



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

6208/83

P4-83-593

В.Б.Беляев, М.Х.Ханхасаев

К ТЕОРИИ  
НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО  
ПИОН-ЯДЕРНОГО РАССЕЯНИЯ

Направлено в журнал  
"Physics Letters B"

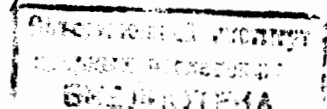
1983

При взаимодействии низкоэнергетических пионов /  $T_\pi$  ниже 100 МэВ/ с ядрами важную роль играет канал с поглощением пиона<sup>1/1</sup>. В<sup>2/2</sup> была предпринята попытка описать упругое  $\pi$ -ядерное рассеяние в области от 0 до 50 МэВ, используя оптический потенциал с параметрами, определенными из  $\pi$ -атомных данных. Предполагалась слабая зависимость от энергии параметров потенциала, в частности величин  $V_0$  и  $C_0$ , определяющих его абсорбтивную часть. Действительно, характерный масштаб изменения  $V_0$  и  $C_0$  определяется импульсом, соответствующим короткодействующим двухнуклонным корреляциям, и составляет ~400 МэВ/с, что значительно превышает импульс низкоэнергетического пиона /  $p_\pi$  ~ 120 МэВ/с при ~50 МэВ/. Однако оказалось<sup>2/2</sup>, что лучшее описание данных при 50 МэВ получается с параметрами  $V_0$  и  $C_0$ , существенно отличающимися от их значений при нулевой энергии. Причина этого, на наш взгляд, лежит в том, что оптическая модель, не удовлетворяющая строго двухчастичной унитарности, некорректно оценивает потенциальную часть задачи.

В данной работе учет канала поглощения проводится в рамках унитарного потенциального подхода, развитого в<sup>3,4/</sup>. Как и в<sup>2/2</sup>, параметры, определяющие поправку на поглощение, находились из  $\pi$ -ядерных данных при нулевой энергии. В основе подхода лежит метод эволюции по константе связи/ЭКС/ $\pi N$ -взаимодействия<sup>5/5</sup>. В<sup>3,4/</sup> была построена итерационная процедура для вычисления непосредственно  $\pi$ -ядерных фаз рассеяния, обеспечивающая двухчастичную унитарность подхода в пределе низких энергий. Разложение строится по степеням так называемых парных и-матриц  $\pi N$ -взаимодействия, которые прямым образом связаны с  $\pi N$ -фазовыми сдвигами. В<sup>4/4</sup> был проведен анализ ( $\pi$ ,  $^4\text{He}$ )-рассеяния: вычислены первые две итерации, получены выражения для  $\pi$ -ядерных фаз через  $\pi N$ -фазы рассеяния, ядерные формфакторы и корреляционные функции, установлено, что область сходимости данной схемы - ниже ~70 МэВ. В этой области энергий потенциальный расчет удовлетворительно воспроизводит результаты фазовых анализов<sup>6/6</sup> для  $\text{Re}\delta_{\pi A}$ . Описать параметры неупругости не удается: различие между расчетом и данными ФА выходит далеко за пределы ~20%-ной точности наших вычислений. Таким образом, в чисто потенциальном подходе не удается количественно описать ( $\pi$ ,  $^4\text{He}$ )-рассеяние при низких энергиях /см. рис.2/.

Для учета канала поглощения в ЭКС-методе рассмотрим, следуя<sup>7/7</sup>, двухканальную задачу с гамильтонианом

$$H = \begin{pmatrix} H_1 & 0 \\ 0 & \bar{H}_0 \end{pmatrix} + \lambda \begin{pmatrix} U & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \eta \begin{pmatrix} 0 & R_{10} \\ R_{01} & 0 \end{pmatrix}, \quad /1/$$



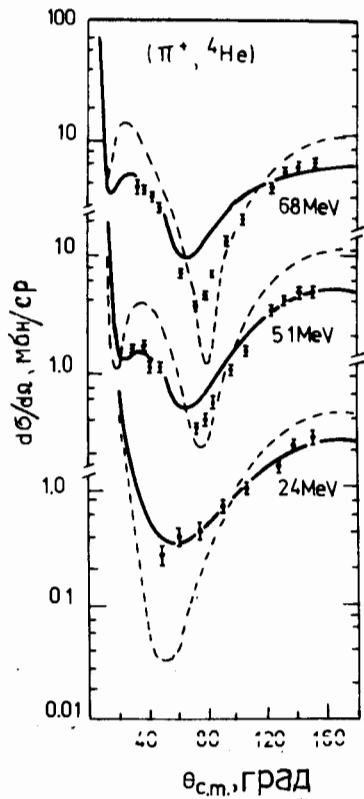


Рис.1. Дифференциальные сечения упругого ( $\pi^+$ ,  $^4\text{He}$ ) -рассеяния при 24, 51 и 68 МэВ. Результаты потенциального описания показаны штриховыми кривыми. Сплошные кривые получены с учетом канала поглощения. Экспериментальные данные взяты из [8].

где  $R_{10}$  и  $R_{01}$  - соответственно операторы поглощения и рождения пиона, а  $\lambda$  и  $\eta$  - динамические переменные, меняющиеся в пределах от 0 до 1. Потенциальное  $\pi$ -ядерное взаимодействие описывает гамильтониан  $H_1 + \lambda U$ , где  $H_1 = K_\pi + H_A$ ,  $K_\pi$  - оператор кинетической энергии пиона,  $H_A$  - ядерный гамильтониан,  $U = \sum_i U^i$ ,  $U^i$  - потенциал взаимодействия пиона с  $i$ -нуклоном ядра. Во избежание двойного учета в потенциальной части следует провести вычитание полюсной части  $\pi N$ -взаимодействия в  $P_{11}$ -волне. Канальный гамильтониан  $\tilde{H}_0$  в отличие от физического ядерного гамильтониана  $\tilde{H}_A$  не содержит пере нормировок масс и взаимодействий нуклонов, генерируемых операторами

$R_{10}$  и  $R_{01}$ . Диаграммное представление всех величин в [1] можно найти в [7]. Таким образом, при энергиях столкновения, недостаточных для рождения второго пиона, гамильтониан  $\tilde{H}$  является эрмитовым ( $R_{10}^+ = R_{01}$ ).

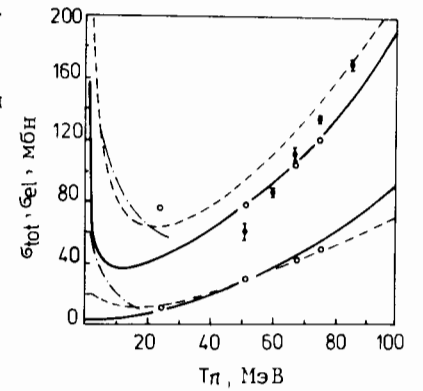
Обозначим через  $|m, \mu\rangle$ ,  $E_{m\mu}$  и т.п. собственные функции и энергии гамильтониана  $\tilde{H}$ , где латинские буквы различают асимптотические состояния по числу пионов ( $m, n = 0, 1$ ). Соответствующие матричные элементы операторов  $U$  и  $R$  будем обозначать  $U_{m\mu, n\nu}$  и  $R_{m\mu, n\nu}$ . Очевидно, что  $U_{m\mu, n\nu} \neq 0$  лишь при  $m = n = 1$ . Интересующая нас  $S$ -матрица упругого перехода из состояния  $|1, \mu\rangle$  в  $|1, \nu\rangle$  определяется системой уравнений [3-5]:

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} S_{1\mu, 1\nu} = -2\pi i \sum_{s\sigma} S_{1\mu, s\sigma} \delta(E - E_{s\sigma}) U_{s\sigma, 1\nu} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} S_{1\mu, 1\nu} = -2\pi i \sum_{s\sigma} S_{1\mu, s\sigma} \delta(E - E_{s\sigma}) R_{s\sigma, 1\nu}$$

с граничным условием  $S_{1\mu, 1\nu}(\eta=0) = S_{\mu\nu}^{\text{pot}}$ , где  $S^{\text{pot}}$  - матрица потенциального рассеяния [3,4],  $E = E_{1\mu} = E_{1\nu}$  - энергия столкно-

Рис.2. Полное ( $\sigma_{\text{tot}}$ ) и полное упругое ( $\sigma_{\text{el}}$ ) сечения ( $\pi, ^4\text{He}$ ) -рассеяния как функции кинетической энергии пиона в лаб. системе. Результаты расчета с учетом поглощения представлены сплошными кривыми. Данные зависящего от энергии фазового анализа [ФА] [14] обозначены штриховой линией. Результаты не зависящего от энергии ФА данных из [8] показаны белыми кружками, черные точки - данные для ( $\pi^-, ^4\text{He}$ ) -рассеяния из [13]. Штрих-пунктир -  $1/v$ -зависимость для  $\sigma_{\text{tot}}$ .



вения. Отделяя с помощью проекционных операторов упругий канал от неупругих [3] в правой части [2], можно получить следующую формулу для  $\pi$ -ядерных фаз рассеяния:

$$\delta_{\pi A}(k) = \delta_{\pi A}^{\text{pot}}(k) + \delta_{\pi A}^{\text{abs}}(k), \quad (3)$$

где  $\delta^{\text{pot}}$  - фаза, возникающая за счет потенциального рассеяния. Метод расчета  $\delta^{\text{pot}}$  развит в [3,4]. Поправку на поглощение можно записать в виде:

$$\delta_{\pi A}^{\text{abs}}(k) = -\pi \epsilon_{\pi A}(k) \int_0^1 d\eta \langle \vec{k}, 0 | \Lambda(E, \eta) | \vec{k}', 0 \rangle, \quad (4)$$

где  $\vec{k}$  и  $\vec{k}'$  - импульсы пиона до и после взаимодействия, а

$$\Lambda(E, \eta) = \Omega^{(+)} \mathcal{R}(E, \eta) \Omega^{(+)}, \quad (5)$$

где  $\Omega^{(+)} = \sum_{\vec{k}, a} |\psi_{\vec{k}, a}^{(+)}\rangle \langle \vec{k}, a|$  - оператор Меллера, описывающий искажение пионной волны:  $|\psi_{\vec{k}, a}^{(+)}\rangle$  - состояния рассеяния гамильтониана  $H_1 + \lambda U$  при  $\lambda=1$ , а  $|\vec{k}, a\rangle$  - собственные функции  $H_1 = K_\pi + H_A$ ,  $\vec{k}$  - импульс пиона в с.ц.м. " $^4\text{He}$ -ядро" /кратко: Асм/,  $a = 0, 1, 2, \dots$  нумерует состояния ядра,  $a=0$  соответствует основному состоянию. Оператор  $\mathcal{R}(E, \eta)$  включает в себя все диаграммы с промежуточными нуклонными состояниями. Предполагая, что операторы  $R_{10}$  и  $R_{01}$  в [1] имеют однонуклонный характер, т.е.  $R_{10} = \sum_i R_{10}^i$ , нетрудно убедиться, что оператор  $\Lambda(E, \eta)$  представим в виде:

$$\Lambda(E, \eta) = \sum_i \Lambda^i(E, \eta) + \sum_{i \neq j} \Lambda^{ij}(E, \eta) + \dots,$$

\* Мы не указываем здесь явно индексов момента, спина и т.п.,  $\epsilon_{\pi A}$  - плотность уровней.

где первый член отвечает механизму однонуклонного поглощения, второй - двухнуклонного и т.п.

Получим выражение для  $\delta^{abs}$ , предполагая, что основной вклад дает механизм двухнуклонного поглощения<sup>8,9</sup>. Вводя двухчастичную функцию перекрытия для основного состояния ядра  $\psi_0$

$$F_0^{(2)}(\vec{p}_1, \vec{p}_2; \vec{p}'_1, \vec{p}'_2) = \int \prod_{i=3}^A d\vec{p}_i \delta(\vec{k} + \sum_{j=1}^A \vec{p}_j) \bar{\psi}_0(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3, \dots, \vec{p}_A) \psi_0(\vec{p}'_1, \vec{p}'_2, \vec{p}_3, \dots, \vec{p}_A),$$

для  $\delta^{abs}$  получим:

$$\delta_{\pi A}^{abs}(k) = -\pi \epsilon_{\pi A}(k) A(A-1) \int_0^1 d\eta \int d\vec{p} d\vec{p}' d\vec{p}'' d\vec{p}''' \times F_0^{(2)}(\vec{p}_1, \vec{p}_2; \vec{p}'_1, \vec{p}'_2) \Lambda^{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{k}; \vec{p}'_1, \vec{p}'_2, \vec{k}), \quad /6/$$

где  $\vec{p}_1 = \vec{p} + \vec{p}/2$ ,  $\vec{p}_2 = -\vec{p} + \vec{p}/2$  и аналогично для  $\vec{p}'_1$  и  $\vec{p}'_2$ , т.е.  $\vec{p}$ ,  $\vec{p}'$  и  $\vec{p}''$ ,  $\vec{p}'''$  - относительные и полные импульсы пары нуклонов до и после взаимодействия. Учтем, что радиус операторов поглощения значительно меньше среднего межнуклонного расстояния, т.е. что  $\vec{p}$  и  $\vec{p}'$  значительно больше  $\vec{p}''$  и  $\vec{p}'''$ . Это означает, что  $\Lambda^{12}$  практически зависит лишь от  $\vec{p}$  и  $\vec{p}'$ , а при вычислении интегралов по  $d\vec{p}''$  и  $d\vec{p}'''$  от  $F_0^{(2)}$  можно воспользоваться приближением локальной плотности. Тогда получаем:

$$\delta_{\pi A}^{abs}(k) = A(A-1) \gamma \frac{\epsilon_{\pi A}(k)}{\epsilon_{\pi 2N}(k)} M(\vec{k}, \vec{k}') \hat{\rho}^2(\vec{q}), \quad /7/$$

$$M(\vec{k}, \vec{k}') = -\pi \epsilon_{\pi 2N}(k) \int_0^1 d\eta \int d\vec{p} d\vec{p}' \mathcal{F}(\vec{p}, \vec{p}') \Lambda^{12}(\vec{p}, \vec{k}; \vec{p}', \vec{k}'),$$

где  $\epsilon_{\pi 2N}$  - плотность уровней для  $(\pi, 2N)$ -системы;  $k = |\vec{k}'| = |\vec{k}|$  - импульс пиона в  $(\pi, 2N)$ -с.ц.м.; фактор  $\gamma$  возникает при преобразовании  $\Lambda^{12}$  из Асм в  $(\pi, 2N)$ -с.ц.м.;  $\hat{\rho}^2(q)$  - фурье-образ квадрата ядерной плотности  $\rho^2(r)$ , нормированный на 1;  $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$  - переданный импульс;  $\mathcal{F}(\vec{p}, \vec{p}')$  - корреляционная функция ястровского типа. В области низких энергий можно использовать нерелятивистскую кинематику для нуклона. Тогда

$$\vec{k} = (\vec{k} - \epsilon \vec{p}_0)/(1 + \epsilon), \quad \vec{k}' = (\vec{k}' - \epsilon \vec{p}'_0)/(1 + \epsilon),$$

$$\epsilon = \omega_{\pi}(k)/2M, \quad \omega_{\pi}(k) = (k^2 + m^2)^{1/2},$$

$m$  и  $M$  - массы пиона и нуклона,  $\vec{p}_0$  и  $\vec{p}'_0$  - некоторые средние

значения для полных импульсов пары нуклонов, которые мы берем в приближении замороженности:  $\vec{p}_0 = -\vec{k}/2A$  и  $\vec{p}'_0 = \vec{p}_0 - \vec{q}$ . Наконец:  $\gamma \epsilon_{\pi A}(k) / \epsilon_{\pi 2N}(k) \approx (1 + \epsilon)/(1 + 2\epsilon/A)$ .

Ограничиваясь s- и p-волнами в  $(\pi, 2N)$ -взаимодействии и беря соответствующую парциальную волну в /7/, для ядер с нулевым спином и изоспином получим:

$$\delta_{\pi A, \ell}^{abs}(k) = A(A-1)k \frac{(1 + \epsilon)}{(1 + 2\epsilon/A)} [\hat{\rho}_{\ell}^2(k) (\tilde{B}_0(k) + \alpha k^2 \tilde{C}_0(k)) + \beta \cdot k^2 \cdot \tilde{C}_0(k) ((\ell + 1) \hat{\rho}_{\ell+1}^2(k) + \ell \hat{\rho}_{\ell-1}^2(k)) / (2\ell + 1)], \quad = 0, 1, 2, \dots \quad /8/$$

Здесь  $\hat{\rho}_{\ell}^2$  - парциальная гармоника  $\hat{\rho}^2(q)$ , величины  $\alpha$  и  $\beta$  возникают из-за преобразования угла рассеяния из с.ц.м.  $(\pi, 2N)$  в Асм:  $\alpha = -\epsilon(1 - 1/2A)(1 + \epsilon/2A)/(1 + \epsilon)^2$ ,  $\beta = (1 + \epsilon/2A)/(1 + \epsilon)$ .

Комплексные величины  $\tilde{B}_0$  и  $\tilde{C}_0$  в данной работе не вычисляются. Мы предполагаем, что они постоянны в области низких энергий, и берем их такими, чтобы описывались экспериментальные данные для длин ( $a_0 = \lim \delta_0(k)/k$ ,  $k \rightarrow 0$ ) и объемов ( $a_1 = \lim \delta_1(k)/k^3$ ,  $k \rightarrow 0$ ) рассеяния, т.е.

$$\tilde{B}_0 = \gamma(a_0^{exp} - a_0^{pot}), \quad \gamma = (a/\sqrt{2\pi})^3 (1 + 2\epsilon/A) / (A(A-1)(1 + \epsilon)),$$

$$\tilde{C}_0 = (3\gamma(a_1^{exp} - a_1^{pot}) - a^2 \tilde{B}_0/4) / \beta, \quad /9/$$

где параметр формфактора  $a$  определяется из данных по электронному рассеянию<sup>10</sup>: для  ${}^4\text{He}$   $a = 1,25$  фм. Потенциальная схема<sup>4</sup> с  $\pi N$ -фазами из /11/ с вычетом полюсной части  $\pi N$ - $p_{11}$ -волны/ дает:  $a_0^{pot} = -0,078$  фм и  $a_1^{pot} = 1,436$  фм. Экспериментальное значение для  $a_0^{exp} = -0,138 + i0,042$  фм взято из<sup>12</sup>. Для  $a_1$  нет экспериментальных данных. Поэтому мы взяли одно из значений, рассчитанное в<sup>2</sup>:  $a_1^{exp} = /0,728 + i0,153/$  фм<sup>3</sup>. Таким образом, получаем:  $\tilde{B}_0 = /-0,153 + i0,105/$  фм<sup>4</sup> и  $\tilde{C}_0 = /-5,538 + i1,168/$  фм<sup>6</sup>. Данные параметры, в отличие от соответствующих параметров, определяющих абсорбтивную часть оптического потенциала, эффективно учитывают искажение пионной волны.

С определенными выше  $\tilde{B}_0$  и  $\tilde{C}_0$  в /8/ проведен расчет дифференциальных и полных сечений для  $(\pi, {}^4\text{He})$ -рассеяния /см. рис.1 и 2/. Из рис.1 видно, что учет канала поглощения /сплошная кривая/ позволяет количественно описать дифференциальные сечения  $(\pi, {}^4\text{He})$ -рассеяния в области энергий до ~50 МэВ. На рис.2 расчет /сплошные кривые/ удовлетворительно воспроизводит данные не зависящего от энергии фазового анализа /ФА/<sup>6,13</sup> для  $\sigma_{el}$  и  $\sigma_{tot}$  при энергиях ниже ~80 МэВ, за исключением точки для  $\sigma_{tot}$  при 24 МэВ. При этой энергии данные Нордберга-Кинси /1966/<sup>8</sup> имеют-ся лишь для углов, больших 50°. Это вносит существенную неопределенность в ФА. В этой связи были бы интересны новые эксперименты

по упругому ( $\pi$ ,  $^4\text{He}$ )-рассеянию. Различие между рассчитанными нами  $\sigma_{\text{tot}}$  и  $\sigma_{\text{el}}$  и результатами зависящего от энергии  $\text{FA}^{14}$  объясняется тем, что последние отвечают длине ( $\pi$ ,  $^4\text{He}$ )-рассеяния  $-0,412 + 10,194/\text{фм}$ , т.е. величине, существенно отличной от экспериментального значения. Штрих-пунктиром на рис.2 указан  $1/v$ -закон  $1/v$  - скорость пиона/ для полных сечений: верхняя кривая соответствует  $\text{Im} a_{\pi^4\text{He}} = 0,194 \text{ фм}$ , а нижняя -  $\text{Im} a_{\pi^4\text{He}} = 0,042 \text{ фм}^{1/2}$ .

Наш расчет указывает на отклонение от  $1/v$ -закона при энергиях, больших 5 МэВ.

Таким образом, полученные результаты подтверждают принятое выше предположение о приближенном постоянстве параметров  $\bar{B}_0$  и  $\bar{C}_0$  в области энергий от 0 до 50 МэВ. Поскольку эти параметры прямым образом связаны с длинами и объемами рассеяния  $1/g$ , то можно успешно решать обратную задачу об определении сдвигов и ширин  $p$ -орбит  $\pi$ -атомов легких ядер из данных по низкоэнергетическому рассеянию.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas A.W., Landau R.H. Phys.Rep., 1980, 58, p.121.
2. Stricker K., McManus H., Carr J.A. Phys.Rev., 1979, C19, p.929; 1980, C22, p.2043; Carr J.A., McManus H., Stricker-Bauer K. Phys.Rev., 1982, C25, p.952.
3. Беляев В.Б. и др. ЯФ, 1980, 32, с.1120; Ханхасаев М.Х. ЯФ. 1982. 36. с.633; Czech.J.Phys., 1982. B32. p.207.
4. Ханхасаев М.Х. ЯФ, 1983, 37, с.1196.
5. Киржниц Д.А., Крючков Г.Ю., Такибаев Н.Ш. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.741.
6. Crowe K.M. et al. Nucl.Phys., 1969, 180, p.1349; Nordberg M.E., Kinsey K.F. Phys.Lett., 1966, 20, p.692.
7. Mizutani T., Koltun D.S. Ann.of Phys., 1977, 109, p.1.
8. Koltun D.S., Reitan A. Phys.Rev., 1966, 141, p.1413.
9. Ericson M., Ericson T.E.O. Ann.of Phys., 1966, 36, p.323.
10. Frosch R.F. et al. Phys.Rev., 1967, 160, p.874.
11. Rowe G., Solomon M., Landau R.H. Phys.Rev., 1978, C18, p.584.
12. Backenstoss G. et al. Nucl.Phys., 1974, A232, p.519.
13. Binon F. et al. Nucl.Phys., 1978, A298, p.499.
14. Nichitiu F. et al. Nuovo Cim., 1982, A67, p.1; Никитиу Ф., Сапожников М.Г. ЯФ, 1983, 37, с.1209.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 августа 1983 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-543	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д10,11-81-622	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д1,2-81-728	Труды VI международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д17-81-758	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-82-27	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Р18-82-117	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д2-82-568	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Д9-82-664	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д3,4-82-704	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, 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

Беляев В.В., Ханхасаев М.Х.

P4-83-593

К теории низкоэнергетического пион-ядерного рассеяния

На примере ( $\pi, {}^4\text{He}$ )-рассеяния показано, что можно количественно описать низкоэнергетическое  $\pi$ -ядерное рассеяние, учитывая канал поглощения в рамках унитарной потенциальной теории. Полученные результаты указывают на приближенное постоянство параметров, определяющих поправку на поглощение, в области энергий от 0 до 50 МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Belayev V.V., Khankhasayev M.Kh.

P4-83-593

On the Theory of Low-Energy Pion-Nucleus Scattering

It is shown that the low-energy ( $\pi, {}^4\text{He}$ )-scattering data can be described quantitatively by taking into account the contribution from the pion absorption channel in the framework of the unitary potential approach. The results indicate an approximate constancy of the absorptive parameters in the low-energy range from 0 to 50 MeV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983