Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 1, стр. 96 – 99 5 января 1975 г.

ВЛИЯНИЕ π-КОНДЕНСАТА НА РЕАЛЬНУЮ ЧАСТЬ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В π-МЕЗОАТОМЕ

М.А.Троицкий, Э.Е.Саперштейн, О.А.Маркин
И.Н.Мишустин

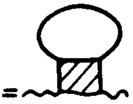
Показано, что наличие π-мезонного конденсата в ядрах приводит к дополнительному отталкивательному вкладу в P-волновых членах оптического потенциала в π-атомах.

Возможность существования π-конденсата в атомных ядрах была указана А.Б.Мигдалом в 1972 году [1] и исследовалась в ряде работ [2, 3]. В настоящей заметке анализируются следствия, к которым приводит наличие такого конденсата для оптического потенциала π-мезонов в π-мезоатомах.

Анализ положения и ширин энергетических уровней π-мезоатомов дает интересную информацию о свойствах атомных ядер [4]. Поскольку для π-мезона в π-мезоатоме существенны малые импульсы K, в оптическом потенциале достаточно ограничиться двумя членами: локальным (не зависящем от K) членом, связанным с S-волновым πN-рассеянием и членом, пропорциональным K^2, обусловленным P-рассеянием. Параметры такого оптического потенциала извлекаются из эксперимента с большой точностью.

Слагаемое оптического потенциала V_π, обусловленное короткодействующей частью P-волнового рассеяния, имеет вид: ($\hbar = m_\pi = C = 1$)

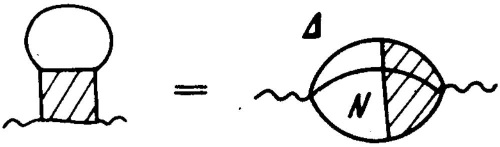
$$2V_\pi = \mathcal{P}(\omega = 1 + k^2,\ \mathbf{k}) =$$



$$\mathbf{k},\ \omega = -4\pi n C_0 (1-a)k^2 \approx$$

$$\approx -1{,}35\, C_0 (1-a)\, k^2\,. \qquad (1)$$

Здесь $\mathcal{P}$ – поляризационный оператор π-мезона в ядре с $N = Z$, n – плотность ядерного вещества (в наших единицах $n = 0{,}5$), C_0 – полусумма длин P-рассеяния π-мезона на протоне и нейтроне в пустоте: $C_0 = 0{,}21 \pm 0{,}007$[1]. Основной вклад в $\mathcal{P}$ вносят процессы с обменом Δ-резонансом и нуклонной дыркой:



(2)

Множитель $(1 - a)$ в формуле (1) произошел из-за возможного отличия амплитуды рождения Δ-резонанса в среде (заштрихованная вершина в (2)) от пустотной. Нетрудно проверить, что вклад в поляризационный оператор дальнодействующих членов, связанных с рождением в промежуточном состоянии частицы и дырки, сильно подавлен принципом Паули и имеет малость порядка

$$(v_F / R\omega)^2 = (\epsilon_F / \omega A^{1/3}) \sim 0{,}1 A^{-2/3}\ .$$

Из экспериментальных данных по уровням π-мезоатомов требуется $a = 1/3$, т. е. подавление пустотной πN-амплитуды в полтора раза.

Обычно это подавление объясняют введением так называемого множителя Лоренц – Лоренца (ЛЛ). Множитель ЛЛ был введен Эриксонами в работе [5] с целью учета корреляций нуклонов на малых расстояниях. В работе Баршая и др. [6] показано, что введение множителя ЛЛ соответствует введению жесткого отталкивательного кора между нуклоном и Δ-резонансом. В формуле (1) любое $N\Delta$-взаимодействие учитывается величиной a.

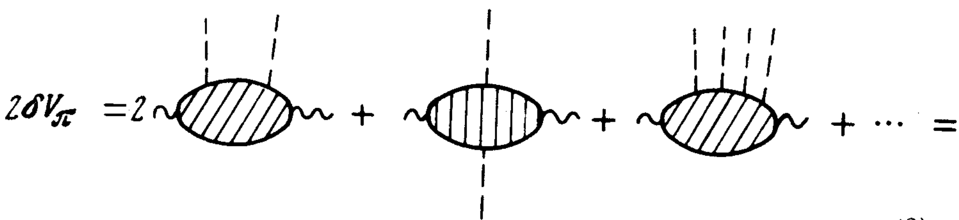
---

[1] Отметим, что в силу изотопической симметрии вклад однонуклонного обмена в C_0 равен нулю.

Параметр a есть константа аналогичная другим константам теории ферми-жидкости, т. к. соответствующие ей графики неприводимы относительно рождения пар частица-дырка. Ее расчет представляет собой сложную многотельную задачу, и она может быть определена из анализа опытных данных.

Если предположить, что подавление оптического потенциала действительно связано с фактором a, т. е. $a = 1/3$, то, как показывает проведенный в работе [3] анализ, невозможно объяснить наблюдаемое на эксперименте усиление l-запрещенных М1-переходов типа $S_{1/2} - d_{3/2}$. для этого требуется $a < 0{,}15$. Столь малое значение a может быть согласовано с данными по π-атомам, если предположить, что в ядре существует π-конденсат.

В этом случае в оптическом потенциале π-мезона возникают дополнительные слагаемые, пропорциональные K^2, обусловленные взаимодействием с конденсатным полем ϕ_o:



$$= \gamma k^2, \quad \gamma > 0 \qquad (3)$$

Пунктиры на рисунке (3) означают статическое конденсатное поле с волновым числом K_o. Величина γ зависит от структуры π-конденсата и от амплитуды ϕ_o конденсатного поля. Простая оценка в теории возмущений по конденсатному полю дает

$$\gamma \approx \frac{16}{3} \; \frac{m_N P_F}{\pi^2} \; \frac{f_\pi^4 K_o^2}{\omega^2} \; \frac{\phi_o^2}{(1 + g^-)^2} \approx 5\phi_o^2 \qquad (4)$$

В формуле (6) импульс ферми $P_F = 2$, масса нуклона $m_N = 6{,}7$. $f_\pi = \dfrac{g^2}{2m_N} \approx 1$, $\omega \approx m_\pi = 1$, а константы теории конечных ферми-систем $g^- = 1{,}6$ [7]. K_o – волновой вектор конденсатного поля $K_o = 2$ [1]. ϕ_o^2 – квадрат амплитуды конденсатного поля.

Из (3, 4) видно, что реальная часть оптического потенциала π-мезоатома может быть согласована с экспериментом даже при $a = 0$, если предположить, что в атомном ядре существует π-мезонный конденсат с амплитудой $\phi_o^2 \sim 0{,}1$. Эта оценка не противоречит результатам работы [2].

В заключение благодарим А.Б.Мигдала, В.А.Ходеля и Н.И.Чекунаева за полезное обсуждение работы.

Научно-исследовательский
физико-химический институт

Поступила в редакцию
25 ноября 1974 г.

Литература

[1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, **63**, 1993, 1972; А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ, **66**, 443, 1974.

[2] A.B.Migdal, N.A.Kirichenko, G.A.Sorokin. Phys. Lett., **50B**, 411, 1974.

[3] Э.Е.Саперштейн, М.А.Троицкий. ЯФ (в печати)

[4] G.Backenstoss. Ann. Rev. Nucl. Sci.,**20**, 467, 1970. УФН, **107**, 405, 1972.

[5] M.Ericson. T.E.O.Ericson. Ann. of. Phys., **36**, 323, 1966.

[6] S.Barshay, G.E.Vrown, M.Rho. Phys. Lett., **32B**, 787, 1974.

[7] В.М.Осадчиев, М.А.Троицкий. ЯФ, **5**, 1011, 1967.