

УДК 524.31
PACS 98.58.Hf

ВИЗНАЧЕННЯ РОЗПОДІЛУ ЕНЕРГІЇ В СПЕКТРІ ЙОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЯДЕР ЗОН НІІ У ГАЛАКТИЦІ NGC300

Б. Мелех, Р. Коритко

*Львівський Національний університет імені Івана Франка
кафедра астрофізики
вул. Кирила і Мефодія, 8, 79000, Львів, Україна
e-mail: bmelekh@gmail.com*

На основі спостережуваних спектральних даних з праці Берлсона та ін. [2], а також електронних температур, концентрацій, та іонного і хімічного вмістів, визначених у цій же праці діагностичним методом для 10 зон НІІ у спіральній галактиці NGC300 за допомогою методу NLENII знайдено розподіл енергії у спектрі йонізуючого випромінювання (Лус-спектри) за $\lambda \leq 912\text{\AA}$. Отримані в результаті Лус-спектри були уточнені методом оптимізаційного фотоіонізаційного моделювання світіння (ОФМС) даних ядер зон НІІ. Проаналізовано відмінності між початковими (знайденими за допомогою методу NLENII) та результуючими (уточненими методом ОФМС) Лус-спектрами та зроблено висновок про необхідність використання саме уточнених Лус-спектрів для розрахунку майбутньої сітки фотойонізаційних моделей світіння таких об'єктів, яку планується розрахувати з метою уточнення хімічного складу важких елементів у високометалічних зонах НІІ.

Ключові слова: Зони НІІ, галактика NGC 300, фізичні характеристики

1 Вступ

Світіння в кожній з спостережуваних частин туманності збуджується квантами з довжинами хвиль $\leq 912\text{\AA}$, джерелом яких є гарячі зорі та дифузна небулярна компонента. Тому виникає проблема визначення характеру розподілу енергії в спектрі Лус-випромінювання, що спричиняє фотоіонізацію у спостережуваній частині туманності. Знання Лус-спектру є особливо важливим для розрахунку ОФМС високометалічних зон НІІ з метою більш точного визначення фізичних характеристик та хімічного складу небулярного газу. Перші кроки досліджень високометалічних зон НІІ описуються у нашій попередній статті [3].

2 Розподіл енергії в спектрі випромінювання іонізуючих джерел за $\lambda \leq 912\text{\AA}$

Джерелом іонізації небулярного газу у спостережуваних областях НІІ часто є багато зір. Як у такому випадку знайти сумарний іонізуючий Лус-спектр такого скупчення зір? Звичайно, певним чином можна усереднити знайдені значення температур ядер і вибрати найбільш відповідну T_*^{ef} . Однак, дуже важко знайти значення T_* окремих зір і практично неможливо визначити їх сумарний Лус-спектр у частині туманності, модель якої розраховується. Тому ми вирішили визначити розподіл енергії в спектрі випромінювання іонізуючих джерел тих частин туманності NGC300, спектри яких спостерігалися. За основу прийнято методу [6], яку удосконалено в праці [7]. На даний час цей підхід має назву NLEHII [8].

У відповідності з потенціалами іонізації H^0 , He^0 і He^+ область за $\lambda \leq 912\text{\AA}$ ми розбили на три інтервали довжин хвиль: $\lambda\lambda 912 - 504\text{\AA}$, $\lambda\lambda 504 - 228\text{\AA}$, $\lambda\lambda 228 - 22.8\text{\AA}$. Кванти першого інтервалу поглинаються тільки атомами H^0 , другого - He^0 , H^0 , третього - атомами H^0 , He^0 , He^+ (важкими елементами можна знехтувати). Розподіл енергії в кожному з вище згаданих інтервалів ми визначали величиною потоку випромінювання на початку інтервалів (F_{912} , F_{504} , F_{228}) і параметром, який характеризує зміну потоку з частотою. В степеневій апроксимації, яку ми прийняли, таким параметром є спектральний індекс α :

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

де F_ν і F_{ν_0} - потоки іонізуючого випромінювання, а ν і ν_0 - частоти відповідно в і на початку кожного з вище згаданих інтервалів.

Таким чином, неперервний спектр ядра в області $\lambda \leq 912\text{\AA}$ ми представили шістьма параметрами:

$$F', F'', F''', \alpha', \alpha'', \alpha''',$$

де кількість штрихів вказує на порядковий номер інтервалу.

Для отримання в даному методі F_ν і α використовуються рівняння балансу квантів, модифіковане для врахування присутності гелію в туманності, а також рівняння енергетичного балансу [8].

Таким чином для визначення Лус-спектру вважалося, що в небулярному газі існує іонізаційно - рекомбінаційна і термічна рівноваги. Вхідними параметрами для розрахунків є спостережувані інтегральні потоки від областей НІІ в лініях H_β , $\lambda 4471$ HeI, $\lambda 4686$ HeII, виправлені за міжзоряне поглинання а також додатково розрахована сума інтенсивностей заборонених ліній $\sum I(\lambda)/I(H_\beta)$.

2.1 Рівняння балансу кількості квантів в областях НІІ

При виведенні вихідних рівнянь враховувалось дифузне іонізуюче випромінювання, яке виникає при рекомбінаціях електронів на основні рівні H^+ , He^+ , He^{++} , на другий рівень іона He^{++} , а також випромінювання в L_α -лініях атомів HeI і HeII. Повне число кожного сорту дифузних фотонів $N_n(X^+)$, випромінених за одну секунду, рівне повному числу рекомбінацій за одну секунду, які приводять до їхнього утворення.

$$\begin{aligned}
F_{912} \int_1^{1.81} x^{\alpha' - 1} dx + aF_{504} \int_1^{2.21} x^{\alpha'' - 1} dx + bF_{228} \int_1^{10} x^{\alpha''' - 1} dx &= A; \\
(1 - a)F_{504} \int_1^{2.21} x^{\alpha'' - 1} dx + cF_{228} \int_1^{10} x^{\alpha''' - 1} dx &= B; \\
(1 - b - c)F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha''' - 1} dx &= C;
\end{aligned} \tag{2}$$

де $X = \nu/\nu_0(X^{+i})$; A, B, C - функції спостережуваних потоків в лініях H_β , $\lambda 4471\text{HeI}$, $\lambda 4686\text{HeII}$ і електронної температури T_e . Детальне виведення цієї системи рівнянь можна знайти у праці [8]. Функції A, B, C при $T_e = 10000^\circ\text{K}$ зокрема запишуться наступним чином [9]:

$$\begin{aligned}
A &= (1.39F(H_\beta) - [1.73a + 0.15]F(HeI) - (0.19 + 0.30b)F(HeII))10^{-14}; \\
B &= ([4.69 - 1.73(1 - a)]F(HeI) - [0.30c + 0.039]F(HeII))10^{-14}; \\
C &= ([0.98 - 0.30(1 - b - c)]F(HeII))10^{-14};
\end{aligned} \tag{3}$$

Порівнюючи кількість іонізацій H^0 випромінюванням $\lambda 504 - 228\text{\AA}$ із загальним числом іонізацій H^0 і He^0 квантами того ж інтервалу λ , отримуємо a . Аналогічним чином отримуємо b і c . З урахуванням частотної залежності ефективних перерізів у кожному з вище згаданих інтервалів енергії фотонів отримуємо кінцеві вирази для визначення a , b і c [8]:

$$a = [1 + 7.53 \frac{He}{H} \frac{\int_1^{2.21} x^{\alpha'' - 3.3} dx}{\int_1^{2.21} x^{\alpha'' - 4} dx}]^{-1}; \tag{4}$$

$$b = [1 + \frac{He}{H} (12.46 \frac{\int_1^{10} x^{\alpha''' - 3.3} dx}{\int_1^{10} x^{\alpha''' - 4} dx} + 18.29)]^{-1}; \tag{5}$$

$$c = [1 + \frac{\int_1^{10} x^{\alpha''' - 4} dx}{\int_1^{10} x^{\alpha''' - 3.3} dx} (\frac{0.08}{He/H} + 1.47)]^{-1}; \tag{6}$$

Отже, в даному методі a , b і c є функціями відповідних α і хімічного вмісту $\frac{He}{H}$.

2.2 Рівняння енергетичного балансу в областях III.

Рівняння енергетичного балансу запишеться так:

$$\begin{aligned} & \epsilon(H^0)n(H^+)n_e\alpha_t(H^+) + \epsilon(He^0)n(He^+)n_e\alpha_t(He^+) + \\ & + \epsilon(He^+)n(He^{++})n_e\alpha_t(He^{++}), \text{ ерг см}^{-3} \text{ с}^{-1} = \\ & = \epsilon_{\text{забор}} + \epsilon_{f-f} + \epsilon_{f-b} + \epsilon_{H^0}, \text{ ерг см}^{-3} \text{ с}^{-1} \end{aligned} \quad (7)$$

α_t - коефіцієнти рекомбінацій відповідних іонів. В нашому випадку вклади в функцію нагріву, спричинені рекомбінаціями відповідних атомів і іонів як функції відповідних спектральних індексів запишуться:

$$\begin{aligned} \epsilon(H^0) &= h\nu_0(H^0) \left\{ \frac{\int_1^{1.81} x^{\alpha'-3} dx}{\int_1^{1.81} x^{\alpha'-4} dx} - 1 \right\}, \\ \epsilon(He^0) &= h\nu_0(He^0) \left\{ \frac{\int_1^{2.21} x^{\alpha''-2.3} dx}{\int_1^{2.21} x^{\alpha''-3.3} dx} - 1 \right\}, \\ \epsilon(He^+) &= h\nu_0(He^+) \left\{ \frac{\int_1^{10} x^{\alpha'''-3} dx}{\int_1^{10} x^{\alpha'''-4} dx} - 1 \right\}, \end{aligned}$$

Ми враховували витрати енергії на збудження заборонених ліній ($\epsilon_{\text{забор}}$), випромінювання при $f-f$ (ϵ_{f-f}) і $f-b$ (ϵ_{f-b}) - переходах, а також на іонізацію і збудження H^0 електронним ударом з розрахунку на одну рекомбінацію ϵ_{H^0} . Вирази для ϵ є відомі і наведені у праці [8]:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{забор}} &= 3.02 \cdot 10^{-13} t_e^{-0.227} \sum [I_\lambda] / H_\beta, \\ \epsilon_{f-f} &= 0.558 \cdot 10^{-12} t_e^{0.227}, \\ \epsilon_{f-b} &= 1.097 t_e [1 + 1.05 \frac{He^+}{H^+} t_e^{0.046} + 5.31 \frac{He^{++}}{H^+} t_e^{0.038}] 10^{-12}, \\ \epsilon_{H^0} &= 1.14 \cdot 10^{-11} t_e^{10.42} / (H^+ / H^0), \end{aligned}$$

де $t_e = T_e / 10000^\circ\text{K}$; $\frac{He^+}{H^+}$ і $\frac{He^{++}}{H^+}$ обчислювались за допомогою виразів з праці [26]:

$$\begin{aligned} \frac{He^+}{H^+} &= (1.84 + 0.2t_e) \frac{I\lambda 4471 He I}{IH_\beta}, \\ \frac{He^{++}}{H^+} &= (0.0676 + 0.0162t_e) \frac{I\lambda 4686 He II}{IH_\beta} \end{aligned}$$

Таким чином для знаходження розподілу енергії за $\lambda \leq 912\text{\AA}$ у представленні Головатого і Проника [9] ми маємо чотири рівняння і шість невідомих, F_ν і α в кожному з інтервалів ми шукали трьома варіантами.

Перший варіант відповідає припущенню про однаковий нахил спектру за водневим і гелієвим скачками (визначалися спектральний індекс α з (7), і потоки випромінювання на $\lambda 912, 504, 228\text{\AA}$ з системи (2)).

Другий варіант відповідає припущенню про відсутність гелієвих скачків (визначалися F_{912} і спектральний індекс в кожному з трьох діапазонів хвиль $\lambda\lambda 912 - 504\text{\AA}$, $\lambda\lambda 504 - 228\text{\AA}$, $\lambda\lambda 228 - 22.8\text{\AA}$). Алгоритм розв'язку наступний: з системи (2) знаходимо α' , α'' , α''' , після цього перевіряємо чи виконується умова енергетичного балансу (7). Якщо умова (2) не виконується з наперед заданою точністю, то відповідно до того, чи $G > \Lambda$, чи навпаки, F_{912} або збільшується, або зменшується.

Третій варіант є результатом нашої модифікації [8] методу [9,10]. Він аналогічний до другого, однак розподіл енергії в третьому ($\lambda \leq 228\text{\AA}$) діапазоні довжин хвиль шукався не з системи (2), а з його залежності від α' , знайденого нами шляхом апроксимації результатів моделей зоряних атмосфер Шарера - де Котера (SdK) для O-B зір з металічністю $Z=0.020$ [8, 11–13]. Ми визначали Лус-спектр йонізуючих ядер галактики NGC300 третім варіантом розв'язку NLEHII [8]. Результати представлені на Рис.2 та 3.

2.3 Корекція Лус-спектрів методом ОФМС

Методи діагностики небулярного газу базується на припущенні, що n_e і T_e постійні у зонах йонізації, але це не відповідає реальному розподілу цих параметрів, оскільки поле йонізуючого випромінювання у зонах НІ неоднорідне. Різні методи визначення електронних температур приводять до дещо відмінних результатів, що, у свою чергу, спричиняє неоднозначність визначення Лус-спектру.

Все це вимагає побудови фотоіонізаційних моделей світіння для врахування розподілу елементів за стадіями йонізації вздовж променя зору.

Для порівняння модельних значень із спостереженнями були використані спектри зон НІ галактики NGC300 з праці [2].

Для представлення Лус-спектру використано, як і у працях [3, 14–18], степеневий розподіл:

$$F_\nu = F_{\nu_0} \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu_0}} \right)^\alpha, \quad (8)$$

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 і всередині цього інтервалу; α - спектральний індекс, який визначає нахил Лус-спектру. У даній праці, як і в нашій попередній роботі [3], ми розбили розподіл енергії у спектрі йонізуючого випромінювання за лайманівською межею на чотири енергетичних інтервали, границі яких визначаються потенціалами йонізації різноманітних атомів і йонів, уміст яких ми будемо визначати під час розрахунку ОФМС:

1. Границя $E_{\nu_0} = 1Ry$ відповідає потенціалу йонізації нейтрального водню H^0 і близька до потенціалів йонізації нейтрального кисню O^0 ($1.001Ry$) та нейтрального азоту N^0 ($1.068Ry$). Відносно близькі до енергетичної границі цього інтервалу значення потенціалу йонізації йона заліза Fe^+ ($1.190Ry$).
2. Границя $E_{\nu_0} = 1.8Ry$ відповідає потенціалу йонізації нейтрального гелію He^0 і близька до потенціалів йонізації однойонізованої сірки ($1.715Ry$) та однойонізованого аргону ($2.031Ry$).

3. Границя $E_{\nu_0} = 2.57Ry$, (цю границю ми використовуємо вперше), знаходиться між потенціалами йонізації S^{++} ($2.56Ry$) та O^+ ($2.581Ry$).
4. Границя $E_{\nu_0} = 4Ry$ відповідає потенціалу йонізації однойонізованого гелію He^+ . Відносно близькими до цієї границі є потенціал йонізації йона кисню O^{++} ($4.038Ry$).
5. Границя $E_{\nu_0} = 30.4Ry$ відповідає високоенергетичній межі, до якої ми задаємо зміну форми Лус-спектру.

Тобто, у порівнянні з використаним вище методом NLEHII ми додали ще один інтервал. Таким чином відкоректований методом ОФМС Лус-спектр буде більш коректно відображати особливості околиць потенціалів йонізації O^{++} і S^{++} . На другій і четвертій границях наша модель має розрив (скачок). Значення потенціалів йонізації взято з [19]. Таким чином Лус-спектр у нашому представленні буде задаватися сім'ю значеннями потоку: $F_{\nu_0}(1Ry)$, $F_{\nu_0}^{(1)}(1.8Ry)$, $F_{\nu_0}^{(2)}(1.8Ry)$, $F_{\nu_0}(2.57Ry)$, $F_{\nu_0}^{(1)}(4Ry)$, $F_{\nu_0}^{(2)}(4Ry)$ та $F_{\nu_0}(30.4Ry)$. Усі ОФМС розраховувалися у наближенні сферичної симетрії.

Метою пошуку ОФМС небулярних об'єктів є знаходження таких значень вільних параметрів, при яких модель давала б у результаті найбільш близькі до спостережуваних значення таких параметрів як відносні інтенсивності ліній, потік у лінії H_{β} , розмір області НІ, тощо. У наших ОФМС вибрано наступні вільні параметри:

- внутрішній радіус області НІ (R_{in});
- сім згаданих вище Лус-потоків, які визначатимуть форму йонізуючого Лус-спектру;
- загальна кількість йонізуючих квантів Q_{ion} , яка виконує роль нормуючого множника для форми Лус-спектру, визначеної потоками $F_{\nu_0}(1Ry)$ - $F_{\nu_0}(30.4Ry)$;
- концентрація водню в туманності N_H на внутрішньому радіусі зони НІ. Радіальний розподіл густини розраховувався у припущенні ізобарності газу;
- мікротурбулентна швидкість;
- відносні хімічні вмісти He/H , O/H , S/H ;
- вміст пилу (за базовий прийнято склад пилу, який відповідає туманності Оріону, однак концентрація пилюнок варіювалась).

Параметрами, за якими проводиться оптимізація зазвичай у випадку ОФМС, є інтегральні спектри моделей та спостережуваний потік у лінії H_{β} . У даній праці, як і в [15], ми використали також діагностичні співвідношення між інтенсивностями ліній, які слабо чутливі до незначних варіацій хімічного складу. Таким чином ми можемо визначити йонізаційну структуру туманності при фіксованому хімічному вмісті, знайденому попередньо за допомогою діагностичних співвідношень. Ми використали хімічний склад як газової так і пилової компонент 10 зон НІ у спіральній галактиці NGC300, отриманий у праці [2]. Розподіл пилюнок за розмірами описаний у праці [22], з фізичними модифікаціями описаними у праці [?].

Методика визначення хімічного вмісту за допомогою діагностичних методів має певні недоліки. Тому хімічний склад отриманий таким чином потребує уточнення. Однак методика ОФМС, яка використовує вище згадані діагностичні співвідношення через слабку чутливість останніх до варіацій хімічного складу, не потребує точного знання вмісту хімічних елементів.

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

$$\chi^2 = \left(\frac{y^{mod} - y^{obs}}{\sigma(y^{obs})} \right)^2. \quad (9)$$

У нашому випадку ОФМС ця функція записується наступним чином:

$$\chi^2 = \chi_{flux}^2 + \chi_{diagn}^2 + \chi_{RI}^2. \quad (10)$$

Тут індекс *flux* відповідає сладовій χ^2 -функції, яка представляє порівняння модельних і спостережуваних потоку/потоків в емісійній лінії/лініях, *diagn* – діагностичних співвідношень DR_i , RI_i – відносних інтенсивностей I_i (виправлених за міжзоряне поглинання), *Rout* – зовнішній йонізаційний радіус туманності. Ми використали тільки один потік – в лінії H_{β} , а інтенсивності інших емісійних ліній брали у відношенні до H_{β} . Таким чином:

$$\chi_{flux}^2 = \left(\frac{F^{obs}(H_{\beta}) - F^{mod}(H_{\beta})}{\sigma^{obs}(H_{\beta})} \right)^2, \quad (11)$$

$$\chi_{diagn}^2 = \frac{1}{N_{diagn}} \sum_{i=1}^{N_{diagn}} \left(\frac{DR_i^{mod} - DR_i^{obs}}{\sigma(DR_i^{obs})} \right)^2, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \chi_{RI}^2 = & \frac{1}{11} (\chi_{RI}^2(\lambda 5876 HeI) + \lambda 6678 HeI) + \chi_{RI}^2(\lambda 4686 HeII) + \\ & \chi_{RI}^2(\lambda 3727 [OII]) + \chi_{RI}^2(\lambda 7325 [OII]) + \chi_{RI}^2(\lambda 4363 [OIII]) + \chi_{RI}^2(\lambda 5007 [OIII]) + \\ & \chi_{RI}^2(\lambda 6716 [SII]) + \chi_{RI}^2(\lambda 6731 [SII]) + \chi_{RI}^2(\lambda 6312 [SIII]) + \chi_{RI}^2(\lambda 9069 [SIII]). \end{aligned} \quad (13)$$

Ми використовуємо як діагностичні співвідношення між двома інтенсивностями ліній елемента в одній і тій же стадії йонізації, одне з яких чутливе до електронної температури $\frac{\lambda 5007\text{\AA}[OIII]}{\lambda 4363\text{\AA}[OIII]}$, інше – до концентрації $\frac{\lambda 6716\text{\AA}[SII]}{\lambda 6731\text{\AA}[SII]}$, співвідношення чутливі як до температури, так і до концентрації ($\frac{\lambda 3727\text{\AA}[OII]}{\lambda 7325\text{\AA}[OII]}$, $\frac{\lambda 9069\text{\AA}[SIII]}{\lambda 6312\text{\AA}[SIII]}$), так і відношення між інтенсивностями ліній елемента в сусідніх стадіях йонізації $\frac{\lambda 5007\text{\AA}[OIII]}{\lambda 3727\text{\AA}[OII]}$, чутливе до зміни форми йонізуючого Лус-спектру. Таким чином у нашому випадку суть алгоритму оптимізації (або χ^2 - мінімізації) полягає у зміні вільних параметрів моделі таким чином, щоб χ^2 -функція досягла найменшого значення.

Розрахунок кожної ФМС під час пошуку ОФМС зупиняється при падінні електронної температури до значень $T_e \leq 4000\text{K}$, тобто на йонізаційному фронті.

Для розрахунків фотойонізаційних моделей використовуємо код Г.Ферланда *Cloudy 08.00* [20], а в якості оптимізатора, - код Петера ван Гоффа *Phymir* [23], який включений в *Cloudy*, як одна з функцій оптимізації. Код *Cloudy* був модифікований нами для реалізації вище описаного методу.

3 Результати отримання розподілу енергії в спектрі випромінювання іонізуючих джерел галактики NGC300

Так як незначні відхилення електронних концентрації та електронної температури на $\pm 2500, \text{K}$ сильно не впливають на форму Лус-спектру, пошук значень, n_e та T_e для галактики NGC300 нами не проводився. Нами були використані вже подані авторами [2] значення цих та інших параметрів для знаходження розподілу енергії.

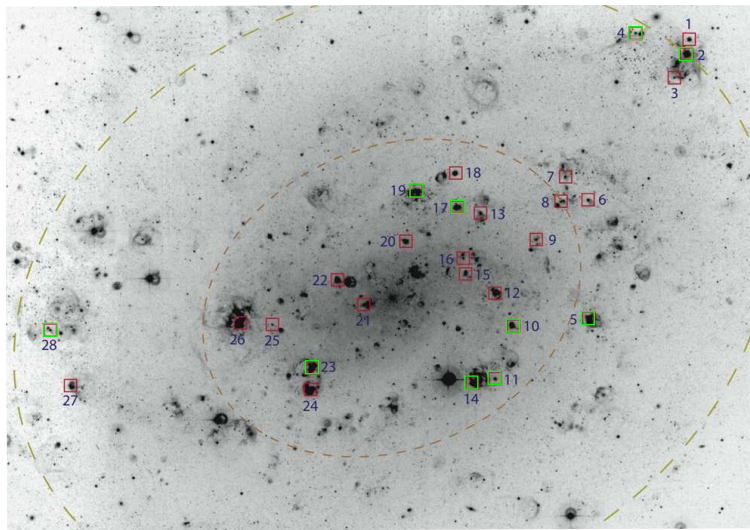


Рис. 1: Вигляд галактики NGC300

На малюнку (1) зображено знаходження спостережуваних частин галактики NGC300, котрі пронумеровані числами 2,4,5,10,11,14,17,19,23 та 28. На малюнках (2 та 3) представлено Лус-спектри, визначені для 10 позицій щілини апертури спектрографа. Лус-спектри, позначені як 'NLEHII', отримані за допомогою методу NLEHII? а Лус-спектри, позначені як 'OPhM' - отримані в результаті корекції методом ОФМС. Видно, що Лус-спектри, відкоректовані методом ОФМС, мають більше особливостей, а у деяких випадках досить сильно відрізняються від невідкоректованих. Це свідчить про важливість корекції Лус-спектрів, визначених методом NLEHII. З іншого боку, метод NLEHII є найкращим способом визначення Лус-спектрів для ініціалізації методу ОФМС. З огляду на велику кількість вільних параметрів у методі ОФМС, способи ініціалізації їх значень є надзвичайно важливими. Тому методи NLEHII та ОФМС є взаємодоповнювальними.

4 Обговорення результатів та висновки

Для ініціалізації Лус-спектру в ОФМС кожної з НІ зон даної галактики використано наш метод NLEHII. Результати розрахунку Лус-спектрів як методом NLEHII,

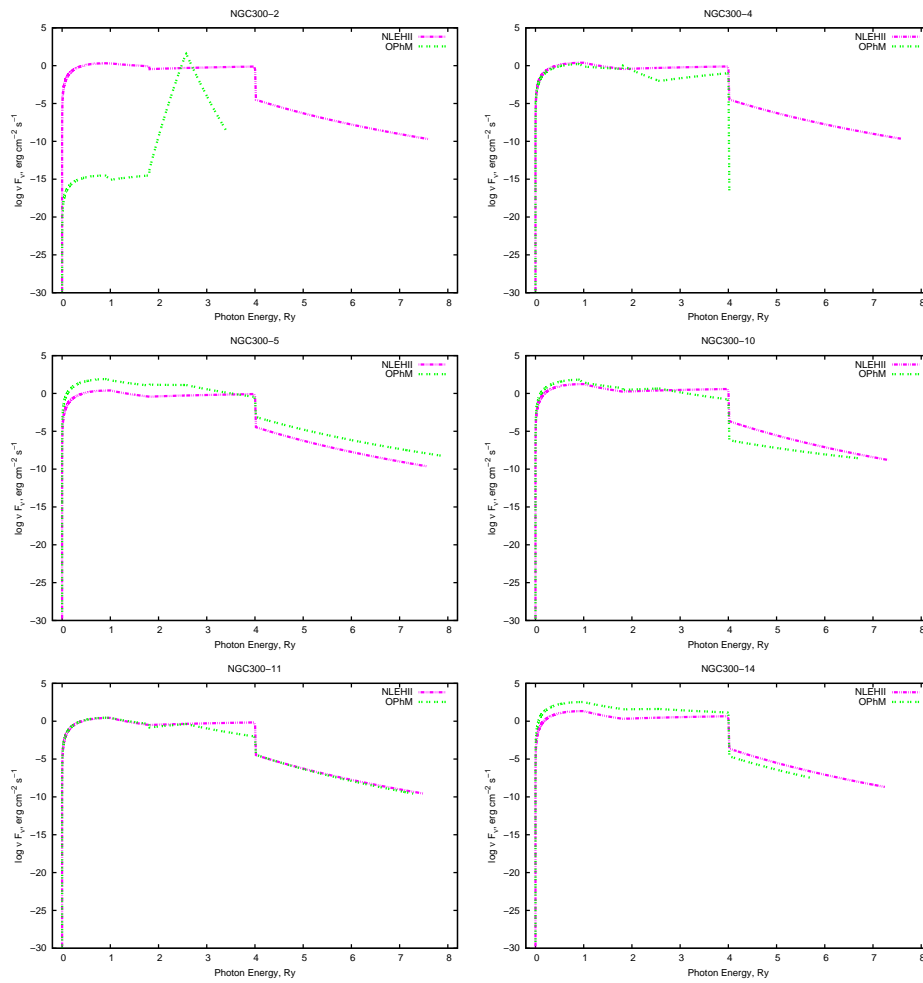


Рис. 2: Лус-спектри спостережуваних частин галактики NGC300, частина 1

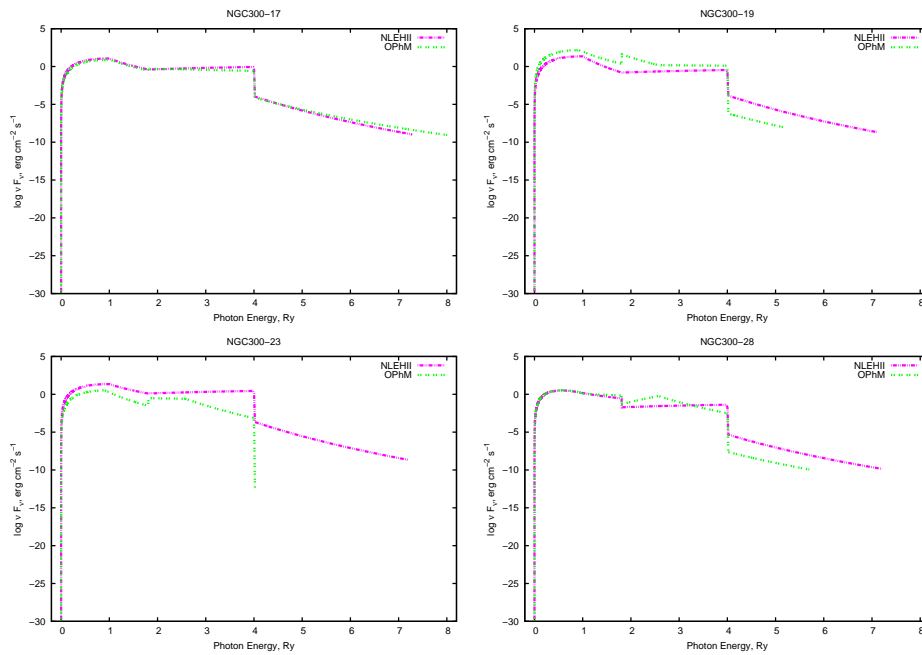


Рис. 3: Лус-спектри спостережуваних частин галактики NGC300, частина 2

так і відкоректовані методом ОФМС, показані на Рис. 2 та 3.

Видно, що Лус-спектри, відкоректовані методом ОФМС (позначені OPhM на Рис. 2 та 3), у деяких випадках відрізняються від отриманих за допомогою NLEHII. Найбільш сильна відмінність між спектрами отримани у випадку зони III NGC300-2. У решту зонах III відмінності менш суттєві і пов'язані в основному з виникненням особливостей, що проявилися завдяки введенню в ОФМС ще однієї енергетичної границі, $E_{\nu_0} = 2.57 Ry$ у представлення Лус-спектру в методі ОФМС. Саме введення цієї границі у поєднанні з детальних розрахунком переносу йонізуючого випромінювання і всіх суттєвих процесів у небулярній плазмі, які цей перенос викликає у поєднанні з варіацією хімічного вмісту He/H, O/H та S/H дозволило більш коректно визначити як форму, так і кількість йонізуючих квантів між 1.8 та 4.0 Ry.

Ще одним важливим моментом, що впливає з аналізу Рис.2 та 3 є корекція за допомогою ОФМС як кількості йонізуючих квантів, так і форми Лус-спектру при $E_{\nu_0} \geq 4 Ry$. В оптимізаційному моделюванні розподіл енергії у цьому інтервалі в основному пов'язаний з відтворенням потоку випромінювання в лінії $\lambda 4686 He II$. Ця лінія використовується також у методі NLEHII. Однак, детальне врахування переносу йонізуючого випромінювання та елементарних процесів у небулярній плазмі у випадку деяких зон III привело до відчутної корекції Лус-спектрів.

Слід також зауважити, що у більшості Лус-спектрів зон III в NGC300 відсутні завали спектру у діапазоні $1 Ry - 1.8 Ry$, які були нами виявлені у низькометалічних зонах III [24,25]. Це, на нашу думку, свідчить про відсутність гідродинамічних структур типу каверн зоряного супервітру у зонах III в NGC300, які можуть спричинити

вищезгадані завали.

Відкоректовані Лус-спектри разом з Лус-спектрами, отриманими нами у такий же спосіб для туманності Оріона будуть використані для розрахунку сітки фото-йонізаційних моделей високометалічних зон НІІ у спіральних галактиках з метою уточнення їх хімічного складу.

Список використаної літератури

1. J. A. Baldwin, G. J. Ferland, P. G. Martin, M. R. Corbin, S. A. Cota, B. M. Peterson, A. Slettebak. *Astrophysical Journal* **374**, 580 (1991).
2. F. Bresolin, W. Gieren et al.. *Astrophysical Journal* **700**, 309 (2009).
3. Б. Я. Мелех, Р. І. Коритко, В. В. Головатий. *Журнал Фізичних Досліджень* **4**, 4901 (2011).
4. V. V. Golovatyj, A. Sapar, T. Feklistova, A. F. Khovtygin. *Astronomical and Astrophysical Transactions* **12**, 85 (1997).
5. В.В. Головатий, Р.Е. Гершберг, Ю.Ф. Мальков, В.И. Проник. *Известия Крымской астрофизической обсерватории* **96**, 72 (1999).
6. В. В. Головатий, Н. В. Гаврилова. *Журнал Фізичних Досліджень* **7**, 461 (2003).
7. В. В. Головатий, Н. В. Гаврилова. *Астрономический журнал* **82**, 437 (2005).
8. Б. Я. Мелех. *Журнал фізичних досліджень* **4**, 225 (2000).
9. В. В. Головатий, В.И. Проник. *Астрофизика* **32**, 99 (1990).
10. В. В. Головатий. *Письма в Астрон.журн* **13**, 589 (1987).
11. D. Schaerer, A. de Koter, W. Schmutz, A. Maeder. *Astronomy and Astrophysics* **310**, 837 (1996).
12. D. Schaerer, A. de Koter, W. Schmutz, A. Maeder. *Astronomy and Astrophysics* **312**, 475 (1996).
13. D. Schaerer, A. de Koter. *Astronomy and Astrophysics* **322**, 598 (1997).
14. Б. Я. Мелех *Дослідження фізичних характеристик та хімічного вмісту областей НІІ в блакитних компактних карликових галактиках: Автореферат дисертації на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук за спеціальністю 01.03.02 - Астрофізика, радіоастрономія*, (Київ, 2003).
15. Б. Я. Мелех. *Журнал Фізичних Досліджень* **13**, 3901 (2009).
16. В. Ya. Melekh, V. V. Holovaty, Yu. I. Izotov, *Astronomy Reports* **52**, 184 (2008).
17. Б. Я. Мелех. *Журнал Фізичних Досліджень* **4**, 225 (2000).
18. Б. Я. Мелех. *Журнал Фізичних Досліджень* **11**, 353 (2007).
19. G.J. Ferland, *Hazy, a Brief Introduction to Cloudy* (University of Kentucky, Physics Department Internal Report. 200, 2005), <http://www.nublado.org>
20. G.J. Ferland, *Hazy, a Brief Introduction to Cloudy* (University of Kentucky, Physics Department Internal Report. 200, 2008), <http://www.nublado.org>
21. J. P. Williams, E. A. Bergin, P. Caselli, P. C. Myers, and R. Plume. *ApJ* **503**, 689 (1998).
22. J. Baldwin, G. J. Ferland, P. G. Martin, M. Corbin, S. Cota, B. M. Peterson. *ApJ* **374**, 580 (1991).

23. P.A.M. van Hoof Photo-Ionization Studies of Nebulae, Ph.D. thesis, Rijks universiteit Groningen. (1997), 102p.
24. Б. Я. Мелех. Журнал Фізичних Досліджень **13**, 3901 (2009).
25. R. V. Kozel, B. Ya. Melekh. YSC'16 Proc. of Contributed Papers; eds.: V.Ya. Choliy, G. Ivashchenko. Kyivskyi Universytet, Kyiv, 37 (2009).
26. R. A. Benjamin, E. D. Skillman, D. P. Smits <http://babbage.sissa.it/ps/astro-ph/0202227>
27. C. Mendoza. International Astronomical Union Symposium Reidel **103**, 143 (1983).

Стаття надійшла до редакції 10.10.2013

прийнята до друку 12.11.2013

ENERGY DISTRIBUTION IN THE IONIZING RADIATION SPECTRUM OF THE HII REGIONS NUCLEI IN GALAXY NGC300

B. Melekh, R. Korytko

*Ivan Franko National University of Lviv
Astrophysics Department
8 Kyrylo and Methody Str., 79000 Lviv, Ukraine
e-mail: bmelekh@gmail.com*

Using observed spectral data, the electron temperatures, electron densities, and the ionic and chemical abundances obtained in paper [2] by diagnostics method for 10 HII regions in spiral galaxy NGC300 the energy distribution in the ionizing radiation spectrum (Lyc-spectra) at $\lambda \leq 912\text{\AA}$ by NLEHII method were determined. Obtained Lyc-spectra were corrected using optimization photoionization modelling (OPhM) method of the above 10 HII regions ionizing nuclei. The differences between initial (determined using NLEHII) and resulting (corrected by OPhM method) Lyc-spectra were analysed, and it was concluded that it is necessary to use Lyc-spectra corrected by OPhM method in the calculation of the photoionization models grid of these objects that we plan to calculate in order to clarify the chemical abundances of the heavy elements in high-metallicity HII regions.

Key words: HII regions, NGC 300 galactic, physical characteristics

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ
ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕР ЗОН НII В
ГАЛАКТИКЕ NGC300**

Б. Мелех, Р. Корытко

*Львовский Национальный университет имени Ивана Франка
кафедра астрофизики
ул. Кирилла и Мефодия, 8, 79000, Львов, Украина
e-mail: bmelekh@gmail.com*

Используя данные спектральных наблюдений с работы Берлсона и др. [2], а также электронные температуры и концентрации и, соответственно ионные и химические содержания, полученные в этой же работе диагностическим методом для 10 областей НII в спиральной галактике NGC300, с помощью метода NLENII рассчитано распределения энергии в спектре ионизирующего излучения (Лус-спектры) за $\lambda \leq 912\text{\AA}$ для ядер 10 зон НII в галактике NGC300. После расчета, эти Лус-спектры были откорректированы методом оптимизационного фотоионизационного моделирования свечения (ОФМС) этих зон НII. Проанализированы различности между результатами NLENII и ОФМС. В итоге, сделан вывод о необходимости использования именно уточненных методом ОФМС Лус-спектров при расчете будущей сетки фотоионизационных моделей свечения таких объектов, которую мы планируем рассчитать с целью уточнения содержания тяжелых элементов в высокометаллических областях НII.

Ключевые слова: Зоны НII, галактика NGC 300, физические характеристики