

Ю. Л. ВАРТАНЯН, Н. К. ОВАКИМОВА

ХОЛОДНОЕ ИСПАРЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ИЗ ЯДЕР В СВЕРХПЛОТНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Для исследования физических явлений, протекающих в пульсарах, особый интерес представляет состояние вещества в их оболочках, где плотности на два-три порядка ниже ядерной. При таких плотностях вещество состоит из вырожденного газа электронов и нейтронов, а также перегруженных нейтронами атомных ядер. Вычисление уравнения состояния такого вещества обычно проводится [1, 2] для гипотетического случая ядерной материи, где энергия, приходящаяся на один нуклон, при данной плотности минимальна. Наиболее полным исследованием среди работ этого цикла является [3], где с учетом эмпирических данных о ядерных взаимодействиях построена модель, которая справедлива и для плотностей, непосредственно примыкающих к ядерной, когда концентрация наружного нейтронного газа настолько приближается к ядерной плотности, что можно говорить о непрерывном растворении ядер и образовании сплошной ядерной материи.

Однако при рассмотрении конкретных процессов, происходящих в оболочках пульсаров, весьма важно знание химического состава вещества, что в свою очередь связано с эволюционным ходом, через который прошло данное состояние. В [4] было рассмотрено образование химических элементов при сжатии холодного и горячего вещества. Была показана возможность образования неравновесного химического состава с избытком нейтронов при наличии сверхтяжелых ядер, которые могли служить источником ядерной энергии в оболочках нейтронных звезд [5].

Другой механизм получения ядерной энергии в сверхплотном веществе, связанный с туннельным переходом нейтронов между соседними ядрами в результате их сближения при колебаниях около положений равновесия в кристаллической решетке, был предложен в [6].

Здесь мы рассматриваем изменения, которые будут происходить с веществом определенного начального химического состава, в качестве которого в силу известных причин [7] выбраны железо Fe^{56} и магний Mg^{24} , при увеличении плотности начиная со значений, при которых в среде образуется наружный вырожденный нейтронный газ ($\rho \sim 10^{12} \text{ г/см}^3$). Ранее при исследовании этой области в случае фиксированного химического состава делались предположения, которые не обосновывались.

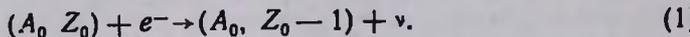
Так, в [8, 9] предполагалось, что после образования нейтронов конденсация и параметры ядер (массовое число и порядковый номер) не изменяются, а дальнейший рост плотности происходит за счет увеличения концентрации нейтронов.

В [2] принималась другая схема, согласно которой при увеличении концентрации наружного нейтронного газа из-за конденсации нейтронов на ядрах увеличивалось число нуклонов в ядре A , а порядковый номер Z (число протонов в ядрах и наружных электронов) оставался без изменения. Однако при более корректном рассмотрении [4] такая модель также оказывается неверной.

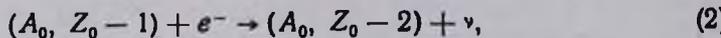
В [4] было показано, что при увеличении плотности при фиксированном начальном химическом составе массовое число ядер A должно не увеличиваться, а уменьшаться из-за холодного испарения нейтронов из ядер. Возвращаясь к этому вопросу, здесь мы подробно анализируем влияние этого эффекта на уравнение состояния. Кроме того, при вычислении ядерных переходов учтено наличие наружного вырожденного нейтронного газа, что в [4] не было сделано.

При вычислении энергии β -переходов и отделения нейтрона от ядра необходимо знать массу ядра в зависимости от параметров A и Z , т. е. $M(A, Z)$. Так как ядра, находящиеся в сверхплотном веществе, бывают аномально перегружены нейтронами (отношение A/Z может достигать до $3+4$) и в обычных условиях не могут существовать, то для массы таких ядер необходимо аппроксимировать выражения, справедливые для обычных ядер. В [4, 10] в этих целях были использованы данные, полученные в [11] с помощью оптической модели. Здесь для массы ядра $M(A, Z)$, так же как в [1, 2], мы будем пользоваться формулой Вейцзекера. Нам кажется, что результаты, полученные с ее помощью, будут давать качественно правильную картину. Кроме того, для наружного вырожденного нейтронного газа мы не будем учитывать ядерное взаимодействие, что можно оправдать тем, что рассматриваемая область плотностей на один—два порядка ниже ядерной.

При плотности $\rho \geq 10^9 \text{ г/см}^3$ вещество состоит из релятивистского вырожденного электронного газа и атомных ядер. С увеличением плотности энергия Ферми электронного газа увеличивается, и, наконец, когда она сравнивается с энергией β -захвата ядра, идет реакция

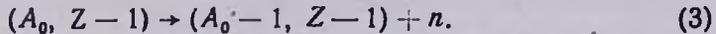


Если ядро (A_0, Z_0) четно-четное, то в силу большой устойчивости четно-четных ядер непосредственно за реакцией (1) идет следующая ступень

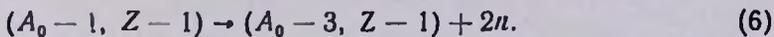
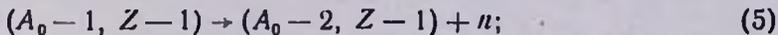
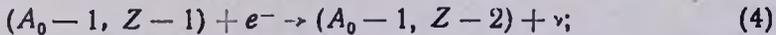


которая протекает неравновесно, с выделением тепловой энергии. В [12] этот механизм был рассмотрен как возможный источник энергии в белых карликах.

С увеличением плотности процесс обогащения ядер нейтронами (процесс β -захвата) идет до тех пор, пока энергия отделения нейтрона от ядра, уменьшаясь, не приравняется нулю, когда уже после очередного равновесного β -захвата станет возможной не только реакция типа (2), но и отделение от ядра нейтрона



Образовавшееся после этой реакции нечетно-четное ядро оказывается обычно неустойчивым. Энергетически возможно, чтобы с ним шли одна или несколько из следующих реакций:



Эти процессы в различных комбинациях повторяются до образования стабильного при данной концентрации вырожденных электронов и нейтронов ядра (A_p, Z_p).

Дальнейшее увеличение плотности приводит снова к β -переходам. При этом энергия отделения нейтронов от ядра Q_n уже может стать больше нуля. Однако, если она меньше энергии Ферми наружного газа нейтронов $\varepsilon_f(n)$, то вылет нейтрона невозможен. При условии $Q_n \geq \varepsilon_f(n)$ происходит снова вылет нейтронов из ядра и уменьшение массового числа ядра. Равновесные значения (A, Z), а также значения параметров наружного газа электронов и нейтронов (концентрации, давления), соответствующие различным значениям плотности, приведены в табл. 1 и 2. При этом для массы ядра, как уже отмечалось, была использована формула Вейцзекера:

$$M(A, Z) = Am_n - Z(m_n - m_p) - a_0A + a_sA^{2/3} + a_eZ^2A^{-1/3} + a_{as}(1 - 2Z/A)^2A + a_p\delta A^{-3/4}, \quad (7)$$

где значения коэффициентов в *Mev*: $a_0 = 15.75$, $a_s = 17.8$, $a_e = 0.71$, $a_{as} = 23.7$, $a_p = 34$, $\delta = 1, 0$, — 1 соответственно для случаев: 1) A — четное, Z — четное; 2) A — нечетное; 3) A — четное, Z — четное. Тогда для энергии β -захвата в *Mev* получим

$$\varepsilon_\beta = M(A, Z) - M(A, Z - 1) = 96.1 - (2Z/A)(94.8 + 0.71A^{2/3}) + 68\delta_1A^{-3/4}, \quad (8)$$

а для энергии отделения нейтронов

$$Q_n = M(A - 1, Z) + m_n - M(A, Z) = 7.95 + 11.87A^{-1/3} - (Z/A)^2(94.8 + 0.237A^{2/3}) + 34\delta_2A^{-3/4}, \quad (9)$$

где при четном A $\delta_1 = 1$, если Z четное, и $\delta_1 = -1$, если Z нечетное, при нечетном A $\delta_1 = 0$, а $\delta_2 = 1$ и -1 соответственно для случаев: 1) $(A - Z)$ — нечетное, 2) $(A - Z)$ — четное.

Так как в равновесном состоянии энергия β -захвата равна энергии Ферми электронного газа, то по ε_F можно определить плотность числа электронов

$$n_e = [\varepsilon_F(\text{MeV})/6.107]^3 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-3}, \quad (10)$$

а следовательно, и плотность ядер

$$n_0 = n_e/Z \text{ см}^{-3}. \quad (11)$$

Теперь можно определить и плотность числа нейтронов

$$n_n = n_0(A_0 - A) \text{ см}^{-3}, \quad (12)$$

а также энергию Ферми наружного нейтронного газа

$$\varepsilon_F(n) = 1.981 n_n^{2/3} \cdot 10^{-24} \text{ MeV}. \quad (13)$$

Как уже было отмечено, от ядра отделяются нейтроны, если $Q_n \geq \varepsilon_F(n)$. Так как неустойчивыми являются четно-четные ядра, то, как видно из табл. 1, каждый цикл начинается именно с таких ядер.

Все процессы одной ступеньки (одного цикла), кроме первого β -захвата, протекают неравновесно, в силу чего они сопровождаются выделением энергии, идущей на нагрев вещества. При этом, если в случае неравновесного β -процесса на нагрев идет только $1/6$ [$\varepsilon_F(e) - \varepsilon_F$], а остальная часть уносится нейтрино; то при отделении нейтрона от ядра на нагрев идет вся энергия, вынесенная нейтроном и равная $Q_n - \varepsilon_F(n)$. Хотя эта энергия оказывается недостаточной для изменения общей термодинамики вырожденного электронно-нейтронного газа и протекания за ее счет ядерных процессов, тем не менее она может нагреть вещество до температур порядка 10^9 °К (см. табл. 1) и оказаться существенным источником энергии в оболочках пульсаров на некоторых их эволюционных этапах.

В табл. 1 для ядер Fe (56, 26) и Mg (24, 12), начиная со значений, при которых становится возможным вылет нейтронов ($Q_n = 0$), приводятся цепочки переходов, соответствующие различным значениям плотности. Мы замечаем, что в отличие от случая полного минимума энергии [1, 2], когда с увеличением плотности оставалось постоянным значение $Z/A^{1/2} = 3.54$ и массовое число ядер A росло, при фиксированном начальном химическом составе с увеличением плотности из-за холодного испарения нейтронов из ядер массовое число A уменьшается, а отношение Z/A остается порядка $1/3$ на всем протяжении сжатия, т. е. здесь перегруженность ядер нейтронами ниже, чем в случае полного минимума энергии.

В табл. 1 рядом со значениями плотности приводятся также значения температуры, до которой нагреется вещество за счет энергии, выделяемой при неравновесных переходах. Для иллюстрации вычисления этой температуры рассмотрим переход из цикла Fe от ядра (42, 14)

к ядру (36, 12) (см. табл. 1). Здесь первый процесс— β -захват электрона идет равновесно. При вылете трех нейтронов выносятся энергия 3,95 Mev. Затем идет неравновесный захват электрона с выделением энергии $1/6[\varepsilon_f(e) - \varepsilon_p] = 0,96$ Mev. За этим процессом следует неравновесный вылет трех нейтронов с выделением энергии 4,79 Mev. Полная выделенная энергия равна 9,7 Mev. Она идет на нагрев релятивистского вырожденного электронного газа $E_{ет}$, на нагрев нерелятивистского вырожденного нейтронного газа $E_{нт}$ и ядер $E_{от}$. Используя выражения для теплоемкости вырожденного Ферми газа [13], для этих величин соответственно получаем

$$E_{ет} = [\pi^2/2\varepsilon_f(e)]ZT^3 = 1,94T^3 \text{ Mev}; \quad (14)$$

$$E_{нт} = [\pi^2/4\varepsilon_f(e)](A_0 - A)T^3 = 71,21T^3 \text{ Mev}; \quad (15)$$

$$E_{от} = 3/8 T \text{ Mev}. \quad (16)$$

Решая квадратическое уравнение относительно T , для температуры вещества получаем

$$T = 0,35 \text{ Mev} = 4,1 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K},$$

эта величина приведена в табл. 1.

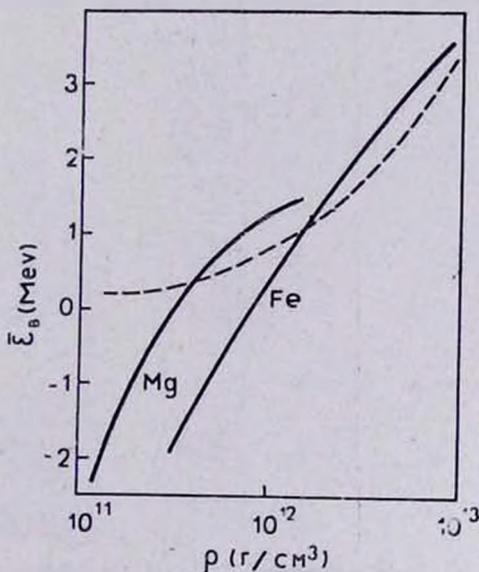
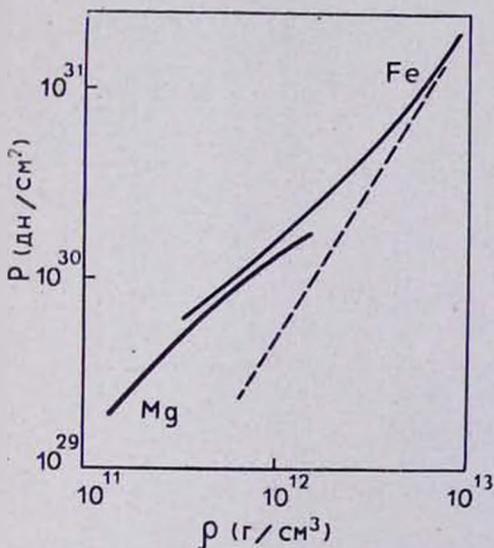


Рис. 1. Зависимость давления от плотности, соответственно для первоначальных химических составов Mg и Fe. Пунктирная кривая относится к случаю «пре» фазы.

Рис. 2. Зависимость средней энергии на один нуклон от плотности. Обозначения те же, что на рис. 1.

В табл. 2 для значений плотности равновесных состояний приведены значения характерных термодинамических величин. Здесь же для сравнения приводятся для тех же плотностей барионов значения дав-

Ядерные переходы в вырожденной плазме для $Fe \equiv (56,26)$ и $Mg \equiv (24,12)$

$\rho \cdot 10^{-11}$ г/см ³	T. 10 ⁻⁹ °K	Процессы	$\rho \cdot 10^{-11}$ г/см ³	T. 10 ⁻⁹ °K	Процессы
Fe \equiv (56,26)					
3.098	6.5	(56.20) + e ⁻ → (56.19) + ν (55.19) → (55.19) + n (55.19) → (54.18) + n	14.88	4.5	(36.12) + e ⁻ → (36.11) + ν (36.11) → (35.11) + n (35.11) → (33.11) + 2n (33.11) + e ⁻ → (33.10) + ν (33.10) → (32.10) + n (32.10) → (30.10) + 2n
6.233	5.7	(54.18) + e ⁻ → (54.17) + ν (54.17) → (53.17) + n (53.17) → (51.17) + 2n (51.17) + e ⁻ → (51.16) + ν (51.16) → (50.16) + n (50.16) → (48.16) + 2n	17.43	5.2	(30.10) + e ⁻ → (30.9) + ν (30.9) → (29.9) + n (29.9) → (27.9) + 2n (27.9) + e ⁻ → (27.8) + ν (27.8) → (26.8) + n (26.8) → (24.8) + 2n
7.664	3.6	(48.16) + e ⁻ → (48.15) + ν (48.15) → (47.15) + n (47.15) → (45.15) + 2n (45.15) + e ⁻ → (45.14) + ν (45.14) → (44.16) + n (44.14) → (42.14) + 2n	25.65	6.0	(24.8) + e ⁻ → (24.7) + ν (24.7) → (23.7) + n (23.7) → (21.7) + 2n (21.7) + e ⁻ → (21.6) + ν (21.6) → (20.6) + n (20.6) → (18.6) + 2n
9.689	4.1	(42.14) + e ⁻ → (42.13) + ν (42.13) → (41.13) + n (41.13) → (39.13) + 2n (39.13) + e ⁻ → (39.12) + ν (39.12) → (38.12) + n (38.12) → (36.12) + 2n	44.12	7.8	(13.6) + e ⁻ → (13.5) + ν (13.5) → (12.5) + n (12.5) → (11.5) + 2n (11.5) + e ⁻ → (11.4) + ν (11.4) → (10.4) + n (10.4) → (9.4) + 2n
Mg \equiv (24,12)					
1.234	6.3	(24.10) + e ⁻ → (24.9) + ν (24.9) → (23.9) + n (23.9) + e ⁻ → (23.8) + ν (23.8) → (22.8) + n	9.611	7.4	(16.6) + e ⁻ → (16.5) + ν (16.5) → (15.5) + n (15.5) → (13.5) + 2n (13.5) + e ⁻ → (13.4) + ν (13.4) → (12.4) + n (12.4) → (10.4) + 2n
5.545	6.0	(22.8) + e ⁻ → (22.7) + ν (22.7) → (21.7) + n (21.7) → (19.7) + 2n (19.7) + e ⁻ → (19.6) + ν (19.6) → (18.6) + n (18.6) → (16.6) + 2n			

Примечание: рядом с процессами приведены значения плотности равновесного состояния и значения температуры, до которой нагреется вещество за счет энергии неравновесных переходов.

ления и средней энергии, приходящиеся на один барион, для случая, когда все вещество вырождено и состоит из электронно-нейтронно-протонного газа, т. е. когда ядер нет («пре»фаза). При сравнении давления ядерно-электронно-нейтронного состояния («Аеп» фазы) с давлением

Таблица 2

Основные характеристики сверхплотного вещества (уравнение состояния)

$\rho_0 \cdot 10^{-30}$, с.м.-3	$\rho_0 \cdot 10^{-33}$, с.м.-3	$\rho_e \cdot 10^{-35}$, с.м.-3	$\rho_n \cdot 10^{-35}$, с.м.-3	$\varepsilon(e)$, MeV	$\varepsilon_t(n)$, MeV	$\rho_e \cdot 10^{-30}$, дн/с.м ²	$\rho_n \cdot 10^{-30}$, дн/с.м ²	$\rho \cdot 10^{-30}$, дн/с.м ²	Хим. состав	ε_{Aep} , MeV	$\varepsilon_{пре}$, MeV	$\rho_{пре} \cdot 10^{-30}$, дн/с.м ²
Fe ≡ (56,26)												
1.854	3.311	0.5951	0.0662	23.842	0.069	0.5682	0.0003	0.5686	54.18	-1.900	0.380	0.0753
3.732	6.665	1.066	0.3999	29.252	0.232	1.249	0.0059	1.255	48.16	-0.260	0.616	0.2454
4.585	8.187	1.146	1.146	29.662	0.468	1.375	0.0344	1.411	42.14	0.070	0.707	0.3464
5.802	10.36	1.242	2.072	30.468	0.693	1.656	0.0921	1.748	36.12	0.336	0.827	0.5127
8.852	13.54	1.354	3.520	31.359	0.987	1.701	0.4223	2.123	30.10	0.691	1.096	1.036
10.44	18.64	1.492	5.965	32.466	1.405	1.940	0.5371	2.477	24.8	1.012	1.212	1.362
15.36	27.43	1.646	10.42	33.466	2.036	2.207	1.360	3.567	18.6	1.904	1.524	2.500
25.82	46.10	1.944	20.50	35.378	2.516	2.755	3.305	6.060	12.4	2.564	2.237	6.168
Mg ≡ (24,12)												
0.7390	3.079	0.2463	0.0616	17.771	0.064	0.1751	0.0003	0.1754	22.8	-23.50	0.209	0.0165
3.919	16.33	0.9798	1.306	28.153	0.501	1.105	0.0419	1.147	16.6	0.654	0.637	0.2664
5.755	23.98	0.9592	3.357	27.958	0.957	1.074	0.2058	1.280	10.4	1.272	0.763	0.5056

Примечание: ρ_0 , ρ_e , ρ_n , ρ — соответственно концентрации (число частиц в 1 см³) полного числа нуклонов, ядер, нейтронов и электронов; ρ_e , ρ_n и ρ — давление электронов, нейтронов и суммарное давление; $\rho_{пре}$ — давление „пре“ фазы; ε_{Aep} и $\varepsilon_{пре}$ — средняя энергия на нуклон соответственно в „Aep“ и „пре“ фазах.

фазы трех вырожденных газов («пре»фаза) оказывается, что при равных плотностях числа нуклонов μ давление в фазе «пре» ниже, чем давление в фазе «Aep». Объясняется это тем, что хотя все нуклоны фазы «пре» вносят вклад в давление, в то время как в фазе «Aep» часть нуклонов связана, в ней гораздо выше энергия Ферми электронов, которыми и обусловлено в основном давление.

Средняя термодинамическая энергия, приходящаяся на один нуклон, в фазе «Aep» первоначально за счет связанности нуклонов в ядрах ниже, чем в «пре»фазе (рис. 2). Однако с увеличением плотности уже при $\rho \approx 6 \cdot 10^{11}$ г/см³ для Mg и $\rho \approx 2 \cdot 10^{12}$ г/см³ для Fe эта величина приравнивается и в дальнейшем остается больше для фазы «Aep», нежели для «пре».

Ереванский государственный
университет

ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ն. Կ. ՕՎԱԿԻՄՈՎԱ

ՆՅՑՏՐՈՆՆԵՐԻ ՍԱՌԸ ԿՈՒՈՐՇԻԱՑՈՒՄԸ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻՑ ԿԵՐԵԻՑ ՆՑՈՒԹՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Դիտարկված են սեղմման ժամանակ սառը համասեռ նյութի (Fe, Mg) հետ տեղի ունեցող փոփոխությունները: Յույց է տրված, որ գերբարձր խտությունների դեպքում, ($\rho \geq 10^{11}$ գ/սմ³), արտաքին, այլասերված նեյտրոնային գազի առաջացումից հետո, միջուկի զանգվածի թիվը՝ A-ն փոքրանում է, թեև Z/A հարաբերությունը մնում է 1/3-ի կարգի: Նեյտրոնների արտահոսքով և β -անցումներով ուղեկցվող միջուկային անհավասարակշիռ անցումների հետևանքով անջատված էներգիան կարող է տաքացնել նյութը մինչև 10⁹ K, Հաշվված են այդպիսի խիստ նյութի հիմնական թերմոդինամիկ բնութագրերը:

YU. L. VARTANIAN, N. K. OVAKIMOVA

THE COLD EVAPORATION OF NEUTRONS FROM NUCLEI
in superdens matter

Summary

The changings, that undergos matter of homogenous chemical composition under pressure are considered. It is shown, that in the case of superhigh densities ($\rho \geq 10^{11}$ g/cm³) the mass number of nucleous A decreases after formation of the outside degenerated neutron gas, however the ratio Z/A remains about 1/3. The energy released by unequilibrium nuclear transfers with take-off neutrons and β -capture heats the matter up to temperatures about 10⁹ °K. The general thermodynamic characteristics of such dens matter are calculated,

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Уиллер, Б. Гэрисон, М. Вакано, К. Торн, Теория гравитации и гравитационный коллапс, М., изд-во «Мир», 1967.
2. Ю. Л. Вартамян, Н. К. Овакимова, Астрон. ж., 49, 306, 1972.
3. G. Baut, H. A. Bethe, C. J. Pethick, Nucl. Phys., A 175, 225, 1971.
4. Г. С. Бисноватый-Коган, В. М. Чечеткин, Препринт № 6, ИПМ, 1973.
5. Г. С. Бисноватый-Коган, В. М. Чечеткин, Письма ЖЭТФ, 17, (11), 622, 1973.
6. Г. С. Саакян, Р. М. Левилян, Астрофизика, 8, 123, 1972.
7. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., изд-во «Наука», 1967.
8. G. V. van Abbada, Bull. Astron. Inst. Netherl., 10 161, 1946; Astrophys. J., 105, 393, 1947.
9. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Nuovo Cimento, 30, 82, 1963.
10. В. М. Чечеткин, Астроном. ж., 48, 59, 1971.
11. Б. Н. Виноградов, П. Э. Немировский, Ядерная физика, 10, 505, 1969.
12. Г. С. Бисноватый-Коган, Э. Ф. Сеидов, Астроном. ж., 47, 139, 1970.
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, М., изд-во «Наука», 1964.