

УДК 524.354.6-33

**В.С. Секержицкий**

канд. физ.-мат. наук, доц., доц. каф. общей и теоретической физики  
Брестского государственного университета имени А.С. Пушкина  
e-mail: [svs@brsu.brest.by](mailto:svs@brsu.brest.by)

**О СОСТАВЕ ТЯЖЕЛЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР  
РАВНОВЕСНОГО СВЕРХПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА**

*Проведена оценка ядерных параметров и удельной энергии связи тяжелых ядер равновесного сверхплотного вещества. Исследовано влияние сильных магнитных полей на эти параметры.*

Согласно существующим представлениям [1], при плотностях, превышающих порог полной ионизации атомных ядер, реакции нейтронизации и пикноядерные реакции могут привести к установлению в сверхплотном веществе абсолютно устойчивого состояния термодинамического равновесия. Отличительной особенностью такого состояния является однозначная зависимость массового числа ядра от плотности вещества [1]; при этом предполагается существование экзотических сверхтяжелых ядер с массовыми числами  $A > 600$ .

Классическая формула Бете – Вайцеккера для энергии связи ядра хорошо согласующаяся с экспериментальными данными при  $A \sim (40 \div 80)$ , для описания сверхтяжелых ядер вряд ли применима. Попытка модифицировать формулу Бете – Вайцеккера для ядер, аномально богатых нейтронами, была предпринята в [2] путем введения поправки к энергии асимметрии ядра, но для сверхтяжелых ядер этого мало.

Известно, что ядерные взаимодействия между нуклонами в ядрах осуществляются, в основном, путем обмена  $\pi$ -мезонами. Мезон в процессе обмена некоторое малое время может находиться в «свободном состоянии» как самостоятельная частица. Не исключено, что эффективное число пионов в ядрах может быть заметной величиной [3]. Возможно также, что в ядрах имеются пионы необменного характера. Существование  $\pi^0$ -мезонов, а также равного числа  $\pi^+$ -мезонов и  $\pi^-$ -мезонов не должно сказываться на внешнем виде формулы Бете – Вайцеккера для энергии связи ядра: учет их наличия сводится к перенормировке значений численных коэффициентов в этой формуле по сравнению с тем случаем, когда в ядре имеются только нуклоны. Это обстоятельство фактически учтено при подгонке формулы Бете – Вайцеккера к экспериментальным значениям масс ядер. Отличия возникают лишь при неравном числе положительных и отрицательных пионов.

Как отмечалось в [3], эти отличия невозможно устранить уточнением коэффициентов в формуле Бете – Вайцеккера, сохраняя при этом охват всей области от средних до самых тяжелых атомных ядер. Но систематическое отклонение формулы Бете – Вайцеккера от экспериментальных данных можно ликвидировать, допустив наличие небольшого числа отрицательных пионов в тяжелых ядрах. Стандартный вид формулы Бете – Вайцеккера для энергии связи ядра должен быть изменен путем вычитания числа пионов из числа протонов в слагаемых, связанных с кулоновской энергией и энергией асимметрии ядра, а также введением дополнительных слагаемых, связанных с числом пионов. Предлагаемая модификация данной формулы практически устраняет имеющее место расхождение с экспериментальными данными для тяжелых ( $A > 200$ ) ядер.

Будем исходить из полуэмпирической формулы Бете – Вайцеккера для энергии связи ядра, модифицированной в соответствии с [3; 4]. Массу ядра вычисляем следующим образом:

$$Mc^2 = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 + W. \quad (1)$$

$$W = -c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{(N_p - N_\pi)^2}{A^{1/3}} + \frac{c_3}{A} (N_n - (N_p - N_\pi))^2 + \\ + c'_3 \frac{N_\pi^2}{A} + \frac{c_4}{A^3} (N_n - (N_p - N_\pi))^4 + c_\pi N_\pi, \quad (2)$$

где  $m_n c^2$  и  $m_p c^2$  – энергии покоя нейтрона и протона,  $W$  – энергия связи ядра,  $N_n, N_p, N_\pi$  – числа нейтронов, протонов и пионов в ядре;  $c_0 = 15,75$  МэВ,  $c_1 = 17,8$  МэВ,  $c_2 = 0,71$  МэВ,  $c_3 = 23,7$  МэВ,  $c'_3 \approx 17,7$  МэВ,  $c_\pi \approx 11,9$  МэВ [3]; коэффициент  $c_4$  различен в разных источниках:  $c_4 = 0$  [1],  $c_4 \approx 0,88$  МэВ [2],  $c_4 \approx 7,7$  МэВ [4].

Поскольку сверхплотное вещество в природных условиях может существовать в недрах сверхплотных астрофизических объектов типа пульсаров, обладающих сильными магнитными полями, то необходимо учесть влияние этих полей на энергию связи ядра.

В этом случае к (2) следует добавить слагаемые  $N_\pi \mu_\pi B$  и  $c_5 B^2 (N_p - N_\pi) A^{2/3}$ , где  $\mu_\pi = e\hbar / (2m_\pi c) = 2,1 \cdot 10^{-17}$  МэВ/Гс – магнетон, соответствующий пиону с массой  $m_\pi$ ,  $c_5 = 6,9 \cdot 10^{-38}$  МэВ/Гс<sup>2</sup> [5],  $B$  – индукция магнитного поля (в гауссах).

Исходной для расчета параметров сверхплотного вещества является формула для полной энергии среды:

$$E = E_A + E_e + E_n, \quad (3)$$

где  $E_A, E_n, E_e$  – энергии атомных ядер, свободных нейтронов и электронов. При этом мы пренебрегаем кинетической энергией ядер и считаем, что электроны образуют крайне вырожденный идеальный газ.

Энергия свободных нейтронов и их число в объеме  $V$  равны соответственно:

$$E_n = w_n \left( V - \frac{AN_A}{n_0} \right), \quad N_n = n_n \left( V - \frac{AN_A}{n_0} \right), \quad (4)$$

где [6]

$$w_n = n_n (m_n c^2 + \zeta_n) - P_n, \quad (5)$$

$$n_n = \frac{(2m_n)^{3/2}}{6\pi^2 \hbar^3} \left( (\zeta_n - \varepsilon_\pi + \sigma_n \mu_\pi B)^{3/2} + (\zeta_n - \varepsilon_\pi - \sigma_n \mu_\pi B)^{3/2} \right), \quad (6)$$

$$P_n = \frac{2}{5} n_n \frac{(\zeta_n - \varepsilon_\pi + \sigma_n \mu_\pi B)^{5/2} + (\zeta_n - \varepsilon_\pi - \sigma_n \mu_\pi B)^{5/2}}{(\zeta_n - \varepsilon_\pi + \sigma_n \mu_\pi B)^{3/2} + (\zeta_n - \varepsilon_\pi - \sigma_n \mu_\pi B)^{3/2}}, \quad (7)$$

$$\varepsilon_\pi = -1,48 \cdot 10^{-38} n_n \frac{40,4 - 1,61 \cdot 10^{-38} n_n}{1 + 6,25 \cdot 10^{-13} (n_n)^{1/3}}, \quad (8)$$

$N_A$  – число ядер,  $n_n$  и  $P_n$  – концентрация и давление свободных нейтронов,  $\chi_n = \zeta_n + m_n c^2$  – их химический потенциал,  $n_0 = 1,3 \cdot 10^{38}$  см<sup>-3</sup> – концентрация нуклонов в ядре,  $\mu_\pi$  – ядерный магнетон,  $\sigma_n = 1,913$ .

Энергия ультрарелятивистского электронного газа в сверхсильном магнитном поле определяется следующим образом [6]:

$$E_e = w_e V, \quad w_e = \frac{\pi^2 \hbar^3 c n_e^2}{2 m_e \mu_B B} = P_e = \frac{1}{2} \chi_e n_e, \quad (9)$$

где  $n_e, P_e, \chi_e$  – концентрация, давление и химический потенциал электронов,  $m_e$  – масса электрона,  $\mu_B$  – магнетон Бора.

Среда полагается электронейтральной, полное число нуклонов сохраняется, поэтому

$$n = n_n + n_e \left( 1 - \frac{n_n}{n_0} \right) \frac{A}{N_p - N_\pi}. \quad (10)$$

Абсолютно устойчивому состоянию термодинамического равновесия соответствует минимум энергии среды  $E$  относительно независимых параметров  $A, N_p, N_\pi$  и  $N_A$  при фиксированных  $N = nV$  и  $B$ :

$$\frac{\partial E}{\partial A} = \frac{\partial E}{\partial N_p} = \frac{\partial E}{\partial N_\pi} = \frac{\partial E}{\partial N_A} = 0. \quad (11)$$

Таким образом, мы получаем систему уравнений для вычисления равновесных параметров сверхплотного замагниченного вещества.

В таблицах 1–3 представлены численные значения  $N_\pi, N_p, b$ .

Таблица 1. – Зависимость  $N_\pi, N_p, b$  от  $A$

$c_4 = 0$						
$B = 0$				$B = 2 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$		
$A$	$N_p$	$N_\pi$	$b$	$N_p$	$N_\pi$	$b$
120	47	8	-7,5	41	2	-7,4
140	56	14	-7,1	49	7	-6,8
160	64	19	-6,8	56	11	-6,4
180	73	25	-6,5	64	16	-6,01
200	81	30	-6,2	71	21	-5,6
220	90	37	-5,9	79	26	-5,3
$B = 6 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$				$B = 10^{18} \text{ Гс}$		
$A$	$N_p$	$N_\pi$	$b$	$N_p$	$N_\pi$	$b$
120	29	0	-4,7	17	0	0,6
140	35	0	-5,03	21	0	0,001
160	40	0	-5,1	24	0	-0,1
180	46	1	-5,1	28	0	-0,5
200	51	3	-4,7	31	0	-0,5
220	57	7	-4,2	35	0	-0,7

Таблица 2. – Зависимость  $N_\pi$ ,  $N_p$ ,  $b$  от  $A$ 

$c_4 = 0,88 \text{ МэВ}$						
$B = 0$				$B = 2 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$		
$A$	$N_p$	$N_\pi$	$b$	$N_p$	$N_\pi$	$b$
120	47	8	-7,5	41	2	-7,4
140	56	14	-7,1	49	7	-6,8
160	64	19	-6,7	56	11	-6,4
180	73	25	-6,4	64	16	-5,9
200	81	30	-6,2	72	22	-5,6
220	90	37	-5,9	79	26	-5,3
$B = 6 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$				$B = 10^{18} \text{ Гс}$		
$A$	$N_p$	$N_\pi$	$b$	$N_p$	$N_\pi$	$b$
120	30	0	-4,9	18	0	0,3
140	35	0	-5,1	22	0	-0,2
160	41	0	-5,3	26	0	-0,6
180	46	1	-5,01	30	0	-0,9
200	52	4	-4,6	33	0	-0,8
220	58	8	-4,1	37	0	-1,04

Таблица 3. – Зависимость  $N_\pi$ ,  $N_p$ ,  $b$  от  $A$ 

$c_4 = 7,7 \text{ МэВ}$						
$B = 0$				$B = 2 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$		
$A$	$N_p$	$N_\pi$	$b$	$N_p$	$N_\pi$	$b$
120	48	9	-7,5	43	4	-7,3
140	57	15	-7,1	51	9	-6,7
160	66	21	-6,7	59	14	-6,2
180	75	27	-6,4	67	19	-5,8
200	84	33	-6,1	75	25	-5,4
220	93	40	-5,8	83	30	-5,1
$B = 6 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$				$B = 10^{18} \text{ Гс}$		
$A$	$N_p$	$N_\pi$	$b$	$N_p$	$N_\pi$	$b$
120	33	0	-5,5	24	0	-1,6
140	39	0	-5,7	29	0	-2,1
160	45	2	-5,3	34	0	-2,4
180	52	7	-4,6	39	0	-2,7
200	59	11	-4,2	45	2	-2,6
220	65	15	-3,7	50	5	-1,9

Из таблиц видно, что под воздействием сильных магнитных полей наиболее устойчивыми становятся ядра-изобары с меньшими значениями числа протонов и числа пионов. Тенденция изменения абсолютной величины удельной энергии связи с ростом индукции магнитного поля дает основание полагать, что в сильных магнитных

полях с индукцией порядка  $10^{18}$  Гс невозможно существование описанных в [1–3] экзотически сверхтяжелых ядер со значениями массовых чисел  $A \sim 500 \div 700$ . Заметим, что в столь сильных магнитных полях удельная энергия связи средних ядер также заметно уменьшается, очевидно, в связи с деформацией ядра в магнитном поле [5].

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Саакян, Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс / Г. С. Саакян. – М. : Наука, 1972. – 344 с.
2. Вартанян, Ю. Л. Нейтронобогатые ядра в Ферми-газе / Ю. Л. Вартанян, Н. К. Овакимова // Астрон. журн. – 1972. – Т. 49, вып. 2. – С. 306–315.
3. Саакян, Г. С. Физика нейтронных звезд / Г. С. Саакян. – Дубна : Изд-во ОИЯИ, 1995. – 347 с.
4. Саакян, Г. С. Явление пионизации вырожденного вещества / Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян // Астрофизика. – 1977. – Т. 13, вып. 2. – С. 295–311.
5. Леинсон, Л. Б. О делении ядер в сильном магнитном поле / Л. Б. Леинсон, В. Н. Ораевский // Ядер. физика. – 1978. – Т. 27, вып. 6. – С. 1457–1463.
6. Секержицкий, В. С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях / В. С. Секержицкий. – Брест : Изд-во БрГУ, 2008. – 198 с.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 27.02.2018

#### ***Sekerzhitsky V.S. On the Composition of Heavy Atomic Nuclei of an Equilibrium Superdense Matter***

*The nuclear parameters and the specific binding energy of heavy nuclei of an equilibrium superdense matter are estimated. The influence of strong magnetic fields on these parameters is investigated.*