

УДК 524.354-423

В. Г. Кривдик

Національний університет ім. Тараса Шевченка
02022, Київ, вул. Глушкова 6

Электромагнитное випромінювання при колапсі зірок з релятивістським максвеллівським та больцманівським розподілами часток у магнітосфері

В одній із наших робіт була розглянута еволюція спектру заряджених часток та розраховані потоки електромагнітного випромінювання, яке виникає під час колапсу зірок із початковими дипольними магнітними полями і степеневим розподілом часток у їхніх магнітосферах. Розрахунки показали, що у цьому випадку колапсуючі зірки мають бути потужними джерелами нетеплового випромінювання, яке може бути зареєстроване радіо-, рентгенівськими та гамма-телескопами. У даній роботі досліджується нетеплове випромінювання, яке виникає під час колапсу зірок із релятивістським максвеллівським та больцманівським розподілами часток у їх магнітосферах. Розрахунки проводились для зірок із температурами газу у магнітосферах в діапазоні $1 \text{ eV} \leq kT \leq 10 \text{ eV}$. Отримані результати дають підставу стверджувати, що і в цьому випадку у магнітосферах колапсуючих зірок виникає потужний потік нетеплового електромагнітного випромінювання, який у мільярди разів може перевищувати початковий.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ КОЛЛАПСЕ ЗВЕЗД С РЕЛЯТИВИСТСКИМ МАКСВЕЛЛОВСКИМ И БОЛЬЦМАНОВСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ, Кривдик В. Г. — В одной из наших работ была рассмотрена эволюция спектра заряженных частиц и рассчитаны потоки электромагнитного излучения, возникающего в ходе колапса звезд с начальными дипольными магнитными полями и степенным распределением частиц в их магнитосферах. Расчеты показали, что в этом случае коллапсирующие звезды должны быть мощными источниками нетеплового излучения, которое может быть зарегистрировано современными радио-, рентгеновскими и гамма-телескопами. В данной работе исследуется нетепловое излучение, возникающее при колапсе звезд с релятивистским максвелловским и больцмановским распределениями частиц в их магнитосферах. Расчеты проводились для звезд с температурами газа в магнитосферах в диапазоне $1 \text{ эВ} \leq kT \leq 10 \text{ эВ}$. Полученные результаты дают основания утверждать, что и в этом случае в магнитосферах коллапсирующих звезд возникает мощный поток

нетеплового електромагнітного излучения, в миллиарды раз превышающий начальный.

ELECTROMAGNETIC RADIATION IN THE COLLAPSE OF STARS WITH THE RELATIVISTIC MAXWELL AND BOLTZMANN PARTICLE DISTRIBUTIONS IN THEIR MAGNETOSPHERE, by Kryvdyk V. H. — In our previous paper we considered the particles spectrum evolution and calculated the radiation flux during the collapse of the stars with initial dipole magnetic fields and an initial exponential energy distribution of particles in their magnetospheres. The calculations show that in this case the collapsing stars can be powerful sources of non-thermal radiation which can be observed by means of modern radio, X and gamma telescopes. In this paper the non-thermal radiation during the collapse of the stars with the relativistic Maxwell and Boltzmann particle distributions in the magnetospheres is investigated. The calculations were made for the stars with the gas temperature in the range $1 \text{ ev} \leq kT \leq 10 \text{ ev}$. The results allow us to state that a powerful flux of non-thermal radiation which exceeds the initial flux in several billion times arises in this case.

СПЕКТР ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТОК У МАГНІТОСФЕРІ

Спектр заряджених часток у магнітосфері колапсуючої зірки має вигляд [3]

$$\begin{aligned} N_2^v(E, R) &= K_M E^2 R_*^{-\beta_2} \exp(-E/kT), \\ N_3^v(E, R) &= K_B R_*^{-\beta_3} \exp(-E/kT) \end{aligned} \quad (1)$$

відповідно для релятивістського максвеллівського та больцманівського розподілів часток у магнітосфері. Ці вирази справедливі для діапазону енергій $0 \leq E \leq \infty$. Тут

$$\beta_2 = a_1(E/kT \ln E_* - 3),$$

$$\beta_3 = a_1(E/kT \ln E_* - 1),$$

$$a_1 = (5k_1/3)(3\cos^4\theta + 1.2\cos^2\theta - 1)(1 + 3\cos^2\theta)^{-2};$$

$k_1 = 2$ і $k_1 = 1$ відповідно для релятивістських та нерелятивістських часток; $E_* = E/E_0$ — відношення поточної енергії часток до їхньої початкової енергії (для $E \gg E_0$ можна вважати $E_* = E$); T — температура газу у магнітосфері; k — стала Больцмана; K_M, K_B — спектральні коефіцієнти; $R_* = R_0/R$ — безрозмірний радіус колапсуючої зірки (відношення початкового радіуса до поточного); θ — кут між швидкістю частинки і напрямом магнітного поля.

Рівняння (1) описує еволюцію спектру заряджених часток у випадку, коли можна знехтувати магнітогальмівними втратами, що характерно для початкових стадій колапсу [3]. На прикінцевих стадіях колапсу магнітогальмівні втрати суттєво впливають на еволюцію спектру часток у магнітосфері.

ПОТІК ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Для віддалених джерел із малими кутовими розмірами спектральна густина потоку нетеплового випромінювання визначається параметром [1, 4, 11]

$$I_\nu = c_0 r_0^{-2} \int_0^\infty N(E, r, t) (B \sin \mu) \frac{\nu}{\nu_c} dE dV \int_{\nu/\nu_c}^\infty K_{5/3}(x) dx. \quad (2)$$

Тут $\nu_c = c_1 B E^2 \sin \mu$ — характеристична частота; r_o — відстань від спостерігача до зірки; $c_1 = 3e/(4\pi m^3 c^5)$; $c_o = \sqrt{3} e^3/(m c^2)$; μ — кут між вектором магнітного поля і напрямком випромінювання; $K_{5/3}(x)$ — функція Макдональда; $dV = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta dr$ — елемент об'єму джерела випромінювання. Як зазначається у роботі [1], формула (2) отримана з деяким наближенням; у ній інтегрування у певному інтервалі енергій $E_1 \leq E \leq E_2$ замінюється інтегруванням у інтервалі $0 \leq E \leq \infty$. При цьому похибка у розрахунках не буде перевищувати 10 %.

Магнітне поле колапсуючої зірки має вигляд [3]

$$B(r, \theta, R) = (1/2)F_o R r^{-3}(1 + 3\cos^2\theta)^{1/2}, \quad (3)$$

де F_o — початковий магнітний потік зірки.

Підставляючи (1) та (3) у рівняння (2), отримаємо для густини потоку електромагнітного випромінювання, яке виникає під час руху заряджених часток у магнітосфері колапсуючої зірки з дипольним магнітним полем

$$I_{\nu M} = \frac{2}{3} \pi \frac{c_o}{c_1} K_M r_o^{-2} \nu R_M^3 \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} R_*^{-\beta_2} \exp(-E/kT) \sin \theta dE d\theta \int_{\nu/\nu_c}^\infty K_{5/3}(x) dx, \quad (4)$$

$$I_{\nu B} = \frac{2}{3} \pi \frac{c_o}{c_1} K_B r_o^{-2} \nu R_M^3 \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} R_*^{-\beta_3} E^{-2} \exp(-E/kT) \sin \theta dE d\theta \int_{\nu/\nu_c}^\infty K_{5/3}(x) dx,$$

відповідно для релятивістського максвеллівського та больцманівського розподілів часток у магнітосфері. Тут R_M — радіус магнітосфери колапсуючої зірки.

Для початкового потоку ($R_* = 1$) на частоті ν_o можна записати

$$I_{\nu M0} = \frac{2}{3} \pi \frac{c_o}{c_1} K_M r_o^{-2} \nu_o R_{M0}^3 \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \exp(-E/kT) dE \int_{\nu/\nu_c}^\infty K_{5/3}(x) dx, \quad (5)$$

$$I_{\nu B0} = \frac{2}{3} \pi \frac{c_o}{c_1} K_B r_o^{-2} \nu_o R_{M0}^3 \int_0^\infty E^{-2} \exp(-E/kT) dE \int_{\nu/\nu_c}^\infty K_{5/3}(x) dx,$$

Із рівнянь (4) і (5) для співвідношення між потоками випромінювання у певний момент колапсу зірки з радіусом R і початковими потоками отримаємо (за умови $R_M/R_{M0} = R/R_o$, тобто коли радіус магнітосфери зменшується у стільки ж разів, що і радіус зірки)

$$I_{\nu M} / I_{\nu M0} \approx R_*^{-3} (\nu/\nu_o) (1/kT) \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} R_*^{-\beta_2} \exp(-E/kT) \sin \theta dE d\theta, \quad (6)$$

$$I_{\nu B} / I_{\nu B0} \approx R_*^{-3} (kT) (\nu/\nu_o) \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} R_*^{-\beta_3} E^{-2} \exp(-E/kT) \sin \theta dE d\theta,$$

При отриманні співвідношення (6) було скорочено величину $f(\nu/\nu_c) = \int_{\nu/\nu_c}^\infty K_{5/3}(x) dx$ під знаком інтеграла у чисельнику і знаменнику, яка при $\nu/\nu_c > 1$ повільно змінюється із зміною ν/ν_c . На чисельні значення величини $I_{\nu B}/I_{\nu B0}$ це суттєво не впливає, але розрахунки значно спрощуються.

У таблиці даються співвідношення $I_{\nu M}/I_{\nu M0}$ та $I_{\nu B}/I_{\nu B0}$ між потоком випромінювання на певних стадіях колапсу зірки із радіусом R і початковим потоком цієї зірки на частоті $\nu = \nu_o$ для різних значень R_* , kT . Ці величини отримані шляхом чисельного інтегрування рівняння (6) по

Значення величин $I_{\nu B}/I_{\nu B 0}$ та $I_{\nu M}/I_{\nu M 0}$ для різних kT та R_*

R_*	$I_{\nu B}/I_{\nu B 0}$	$I_{\nu M}/I_{\nu M 0}$	R_*	$I_{\nu B}/I_{\nu B 0}$	$I_{\nu M}/I_{\nu M 0}$
$kT = 1 \text{ eV}$			$kT = 7 \text{ eV}$		
34	16.4	1.11	160	1.14	1
36	86.2	6.04	170	14.8	1
38	491	35.2	180	216	1
40	3.01 E3*	221	190	3.53 E3	6.78
42	1.98 E4	1.48 E3	200	6.42 E4	124
44	1.40 E5	1.06 E4	210	1.29 E6	2.52 E3
46	1.05 E6	8.09 E4	220	2.87 E7	5.63 E4
48	8.35 E6	6.54 E5	230	7.00 E8	1.38 E6
50	7.06 E7	5.61 E6	240	1.87 E10	3.73 E7
52	6.32 E8	5.08 E7	250	5.48 E11	1.10 E9
$kT = 2 \text{ eV}$			$kT = 8 \text{ eV}$		
60	4.44	1	180	1.99	1
65	70.8	1.43	190	21.7	1
70	1.34 E3	27.7	200	260	1
75	2.97 E4	626	210	3.42 E3	5.06
80	7.64 E5	1.64 E4	220	4.91 E4	73.3
85	2.26 E7	4.92 E5	230	7.68 E5	1.15 E3
90	7.67 E8	1.69 E7	240	1.30 E7	1.97 E4
95	2.96 E10	6.58 E8	250	2.40 E8	3.65 E5
100	1.29 E12	2.89 E10	260	4.77 E9	7.30 E6
105	6.31 E13	1.43 E12	270	1.02 E11	1.57 E8
$kT = 4 \text{ eV}$			$kT = 9 \text{ eV}$		
105	2.8	1	200	3.7	1
110	17.1	1	210	34.9	1
115	111	1	220	357	1
120	770	4.3	230	3.95 E3	4.66
125	5.66 E3	31.9	240	4.70 E4	55.9
130	4.41 E4	250	250	6.03 E5	721
135	3.63 E5	2.07 E3	260	8.30 E6	9.98 E3
140	3.15 E6	1.81 E4	270	1.22 E8	1.48 E5
145	2.88 E7	1.67 E5	280	1.92 E9	2.34 E6
150	2.78 E8	1.62 E6	290	3.23 E10	3.95 E7
$kT = 5 \text{ eV}$			$kT = 10 \text{ eV}$		
135	58.4	1	220	7.12	1
140	310	1.12	230	59.7	1
145	1.72 E3	6.28	240	536	1
150	9.93 E3	36.6	250	5.15 E3	4.96
155	5.99 E4	222	260	5.27 E4	51.1
160	3.77 E5	1.40 E3	270	5.76 E5	561
165	2.46 E6	9.23 E3	280	6.67 E6	6.54 E3
170	1.67 E7	6.30 E4	290	8.22 E7	8.09 E4
175	1.18 E8	4.47 E5	300	1.07 E9	1.06 E6
180	8.65 E8	3.29 E6	310	1.48 E10	1.47 E7
$kT = 6 \text{ eV}$					
150	11.6	1			
160	220	12.3			
170	4.77 E3	309			
180	1.18 E5	8.73 E3			
190	3.31 E6	2.78 E5			
200	1.05 E8	9.95 E6			
210	3.72 E9	3.98 E8			
220	1.48 E11	1.77 E10			
230	6.52 E12	8.72 E11			
240	3.20 E14	4.76 E13			

* 3.01 E3 \equiv 3.01 · 10³

змінних E , θ у межах $2 \text{ eV} \leq E \leq 10^9 \text{ eV}$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$ і для температур газу в магнітосферах колапсуючих зірок у межах $1 \text{ eV} \leq kT \leq 10 \text{ eV}$.

ВИСНОВКИ

Із розрахунків видно, що у ході колапсу відбувається дуже швидко (у мільярди і більше разів) збільшення потоку електромагнітного випромінювання у порівнянні з початковим потоком. Найшвидше потік випромінювання збільшується для колапсуючих зірок із холодними магнітосферами ($kT \leq 1 \text{ eV}$): вже на початкових стадіях колапсу, при зменшенні радіуса зірки трохи більше ніж у десять разів він збільшується у мільйони разів. У магнітосферах із середньою температурою ($1 \text{ eV} < kT \leq 3 \text{ eV}$) збільшення потоку відбувається пізніше, коли радіус зірки зменшується у десятки разів. При колапсі зірок із високотемпературними магнітосферами ($3 \text{ eV} < kT \leq 10 \text{ eV}$) суттєве збільшення потоку випромінювання відбувається ще на пізніших стадіях колапсу, коли радіус зірки зменшується у сотні разів відносно початкового. Із розрахунків також випливає, що електромагнітне випромінювання частинок із больцманівським спектром зростає швидше (приблизно на три порядки), ніж випромінювання частинок із релятивістським максвеллівським спектром.

Результати робіт серії свідчать, що незалежно від вибраної початкової моделі колапсуючої зірки у ході колапсу відбувається дуже сильне збільшення магнітного поля. Це змінне поле прискорює заряджені частинки у магнітосфері колапсуючої зірки, які у свою чергу будуть випромінювати електромагнітні хвилі у широкому діапазоні частот — від радіо- до гамма-діапазону. Інтенсивність цього випромінювання збільшується у ході колапсу (із зменшенням радіуса зірки) і досягає максимального значення на прикінцевій стадії колапсу. Воно повинно спостерігатися у вигляді імпульсів випромінювання у всьому діапазоні частот — від радіо- до гамма-спалахів. Їхня тривалість визначатиметься тривалістю колапсу, тобто початковими масою та радіусом колапсуючої зірки. Інтенсивність цього випромінювання дуже велика, на прикінцевих стадіях потік випромінювання від колапсуючої зірки у мільярди разів перевищує величину потоку на початкових стадіях колапсу, тобто колапсуючі зорі мають бути потужними джерелами імпульсного нетеплового випромінювання.

Наприклад, потоки випромінювання для зірок із початковими потоками $10^{-29} \text{ Дж/см}^2\text{с}\cdot\text{Гц} \leq I_{\nu_0} \leq 10^{-37} \text{ Дж/см}^2\text{с}\cdot\text{Гц}$ [7, 8, 12—14] можуть зростати до величин $10^{-23} \text{ Дж/см}^2\text{с}\cdot\text{Гц} \leq I_{\nu_M} \leq 10^{-31} \text{ Дж/см}^2\text{с}\cdot\text{Гц}$, тобто вони будуть надзвичайно потужними дискретними джерелами нетеплового радіо-випромінювання.

Із формули (6) випливає, що таке ж збільшення потоків випромінювання повинне спостерігатись на інших частотах, причому величина потоку збільшуватиметься прямо пропорційно частоті випромінювання тобто, у ході колапсу ми маємо спостерігати дуже різке збільшення інтенсивності електромагнітного випромінювання у всьому діапазоні частот у вигляді сплесків нетеплового випромінювання. Ці сплески слід шукати у першу чергу серед потужних гамма- та рентгенівських сплесків, які не є періодичними і спостерігаються лише одноразово. На місці таких сплесків мають знаходитися зорі на стадії еволюції, що безпосередньо передують стадії колапсу. Такі сплески мають спостерігатися також від зірок, що перебувають на тих стадіях еволюції, які супроводжуються швидким зменшенням радіуса зірки внаслідок гравітаційного стискання. До таких стадій можна віднести стадію колапсу, яка передують утворенню нейтронної зірки і спалаху Наднової. Зірка

проходить цю стадію після того, як після вигоряння кремнію, фотодисоціації ядер заліза і його нейтронізації у ядрі зірки різко зменшується тиск, внаслідок чого вона наближається до стану динамічної нестійкості і починає стискатись під дією власного гравітаційного поля. Далі зірка, згідно з розрахунками [2, 5, 6], може скинути частину маси і спалахнути як Наднова. Але цій стадії має передувати стадія колапсу (стискання), протягом якої зірка буде потужним джерелом нетеплового випромінювання. Імпульси нетеплового випромінювання повинні спостерігатися також і перед спалахом нових зірок. Потужними джерелами нетеплового випромінювання повинні бути також білі карлики у подвійних системах на стадії так званого індукованого акрецією колапсу, коли внаслідок акреції їхні маси значно збільшуються, і настає гравітаційний колапс [9, 10, 15–17]. Саме на цій стадії у магнітосферах білих карликів заряджені частки повинні прискорюватися і випромінювати у змінному магнітному полі. Періодичні сплески нетеплового випромінювання мають виникати також при пульсаціях змінних зірок із магнітним полем, оскільки і в цьому випадку створюються умови для прискорення часток та їхнього випромінювання.

Отже, є всі підстави стверджувати, що ми можемо безпосередньо спостерігати колапс зірок, реєструючи імпульси нетеплового випромінювання, які виникають при цьому.

Які основні труднощі можуть виникнути при спостереженнях нетеплового випромінювання колапсуючих зірок? Перш за все, теорія еволюції зірок ще не дає змоги однозначно встановити, яка із зірок у даний момент перебуває на стадії, що передє колапсу. Вище ми вказали лише на ті типи зірок, які із певною ймовірністю можуть втрачати рівновагу і колапсувати. Але теорія колапсуючих зірок ще не розроблена настільки детально, аби ми могли прослідкувати детальну хронологію цих подій. Тому у нас поки що немає можливості передбачити, коли і де саме може відбуватися колапс зірки. І навряд чи можна буде зробити це найближчим часом. Це є основною проблемою для прогнозування спостережень за колапсуючими зірками. Другою проблемою є те, що колапс протікає досить швидко, і ця стадія вельми короткочасна для спостережень. Ця проблема може бути вирішена, оскільки сучасні методи спостережень дозволяють реєструвати короткочасні імпульси випромінювання від точкових джерел, наприклад рентгенівські і гамма-барстери. Але виникає інша проблема — як вирізнити сигнали від колапсуючих зірок з-поміж великої кількості сплесків, природа яких у багатьох випадках невідома. На жаль, відповідей на ці питання поки що немає, тому зроблені висновки потрібно розглядати лише як початкові кроки при розв'язанні проблеми спостережень колапсуючих зірок.

1. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.—384 с.
2. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд. — М.: Наука, 1977.—494 с.
3. Кривдик В. Г. Колапсуючі зірки як джерела електромагнітного випромінювання // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—16, № 6.—С. 475—489.
4. Пахольчик А. Радиоастрофизика. — М.: Мир, 1973.—252 с.
5. Шапиро С., Тьюкольски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. Физика компактных объектов. — М.: Мир, 1985.—665 с.
6. Arnett W. D. Gravitational collapse of evolved stars as a problem in physics // Sources of gravitational radiation / Ed. Smarr. — Cambridge, 1979.—P. 163—174.
7. Gudel M., Benz A. O. Radio spectra of dMe and dKe stars // Radio emission from the stars and the Sun: Proc. Conf., Barselona (Spain) 3-7 Jul, 1995 / Eds A. R. Taylor, J. M. Paredes // Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.—1996.—93.—P. 303—305.
8. Gudel M., Benz A. O., Guiman E. F., Sthmitt J. H. M. M. Nonthermal microwave emission from F dwarfs: 71 Tau, a For, and open cluster /moving group membership // Radio emission

- from the stars and the Sun: Proc. Conf., Barcelona (Spain) 3-7 Jul., 1995 / Eds A. R. Taylor, J. M. Paredes // Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.—1996.—93.—P. 306—308.
9. *Nomoto K., Kondo Y.* Condition for accretion-induced collapse of white dwarfs // *Astrophys. J. Lett.*—1991.—367, N 1.—P. L19—L22.
 10. *Nomoto K., Kondo Y.* Accretion-induced collapse of white dwarfs // *NATO ASI Ser. Ser. C. Math., Phys. Sci.*—1992.—377.—P. 189—205.
 11. *Ortwein N. R., Chang D. B., Leverett D.* Synchrotron radiation from a dipole field // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1966.—12, N 111.—P. 323—390.
 12. *Radio emission from the stars and the Sun: Proc. Conf., Barcelona (Spain) 3-7 Jul. 1995 / Eds A. R. Taylor, J. M. Paredes // Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.—1996.—93.—466 p.*
 13. *Utana G., Triglio C., Catalano S.* Radio emission from Algol-type binaries. I. Results of 1992—1993 VLA Survey // *Astron. and Astrophys.*—1998.—329, N 3.—P. 1010—1018.
 14. *Van den Oort G. M. J.* Non-thermal emission mechanism in stellar coronae // *Radio emission from the stars and the Sun: Proc. Conf., Barcelona (Spain) 3-7 Jul. 1995 / Eds A. R. Taylor, J. M. Paredes // Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.—1996.—93.—P. 263—272.*
 15. *Van Paradijs J., Van den Henvel E. P. S., Kouveliotou C., et al.* Evidence for neutron stars formation from accretion induced collapse of a white dwarf // *Astron. and Astrophys.*—1997.—317, N 1.—P. L9—L12.
 16. *Woosley S. E., Timmer F. X., Baron E.* Accretion induced collapse // *NATO ASI Ser. Ser. C. Math., Phys. Sci.*—1992.—377.—P. 189—205.
 17. *Woosley S. E., Baron E.* The collapse of white dwarfs to neutron stars // *Astrophys. J.*—1992.—391, N 1.—P. 228—235.

Поступила в редакцію 20.06.00