

ВНЕМАССОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ πN -АМПЛИТУДЫ И ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКОГО ПИОН-ЯДЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛА

В.П. Ефросинин, Д.А. Заикин, И.И. Осипчук

Проводится расчет двухнуклонных параметров s-волновой части пион-ядерного оптического потенциала. Подчеркивается важность учета в этом расчете немассового поведения πN -амплитуды.

Вопросам, связанным с теоретической оценкой феноменологических параметров оптического пион-ядерного потенциала

$$V_{\text{opt}}^{(s)}(r) = -4\pi/(2m_\pi)(b_0\rho(r) + b_1(\rho_n(r) - \rho_p(r)) + (\text{Re}B_0 + i\text{Im}B_0)\rho^2(r)),$$

где ρ_n , ρ_p — плотности нейтронов и протонов в ядре, $\rho = \rho_n + \rho_p$, m_π — масса пиона, было посвящено довольно большое количество работ [1-5]. Тем не менее остаются еще существенные трудности с их теоретической интерпретацией. Так, абсолютная величина абсорбтивной части $\text{Im}B_0$ получается в теоретических расчетах значительно меньше феноменологического значения $0,042 m_\pi^{-4}$, выведенного из данных по ширинам уровней π -мезоатомов [6]. Также имеют место трудности, связанные с описанием (с ведущим механизмом двухнуклонного поглощения с перерассеянием пиона (рис. 1а)) экспериментального значения отношения R_s чисел излученных np - и pp -пар при поглощении ядром s-волновых π^- -мезонов:

$$R_s = \frac{\Gamma(\pi^- np \rightarrow nn)}{\Gamma(\pi^- pp \rightarrow np)} = \frac{2(\lambda_1 + \frac{3}{2}\lambda_2)^2 + \lambda_1^2}{\lambda_1^2}, \quad (1)$$

где $\lambda_1 = -(1 + m_\pi/m)a^+/2$; $\lambda_2 = (1 + m_\pi/m)a^-/2$; $a^+ = (a_1 + 2a_3)/3$; $a^- = (a_1 - a_3)/3$; m — масса нуклона; a_1, a_3 — длины пион-нуклонного рассеяния с изоспином 1/2 и 3/2. Для описания экспериментального значения R_s ($R_s = 6 \pm 3/7$) приходится делать предположение об определенном характере поведения вершинной πN -амплитуды (рис. 1а) при уходе одного из пионов с массовой поверхности, так как при подстановке пороговых значений длин a^+ и a^- в (1) значение R_s получается слишком большим. В [1] предполагалось довольно резкое отличие длин рассеяния a^+ и a^- , используемых в (1), от пороговых значений. В этой работе вводится полюсное представление для πN -амплитуды (рис. 1а) с барионными полюсами (N, Δ) в s- и u-каналах и мезонными полюсами (ρ, σ) в t-канале, так что πN -амплитуда при пороговом поглощении пиона является функцией k^2 , где k — импульс промежуточного пиона. Для учета конечного радиуса взаимодействия используются формфакторы

$$F(k^2) = (\Lambda^2 - m_\pi^2)/(\Lambda^2 - k^2).$$

В [4] наряду с механизмом рис. 1а учитывалось также однонуклонное поглощение с нуклон-нуклонными корреляциями, т.е. диаграммы типа рис. 1б. Однако следует заметить, что диаграммы такого типа эффективно учтены при использовании полных πN -амплитуд в вершине диаграммы рис. 1а. Остановимся также на известной трудности разделения однонуклонных и двухнуклонных дисперсивных частей оптического пион-ядерного потенциала. Известно, что в процедуре определения феноменологических параметров потенциала трудно однозначно выделить в оптическом потенциале вклады, пропорциональные $b_0\rho$ и $\text{Re}B_0\rho^2$

/8,9/. Поэтому экспериментальные данные по π^- -мезоатомам при описании их с помощью оптического потенциала позволяют сделать вывод лишь о некоторой эффективной величине b_{eff} :

$$b_{\text{eff}} = (1 + m_{\pi}/m) b_0 + (1 + m_{\pi}/(2m)) \text{Re} B_0 \rho_{\text{eff}}. \quad (2)$$

На практике приходится фиксировать значение $\text{Re} B_0$ с использованием теоретических оценок. Однако существуют и теоретические неопределенности с разделением диаграмм, соответствующих однонуклонным (b_0) и двухнуклонным ($\text{Re} B_0$) вкладам /5/. Принято считать, что в $\text{Re} B_0$ вносит вклад реальная часть ведущих диаграмм чистого двухнуклонного поглощения.

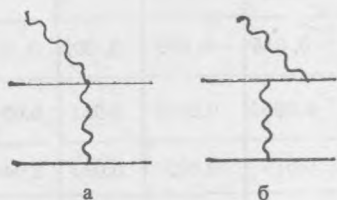


Рис. 1. Механизмы двухнуклонного поглощения пиона: а) с перерасеянием пиона; б) однонуклонное поглощение пиона на коррелированной паре нуклонов.

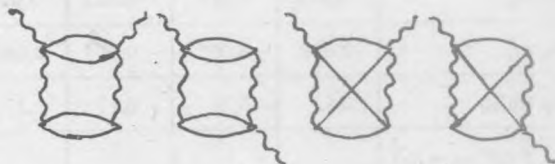


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы для собственной энергии пиона $\Pi(\omega, \mathbf{q})$ с двумя нуклон-антинуклонными петлями.

Для уменьшения этой неопределенности в данной работе используются результаты по определению пион-нуклонного σ -члена ($\sigma_{\pi N}$) из данных по рассеянию медленных пионов на легких ядрах /10/, где для $\sigma_{\pi N}$ как однонуклонного вклада в длину π -ядерного рассеяния в мягком пределе $a^+(0)$ было получено выражение

$$\sigma_{\pi N} = - \frac{2\pi f_{\pi}^2 a^+(0)}{A-1} c(\rho). \quad (3)$$

Здесь f_{π} — константа распада заряженного пиона; $c(\rho)$ — коэффициент, учитывающий перенормировку мягкопионной части амплитуды в ядерной среде; $a^+(0)$ выражается соотношением

$$a^+(0) = 2a_B^+ - a^+(m_{\pi}), \quad (4)$$

где $a_B^+ = (A-1)b_0$ — борновская π -ядерная длина рассеяния и $a^+(m_{\pi})$ — пороговая π -ядерная длина рассеяния. В /10/ на основании взаимосогласованных результатов расчетов $\sigma_{\pi N}$ различными методами установлен доверительный интервал для $\sigma_{\pi N}$

$$30 \text{ МэВ} < \sigma_{\pi N} < 50 \text{ МэВ}. \quad (5)$$

С учетом (3), (4) и (2) интервалу (5) соответствуют интервалы для s -волновых дисперсивных параметров пион-ядерного оптического потенциала:

$$\begin{aligned} -0,029 \text{ м}_{\pi}^{-1} &> b_0 > -0,041 \text{ м}_{\pi}^{-1}, \\ -0,013 \text{ м}_{\pi}^{-4} &< \text{Re} B_0 < 0,026 \text{ м}_{\pi}^{-4}, \\ -0,31 &< \text{Re} B_0 / \text{Im} B_0 < 0,62. \end{aligned} \quad (6)$$

Величины ReV_0 и ImV_0 рассчитывались с учетом диаграмм для собственной энергии пиона $\Pi(\omega, q)$ (рис. 2) при различных предположениях о немассовом поведении πN -амплитуды. Результаты расчета приведены в табл. 1. Здесь указаны длины πN -рассеяния в точке поглощения (при $k = m_\pi m$)^{1/2}, а также значения ReV_0 , ImV_0 и R_s . Варианты 1 и 2 соответствуют использованию в расчете пороговых длин πN -рассеяния, причем в варианте 2 учитываются также эффекты конечного радиуса взаимодействия и коротких корреляций в соответствии с /1/. Вариант 3 соответствует учету немассового поведения πN -амплитуды в

Таблица 1

Результаты расчета ImV_0 и ReV_0

Вариант	1	2	3	4	5	6	7					
λ , ГэВ		0,938	1,2	0,938	1,2	0,938	1,2			0,938	1,2	
Длины рассеяния при $k = (m_\pi m)^{1/2}$	$\lambda_1 m_\pi$	0,009	0,009	0,009	-0,056	-0,059	-0,056	-0,059	0,003	0,019	0,043	0,040
	$\lambda_2 m_\pi$	0,055	0,055	0,055	0,0002	0,0002	0,0002	0,0002	0,051	0,054	0,032	0,034
$ImV_0 m_\pi^4$	0,035	0,019	0,023	0,019	0,024	0,019	0,023	0,033	0,044	0,043	0,042	
$ReV_0 m_\pi^4$	0,018	-0,005	-0,004	0,064	0,135	0,035	0,053	0,068	0,023	0,029	0,027	
ReV_0/ImV_0	0,52	-0,26	-0,17	3,37	5,61	1,84	2,30	2,06	0,52	0,67	0,64	
$R_s = \frac{\Gamma(\pi^- np \rightarrow nn)}{\Gamma(\pi^- pp \rightarrow np)}$	208	208	208	3	3	3	3	9,3	56	10	11	

соответствии с /1/, вариант 4 — дополнительному учету также и коротких корреляций, вариант 5 — модели немассового поведения πN -амплитуды работы /4/, варианты 6 и 7 — учету перенормировки πN -амплитуды в ядерной среде при использовании экспериментальных борновских амплитуд феноменологического потенциала для πN -вершин. При этом в варианте 7 учитываются также особенности немассового поведения πN -амплитуды в ядерной среде в простой полюсной модели с учетом ρ - и σ -обмена и короткодействующего отталкивательного кора. Параметры σ -обмена определяются в рамках σ -модели с помощью экспериментальных данных по $\sigma_{\pi N}$. Из табл. 1 видно, что только вариант 7 удовлетворительно описывает феноменологические параметры пион-ядерного оптического потенциала и согласуется с результатами (6).

ЛИТЕРАТУРА

1. Hachenberg F., Pirner H. J. Ann. Phys. (N.Y.), 112, 401 (1978).
2. Bertsch G. F., Riska D. O. Phys. Rev., C18, 317 (1978).
3. Chai J., Riska D. O. Nucl. Phys., A329, 429 (1978).
4. Shimizu K., Faessler A. Nucl. Phys., A333, 495 (1980).
5. Riska D. O. Nucl. Phys., A377, 319 (1982).
6. Hufner J. Phys. Reports, 21C, 1 (1975).
7. Chiang H. C., Hufner J. Nucl. Phys., A352, 442 (1981).
8. Stricker K., Carr J. A., McManus H. Phys. Rev., 22C, 2043 (1980).
9. Seki R. et al. Phys. Lett., 97B, 200 (1980).
10. Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЭЧАЯ, 16, 1330 (1985).
11. Rockmore R. M. Phys. Rev., C24, 2193 (1981).