



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: otf@brsu.brest.by

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ В ЭЛЕКТРОННО-НЕЙТРОННО-ЯДЕРНОМ ЗАМАГНИЧЕННОМ ВЕЩЕСТВЕ

Рассчитаны равновесные термодинамические и ядерные параметры холодного сверхплотного электронно-нейтронно-ядерного вещества при наличии сверхсильного магнитного поля. Исследовано влияние сверхсильного магнитного поля на параметры, соответствующие границам электронно-нейтронно-ядерной фазы такого вещества. Проведена оценка эффективного числа отрицательных пионов в тяжелых атомных ядрах.

1. Согласно современным представлениям, при плотностях, характерных для недр белых карликов и оболочек нейтронных звезд, должны быть условия для существования электронно-ядерной (Ae), электронно-нейтронно-ядерной (Aen) или электронно-нуклонной (enp) фаз сверхплотного крайне вырожденного вещества [1]. Во всех перечисленных фазах одним из компонентов вещества является газ свободных электронов, релятивистский при плотностях $\rho > 10^6$ г/см³; при этом температура его вырождения превышает 10^{10} К, что значительно больше предполагаемых температур в указанных астрофизических объектах. В веществе, находящемся в Aen - и enp -фазах, имеются свободные нерелятивистские нейтроны, а в enp -фазе еще и свободные нерелятивистские протоны. Известно, что сверхплотное вещество может находиться в относительно и абсолютно устойчивых состояниях термодинамического равновесия по отношению к бета-процессам и пикноядерным реакциям [1]. Теоретически обоснованная и подтвержденная наблюдательными данными (по крайней мере, косвенными) возможность существования в сверхплотных звездах весьма сильных магнитных полей делает актуальной задачу об учете их влияния на физические свойства сверхплотного вещества.

В настоящей работе мы проведем вычисление равновесных параметров Aen -фазы замагниченного вещества. Следует заметить, что в [2] ставится под сомнение возможность существования Aen -фазы вещества из-за процесса пионизации ядер, альтернативного процессу их нейтронизации. Ниже будет показано, что сверхсильные магнитные поля подавляют процесс пионизации более интенсивно, чем процесс нейтронизации, приводящий к образованию Aen -фазы, и поставленная в настоящей работе задача вполне корректна и актуальна.

2. Представим энергию электронно-нейтронно-ядерного вещества в виде суммы энергий ядер, электронов и свободных нейтронов:

$$E = E_A + E_e + E_n; \quad (1)$$

при этом мы пренебрегаем кинетической энергией ядер и считаем, что электроны образуют крайне вырожденный идеальный газ. Далее, при численных расчетах и оценках не будет учитываться зависимость величины магнитного момента нейтрона от индукции магнитного поля; а также малая величина аномального магнитного момента электрона. Числа частиц компонентов вещества связаны соотношением:

$$N = N_n + AN_A = N_n + \frac{A}{Z} N_e, \quad (2)$$



где N, N_A, N_n, N_e – соответственно числа всех нуклонов, ядер, свободных нейтронов и электронов в объеме V рассматриваемой электронейтральной среды, A и Z – массовое и зарядовое числа ядра. Концентрация всех нуклонов связана с концентрациями компонентов среды и ядерными параметрами соотношением:

$$n = n_n \frac{n_0 - n}{n_0 - n_n} + n_e \frac{A}{Z} \quad (3)$$

где $n_0 = 1,3 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ – концентрация нуклонов в ядре.

Энергию покоя ядра будем вычислять с помощью модифицированной следующим образом формулы Бете – Вайцзеккера:

$$Mc^2 = (A - Z)m_n c^2 + Zm_p c^2 + W, \quad (4)$$

$$W = -c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{3n_A^{1/3}}{2n_0^{1/3}}\right) + c_3 A \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^2 + c_4 A \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^4 + c_5 B^2 Z A^{2/3}. \quad (5)$$

Здесь m_n и m_p – массы нейтрона и протона, W – энергия связи ядра, B – индукция магнитного поля; $c_0 = 15,75 \text{ МэВ}$, $c_1 = 17,8 \text{ МэВ}$, $c_2 = 0,71 \text{ МэВ}$, $c_3 = 23,7 \text{ МэВ}$ (значения взяты из [1]), $c_4 = 7,7 \text{ МэВ}$ [3], $c_5 = 6,9 \cdot 10^{-38} \text{ МэВ/Гс}^2$ [4]. Заметим, что в [5] при решении аналогичной задачи при $B = 0$ с использованием модели невзаимодействующих свободных нейтронов берется $c_4 = c_3/27 \approx 0,878 \text{ МэВ}$. Поправка в третьем слагаемом (5) связана с учетом кулоновского взаимодействия протонов ядра с окружающими ядрами (так называемая «кулоновская энергия решетки» [6]).

Энергия свободных нейтронов и их число в объеме V равны [3]

$$E_n = w_n \left(V - \frac{AN_A}{n_0} \right), \quad N_n = n_n \left(V - \frac{AN_A}{n_0} \right), \quad (6)$$

где (см., например, [7], где имеются ссылки на соответствующие оригинальные работы)

$$w_n = n_n (m_n c^2 + \zeta_n) - P_n, \quad (7)$$

$$n_n = \frac{(2m_n)^{3/2}}{6\pi^2 \hbar^3} \left((\zeta_n - \varepsilon_{Я} + \sigma_n \mu_{Я} B)^{3/2} + (\zeta_n - \varepsilon_{Я} - \sigma_n \mu_{Я} B)^{3/2} \right), \quad (8)$$

$$P_n = \frac{2}{5} n_n \frac{(\zeta_n - \varepsilon_{Я} + \sigma_n \mu_{Я} B)^{5/2} + (\zeta_n - \varepsilon_{Я} - \sigma_n \mu_{Я} B)^{5/2}}{(\zeta_n - \varepsilon_{Я} + \sigma_n \mu_{Я} B)^{3/2} + (\zeta_n - \varepsilon_{Я} - \sigma_n \mu_{Я} B)^{3/2}}, \quad (9)$$

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

n_n и P_n – концентрация и давление свободных нейтронов, $\chi_n = \zeta_n + m_n c^2$ – их химический потенциал, $\mu_{Я}$ – ядерный магнетон, $\sigma_n = 1,913$.

Энергия ультрарелятивистского электронного газа в сверхсильном магнитном поле определяется следующим образом [8]:



$$E_e = w_e V, \quad w_e = \frac{\pi^2 \hbar^3 c n_e^2}{2 m_e \mu_B B} = P_e = \frac{1}{2} \chi_e n_e, \quad (11)$$

где n_e, P_e, χ_e – концентрация, давление и химический потенциал электронов, m_e – масса электрона, μ_B – магнетон Бора.

Относительно и абсолютно устойчивым состояниям термодинамического равновесия соответствуют минимумы энергии среды E относительно независимых параметров при фиксированных N и B :

$$\frac{\partial E}{\partial Z} = \frac{\partial E}{\partial N_A} = 0; \quad \frac{\partial E}{\partial A} = \frac{\partial E}{\partial Z} = \frac{\partial E}{\partial N_A} = 0. \quad (12)$$

Таким образом, имеем системы уравнений, которые позволяют выразить химические потенциалы электронного и нейтронного газов в относительно устойчивом состоянии:

$$\chi_e = \frac{\partial w_e}{\partial n_e} = m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3 - \frac{2Z}{A} (4c_3 + c_2 A^{2/3} (2J-1)) + 8c_4 \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^3 - c_5 B^2 A^{2/3}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \chi_n &= \frac{\partial w_n}{\partial n_n}, \quad \frac{\partial w_n}{\partial n_n} - \left(\frac{\partial w_n}{\partial n_n} - \frac{w_n}{n_n} \right) \frac{n_n}{n_0} = \\ &= m_n c^2 + c_3 - c_0 - \frac{Z^2}{A^2} \left(4c_3 + c_2 A^{2/3} \frac{4J-1}{3} \right) + c_4 \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^3 \left(1 + \frac{6Z}{A}\right), \end{aligned} \quad (14)$$

а в абсолютно устойчивом состоянии позволяют установить однозначное соответствие между массовым числом A и зарядовым числом Z наиболее устойчивого ядра при фиксированном значении индукции магнитного поля B :

$$Z = \sqrt{\frac{c_1 A}{2c_2 J} + \frac{c_5^2 B^4 A^2}{4c_2^2 J^2}} - \frac{c_5 B^2 A}{2c_2 J}, \quad J = 1 - \frac{3n_A^{1/3}}{4n_0^{1/3}}. \quad (15)$$

Полученные соотношения дают возможность, задавая значения B и $n = N/V$ (или значение массовой плотности $\rho \approx m_n n$ вместо концентрации нуклонов n), вычислять равновесные термодинамические и ядерные параметры электронно-нейтронно-ядерного и электронно-ядерного замагниченного вещества (в последнем случае применимы все приведенные выше формулы при условии $n_n = 0$). Порог развала ядер и образования сплошной ядерной материи (электронно-нуклонной *enp*-фазы) можно оценить из условия равенства нулю энергии связи ядра.

Численные оценки показывают, что в сверхсильном магнитном поле границы электронно-нейтронно-ядерной фазы относительно и абсолютно равновесного вещества смещаются в сторону более высоких плотностей, и заметно изменяются пороговые значения термодинамических и ядерных параметров вещества. В таблицах 1 и 2 представлены результаты расчетов значений массового числа A наиболее устойчивого ядра, зарядового числа Z , модуля удельной энергии связи ядра b , химического потенциала электронов χ_e , концентраций n_e, n_n, n соответственно электронов, свободных нейтро-



нов и всех нуклонов вещества, давлений P_e , P_n и P , плотностей энергии w_e , w_n и w , массовой плотности ρ для фиксированных значений индукции магнитного поля B . Заметим, что учет кулоновского взаимодействия мало влияет на значения равновесных параметров электронно-нейтронно-ядерного вещества.

Таблица 1. – Параметры абсолютно равновесного вещества у нижнего порога Aen -фазы

Параметры	$B = 0$	$B = 2 \cdot 10^{17}$ Гс	$B = 4 \cdot 10^{17}$ Гс	$B = 6 \cdot 10^{17}$ Гс
A	112	110	105	97
Z	37	37	36	33
b , МэВ	7,53	7,52	7,49	7,44
χ_e , МэВ	23,8	23,7	23,4	23,0
n_e , см ⁻³	$5,9 \cdot 10^{34}$	$1,8 \cdot 10^{35}$	$3,6 \cdot 10^{35}$	$5,4 \cdot 10^{35}$
w_e , МэВ/см ³	$1,1 \cdot 10^{36}$	$2,2 \cdot 10^{36}$	$4,1 \cdot 10^{36}$	$5,7 \cdot 10^{36}$
P_e , МэВ/см ³	$3,5 \cdot 10^{36}$	$2,2 \cdot 10^{36}$	$4,1 \cdot 10^{36}$	$5,7 \cdot 10^{36}$
n , см ⁻³	$1,8 \cdot 10^{35}$	$5,5 \cdot 10^{35}$	$1,1 \cdot 10^{36}$	$1,5 \cdot 10^{36}$
W , МэВ/см ³	$1,7 \cdot 10^{38}$	$5,1 \cdot 10^{38}$	$1,0 \cdot 10^{39}$	$1,4 \cdot 10^{39}$
ρ , г/см ³	$2,9 \cdot 10^{11}$	$9,2 \cdot 10^{11}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	$2,6 \cdot 10^{12}$

Таблица 2. – Параметры абсолютно равновесного вещества у верхнего порога Aen -фазы

Параметры	$B = 0$	$B = 2 \cdot 10^{17}$ Гс	$B = 4 \cdot 10^{17}$ Гс	$B = 6 \cdot 10^{17}$ Гс
A	469	456	421	372
Z	77	75	69	62
χ_e , МэВ	69,9	69,7	69,5	69,1
n_e , см ⁻³	$1,5 \cdot 10^{36}$	$5,4 \cdot 10^{35}$	$1,1 \cdot 10^{36}$	$1,6 \cdot 10^{36}$
w_e , МэВ/см ³	$7,8 \cdot 10^{37}$	$1,9 \cdot 10^{37}$	$3,8 \cdot 10^{37}$	$5,6 \cdot 10^{37}$
P_e , МэВ/см ³	$2,6 \cdot 10^{37}$	$1,9 \cdot 10^{37}$	$3,8 \cdot 10^{37}$	$5,6 \cdot 10^{37}$
n_n , см ⁻³	$2,9 \cdot 10^{37}$	$2,9 \cdot 10^{37}$	$3,0 \cdot 10^{37}$	$3,1 \cdot 10^{37}$
w_n , МэВ/см ³	$2,7 \cdot 10^{40}$	$2,8 \cdot 10^{40}$	$2,8 \cdot 10^{40}$	$2,9 \cdot 10^{40}$
P_n , МэВ/см ³	$2,2 \cdot 10^{38}$	$2,2 \cdot 10^{38}$	$2,3 \cdot 10^{38}$	$2,5 \cdot 10^{38}$
n , см ⁻³	$3,6 \cdot 10^{37}$	$3,2 \cdot 10^{37}$	$3,5 \cdot 10^{37}$	$3,8 \cdot 10^{37}$
W , МэВ/см ³	$3,6 \cdot 10^{40}$	$3,1 \cdot 10^{40}$	$3,5 \cdot 10^{40}$	$3,9 \cdot 10^{40}$
P , МэВ/см ³	$2,4 \cdot 10^{38}$	$2,4 \cdot 10^{38}$	$2,7 \cdot 10^{38}$	$3,1 \cdot 10^{38}$
ρ , г/см ³	$6,0 \cdot 10^{13}$	$5,3 \cdot 10^{13}$	$5,9 \cdot 10^{13}$	$6,4 \cdot 10^{13}$

3. Как отмечалось в [2], систематическое отклонение формулы Бете – Вайцзеккера от экспериментальных данных в области тяжелых атомных ядер можно ликвидировать, допустив наличие в ядрах небольшого числа отрицательных пионов. В ядре возможен излишек именно π^- -мезонов, потому что в изобарах со сравнительно большим числом протонов кулоновская энергия приводит к повышению энергии ядра. Стандартный вид формулы Бете – Вайцзеккера 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. Такая модификация формулы практически устраняет имеющее место расхождение с экспериментальными данными для тяжелых ($A > 200$) ядер.



Итак, следуя представлениям [2; 3], в тяжелых ядрах предположим существование отрицательно заряженных пионов в качестве самостоятельного компонента. Проведем оценку массового A и зарядового Z чисел ядра, соответствующих порогу появления пионов. Используем полуэмпирическую формулу Бете – Вайцзеккера, модифицированную для данной задачи в соответствии с [2; 3]. Масса ядра

$$Mc^2 = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 + W. \quad (16)$$

где

$$W = -c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{(N_p - N_\pi)^2}{A^{1/3}} + \frac{c_3}{A} (N_n - (N_p - N_\pi))^2 + c_3' \frac{N_\pi^2}{A} + \frac{c_4}{A^3} (N_n - (N_p - N_\pi))^4 + c_\pi N_\pi, \quad (17)$$

N_n, N_p, N_π – числа нейтронов, протонов и пионов в ядре; $c_3' \approx 17,7$ МэВ, $c_\pi \approx 11,9$ МэВ [2]; малой кулоновской энергией решетки здесь пренебрегаем.

Химические потенциалы компонентов ядра связаны соотношением:

$$\mu_p + \mu_\pi = \mu_n. \quad (18)$$

При этом $\mu_j = \frac{\partial Mc^2}{\partial N_j}$, т.е.

$$\mu_n = m_n c^2 + \frac{2c_3}{A} (N_n - (N_p - N_\pi)) + \frac{4c_4}{A^3} (N_n - (N_p - N_\pi))^3, \quad (19)$$

$$\mu_p = m_p c^2 + 2c_2 \frac{N_p - N_\pi}{A^{1/3}} - 2 \frac{c_3}{A} (N_n - (N_p - N_\pi)) - \frac{4c_4}{A^3} (N_n - (N_p - N_\pi))^3, \quad (20)$$

$$\mu_\pi = -2c_2 \frac{N_p - N_\pi}{A^{1/3}} + 2 \frac{c_3}{A} (N_n - (N_p - N_\pi)) + \frac{4c_4}{A^3} (N_n - (N_p - N_\pi))^3 + 2c_3' \frac{N_\pi}{A} + c_\pi. \quad (21)$$

Подставляя в (18) выражения для химических потенциалов с учетом того, что $N_n + N_p = A$, $Z = N_p$, получаем в простейшем случае (при $c_4 = 0$ [1]):

$$N_\pi = \frac{c_\pi' A}{2(c_3 - c_3')} - \frac{c_3(A - 2Z)}{c_3 - c_3'}, \quad (22)$$

где $c_\pi' = c_\pi + m_p c^2 - m_n c^2$ ($c_\pi' = 10,606$ МэВ). Заметим, что формула (22) существенно отличается от соответствующего выражения [2, с. 38]:

$$N_\pi = \frac{c_3(A - 2Z)}{c_3 + c_3'} - \frac{c_\pi' A}{2(c_3 + c_3')}. \quad (23)$$

Ошибка в формуле (23) связана с потерей знака в [2, с. 38] при вычислении химического потенциала пионов.



У порога рождения пионов $N_\pi = 0$ и

$$\frac{Z}{A} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{c'_\pi}{2c_3} \right) \approx 0,39. \quad (24)$$

Таким образом, в обычных «земных» условиях существование пионного конденсата возможно в тяжелых ядрах с $A > 230$.

В присутствии сильного магнитного поля с индукцией B выражение для энергии связи ядра (17) претерпевает изменения:

$$W = -c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{(N_p - N_\pi)^2}{A^{1/3}} + \frac{c_3}{A} (N_n - (N_p - N_\pi))^2 + c'_3 \frac{N_\pi^2}{A} + \frac{c_4}{A^3} (N_n - (N_p - N_\pi))^4 + c_\pi N_\pi + N_\pi \mu_\pi B + c_5 B^2 N_p A^{2/3}. \quad (25)$$

Дополнительное слагаемое модифицированной формулы Бете – Вайцеккера $\mu_\pi B$ представляет собой кинетическую энергию пионов в квантующем магнитном поле (в приближении крайнего вырождения все заряженные бозоны находятся на нулевом уровне Ландау); $\mu_\pi = e\hbar / (2m_\pi c) = 2,1 \cdot 10^{-17}$ МэВ/Гс – магнетон, соответствующий пиону с массой m_π .

Несложно убедиться, что в простейшем случае (при $c_4 = 0$ [1]) в сильном магнитном поле с индукцией B у порога рождения пионов

$$\frac{Z}{A} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{c'_\pi + \mu_\pi B}{2c_3} \right). \quad (26)$$

Таким образом, сильное магнитное поле уменьшает пороговое значение отношения Z/A , т.е. пионы появляются в более тяжелых ядрах, чем в отсутствие поля. Заметим, что в (26) не учтена поправка $c_5 B^2 N_p A^{2/3}$ [4] к энергии связи ядра, сравнимая с другими слагаемыми (25) при $B > 10^{18}$ Гс. В столь сильных магнитных полях тяжелые ядра имеют тенденцию к делению [4], а говорить о существовании пионов в осколках деления не приходится.

Для расчета числа пионов при влиянии магнитного поля воспользуемся формулой

$$N_\pi = \frac{A(c'_\pi + \mu B)}{2(c_3 - c'_3)} - \frac{c_3(A - 2Z)}{c_3 - c'_3}. \quad (27)$$

Результаты расчетов эффективного числа пионов в тяжелых ядрах в отсутствие и при наличии магнитного поля представлены в таблице 3.

Зависимости числа пионов от числа протонов при $B \neq 0$ и $B = 0$ аналогичны: ядра-изобары содержат тем больше пионов, чем больше число протонов.

Данный вывод, сделанный нами на основании результатов численных расчетов, прямо противоположен результату [2], полученному из-за элементарной ошибки при математических преобразованиях. В то же время в магнитном поле число пионов при заданных A и Z больше.



Таблица 3. – Влияние магнитного поля на число пионов

A	Z	N _π		A	Z	N _π	
		B = 0 Гс	B = 10 ¹⁶ Гс			B = 0 Гс	B = 10 ¹⁶ Гс
254	102	26	31	236	96	34	39
	101	19	24		95	26	31
	100	11	16		94	18	23
	99	3	8		93	11	15
248	100	29	34	230	93	29	34
	99	21	26		92	21	26
	98	13	18		91	13	18
	97	5	10		90	5	10
242	98	32	36	224	91	32	36
	97	24	29		90	24	29
	96	16	21		89	16	20
	95	8	13		87	0	4

Полагая в (27) $N_{\pi} = 0$, можно определить минимальное при заданной индукции B значение A , начиная с которого в наиболее устойчивых ядрах сверхплотного вещества присутствуют пионы. Результаты численных расчетов приведены в таблице 4. Легко видеть, что в сильном магнитном поле порог пионизации смещается в сторону больших массовых чисел.

Таблица 4. – Значения массового числа наиболее устойчивого ядра у порога пионизации

c ₄ , МэВ	A	
	B = 0	B = 2 · 10 ¹⁷ Гс
0,00	83	106
0,88	80	100
7,70	67	76

Полагая у порога рождения свободных нейтронов [7, с 131]

$$\frac{\partial w_n}{\partial n_n} \left(1 - \frac{n_n}{n_0} \right) + \frac{w_n}{n_0} = m_n c^2 - \mu_n B, \quad (28)$$

где $\mu_n = 6,0 \cdot 10^{-18}$ МэВ/Гс – магнитный момент нейтрона, можно определить минимальное значение массового числа наиболее устойчивого ядра A при заданной индукции B , начиная с которого в сверхплотном веществе появляются свободные нейтроны.

Согласно [7, с. 157], при $c_4 \approx 7,7$ МэВ у порога рождения свободных нейтронов в абсолютно равновесном сверхплотном веществе $A = 112$ при $B = 0$ и $A = 110$ при $B = 2,0 \cdot 10^{17}$ Гс. Очевидно, более сильные магнитные поля еще больше увеличивают значение A у порога пионизации и уменьшают значение A у порога рождения свободных нейтронов. Таким образом, не исключена возможность появления свободных нейтронов при массовой плотности, меньшей порога пионизации ядер (ситуация, обратная описанной в [2] для случая немагнитного вещества).



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

$$\frac{\partial E}{\partial A} = \frac{\partial E}{\partial N_p} = \frac{\partial E}{\partial N_\pi} = \frac{\partial E}{\partial N_A} = 0. \quad (29)$$

Среда полагается электронейтральной, полное число нуклонов сохраняется, поэтому

$$n = n_n + n_e \left(1 - \frac{n_n}{n_0} \right) \frac{A}{N_p - N_\pi}. \quad (30)$$

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

В таблице 5 представлены численные значения N_π , N_p и удельной энергии связи ядра b для $c_4 = 7,7$ МэВ.

Таблица 5. – Зависимость N_π , N_p , b от A .

$B = 0$				$B = 2 \cdot 10^{17}$ Гс		
A	N_p	N_π	b	N_p	N_π	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

$B = 6 \cdot 10^{17}$ Гс				$B = 10^{18}$ Гс		
A	N_p	N_π	b	N_p	N_π	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 таблицы 5 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; 2; 5] 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 [4].



СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Саакян, Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс / Г. С. Саакян. – М. : Наука, 1972. – 344 с.
2. Саакян, Г. С. Физика нейтронных звезд / Г. С. Саакян. – Дубна : Изд-во ОИЯИ, 1995. – 347 с.
3. Саакян, Г. С. Явление пионизации вырожденного вещества / Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян // *Астрофизика*. – 1977. – Т. 13, вып. 2. – С. 295–311.
4. 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.
5. Вартанян, Ю. Л. Нейтронобогатые ядра в Ферми-газе / Ю. Л. Вартанян, Н. К. Овакимова // *Астрон. журн.* – 1972. – Т. 49, вып. 2. – С. 306–315.
6. Володин, В. А. Влияние кристаллической решетки на ядерные свойства сверхплотного вещества / В. А. Володин, Д. А. Киржниц // *Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики*. – 1971. – Т. 13, № 8. – С. 450–452.
7. Секержицкий, В. С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях / В. С. Секержицкий. – Брест : Изд-во БрГУ, 2008. – 198 с.
8. Шульман, Г. А. О свойствах холодного плотного вещества с замороженным сверхсильным магнитным полем / Г. А. Шульман // *Астрофизика*. – 1975. – Т. 11, вып. 1. – С. 89–95.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 03.10.2018

Sekerzhitsky V.S. Thermodynamics Balance in Electron-Neutron-Nuclear Magnetized Matter

We have calculated the equilibrium thermodynamic and nuclear parameters of cold superdense electron-neutron-nuclear matter during superstrong magnetic field. Influence of a superstrong magnetic field on parameters that correspond to bounds of electron-neutron-nuclear phase of such matter is investigated. Valuation of effective quantity negative piones in heavy atomic nuclei is demonstrate.