

О СПОНТАННЫХ ПЕРЕХОДАХ ЯДЕР В СВЕРХПЛОТНОЕ СОСТОЯНИЕ

В.И.Алешин, А.Я.Балыш, В.М.Галицкий, Ю.В.Козлов,
В.И.Лебедев, В.П.Мартемьянов, Л.А.Микаэлян,
В.Г.Тарасенков

Ордена Ленина институт атомной энергии
им. И.В. Курчатова, Москва

А.А.Поманский

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Рассмотрение π -мезонного поля в ядерном веществе, проведенное А.В.Мигдалом^{/1/}, показывает, что одна из ветвей возбуждения этого поля может оказаться неустойчивой. Это явление, называемое обычно π -конденсацией, возникает при плотностях нуклонов n , превышающих некоторую критическую плотность n_c и, возможно, приводит к появлению второго минимума, на кривой зависимости энергии ядра ϵ , отнесенной к одному изотопу, от его плотности. Наибольший интерес для дальнейшего обсуждения представляет случай существования стабильных сверхплотных ядер с плотностью n_s (возможность существования таких ядер по другой причине рассматривали Ли и Вик^{/2/}). В этом случае обычные ядра метастабильны и могут спонтанно переходить в сверхплотное состояние.

То обстоятельство, что обычные ядра находятся в метастабильном, а не более выгодном сверхплотном состоянии, может объясняться тем, что процесс образования средних и тяжелых ядер из наиболее легких происходил путем реакции последовательного захвата, а для наиболее легких ядер сверхплотное состояние маловероятно, т.к. с уменьшением атомного веса критическая плотность растет^{/3/}.

Изложенные соображения послужили стимулом для поисков спонтанных переходов ядер в сверхплотное состояние. В эксперименте, проведенном на Нейтринной станции ИЯИ АН СССР на глубине 660 мвэ, использовались две сцинтилляционные установки, одна из которых содержала 25 кг иодистого натрия, а другая — 3 кг сцинтилляционного фторбензола.

Для уменьшения внешнего фона применялась защита из вольфрама и система антисовпадений. В опыте регистрировались γ -кванты с энергией в диапазоне 3–10 МэВ. Такие кванты должны сопровождать переход в сверхплотное состояние, если выде-

ляемая при этом энергия $\Delta\epsilon$ превышает для исследованных ядер 0.05–1 МэВ/нуклон.

Измеренная скорость счета в установке с фторбензолом составляла 0.1 событие кг⁻¹.сутки⁻¹, а в установке с иодистым натрием — 2 события кг⁻¹.сутки⁻¹. Приведенные скорости счета приписывались переходам в сверхплотное состояние, что с учетом эффективности регистрации и геометрии приводит к следующим нижним границам времени жизни τ ядер:

ядро	C	F	Na	I	W
τ , год	10^{22}	10^{22}	$3 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{20}$	10^{21}

Эти значения позволяют оценить нижние границы для плотности n_s и величины энергетического барьера, отделяющего обычное состояние от сверхплотного. Зависимость энергии ядра на один нуклон, соответствующая существованию стабильных сверхплотных ядер, показана на рис.1.

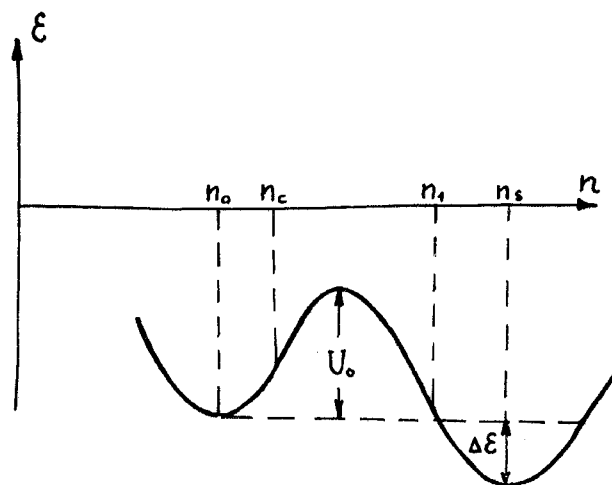


Рис. 1

Эта кривая может быть аппроксимирована выражением

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{k}{2} \left(\frac{n-n_0}{n_0} \right)^2 + \frac{q}{6} \left(\frac{n-n_0}{n_0} \right)^3 - \frac{\alpha}{2} \left(\frac{n-n_c}{n_0} \right)^2 \theta(n-n_c), \quad (1)$$

в котором k есть известная величина, связанная с сжимаемостью ядерного вещества и равная ≈ 32 МэВ^{*}. Коэффициенты q , α и значение n_c являются варьируемыми параметрами. Последний член соответствует выигрышу энергии при появлении π -конденсата при $n > n_c$.

* Отметим, что в ряде работ, посвященных свойствам ядерного вещества, вводится величина, в 9 раз большая.

Вероятность перехода в сверхплотное состояние может быть найдена из обычной картины подбарьерного перехода

$$\frac{1}{\tau} = \omega \cdot \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{r_0}^{r_1} dr \sqrt{2M_{\text{эф}}(U-E)} \right\}, \quad (2)$$

где ω - частота попыток, равная по порядку величины отношению скорости звука к размеру ядра, что дает $\omega \approx 10^{21} \text{ сек}^{-1}$, r_0 и r_1 - радиусы, соответствующие плотностям n_0 и n_1 ; $M_{\text{эф}}$ - эффективная масса, равная для случая однородного сжатия 3/5 от массы ядра. В (2) следует перейти к величинам, отнесенным к одному нуклону, т.е. $U-E = A(\varepsilon - \varepsilon_0)$. Показатель экспоненты в (2) зависит, вообще говоря, от выделяемой в переходе энергии на один нуклон $\Delta\varepsilon$, однако при не очень больших $\Delta\varepsilon$ эта зависимость слабая, и в дальнейших оценках мы получаем $\Delta\varepsilon=0$. В результате, формула для вероятности перехода принимает вид

$$\frac{1}{\tau} = \omega \cdot \exp \left\{ -\text{const} \cdot F\left(\frac{q}{k}, \frac{n_c}{n_0}\right) \cdot A^{4/3} \right\}. \quad (3)$$

Приравнивая τ экспериментальному времени жизни, можно получить нижнюю границу $\frac{n_c}{n_0}$. Эта величина оказывается плавной функцией отношения $\frac{q}{k}$ (в интервале $\frac{q}{k} = 0,5 + 2,0$). Приближенные значения $\frac{n_c}{n_0}$ и соответствующие им значения $\frac{n_s}{n}$ и U_0 приведены в таблице.

	^{23}Na	^{127}I	^{184}W
$\frac{n_c}{n_0}$	3,4	1,3	1,2
$\frac{n_s}{n_0}$	9,8	3,0	2,5
$U_0 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$	314	5,4	2,6

Из таблицы видно, что с уменьшением атомного номера нижняя граница $\frac{n_c}{n_0}$ и высота барьера на нуклон возрастают. Фтор и углерод не включены в таблицу; критические плотности и барьеры для них получаются еще более высокими, однако для таких легких ядер развиваемая здесь концепция может оказаться сомнительной. Более подробный анализ результатов и ограничений, накладываемых на коэффициенты разложения (1), будет проведен в дальнейшем.

Литература

1. А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 61, 2209 (1971).
А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ 66, 443 (1974).
2. T.D.Lee, G.C.Wick. Phys.Rev.D 9, 2291 (1974).
3. Э.Е.Саперштейн, С.В.Толоконников, С.А.Фаянс. Препринт ИАЭ им. И.В.Курчатова № 2571, Москва, 1975.