Interpretation of the Phase Shift Analysis
of Elastic $\pi^4\text{He}$ Scattering

The results are discussed of an energy dependent phase shift analysis of elastic $\pi^4\text{He}$ scattering for energies $T_\pi = 0-300$ MeV. A decrease of the contribution of elastic scattering to the total $\pi^4\text{He}$ scattering cross section has been found at low energies ($T_\pi < 50$ MeV), while the partial inelastic cross section in the S-wave turns out to be suppressed at energies within the energy region $T_\pi \sim 50-80$ MeV. Comparison is made with results from optical model calculations and dispersion relations.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.

Редактор Б.Б. Колесова. Макет Н.А. Киселевой.
Набор В.С. Румянцевой, Н.И. Коротковой.

Подписано в печать 16.06.82.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,01.
Тираж 500. Заказ 31479.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.