Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 10, стр. 495 – 498　　　　*20 мая 1977 г.*

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА В АНОМАЛЬНЫХ ЯДРАХ

Д.Н.Воскресенский, Г.А.Сорокин, А.И.Черноуцан

Исследовано влияние эффекта накопления фермионного заряда на условия существования и свойства аномальных сверхтяжелых ядер.

В последнее время проявляется значительный интерес к возможности существования аномальных ядер, как вследствие появления конкретных теоретических моделей [1 – 3], так и в связи с первыми экспериментальными попытками обнаружить такие ядра [4 – 6]. Теория пионной конденсации [3] предсказывает существование сверхплотных аномальных ядер двух типов: ядер с массовыми числами $A < A_1 \sim 10^2 - 10^3$ и $\nu = Z/A \approx 0{,}5$, а также сверхплотных сверхтяжелых ядер с $A > A_2 \sim 10^4 -$

$\sim 10^5$ и $\nu << 1$. В последних наблюдаемый заряд Z велик ($Ze^2/R \sim m_\pi c^2$) и, как следует из результатов работ [7], в них должны накапливаться фермионы.

Накопление фермионов происходит не только вследствие рождения из вакуума e^+e^-- и $\mu^+\mu^-$-пар [7], но и за счет β-процессов $n \leftrightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$, $p \to n + e^+ + \nu_e$ и $n \leftrightarrow p + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$, $p \to n + \mu^+ + \nu_\mu$. Условия равновесия системы относительно этих процессов и реакции $n \to p + \pi^-$ получены в приближении квазиоднородности системы (потенциал медленно меняется на характерных длинах). Плотность электронов и μ^--мезонов в приближении Томаса – Ферми, обобщенном на релятивистский случай [7], равна ($\hbar = c = 1$, потенциал измеряется в энергетических единицах):

$$n_{e,\mu} = (3\pi^2)^{-1}[(\epsilon_{max} + V(r))^2 - m^2_{e,\mu}]^{3/2}\,\theta(V(r) + \epsilon_{max} - m_{e,\mu}), \tag{1}$$

где ϵ_{max} – энергия, ниже которой все электронные и μ^--мезонные уровни заполнены ($|\epsilon_{max}| < m_e$), и которая равна разности химических потенциалов нейтронов и протонов. Для нахождения плотности заряда адронной подсистемы (барионы плюс пионы) использована, как и в [3], точно решаемая модель предельного конденсатного поля [8], однако, в отличие от [3], мы не ограничивались однородным распределением заряда по объему ядра:

$$n_h(r) = (n/2 - F^2 V(r)/4)\theta(R - r). \tag{2}$$

Первое слагаемое – плотность заряда барионных квазичастиц ($n = \mathrm{const}$), второе – плотность пионного заряда; $F = 1{,}35\ m_\pi$ – константа распада пиона. В результате потенциал определяется из уравнения

$$\Delta V = 4\pi e^2[n_e(r) + n_{\mu^-}(r) - n_h(r)]. \tag{3}$$

Это уравнение решено аналитически в двух предельных случаях $A >> 1/e^3$ и $A << 1/e^3$, и численно в промежуточной области $A \sim 1/e^3$. Ниже будет рассмотрен первый случай, так как эффект накопления фермионов существенен именно в этой области массовых чисел.

В этом случае потенциал практически постоянен внутри ядра и изменяется лишь вблизи его поверхности на расстояниях много меньших радиуса ядра R. Это позволяет пренебречь кривизной края ядра ($\Delta V \approx V''$), что существенно упрощает задачу.

Внутри ядра заряд барионной подсистемы может экранироваться как фермионами, так и конденсатными пионами. При $n << n^* \approx \sqrt{\frac{3}{2}}\,\frac{\pi}{2} F^3 \approx 10 n_0$ энергетически предпочтительна пионная экранировка, т. е. внутри ядра заряд барионов экранируется пионами, а экранирующий фермионный заряд накапливается вне ядра. В обратном предельном случае ($n >> n^*$) как внутри, так и вне ядра осуществляется фермионная экранировка. Реально имеет место промежуточный случай.

В этих предельных случаях решение уравнения (3) с достаточной точностью (см. [7]) может быть записано в виде

$$V(r) = \begin{cases} V_0(1 - ce^{\mu x}) & r < R \\ V_0\beta/(x + b) & r < R \end{cases}, \tag{4}$$

где $x = (r - R)/\lambda$, $\lambda = \sqrt{3\pi}/2eV_0$. V_0 — значение потенциала внутри ядра, определяющееся из условия электронейтральности при $x \to -\infty$. Постоянные b и c находятся из сшивания V, V' на границе ядра:

$$b = \left(\frac{\beta}{2} + \sqrt{\frac{\beta^2}{4} + \frac{\beta}{\mu}}\right) \sim 1, \qquad c = 1 + \frac{\mu\beta}{2} - \sqrt{\frac{\mu^2\beta^2}{4} + \mu\beta}. \qquad (5)$$

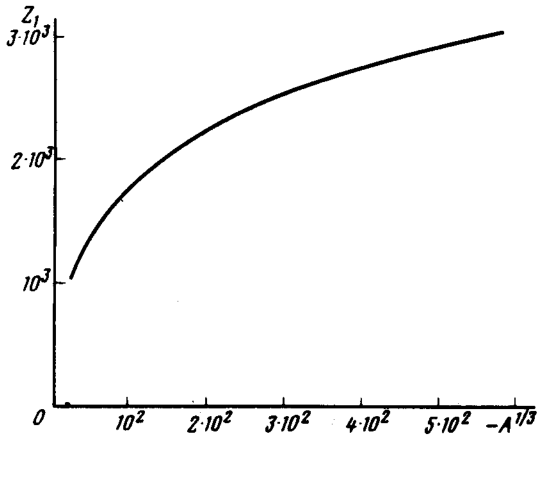
Приведем значения величин V_0, λ, μ и β:

$$n >> n^*: \quad V_0 = (3\pi^2 n/4)^{1/3}, \quad \lambda = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/6} e^{-1}(2n)^{-1/3},$$

$$\mu = \left[6 + \left(\frac{\pi^2 F^2}{2} + m_\mu^2\right)\frac{3}{2V_0^2}\right]^{1/2} \sim 1, \qquad \beta = 1, \qquad (6)$$

$$n << n^*: \quad V_0 = 2n/F^2, \quad \lambda = \sqrt{3\pi}F^2/4en, \quad \mu = \sqrt{3 + \frac{3\pi^2 F^2}{4V_0^2}}, \qquad \beta = \sqrt{2}$$

Приближение предельной экранировки справедливо, когда $R/\lambda >> 1$, что дает $A >> 1/e^3$ для случая $n >> n^*$ (фермионная экранировка), и $A >> 1/_{e^3}(n^*/n)^2$ в обратном предельном случае (пионная экранировка).



Наблюдаемый заряд Z_1 сверхтяжелого ядра как функция величины $A^{1/3}$. Расчет относится к случаю $n = 7n_0$ и $\epsilon_{max} = -m_e$ (максимальный наблюдаемый заряд)

Итак, внутренняя часть сверхтяжелого сверхплотного ядра представляет собой электронейтральную плазму, состоящую из барионных квазичастиц, пионов, электронов и μ^--мезонов. Потенциал внутри ядра постоянен и равен V_0. В переходном слое ширины λ сосредоточены электрическое поле и поверхностный заряд. Напряженность поля $\mathcal{E}$ достигает максимального значения на краю ядра: $\mathcal{E}_{max} = V'(x=0)/\lambda e \gtrsim \mathcal{E}_0$, где $\mathcal{E}_0 = m_\pi^2 c^3/e\hbar \approx 10^{21}$ в/см. Полный заряд Z' находящийся внутри ядра равен $Z' = ZV'_x(0)R^2/\lambda e^2 \sim Z/(Ze^3)^{1/3}$. В слое шириной $\lambda << \Delta r << R$ вблизи ядра расположен заряд, компенсирующий Z' с точностью до членов $\sim A^{1/3}$, т. е. наблюдаемый задря ядра Z_1 растет как $A^{1/3}$. Чтобы вычислить Z_1 точно для заданных A и n, нужно в точке, где плотность заряда обращается в нуль ($V = m_e - \epsilon_{max}$), сшить решение уравнения (3) с кулоновским потенциалом $Z_1 e^2/R$. Ответ зависит от того, до какого уровня ϵ_{max} заполнены фермионные уровни (при $\epsilon_{max} = m_e$ $Z_1 = 0$, при $\epsilon_{max} = -m_e$ Z_1 максимален). На рисунке приведены результаты численного рассчета Z_1. Видно, что при $A \to \infty$ Z_1 линейно зависит от $A^{1/3}$; при этом коэффициент пропорциональности на порядок меньше, чем найденный в работе [3] без учета накопления фермионов.

Образование электронейтральной плазмы внутри и накопление фермионного заряда вне ядра резко уменьшает кулоновскую энергию, которая делает тяжелые ядра неустойчивыми относительно деления. В случае предельной экранировки электростатическая энергия сводится к поверхностной: $E_Q = -\int V\Delta V d^3r/8\pi e^2 \sim A/(Ae^3)^{1/3}$. В этом случае ($A \gg 1/e^3$) в энергии системы нет членов, растущих с увеличением A быстрее, чем A, т. е. при $A > A_2 \sim 1/e^3$ сверхтяжелые ядра устойчивы относительно деления.

Накопление фермионов приводит к тому, что вместо чисто нейтронного вещества с π-конденсатом внутренняя часть сверхтяжелого ядра представляет собой вещество нейтронной звезды. Хорошо известно, что последнее обладает меньшей энергией. Это расширяет по сравнению с [3] область значений ядерных констант, при которых могут существовать аномальные сверхтяжелые ядра. То, что область фермионной экранировки лежит при больших плотностях, приводит к увеличению на $(2 - 3)n_0$ значения равновесной плотности.

Авторы благодарны А.Б.Мигдалу за интерес к работе и обсуждение результатов.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 апреля 1977 г.

Литература

[1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 61, 2209, 1971. Phys. Lett., 52B, 172, 1974.

[2] J.Hartle, R.Sawyer, D.Scalapino. Ap. J., 199, 471, 1975.

[3] A.B.Migdal, G.A.Sorokin, O.A.Markin, I.A.Mishustin. Phys. Lett., 65B, 423, 1976.

[4] S.Frankel et al. Phys. Rev., C13, 737, 1976.

[5] В.И.Алешин, А.Я.Балыш, В.М.Галицкий, Ю.В.Козлов, В.И.Лебедев, В.П.Мартемьянов, Л.А.Микаэлян, А.А.Поманский, В.Г.Тарасенков. Письма в ЖЭТФ, 24, 114, 1976.

[6] A.Kulikov, B.Pontecorvo. Phys. Lett., 66B, 136, 1977.

[7] А.Б.Мигдал, В.С.Попов, Д.Н.Воскресенский. Письма в ЖЭТФ, 24, 186, 1976; ЖЭТФ, 72, 834, 1977.

[8] D.Campbell, R.Dashen, J.Manassah. Phys. Rev. D12, 979, 1975.