

УДК 524.52, 524.78

І. О. Кошмак, Б. Я. Мелех

Кафедра астрофізики Львівського національного університету імені Івана Франка
вул. Кирила і Мефодія 8, Львів, 79005, Україна

Моделювання світіння зони Н II, що містить бульбашкоподібну структуру

Методом мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання досліджено вплив бульбашкоподібних структур навколо областей спалахів зореутворення всередині регіонів Н II на зміну форми іонізаційного спектру та на формування спостережуваних емісійних ліній. Першою та другою складовими такого моделювання є зона надзвукового та стисненого ударною хвилею зоряного вітру від центральної області зореутворення. Розподіл густини газу та електронної температури у цих складових задавався розв'язком системи рівнянь неперервності та переносу енергії з урахуванням теплопровідності. Третьою складовою є тонкий шар газу високої густини, утворений ударною хвилею зоряного вітру з навколишнього газу. Четвертим компонентом є «звичайна» зона Н II. Спектри іонізаційного випромінювання задавалися з розрахованих еволюційних моделей спалаху зореутворення. Розраховано еволюційну сітку мультикомпонентних моделей з вільними параметрами, що визначають фізичні умови всередині «бульбашки». Проаналізовано вплив «бульбашки» зоряного вітру на зміну форми спектру іонізаційного випромінювання та на формування потоків у важливих емісійних лініях.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕЧЕНИЯ ЗОНЫ Н II, СОДЕРЖАЩЕЙ ПУЗЫРЕОБРАЗНУЮ СТРУКТУРУ, Кошмак И. А., Мелех Б. Я. — Методом мультикомпонентного фотоионизационного моделирования исследовано влияние пузырьреобразной структуры вокруг областей вспышек звездообразования внутри зон Н II на изменение формы ионизационного спектра и на формирование наблюдаемых эмиссионных линий. Первые два компонента представляют зону сверхзвукового и сжатого ударной волной звездного ветра от центральной области звездообразования. Распределения плотности газа и электронной

температури в цих компонентах задавалися рішенням системи рівнянь неперервності і переносу енергії з урахуванням теплопровідності. Третій компонент представляє тонкий шар газу великої густоти, виниклий внаслідок проходження прямої ударної хвилі зоряного вітру. Четвертий компонент представляє «типичну» зону Н II. Спектри іонізаційного випромінювання задавалися з розрахованих еволюційних моделей, вільні параметри яких визначають фізичні умови всередині «пухляка». Проаналізовано наявність «пухляка» зоряного вітру на зміну форми спектра іонізаційного випромінювання і на формування потоків в важливих емісійних лініях.

MODELLING OF EMISSION OF H II REGION WITH BUBBLE-LIKE STRUCTURE INSIDE, by Koshmak I. O., Melekh B. Ya. — The influence of bubbles on the ionization spectrum shape as well as on the emission line formation is investigated using multicomponent photoionization modelling. The first and second inner components of such modelling correspond to the hypersonic stellar wind zone and to the zone of shocked stellar wind from the central starburst region, respectively. The gas density distribution in these components is derived from bubble structure obtained from equation system of continuity and energy transfer including heat conductivity. The third component is a thin shell of high density gas formed by wind shock from the surrounding gas. The fourth component is a typical H II region. Input spectra of the ionizing radiation are obtained from the starburst evolutionary models. The evolutionary grid of the multicomponent photoionization models with different bubble parameters is calculated. The influence of bubble presence inside the H II region on the continuum spectrum shape changing as well as on the formation of radiation fluxes in important emission lines is analysed.

ВСТУП

Для фотоіонізаційного моделювання світіння (ФМС) зони Н II навколо спалахів зореутворення важливо якнайточніше описати її структуру та задати фізичні параметри, щоб модель найкраще відтворювала процеси у реальних зонах Н II. Тут ми розглядаємо зони Н II околиць спалахів зореутворень у широкому діапазоні металічності (0.00032

$Z = 0.0147$). Хімічний склад низькометалічних зон Н II у блакитних компактних карликових галактиках (БККГ) є основою для визначення та уточнення вмісту первинного гелію. Високометалічні зони Н II у спіральних галактиках є добрими індикаторами розподілу важких хімічних елементів вздовж диску, а отже, їхній хімічний склад є базисом для побудови теорій хемодинамічної еволюції даного типу галактик. Розуміння деталей розподілу речовини та перенесення іонізаційного випромінювання у неоднорідних зонах Н II дозволить уточнити

як фізичні характеристики останніх, так і хімічний склад в них. Тому задача розробки та побудови детальних фотоіонізаційних моделей світіння зон Н ІІ різної металічності є надзвичайно важливою для сучасної астрофізики.

У наших роботах з оптимізованого фотоіонізаційного моделювання світіння (ОФМС) зон Н ІІ у БККГ було виявлено нестачу квантів лайманівського континууму у діапазоні $\lambda = 91.2...22.8$ нм [15]. Виникло питання щодо фізичних причин такої нестачі.

Відомо, що масивні О-В-зорі у ядрах спалахів зореутворень є джерелами потужного зоряного вітру. Такий вітер від багатьох зір може утворювати в навколишньому газі бульбашкоподібні структури, які у випадку молодих спалахів зореутворення є достатньо компактними для того, щоб увійти всередині регіонів Н ІІ. Ми вирішили перевірити вплив таких структур на поле іонізаційного випромінювання, що виходить з них в навколишню зону Н ІІ.

У більшості із попередніх праць з фотоіонізаційного моделювання низькометалічних зон Н ІІ не враховувалася можливість внутрішніх структур, утворених зоряним вітром. Такі бульбашкоподібні структури, згідно із [21], включають в себе внутрішню область, де вітер вільно розлітається, область стисненого вітру — гарячу каверну, що є джерелом теплового випромінювання з температурою близько мільйона кельвін, і відносно 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. Теорія бульбашкоподібних структур та їхнє моделювання навколо зір різних типів та класів детально вивчається у працях [5, 9, 17]. Більшість з цих моделей є деталізацією еволюційних фаз «бульбашки», описаних у праці [21] для різних типів об'єктів (білий карлик, зорі типу WR, О-В-зорі тощо) та для різних значень густини міжзоряного газу). Тому нижче ми використовуватимемо модель «бульбашки» [21].

У наших попередніх працях [10, 16] ми показали за допомогою мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання (МФМС), що бульбашкоподібні структури, утворені зоряним вітром, можуть при певних умовах призводити до нестачі квантів у розподілах енергії спектру іонізаційного випромінювання, яке збуджує світіння навколишнього регіону Н ІІ. У праці [10] густина газу вважалася різною у кожному шарі «бульбашки», але вважалася сталою по об'єму шару. Складнішими є мультикомпонентні моделі [16], де ми використали для опису розподілу густини всередині компонентів «бульбашки» зоряного вітру результати досліджень [21]. Така деталізація розподілу густини у бульбашкоподібних структурах дозволила отримати більш достовірні дані про трансформацію енергетичного розподілу іонізаційного випромінювання ядер низькометалічних зон Н ІІ в залежності від розподілу густини у «бульбашці» та параметрів, що описують Лус-спектр іонізаційного ядра (від області зореутворення).

Нижче ми використовуємо, крім розподілу густини, ще й температурний розподіл всередині «бульбашки», отриманий за результатами досліджень [21]. Це дозволило нам не робити припущення про енергетичний баланс у внутрішніх компонентах «бульбашки», яке робилось у попередніх моделях для визначення електронної температури, і це дало змогу описати виникнення додаткових квантів випромінювання у компонентах «бульбашки» (в основному каверни). Також ми додали компонент незбуреного зоряним вітром газу, що оточує «бульбашку». Крім того, ми використовуємо еволюційні залежності спектру іонізаційного випромінювання від області зореутворення, отримані для різних значень металічності.

СТРУКТУРА «БУЛЬБАШКИ» І ФОТОІОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЗОН Н ІІ

Центральними джерелами іонізації зони Н ІІ є зорі в області зореутворення. Але, з іншого боку, вітер навколо кластера зір, частинки якого вириваються в навколишній простір, утворює ударну хвилю. Вона «згрібає» небулярний газ на своєму шляху, формуючи тонкий шар високої густини [21]. Зворотна ударна хвиля термалізує частинки міжзоряного середовища. В результаті каверна зоряного вітру випромінює теплове випромінювання, ефективна температура якого інколи перевищує мільйон кельвін. Враховуючи складну структуру околив спалахів зореутворення, у даній роботі ми розрахували чотирикомпонентні моделі із чотирьох концентричних шарів-компонентів:

- перший компонент — це вітер, що вільно розлітається від кластера зір;
- другий компонент є гарячим стисненим ударною хвилею газом каверни зоряного вітру;
- третій компонент є тонким шаром зовнішнього газу високої густини, стисненого ударною хвилею зоряного супервітру;
- четвертий компонент є «звичайною» зоною Н ІІ.

Кожний компонент описується окремою фотоіонізаційною моделлю у припущенні сферичної симетрії. Тому фотоіонізація у кожному з компонентів спричинена двома видами квантів лайманівського континууму: кванти прямого випромінювання від іонізаційного джерела (не поглинуті у попередньому компоненті) та кванти, випромінені у попередньому компоненті (дифузне випромінювання).

Поле дифузного іонізаційного випромінювання розраховувалося у наближенні *outward only*. У першому компоненті, найближчому до області зореутворення, спектр лайманівського континууму визначається іонізаційним джерелом. Для задання вхідного Лус-спектру ми розрахували еволюційні сітки спалаху зореутворення за допомогою програми Starburst99 [13]. При цьому загальна фіксована маса зір приймалася рівною $10^5 M_{\odot}$; степінь функції початкових мас приймався

рівним 2.3; розглядалися зорі ($1 \dots 150 M_{\odot}$); використовувалися еволюційні треки Падова (<http://pleiadi.pd.astro.it/>) для чотирьох значень металічності: 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02; була використана модель вітру Маедера; початковий час — 1 млн років, кінцевий — 10 млн років, часовий крок — 0.5 млн років; сітка базується на моделях зоряних атмосфер Паулдраха — Хіллера; мікротурбулентна швидкість в атмосферах червоних надгігантів, яка використовувалася для розрахунку близького ІЧ-спектру, прийнята рівною 3 км/с.

Загальна кількість іонізаційних квантів Q_{ion} , що випромінюється областю зореутворення за 1 с, залежить від віку спалаху зореутворення. Програма розрахунку нашої сітки мультикомпонентних ФМС інтерполювала вищезгадані результати з метою отримання Lус-спектру для даного віку.

Для розрахунків фотоіонізаційних моделей була використана програма Г. Ферланда Cloudy 08.00 [6], яку ми модифікували з метою реалізації мультикомпонентного моделювання.

Була розрахована сітка чотирикомпонентних фотоіонізаційних моделей з різними значеннями вільних параметрів:

- 1) вік спалаху зореутворення ($1 \leq t \leq 10$ млн років);
- 2) темп втрати маси у випадку спалаху зореутворення ($10^{-5} \dot{M}_w$ $10^3 M_{\odot}$ /рік);
- 3) швидкість зоряного вітру ($20 \leq v_w \leq 2000$ км/с);
- 4) густина навколишнього середовища ($1 \leq n_0 \leq 1000$ см⁻³);
- 5) різний хімічний вміст.

За базовий приймався хімічний склад, рекомендований на Медонській і Лексингтонській конференціях [6, 7, 18] для розрахунку фотоіонізаційної моделі стандартної області Н ІІ:

$$\begin{aligned} & \text{H} : \text{He} : \text{C} : \text{O} : \text{Ne} : \text{Mg} : \text{Si} : \text{S} : \text{Cl} : \text{Ar} : \text{Fe} = \\ & = 1 : 0.1 : 2.19 : 3.31 \cdot 10^{-4} : 5.01 \cdot 10^{-5} : 10^{-8} : 10^{-8} : 8.91 \cdot 10^{-6} : 10^{-7} : 10^{-8} : 10^{-8}. \end{aligned}$$

Для кожної моделі вміст хімічних елементів (крім водню, гелію та азоту) задавався шляхом множення на фіксований коефіцієнт базового хімічного вмісту. Значення $\lg(\text{He}/\text{H})$ приймалось рівним -1.08 при значеннях $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) \leq 8.2$, і рівним -1 при значеннях $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) > 8.2$. Відомо, що в областях Н ІІ немає однозначної відповідності між вмістами кисню та азоту, тому ми будували моделі з різними значеннями вмісту азоту при кожному фіксованому значенні вмісту кисню. В туманності із заданим вмістом кисню вміст азоту коливається у межах, котрі встановлені на основі даних для реальних областей Н ІІ у спіральних та неправильних галактиках, у спектрах яких вміст кисню і азоту визначено достатньо надійно за допомогою класичного T_e -методу. На основі аналізу даних [19] у праці [2] зроблено висновок, що в діапазоні $7.3 \leq 12 + \lg(\text{O}/\text{H}) < 8.2$ при кожному фіксованому значенні вмісту кисню значення $\lg(\text{N}/\text{O})$ змінюється від -1.7 до -1.3 . Для $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) \geq 8.2$ використовувалося апроксимаційне співвідношення [2]:

$$\lg(\text{N}/\text{O})_{fit} = 1.683(12 + \lg(\text{O}/\text{H})) - 15.233,$$

при цьому для кожного фіксованого значення вмісту кисню значення $\lg(N/O)$ змінюється в діапазоні $\lg(N/O)_{fit} \approx 0.35$.

Таким чином, ми отримали можливість відслідковувати еволюційно-можливі трансформації енергетичного розподілу Лус-спектру у процесі його проходження через компоненти «бульбашки» зоряного вітру.

МУЛЬТИКОМПОНЕНТНЕ МОДЕЛЮВАННЯ КАВЕРНИ ЗОРЯНОГО ВІТРУ

Згідно з висновками роботи [21], другий компонент обмежений внутрішнім та зовнішнім радіусами R_1 і R_2 , що визначаються з виразів

$$R_1 = 5.7 \dot{M}_6^{0.3} n_0^{0.3} v_{2000}^{0.1} t_6^{0.4} \text{ пк}, \quad R_2 = 27 \dot{M}_6^{0.2} n_0^{0.2} v_{2000}^{0.4} t_6^{0.6} \text{ пк},$$

де $\dot{M}_6 = \dot{M}_w / 10^6$, $v_{2000} = v_w / 2000$, $t_6 = t / 10^6$.

Фізичні умови вздовж радіуса каверни зоряного вітру, згідно з [21] та [1], задаються розв'язком системи рівнянь неперервності та переносу випромінювання з урахуванням теплопровідності:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d} (u^2) = \frac{u}{d} \frac{d}{d} \frac{22}{21},$$

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d} \frac{d}{d} \frac{3}{2} \frac{u}{d} \frac{d}{d} \frac{13}{35}.$$

Тут u — безрозмірні електронна температура та швидкість розширення «бульбашки» (на зовнішній межі), що є функціями від безрозмірної радіальної координати $r = r / R_2(t)$ [21].

Ця система розв'язується при таких граничних умовах:

1) якщо відстань R від центра туманності прямує до R_2 , то температура прямує до нуля, тобто $u = 0$ при $r = 1$;

2) при малих значеннях R (близьких до внутрішньої межі R_1) потік енергії прямує до $L_w = 0.5 \dot{M}_w v_w^2$, де L_w — значення потоку енергії, який надходить від зоряного вітру у другий компонент;

3) потік маси через сферу з постійним радіусом r прямує до нуля при $r = 0$, що відповідає припущенню про те, що газ третього компонента дає основний вклад в масу другого компонента.

Концентрація газу в тонкому шарі високої густини n_s визначалась з умови ізобарності на контактному розриві між другим і третім компонентами. Товщину третього компонента r ми визначали з виразу [20]:

$$r = R_2 \left(1 - \frac{n_0}{n_s} \right)^{1/3} \text{ пк.}$$

Для того щоб розрахувати сітку мультикомпонентних моделей світіння «бульбашки» зоряного вітру всередині туманності, ми вивели апроксимаційні вирази для розподілів концентрації і температури:

де $DF = n_0^{19/35} (\dot{M}_6 v_{2000}^2)^{6/35} t_6^{6/35}$, $A_n(R) = \lg n_a(R)$ та $A_n(R) = \lg n_b(R)$ — апроксимаційні вирази для визначення концентрації у першому та другому компонентах (отримані фітуванням і подальшою апроксимацією розподілу концентрації з [21]):

$$\lg n_a(R) = 3.82495 + 1.00971 \exp \frac{R - 0.17442}{0.25075} + 2.5191 \exp \frac{R - 0.17442}{1.94557}, \quad (1)$$

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

У нашому випадку електронну температуру можна задати двома способами: на основі припущення про енергетичний баланс з ФМС або з гідродинамічної моделі «бульбашки».

Електронна температура визначається у ФМС з енергетичного балансу.

Однак такий підхід не завжди адекватний, оскільки у ньому не враховано процеси, які відбуваються у «бульбашці», а саме поширення ударних хвиль. Тому необхідно врахувати хоча б неявно фізичні процеси, які не розглядаються у стандартній фотоіонізаційній моделі через задання розподілу електронної температури у перших двох компонентах з гідродинамічної моделі «бульбашки». Для цієї мети було використано модель Уївера [21]. На основі чисельних даних температурний розподіл у згаданій моделі був заданий чотирма апроксимаційними формулами. У нашій роботі електронна температура T_e задавалася виразом

$$T_e = TF 10^{A_T(R)}, \quad (2)$$

де $TF = n_0^{2/35} (\dot{M}_6 v_{2000}^2)^{6/35} t_6^{22/35}$, $A_T(R) = \lg T(R)$. Вираз (2) отримано на основі апроксимаційних формул для «бульбашки» з $R_1 = 5.7$ пк і $R_2 = 27$ пк:

$$R = 0.005 \dots 6.205 \text{ пк}, \quad \lg T_{fit1}(R) = 4.64,$$

$R = 6.205 \dots 9.205$ пк —

$$\begin{aligned} \lg T_{fit2}(R) = & 5.84892 + \\ & + 2.83179 \cdot 10^{-1} \exp \frac{R - 6.11145}{0.25075} + 0.49234 \exp \frac{R - 6.11145}{3.48938}, \end{aligned}$$

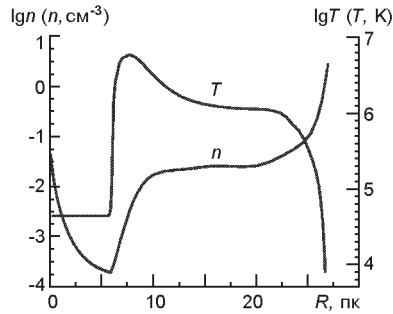


Рис. 1. Розподіли концентрації $n_H(R)$ та температури $T_H(R)$ у першому та другому компонентах, побудовані на основі апроксимаційних формул (1) і (3)

$R = 9.205...22.505$ пк —

$$\lg T_{fit3}(R) = 6.429060955 - 6.299770486R + 1.157442226R^2 - 0.10650819R^3 + 0.005318678R^4 - 0.000138352R^5 + 0.000001474R^6,$$

$R = 22.505...27$ пк —

$$\lg T_{fit4}(R) = 1912462.460571898 - 472743.449417495R + 48663.85822284R^2 - 2670237186899R^3 + 82372465048R^4 - 1.354511416R^5 + 0.009275676R^6. \quad (3)$$

Для зручності ми перемасштабували апроксимаційні формули для довільних R . На основі формул (1) і (3) був побудований рис. 1.

РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ ЕВОЛЮЦІЇ Lys-СПЕКТРУ

При мультикомпонентному моделюванні зміни Lys-спектру під час його проходження крізь «бульбашку» зоряного вітру приймалась умова, що концентрація третього компонента більша за концентрацію на межі другого компонента (див. http://www.physics.wups.lviv.ua/depts/KAF/personal/Lys_trans_bubble.tar.gz). Lys-спектри отримано на виході з компонентів. Розрахунки провадилися для різних значень $12 + \lg(O/H) = 7.2, 7.7, 8.2, 8.5, 8.8$ та металічності $Z = 0.00032, 0.001, 0.0032, 0.0066, 0.0147$ (оскільки програма Starburst99 не передбачає інтерполяції металічності, то замість цих значень бралися найближчі з пропонувані значень: 0.0004, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02 відповідно).

Виявилось, що отримані варіанти еволюції можна об'єднати у кілька типових груп. У таблиці цифрами 1, 2, 3 позначено три типи еволюції, які реалізуються при різних значеннях вільних параметрів.

Перший тип. Типовий випадок, коли не спостерігається нестачі квантів (завалів у спектрі) за лайманівською межею [16]. Бачимо тільки пониження кількості квантів при проходженні через різні компоненти «бульбашки». Це зумовлено тим, що при значеннях параметрів моделі, приведених у таблиці для даного випадку, утворюється протяжна каверна з низькою густиною у всіх компонентах, а тому трансформація Lys-спектру не спостерігається.

Розподіл результатів моделювання по трьох типах трансформації спектру випромінювання при різних значеннях чотирьох вільних параметрів

n_{03} см ⁻³	12 + lg(O/H) = 7.2				12 + lg(O/H) = 7.7				12 + lg(O/H) = 8.2				12 + lg(O/H) = 8.5				12 + lg(O/H) = 8.8			
	v=200 км/с		v=2000 км/с		v=200 км/с		v=2000 км/с		v=200 км/с		v=2000 км/с		v=200 км/с		v=2000 км/с		v=200 км/с		v=2000 км/с	
<i>t</i> = 1 млн років																				
300					2					2					2					2
200					2					2					2					2
100					2	2				2	2				2	2				2
10	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
<i>t</i> = 2 млн років																				
100					2					2					2					2
10	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
<i>t</i> = 3 млн років																				
10					1	1	1	2							1	1	2	2		
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
<i>t</i> = 4 млн років																				
10					2	2				2	2				2	2				2
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
<i>t</i> = 5 млн років																				
10					2	2				2	2				2	3				2
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
<i>t</i> = 6 млн років																				
10					2	2				2	2				2	3				3
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
<i>t</i> = 7 млн років																				
10					2					2					3					3
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
<i>t</i> = 8 млн років																				
10					2					3					3					3
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
<i>t</i> = 9 млн років																				
10					3					3					3					3
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
<i>t</i> = 10 млн років																				
10					3					3					3					3
1	2	2	2	3	3	2	2	2	3	3	2	2	2	3	3	2	3	3	2	3
lgM	-5	-4	-3	-5	-4	-3	-5	-4	-3	-5	-4	-3	-5	-4	-3	-5	-4	-3	-5	-4

Другий тип. На рис. 2, а показано типовий випадок, коли третій компонент формує «завали» у Лус-спектрі за лайманівською межею. При цьому отримується компактна, повністю сформована каверна, яка має зовнішній щільний тонкий нагромаджений шар, при проходженні крізь який ефективно поглинаються фотони з енергіями, близькими до потенціалу іонізації водневоподібних іонів. Даний тип є уточненням результату, отриманого нами у праці [10], де на основі простіших моделей (сталі густини газу у компонентах «бульбашки») була отримана аналогічна трансформація енергетичного розподілу випромінювання під час проходження тонкого шару небулярного газу високої густини. Як бачимо, при певних умовах такий шар дійсно спричинює зміну форми спектру лайманівського континууму, призводячи до появи так званого спектральних «завалів» в діапазоні довжин хвиль 91.2—22.8 нм (1—4 Ry). Фізична причина виникнення таких завалів зумовлена особливістю енергетичної залежності ефективних перерізів фотоіонізації для водневоподібних іонів, які мають різкий максимум біля потенціалу іонізації, що швидко спадає із збільшенням енергії фотонів. Оскільки довжина вільного пробігу фотона в середовищі з концентрацією n визначається як $l = 1 / (n \sigma)$, то у випадку проходження

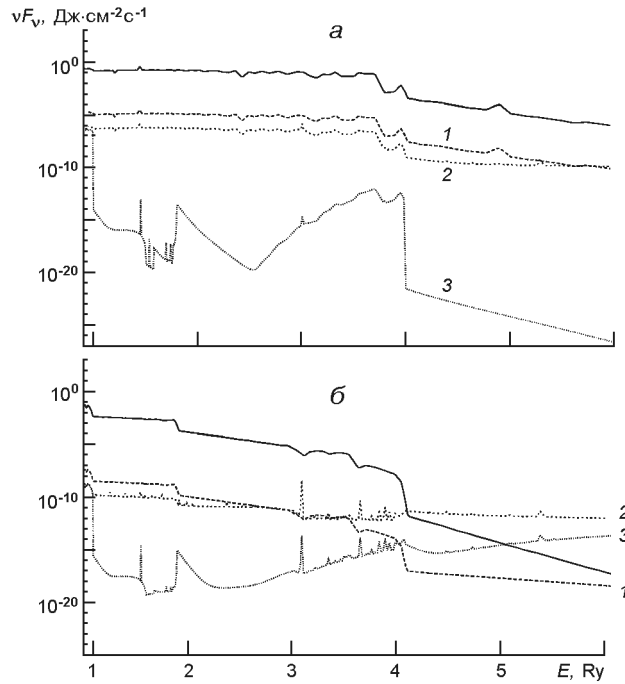


Рис. 2. Вигляд змодельованих Лус-спектрів після проходження Лус-квантів крізь компоненти «бульбашки» навколо спалаху зореутворення (цифри біля кривих відповідають номеру компонента, суцільна крива — вхідний спектр): *а* — випадок, коли наявна суттєва трансформація Лус-спектру (вік 1 млн років, $\lg M = -4$, $v_w = 2000$ км/с, $n_0 = 100$ см $^{-3}$, $DF = 26.83$, $TF = 3.73$, $R_1 = 5.7$ пк, $R_2 = 27$ пк); *б* — випадок, коли наявна суттєва трансформація Лус-спектру, та вихідний спектр містить більшу кількість квантів, ніж вхідний, при енергіях фотонів, більших за 5 Ry (вік 10 млн років, $\lg M = -4$, $v_w = 2000$ км/с, $n_0 = 1$ см $^{-3}$, $DF = 0.52$, $TF = 1.93$, $R_1 = 57$ пк, $R_2 = 270$ пк)

фотонів крізь тонкий шар високої густини кванти з енергією, близькою до потенціалу іонізації, будуть більш ефективно поглинатися, ніж кванти з вищими енергіями, які переважно проникатимуть в навколишню зону Н II.

Третій тин. На рис. 2, *б* видно, що у цьому випадку третій компонент формує «завали» за лайманівською межею. При відповідних значеннях параметрів моделей, наведених у таблиці для даного типу, каверна компактна, повністю сформована і має зовнішній щільний нагромаджений шар, при проходженні крізь який ефективно поглинаються фотони з енергіями, близькими до потенціалу іонізації водневоподібних іонів. Цей випадок відрізняється від попереднього тим, що вихідний з «бульбашки» спектр має більшу кількість квантів, ніж вхідний при енергіях фотонів понад 5 Ry, тобто гарячий газ у каверні «бульбашки» починає суттєво світитися у далекому УФ-діапазоні і дає додаткову кількість квантів, що змінює іонізаційну структуру четвертого компонента (незбурений зоряним вітром газ зони Н II).

Під час пошуку ОФМС [13] використовуються потоки у спостережуваних емісійних лініях, більшість з яких мали б формуватися у четвертому компоненті (незбурений зоряним вітром частині зони Н II).

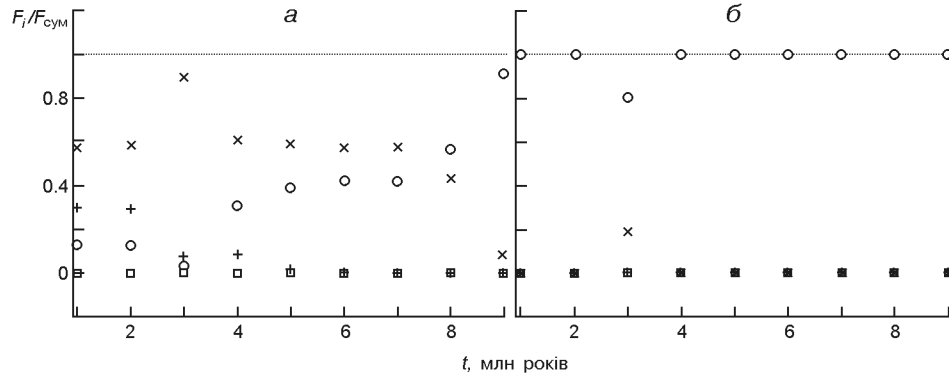


Рис. 3. Вікова залежність внеску кожного з компонентів: *a* — у спостережуваний потік у лінії Н ІІ 468.6 нм; *б* — у спостережуваний потік у лінії [Ne V] 342.6 нм (розрахунки для значень параметрів $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2$, $\lg M_w = -3$, $v_w = 200$ км/с, $n_0 = 1$ см⁻³)

Через це отриманий з ОФМС оптимальний розподіл енергії в спектрі іонізаційного випромінювання визначався у нашому теперішньому представленні для четвертого компонента (на його внутрішньому радіусі). Але внутрішній радіус четвертого компонента збігається з зовнішнім радіусом «бульбашки». Тому ОФМС має давати нам спектр іонізаційного випромінювання, форма якого вже змінена структурою «бульбашки» зоряного вітру. З іншого боку, лінії високого збудження Н ІІ 468.6 нм та [Ne V] 342.6 нм мали б формуватися всередині «бульбашки», оскільки для їхнього виникнення небулярне середовище повинно мати дуже високу температуру.

Для перевірки вищезгаданих припущень ми використали тринадцять важливих емісійних ліній, що виникають у середовищах з різним хімічним вмістом. Результати дослідження представлені у роботі для десяти важливих емісійних ліній: Н I, [Ne II] 500.7 нм, [S II] 671.6 нм, [S II] 673.1 нм та ліній високого збудження Н ІІ 468.6 нм, [Ne V] 342.6 нм з п'ятьма значеннями $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2, 7.7, 8.2, 8.5, 8.8$.

На основі отриманих результатів моделювання було оцінено внесок кожного з компонентів сітки МФМС на спостережуваний спектр у важливих емісійних лініях (ці результати представлено в архіві http://www.physics.wups.lviv.ua/depts/KAF/personal/Lines_bubble.tar.gz).

Порівняння металічностей показало, що більшість згаданих вище ліній (окрім Н ІІ 468.6 нм (рис. 3, *a*), [Ne V] 342.6 нм (рис. 3, *б*)) формуються у четвертому, незбуреному зоряним вітром компоненті. Із зростанням віку спалаху зореутворення формується протяжна «бульбашка» (об'єм якої стає сумірним з об'ємом четвертого компонента), фізичні умови в якій наближаються до умов у звичайній зоні Н ІІ. Тому роль компонентів «бульбашки» у формуванні вищезгаданих ліній збільшується з віком, а також чим більша металічність, тим швидше починають впливати компоненти «бульбашки» на спостережуваний спектр, оскільки із збільшенням металічності зменшується

температура всередині «бульбашки» і температура в третьому компоненті стає близькою до температури в четвертому. Таким чином, з віком внесок третього компонента стає важливим у лініях низького збудження (більшість інтенсивно світяться при $T = 10...25$ тис. К).

Лінії високого збудження $H\ II\ 468.6$ нм та $[Ne\ V]\ 342.6$ нм, на відміну від інших важливих емісійних ліній, формуються всередині «бульбашки». Як бачимо на рис. 3, *a* лінія $He\ II\ 468.6$ нм формується у третьому компоненті, тобто в тонкому шарі високої густини, а лінія $[Ne\ V]\ 342.6$ нм — у другому компоненті (гаряча каверна зоряного вітру). Іон He^+ має потенціал іонізації $4 R_y$, а Ne^{4+} — $7.1 R_y$, тому формування лінії високого збудження відбувається в основному в «гарячшому» другому компоненті, а ліній іона з меншим потенціалом іонізації — у третьому.

Для оцінки впливу бульбашки на відношення між інтенсивностями ліній, які використовуються для діагностики фізичних умов у областях $H\ II$, ми порівняли залежності від віку потоку в лінії $H\ \alpha$, відносної інтенсивності лінії $[OIII]500.7/H\ \alpha$, діагностичних співвідношень $[OIII]500.7/[OIII]436.3$ та $[SII]671.7/[SII]673.1$, а також параметра збудження туманності $P = [OIII]495.9, 500.7/([OII]372.7, 372.9 + [OIII]495.9, 500.7)$, отриманих із моделей з бульбашкою і без бульбашки (для моделей без бульбашки внутрішня межа моделювання збігалася із внутрішньою межею четвертого компонента).

Порівняння залежності від віку потоку в лінії $H\ \alpha$ та відносної інтенсивності $[OIII]500.7/H\ \alpha$ (рис. 4, *a—г*) показало незначні відхилення значення потоків для випадків при $12 + \lg(O/H) = 7.2, 7.7, 8.2, 8.5$ та значні відхилення для високометалічного випадку $12 + \lg(O/H) = 8.8$, зокрема значне зменшення для моделі без бульбашки. Для потоку в лінії $H\ \alpha$ маємо різке зменшення його значення на 2 млн років, що вказує на різке збільшення оптичної товщини для іонізаційного випромінювання через високий вміст важких елементів. У випадку наявності бульбашки свій внесок у поле випромінювання робить розріджений та термалізований зворотною ударною хвилею гарячий газ каверни (компонент 2), через що різкого зменшення потоку в лінії $H\ \alpha$ для вище згаданого віку не спостерігається. Для $[OIII]500.7/H\ \alpha$ при $12 + \lg(O/H) = 8.2, 8.5$ спостерігається пік, зумовлений, на нашу думку, збільшенням потоку випромінювання від центрального скупчення зір області зореутворення, у якій при цьому віку активно вибухають наднові, у поєднанні з вмістом важких елементів, зокрема O/H , якого є достатньо для забезпечення різкого росту $[OIII]500.7/H\ \alpha$. При збільшенні вмісту важких елементів ($12 + \lg(O/H) = 8.8$) збільшується оптична товщина для іонізаційного випромінювання, що спричиняє зменшення електронної температури та розміру зони іонізації. Це призводить до зникнення піку, характерного для двох вищезгаданих нижчих металічностей.

Порівняльний аналіз відношення діагностичних співвідношень $[OIII]500.7/[OIII] 436.3$ (рис. 4, *д, е*) показав незначні відхилення для

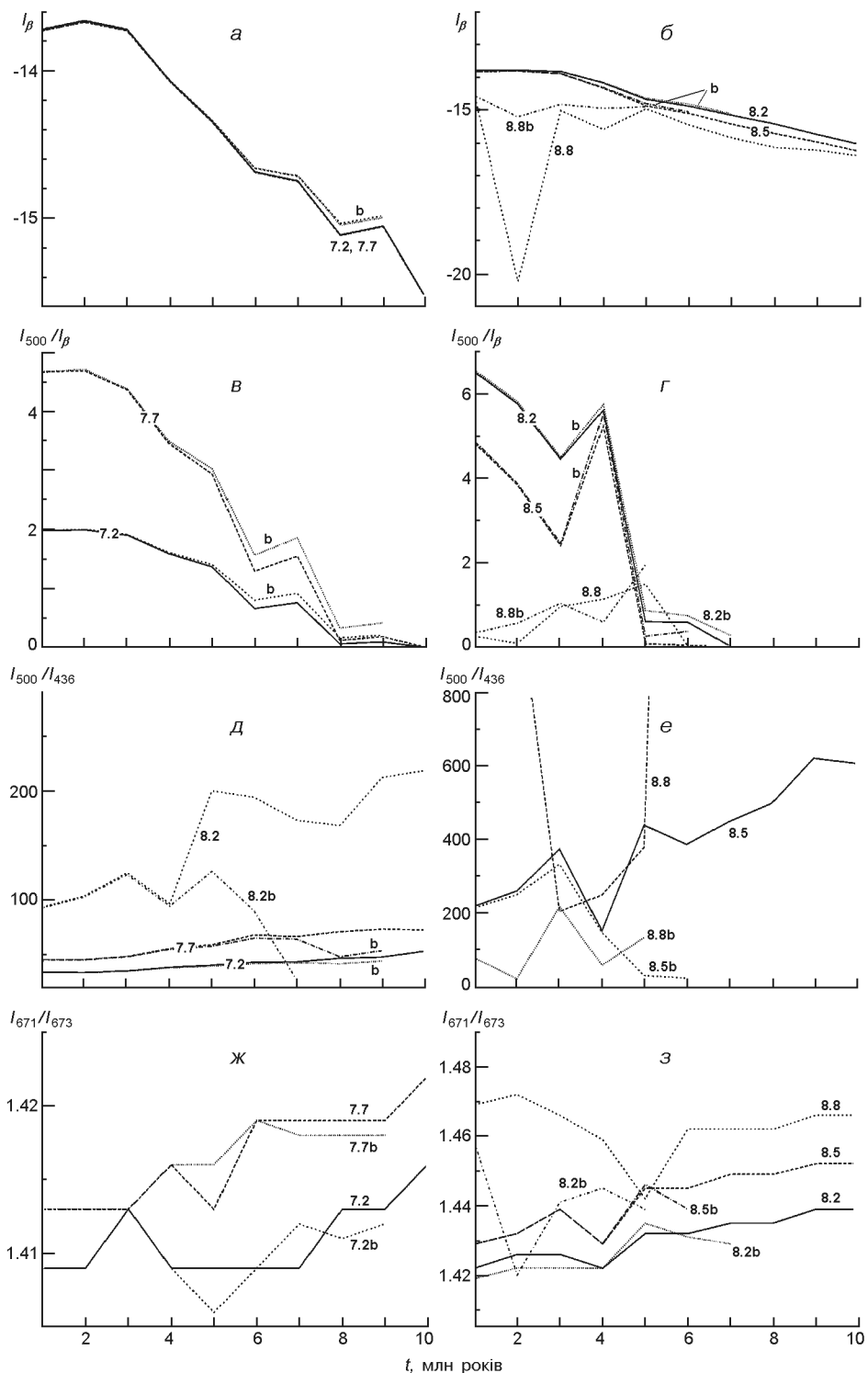


Рис. 4. Вікові залежності деяких величин, розрахованих у рамках моделей без бульбашки і з бульбашкою (позначені префіксом «b») для значень $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2, 7.7, 8.2, 8.5, 8.8$, $\lg M_w = -3$, $v_w = 200$ км/с, $n_0 = 1$ см $^{-3}$: а, б — потоку I в лінії Н, в, г — відношення I_{500}/I інтенсивностей ліній [OII]500.7/Н, д, е — відношення I_{500}/I_{436} інтенсивностей ліній [OII]500.7/[OII]436.3, ж, з — відношення I_{671}/I_{673} інтенсивностей ліній [SII]671.7/[SII]673.1

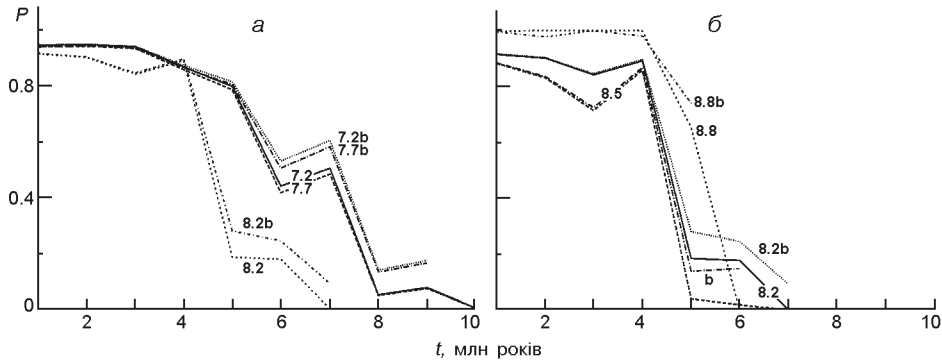


Рис. 5. Вікова залежність параметра збудження туманності $P = [\text{OII}]495.9,500.7 / ([\text{OII}]372.7,372.9 + [\text{OII}]495.9,500.7)$ у моделях без бульбашки і з бульбашкою (опис див. на рис. 4)

низькометалічних випадків при $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2, 7.7$, та значні відмінності при $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.2, 8.5, 8.8$, особливо для найбільшої металічності у випадку моделі без бульбашки. Для $[\text{SII}]671.7/[\text{SII}]673.1$ (рис. 4, ж, з) ситуація не сильно відрізняється від випадку з $[\text{OII}]500.7/[\text{OII}]436.3$, тільки значні відхилення між моделями з бульбашкою і без бульбашки властиві для $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.5, 8.8$. Щодо параметра збудження (рис. 5), то значних відмінностей між моделями без бульбашки та з її наявністю немає для всіх металічностей.

З віком унаслідок дії гідродинамічних нестійкостей фронт прямої ударної хвилі розриватиметься, і бульбашкоподібна структура скоріш за все зникатиме. Тому достовірність отриманих результатів зменшується із збільшенням віку спалаху зореутворення. У наших наступних роботах ми плануємо дослідити роль таких нестійкостей у запобіганні утворення бульбашкоподібних структур.

ВИСНОВКИ

Досліджувався вплив бульбашкоподібних структур всередині зон Н II у широкому діапазоні металічностей на форму Лус-спектру. Навколо молодих спалахів зореутворення можуть утворюватися так звані «бульбашки», оточені тонким шаром високої густини. Такий шар може трансформувати Лус-спектр та формувати спектральні «завали» в енергетичному діапазоні 1—4 Ry. Тому для детального фотоіонізаційного моделювання областей Н II необхідно враховувати трансформацію спектру лайманівського континууму під час проходження квантів, а саме — включати у моделювання тонкий шар високої густини.

Застосовуючи МФМС зон Н II та модель Уївера для моделювання «бульбашки» зоряного вітру, ми розрахували фізичні умови в таких бульбашкоподібних структурах та проаналізували їхній вплив на Лус-спектр за різних умов. При цьому розподіли температури та густини

газу у зонах вільного поширення вітру та каверні задавалися апроксимаційними формулами з моделі Уївера [21]. Така деталізація розподілу густини в бульбашкоподібних структурах дала змогу отримати достовірніші, ніж у попередніх роботах, дані про трансформацію енергетичного розподілу іонізаційного випромінювання ядер низькометалічних зон Н II залежно від розподілу густини у «бульбашці» та параметрів, що описують Лус-спектр іонізаційного ядра (області зореутворення).

Вільними параметрами сітки МФМС були: вік спалаху зореутворення, темп втрати маси зорею, швидкість зоряного вітру, густина навколишнього середовища та хімічний вміст.

Результати сітки МФМС поділено на декілька типів при різних значеннях металічності та проаналізовано особливості кожного з цих типів результатів. Особливу увагу приділено типам результатів, у яких виникають «завали» у спектрі іонізаційного випромінювання. Фактично наявність таких «завалів» свідчить про фізичність Лус-спектрів, отриманих під час розрахунку МФМС зон Н II у БККГ [14, 15].

Ми виявили, що більшість діагностичних емісійних ліній оптичного діапазону (окрім ліній високого збудження Н II 468.6 нм, [Ne V] 342.6 нм) формуються у четвертому, незбуреному зоряним вітром, компоненті. Із зростанням віку спалаху зореутворення формується протяжна «бульбашка» (об'єм якої стає сумірним з об'ємом четвертого компонента), фізичні умови в якому наближаються до умов у звичайній зоні Н II. Тому роль компонентів «бульбашки» у формуванні емісійних ліній збільшується з віком. Що більша металічність, то швидше починають впливати компоненти «бульбашки» на спектр, оскільки із збільшенням металічності зменшується температура всередині «бульбашки» і температура в третьому компоненті стає близькою до температури в четвертому.

Як і очікувалося, лінії високого збудження Н II 468.6 нм та [Ne V] 342.6 нм формуються всередині «бульбашки». Це зумовлено високими температурами у другому та третьому компонентах, що забезпечують наявність достатнього вмісту іонів високої стадії іонізації.

Для ліній низького збудження ситуація дещо складніша. Підсумовуючи, можна зробити узагальнений висновок, що для молодих спалахів ці лінії формуються у незбуреному четвертому компоненті зони Н II. З віком внесок компонентів «бульбашки» збільшується, причому такі внески стають вагомими швидше для зони Н II з більшою металічністю. Внесок компонентів «бульбашки» у світіння ліній низького збудження пояснюється збільшенням їхньої подібності до незбуреної частини із віком.

Порівняльний аналіз залежності від віку потоку в лінії Н , відносної інтенсивності $[OIII]500.7/H$ та діагностичних співвідношень між емісійними лініями $[OIII]500.7/[OIII]436.3$ і $[SII]671.7/[SII]673.1$ та параметра збудження туманності $P = [OIII]495.9,500.7/([OII]372.7, 372.9 + [OIII]495.9, 500.7)$ для моделей без та з бульбашкою показав,

що значні відмінності спостерігаються для високометалічних зон Н II. У випадку низькометалічних зон Н II така відмінність несуттєва. Параметр збудження слабо чутливий до наявності бульбашкоподібних структур.

Зрозуміло, що спостережувані потоки в емісійних лініях оптичного діапазону чутливі до наявності пилу. Тому у наших майбутніх працях ми включатимемо пилові складові різних сортів, характерних для околиць спалахів зореутворення, у мультикомпонентні ФМС.

Роботу виконано в рамках держбюджетної фундаментальної науково-дослідної теми ФА-87Ф Міністерства освіти і науки, молоді та спорту України, номер Держреєстрації 0111U001087.

1. *Бочкарев Н. Г., Жеков С. А.* Рентгеновское излучение некоторых туманностей, образованных звездным ветром // *Астрон. журн.*—1990.—**67**.—С. 274—292.
2. *Мелех Б. Я., Пилюгин Л. С., Корытко Р. И.* Соответствие между интенсивностями сильных эмиссионных линий в спектре области Н II и ее химическим составом // *Кинематика и физика небес. тел.*—2012.—**28**, № 4.—С. 56—75.
3. *Bresolin F., Schaerer D., Gonzalez Delgado R. M., et al.* A VLT study of metal-rich extragalactic H II regions. I. Observations and empirical abundances // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**441**.—P. 981—997.
4. *Davidson K.* On photoionization analyses of emission spectra of quasars // *Astrophys. J.*—1977.—**218**.—P. 20—32.
5. *Dyson J. E., Williams D. A.* *Physics of the interstellar medium.* — New York: Wiley, 1997.—165 p.
6. *Ferland G. J.* Hazy, a brief introduction to cloudy // 2008.— University of Kentucky, Physics Department Internal Report. 200, <http://www.nublado.org>
7. *Ferland G., Binette L., Contini M., et al.* The Lexington benchmarks for numerical simulations of nebulae // *The analysis of emission lines (Space Telescope Science institute Symposium Series) / Eds R. Williams, M. Livio.* — Cambridge: Cambridge University Press, 1995.—P. 83—96.
8. *Gutierrez L., Beckman J. E.* The galaxy-wide distributions of mean electron density in the H II regions of M 51 and NGC 4449 // *Astrophys. J.*—2010.—**710**.—P. L44—L48.
9. *Koo B. C., McKee C. F.* Dynamics of wind bubbles and superbubbles. I. Slow winds and fast winds. II. Analytic theory // *Astrophys. J.*—1992.—**388**.—P. 93—126.
10. *Kozel R. V., Melekh B. Ya.* Photoionization modelling of H II region with stellar wind bubble inside // 16th Young Sci. Conf. on Astronomy and Space Physics (YSC'16), Kyiv, Apr. 27—May 2, 2009: Proc. Contrib. Papers.—2009.—P. 37—41.
11. *Lanz T., Hubeny I.* A grid of non-LTE line-blanketed model atmospheres of O-type stars // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—2003.—**146**.—P. 417—441.
12. *Lanz T., Hubeny I.* A grid of NLTE line-blanketed model atmospheres of early B-type stars // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—2007.—**169**.—P. 83—104.
13. *Leitherer C., Schaerer D., Goaldader J. D., et al.* Starburst 99: Synthesis models for galaxies with active star formation // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1999.—**123**.—P. 3—40.
14. *Melekh B. Ya.* Optimized photoionization modelling of H II region in blue compact dwarf galaxy SBS 0335-052 // *J. Phys. Studies.*—2007.—**11**.—P. 353—365.

15. *Melekh B. Ya.* Two-stages optimized photoionization modelling of H II region in blue compact galaxy SBS 0335-052 // *J. Phys. Studies.*—2009.—**13**.—P. 3901-1—3901-16.
16. *Melekh B. Ya., Koshmak I. O., Kozel R. V.* The influence of stellar wind bubbles on the radiation ionizing field in the nebular objects // *J. Phys. Studies.*—2011.—**3**.—P. 3901—3908.
17. *Mellema G.* The interaction of stellar winds with their environment: Theory and modeling // *Astrophys. and Space Sci.*—1998.—**260**.—P. 203—213.
18. *Pequignot D. (ed.)* Workshop on Model Nebulae held at Observatoire de Meudon, July 8—19, 1985. — Paris: Observatoire de Paris, 1986.—376 p.
19. *Pilyugin L. S., Vilchez J. M., Thuan T. X.* New improved calibration relations for the determination of electron temperatures and oxygen and nitrogen abundances in H II regions // *Astrophys. J.*—2010.—**720**.—P. 1738—1751.
20. *Vallee J. P.* Interstellar magnetic bubbles // *Astrophys. J.*—1993.—**419**.—P. 670—673.
21. *Weaver R., McCray R., Castor J., et al.* Interstellar bubbles. II. Structure and evolution // *Astrophys. J.*—1977.—**218**.—P. 377—395.
22. *Zaritsky D., Kennicutt R. C., Huchra J. P.* H II regions and the abundance properties of spiral galaxies // *Astrophys. J.*—1994.—**420**.—P. 87—109.

Стаття надійшла до редакції 17.09.12