

## ВПЛИВ БУЛЬБАШКОПОДІБНИХ СТРУКТУР, УТВОРЕНИХ ЗОРЯНИМ ВІТРОМ, НА ПОЛЕ ЙОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В НЕБУЛЯРНИХ ОБ'ЄКТАХ

Б. Я. Мелех, І. О. Кошмак, Р. В. Козел

*Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра астрофізики,  
вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005, Україна*

(Отримано 15 листопада 2010 р.; в остаточному вигляді — 16 червня 2011 р.)

Навколо спалахів зореутворення зоряний супервітер утворює каверни з низькою концентрацією гарячого газу, термалізованого зворотною ударною хвилею. Молоді спалахи зореутворення можуть містити компактні каверни всередині зони Нп. Дифузне йонізуюче випромінювання, що виникає в каверні, може давати значний внесок у йонізацію газу що оточує каверну. На зовнішній межі таких каверн є газ високої густини, стиснений прямою ударною хвилею вітру у відносно тонкий шар. Цей шар, а при певних умовах і газ каверни, може суттєво змінювати форму йонізуючого спектра, що входить в навколишню область. Розподіл густини та інших фізичних параметрів таких бульбашкоподібних структур розраховали Уївер та ін. в 1977 році. Ми вирішили дослідити методом мультикомпонентного фотойонізаційного моделювання, як такі “бульбашки” впливатимуть на зміну форми йонізуючого спектра. Початковий спектр йонізуючого випромінювання був заданий з моделі спалаху зореутворення, що містить параметри, характерні для блакитних компактних карликових галактик. Також ми дослідили “бульбашки” навколо поодиноких зір. Першою та другою компонентами такого моделювання є зона зоряного супервітру. Розподіл густини газу в цих компонентах задавався розв'язком системи рівнянь неперервності та переносу енергії з урахуванням теплопровідності. Третьою компонентою є тонкий шар газу високої густини, утворений ударною хвилею зоряного супервітру з навколишнього газу. Густину газу в ній отримано з умови ізобарності на контактному розриві між другою та третьою компонентами. Розраховано сітку мультикомпонентних моделей з вільними параметрами, що визначають фізичні умови всередині “бульбашки”. Проаналізовано вплив “бульбашки” зоряного вітру на зміну форми спектра йонізуючого випромінювання.

**Ключові слова:** області Нп, блакитні компактні карликові галактики, фотойонізаційні моделі світіння.

PACS number(s): 98.58.Hf, 98.52.Wz, 98.54.Ep, 98.56.Wm

### I. ВСТУП

Для фотойонізаційного моделювання світіння зони Нп навколо спалахів зореутворення важливо якнайбільш точно описати її структуру та задати фізичні параметри так, щоб модель найкраще відтворювала процеси, що відбуваються в реальних Нп регіонах. У цій статті ми розглядаємо низькометалічні Нп регіони околів спалахів зореутворень. Такий вибір зумовлений актуальністю задачі уточнення вмісту первинного гелію, який, як відомо, визначається на основі хімічного складу низькометалічних зон Нп у блакитних компактних карликових галактиках (БККГ).

У наших роботах з оптимізованого фотойонізаційного моделювання світіння (ОФМС) зон Нп у БККГ було виявлено нестачу квантів лайманівського континууму в діапазоні довжин хвиль  $\lambda 912 - 504\text{\AA}$  (див. напр. [1]). Постає питання щодо фізичних причин такої нестачі.

Відомо, що масивні О–В зорі в ядрах спалахів зореутворень можуть бути джерелами потужного зоряного вітру. Такий вітер від багатьох зір може утворювати в навколишньому газі бульбашкоподібні струк-

тури, які у випадку молодих спалахів зореутворення є достатньо компактними для того, щоб уміститися всередині йонізованих Нп регіонів. Тому ми вирішили перевірити вплив таких структур на поле йонізуючого випромінювання, що виходить із них в навколишню зону Нп.

У більшості з попередніх праць із фотойонізаційного моделювання низькометалічних зон Нп не враховували можливих наявностей внутрішніх структур, утворених зоряним вітром. Такі бульбашкоподібні структури, згідно з [2], включають внутрішню область, де вітер вільно розлітається, гарячу каверну, що є джерелом теплового випромінювання з температурою близько мільйона Кельвінів і тонкий шар високої концентрації, утворений ударною хвилею зоряного вітру з навколишнього газу.

Структура та еволюція різних видів так званих “бульбашок” залежить від швидкості зоряного вітру, віку зореутворення та параметрів міжзоряного середовища. Теорію бульбашкоподібних структур та їхнє моделювання навколо зір різних типів і класів докладно вивчали у працях [3–5]. Більшість із цих моделей є деталізацією еволюційних фаз “бульбашки”, описаних у

праці [2], залежно від того, навколо якого об'єкта вона розширюється (білий карлик, зорі типу WR, O–B зорі тощо) і в якому середовищі (міжзоряний газ різної густини). Тому в нашій статті ми використовуємо модель “бульбашки” з праці [2].

У нашій попередній праці [9] ми показали за допомогою мультикомпонентного фотойонізаційного моделювання, що бульбашкоподібні структури, утворені зоряним вітром, можуть справді при певних умовах утворювати нестачу квантів у розподілах енергії спектра йонізуючого випромінювання, яке збуджує світіння навколишнього НII регіону. Однак у тій праці густина газу, хоч і приймалася різною в кожній з компонент “бульбашки”, проте вважалася сталою за об'ємом кожної з компонент.

У цій статті ми використали для опису розподілу густини всередині компонент “бульбашки” зоряного вітру результати досліджень [2]. Така деталізація розподілу густини в бульбашкоподібних структурах дала змогу отримати достовірніші дані про трансформацію енергетичного розподілу йонізуючого випромінювання ядер низькометалічних зон НII залежно від розподілу густини в “бульбашці” та параметрів, що описують Лус-спектр йонізуючого ядра (від області зореутворення чи поодинокі зорі).

У наступних наших працях ми плануємо отримати параметри розподілу густини в “бульбашках” зоряного вітру та Лус-спектр йонізуючих ядер зон НII у БККГ на основі результатів ОФМС останніх, а також дослідити, як зміняться результати за наявності пилових зерен різних типів.

## II. СТРУКТУРА “БУЛЬБАШКИ” І ФОТОЙОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЗОН НII

Центральними джерелами йонізації зони НII у БККГ є зорі в області зореутворення. Але, з іншого боку, супервітер навколо кластера зір, частинки якого вириваються в навколишній простір, утворює ударну хвилю. Вона згрібає небулярний газ на своєму шляху, формуючи тонкий шар високої густини [2]. Зворотна ударна хвиля термалізує частинки міжзоряного середовища. У результаті каверна зоряного вітру випромінює теплове випромінювання, ефективна температура якого сягає інколи мільйона градусів Кельвіна. Враховуючи складну структуру околів спалахів зореутворення (див. рис. 1), у цій статті були порашовані трикомпонентні моделі:

1. Перша компонента являє собою супервітер, що вільно розлітається від кластера зір.
2. Друга компонента є гарячим розрідженим газом каверни зоряного вітру.
3. Третя компонента є тонким шаром високої густини, згребеним ударною хвилею зоряного супервітру.

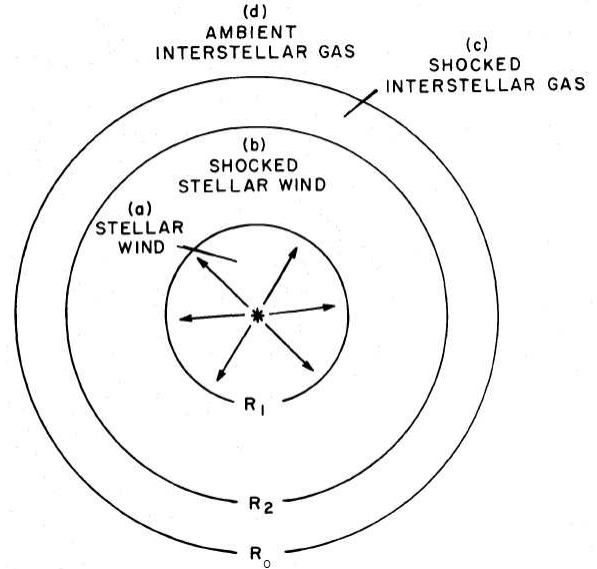


Рис. 1. Структура “бульбашки” зоряного вітру.

Кожна компонента становить окрему фотойонізаційну модель у припущенні сферичної симетрії. Поле дифузного йонізуючого випромінювання розраховано в наближенні *outward only*. Тому фотойонізація в кожній із компонент спричинена двома видами квантів лайманівського континууму:

- 1) кванти прямого випромінювання з йонізуючого джерела (не поглинуті в попередній компоненті);
- 2) кванти, випромінені в попередній компоненті (дифузне випромінювання).

Для першої компоненти, найближчої до спалаху зореутворення, спектр лайманівського континууму визначається йонізуючим джерелом. У ролі таких йонізуючих джерел використовували як спалах зореутворення, так і поодинокі зорі спектрального класу O (використано модель зоряної атмосфери TLUSTY [6]) з поверхневою ефективною температурою  $T_{\text{eff}} = 54000\text{K}$ , прискоренням вільного падіння на поверхні  $\log g[\text{cm}/\text{c}^2] = 4.2$ , металічністю стосовно до сонячної  $\log Z = -0.57$  та світністю  $\log L/L_{\odot} = 4.51$ .

Для опису задання Лус-спектра спалаху зореутворення використано результати розрахунку еволюційної сітки з праці [8]. Загальна кількість йонізуючих квантів, випромінюваних областю зореутворення за 1 с, приймалась рівною  $\log Q_{\text{ion}} = 53$ . Програма розрахунку нашої сітки мультикомпонентних ФМС інтерполювала згадані вище результати з метою отримання Лус-спектра для даного віку.

Для розрахунків фотойонізаційних моделей використано програму Г. Ферланда Cloudy 08.00 [7], яку ми модифікували згідно з потребами моделювання.

Була порашована сітка трикомпонентних фотойонізаційних моделей з такими вільними параметрами:

- 1) вік зореутворення (*Age*) у мільйонах років [Мут] для спалаху зореутворення від 1 до 9.75, для поодинокі зорі: від 1 до 4.75;

- 2) темп утрати маси у випадку спалаху зореутворення  $\dot{M}_w$  [ $M_\odot/\text{рік}$ ] від  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$ , у випадку поодинокій зорі: від  $10^{-7}$  до  $10^{-6}$ ;
- 3) швидкість зоряного вітру  $v_w$  [км/с] від 20 до 2005;
- 4) густина навколишнього середовища  $n_0$  [см $^{-3}$ ] від 1 до 3000.

Отже, ми мали змогу відслідковувати еволюційно можливості трансформації енергетичного розподілу Лус-спектра під час його проходження через компоненти “бульбашки” зоряного вітру.

### III. МУЛЬТИКОМПОНЕНТНЕ МОДЕЛЮВАННЯ КАВЕРНИ ЗОРЯНОГО ВІТРУ

Фізичні умови вздовж радіуса каверни зоряного вітру, згідно з [2] та [10], задаються розв’язком системи рівнянь неперервності та переносу випромінювання з урахуванням теплопровідності:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} (\xi^2 u) - \frac{u - \xi}{\tau} \frac{d\tau}{d\xi} = \frac{22}{11}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \tau^{\frac{5}{2}} \frac{d\tau}{d\xi} \right) - \frac{3}{2} \frac{u - \xi}{\tau} \frac{d\tau}{d\xi} = \frac{13}{35}. \quad (2)$$

Згідно з [2], друга компонента обмежена внутрішнім та зовнішнім радіусами  $R_1$  і  $R_2$ , що визначаються формулами:

$$R_1 = 3.63 \dot{M}_w^{0.3} n_0^{-0.3} v_w^{0.1} t_w^{0.4}, \quad (3)$$

$$R_2 = 28.11 \dot{M}_w^{0.2} n_0^{-0.2} v_w^{0.4} t_w^{0.6}, \quad (4)$$

де  $\dot{M}_w = \frac{\dot{M}}{10^{-6}}$ ,  $v_w = \frac{v}{2000}$ ,  $t_w = \frac{t}{10^6}$ ;  $\tau$  і  $u$  — безрозмірні змінні, що є функціями від безрозмірної радіальної координати  $\xi = \frac{r}{R_2(t)}$ .

Товщину третьої компоненти  $\Delta r$  ми визначали так:

$$\Delta r = R_2 \left\{ \left( 1 - \frac{n_0}{n_s} \right)^{-\frac{1}{3}} - 1 \right\} \text{пс}, \quad (5)$$

де  $n_s$  — концентрація газу в тонкому шарі високої густини. Густина газу  $n_s$  визначали з умови ізобарності на контактному розриві між другою і третьою компонентами.

Для того, щоб порахувати сітку мультикомпонентних моделей світіння (ФМС) бульбашки зоряного вітру всередині туманності, ми вивели такий апроксимаційний вираз для розподілу концентрації:

$$n_H = DF \cdot 10^{A(r)}, \quad (6)$$

де  $DF = M_1/M_2$ ;  $M_1 = \dot{M} \int dt$  — маса, що надходить від зорі;

$M_2 = \int \rho dV \approx \int 1.44 \cdot m_H \cdot (n_a(R) + n_b(R)) \cdot dV$  — маса самої каверни,  $A(r) = \log n_a(R)$  та  $A(r) = \log n_b(R)$  — апроксимаційні вирази для визначення концентрації в першій та другій компонентах відповідно (отримані фігуванням і подальшою апроксимацією розподілу концентрації з [2]):

$$\log n_a(R) = -3.82495 + 1.00971 \cdot e^{-\frac{R+0.17442}{0.25075}} + 2.5191 \cdot e^{-\frac{R+0.17442}{1.94557}}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \log n_b(R) = & 64.03901471 - 48.80541204 \cdot R \\ & + 13.97542937 \cdot R^2 - 2.11750182 \cdot R^3 + 0.18978405 \cdot R^4 \\ & - 0.01042102 \cdot R^5 + 3.44806684 \cdot R^6 \\ & - 6.31658041 \cdot 10^{-6} \cdot R^7 + 4.9239613 \cdot 10^{-8} \cdot R^8; \end{aligned}$$

Для зручності ми перемасштабували апроксимаційні формули для довільних  $r$ . На основі формул (7) був побудований рис. 2.

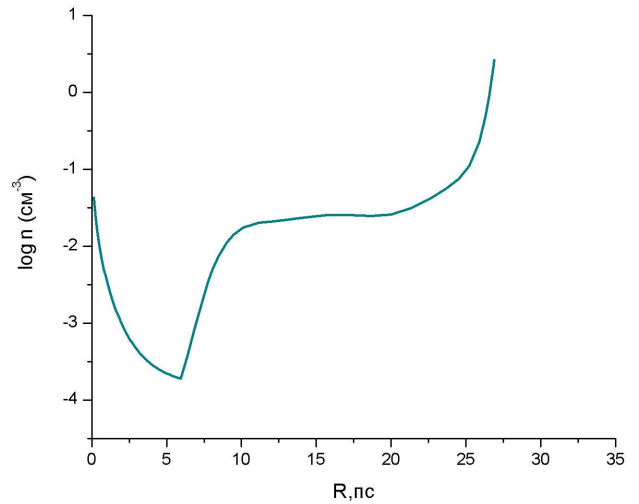


Рис. 2. Розподіл концентрації в першій та другій компонентах  $n_H(r)$ , побудований на основі апроксимаційних формул (7).

### IV. РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ

Усі результати мультикомпонентного моделювання зміни Лус-спектра під час його проходження крізь “бульбашку” зоряного вітру зображено графічно у вигляді EPS-файлів, які є в архіві за адресою [http://www.physics.wups.lviv.ua/depts/KAF/personal/Lyc\\_trans.tar.gz](http://www.physics.wups.lviv.ua/depts/KAF/personal/Lyc_trans.tar.gz) Усі результати можна поділити на декілька типів. Тут ми наводимо й аналізуємо лише по одному результату з кожного такого типу.

На рис. 3 показано типовий випадок, коли не спостерігається нестачі квантів (завалів у спектрі) за лайманівською межею. Бачимо тільки зменшення кількості квантів при проходженні через різні компоненти “бульбашки”. Це зумовлено тим, що при таких параметрах моделі, як малий вік спалаху зореутворення, слабкий вітер, мала концентрація газу, що оточує “бульбашку”, та невеликі розміри другої компоненти, каверна компактна з низькою густиною у всіх компонентах, а тому трансформації Лус-спектра не спостерігаємо.

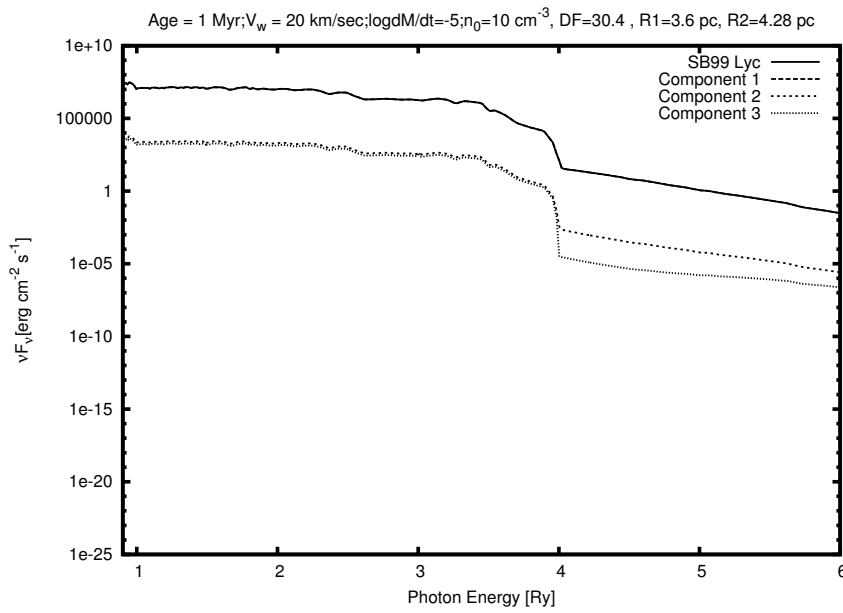


Рис. 3. Приклад результату моделювання проходження Лус-квантів крізь “бульбашку” навколо спалаху зореутворення, коли відсутня суттєва трансформація Лус-спектра.

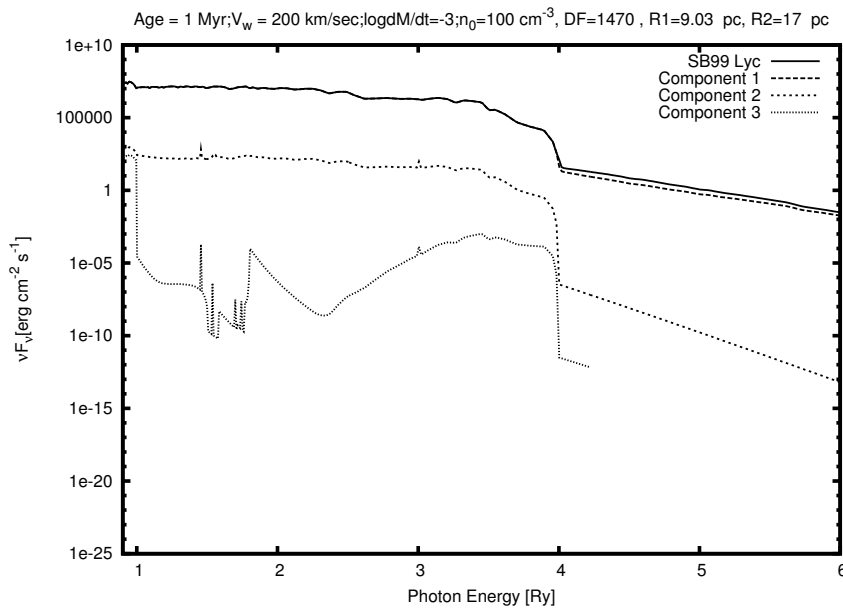


Рис. 4. Приклад результату моделювання проходження Лус-квантів крізь “бульбашку” навколо спалаху зореутворення, коли наявна суттєва трансформація Лус-спектра під час проходження йонізуючими квантами третьої компоненти “бульбашки” (оболонка “с” на рис. 1).

На рис. 4 показано типовий випадок, коли третя компонента формує “завал” за лайманівською межею. У цьому разі, як видно зі значень параметрів “бульбашки” та спалаху зореутворення, каверна зоряного вітру повністю сформована і має зовнішній щільний згребений шар, при проходженні крізь який ефективно поглинаються фотони з енергіями, близькими до потенціалу йонізації водневоподібних йонів. Такий тип результату є уточненням результату, що ми отримали у праці [9], де на основі простіших мультикомпонентних моделей (сталі густини газу в компонен-

тах “бульбашки”) отримана аналогічна трансформація енергетичного розподілу йонізуючого випромінювання під час проходження тонкого шару небулярного газу високої густини. Як бачимо, при певних умовах такий шар справді спричинює зміну форми спектра лайманівського континууму, приводячи до появи так званого спектрального “завалу” в діапазоні довжин хвиль  $\lambda_{912} - 504\text{\AA}$ . Фізична причина виникнення такого завалу зумовлена особливістю енергетичної залежності ефективних перерізів фотойонізації  $\sigma_\nu$  для водневоподібних йонів, які мають різкий максимум

біля потенціалу йонізації, що швидко спадає зі збільшенням енергії фотонів. Оскільки довжина вільного пробігу фотона в середовищі з концентрацією  $n$  визначається як  $l_\nu = 1/(\sigma_\nu n)$ , то у випадку проходження фотонами шару високої густини кванти з енергією, близькою до потенціалу йонізації будуть ефективніше поглинатися, аніж кванти з вищими енергіями, які здебільшого проникатимуть у навколишню зону НІ.

На рис. 5 показано типовий результат у випадку, коли перша та друга компоненти беруть участь в утворенні спектрального завалу при довжинах хвиль  $\lambda \leq 912\text{\AA}$ . Тут концентрація навколорязного газу

$n_0=100\text{ cm}^{-3}$  у поєднанні зі значними темпами втрати маси спалахом зореутворення та швидкістю його вітру приводять до виникнення відносно великої “бульбашки” з великою густиною (див. значення параметра DF). Це спричиняє те, що у трансформації Лус-спектра домінуючу роль відіграє газ у протяжній каверні зоряного вітру (друга компонента в наших моделях). Таким чином, за певних умов роль тонкого шару високої густини (третя компонента) відходить на другий план, а основна роль у цьому процесі належить каверні.

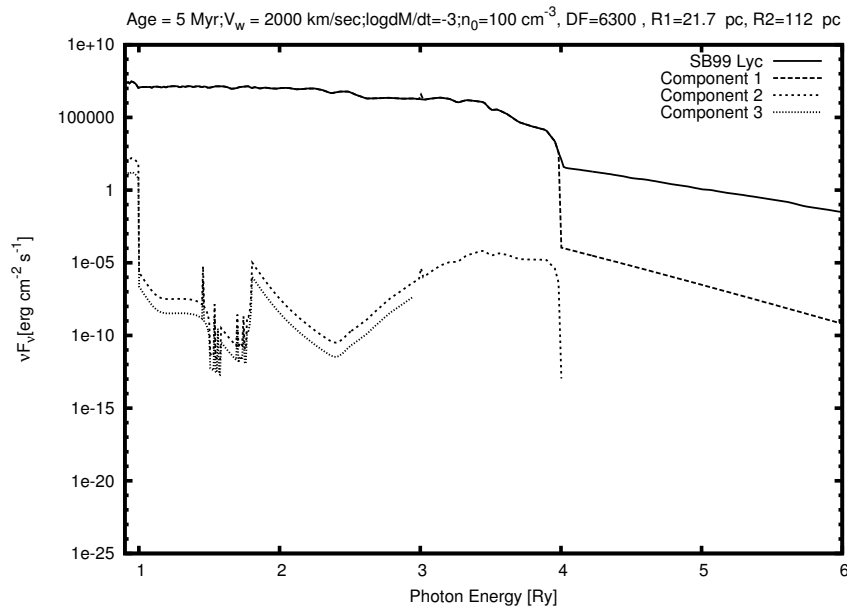


Рис. 5. Приклад результату моделювання проходження Лус-квантів крізь “бульбашку” навколо спалаху зореутворення, коли наявна суттєва трансформація Лус-спектра під час проходження йонізуючими квантами через дві компоненти “бульбашки” (оболонки “b” і “c” на рис. 1).

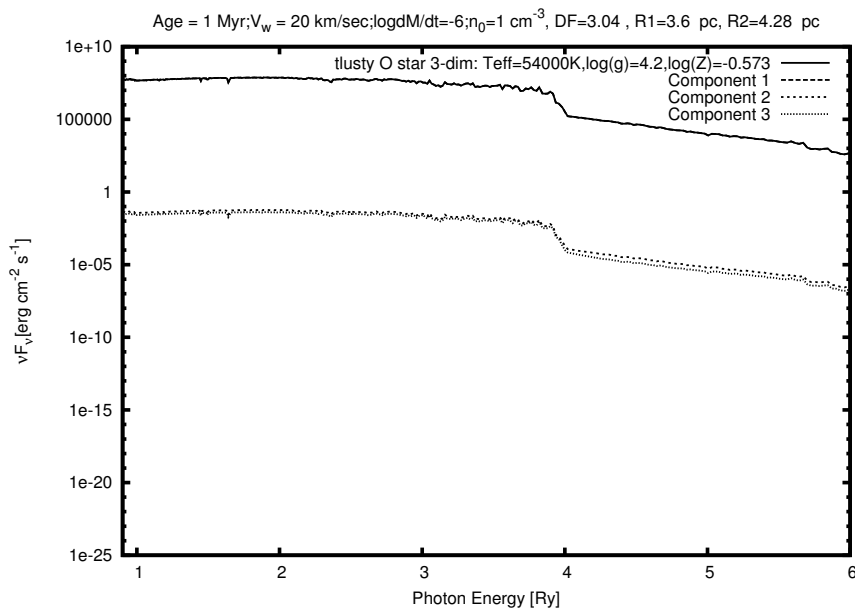


Рис. 6. Приклад результату моделювання проходження Лус-квантів крізь “бульбашку” навколо зорі спектрального класу O. Видно, що відсутня суттєва трансформація Лус-спектра.

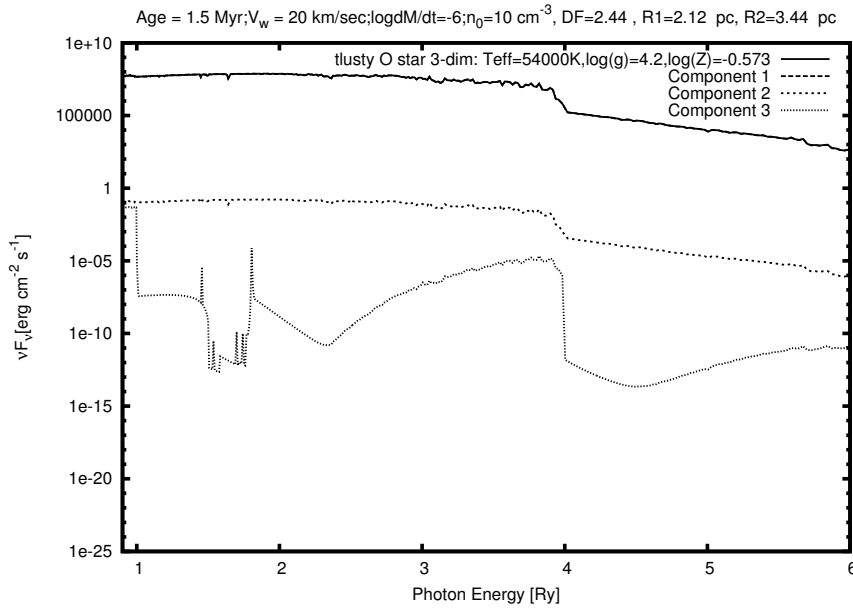


Рис. 7. Приклад результату моделювання проходження Лус-квантів крізь “бульбашку” навколо зорі спектрального класу О. Наявна суттєва трансформація Лус-спектра під час проходження йонізуючими квантами третьої компоненти “бульбашки” (оболонка “с” на рис. 1).

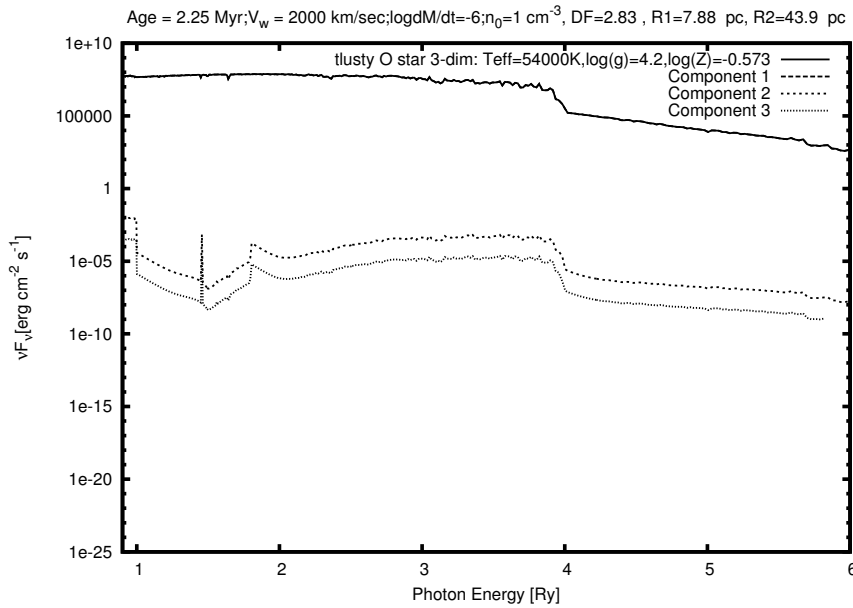


Рис. 8. Приклад результату моделювання проходження Лус-квантів крізь “бульбашку” навколо зорі спектрального класу О. Наявна суттєва трансформація Лус-спектра під час проходження йонізуючими квантами через дві компоненти “бульбашки” (оболонки “b” і “c” на рис. 1).

Рис. 6 відображає типовий результат фотойонізаційного моделювання каверни, у центрі якої є зоря класу О, коли трансформацій у розподілі енергії в спектрі йонізуючого випромінювання не виявлено. “Бульбашка” у цьому випадку компактна через низький темп утрати маси зорею, а густина газу у третій компоненті низька через малу густину навколишнього газу.

На рис. 7 показано типовий випадок для моделей “бульбашки” із зорею класу О в центрі, коли третя

компонента формує “завал” за лайманівською межею. У цьому випадку, як видно зі значень параметрів “бульбашки”, каверна зоряного вітру повністю сформована й має зовнішній щільний згребений шар, при проходженні крізь який ефективно трансформується Лус-спектр. Ми були виявили також випадки для моделей “бульбашки” із зорею, коли перша та друга компоненти беруть участь в утворенні спектрального “завалу” при довжинах хвиль  $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$  (див. рис. 8). Тут низька концентрація навколосоряного газу ( $n_0=1$

см<sup>-3</sup>) у поєднанні з великою швидкістю зоряного вітру приводять до виникнення великої (43.9 пк) оптично товстої “бульбашки”.

## V. ВИСНОВКИ

Для оцінки впливу внутрішніх бульбашкоподібних структур на трансформацію Лус-спектра йонізуючого джерела (як спалаху зореутворення, так і поодинокі зорі) розраховано сітку трикомпонентних ФМС. При цьому радіальний розподіл густини газу в такій “бульбашці” відповідав її структурі, описаній у праці [2].

За результатами такого моделювання встановлено, що:

- 1) при таких параметрах моделей, як малий вік туманності, слабкий зоряний вітер, мала концентрація газу що оточує “бульбашку”, та невеликі розміри другої компоненти, каверна надто компактна й має надто низьку густину, щоб спричинити трансформацію Лус-спектра йонізуючого джерела;
- 2) за високих темпів втрати маси зорями в області зореутворення із середньою швидкістю вітру (сотні км/с), при типових для НП регіонів густинах газу, що оточує “бульбашку”, через мільйон і більше років формується “бульбашка” з достатньою густиною газу в тонкому шарі, згребеного прямою ударною хвилею вітру, для трансформації утворення спектральних завалів у Лус-спектрі йонізуючого джерела;
- 3) за високих темпів втрати маси зорями, при великій швидкості вітру та відносно низькій концентрації газу, що оточує “бульбашку”, за декілька мільйонів років може утворитися протяжна каверна з відносно високою густиною газу в ній – достатньою для формування спектральних “завалів” у Лус-спектрі йонізуючого джерела;
- 4) якщо швидкість вітру від поодинокі зорі всередині області НП низька, то це унеможливило формування “бульбашки”, яка б суттєво трансформувала Лус-спектр зорі;

5) для поодинокі зорі з повільним зоряним вітром та низьким темпом втрати маси, але за відносно високої концентрації газу, що оточує “бульбашку”, через мільйон і більше років формується “бульбашка” з достатньо щільною третьою компонентою для формування “завалу” за лайманівською межею;

6) навколо поодинокі зорі у випадку дуже швидкого зоряного вітру, малої концентрації навколорозоряного газу через декілька мільйонів років може утворитися “бульбашка”, яка матиме протяжні оболонки “b” і “c”, що формують “завали” за лайманівською межею.

З віком спалаху зореутворення, унаслідок дії гідродинамічних нестійкостей, фронт прямої ударної хвилі розриватиметься й бульбашкоподібні структури скоріш за все не виникатимуть. Тому достовірність отриманих результатів зменшується зі збільшенням віку спалаху зореутворення. У наших наступних роботах ми плануємо дослідити роль таких нестійкостей у запобіганні утворення бульбашкоподібних структур.

При детальному фотойонізаційному моделюванні зон НП навколо спалахів зореутворення необхідно знати, коли роль трансформації Лус-спектра йонізуючого джерела може бути суттєвою. Тому в наших майбутніх працях ми плануємо приєднати до моделювання четверту компоненту — звичайний НП регіон, що оточує “бульбашку”. Це нам дасть змогу виявити діагностичні співвідношення між інтенсивностями емісійних ліній, чутливі до наявності внутрішніх бульбашкоподібних структур, утворених зоряним вітром у НП регіоні. Такі співвідношення дозволять діагностувати наявність внутрішньої “бульбашки” ще перед моделюванням — за спостережуваним спектром. Зрозуміло, що спостережувані потоки в емісійних лініях оптичного діапазону чутливі до наявності пилу. Тому в наших майбутніх працях ми включатимемо пилові складники різних сортів, характерних для околиць спалахів зореутворення, у мультикомпонентні ФМС.

**Подяки** Ця робота виконана в межах держбюджетної фундаментальної науково-дослідної теми ФА-87Ф Міністерства освіти і науки, молоді та спорту України, номер Держреєстрації 0111U001087.

[1] Б. Я. Мелех, Журн. фіз. досл. **3**, 16 (2009).

[2] R. Weaver, R. McCray, J. Castor, P. Shapiro, R. Moore, *Astrophys. J.* **218**, 377 (1977).

[3] B. C. Koo, C. F. McKee, *Astrophys. J.* **388**, 93 (1992).

[4] J. E. Dyson, D. A. Williams, *Physics of the interstellar medium* (Wiley, New York, 1997).

[5] G. Mellema, *Astrophys. Space Sci.* **260**, 203 (1998).

[6] T. Lanz, I. Hubeny, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **146**, 417 (2003); T. Lanz, I. Hubeny, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **169**, 83 (2007).

[7] G. J. Ferland, *Hazy, a Brief Introduction to Cloudy* (University of Kentucky, Physics Department Internal Report. 200, 2005), <http://www.nublado.org>.

[8] C. Leitherer *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **123**, 3 (1999).

[9] R. V. Kozel, B. Ja. Melekh, YSC'16 Proc. of Contributed Papers, 37 (2009).

[10] Н. Г. Бочкарев, С. А. Жеков, *Астрон. журн.* **67**, 274 (1990).

**THE INFLUENCE OF STELLAR WIND BUBBLES ON THE RADIATION IONIZING  
FIELD IN THE NEBULAR OBJECTS**

B. Ya. Melekh<sup>1</sup>, I. O. Koshmak<sup>2</sup>, R. V. Kozel<sup>3</sup>  
*Ivan Franko National University of Lviv, Department of Astrophysics,  
8, Kyryla i Mefodija St., Lviv, UA-79005, Ukraine,  
e-mail: bmelekh@gmail.com<sup>1</sup>, ihorkoshmak@gmail.com<sup>2</sup>, ruslana.astro@gmail.com<sup>3</sup>*

Stellar superwind around the starbursts forms cavities with a low density of hot gas, thermalized by inverse wind shock. Young starbursts could contain compact cavities inside the HII region. Diffuse ionizing radiation that arises in the cavity could affect the ambient medium ionization quite considerably. Outside the stellar wind bubble lies a thin shell swept-up by the direct wind shock. This shell and at certain conditions, when there is gas in the cavity, could appreciably transform the shape of the ionizing spectrum that drives into the surrounding region. The distribution of density values and other physical parameters of “bubble-like” structures were given by Weaver *et al.* in 1977. We decided to investigate using multicomponent photoionization modelling the influence of such “bubbles” on the ionization spectrum shape. The input spectrum of ionizing radiation was obtained from the starburst model with parameters typical for blue compact dwarf galaxies. Also, the ‘bubbles’ around single stars were investigated. The first and second inner components of such a modelling correspond to the hypersonic stellar wind zone and the region of shocked stellar wind, respectively. The gas density distribution in these components is derived from the bubble structure obtained from the equations system of continuity and energy transfer including heat conductivity. The third component is a thin shell of high density gas swept-up by the wind shock. The gas density in this component was obtained from the isobaric condition at a contact discontinuity between the second and third components. The evolution grid of multicomponent photoionization models with different ‘bubble’ parameters was calculated. The influence of a thin high density shell on the spectrum was analysed.