Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 10, стр. 529 – 531 20 ноября 1975 г.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ КОНЕЧНОСТИ НА ХАРАКТЕР π-МЕЗОННОЙ КОНДЕНСАЦИИ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Э.Е.Саперштейн, С.В.Толоконников, С.А.Фаянс

Рассчитываются значения критических параметров, определяющих π-конденсатную неустойчивость, для ряда сферических ядер в диапазоне от 0^{16} до 114^{298}. Показано, что в легких ядрах сначала нарушается устойчивость для моды $J^{\pi} = 0^-$, а в тяжелых ядрах одновременно конденсируются все моды отрицательной четности $J^{\pi}=0^-$, 2^-, 4^-,...

В последние годы интенсивно обсуждается вопрос о π-конденсации в ядерной материи и атомных ядрах [1, 2].

Параметры взаимодействия квазичастиц не известны достаточно хорошо, чтобы можно было ответить на вопрос, существует ли в реальных атомных ядрах π-конденсат. Однако уже первые оценки Мигдала [1] показали, что ситуация в ядрах близка к критической, т. е. либо π-конденсат в них уже существует, либо он должен возникать при сравнительно небольшом увеличении плотности ядерного вещества (например, при столкновении тяжелых ионов с энергией порядка нескольких сот *Мэв* на нуклон).

Поэтому представляется интересным выяснение характера π-конденсации в конечных ядрах.

Неустойчивость ядерного вещества, ответственная за π-конденсацию, возникает при волновых векторах k порядка импульса Ферми p_F. Поэтому в достаточно больших ядрах π-конденсация должна происходить приблизительно так же, как в бесконечной системе, а эффекты конечности будут существенны только вблизи границы ядра. Именно такая ситуация разобрана в [3]. Однако существует вопрос, являются ли реальные ядра достаточно большими для осуществления такой ситуации. Также представляется интересным характер π-конденсации в легких ядрах.

Для выяснения всех этих вопросов необходимо рассмотреть условия устойчивости по отношению к образованию π-конденсата в конкретных ядрах. Эти условия для бесконечной материи сформулированы в [1] на основе рассмотрения D-функции π-мезона в ядерном веществе. В конечных ядрах удобнее изучать собственные частоты уравнения для эффективного поля V, имеющего симметрию $\sim \sigma_a \tau_\beta$ [4]:

$$V(\mathbf{r}_1, \omega) = \sigma_a \tau_\beta - \int \gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r})\, \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_2, \omega)\, V(\mathbf{r}_2, \omega)\, d^3r\, d^3r_2 \qquad (1)$$

γ – неприводимая в канале частица-дырка амплитуда взаимодействия квазичастиц. Для наших целей достаточно аппроксимировать γ в импульсном представлении не зависящей от импульсов константой γ_0 и амплитудой однопионного обмена γ_π, зависящей от передаваемого импульса k:

$$\gamma = \gamma_0 + \gamma_\pi \quad , \tag{2}$$

$$\gamma_0 = {}^1/_2(g^+ + g^- \vec{\tau}_1\vec{\tau}_2)\,\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2 , \tag{3}$$

$$\gamma_\pi = - \frac{1{,}4(1 - 2\zeta_s)^2(\vec{\sigma}_1\mathbf{k})(\vec{\sigma}_2\mathbf{k})(\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2)}{1 + k^2 - \dfrac{0{,}9(1 - a)\,k^2}{1 + 0{,}23\,k^2}} \; . \tag{4}$$

Здесь использованы единицы $\hbar = c = m_\pi = 1$, g^+, g^-, a и ζ_s являются константами теории. ζ_s определяет перенормировку аксиальной вершины, а a – перенормировку вершины рождения Δ-изобары в ядрах. Условие устойчивости по отношению к π-конденсации заключается в положительности квадрата собственных частот ω_s^2 уравнения (1).

В сферических ядрах естественными квантовыми числами, которые следует использовать при решении уравнения (1), являются момент и четность J^π. Уравнение (1) расщепляется на систему для $J^\pi = 0^-$, 1^+, 2^-, 3^+,... и т. д. Каждое из них определяет набор критических параметров для данного J^π. Влияние константы g^+ на собственные значения (1) ничтожно (оценка $\sim 0{,}1\,(N - Z)/A)^2$, что, скажем, для ядра Pb^{208} $\sim 0{,}4\%$), поэтому задача является 3-параметрической.

Критические значения $(g^-_{\text{кр}})_{J^\pi}$ при заданных a и ζ_s находились для ряда сферических ядер в диапазоне от 0^{16} до 114^{298}. Уравнение (1) решалось в координатном представлении. Детали расчетной схемы и более подробные результаты будут изложены в отдельной работе [5]. Здесь мы отметим только, что стандартная техника решения уравнения (1), основанная на использовании представления собственных квазичастичных волновых функций $\xi_\lambda(\mathbf{r})$, здесь неприменима, так как она неизбежно сопряжена с образованием суммирования по состояниям λ.

В таблице приведены результаты расчета критических значений констант $(g^-_{\text{кр}})_{J^\pi}$ для реалистических значений параметров $\zeta_s = 0{,}1$ и $a = 0$.

Как видно, в легких и тяжелых ядрах осуществляются две существенно различные ситуации. Допустим, что мы могли бы "руками" уменьшать константу g^- или, что эквивалентно, увеличивать плотность $\rho(\delta\rho/\rho \sim -3\delta g^-/g^-)$. Тогда в легких ядрах раньше всего наступает неустойчивость моды 0^-. Оценки показывают, что "расстояние" $\Delta g^- \sim 0{,}15$ (в Ca^{40}) до ближайшей точки неустойчивости моды 2^- достаточно велико, чтобы влиянием остальных мод на неустойчивость 0^- можно было пренебречь. Поэтому в случае фазового перехода второго рода и структура конденсата должна отвечать симметрии 0^-.

Иная ситуация осуществляется в тяжелых ядрах, где точки неустойчивости делятся на две группы. Для мод отрицательной и положительной четности. Внутри каждой группы точки неустойчивости практически совпадают, но между группами расстояние $\Delta g^- \approx 0{,}15$, причем раньше происходит конденсация мод отрицательной четности. Причина расщепления в том, что в атомных ядрах состояния в соседних оболочках, как правило, имеют противоположную четность. Это обстоятельство есть отголосок квазиосцилляторного вида ядерной самосогласованной ямы и при $A \to \infty$ должно исчезнуть: в широкой прямоугольной яме в интервале $\sim \epsilon_F A^{-1/3}$ будут в равной степени представлены состояния как одинаковой, так и противоположной четности.

J^π \ Ядро	0^{16}	Ca^{40}	Sn^{114}	Pb^{208}	114^{298}
0^-	0,80	1,07	0,99	0,98	0,96
1^+	0,55	0,69	0,88	0,80	0,82
2^-	0,70	0,91	0,98	0,96	0,94
3^+	0,00	0,60	0,89	0,81	0,88
4^-	[1]	0,72	0,90	0,98	0,94
5^+	–	0,13	0,75	0,87	0,82
6^-	–	–	0,79	0,95	0,94
7^+	–	–	0,43	0,79	0,84
8^-	–	–	–	0,79	0,91

[1] Отметим, что имеет смысл рассматривать условия устойчивости лишь для $J \lessapprox A^{1/3}$.

В реально же существующих тяжелых ядрах при уменьшении g^- вначале должна возникать практически одновременно неустойчивость всех мод отрицательной четности.

В заключение авторы выражают благодарность В.М.Галицкому, А.Б.Мигдалу, И.Н.Мишустину, М.А.Троицкому и В.А.Ходелю за полезные обсуждения работы.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
10 октября 1975г.

Литература

[1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 63, 1993, 1972; А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ, 66, 443, 1975.

[2] R.F.Sawyer. Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972; D.I.Scalapino. Phys. Rev. Lett., 29, 386, 1972.

[3] А.Б.Мигдал, Н.А.Киреченко, Г.А.Сорокин. Письма в ЖЭТФ, 19, 326, 1974.

[4] Э.Е.Саперштейн, М.А.Троицкий. ЯФ, 22, 138, 1975.

[5] Э.Е.Саперштейн, С.В.Толоконников, С.А.Фаянс. Препринт ИАЭ-2571, 1975.