

ДВОСТАДІЙНЕ ОПТИМІЗОВАНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ЗОНИ НІІ У БЛАКИТНІЙ КОМПАКТНІЙ КАРЛИКОВІЙ ГАЛАКТИЦІ SBS 0335–052

Б. Я. Мелех

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

(Отримано 21 липня 2009 р.; в остаточному вигляді — 01 жовтня 2009 р.)

Розроблено новий метод двостадійного оптимізованого фотойонізаційного моделювання світіння зон НІІ. Поділ пошуку оптимальної фотойонізаційної моделі світіння (ОФМС) на дві стадії став можливим завдяки використанню у порівнянні модельних результатів із спостереженнями так званих діагностичних співвідношень між інтенсивностями емісійних ліній, які майже не чутливі до невеликих варіацій хімічного вмісту. Таким чином, на першій стадії пошуку ОФМС визначають йонізаційну структуру небулярного газу при фіксованому хімічному вмісті, знайденому попередньо за допомогою діагностичних методів. При цьому використовують в основному діанностичні співвідношення. На другій же стадії уточнюють хімічний склад туманності при фіксованій, знайденій на попередній стадії йонізаційній структурі. При цьому основну роль відіграють потоки в емісійних лініях. На основі спектрів, отриманих на 10-м телескопі *KeckII* з різних апертур щілини, розміщеної вздовж області НІІ у блакитній компактній галактиці (БККГ) SBS 0335–052 [Yu. I Izotov, F. N. Chaffee, C. B. Foltz, R. F. Green, N. G. Guseva, *Astrophys. J.*, **527**, 757 (1999)], двостадійним методом знайдено циліндричні ОФМС окремих частин цього об'єкта. Висоту й радіус кожного циліндра визначали за кутковими розмірами апертур і зони НІІ відповідно та відстанню до об'єкта. Вільними параметрами ОФМС були: радіальний розподіл концентрації водню відповідного циліндра, фактор наповнення, розподіл енергії у спектрі йонізуючого випромінювання (Лус-спектр) та відносний уміст хімічних елементів. У результаті отримано радіальний розподіл фізичних характеристик та хімічного вмісту в цій області НІІ. Джерелом прямих йонізуючих квантів у зонах НІІ навколо спалахів зореутворень можуть бути як зорі, так і гарячий газ низької густини в кавернах зоряного вітру. Лус-спектри в ОФМС розраховували незалежно від припущень про природу джерел йонізуючих квантів. Через це вони були використані для розв'язку задачі про те, яке з двох згаданих джерел прямих йонізуючих квантів домінує в цій зоні НІІ. Показано, що Лус-спектри з ОФМС зони НІІ набагато ліпше відтворюються моделями випромінювання каверни зоряного вітру, ніж моделями йонізуючого зоряного кластера. Однак ні модель каверни зоряного вітру, ні модель спалаху зореутворення не змогли відтворити недостачі квантів у діапазоні 1–1.8 Ry, які наявні в більшості Лус-спектрів з ОФМС. Зроблено спробу пояснити таку недостачу проходженням йонізуючих квантів крізь тонкий шар газу високої густини, утворений ударною хвилею зоряного вітру.

Ключові слова: області НІІ, блакитні компактні карликові галактики, оптимізовані фотойонізаційні моделі світіння, хімічний уміст.

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

І. ВСТУП

Блакитні компактні карликові галактики (БККГ) характеризуються активними процесами зореутворення та найнижчим з усіх типів небулярних об'єктів умістом важких елементів. Завдяки першому вони є доброю лабораторією для вивчення процесів хімічної зоряної еволюції речовини, а завдяки другому — основними об'єктами для визначення вмісту первинного (догалактичного) гелію Y_p та темпу його збагачення в процесі зоряної хімічної еволюції речовини dY/dZ .

Спалахи зореутворення в БККГ відбуваються в компактних згустках радіусом близько 100 пк, навколо яких, унаслідок йонізації навколишнього газу, виникають гігантські області йонізованого водню — так звані області НІІ. Вивчення хімічного вмісту цих областей дає змогу отримати залежність вмісту гелію Y від вмісту важких елементів Z [1–9]. Лінійна екстраполяція такої залежності на $Z = 0$ визначає вміст

первинного гелію Y_p , а її нахил dY/dZ — темп збагачення гелію важкими елементами.

Ключову роль у задачі обчислення Y_p та dY/dZ відіграє точність визначення хімічного вмісту в областях НІІ. Для задачі ж дослідження спалахів зореутворення особливо важливим стає розподіл енергії у спектрі випромінювання йонізуючих ядер (скупчень молодих зір) областей НІІ у БККГ, так званий Лус-спектр (від англ. Lyman continuum). Крім того, важливим джерелом йонізуючих квантів можуть бути каверна зоряного вітру або ж ударні хвилі. Через це постає задача про внесок кожного зі згаданих джерел йонізуючих квантів у вислідний Лус-спектр.

Від областей НІІ спостерігаються лінії одного й того ж елемента в одній-двох, найбільше у трьох стадіях йонізації. Однак для того, щоб отримати повний уміст хімічного елемента, необхідно знати його вміст у всіх стадіях йонізації. Для визначення повного хімічного вмісту елемента на основі його вмісту в одній або декількох стадіях йонізації зазвичай викорис-

тують так звані йонізаційно-корекційні множники (ICFs).

Більшість дослідників (див. напр. [1, 3, 4, 7, 10]) у своїх працях використовують ICFs, отримані на основі розрахунку сіток фотойонізаційних моделей світіння (ФМС) областей Нп (наприклад [7, 10, 11]). Однак, як зазначено у працях [7, 8], практичний розрахунок сіток ФМС вимагає значних спрощень: 1) уміст гелію зазвичай приймають сталим; 2) нехтують декрементом між умістами важких елементів (уміст усіх важких елементів змінюється на однакову величину); 3) для розрахунку Лус-спектрів йонізуючого зоряного скупчення використовують або просте підсумовування за спектрами одного й того ж спектрального типу ([11]), або ж початкову функцію мас йонізуючого зоряного скупчення (в англ. аббревіатурі — IMF [12, 13]), параметри якої, строго кажучи, не відомі й беруться наближено [14, 15]. Однак найбільшим недоліком розрахунку сіток ФМС небулярних об'єктів є відсутність алгоритму узгодження модельних результатів із відповідними спостережуваними даними. В основному це зумовлене тим, що метод розрахунку сіток ФМС, по суті, застосовують до цілого конкретного типу небулярних об'єктів (області Нп, планетарні туманності тощо). У зв'язку з відсутністю такого алгоритму виникає питання адекватності моделей сітки ФМС реальним об'єктам.

Отже, розрахунок сітки ФМС і виведені на основі її результатів вирази для ICFs можуть давати хімічні вмісти, далекі від реальних, а тому результати, отримані за допомогою ICFs, потребують серйозної перевірки.

З метою такої перевірки у працях [7, 8, 16] ми запропонували використати розрахунок оптимізованих фотойонізаційних моделей світіння (ОФМС). Метод ОФМС базується на пошуку оптимальної ФМС конкретного небулярного об'єкта (у нашому випадку області Нп), яка б найліпше відтворювала його спостережувані характеристики. Критерієм відповідності модельних результатів спостережуваним даним вибрано χ^2 -функцію. У працях [7, 8] у ролі таких характеристик виступають відносні інтенсивності в емісійних лініях, виправлені за міжзоряне поглинання та світність у лінії H_{β} . У ролі вільних параметрів було вибрано максимальну кількість йонізуючих квантів, концентрацію водню, фактор наповнення об'єму туманності небулярним газом та вміст більшості з тих елементів, лінії йонів яких є у спектрах. Для розрахунку Лус-спектрів ми використовували наш метод NLENI [7, 17], який повністю незалежний від параметрів IMF і базується на рівняннях балансу квантів та енергетичного балансу.

Однак метод NLENI залежить від відносного вмісту He/H та H^+/H^0 , суми інтенсивностей заборонених ліній тощо. Значення цих параметрів у працях [7, 8, 17] визначали наближеними оцінками та на основі розрахунку сіток ФМС. Однак усі ці параметри можна отримати у процесі фотойонізаційного моделювання.

У праці [18] ми запропонували метод розрахунку ОФМС областей Нп у БККГ, який дає змогу визнача-

ти Лус-спектри, фізичні характеристики та хімічний уміст за допомогою ОФМС, а йонізуючі Лус-спектри — в ітеративний спосіб: розраховують ОФМС, на основі її результатів перераховують Лус-спектр методом NLENI і так по циклу до досягнення задовільної збіжності Лус-спектра. Однак такий підхід дуже громіздкий, оскільки потребує розрахунку величезної кількості фотойонізаційних моделей. У праці [16] ми перенесли розрахунок Лус-спектра в оптимізаційну частину. Це дещо зменшило тривалість пошуку ОФМС, однак йонний уміст, отриманий таким методом, дещо відрізняється від тих, що дають звичайні діагностичні методи. Частково це може бути зумовлене тим, що в згаданих ОФМС ми не використовували діагностичних співвідношень між інтенсивностями ліній.

Однак, як бачимо з наведених вище міркувань, Лус-спектр теж не може ініціалізуватися довільно. Початкове його наближення *визначає* метод NLENI. Згадавши наведену вище неможливість довільної ініціалізації хімічного складу в ОФМС, можемо зробити висновок, що такі однозначності в ініціалізації більшості вільних параметрів у ОФМС різко зменшують імовірність попадання оптимізатора у вторинний χ^2 -мінімум.

У цій праці пропонуємо новий двостадійний метод ОФМС для визначення Лус-спектрів йонізуючих джерел, фізичних характеристик та хімічного складу зон Нп. Поділ на дві стадії став можливим завдяки використанню діагностичних співвідношень між інтенсивностями емісійних ліній слабочутливих до невеликих варіацій хімічного вмісту. Результати, отримані цим методом, відкривають нові деталі переносу йонізуючого випромінювання в зонах Нп.

У розділі II докладно описано алгоритм двостадійного методу пошуку ОФМС, а також його застосування для пошуку оптимальних моделей зони Нп у БККГ SBS 0335–052, у розділі III проведено аналіз результатів та їх порівняння з відповідними даними, отриманими іншими методами, у розділі IV зроблено порівняльний аналіз відтворення Лус-спектрів ОФМС моделлю спалаху зореутворення з одного боку, та моделлю каверни зоряного вітру — з іншого, подано загальний підсумок та описано плани майбутніх досліджень.

II. ДВОСТАДІЙНИЙ МЕТОД ПОШУКУ ОФМС ЗОНИ Нп У БККГ SBS 0335–052

Для порівняння модельних значень із спостереженнями використано 9 спектрів зони Нп у БККГ SBS 0335–052, які отримав Ізотов *та ін.* [1] вздовж щілини, що була розміщена так, як показано на рис. 1. Зображення зони Нп, яку ми будемо моделювати, представлено в [1] з архіву зображень, отриманих космічним телескопом ім. Габбла. Ширина щілини $1''$, а ширина апертур, у яких отримано згадані вище 9 спектрів, — $0.6''$. Відповідно до останньої ширини апертури ($0.6''$), ця зона Нп була розбита на 9 цилін-

дрів, для кожного з яких ми знайдемо циліндричну ОФМС, спектр якої найкраще відтворює спостережуваний спектр, знятий із бокових сторін вище згаданих циліндрів. Таким чином, висоти всіх циліндрів визначаються шириною апертури (0.6"), які на відстані $D = 53.07$ Мпк до цієї БККГ дорівнюють 154.2 пк. Радіуси в кожного з циліндрів різні й визначаються за їх видимим зображеннями на рис. 1. Тут ми використовуємо припущення, що ця зона НII має осьову симетрію щодо осі, паралельної до щілини.

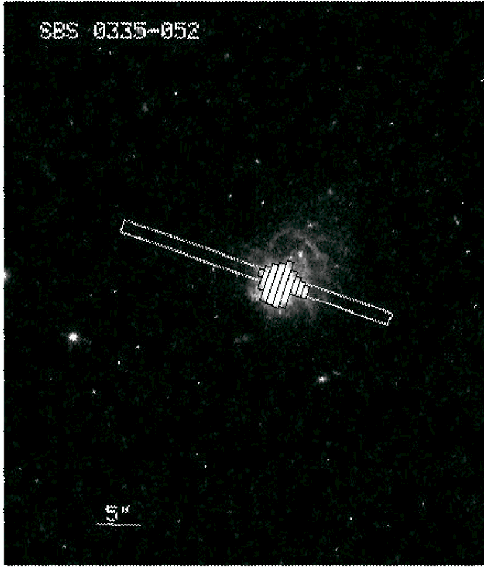


Рис. 1. Зображення зони НII у фільтрі V, отримане космічним телескопом ім. Габбла з накладеним на нього зображенням щілини, яку використовували для спектроскопії на 10-м телескопі *Keck II* Ізотов *та ін.* [1]. Наведено також циліндри, світіння яких моделювалося в цій роботі. Висоти циліндрів відповідають ширинам апертур.

Для зображення Лус-спектра використано, як і у працях [7, 16–18], степеневий розподіл:

$$F_\nu = F_{\nu_0} \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu_0}} \right)^\alpha, \quad (1)$$

де F_{ν_0} і F_ν — потоки на початку (ν_0) і всередині (ν) відповідного інтервалу частот; E_{ν_0} і E_ν — енергії квантів на початку й усередині цього інтервалу; α — спектральний індекс, який визначає нахил Лус-спектра. Однак у цій праці ми будемо використовувати не три, а чотири енергетичні інтервали, границі яких визначаються потенціалами йонізації різноманітних атомів і йонів, уміст яких ми визначатимемо під час розрахунку ОФМС:

1. Границя $E_{\nu_0} = 1$ Ry відповідає потенціалові йонізації нейтрального водню H^0 і близька до потенціалів йонізації нейтрального кисню O^0 (1.001 Ry) та нейтрального азоту N^0 (1.068 Ry). Відносно близькі до енергетичної границі цього інтервалу значення потенціалу йонізації йона заліза Fe^+ (1.190 Ry).

2. Границя $E_{\nu_0} = 1.8$ Ry відповідає потенціалові йонізації нейтрального гелію He^0 і близька до потенціалів йонізації однойонізованої сірки (1.715 Ry) та однойонізованого аргону (2.031 Ry).
3. Границя $E_{\nu_0} = 2.57$ Ry знаходиться між потенціалами йонізації S^{++} (2.56 Ry) та O^+ (2.581 Ry). Цю границю ми використовуємо вперше.
4. Границя $E_{\nu_0} = 4$ Ry відповідає потенціалові йонізації однойонізованого гелію He^+ . Відносно близькими до цієї границі є потенціал йонізації йона кисню O^{++} (4.038 Ry).
5. Границя $E_{\nu_0} = 30.4$ Ry відповідає високоенергетичній межі, до якої ми задаємо зміну форми Лус-спектра.

На другій і четвертій границях наша модель має розрив (скачок). Значення потенціалів йонізації взято з [20]. Таким чином, Лус-спектр у нашому представленні задаватиметься сімома значеннями потоку: $F_{\nu_0}(1 \text{ Ry})$, $F_{\nu_0}^{(1)}(1.8 \text{ Ry})$, $F_{\nu_0}^{(2)}(1.8 \text{ Ry})$, $F_{\nu_0}(2.57 \text{ Ry})$, $F_{\nu_0}^{(1)}(4 \text{ Ry})$, $F_{\nu_0}^{(2)}(4 \text{ Ry})$ та $F_{\nu_0}(30.4 \text{ Ry})$.

Метою пошуку ОФМС небулярних об'єктів є знаходження таких значень вільних параметрів, при яких модель давала б у результаті найближчі до спостережуваних значення таких параметрів, як відносні інтенсивності ліній, потік у лінії H_β розмір області НII тощо. У наших ОФМС вибрано такі вільні параметри:

- внутрішній радіус області НII (R_{in});
- сім згаданих вище Лус-потоків, які визначатимуть форму йонізуючого Лус-спектра;
- загальна кількість йонізуючих квантів Q_{ion} , яка виконує роль нормувального множника для форми Лус-спектра, визначеної потоками $F_{\nu_0}(1 \text{ Ry})$ - $F_{\nu_0}(30.4 \text{ Ry})$;
- концентрація водню на внутрішній границі туманності $N_H(R_{in})$;
- показник степеня γ прийнятого радіального розподілу густини в області НII: $N_H(R) = N_H(R_{in}) \left(\frac{R}{R_{in}} \right)^\gamma$;
- фактор наповнення об'єму області НII небулярним газом (ϵ);
- відносний уміст елементів He/H , O/H , Ne/H , S/H , Ar/H , Fe/H .

Параметрами, за якими проводиться оптимізація звичай в ОФМС, є інтегральні спектри моделей, спостережуваний потік у лінії H_β , а також зовнішній радіус області НII. Однак у цій праці ми використали також діагностичні співвідношення між інтенсивностями ліній, які слабо чутливі до незначних варіацій хімічного складу. Це дало змогу розділити

процес пошуку ОФМС на дві стадії. На першій стадії пошуку ОФМС визначаємо йонізаційну структуру небулярного газу при фіксованому хімічному вмісті, знайденому попередньо за допомогою діагностичних співвідношень. При цьому використовуємо, в основному, діагностичні співвідношення. На другій же стадії уточнюємо хімічний склад туманності при фіксованій, знайденій на попередній стадії йонізаційній структурі. При цьому основну роль відіграють потоки в емісійних лініях.

Критерієм узгодження спостережуваних і модельних значень параметрів, за якими проводимо оптимізацію, є так звана χ^2 -функція, яка для спостережаного (obs) та модельного (mod) значень величини y при похибці вимірювання $\sigma(y^{\text{obs}})$ визначається як

$$\chi^2 = \left(\frac{y^{\text{mod}} - y^{\text{obs}}}{\sigma(y^{\text{obs}})} \right)^2. \quad (2)$$

У нашому випадку для першої (Stage I) і другої (Stage II) стадій пошуку ОФМС цю функцію записуємо так:

$$\chi_{\text{Stage I}}^2 = \chi_{\text{flux}}^2 + \chi_{\text{diagn}}^2 + \chi_{\text{ri}}^2(\text{He}) + \chi_{\text{Rout}}^2, \quad (3)$$

$$\chi_{\text{Stage II}}^2 = \chi_{\text{flux}}^2 + \chi_{\text{diagn}}^2 + \chi_{\text{ri}}^2(\text{All}) + \chi_{\text{Rout}}^2. \quad (4)$$

Тут індекс flux відповідає складникові χ^2 -функції, яка становить собою порівняння модельних і спостережуваних потоку/потоків в емісійній лінії/лініях, diagn — діагностичних співвідношень DR_i , RI_i — відносних інтенсивностей I_i (виправлених за міжзоряне та міжгалактичне поглинання), Rout — зовнішній йонізаційний радіус туманності. Ми використали тільки один потік — у лінії H_β , а інтенсивності інших емісійних ліній брали стосовно до H_β . Отже:

$$\chi_{\text{flux}}^2 = \left(\frac{F^{\text{obs}}(H_\beta) - F^{\text{mod}}(H_\beta)}{\sigma^{\text{obs}}(H_\beta)} \right)^2, \quad (5)$$

$$\chi_{\text{diagn}}^2 = \frac{1}{N_{\text{diagn}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{diagn}}} \left(\frac{DR_i^{\text{mod}} - DR_i^{\text{obs}}}{\sigma(DR_i^{\text{obs}})} \right)^2, \quad (6)$$

$$\chi_{\text{RI}}^2(\text{He}) = \frac{1}{6} (\chi_{\text{RI}}^2(\lambda 4026\text{HeI}) + \chi_{\text{RI}}^2(\lambda 4471\text{HeI}) + \chi_{\text{RI}}^2(\lambda 5876\text{HeI}) + \chi_{\text{RI}}^2(\lambda 6678\text{HeI}) + \chi_{\text{RI}}^2(\lambda 7065\text{HeI}) + \chi_{\text{RI}}^2(\lambda 4686\text{HeII})), \quad (7)$$

$$\chi_{\text{RI}}^2(\text{All}) = \chi_{\text{RI}}^2(\text{He}) + \chi_{\text{RI}}^2(\text{N}) + \chi_{\text{RI}}^2(\text{O}) + \chi_{\text{RI}}^2(\text{Ne}) + \chi_{\text{RI}}^2(\text{S}) + \chi_{\text{RI}}^2(\text{Ar}) + \chi_{\text{RI}}^2(\text{Fe}), \quad (8)$$

$$\chi_{\text{Rout}}^2 = \left(\frac{R_{\text{out}}^{\text{obs}} - R_{\text{out}}^{\text{mod}}}{\sigma(R_{\text{out}}^{\text{obs}})} \right)^2. \quad (9)$$

Ми використовуємо як діагностичні співвідношення між двома інтенсивностями ліній елемента в одній і тій же стадії йонізації, чутливі до електронних температур ($\lambda 4959\text{\AA}/\lambda 4363\text{\AA}[\text{OIII}]$, $\lambda 5007\text{\AA}/\lambda 4363\text{\AA}[\text{OIII}]$) та концентрації ($\lambda 6716\text{\AA}/\lambda 6731\text{\AA}[\text{SII}]$), так і відношення між інтенсивностями ліній елемента в сусідніх стадіях йонізації ($\lambda 4026\text{\AA}\text{HeI} / \lambda 4686\text{\AA}\text{HeII}$, $\lambda 4472\text{\AA}\text{HeI} / \lambda 4686\text{\AA}\text{HeI}$, $\lambda 5876\text{\AA}\text{HeI} / \lambda 4686\text{\AA}\text{HeII}$, $\lambda 6678\text{\AA}\text{HeI} / \lambda 4686\text{\AA}\text{HeII}$, $\lambda 7065\text{\AA}\text{HeI} / \lambda 4686\text{\AA}\text{HeII}$, $\lambda 5007\text{\AA}[\text{OIII}] / \lambda 3727\text{\AA}[\text{OII}]$), чутливі до зміни форми йонізуючого Лус-спектра.

Таким чином, у нашому випадку суть алгоритма оптимізації (або χ^2 -мінімізації) полягає у зміні вільних параметрів моделі так, щоб χ^2 -функція досягла найменшого значення.

Як показують результати радіоспостережень БК-КГ SBS 0335–052 [19], зони II в ній оточені більш протяжними зонами II. Тому зовнішні радіуси згаданих вище циліндричних моделей цієї області II визначають йонізаційний фронт туманності (розрахунок ФМС зупиняється при зниженні електронної температури до значень $T_e \leq 4000^\circ \text{K}$).

На першій стадії пошуку ОФМС ми використовува-

ли всі вище згадані діагностичні співвідношення, інтенсивності ліній HeI та HeII щодо H_β (оскільки Лус-спектр залежить від He/H), виправлені за міжзоряне та міжгалактичне поглинання, радіус R_{out} йонізаційного фронту, а також потік у лінії H_β , так само виправлений за міжзоряне та міжгалактичне поглинання.

Як показано в працях [7, 18], відносні інтенсивності ліній одного й того ж йона не є незалежними. Тому й діагностичні співвідношення, сформовані з інтенсивностей випромінювання в лініях одного й того ж йона, або ж із відношень інтенсивностей ліній одних і тих же сусідніх стадій йонізації цього йона, теж не будуть незалежними. Однак, оскільки інтенсивність лінії $\lambda 4686\text{\AA}$ HeI визначає не форму (як згадані вище діагностичні співвідношення), а кількість йонізуючих квантів при $h\nu \geq 4Ry$, то її ми вважаємо окремим незалежним параметром. Отже, на першій стадії розрахунку ОФМС маємо 7 незалежних параметрів для розрахунку χ^2 -функції.

Не всі вільні параметри першої стадії пошуку ОФМС незалежні. Зокрема в праці [18] показано, що деякі з параметрів, які визначають йонізаційну струк-

туру туманності, можна пов'язати за допомогою співвідношення $P = \frac{U}{(R_{\text{out}}^{\text{obs}}/R_{\text{in}})^{2+\gamma}\epsilon}$, де $U = \frac{Q_{\text{іон}}}{4\pi R_{\text{in}}^2 N_{\text{H}}(R_{\text{in}})c}$ — йонізаційний параметр, $R_{\text{out}}^{\text{obs}}$ — спостережуваний зовнішній радіус області Нп, а c — швидкість світла. Це зменшує кількість незалежних вільних параметрів на одиницю щодо їхнього загального числа. Крім того, як видно з результатів праць [7, 10, 17], більшість параметрів, які визначають Лус — спектр, залежать від усіх інших вільних параметрів, що визначають йонізаційну структуру туманності, а також від відносного вмісту He/H. Таким чином, кількість незалежних вільних параметрів ОФМС дорівнює 6. Отже, кількість ступенів вільності цієї задачі на першій стадії пошуку ОФМС області Нп у БККГ дорівнює одиниці. Цей висновок ми використовуємо, визначаючи похибки оптимальних значень вільних параметрів. Методика пошуку похибок оптимальних значень вільних параметрів у задачах пошуку ОФМС докладно описана в праці [18] і базується на побудові розподілів χ^2 -функції за значеннями відповідного вільного параметра (для якого шукається похибка). Кількість ступеней вільності цієї задачі визначає $\Delta\chi^2$, а ділянка розподілів між χ_{min}^2 та $\chi_{\text{min}}^2 + \Delta\chi^2$ — максимальні відхилення “вліво” та “вправо” значень цього вільного параметра від оптимального.

На другій стадії фіксуються всі вільні параметри першої стадії, за винятком відносного вмісту гелію. Вільними ж параметрами стають відносні вмісти елементів, чутливі до потоків у лініях. Тому для розрахунку χ^2 -функції на цій стадії використовують, як було вже сказано вище, інтенсивності ліній усіх елементів, уміст яких варіюється.

Для розрахунків фотойонізаційних моделей використовуємо код Г. Ферланда *Cloudy 05.07* [20], а в ролі оптимізатора — код Петера ван Гоффа *Phymir* [21], який включений в *Cloudy* як одна з функцій оптимізації. Код *Cloudy* ми модифікували для реалізації вище описаного методу.

Для ініціалізації початкових значень хімічних умістів використано вмісти, знайдені в [1] діагностичними методами. Слід зазначити, що ми не включали до вільних параметрів умістів C/H та N/H, оскільки в спостережуваному спектрі відсутні лінії їхніх йонів. Однак, оскільки ці елементи через їхню поширеність можуть відігравати значну роль у термальному та йонізаційному балансах, ми не занулювали їх умісти, а прийняли рівними C/H = 3.09×10^{-6} та N/H = 4.17×10^{-7} , які є близькими до відповідних значень, отриманих із використанням середніх умістів C/O та N/O і вмісту O/H для БККГ з праці [22]. Для ініціалізації Лус-спектра для кожної з Нп зон цього об'єкта використано наш метод NLEHP.

III. АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ МОДЕЛЮВАННЯ

У таблицях 1–3 подано порівняння модельних результатів ОФМС з відповідними даними, отриманими зі спостережень [1]. Назви моделей відповідають позиції відповідної апертури, а саме, кутувій відста-

ні центра кожної з апертур (а отже, і циліндрів) від центра зони Нп. На рис. 1 наведеній у цій таблиці послідовності представлення результатів відповідає напрямок зліва направо вздовж щілини.

Із значень χ^2 -функції видно, що найкраще відтворення спостережуваних даних, як і у випадку одностадійних ОФМС цього об'єкта [16], дала ОФМС 2.4NE. Більші значення χ^2 -функції інших ОФМС зумовлені, з одного боку, меншими похибками у спостережуваних значеннях відносних інтенсивностей: це разом із неточностями в атомних даних (див. дискусію у [18]) може дати підвищення значення χ_{min}^2 порівняно з очікуваним згідно зі статистикою. З іншого боку, звичайно в ОФМС може бути занадто простий шаблон для повного відтворення реальної зони Нп: складніший закон розподілу густини, відмінний від обернено квадратичного закону ділюції йонізуючого випромінювання, який може бути зумовлений розкидом зірок за об'ємом зони Нп. Докладнішому вивченню цієї проблеми будуть присвячені наступні наші праці.

На рис. 2 показано розподіл за радіусом зони Нп значень йонізуючого параметра U на внутрішній межі туманності. Видно, що максимальне поле йонізуючого випромінювання припадає на центральні ділянки (0.6NE та Center, відповідно) зони Нп. До країв зони Нп потужність поля йонізуючого випромінювання здебільшого гладко спадає. Тільки у ОФМС 1.8SW маємо стрибок вверх йонізуючого параметра, що свідчить про збільшену активність процесів зореутворення в цій частині зони Нп порівняно з найближчим оточенням. На цьому та наступних рисунках похибки симетризовані максимізацією.

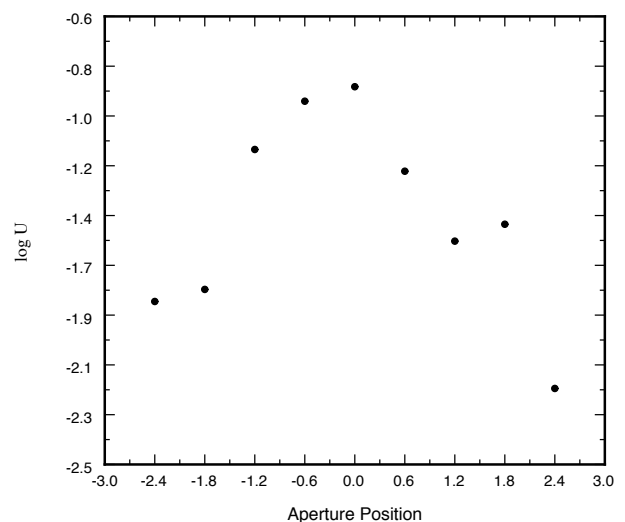


Рис. 2. Розподіл значень йонізуючого параметра вздовж зони Нп в БККГ SBS 0335–052.

На рис. 3 показано порівняння розподілів за радіусом зони Нп значень внутрішнього радіуса (R_{in}) ОФМС, фактора наповнення (*filling factor*) та параметрів степеневого розподілу густини вздовж радіусів циліндричних ОФМС, концентрації водню на внутрішній межі туманності ($N_{\text{H}}(R_{\text{in}})$) та нахилу (γ), от-

риманих за допомогою одно- (див. [16]) та двостадійного алгоритмів пошуку ОФМС (*Stage1*). В одностадійних ОФМС [16] згадані діагностичні співвідношення (DR) не використовували, тому й позначають їхні результати на цьому та деяких наступних рисунках як

“*No Diagn Ratios*”. В одностадійній ОФМС видно, що внутрішній радіус найменший у центральних ділянках зони НІІ, тоді як у цих ділянках $N_{\text{H}}(R_{\text{in}})$ досягає максимального значення й концентрація падає назовні циліндрів повільніше, ніж у зовнішніх ділянках.

Parameter	Aperture position								
	2.4NE			1.8NE			1.2NE		
	Observation	Stage I	Stage II	Observation	Stage I	Stage II	Observation	Stage I	Stage II
$\lambda 4959[\text{OIII}]/\lambda 4363[\text{OIII}]$	9.67±0.73	10.10	10.25	9.27±0.32	9.83	9.91	9.26±0.23	9.33	9.48
$\lambda 5007[\text{OIII}]/\lambda 4363[\text{OIII}]$	28.30±2.10	30.41	30.87	27.44±0.93	29.58	29.83	27.53±0.68	28.08	28.52
$\lambda 6716[\text{SiII}]/\lambda 6731[\text{SiII}]$	1.52±0.36	1.37	1.37	1.24±0.11	1.38	1.38	1.26±0.08	1.36	1.36
$\lambda 4026\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeII}$	—	—	—	0.87±0.34	0.75	0.75	0.63±0.07	0.75	0.76
$\lambda 4471\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeII}$	1.93±0.49	2.01	2.00	1.33±0.13	1.57	1.58	1.50±0.18	1.59	1.59
$\lambda 5876\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeII}$	4.45±0.95	5.71	5.67	3.60±0.28	4.39	4.40	3.79±0.23	4.52	4.52
$\lambda 6678\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeII}$	1.22±0.30	1.53	1.52	1.01±0.09	1.20	1.20	1.03±0.06	1.20	1.21
$\lambda 7065\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeII}$	1.25±0.30	1.64	1.63	1.14±0.19	1.15	1.16	1.21±0.07	1.34	1.33
$\lambda 5007[\text{OIII}]/\lambda 3727[\text{OII}]$	6.30±0.27	6.33	6.32	7.65±0.20	7.82	7.80	9.72±0.23	9.81	9.74
4026 HeI	—	—	—	0.0221±0.0028	0.0161	0.0162	0.0157±0.0015	0.0164	0.0165
4471 HeI	0.0413±0.0060	0.0353	0.0354	0.0338±0.0021	0.0338	0.0339	0.0374±0.0042	0.0346	0.0347
5876 HeI	0.0953±0.0051	0.1002	0.1004	0.0914±0.0024	0.0944	0.0949	0.0944±0.0036	0.0985	0.0987
6678 HeI	0.0260±0.0034	0.0269	0.0270	0.0257±0.0014	0.0257	0.0259	0.0256±0.0009	0.0262	0.0263
7065 HeI	0.0267±0.0032	0.0289	0.0289	0.0290±0.0014	0.0248	0.0249	0.0300±0.0009	0.0291	0.0291
4686 HeII	0.0214±0.0044	0.0176	0.0177	0.0254±0.0019	0.0215	0.0216	0.0249±0.0012	0.0218	0.0218
3727 [OII]	0.4346±0.0160	—	0.4366	0.3919±0.0083	—	0.3744	0.3383±0.0061	—	0.3406
3869 [NeIII]	0.2586±0.0124	—	0.2501	0.3114±0.0069	—	0.2642	0.3187±0.0056	—	0.3189
4363 [OIII]	0.0967±0.0069	—	0.0894	0.1093±0.0033	—	0.0979	0.1195±0.0024	—	0.1163
4959 [OIII]	0.9350±0.0221	—	0.9169	1.0136±0.0163	—	0.9706	1.1062±0.0164	—	1.1016
5007 [OIII]	2.7361±0.0569	—	2.7600	2.9987±0.0461	—	2.9214	3.2894±0.0483	—	3.3157
6300 [OI]	0.0094±0.0093	—	0.0042	0.0094±0.0093	—	0.0030	0.0094±0.0024	—	0.0036
6312 [SiII]	0.0056±0.0055	—	0.0165	0.0056±0.0055	—	0.0061	0.0056±0.0006	—	0.0124
6716 [SiII]	0.0422±0.0083	—	0.0321	0.0315±0.0023	—	0.0075	0.0251±0.0013	—	0.0158
6731 [SiII]	0.0277±0.0035	—	0.0234	0.0253±0.0014	—	0.0054	0.0199±0.0008	—	0.0116
7135 [ArIII]	0.0278±0.0031	—	0.0278	0.0228±0.0013	—	0.0241	0.0198±0.0007	—	0.0198
4658 [FeIII]	0.0046±0.0045	—	0.0057	0.0046±0.0015	—	0.0040	0.0052±0.0010	—	0.0046
$\log F(\text{H}_\beta)^a$	-14.797±0.061	-14.799	-14.802	-14.441±0.030	-14.438	-14.439	-13.922±0.021	-13.921	-13.921
R_{out} , pc	78±16	78	77.1	211.6±10.6	212.6	211	282.6±14.1	282.6	280.9
χ^2	...	0.36	0.99	...	1.93	24.3	...	1.39	18.4
PhM Number	...	1016	168	...	1016	506	...	1016	506

^a Потоки $F(\text{H}_\beta)$ дано в $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ на відстані Землі, відкоректовані за міжзоряне поглинання.

Таблиця 1. Порівняння спостережуваних та модельних емісійних лінійчатих спектрів, потоків у лінії H_β та зовнішніх радіусів зони НІІ в SBS 0335–052.

У двостадійній ОФМС характер радіального розподілу R_{in} перестає бути таким однозначним. Центральні частини зони НІІ, від 1.2NE до 1.2SW, мають невеликі відмінності у значеннях R_{in} , після чого внутрішній радіус у північно-східному напрямку зростає, однак набагато повільніше, ніж в одностадійній ОФМС з подальшим різким спадом у крайній частині 2.4NE до нижчого значення, ніж в одностадійній ОФМС. У південно-східному напрямку зони НІІ ситуація дещо інша: спочатку R_{in} досягає мінімуму в частині 1.8SW, майже однакового з 2.4NE, а далі різко збільшується

у граничній частині 2.4SW.

Також із результатів як одно-, так і двостадійних ОФМС видно, що *filling factor* набирає свого мінімального значення і в центральних ділянках, зростаючи в зовнішніх. У двостадійній ОФМС такий висновок чіткіший, оскільки мінімуму досягають у центральній частині 0.6SW, а не в 1.8SW, як в одностадійній ОФМС. Двостадійна ОФМС дала також чіткий максимум концентрації водню в центральній частині (4883 cm^{-3}), яка більш ніж у два рази вища від відповідного значення, отриманого одностадійною ОФМС.

Parameter	Aperture position								
	0.6NE			Center			0.6SW		
	Observation	Stage I	Stage II	Observation	Stage I	Stage II	Observation	Stage I	Stage II
$\lambda 4959[\text{OIII}]/\lambda 4363[\text{OIII}]$	9.65 ± 0.22	10.22	10.48	9.66 ± 0.21	10.09	10.24	9.01 ± 0.21	9.66	9.83
$\lambda 5007[\text{OIII}]/\lambda 4363[\text{OIII}]$	29.30 ± 0.68	30.75	31.54	28.99 ± 0.62	30.36	30.83	26.40 ± 0.61	29.07	29.59
$\lambda 6716[\text{SII}]/\lambda 6731[\text{SII}]$	1.09 ± 0.06	1.34	1.34	1.07 ± 0.04	1.33	1.33	1.02 ± 0.05	1.33	1.33
$\lambda 4026\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeII}$	0.51 ± 0.05	0.67	0.67	0.44 ± 0.02	0.56	0.56	0.36 ± 0.04	0.44	0.43
$\lambda 4471\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeII}$	1.37 ± 0.07	1.41	1.42	1.12 ± 0.04	1.19	1.19	0.94 ± 0.07	0.93	0.92
$\lambda 5876\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeII}$	3.87 ± 0.16	4.11	4.14	3.41 ± 0.10	3.49	3.51	2.60 ± 0.09	2.73	2.71
$\lambda 6678\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeII}$	1.00 ± 0.05	1.08	1.09	0.86 ± 0.03	0.90	0.91	0.65 ± 0.03	0.70	0.69
$\lambda 7065\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeII}$	1.28 ± 0.06	1.32	1.33	1.20 ± 0.04	1.20	1.21	0.95 ± 0.07	0.92	0.91
$\lambda 5007[\text{OIII}]/\lambda 3727[\text{OII}]$	13.88 ± 0.31	14.69	14.57	12.94 ± 0.28	12.90	12.98	11.41 ± 0.26	12.21	12.16
4026 HeI	0.0137 ± 0.0011	0.0170	0.0172	0.0136 ± 0.0007	0.0173	0.0174	0.0140 ± 0.0013	0.0165	0.0164
4471 HeI	0.0367 ± 0.0011	0.0361	0.0363	0.0348 ± 0.0008	0.0368	0.0370	0.0365 ± 0.0024	0.0351	0.0350
5876 HeI	0.1033 ± 0.0018	0.1049	0.1054	0.1057 ± 0.0017	0.1083	0.1089	0.1012 ± 0.0017	0.1034	0.1029
6678 HeI	0.0268 ± 0.0007	0.0275	0.0277	0.0268 ± 0.0006	0.0279	0.0281	0.0259 ± 0.0007	0.0264	0.0263
7065 HeI	0.0343 ± 0.0008	0.0337	0.0339	0.0373 ± 0.0007	0.0373	0.0376	0.0368 ± 0.0024	0.0347	0.0345
4686 HeII	0.0267 ± 0.0010	0.0255	0.0256	0.0310 ± 0.0008	0.0310	0.0310	0.0389 ± 0.0012	0.0379	0.0380
3727 [OII]	0.2465 ± 0.0043	—	0.2384	0.2529 ± 0.0041	—	0.2552	0.2725 ± 0.0047	—	0.2652
3869 [NeIII]	0.2943 ± 0.0049	—	0.2934	0.2907 ± 0.0046	—	0.2900	0.3043 ± 0.0050	—	0.3038
4363 [OIII]	0.1168 ± 0.0021	—	0.1101	0.1129 ± 0.0018	—	0.1074	0.1178 ± 0.0021	—	0.1090
4959 [OIII]	1.1274 ± 0.0164	—	1.1538	1.0901 ± 0.0157	—	1.0999	1.0608 ± 0.0154	—	1.0712
5007 [OIII]	3.4220 ± 0.0494	—	3.4731	3.2733 ± 0.0469	—	3.3107	3.1102 ± 0.0449	—	3.2244
6300 [OI]	0.0062 ± 0.0008	—	0.0054	0.0060 ± 0.0005	—	0.0037	0.0059 ± 0.0009	—	0.0068
6312 [SIII]	0.0073 ± 0.0006	—	0.0082	0.0078 ± 0.0004	—	0.0107	0.0073 ± 0.0006	—	0.0079
6716 [SII]	0.0198 ± 0.0008	—	0.0213	0.0181 ± 0.0005	—	0.0179	0.0186 ± 0.0007	—	0.0204
6731 [SII]	0.0182 ± 0.0007	—	0.0158	0.0169 ± 0.0005	—	0.0135	0.0183 ± 0.0007	—	0.0153
7135 [ArIII]	0.0173 ± 0.0006	—	0.0173	0.0172 ± 0.0005	—	0.0172	0.0166 ± 0.0006	—	0.0166
4658 [FeIII]	0.0043 ± 0.0009	—	0.0034	0.0039 ± 0.0005	—	0.0037	0.0034 ± 0.0008	—	0.0028
$\log F(\text{H}\beta)^a$	-13.619 ± 0.019	-13.618	-13.6154	-13.505 ± 0.018	-13.504	-13.504	-13.698 ± 0.020	-13.701	-13.701
R_{out} , pc	385.6 ± 19.3	392.1	388.9	411.2 ± 20.6	414.8	411.5	308.4 ± 62	309.1	306.9
χ^2	...	4.27	7.64	...	5.02	13.6	...	8.2	12.7
PhM Number	...	1016	506	...	1016	482	...	1016	506

^a Потоки $F(\text{H}\beta)$ дано в $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ на відстані Землі, відкоректовані за міжзоряне поглинання.

Таблиця 2. Продовження таблиці 1.

Одержані результати двостадійної ОФМС тільки підсилюють висновок, який ми отримали в [16] про те, що маємо справу з дуже молодими спалахами зореутворення всередині зони НII. Тому зоряний вітер від окремих зір ще не об'єднався в супервітер, який би мав видути велику каверну, збільшивши тим самим внутрішні радіуси циліндричних ОФМС. Більші значення R_{in} у периферійних частинах зони НII можна пояснити нижчою концентрацією газу в них порівняно з центральними частинами: зоряний вітер швидше видуває тоді більшу каверну. Також отримані розподіли *filling factor*, з одного боку, та $N_{\text{H}}(R_{\text{in}})$ і γ — з іншого, говорять про те, що в центральних ділянках зони НII газ перебуває у згустках з високою концентрацією і відстані між цими згустками більші, ніж у зовнішніх ділянках. Але це й очікувалося, оскільки збільшення активності спалаху зореутворення до центральних ділянок означає, що в останніх газ має бути сконцентрований у згустках із високою концентрацією, у яких і народжуються зірки. Чим більший *filling*

factor, тим менше таких згустків і тим менша активність спалаху зореутворення.

На рис. 4 наведено розподіли за радіусом зони НII хімічного вмісту ОФМС, знайдених одно- і двостадійним методами. Результати двостадійних ОФМС (ця праця) позначені заповненими кружечками, а одностадійних [16] — трикутниками. Для порівняння наведено також хімічний уміст, отриманий звичайним діагностичним методом в [1] (незаповнені кружечки *ICF*GGT99) та з використанням нових *ICF*, одержаних у [23] (незаповнені трикутники *ISM*GT05). Як видно з рисунків, уміст He/H з двостадійних ОФМС коливається від 0.076 ($Y \approx 0.233$) до 0.085 ($Y \approx 0.254$). Слід, однак, зауважити, що мінімальних значень He/H (і за атомною масою — Y) досягнуто в ділянках, зовнішні межі яких можуть перебувати під значним впливом вибуху Наднової, що спалахнула над (у північному напрямку) цими частинами зони НII.

Parameter	Aperture position								
	1.2SW			1.8SW			2.4SW		
	Observation	Stage I	Stage II	Observation	Stage I	Stage II	Observation	Stage I	Stage II
$\lambda 4959[\text{OIII}]/\lambda 4363[\text{OIII}]$	8.61±0.27	10.30	10.64	8.51±0.29	11.24	11.66	9.92±0.42	11.38	11.56
$\lambda 5007[\text{OIII}]/\lambda 4363[\text{OIII}]$	2.94±0.06	3.01	3.01	25.09±0.84	33.85	35.09	29.34±1.24	34.24	34.78
$\lambda 6716[\text{SII}]/\lambda 6731[\text{SII}]$	1.08±0.12	1.35	1.35	1.17±0.11	1.36	1.36	1.42±0.16	1.36	1.37
$\lambda 4026\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeI}$	0.43±0.12	0.32	0.40	0.60±0.08	0.45	0.45	0.54±0.10	0.58	0.57
$\lambda 4471\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeI}$	0.77±0.10	0.68	0.86	1.02±0.09	0.94	0.95	1.37±0.18	1.23	1.19
$\lambda 5876\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeI}$	1.96±0.10	1.98	2.49	2.70±0.17	2.66	2.68	3.63±0.32	3.45	3.34
$\lambda 6678\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeI}$	0.52±0.04	0.52	0.65	0.75±0.06	0.73	0.73	1.02±0.11	0.94	0.92
$\lambda 7065\text{HeI}/\lambda 4686\text{HeI}$	0.62±0.04	0.63	0.83	0.75±0.06	0.70	0.70	0.94±0.10	0.87	0.84
$\lambda 5007[\text{OIII}]/\lambda 3727[\text{OII}]$	9.90±0.27	10.03	9.50	9.57±0.27	9.78	9.61	7.70±0.22	6.07	6.01
4026 HeI	0.0204±0.0054	0.0154	0.0177	0.0207±0.0052	0.0158	0.0160	0.0139±0.0023	0.0164	0.0159
4471 HeI	0.0365±0.0044	0.0327	0.0376	0.0350±0.0022	0.0334	0.0336	0.0356±0.0036	0.0343	0.0333
5876 HeI	0.0932±0.0023	0.0949	0.1094	0.0930±0.0024	0.0946	0.0954	0.0943±0.0026	0.0963	0.0935
6678 HeI	0.0246±0.0013	0.0249	0.0286	0.0259±0.0013	0.0258	0.0260	0.0265±0.0016	0.0264	0.0256
7065 HeI	0.0297±0.0013	0.0304	0.0364	0.0259±0.0013	0.0248	0.0250	0.0244±0.0014	0.0244	0.0236
4686 HeII	0.0475±0.0022	0.0480	0.0440	0.0344±0.0020	0.0355	0.0356	0.0260±0.0022	0.0279	0.0280
3727 [OII]	0.3111±0.0070	—	0.3275	0.2824±0.0067	—	0.2870	0.2919±0.0070	—	0.3556
3869 [NeIII]	0.3351±0.0070	—	0.3334	0.2607±0.0062	—	0.2593	0.2217±0.0060	—	0.2201
4363 [OIII]	0.1216±0.0033	—	0.0971	0.1077±0.0032	—	0.0786	0.0766±0.0030	—	0.0614
4959 [OIII]	1.0465±0.0166	—	1.0331	0.9167±0.0148	—	0.9161	0.7602±0.0129	—	0.7100
5007 [OIII]	3.0790±0.0471	—	3.1096	2.7025±0.0418	—	2.7575	2.2478±0.0356	—	2.1371
6300 [OI]	0.0077±0.0028	—	0.0020	0.0077±0.0076	—	0.0115	0.0077±0.0076	—	0.0026
6312 [SIII]	0.0071±0.0010	—	0.0131	0.0071±0.0070	—	0.0036	0.0071±0.0070	—	0.0143
6716 [SII]	0.0194±0.0015	—	0.0122	0.0237±0.0016	—	0.0248	0.0256±0.0020	—	0.0243
6731 [SII]	0.0179±0.0013	—	0.0091	0.0202±0.0013	—	0.0182	0.0180±0.0014	—	0.0178
7135 [ArIII]	0.0170±0.0011	—	0.0170	0.0170±0.0011	—	0.0171	0.0178±0.0012	—	0.0176
4658 [FeIII]	0.0034±0.0034	—	0.0042	0.0056±0.0018	—	0.0042	0.0035±0.0016	—	0.0038
$\log F(\text{H}\beta)^a$	-14.077±0.023	-14.073	-14.074	-14.409±0.030	-14.403	-14.403	-14.591±0.039	-14.578	-14.578
R_{out} , pc	257.4±12.8	257.9	257	160.6±8.0	161	158.5	128.5±6.4	134.8	133.80
χ^2	...	5.29	17.5	...	23.1	35.2	...	10.7	19.6
PhM Number	...	314	506	...	1016	506	...	2004	506

^a Потоки $F(\text{H}\beta)$ дано в $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ на відстані Землі, відкоректовані за міжзоряне поглинання.

Таблиця 3. Продовження таблиць 1–2.

Тому результати ОФМС цих ділянок не мають великої достовірності. Про це свідчать також досить великі значення χ^2 -функції для SW периферії зони НІ. Якщо відкинути дані ОФМС SW-периферії, то мінімальне значення He/H підніметься до 0.0811 ($Y \approx 0.245$). Дисперсія значень He/H, отриманих із двостадійних ОФМС, набагато менша, ніж в одностадійних. Двостадійні ОФМС, як видно з рисунка, дали в більшості випадків дещо вищий вміст гелію, ніж отримав Ізотов *та ін.* в [1]. Таким чином, загалом можна зробити висновок, що вміст He/H, отриманий за допомогою двостадійних ОФМС для багатьох зон НІ, найімовірніше збільшив би значення вмісту первинного гелію порівняно з діагностичними методами, що використовують йонізаційно-корекційні множники.

Як бачимо з рис. 4, вміст O/H, Ne/H, S/H та Ar/H,

одержаний як з одно-, так і з двостадійних ОФМС, систематично вищий від відповідного вмісту, отриманого з використанням нових ICF [23] за допомогою емпіричних методів. Вміст Fe/H з ОФМС для більшості ділянок нижчий порівняно з результатами, отриманими за даними [23], хоча слід зазначити, що характер розподілу вмісту, одержаного емпіричними методами, повністю відтворює відповідний розподіл з ОФМС.

Питання відхилення від результатів, отриманих за даними [23] як за характером розподілу, так і за значеннями для O/H, поставлене за даними одностадійного моделювання без використання DR у [16], набуває дещо м'якшої форми в аналізі двостадійних ОФМС. Бачимо, що в моделях з використанням DR характер розподілу вмісту O/H у північно-східній частині зони НІ стає аналогічним до звичайного “діагностичного”.

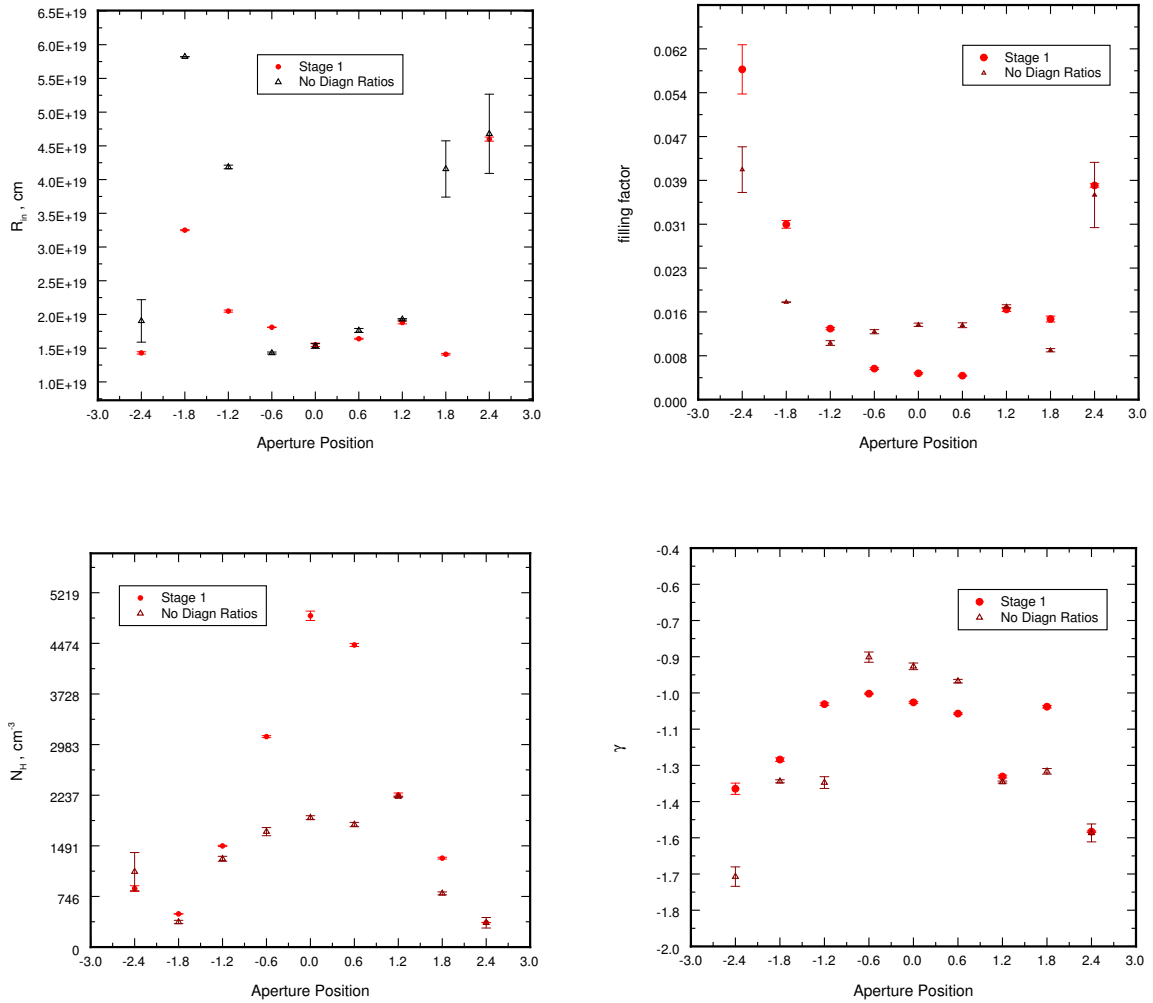


Рис. 3. Розподіли вздовж зони НII в БККГ SBS 0335–052 значень внутрішнього радіуса, фактора наповнення, концентрації водню на внутрішньому радіусі та нахилу степеневого розподілу концентрації водню, отриманих у результаті пошуку ОФМС.

Результати ж двостадійних ОФМС для південно-східної частини зони НII, хоча менше відхиляються від ISMGT05, ніж одностадійних, однак характер розподілу для них залишився цілком протилежним до “діагностичного”. Причиною, як було вже зазначено вище, може бути недостатня достовірність цих ОФМС.

Як і в [16], для з’ясування питання, яка ж із стадій йонізації кисню відіграє ключову роль у формуванні цього відхилення, ми побудували розподіли O^+/H^+ , O^{++}/H^+ та O^{3+}/H^+ за радіусом зони НII, зображені на рис. 5. Як видно, ключову роль у формуванні відхилення відіграє тільки вміст O^{2+}/H^+ , на відміну від результату праці [16], де значну роль у формуванні відхилення відігравав також вміст O^+/H^+ . Причиною систематичних відмінностей може бути те, що емпіричні методи, на відміну від ОФМС, приймають відповідний йонний вміст сталим по всій зоні, де він сві-

титься. А причиною несистематичних відхилень може бути фізична неадекватність моделі. Таким чином, використання діагностичних співвідношень необхідне для коректного визначення вмісту кисню.

IV. ПОЛЕ ЙОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ І ЙОГО ВІДТВОРЕННЯ МОДЕЛЯМИ СПАЛАХУ ЗОРЕУТВОРЕННЯ ТА СВІТІННЯ ГАЗУ КАВЕРНИ ЗОРЯНОГО ВІТРУ

Оскільки, як було зазначено вище, метод ОФМС є незалежним від параметрів функції початкових мас (IMF) та еволюційних параметрів (характер та вік процесу зореутворення) йонізуючого зоряного кластера, то, з першого погляду, ми можемо отримати ці параметри пошуком оптимальної моделі спалаху зореутворення, який би давав Лус-спектр, максимально

наближений до одержаного з ОФМС. У праці [12] автори описують код *Starburst99* для моделювання спалахів зореутворення, а також сітку синтетичних мо-

делей спалахів зореутворення, розраховану за допомогою *Starburst99* за вище згаданими параметрами.

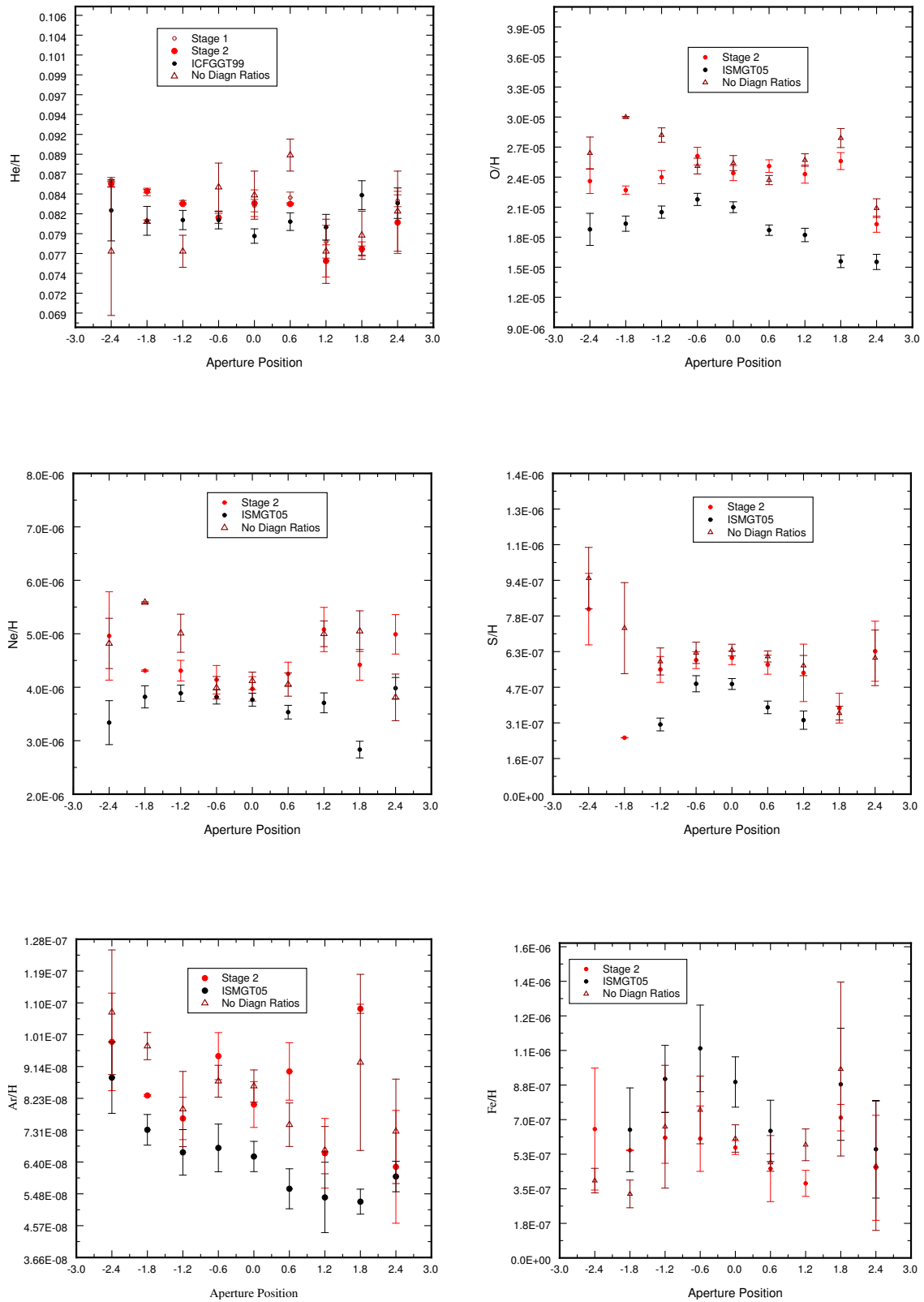


Рис. 4. Розподіл відносного вмісту хімічних елементів уздовж радіуса області НII в БККГ SBS 0335-052.

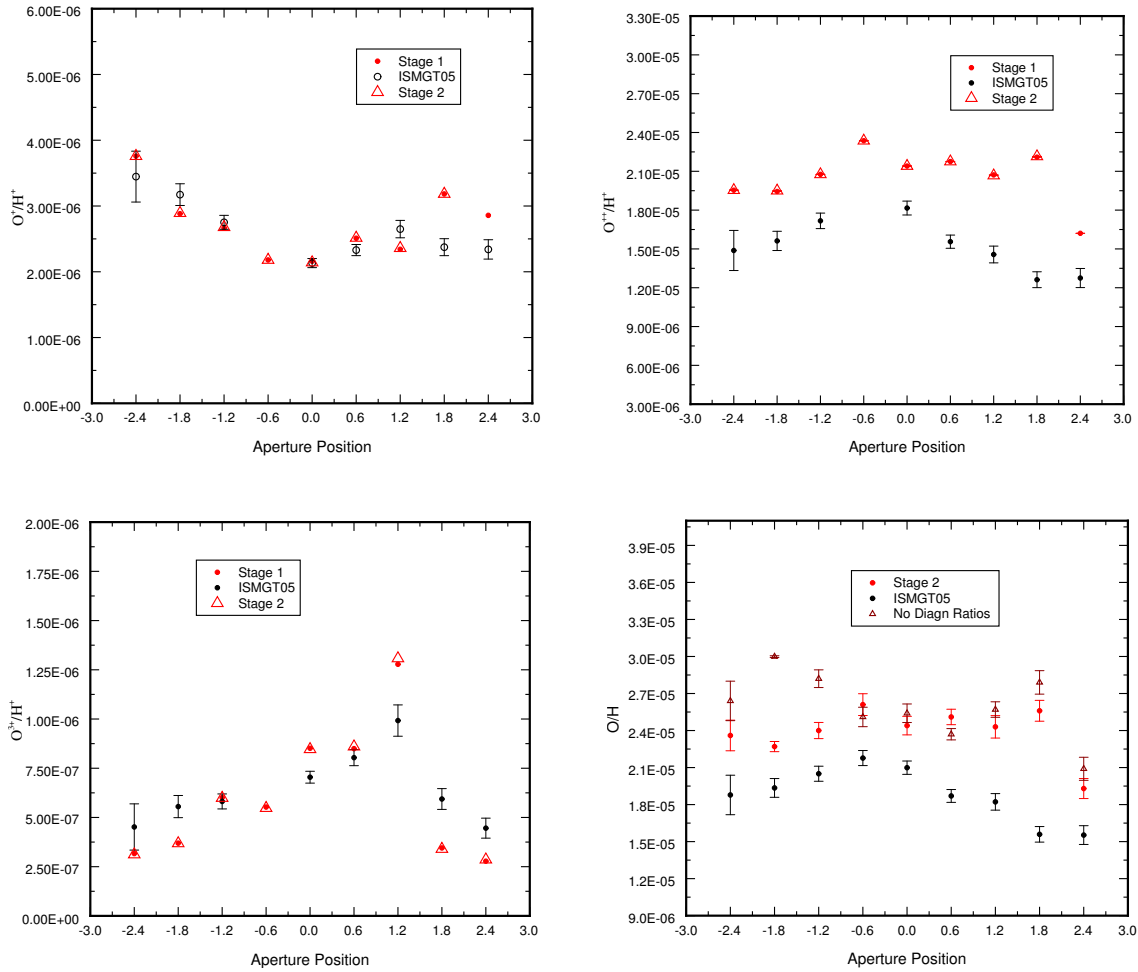


Рис. 5. Розподіл відносного, усередненого за об'ємом йонного вмісту кисню в різних стадіях йонізації та їх сумарних значень уздовж області НІІ в БККГ SBS 0335–052.

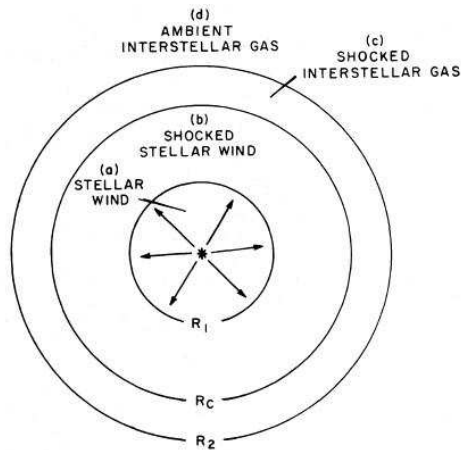


Рис. 6. Схематичне зображення “бульбашки”, видутої зоряним вітром (STELLAR WIND) в навколишньому міжзоряному середовищі (AMBIENT INTERSTELLAR GAS). В результаті утворюється тонкий шар газу, згребеного ударною хвилею (SHOCKED INTERSTELLAR GAS), та каверна зоряного вітру, заповнена розрідженим газом частинок зоряного вітру, нагрітим зворотною ударною хвилею (SHOCKED STELLAR WIND). Зображення запозичене з праці [24].

Однак у випадку молодого спалаху зореутворення важливий внесок у поле йонізуючого випромінювання можуть робити кванти від гарячого розрідженого газу каверни зоряного супервітру навколо кластера зір. Як зауважили автори праці [24], зоряний вітер a (див. рис. 6 з праці [24]), вриваючись у міжзоряний газ (чи газ зони НІІ) із швидкостями, більшими від швидкості звуку в навколишньому середовищі, породжує ударну хвилю R_2 , яка згрібає навколишній газ у тонкий шар високої густини c , за яким утворюється каверна b , заповнена частинками зоряного вітру, що термалізовані зворотною ударною хвилею R_1 . Газ каверни має низьку густину (до 10 cm^{-3}) і велику температуру (до 10^6 K). Такий газ породжує теплове випромінювання, значна частина квантів якого при таких температурах припадає на йонізуючий УФ- та X-діапазони.

Тому постає питання про те, яке ж з двох вище згаданих джерел домінує у цій зоні НІІ? Ми вирішили порівняти відтворення Лус-спектрів з ОФМС моделями спалаху зореутворення та світіння газу каверни зоряного вітру. Для цього на лівих рис. 7–9 ми зображуємо Лус-спектри тих спалахів зореутворення, які найкраще відтворюють Лус-спектри, отримані в ОФМС (OPhM), а на правих — аналогічне відтворен-

ня, але моделями Раймонда і Смітса (RSM) [25] гарячого газу каверни зоряного вітру (на рисунках подано температуру й густину моделі для RSM і параметри

процесу зореутворення, згідно з позначеннями праці [12], подано також нормалізаційні множники $Norma$).

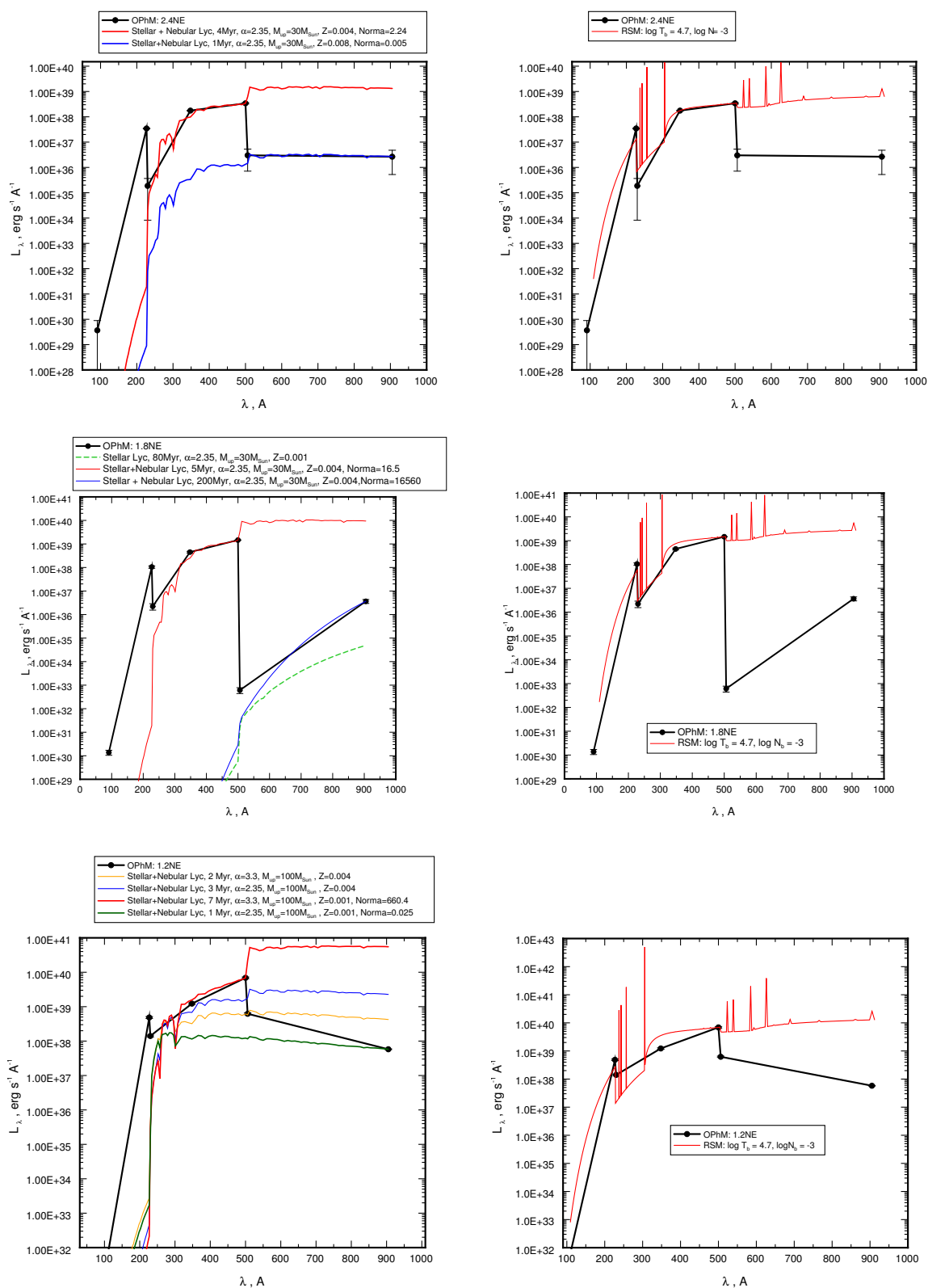


Рис. 7. Порівняння відтворення Лус-спектрів із двостадійних ОФМС (суцільна лінія) північно-східної частини зони Пп в БККГ SBS 0335–052 моделями процесу зореутворення (рисунки зліва) та моделями випромінювання каверни зоряного вітру (рисунки справа).

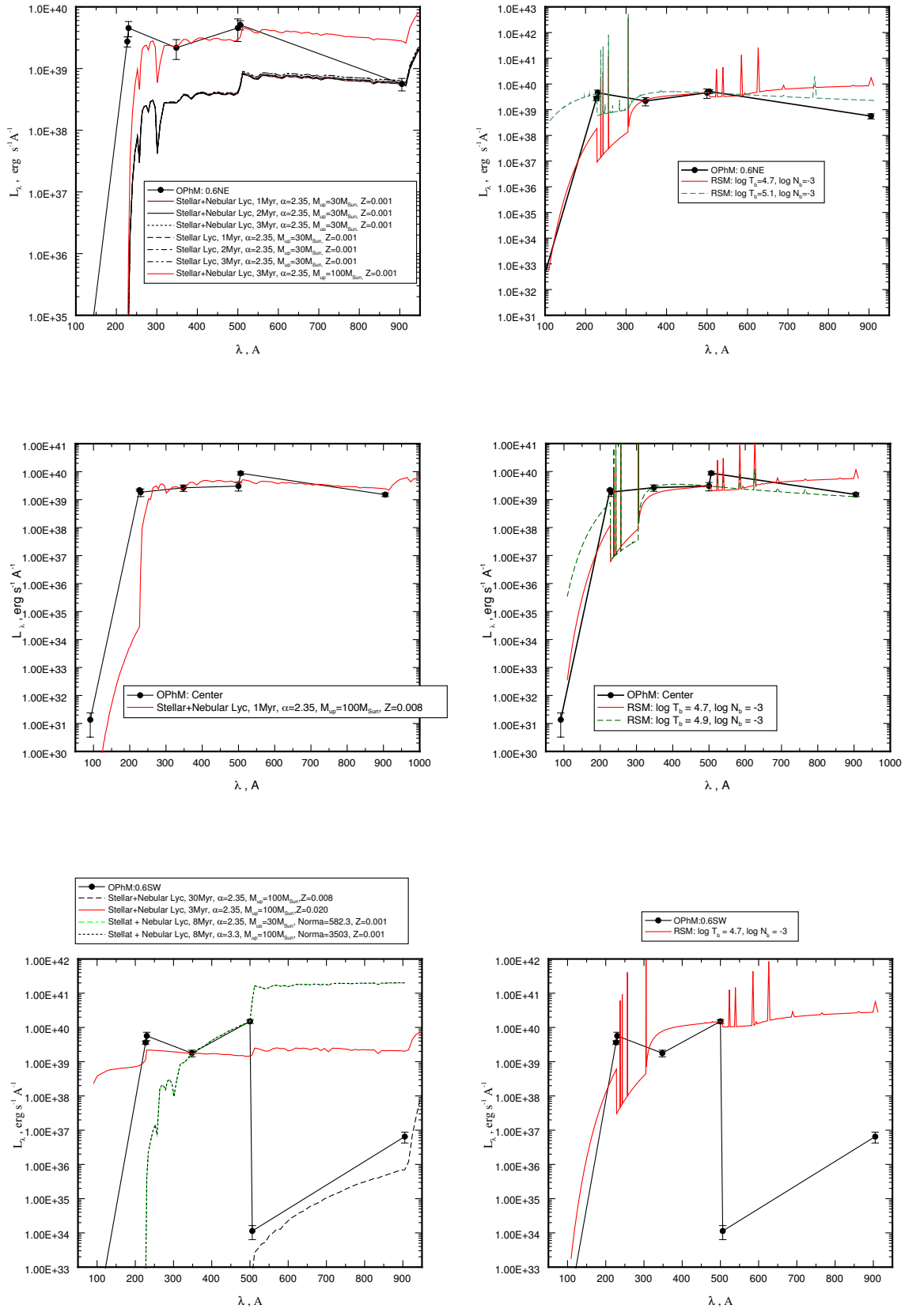


Рис. 8. Порівняння відтворення Лус-спектрів із двостадійних ОФМС (суцільна лінія) центральної частини зони НІ в БККГ SBS 0335–052 моделями процесу зореутворення (рисунки зліва) та моделями випромінювання каверни зоряного вітру (рисунки справа).

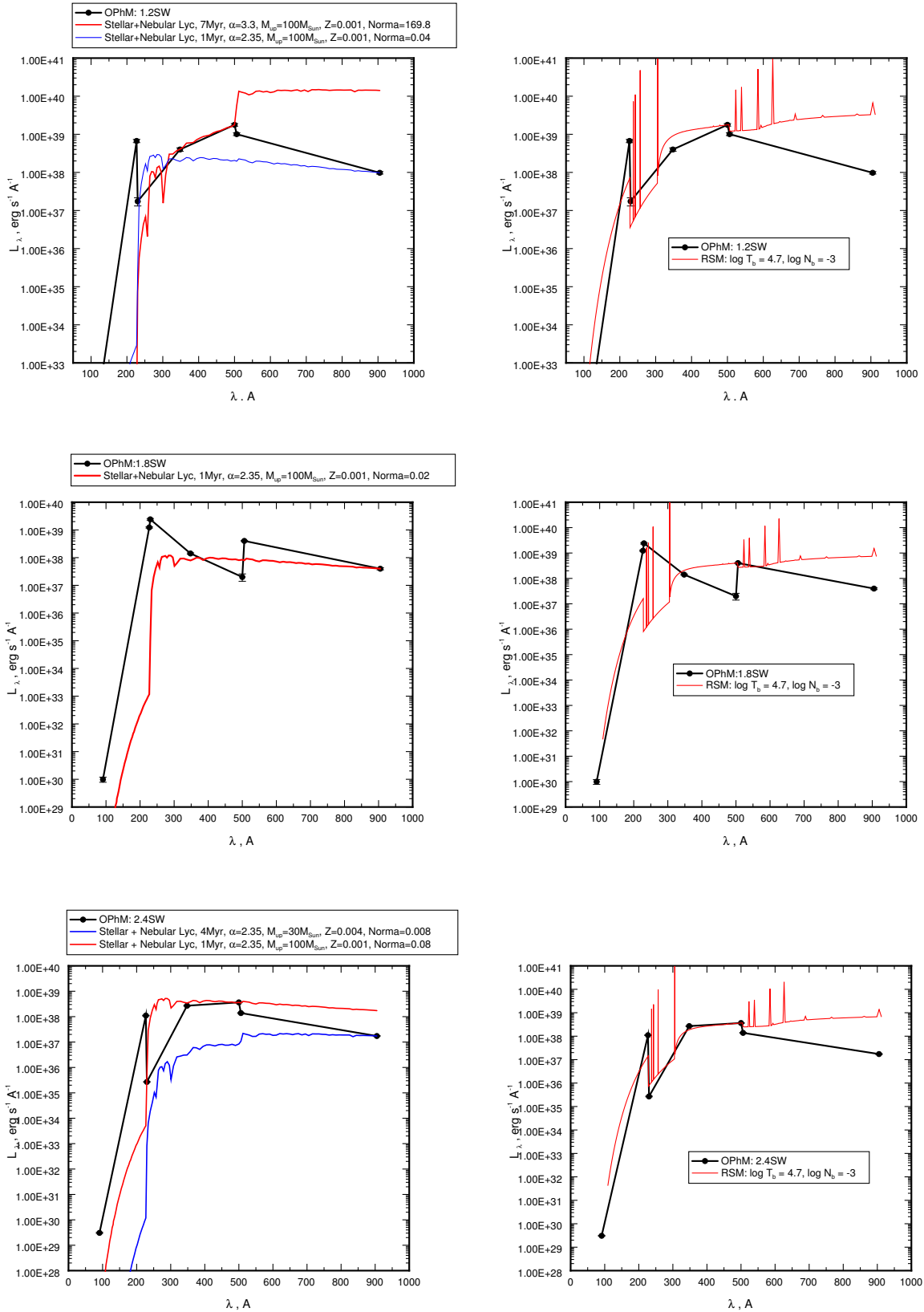


Рис. 9. Порівняння відтворення Лус-спектрів із двостадійних ОФМС (суцільна лінія) південно-західної частини зони Нп в БККГ SBS 0335-052 моделями процесу зореутворення (рисунки зліва) та моделями випромінювання каверни зоряного вітру (рисунки справа).

З аналізу цих рисунків можна зробити два важливі загальні висновки:

1. Моделі світіння газу каверни зоряного вітру для більшості частин зони HII добре відтворюють Лус-спектр за $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$, а в деяких випадках — і в діапазоні $\lambda \leq 504 \text{ \AA}$. Моделі спалаху зореутворення не можуть відтворити достатньої кількості Лус-квантів за $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$, необхідної для відтворення інтенсивності спостережуваної лінії $\lambda 4686\text{H}\beta$.
2. Здебільшого Лус-спектри ОФМС показують недостачу квантів (завали у спектрі) у діапазоні $504 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 912 \text{ \AA}$. Такі “завали”, як видно з рисунків, неможливо пояснити ні звичайними моделями спалаху зореутворення, ні світінням каверни зоряного вітру.

Недостача квантів у діапазоні $504 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 912 \text{ \AA}$, на нашу думку, зумовлена проходженням йонізуючих квантів як від зір, так і від газу каверни зоряного вітру крізь тонкий шар високої густини, згребений ударною хвилею зоряного вітру. Адже відомо, що частотна залежність ефективного перерізу фотойонізації водневоподібних йонів має різкий пік на потенціалі

йонізації, а потім швидко спадає зі збільшенням частоти (енергії) фотонів. Отже, довжина вільного пробігу фотонів з енергіями, близькими до потенціалу йонізації, є набагато меншою, ніж більш енергетичних фотонів. І при проходженні крізь тонкий шар високої густини найефективніше поглинатимуться фотони з енергіями, близькими до потенціалу йонізації, формуючи вище згадані “завали” у Лус-спектрах, відтворених двостадійними ОФМС. У наших подальших працях ми наведемо результати відтворення Лус-спектрів зі згаданими “завалами” мультикомпонентними моделями околиць спалаху зореутворення.

Інші відмінності найімовірніше можна пояснити тим, що насправді ми маємо суперпозицію двох вище згаданих видів Лус-спектрів. У наших майбутніх працях ми наведемо результати такого мультикомпонентного моделювання і спроби відтворення за їх допомогою Лус-спектрів ОФМС. Також додатковими джерелами йонізації можуть бути ударні хвилі від Наднових [26]. Їх вплив ми також спробуємо врахувати в наших наступних працях.

Подяки Ця робота виконана в межах держбюджетної фундаментальної науково-дослідної теми ФА-222Ф Міністерства освіти і науки України, номер держреєстрації 0108U004138.

-
- [1] Yu. I. Izotov, F. H. Chaffee, C. B. Foltz, R. F. Green, N. G. Guseva, *Astrophys. J.*, **527**, 757 (1999).
 - [2] N. G. Guseva, Yu. I. Izotov, P. Papaderos, F. H. Chaffee, C. B. Foltz, R. F. Green, T. X. Thuan, J. Fricke, K. G. Noeske, *Astron. Astrophys.* **378**, 756 (2005).
 - [3] Yu. I. Izotov, T. X. Thuan, V. A. Lipovetsky, *Astrophys. J.* **435**, 10 (1994).
 - [4] Yu. I. Izotov, T. X. Thuan, V. A. Lipovetsky, *Astrophys. J.* **108**, 1 (1997).
 - [5] Yu. I. Izotov, T. X. Thuan, *Astrophysical J.* **511**, 639 (1999).
 - [6] В. В. Головатый, Б. Я. Мелех, *Астрон. журн.* **79**, 867 (2002).
 - [7] Б. Я. Мелех, дис. канд. фіз.-мат. наук, Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів (2002).
 - [8] В. В. Головатый, Б. Я. Мелех, *Астрон. журн.* **82**, 668 (2005).
 - [9] В. В. Головатый, Б. Я. Мелех, *Астрон. журн.* **82**, 755 (2005).
 - [10] В. В. Головатый, Б. Я. Мелех, *Кинем. физ. небес. тел.* **18**, 362 (2002).
 - [11] G. Stasinska, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **83**, 501 (1990).
 - [12] C. Leitherer, D. Schaerer, J. D. Goldader, R. G. Delgado, C. Robert, D. F. Kune, D. F. de Mello, D. Devost, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **123**, 3 (1999).
 - [13] C. Leitherer, T. M. Heckman, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **96**, 9 (1995).
 - [14] V. Luridiana, A. Peimbert, M. Peimbert, M. Cervino, *Astrophys. J.* **592**, 846 (2003).
 - [15] G. Stasinska, D. Schaerer, *Astron. Astrophys.* **351**, 72 (1999).
 - [16] Б. Я. Мелех, *Журн. фіз. досл.* **11**, 353 (2007).
 - [17] Б. Я. Мелех, *Журн. фіз. досл.* **4**, 225 (2000).
 - [18] B. Ya. Melekh, V. V. Holovatyy, Yu. I. Izotov, *Astron. Rep.* **52**, No 3, 184 (2008).
 - [19] E. Brinks, S. Pustilnik, T. X. Thuan, Yu. I. Izotov, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* **12**, 253 (2002).
 - [20] G. J. Ferland, *Hazy, a Brief Introduction to Cloudy* (University of Kentucky, Physics Department Internal Report, 2005), <http://www.nublado.org>.
 - [21] P. A. M. van Hoof, Ph.D. Thesis, Rijksuniversiteit Groningen (1997).
 - [22] Y. I. Izotov, T. X. Thuan, *Astrophys. J.* **511**, 639 (1999)
 - [23] Yu. I. Izotov, G. Stasinska, G. Maynet, N. G. Guseva, T. X. Thuan, preprint astro-ph/0511644 (2005).
 - [24] R. Weaver, R. McCray, J. Castor, *Astrophys. J.* **218**, 377 (1977)
 - [25] J. C. Raymond, B. W. Smith, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **35**, 419 (1977)
 - [26] T. X. Thuan, Yu. I. Izotov, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **161**, 240 (2005)

TWO-STAGES OPTIMIZED PHOTOIONIZATION MODELLING OF HII REGION IN
BLUE COMPACT GALAXY SBS 0335-052

B. Ya. Melekh

*Ivan Franko National University of Lviv, Department of Astrophysics,
8, Kyryla i Mefodija St., Lviv, UA-79005, Ukraine,
e-mail: bmelekh@gmail.com*

A new *two-stages* method for optimized photoionization modelling of HII regions was developed. The dividing into two stages of the optimal photoionization model (OPhM) search process is possible owing to the so-called diagnostic ratios (DRs) between emission line intensities in the comparison of model and observed data. DRs are insensitive to weak variations of the chemical abundances. Thus during the first stage the optimizer determines the ionization structure of the nebular gas using mainly DRs at fixed chemical abundances obtained previously by diagnostic methods. During the second stage the optimizer specifies the abundances of the chemical elements using fluxes in emission lines at the fixed ionization structure of the nebular gas obtained at first stage. On the basis of the observed spectra obtained in [Yu. I Izotov, F. H. Chaffee, C. B. Foltz, R. F. Green, N. G. Guseva, *Astrophys. J.*, **527**, 757 (1999)] using 10-m KeckII telescope from different apertures positioned along HII region in the blue compact dwarf galaxy (BCDG) SBS 0335-052 the OPhMs of the corresponding part of this object were found using the above *two-stages* method. The height and radius of every cylinder were determined using angular sizes of the apertures and HII region, respectively and also by the distance to the object. The free parameters of the OPhMs were: the radial hydrogen distribution into corresponding cylinder, filling factor, energy distribution in the ionizing spectra (Lyc-spectrum) and relative abundances of the chemical elements. As a result the distributions of the physical characteristics and the chemical composition over radius of this HII region were obtained. In the HII regions surrounding starburst knots the two sources of the direct ionization radiation are possible: stars and hot low density gas into stellar wind cavities. Lyc-spectra in the OPhMs were found independently of the assumptions about the ionization sources nature. Therefore these Lyc-spectra were used for the answer to the question: which of the above ionization sources is dominating in this HII region? It was shown that Lyc-spectra of stellar wind cavity radiation models better fit the OPhM ones than stellar ionizing cluster models. But both above kinds of models cannot explain the gap in most OPhMs Lyc-spectra in the wavelength region 1-1.8 Ry. An attempt was made to explain the above gap by the transition of ionizing radiation through a thin high-density envelope gathered by the stellar wind shock wave.