

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  
ihorkoshmak@gmail.com

### **Моделювання світіння зони Н II, що оточує область зореутворення, з урахуванням еволюції структур, утворених супервітром**

*Представлено метод мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання світіння зони Н II навколо області зореутворення. Внутрішня структура зони Н II визначалася еволюційною моделлю «бульбашки» супервітру від центральної області зореутворення. Для задання радіальних розподілів густини газу, швидкості руху газових шарів та температури в області вільного розльоту супервітру використано модель Шевальє та Клега (1985), а у каверні — модель Уївера та ін. (1977). Хімічний вміст у цих внутрішніх компонентах «бульбашки» задавався з результатів моделювання еволюційного популяційного синтезу. Зовнішні компоненти наших моделей описують тонкий шар газу високої густини, утворений ударною хвилею зоряного супервітру з навколишнього газу, та незбурену гідродинамічно зону Н II відповідно. Вхідні параметри моделювання задавалися з попередньо розрахованих нами еволюційних моделей спалахів зореутворення, основаних на трьох типах еволюційних треків. Розраховано еволюційні сітки низькометалічних мультикомпонентних моделей. Зроблено порівняльний аналіз результатів їхнього розрахунку зі спостережними даними.*

**МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕЧЕНИЯ ЗОНЫ Н II, КОТОРАЯ ОКРУЖАЕТ ОБЛАСТЬ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ, С УЧЕТОМ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУР, ОБРАЗОВАННЫХ СУПЕРВЕТРОМ, Кошмак И. А., Мелех Б. Я. — Представлен метод мультикомпонентного фотоионизационного моделирования свечения зоны Н II вокруг области звездообразования. Внутренняя структура зоны Н II определялась эволюционной моделью «пузыря» суперветра от центральной области звездообразования. Для определения радиальных распределений плотности**

газа, скорости движения газовых слоев и температуры в области свободного разлета суперветра использована модель Шевалье и Клега (1985), а в каверне — модель Уивера и др. (1977). Химическое содержание внутренних компонентов «пузыря» задавался по результатам моделирования эволюционного популяционного синтеза. Внешние компоненты наших моделей описывают тонкий слой газа высокой плотности, образованный ударной волной звездного суперветра с окружающего газа, и «обычную» зону H II соответственно. Входные параметры моделирования задавались с предварительно рассчитанных нами эволюционных моделей вспышек звездообразования, основанных на трех типах эволюционных треков. Рассчитаны эволюционные сетки низкометаллических мультикомпонентных моделей. Сделан сравнительный анализ результатов их расчета с наблюдаемыми данными.

*MODELLING OF H II REGION RADIATION SURROUNDING THE STARBURST KNOT TAKING INTO ACCOUNT THE STRUCTURES EVOLUTION FORMED BY SUPERWIND, by Koshmak I. O., Melekh B. Ya. — The method of multicomponent photoionization modelling of H II region surrounding the star-forming region was presented. Internal structure of H II region defined by evolutionary model of superwind «bubble» from the central star-forming region. To set the radial distribution of gas density, motion velocity of gas and temperature in region of free expansion of superwind we used model by Clegg and Chevalier (1985), and in the cavity — model by Weaver et al. (1977). The chemical abundances obtained from evolutionary population synthesis modelling were used in internal components of «bubble». External components of our models describe the thin layer of high-density gas formed by shock wave of stellar superwind from surrounding gas, and «typical» H II region correspondingly. Input parameters of modelling were set from pre-calculated evolutionary models of starburst based on three types of evolutionary tracks. Calculated evolutionary grid of low-metallicity multicomponent models. Also the comparative analysis of results of calculation and observable data is represented.*

## ВСТУП

Для фотоіонізаційного моделювання світіння зони H II навколо спалахів зореутворення важливо якнайточніше описати її структуру та задати фізичні параметри таким чином, щоб модель відтворювала всі важливі процеси, що відбуваються у реальних зонах H II. Нижче будуть розглядатися зони H II у діапазоні металічності  $0.00028 < Z < 0.0022$  ( $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.117 \dots 8.001$ ), що оточують центральні області зореутворення. Таку металічність мають, зокрема, зони H II у блакитних компактних карликових галактиках (БККГ), хімічний склад яких є основою для визначення вмісту первинного гелію [14]. Розуміння деталей розподілу речовини та перенесення іонізаційного випромінювання у неоднорідних зонах H II дозволить уточнити як фізичні харак-

теристики останніх, так і хімічний склад в них. Тому задача розробки та побудови детальних фотоіонізаційних моделей світіння низькометалічних зон Н II є надзвичайно важливою для сучасної астрофізики.

У наших роботах з оптимізованого фотоіонізаційного моделювання світіння зон Н II у БККГ було виявлено нестачу квантів лайманівського континууму у діапазоні довжин хвиль  $\lambda = 91.2 \dots 22.8$  нм [19]. Виникло питання щодо фізичних причин такої нестачі.

Відомо, що масивні О-В-зорі у ядрах спалахів зореутворень є джерелами потужного зоряного вітру. У випадку компактних областей зореутворення ударні хвилі таких вітрів, стикаючись між собою, нагрівають міжзоряний газ до десятків мільйонів кельвін. Нагрітий таким чином міжзоряний газ всередині області зореутворення має температуру, набагато вищу від температури газу, що оточує область зореутворення. В результаті відбувається його витік/розширення з області зореутворення назовні, який називають супервітром. Це, у свою чергу, має призводити до утворення в навколишньому газі бульбашкоподібної структури, яка у випадку молодих спалахів зореутворення є достатньо компактною, щоб уміститися всередині зон Н II. Ми вирішили перевірити вплив таких структур на поле іонізаційного випромінювання, що виходить з них у навколишню зону Н II.

Слід відзначити, що важливою модифікацією даної роботи, у порівнянні з попередніми нашими працями, є те, що для задання розподілу температури в області вільного розширення супервітру (перший компонент) ми використали модель Шевальє та Клега (1985) [8].

У більшості попередніх праць з фотоіонізаційного моделювання низькометалічних зон Н II не враховувалася можлива наявність внутрішніх структур, утворених зоряним супервітром. Такі бульбашкоподібні структури, згідно з даними [28], включають в себе внутрішню область, де вітер вільно розлітається, гарячу каверну, що є джерелом теплового випромінювання з температурою близько мільйона кельвін і відносно тонкий шар високої густини, утворений ударною хвилею зоряного супервітру з навколишнього газу.

Структура та еволюція різних видів так званих «бульбашок» залежить від швидкості зоряного супервітру, віку зореутворення та параметрів міжзоряного середовища. Теорія бульбашкоподібних структур та їхнє моделювання навколо зір різних типів та класів детально вивчається у працях [9, 15, 20]. Більшість з цих моделей є деталізацією еволюційних фаз «бульбашки», описаних у праці [28], для різних об'єктів, навколо яких вона розширюється (білий карлик, зорі типу WR-, О-В-зорі тощо) і різних значень щільності міжзоряного газового середовища. Тому в нашій праці ми використовуємо модель «бульбашки» з праці [28].

У наших попередніх працях [5, 16] ми показали за допомогою побудови мультикомпонентних фотоіонізаційних моделей світіння (МФМС) зони Н II, що бульбашкоподібні структури, утворені зоряним супервітром, за певних умов можуть утворювати нестачу квантів у розподілах енергії спектру іонізаційного випромінювання, яке збуд-

жує світіння навколишньої зони Н II. У праці [16] густина газу приймалася різною для кожного з компонентів «бульбашки», проте вважалася сталою за об'ємом кожного з компонентів. Складнішими є мультикомпонентні моделі з праці [5], де ми використали для опису розподілу густини всередині компонентів «бульбашки» супервітру результати досліджень [28]. Така деталізація розподілу густини у бульбашкоподібних структурах дозволила отримати більш достовірні дані про трансформацію енергетичного розподілу іонізаційного випромінювання ядер низькометалічних зон Н II в залежності від розподілу густини у «бульбашці» та параметрів, що описують Лус-спектр іонізаційного ядра (від області зореутворення).

У нашому моделюванні ми й надалі використовуємо пилові зерна, які вперше ввели у працях [3, 4]. Безпосередня взаємодія газу і пилу полягає у тому, що фотоефект від пилових зерен призводить до охолодження пилу та нагрівання газу, а поглинання УФ-фотонів пилом та газопилові зіткнення призводять до нагрівання пилу та охолодження газу.

Також припущення про наявність складної внутрішньої структури всередині зони Н II, яке ми врахували в нашому моделюванні та описали у праці [2], дає можливість пояснити світіння ліній високого збудження He II 468.6 нм та [Ne V] 362.6 нм.

До важливої модифікації в нашій праці слід віднести використання багатьох параметрів (зокрема хімічного вмісту) у внутрішніх компонентах МФМС, отриманих з результатів симуляції еволюції області зореутворення, розрахованих за допомогою програми Starburst99. Це дозволило скоротити кількість вільних параметрів у наших моделях, зробивши процес моделювання самоузгодженим. Програмою Starburst99 було змодельовано спалахи зореутворення для трьох типів еволюційних треків: опублікованих групами з Падуї та Женеви для зір без обертання та Женевської групи — з урахуванням обертання зір.

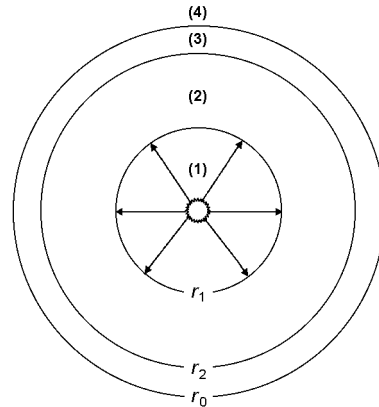
Також розрахунок наших еволюційних моделей припинявся при зрівноваженні тисків на зовнішній межі «бульбашки» та зони Н II, що згідно з нашим припущенням вказує на зупинку розширення внутрішньої структури з подальшим руйнуванням зовнішнього густого шару. Таким чином, ми змогли модельно оцінити верхню межу часу життя «бульбашки».

У даній праці ми також перевіряємо відповідність спектрів наших моделей спостережуваним даним.

## МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ЗОНИ Н II

Центральними джерелами іонізації зони Н II в області зореутворення є зорі. Супервітер від центральної області зореутворення утворює ударну хвилю, яка згрібає навколишній небулярний газ, формуючи тонкий шар високої густини [28]. Зворотна ударна хвиля термалізує розріджений газ в каверні. В результаті каверна супервітру випромінює теплове випромінювання, температура якого інколи сягає понад мільйон

Рис. 1. Структура бульбашки зоряного супервітру



кельвін. Враховуючи складну структуру околиць спалахів зореутворення, у даній роботі були пораховані чотирикомпонентні моделі (див. рис. 1):

1) перший компонент — супервітер, що вільно розлітається від спалаху зореутворення;

2) другий компонент — гарячий розріджений газ каверни зоряного супервітру;

3) третій компонент — шар високої густини, стиснений ударною хвилею зоряного супервітру;

4) четвертий компонент — «звичайна» зона Н ІІ.

**Еволюційні популяційні моделі області зореутворення.** У першому компоненті, найближчому до області зореутворення, спектр вхідного лайманівського континууму визначається іонізаційним джерелом — центральною областю зореутворення. Характер процесів зореутворення — спалаховий (припускається, що всі зорі виникли у початковий момент часу). Ми розрахували еволюційні сітки спалаху зореутворення за допомогою програми Starburst99 [17]. При цьому загальна фіксована маса зір приймалася рівною  $10^5 M_{\odot}$ ; степені початкової функції мас Кропа дорівнюють 1.3 та 2.3 у діапазонах зоряних мас  $(0.1 \dots 0.5) M_{\odot}$  та  $(0.5 \dots 100) M_{\odot}$  відповідно. Використовувалися еволюційні треки Padova STD (<http://pleiadi.pd.astro.it/>) для металічності 0.0004, Geneva v00 (зорі без обертання) та Geneva v40 (початкова швидкість обертання зір складає 40 % від параболічної швидкості на Головній послідовності нульового віку) для металічності 0.001; була використана модель вітру Медера; початковий час — 10 тис. років, кінцевий — 20 млн років, часовий крок — 10 тис. 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.

У результаті розрахунку було досліджено еволюцію таких параметрів.

1. Суперпозиція зоряних Лус-спектрів (рис. 2, а). При віковій  $t = 1$  млн років Лус-спектри практично не відрізняються, проте надалі ці

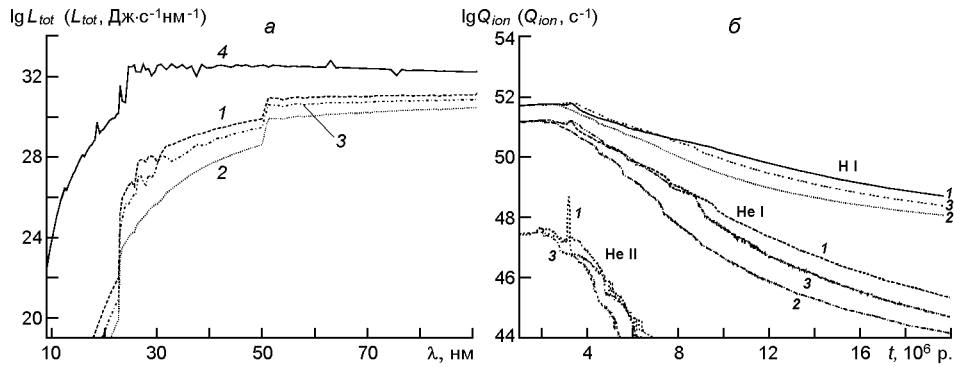


Рис. 2. Еволюційні параметри, отримані з моделювання спалаху зореутворення: *a* — вхідні Лус-спектри (криві 1, 2, 3 — для  $t = 10$  млн років у випадках Padova STD, Geneva v00 та Geneva v40 відповідно, крива 4 — для  $t = 1$  млн років у всіх випадках); *б* — кількість квантів від спалаху зореутворення, які іонізують H I, He I та He II, у випадках Padova STD, Geneva v00 та Geneva v40 (криві 1, 2, 3 відповідно)

відмінності наростають, і при досягненні віку 10 млн років найвище розташовується спектр, змодельований у випадку еволюційного треку Padova STD, а нижче лежать спектри еволюційних треків Geneva v40 та Geneva v00. Як бачимо з рис. 2, *a*, Лус-спектр, отриманий при обертанні зір (Geneva v40), жорсткіший, ніж спектр без його врахування (Geneva v00).

2. Загальна кількість іонізаційних квантів  $Q_{ion}$ , що випромінюються областю зореутворення за 1 с (рис. 2, *б*). Найбільшу кількість квантів, здатних іонізувати H I, He I, He II, дає згенерована модель спалаху зореутворення у випадку еволюційного треку Padova STD, меншу — Geneva v40 та найменшу — Geneva v00. Найвища трійка залежностей — це кванти, що іонізують H I, для трьох треків, середня — кванти, що іонізують He I, найнижча — кванти, що іонізують He II.

3. Хімічний вміст елементів, які надходять у навколишню область у результаті дії супервітру та вибухів наднових. На рис. 3 випадок Geneva v00 не представлений, оскільки він аналогічний до випадку Padova STD. Видно різке зростання вмісту O/H та C/H після 3.33 млн років для випадку Padova STD, 3.16 млн років у випадку Geneva v00 та після 3.7 млн років для випадку Geneva v40, що можна пояснити вибухами наднових, які збагачують навколишнє середовище відповідними елементами. Ріст збагачення іншими важкими елементами запізнюється у порівнянні з O/H та C/H приблизно на 1.8—2 млн років. Таким чином, врахування відмінностей між хімічним вмістом у 1 і 2-му компонентах, та у 3 і 4-му компонентах є обов'язковим для прецизійного моделювання околиць областей зореутворень.

4. Темп втрати маси  $\dot{M}_w$  спалахом зореутворення (рис. 4, *a*). При  $t = 1$  млн років він складає  $-4.73$ ,  $-4.27$ ,  $-4.25$  у логарифмічній шкалі для еволюційних треків Padova STD, Geneva v00, Geneva v40 відповідно. Проте для віку  $t = 3-4$  млн років, після досягнення максимумів (вибухів наднових), відмінності між цими еволюційними розпо-

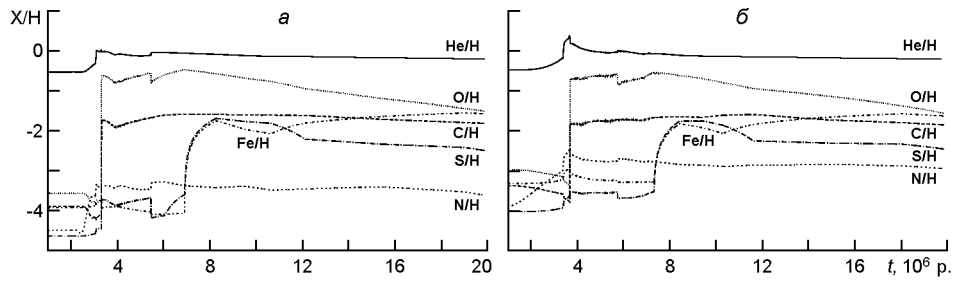


Рис. 3. Відносний вміст хімічних елементів, що надходять від спалаху зореутворення: *а* — випадок Padova STD, *б* — випадок Geneva v40

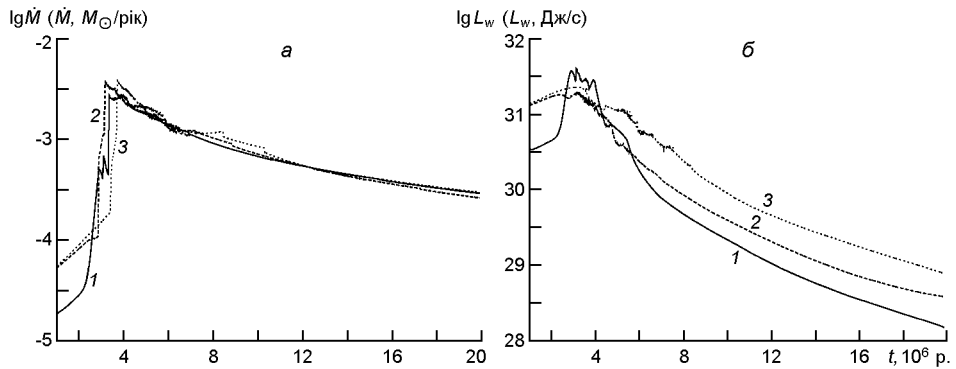


Рис. 4. Еволюція параметрів, отриманих з моделювання спалаху зореутворення: *а* — темпу втрати маси спалахом зореутворення, *б* — механічної світності від спалаху зореутворення. Криві 1, 2, 3 — для випадків Padova STD, Geneva v00 та Geneva v40 відповідно

ділами темпу втрати маси, змодельованих при різних еволюційних треках, стають незначними.

5. Механічна світність  $L_w$  (рис. 4, б). Найвищу механічну світність дають моделі спалаху зореутворення при використанні еволюційних треків Geneva v40, нижче йдуть світності при Geneva v00 та Padova STD з максимумом світності при  $t = 3-4$  млн років (у період вибухів наднових).

Ці дані були використані як вхідні у нашому фотоіонізаційному моделюванні. Еволюцію швидкості супервітру  $v_w = \sqrt{2L_w / \dot{M}_w}$  у першому компоненті представлено на рис. 5, *а* (при  $t = 1$  млн років швидкість зоряного супервітру становить 2772, 2779, 2362 км/с для випадків еволюційних треків Geneva v00, Geneva v40, Padova STD відповідно; при  $t = 3-4$  млн років швидкість супервітру різко зменшується до 500...800 км/с).

**Мультикомпонентне моделювання зон Н II.** Кожен компонент моделювання — це окрема фотоіонізаційна модель у припущенні сферичної симетрії. Тому фотоіонізація у кожному з компонентів спричинена двома видами квантів випромінювання:

— кванти прямого випромінювання від іонізаційного джерела (зір), не поглинуті у попередньому компоненті;

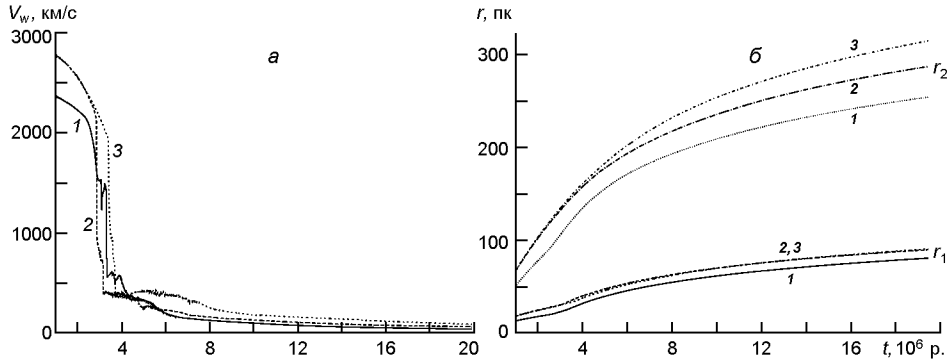


Рис. 5. Еволюційні зміни: *a* — швидкості зоряного супервітру від спалаху зореутворення, *б* — внутрішнього та зовнішнього радіусів каверни зоряного супервітру ( $r_1$  та  $r_2$ ). Криві 1, 2, 3 — для випадків Padova STD, Geneva v00 та Geneva v40 відповідно

— кванти, випромінені у попередньому і даному компонентах на шляху зсередини назовні до шару, що моделюється (дифузне випромінювання розраховувалося у наближенні outward only [26]).

Для розрахунків фотоіонізаційних моделей була використана програма Г. Ферланда Cloudy 08.00 [10], ядро якої ми модифікували з метою реалізації мультикомпонентного моделювання, а також розробили для неї драйвер з метою розрахунку сітки наших моделей.

Сітка чотирикомпонентних фотоіонізаційних моделей розраховувалась за такими вільними параметрами:

- 1) вік спалаху зореутворення ( $t = 1 \dots 20$  млн років);
- 2) густина навколишнього середовища ( $n_0 = 0.1 \dots 10 \text{ cm}^{-3}$ );
- 3) хімічний вміст у третьому та четвертому компонентах.

У першому та другому компонентах хімічний вміст отримувався із попередньо розрахованої (програмою Starburst99) сітки моделей еволюційного популяційного синтезу у випадку спалахового зореутворення.

Вміст Ne/H, S/H, Ar/H та Fe/H у третьому та четвертому компонентах газової складової зони Н II визначався за допомогою апроксимаційних виразів, що визначають їхню залежність від вмісту O/H. Ці вирази були отримані нами з аналізу результатів праць [13, 27]:

$$\begin{aligned}
 \lg(\text{Ne}/\text{H}) &= -13.11 + 1.044(12 + \lg(\text{O}/\text{H})), \\
 \lg(\text{S}/\text{H}) &= -15.12 + 1.195(12 + \lg(\text{O}/\text{H})), \\
 \lg(\text{Ar}/\text{H}) &= -14.01 + 0.944(12 + \lg(\text{O}/\text{H})), \\
 \lg(\text{Fe}/\text{H}) &= -12.98 + 0.902(12 + \lg(\text{O}/\text{H})).
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Для визначення вмісту C/H, Mg/H, Si/H, Cl/H у третьому та четвертому компонентах в якості базового був прийнятий вміст газової складової зони Н II, прийнятий на Медонській та Лексингтонській конференціях [10, 11, 21] для розрахунку фотоіонізаційної моделі стандартної області Н II:

$$\begin{aligned}
 \text{H} : \text{He} : \text{C} : \text{Mg} : \text{Si} : \text{Cl} &= \\
 &= 1 : 0.083 : 2.19 \cdot 10^{-4} : 3.31 \cdot 10^{-4} : 10^{-8} : 10^{-8} : 10^{-7}.
 \end{aligned}$$



Для кожної моделі вміст C/H, Mg/H, Si/H та Cl/H змінювався шляхом множення на фіксований коефіцієнт відповідного базового хімічного складу.

При цьому використані у даних моделях значення хімічного вмісту O/H та N/H у третьому та четвертому компонентах бралися з праць Л. С. Пілюгіна та ін. [22—24], у яких вони були визначені достатньо надійно з даних спостережень реальних областей Н ІІ як класичним  $T_e$ -методом, так і за допомогою виразів для іонізаційно-корекційних множників (після діагностичного визначення іонного вмісту).

Програма Cloudy 08.00 також дозволяє використовувати у фотоіонізаційному моделюванні пил, наявність якого враховувалася у моделюванні світіння третього та четвертого компонентів. Розподіл пилин за розмірами, як і в Cloudy 08.00, брався з роботи [18].

Для моделювання міжзоряного середовища використовувалася, за замовчуванням, суміш силікатного та карбонатного пилу з відповідним базовим хімічним вмістом пилового компонента зони Н ІІ, як і в роботах [3, 4].

Таким чином, ми отримали можливість відслідковувати еволюційно ряд важливих фізичних параметрів, інтенсивностей емісійних ліній та діагностичних співвідношень між ними у низькометалічних зонах Н ІІ.

Розподіл температури у першому компоненті (на відміну від попередніх наших робіт, де ми вважали температуру у цьому компоненті сталою), розраховувався згідно з моделлю Шевальє та Клега [8]:

$$T_1 = 0.0106(r/r_0)^{10/3} \dot{M}_w^{1/2} L_w^{1/2} r_0^{-2} \quad (r_0 = 1 \text{ пк}).$$

Беручи до уваги дані з [28], швидкість у першому компоненті відповідає швидкості зоряного супервітру  $v_1 = v_w$ .

Концентрація у першому компоненті обчислювалася згідно з даними [7]:

$$n_1 = \frac{\dot{M}_w}{4 r^2 ChF_{in} m_H v_w},$$

де  $r$  — відстань від спалаху зореутворення,  $m_H$  — маса атома водню,  $ChF_{in}$  — сумарний вміст всіх врахованих хімічних елементів відносно гідрогену для внутрішніх компонентів:

$$ChF_{in} = 1 + 4 \frac{\text{He}}{\text{H}} + 12 \frac{\text{C}}{\text{H}} + 14 \frac{\text{N}}{\text{H}} + 16 \frac{\text{O}}{\text{H}} + 20 \frac{\text{Ne}}{\text{H}} + 24 \frac{\text{Mg}}{\text{H}} + 28 \frac{\text{Si}}{\text{H}} + 32 \frac{\text{S}}{\text{H}} + 36 \frac{\text{Cl}}{\text{H}} + 40 \frac{\text{Ar}}{\text{H}} + 56 \frac{\text{Fe}}{\text{H}}. \quad (2)$$

Другий компонент обмежений внутрішнім та зовнішнім радіусами  $r_1$  і  $r_2$ , які згідно з [28] визначалися з виразів

$$r_1 = C_0 n_0^{0.3} V^{0.5} K_{w1}^{0.3} t_6^{(m_1 x - 2)/5} \quad C_1, V = \frac{v_{2000}}{t_6^{2x/5}},$$

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{5 \lg(v_{w_n}) - \lg(v_{w_p})}{2 \lg(t_n) - \lg(t_p)}, \quad m_1 = \frac{3 \lg(L_{w_n}) - \lg(L_{w_p})}{2 \lg(t_n) - \lg(t_p)}, \\
 K_{w_1} &= \frac{L_{36}}{t_6^{2m_1/3}}, \quad C_0 = C_{0p} V_p^{0.5} \frac{\frac{m_{1p} - x_p}{5} K_{w_{1p}}^{0.3} t_6^{(m_{1p} - x_p)/5}}{V_n^{0.5} \frac{m_{1n} - x_n}{5} K_{w_{1n}}^{0.3} t_6^{(m_{1n} - x_n)/5}}, \\
 C_1 &= C_{0p} n_0^{0.3} V_p^{0.5} K_{w_{1p}}^{0.3} t_6^{(m_{1p} - x_p)/5} - C_{1p} - \\
 &= C_{0n} n_0^{0.3} V_n^{0.5} K_{w_{1n}}^{0.3} t_6^{(m_{1n} - x_n)/5}, \\
 r_2 &= C_0 n_0^{0.2} K_{w_2}^{0.2} t_6^{(m_2 - 3)/5} - C_1, \quad m_2 = \frac{\lg(L_{w_n}) - \lg(L_{w_p})}{\lg(t_n) - \lg(t_p)}, \quad K_{w_2} = \frac{L_{36}}{t_6^{m_2}}, \\
 C_0 &= C_{0p} \frac{\frac{m_{2p} - 3}{5} K_{w_{2p}}^{0.2} t_6^{(m_{2p} - 2)/5}}{\frac{m_{2n} - 3}{5} K_{w_{2n}}^{0.2} t_6^{(m_{2n} - 2)/5}}, \\
 C_1 &= C_{0p} n_0^{0.2} K_{w_{2p}}^{0.2} t_6^{(m_{2p} - 3)/5} - C_{1p} - C_{0n} n_0^{0.2} K_{w_{2n}}^{0.2} t_6^{(m_{2n} - 3)/5},
 \end{aligned}$$

де індексом  $n$  позначені параметри при даному часі  $t_n$ , а індексом  $p$  — при найближчому попередньому часі  $t_p$  з протабульованих результатів еволюційного популяційного синтезу.

Як видно з рис. 5, б, найбільші розміри каверни досягаються у випадку використання треків Geneva v40, менші — при Geneva v00 та найменші — при Padova STD.

Фізичні умови вздовж радіуса другого компонента, згідно з [1, 28], задаються розв'язком системи рівнянь неперервності та переносу випромінювання з урахуванням теплопровідності. Граничні умови, при яких розв'язувалась чисельно ця система, та власне її розв'язки (розподіли обезрозмірених електронної температури та швидкості розширення  $u$  по значеннях обезрозміреної радіальної координати) можна знайти в наших попередніх працях [3, 4]). Таким чином, домноживши розподіли  $i$  та  $u$  на відповідні множники, взяті з робіт [1, 28], ми отримаємо вирази для розподілів електронної температури  $T_2$ , швидкості розширення  $v_2$  та концентрації  $n_2$  у другому компоненті як функції вільних параметрів:

$$T_2 = TF, \quad ,$$

$$TF = 9.65 \cdot 10^5 n_0^{2/35} (\dot{M}_6 v_{2000}^2)^{8/35} t_6^{6/35},$$

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

$$v_2 = VF u, \quad VF = (3/5)r_2 / t,$$

$$n_2 = DF (1/ ) \text{ (за умови ізобарності),}$$

$$DF = p / (k TF),$$

$$p = 7 (3850)^{2/5} L_w^{2/5} (ChF_{in} n_0 m_H)^{3/5} t^{4/5},$$

де  $p$  — тиск у другому компоненті.

Для кожної конкретної моделі ці залежності перемасштабовувалися для відповідних значень  $r_1$  та  $r_2$ .

Електронна температура у третьому та четвертому компонентах визначалась під час розрахунку фотоіонізаційної моделі світіння з рівняння енергетичного балансу.

Концентрація  $n_3$  газу в тонкому шарі високої густини визначалась з умови ізобарності на контактному розриві між другим та третім компонентами. Зовнішній радіус третього компонента визначався під час розрахунку моделей з маси третього компонента

$$M = \frac{4}{3} ChF_{out} m_H r_2^3 n_0^2 n_3 / (n_3 - n_0),$$

що є по суті масою газу, виметеного прямою ударною хвилею (тут величина  $ChF_{out}$  — та ж, що й у формулі (2), але для зовнішніх компонентів). Масою газу, який випарувався з третього компонента у другий, ми знехтували через малу ймовірність такого процесу. У будь-якому випадку внесок цього процесу у формування маси третього компонента незначний.

Розрахунок нашої моделі зупинявся при зрівноваженні тиску на межі третього та четвертого компонента. Зовнішній радіус третього компонента, а також вік, при яких це відбувається, називаються «стагнаційними». При цьому розширення «бульбашки» зупиняється, і надалі, ймовірно, відбувається фрагментація третього компонента з подальшим руйнуванням структури «бульбашки». «Стагнаційний» вік є граничним у нашому моделюванні — подальші еволюційні процеси ми не розглядаємо.

## РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ ТА ЇХНІЙ АНАЛІЗ

Із загальної множини отриманих моделей ми обрали ті, які найкраще відтворюють дані спостережень. Вільні параметри таких моделей характеризуються значеннями  $t = 1 \dots 11-13$  млн років у випадку Padova STD,  $t = 1 \dots 11-12$  млн років у випадку Geneva v00 та  $t = 1 \dots 12-14$  млн років у випадку Geneva v40,  $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ , у діапазоні металічності  $Z = 0.00028 \dots 0.0022$  ( $12 + \lg(O/H) = 7.117 \dots 8.001$ ).

На рис. 6—8 приведено модельні значення таких відносних інтенсивностей, отриманих нами з даних спектроскопічних спостережень:  $R_2 = ([O \text{ II}]372.7 + [O \text{ II}]372.9)/H$ ,  $R_3 = ([O \text{ III}]495.9 + [O \text{ III}]500.7)/H$ ,  $N_2 = ([N \text{ II}]654.8 + [N \text{ II}]658.4)/H$ ,  $S_2 = ([S \text{ II}]671.7 + [S \text{ II}]673.1)/H$ . Як спостережні дані ми використали компіляцію Л. С. Пілюгіна [22—24] відносних інтенсивностей сильних ліній у зонах Н ІІ у спіральних та неправильних галактиках, у яких спостерігається хоча б одна авро-

ральна лінія, що дозволило також визначити хімічний склад  $T_e$ -методом.

Як бачимо, модельні значення  $R_2$  добре відтворюють спостережувані значення у випадку Padova STD та Geneva v40 (рис. 6, *a, d*), гірше — у випадку Geneva v00 (рис. 6, *в*). Це свідчить про необхідність врахування обертання зір, яке є особливо важливим на стадії WR. Досить добре відтворюються інтенсивності  $R_3$  (рис. 6, *б, з, е*) та достатньо добре —  $N_2$  і  $S_2$  (рис. 7). При порівнянні модельних результатів з даними спостережень різних залежностей інтенсивностей у випадку всіх трьох еволюційних треків добре відтворюються залежності  $R_2$  —  $R_3$  (рис. 8, *а, в, д*),  $N_2$  —  $R_3$  (рис. 8, *б, з, е*),  $S_2$  —  $R_3$  (рис. 9, *а, в, д*) та  $S_2$  —  $N_2$  (рис. 10, *б, з, е*). Гірше відтворюються залежності  $N_2$  —  $R_2$  (рис. 9, *б, з, е*) та  $S_2$  —  $R_2$  (рис. 10, *а, в, д*). Слід зазначити, що значні відмінності цих залежностей від спостережуваних даних розпочина-

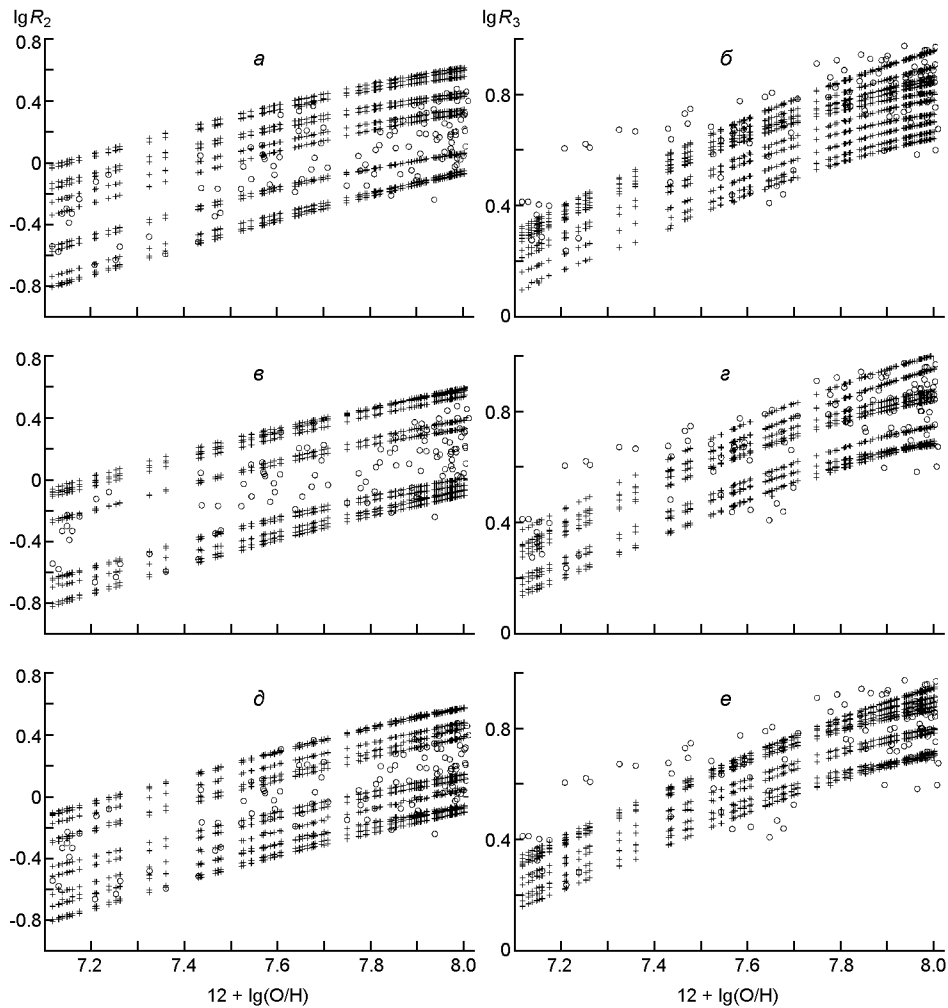
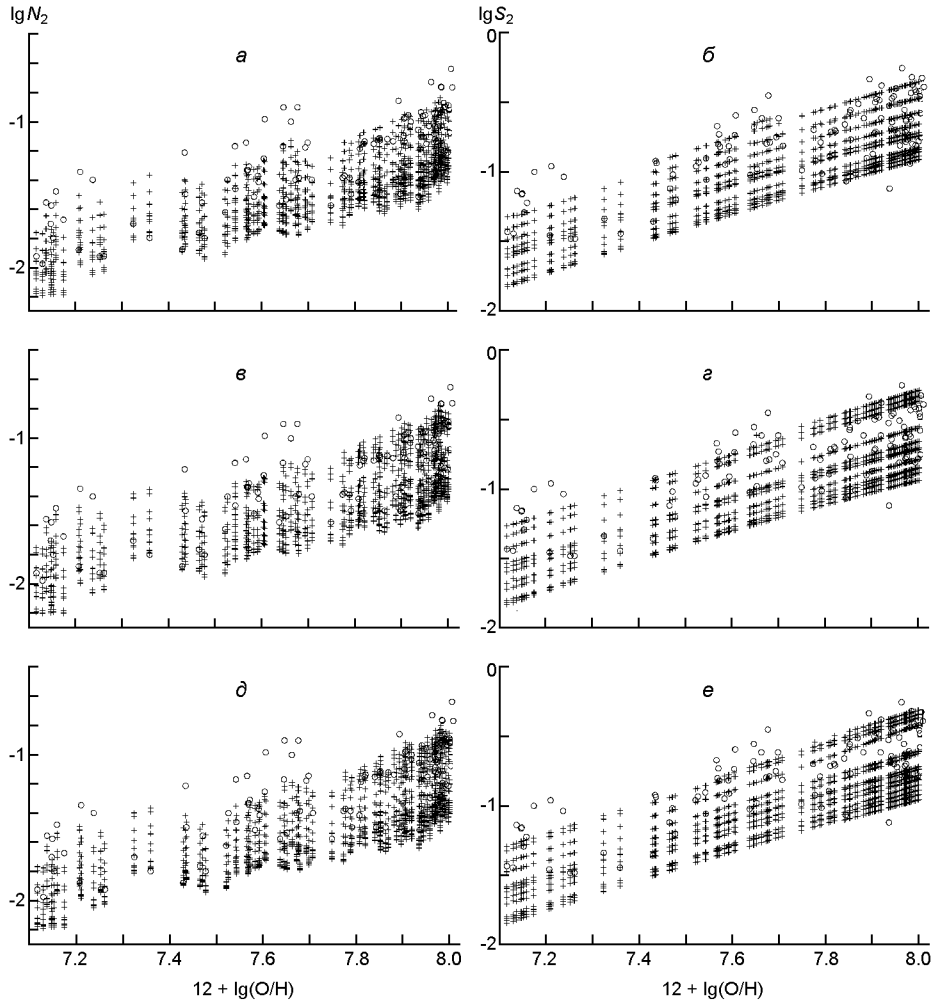


Рис. 6. Модельні (хрестики) і спостережні (кружечки) значення відносних інтенсивностей  $R_2$  (зліва) та  $R_3$  (справа): *a, б* — випадок Padova STD; *в, з* — випадок Geneva v00; *д, е* — випадок Geneva v40

Рис. 7. Те ж для  $N_2$  та  $S_2$ 

ються з  $t = 6$  млн років у випадку треків Padova STD, в основному при  $t = 5, 6$  та всі — з  $t = 8$  млн років у випадку треків Geneva v00, в основному — при  $t = 6, 7$  та всі — з  $t = 10$  млн років у випадку треків Geneva v40. Загалом в область спостережуваних даних у випадках еволюційних треків Padova STD, Geneva v00 та Geneva v40 потрапляють 42, 43 та 53 % наших моделей відповідно. Тобто, найбільша кількість моделей узгоджується із спостереженнями у випадку використання найновіших еволюційних треків, які враховують обертання зір. Відхилення деяких моделей від області спостережуваних даних може бути спричинене руйнацією структури бульбашки, починаючи з вищезгаданих віків, внаслідок дії гідродинамічних нестійкостей (ми не враховуємо їх під час моделювання), а з іншого — може бути зумовлене відходом зон Н ІІ при цих віках у неспостережувану область (потоки у відповідних лініях не спостерігалися, бо занадто слабкі).

Ми вирішили перевірити друге припущення. З цією метою з вибірки 54 низькометалічних зон Н ІІ у БККГ з праць Ізотова та ін. [12—14,

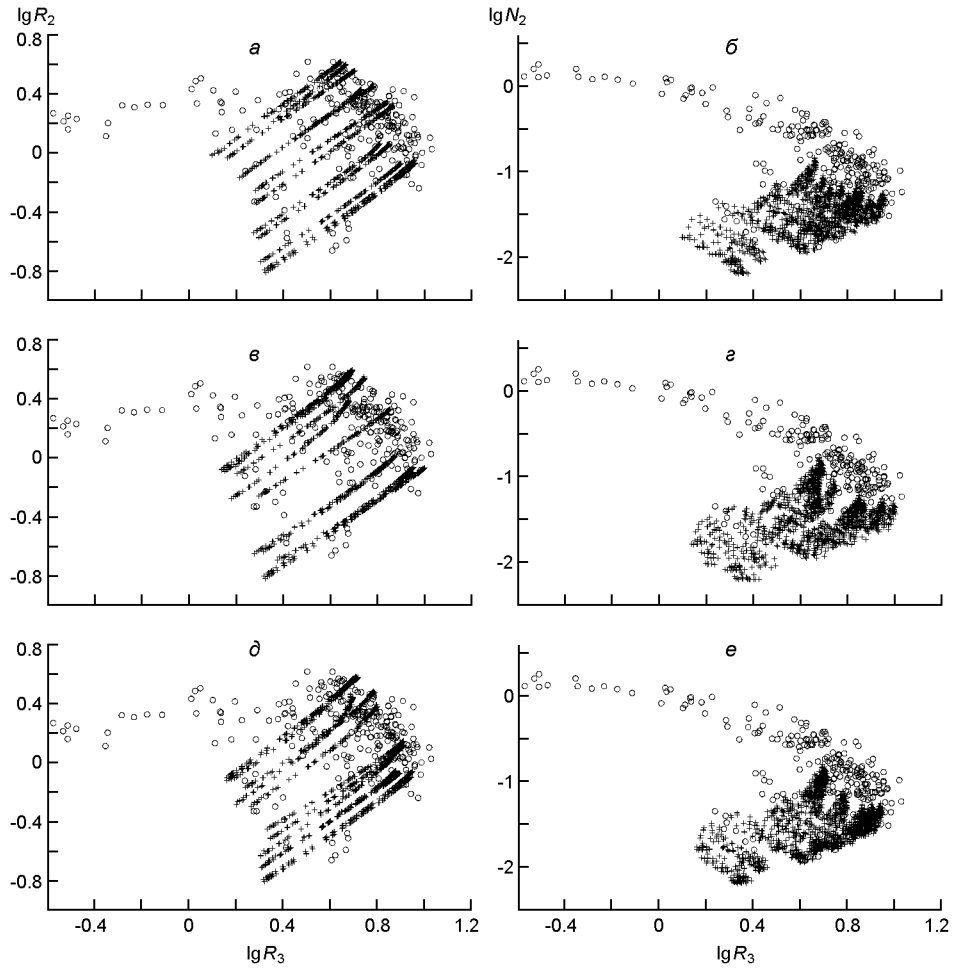


Рис. 8. Те ж для залежностей  $R_2$  —  $R_3$  (зліва) та  $N_2$  —  $R_3$  (справа)

27] ми обрали три об'єкти, розташовані між моделями та областю спостережуваних даних у випадку Geneva v40, тобто ті, які мають вік  $t = 10$  млн років та більше. Це виявились БККГ 0248+042 (Mrk 600), 0917+527 (Mrk 1416), 0741+535 (Mrk 1409) (на рис. 11, *a* ці об'єкти позначені чорними кружечками), для яких еквівалентні ширини в лінії Н дорівнюють  $W = 5.4, 8.5$  та  $4.4$  нм відповідно. Згідно з [25] такі значення еквівалентної ширини відповідають приблизно вікові  $t = 7.5, 5$  та  $8.5$  млн років. Зі зменшенням  $W$  вік спалаху зореутворення збільшується [25]. Вищезгадана вибірка БККГ містить лише два об'єкти з  $W = 4.4$  нм з  $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.005$  (найближча металічність до максимальної (8.001), прийнятої в наших моделях). Однак вони є частинами відповідних БККГ, а тому, на нашу думку, їх не можна брати до уваги у нашому аналізі.

Таким чином, обрані три БККГ вказують на граничні віки, до яких спостерігалися зони Н II у БККГ у працях [12—14, 27], що підтверджує наше припущення щодо зон Н II, які можуть перебувати у неспостережуваній області, і які виявляються нашим моделюванням.

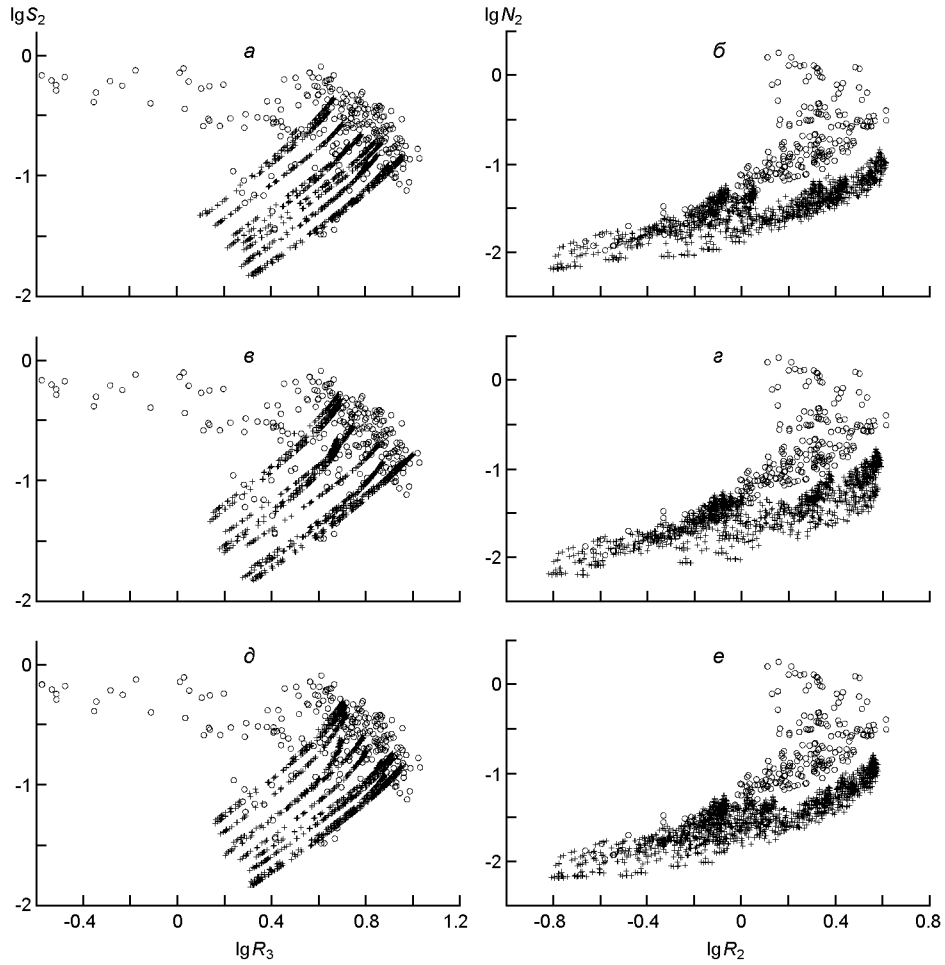


Рис. 9. Те ж для залежностей  $S_2 — R_3$  (зліва) та  $N_2 — R_2$  (справа)

Для цих трьох об'єктів ми виправили за міжзоряне поглинання спостережувані потоки в лінії Н, перевели їх на відстань 53.07 Мпк (використовувалась у моделюванні), вибрали мінімальний потік, який відповідає БККГ 0248+042, і показали його на рис. 11, б штрихпунктирною лінією з метою порівняння з нашими моделями. Бачимо, що перетин рівня цього потоку з відповідними модельними кривими відбувається приблизно при  $t = 10$  млн років. Бачимо також, що при  $t > 10$  млн років потоки зменшуються, що вказує на можливість виходу старших зон Н II у БККГ зі спостережуваної області. Аналогічна поведінка вікових залежностей абсолютних потоків у лініях [N II], [O II] та [S II], які, однак, з віком спадають дещо повільніше, ніж потік у Н, що зумовлює збільшення з часом відносних потоків  $R_2$ ,  $N_2$  та  $S_2$ .

Слід також зауважити, що для вищезгаданих моделей, які характеризуються великими віками,  $\lg R_2 \approx 0.2$ . Однак, як видно з залежностей  $N_2 — R_2$  (рис. 9, б, г, е) та  $S_2 — R_2$  (рис. 10, а, в, д) частина моделей при менших  $R_2$  лежить нижче, а інколи і лівіше відносно області спостережуваних значень. Це в основному моделі молодих зон

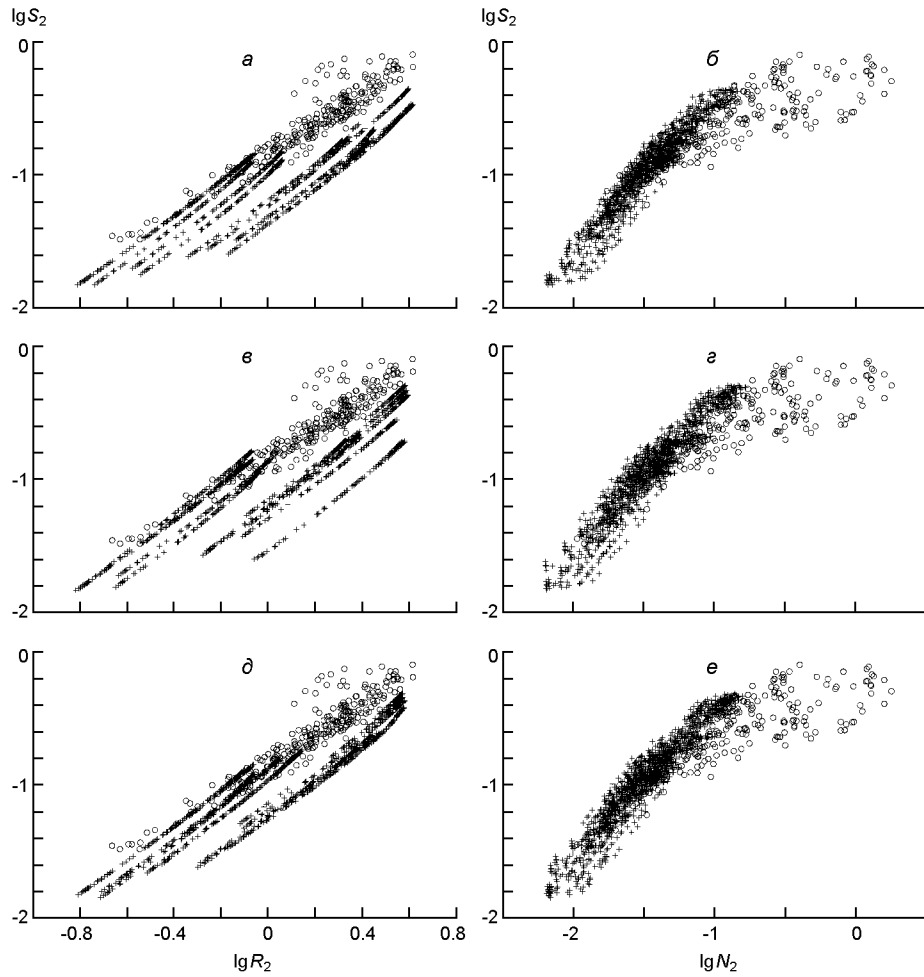


Рис. 10. Те ж для залежностей  $S_2 - R_2$  (зліва) та  $S_2 - N_2$  (справа)

Н II (вік 1—4 млн років), які характеризуються високою іонізацією, а тому мають низькі потоки в лініях [N II], [O II] та [S II], що, можливо, також виводить їх на вищезгаданих залежностях з області спостережуваних значень.

Ще однією важливою перевіркою нашого моделювання є наявність так званого «завалу» в Лус-спектрі. Цього разу поглинання третім компонентом фотонів з енергією, близькою до потенціалу іонізації водневоподібних іонів, було виявлено у моделях з вищими металічностями та при великих віках моделей (рис. 12; у випадках Padova STD та Geneva v00 були наявні такі ж «завали»). Третій компонент характеризується, як вже зазначалось, більшою концентрацією порівняно з іншими компонентами (рис. 13).

На рис. 14 зображено розподіли температури у компонентах моделювання в залежності від розміру цих компонентів при різних еволюційних треках за найнижчої металічності. Для порівняння були обрані два випадки моделей з віком 1 та 10 млн років, які показують розширення з часом внутрішніх (перший та другий шар) та третього (зо-



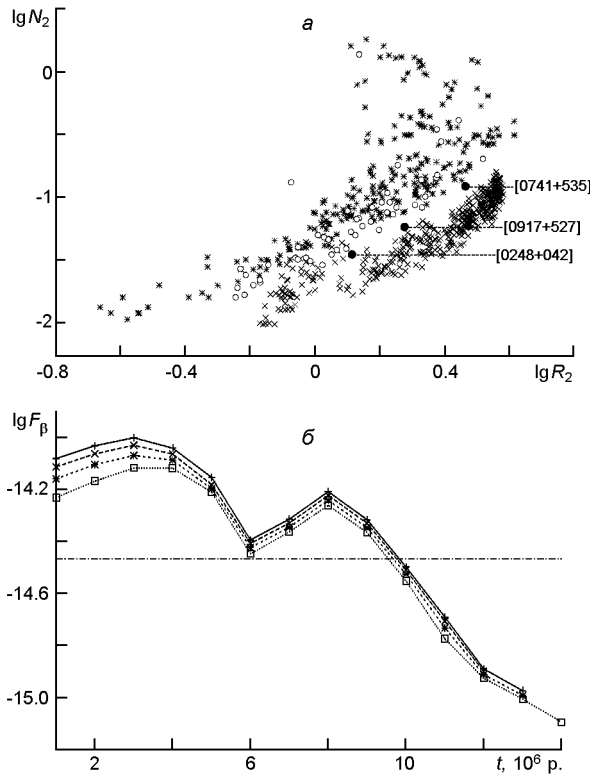


Рис. 11. *a* — діаграма інтенсивностей  $N_2 - R_2$ ; хрестики — модельні значення у випадку Geneva v40 при віку  $t = 10$  млн років, зірочки — спостережні дані [22—24], кружечки — дані [12—14, 27], чорні точки — об'єкти 0248+042, 0917+527, 0741+535); *б* — еволюція значень потоку  $F_p$  в лінії H $\beta$  для випадку Geneva v40 (прямі та косі хрестики, зірочки і квадратики — при значеннях  $12 + \lg(O/H) = 7.117, 7.430, 7.708$  та  $8.001$  відповідно)

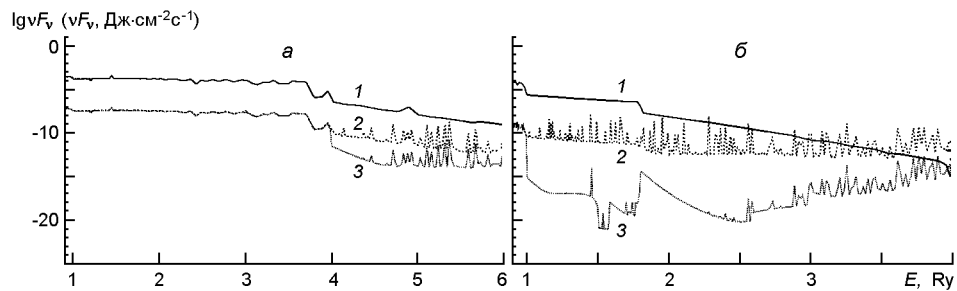


Рис. 12. Вхідний Лус-спектр, змодельований за допомогою Starburst99 (крива 1) та вхідні Лус-спектри з другого та третього компонента (криві 2 та 3) для  $12 + \lg(O/H) = 8.001$  у випадку Geneva v40: *a* —  $t = 1$  млн років; *б* —  $t = 12$  млн років

внiшнього) компонентiв «бульбашки», та навпаки — зменшення з часом зони iонiзацiї водню i зменшення температури.

Як i у працях [2, 4], ми дослiдили внесок компонентiв у формування потоку лiнiй високого потенцiалу iонiзацiї He II 468.6 нм (потенцiал iонiзацiї 4 Ry) та [Ne V] 342.6 нм (потенцiал iонiзацiї 7.1 Ry). Як видно з рис. 15, найбільший внесок у потiк лiнiї He II 468.6 нм дає

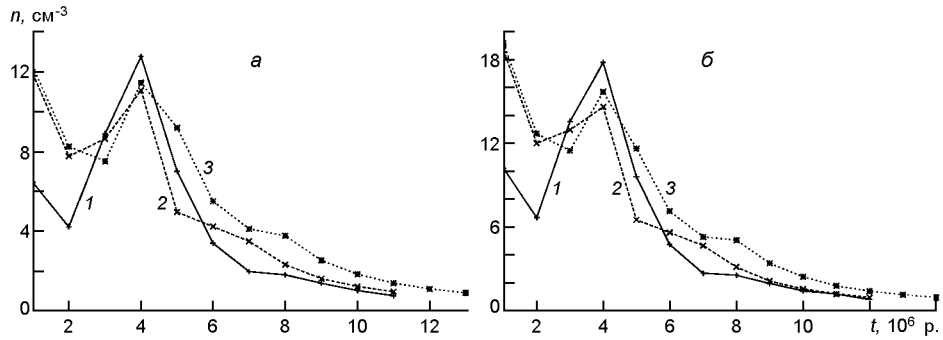


Рис. 13. Еволюційна залежність концентрації третього компонента у випадку різних еволюційних треків: *a* — для  $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.117$ ; *b* — для  $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.001$ . Криві 1, 2, 3 — для випадків Padova STD, Geneva v00 та Geneva v40 відповідно

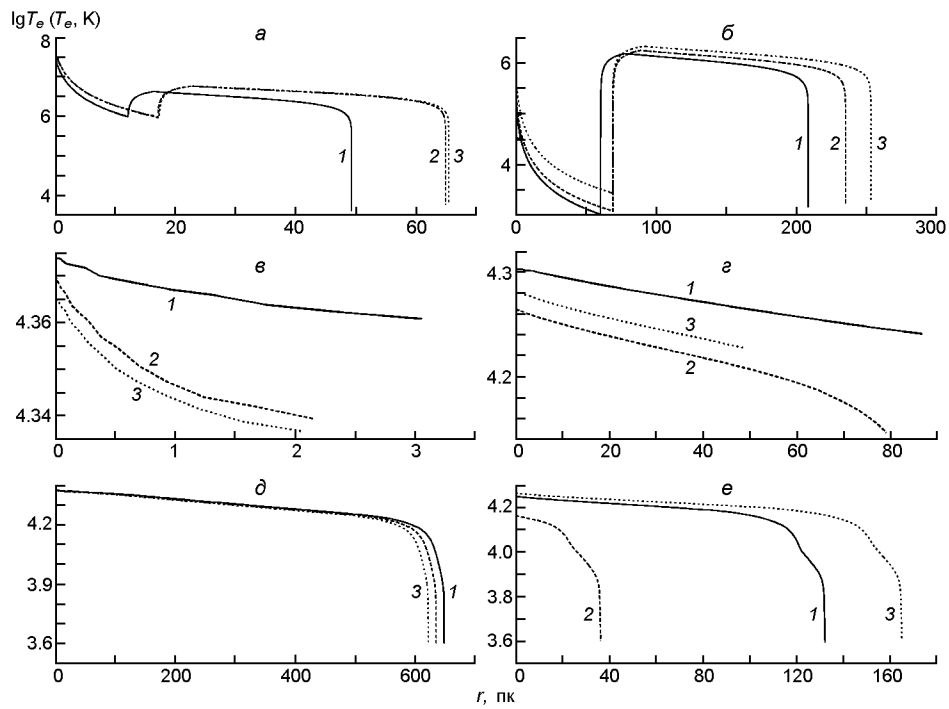


Рис. 14. Радіальні розподіли температури для  $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.117$  у першому та другому (*a, б*), третьому (*в, г*) та четвертому (*д, е*) компонентах моделювання. Криві 1, 2, 3 — для випадків Padova STD, Geneva v00 та Geneva v40 відповідно. Фрагменти *a, в, д* — при  $t = 1$  млн років; *б, г, е* — при  $t = 10$  млн років

третій компонент (густіший зовнішній шар «бульбашки») як у випадку Geneva v00, так і у випадку Geneva v40 (випадок Padova STD на рисунку не представлений, бо при цьому еволюційному треку раніше ми так само отримували найбільший внесок третього компонента у формуванні He II 468.6 нм). Безумовно, весь внесок у потік лінії [Ne V] 342.6 нм дає другий компонент (гаряча каверна) протягом всього ча-

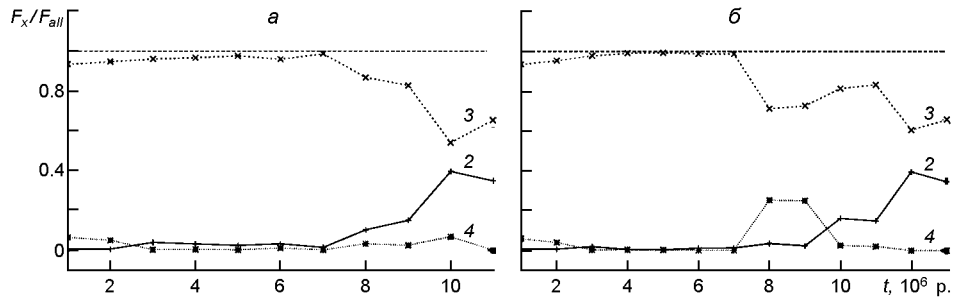


Рис. 15. Еволюція внеску потоку  $F_x$  компонентів 2, 3, 4 «бульбашки» при  $12 + \lg(O/H) = 7.117$  в формування повного потоку  $F_{all}$  у лінії He II 468.6 нм: *a* — випадок Geneva v00, *б* — випадок Geneva v40

су життя каверни, як і у попередніх наших працях, незалежно від еволюційного треку, тому ми не бачимо сенсу представляти цю залежність графічно.

## ВИСНОВКИ

Дослідження, проведені в даній роботі, зосереджені на порівнянні результатів нашого моделювання низькометалічних зон Н II з бульбашкоподібною структурою всередині зі спостережними даними низькометалічних зон Н II.

У наших попередніх дослідженнях ми довели, що для прецизійного моделювання зони Н II необхідно враховувати її внутрішню структуру, зокрема каверну, заповнену розрідженим газом з високою температурою, а також шар високої густини, що оточує її. Ці компоненти призводять до зміни форми вихідного Лус-спектра, а отже і до зміни іонізаційної структури третього та четвертого компонентів, де в основному виникають більшість важливих для діагностики спостережуваних емісійних ліній.

Наша модель зони Н II — чотирикомпонентна, три внутрішні компоненти описують «бульбашку» всередині зони Н II, а четвертий — незбурену вітром частину зони Н II.

Вільними параметрами сітки моделей були: вік спалаху зореутворення, концентрація та хімічний вміст у третьому та четвертому компонентах зони Н II.

Було розраховано еволюційні сітки спалаху зореутворення для трьох типів еволюційних треків, які задавали вхідний спектр іонізаційного випромінювання, темп втрати маси та механічну світність супервітру, а також хімічний вміст у перших двох компонентах (зоні вільного розльоту вітру та каверні). Розподіл густини та температури в цих компонентах отримані, на відміну від наших попередніх досліджень, з моделей Шевальє та Клега [8], а також Уївера та ін. [28].

Концентрація у третьому компоненті (шарі високої густини) визначалась на контактному розриві між другим та третім компонентами

за умови ізобарності. Зовнішній радіус цього компонента визначався при досягненні маси компонента «стопового» критерію маси.

Хімічний вміст елементів в третьому та четвертому компонентах задавався за результатами попередніх досліджень низькометалічних зон Н II.

В наших моделях враховано також наявність пилових зерен, характерних для міжзоряного середовища (ISM).

Здійснено порівняльний аналіз модельних потоків у сильних емісійних лініях з відповідними спостережуваними даними. Більшість моделей, розрахованих на основі еволюційних треків Geneva v00 та Geneva v40, потрапляють в область спостережуваних значень. Показано, що моделі, які виходять за область спостережуваних значень, можуть описувати зони Н II, що характеризуються слабкими потоками випромінювання у лініях низьких стадій іонізацій, а тому не потрапляють в область спостережуваних даних. Таким чином, розраховані моделі ми вважаємо відповідними даним спостережень, а тому плануємо використати їх для виведення нових, точніших виразів для іонізаційно-корекційних множників, за допомогою яких планується уточнити хімічний вміст низькометалічних зон Н II. Таке уточнення дозволить також більш коректно визначити вміст первинного гелію та темп його збагачення у процесі хімічної еволюції речовини.

Перевірено наявність поглинання в Лус-спектрі квантів з довжиною хвилі  $\lambda = 91.2$  нм, а також досліджено розподіли температури та концентрації у компонентах моделювання.

Досліджено внесок компонентів нашого мультикомпонентного моделювання у світіння ліній He II  $\lambda 468.6$  нм та [Ne V]  $\lambda 342.6$  нм і показано їхнє формування всередині «бульбашки».

Автори висловлюють подяку Л. С. Пілюгину за надані результати компіляції спостережуваних даних та за корисні поради.

1. Бочкарев Н. Г., Жеков С. А. Рентгеновское излучение некоторых туманностей, образованных звездным ветром // Астрон. журн.—1990.—**67**.—С. 274—292.
2. Кошмак І. О., Мелех Б. Я. Моделирование свечения зоны Н II, что содержит бульбашкоподобную структуру // Кинематика и физика небес. тел.—2013.—**29**, № 6.—С. 3—19.
3. Кошмак І. О., Мелех Б. Я. Роль пыли под час моделирования свечения зоны Н II, что содержит бульбашкоподобную структуру // Журн. фіз. досліджень.—2013.—**17**, № 4.—С. 4901-1—4901-10.
4. Кошмак І. О., Мелех Б. Я. Мультикомпонентное моделирование свечения низькометалічних зон Н II // Кинематика и физика небес. тел.—2014.—**30**, № 2.—С. 26—47.
5. Мелех Б. Я., Кошмак І. О., Козел Р. В. Вплив бульбашкоподібних структур, утворених зоряним ветром, на поле йонізуючого випромінювання в небулярних об'єктах // Журн. фіз. досліджень.—2011.—**3**.—С. 3901-1—3901-8.
6. Мелех Б. Я., Пілюгин 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.
7. Castor J., McCray R., Weaver R., et al. Interstellar bubbles // Astrophys. J.—1975.—**200**.—P. L107—L110.

8. *Chevalier R. A., Clegg A. W.* Wind from a starburst nucleus // *Lett. nature.*—1985.—**317**.—P. 44—45.
9. *Dyson J. E., Williams D. A.* *Physics of the interstellar medium.* — New York: Wiley, 1997.—165 p.
10. *Ferland G. J.* Hazy, a brief introduction to cloudy. — University of Kentucky, Physics Department Internal Report. 200 // 2008. <http://www.nublado.org>
11. *Ferland G., Binette L., Contini M., et al.* The analysis of emission lines // *Space Telescope Science institute: Symp. Ser. / Eds R. Williams, M. Livio.* — Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
12. *Izotov Yu. I., Thuah T. X.* The primordial abundance of 4He revisited // *Astrophys. J.*—1998.—**500**.—P. 188—216.
13. *Izotov Yu. I., Thuah T. X., Lipovetsky V. A.* The primordial helium abundance from a new sample of metal deficient blue compact galaxies // *Astrophys. J.*—1994.—**435**.—P. 647—667.
14. *Izotov Yu. I., Thuah T. X., Lipovetsky V. A.* The primordial helium abundance: systematic effects and a new determination // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1997.—**108**.—P. 1—39.
15. *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.
16. *Kozel R. V., Melekh B. Ya.* Photoionization modelling of H II region with stellar wind bubble inside // *YSC'16 Proc. of Contributed Papers.*—2009.—P. 37—41.
17. *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.
18. *Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H.* The size distribution of interstellar grains // *Astrophys. J.*—1977.—**217**.—P. 425—433.
19. *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.
20. *Mellema G.* The interaction of stellar winds with their environment: theory and modelling // *Astrophys. and Space Sci.*—1998.—**260**.—P. 203—213.
21. *Model nebulae* // *Proceedings of a workshop held at the Observatoire de Meudon, Meudon, France, 8—19 July 1985 / Ed. by D. Pequignot.* — Paris: Publication de l'Observatoire de Meudon, 1986.—17+376 p.
22. *Pilyugin L. S., Grebel E. K., Mattsson L.* 'Counterpart' method for abundance determinations in H II regions // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2012.—**424**, N 3.—P. 2316—2329.
23. *Pilyugin L. S., Grebel E. K., Kniazev A. Y.* The abundance properties of nearby late-type galaxies. I. The data // *Astrophys. J.*—2014.—**147**, N 6.—P. 131 (24 p).
24. *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.
25. *Schaerer D., Vacca W. D.* New models for Wolf — Rayet and O star populations in young starbursts // *Astrophys. J.*—1998.—**497**.—P. 618.
26. *Tarter C. B.* Radiative transfer in a gas excited by X-Rays: Ph. D. Thesis. — Cornell University, 1967.—28-10.—P. 3983.
27. *Thuah T. X., Izotov Yu. I.* High-ionization emission in metal-deficient blue compact dwarf galaxies // *Astrophys. J.*—2005.—**161**.—P. 240—270.
28. *Weaver R., McCray R., Castor J., et al.* Interstellar bubbles. II. Structure and evolution // *Astrophys. J.*—1977.—**218**.—P. 377—395.