Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 2, стр. 138 – 141 20 января 1975 г.

ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ В ЯДРАХ И l-ЗАПРЕЩЕННЫЕ $M1$-ПЕРЕХОДЫ

Э.Е. Саперштейн, М.А. Троицкий

Указывается возможность объяснения усиления l-запрещенных $M1$ переходов за счет существования в ядрах π-конденсата.

В последние годы интенсивно обсуждается проблема π-мезонной конденсации в ядерной материи. Интерес к этому вопросу возник благодаря появлению ряда работ А.Б.Мигдала [1], в которых впервые был развит реалистический подход к этой проблеме, основанный на теории ферми-жидкости. Независимо возможность π-конденсации в нейтронной материи рассматривалась Скалапино [2] и Сойером [3].

В одной из первых работ этой серии Мигдал указал на возможность осуществления π-конденсации в атомных ядрах.

Наиболее существенное влияние π-мезонного конденсата на структуру ядра заключается в существенном изменении вида и величины тензорных сил, обусловленных 1-пионным обменом. Тензорные силы существенным образом определяют вероятности l-запрещенных γ- и β-переходов. В настоящей статье приводятся результаты анализа [3] l-запрещенных $M1$ -переходов. На наш взгляд, наиболее естественным объяснением усиления переходов типа $s_{1/2} - d_{3/2}$ заключается в существовании π-конденсата.

Приведенная вероятность l-запрещенного $M1$ -перехода пропорциональна квадрату $|(v_2)_{if}|^2$ матричного элемента компоненты $v_2(r)$ эффективного поля.

$$V[\sigma_a] = v_1(r)\sigma_a + v_2(r)(\vec{\sigma}\mathbf{n})n_a , \tag{1}$$

$$(\mathbf{n} = \mathbf{r}/r)$$

$V[\sigma_a]$ определяется известным уравнением теории конечных ферми-систем [4], которое в символической записи имеет вид:

$$V = V^{\circ} - (F_{\circ} + F_{\pi})\,\Phi\, V. \tag{2}$$

Здесь $V^{\circ}[\sigma_a] = (1 - \xi_s)\sigma_a$, Φ – обезразмеренный пропагатор частицы и дырки, $F_{\circ} = (g + g'\tau_1\tau_2)\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2$, ($\hbar = m = c = 1$), а

$$F_{\pi} = \frac{1{,}4(1 - 2\xi_s)^2\tau_1\tau_2(\vec{\sigma}_1\mathbf{k})(\vec{\sigma}_2\mathbf{k})}{1 + k^2 - \dfrac{0{,}9(1 - a)k^2}{1 + 0{,}23k^2} - 2\omega^2_{min}} , \tag{3}$$

где ξ_s, g, g', a – константы теории конечных ферми-систем. ω^2_{min} есть минимум величины

$$\omega^2(k^2) = 1 + k^2 - \frac{0{,}9(1 - a)k^2}{1 + 0{,}23k^2} - \frac{2{,}8(1 - 2\xi_s)^2k^2\Phi(0, k)}{1 + 2g'\Phi(0, k)} \tag{4}$$

F_{π} описывает однопионное взаимодействие в аннигиляционном канале с учетом виртуального рождения Δ_{33}-изобары и рассеяния на π-мезонном конденсате [1].

Формула (3) для F_{π} имеет место, если константы g', ξ_s, a не удовлетворяют условию устойчивости Померанчука, т. е. правая часть (4) становится отрицательной. Возникновение π-конденсата связано именно с этой неустойчивостью. Если g', ξ_s, a удовлетворяют условию устойчивости, π-конденсат не существует.

При этом в (3) следует положить $\omega^2_{min} \to 0$.

Наиболее чистыми случаями для анализа, в которых измерены $B(M1)$, являются переходы $2d_{3/2} - 3s_{1/2}$ в ядре Tl^{207} и $2f_{7/2} - 1h_{9/2}$ в ядре Bi^{209}. В Tl имеем $B(M1) = 26{,}2 \cdot 10^{-3}$, а в Bi $B(M1) = (4{,}3 \pm 0{,}7) \cdot 10^{-3}$ в (ядерных магнетонах)^2. Обе эти величины (особенно первая) заметно больше, чем результаты расчетов без учета F_π. В работе [4] для согласования теории с экспериментом в расчет, произведенный в рамках стандартной теории конечных ферми-систем, в затравочное поле V° был введен член $\kappa r^2(\vec{\sigma}\mathbf{n})n_a$ $\kappa = 0{,}026$ ф^{-2}.

Так как $< r^2 > \sim\ < R^2 > \sim 50$ ф^2, то введение такого члена делает переход фактически разрешенным и объясняет эксперимент. Однако введение такого большого члена в V° противоречит всей совокупности экспериментальных данных по магнитным моментам и $M1$-переходам. Кроме того, такой член не является трансляционно инвариантным.

Ядро переход	Конденсата нет $\xi_s = 0$			Эксперимент	Конденсат есть	
					$\xi_s = 0$	$\xi_s = 0{,}1$
	$g' = 1{,}2$	$g' = 1$	$g' = 0{,}8$		$g' = 1{,}15$	$g' = 0{,}5$
Tl^{207} $2d_{3/2} - 3s_{1/2}$	2,7	2,45	4,1	26,2 [5]	16	18
Bi^{209} $2f_{7/2} - 1h_{9/2}$	0,07	0,32	2,4	4,3 ± 0,7 [5]	9,2	19
Pb^{209} $2g_{9/2} - 1h_{11/2}$	0,001	0,001	0,04	——	0,015	0,02

Зависимость $B(M1)$ (10^{-3} (яд. магн.)^2) l-запрещенных переходов от параметров теории без π-конденсата и с учетом конденсата.

Мы произвели расчет $B(M1)$ для указанных ядер, решая уравнение (2) в области устойчивости констант. В таблице приведены результаты расчета для констант $\xi_s = 0{,}1$, $a = 0$ и для ряда значений $g' > 0{,}6$ (условие устойчивости для этих значений a и ξ_s нарушается при $g' < g^{\text{кр}} = 0{,}6$). Как видно, в обоих случаях расхождения весьма значительные. В случае Bi^{209} разумный результат получается только для значения $g' = 0{,}8$, весьма близком к критическому. В Tl^{207} даже при этом g' расхождения с экспериментом превышает 6 раз. В таблице приводятся результаты расчета, проведенного в предположении, что существует π-конденсат. Как видно, расчет приводит в случае Tl^{207} к значениям, близким к экспериментальному, а в случае Bi^{209} даже к заметно большим. Последний факт не должен вызывать особого смущения: оценки показывают, что в случае ядра Bi^{209} значительный вклад может возникать от тензорных сил неоднопионного происхождения (тензорная часть "кора"), которые почти не вносят никакого вклада для Tl^{207}.

В Bi^{209} их учет может заметно уменьшить результат. Так что предположение о существовании в ядре π-конденсата качественно объясняет наблюдаемое на эксперименте разрешение l-запрещенных переходов.

Отметим, что произведенный расчет для перехода $2g_{9/2} - 1i_{11/2}$ в ядре Pb^{208}, где нет надежных экспериментальных данных, приводит к очень маленьким значениям $B(M1)$ независимо от того, есть π-конденсат в ядре, или его нет. В то же время, введение большого максимального заряда, пропорционального $(\vec{\sigma}\mathbf{n})n_a$, приводит и здесь к большому значению $B(M1)$. Поэтому измерение вероятности этого перехода было бы серьезной проверкой предлагаемого объяснения.

Существование π-конденсата объясняет качественно также и усиление переходов $s_{1/2} - d_{3/2}$ в ядрах среднего атомного веса, в которых однако, точность расчетов гораздо ниже, т. к. переходы могут быть существенно неодночастичными.

Авторы благодарны А.Б.Мигдалу, И.Н.Мишустину, В.А.Ходелю за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
13 декабря 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] D.J.Scalapino. Phys. Rev. Lett., 29, 386, 1972.

[3] R.F.Sawyer. Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972.

[4] R.Bauer et al. Nucl. Phys., A209, 539, 1973.

[5] Nucl. Data Sheets V5, №3, 1971.