

Міністерство освіти і науки України
Львівський національний університет
імені Івана Франка

В. В. Головатий, Б. Я. Мелех, Н. В. Гаврилова

ФІЗИКА СВІТІННЯ ГАЗОВИХ ТУМАННОСТЕЙ

Навчальний посібник

Рекомендовано Міністерством освіти і науки,
молоді та спорту України

Львів
ЛНУ імені Івана Франка
2013

ББК – В 657.11я73-5 + В 667.1/.12я73-5
УДК [524.37+524.5+524.7](076.5)
Г 60

Рецензенти:

д-р фіз.-мат. наук, акад. НАН України *Ю. І. Изотов*
(Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ);
д-р фіз.-мат. наук *С. М. Андрієвський*
(Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова);
д-р фіз.-мат. наук *М. Ю. Скульський*
(Національний університет "Львівська політехніка")
*Рекомендовано до друку Міністерством освіти і науки,
молоді та спорту України як навчальний посібник
для студентів вищих навчальних закладів.
Лист 1/11-6775 від 15 травня 2012 р.*

Науковий редактор

д-р фіз.-мат. наук, проф. **М. В. Ваврух**

Головатий В. В.

Г 60 Фізика світіння газових туманностей : навч. посібник /
В. В. Головатий, Б. Я. Мелех, Н. В. Гаврилова. — Львів:
ЛНУ імені Івана Франка, 2013. — 130 с.
ISBN 978-617-10-0022-3

Викладено теоретичний матеріал, необхідний для
розрахунку фізичних характеристик та хімічного скла-
ду газових туманностей. Описано класичні методики діа-
гностики небулярного газу та сучасні методи фотоіоні-
заційного моделювання світіння газових туманностей.

Для студентів-астрофізиків університетів України,
що навчаються за освітньо-кваліфікаційними рівнями
бакалавра та магістра.

ББК–В657.11я73-5+В667.1/.12я73-5
УДК [524.37+524.5+524.7](076.5)

© Головатий В. В., Мелех Б. Я.,
Гаврилова Н. В., 2013

© Львівський національний університет
імені Івана Франка, Україна, 2013

ISBN 978-617-10-0022-3

ВСТУП

Газові туманності (ГТ) є дуже поширеним типом астрофізичних об'єктів. Це планетарні та дифузні туманності, зони іонізованого водню (НІІ) в Блакитних компактних карликових галактиках (БККГ), небулярний газ у ядрах активних галактик і квазарах та ін. Вони є різними за природою і походженням, утворені на різних етапах еволюції зоряних систем, тому відображають еволюцію хімічного складу в цих об'єктах. З огляду на це точне визначення хімічного складу зазначених об'єктів є важливим для вивчення проблем зоряного нуклеосинтезу, історії зореутворення та особливостей хімічної еволюції речовини у Всесвіті. Детальний аналіз хімічного складу ГТ дає змогу точніше визначити догалактичний вміст гелію Y_p та уточнити його збагачення важкими елементами dY/dZ в процесі хімічної еволюції речовини у Всесвіті.

Характерною особливістю спектрів ГТ є одночасна наявність у них рекомбінаційних і заборонених ліній атомів та іонів різних хімічних елементів. Вони виникають у розрідженому (небулярному) газовому середовищі за порівняно низьких електронних температур. Світіння небулярного газу відбувається під дією жорсткого ультрафіолетового випромінювання їхніх центральних іонізуювальних джерел. У спектрах ГТ спостерігають дозволені (рекомбінаційні) лінії Н і He, заборонені лінії N, O, Ne, S, Ar та інші, а також слабкий неперервний спектр. Аналіз інтенсивностей цих ліній дає змогу визначати параметри, що характеризують фізичні умови в об'єктах. Головними фізичними параметрами ГТ є

поле іонізуювального випромінювання центральної зорі, густина небулярного газу та його хімічний склад. Взаємодія поля іонізуювального випромінювання з газом певної густини та хімічного складу приводить до нагрівання газу, іонізації атомів і, відповідно, до виникнення емісійного лінійчастого та неперервного спектрів.

Посібник складається з трьох розділів. У першому розділі наведено основні теоретичні відомості про фізичні умови в газових туманностях.

У другому розділі посібника описано практичні навички наближеного, однак ще досить популярного дослідження фізичних характеристик і хімічного складу ГТ. Очевидно, що спектри конкретної туманності повинні бути відомими.

Третій розділ посібника спрямований на освоєння студентом пакета прикладних комп'ютерних програм для точнішого визначення фізичних характеристик і хімічного складу планетарних туманностей (ПТ) та зон НІІ у блакитних компактних карликових галактиках (БККГ). Частина з них розроблена в астрономічній обсерваторії та на кафедрі астрофізики Львівського національного університету імені Івана Франка. Дослідження ГТ виконують за допомогою розроблених комп'ютерних програм. Вони є комплексними: спостережувані спектри туманностей для виконання робіт у першій частині посібника використовують для визначення фізичних характеристик та хімічного складу реальних туманностей. Головними (вхідними) фізичними параметрами, що визначають емісійний лінійчастий спектр туманності, є: поле іонізуювального випромінювання центрального джерела (зоря у випадку ПТ і скупчення зір у випадку зон НІІ у БККГ); густина небулярного газу і його радіальний розподіл; іонізація атомів A^{+i+1}/A^{+i} ; електронна температура T_e і концентрація n_e ; іонні концентрації A^{+i}/H^+ і, відповідно, хімічний склад A/H .

Знайдені таким способом значення характеристик поля іоні-

зувального випромінювання, радіального розподілу густини газу та хімічного складу використовують для моделювання світіння туманності. Отриманий унаслідок моделювання емісійний лінійчастий спектр туманності порівнюють зі спостережуваним спектром. Подальшим підбиранням вхідних параметрів розрахований спектр необхідно узгодити зі спостережуваним, що дає змогу визначати головні фізичні характеристики та хімічний склад ГТ. Кінцевим етапом є комп'ютерна оптимізація фотоіонізаційного моделювання світіння ГТ, мета якого — визначення оптимальних значень фізичних характеристик та хімічного вмісту туманності шляхом відтворення її спостережуваного спектра за допомогою модельного.

Усі необхідні для обчислень дані наведені в додатках.

Головні комп'ютерні програми для визначення фізичних характеристик та хімічного складу туманностей такі: програма DIAGN [1], яка дає змогу визначати електронні температури T_e і концентрації n_e методом перетину кривих n_e-T_e , отриманих для різних відношень інтенсивностей заборонених ліній одного й того ж іона, з подальшим визначенням іонного та хімічного вмістів, а також програма CLOUDY [2], яку використовують для фотоіонізаційного та оптимізованого моделювання небулярних об'єктів.

Для виконання досліджень, описаних у третьому розділі, необхідно знати алгоритми роботи згаданих вище програм. Основою алгоритму програми DIAGN студенти оволодівають під час виконання першої частини досліджень. З конкретним методом реалізації програми DIAGN та методами розрахунку фотоіонізаційних і оптимізованих фотоіонізаційних моделей світіння можна ознайомитись у теоретичних відомостях, описаних у третьому розділі посібника. Для детальнішого розгляду алгоритмів фотоіонізаційного моделювання світіння ГТ доцільно прочитати праці [2, 3], а для вивчення фізичних процесів у ГТ — [4–6].

У цьому посібнику опис тематики досліджень вибрано так,

щоб полегшити виконання лабораторних, практичних, дипломних і магістерських робіт студентами-астрофізиками — бакалаврами, спеціалістами та магістрами.

РОЗДІЛ 1

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ДІАГНОСТИКИ ТА
МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ГАЗОВИХ
ТУМАННОСТЕЙ

1.1. Іонізаційно-рекомбінаційна рівновага

1.1.1. Елементарні процеси іонізації. В умовах газових туманностей головними є три процеси іонізації: фотоіонізації прямим (зоряним) і дифузним (утвореним у туманності) іонізуючим випромінюванням, ударні іонізації вільними електронами, реакції обміну зарядом, що спричиняють іонізацію іона (іонізаційні та рекомбінаційні перезарядки).

Кількість фотоіонізацій іонів/атомів X^i в одиниці об'єму навколо деякої точки за одиницю часу прямим випромінюванням

$$n_{ion}^*(X^i, r) = n(X^i, r) \frac{R^2}{r^2} \int_{\nu_0(X^i)}^{\infty} F_{\nu}^* e^{-\tau_{\nu}(r)} \sigma_{\nu}(X^i) \frac{d\nu}{h\nu}, \quad (1.1)$$

де F_{ν}^* – потік випромінювання від зорі на частоті ν на відстані Землі з урахуванням міжзоряного поглинання; R – відстань до туманності; r – відстань від ядра туманності до заданої точки; $n^*(X^i, r)$ – концентрація іона X^i ; $\sigma_{\nu}(X^i)$ – його ефективний переріз фотоіонізації; $\tau_{\nu}(r)$ – оптична товщина на шляху від внутрішньої точки туманності до заданої точки; $\nu_0(X^i)$ – частота, яка відпо-

відає межі іонізації X^i . Інтегрування в (1.1) виконують за всім діапазоном частот випромінювання зорі, яке поглинає іон X^i .

Головними поглинальними атомами в туманності є H^0 , He^0 і He^+ . Їхні межі іонізації відповідають довжинам хвиль 912, 504 і 228 Å, відповідно, тому вираз для $\tau_{\nu}(r)$ можна записати так:

$$\tau_{\nu}(r) = \begin{cases} \int_{r_{in}}^r n(H^0, r') \sigma_{\nu}(H^0) dr', & \nu_{912} \leq \nu \leq \nu_{504}; \\ \int_{r_{in}}^r [n(H^0, r') \sigma_{\nu}(H^0) + n(He^0, r') \sigma_{\nu}(He^0)] dr', & \nu_{504} \leq \nu \leq \nu_{228}; \\ \int_{r_{in}}^r [n(H^0, r') \sigma_{\nu}(H^0) + n(He^0, r') \sigma_{\nu}(He^0) + \\ + n(He^+, r') \sigma_{\nu}(He^+)] dr', & \nu \geq \nu_{228}, \end{cases} \quad (1.2)$$

де r_{in} – радіус внутрішньої межі оболонки туманності; частоти ν_{912} , ν_{504} , ν_{228} відповідають межах іонізації H^0 , He^0 , He^+ .

Фотоіонізація відбувається також дифузним L_c -випромінюванням, що виникає в туманності в разі рекомбінацій вільних електронів на основні (перші) рівні іонів H^+ , He^+ , He^{++} і на другий рівень He^{++} , а також квантами ліній L_{α} (He I) і L_{α} (He II). Кількість таких іонізацій іонів X^i в одиниці об'єму за одиницю часу

$$n_{ion}^d(X^i, r) = n(X^i, r) \int_{\nu_0(X^i)}^{\infty} \sigma_{\nu}(X^i) \frac{4\pi J_{\nu}^d(r)}{h\nu} d\nu, \quad (1.3)$$

де $J_{\nu}^d(r)$ – середня інтенсивність дифузного випромінювання у заданій точці туманності.

За характерної для туманностей електронної температури $T_e \geq 10^4$ К частина вільних електронів має енергію, достатню для ударної іонізації водню та інших хімічних елементів. Кількість ударних іонізацій іонів X^i в одиниці об'єму за одиницю часу

$$n_{ion}^c(X^i, r) = n(X^i, r) n_e(r) q_c(X^i), \quad (1.4)$$

де n_e – електронна концентрація; $q_c(X^i)$ – коефіцієнт ударної іонізації (який залежить від T_e).

Нарешті, третім процесом іонізації іонів X^i є іонізаційне перезарядження – процес, за якого іон X^i віддає один зі своїх електронів іншому іону в разі наближення до нього. Оскільки в туманностях вміст важких елементів на три–чотири порядки менший від вмісту водню, то для будь-якого іона X^i суттєвими будуть лише перезарядження з H і He . Кількість таких іонізаційних перезаряджень іонів X^i з іонами H^+ і He^+ в одиниці об'єму за одиницю часу

$$n_{ion}^{ch}(X^i, r) = n(X^i, r) \left[n(H^+, r) \vec{k}(X^i, H^+) + n(He^+, r) \vec{k}(X^i, He^+) \right], \quad (1.5)$$

де $\vec{k}(X^i, H^+)$, $\vec{k}(X^i, He^+)$ – імовірності відповідних іонізаційних перезаряджень (стрілка вказує напрям передавання електрона).

Отже, повна кількість іонізацій іонів X^i в одиниці об'єму за одиницю часу є сумою виразів (1.1), (1.3)–(1.5):

$$n_{ion}(X^i, r) = n_{ion}^*(X^i, r) + n_{ion}^d(X^i, r) + n_{ion}^c(X^i, r) + n_{ion}^{ch}(X^i, r). \quad (1.6)$$

Атомні дані. Для розрахунку кількості іонізацій необхідні значення ефективних перерізів фотоіонізації $\sigma_\nu(X^i)$, потенціалів іонізації $h\nu_0(X^i)$, коефіцієнтів ударної іонізації $q_c(X^i)$ та ймовірностей перезаряджень $\vec{k}(X^i, H^+)$, $\vec{k}(X^i, He^+)$.

Через сильну дилуцію і низьку густину газу практично всі атоми та іони туманності перебувають в основному стані, тому для розрахунків достатньо знати перерізи фотоіонізації з основного стану. Залежність цих перерізів від частоти, як звичайно, записують апроксимаційним виразом

$$\sigma_\nu(X^i) = \sigma_0(ax^s + bx^{s-1} + cx^{s-2}), \quad (1.7)$$

де σ_ν – переріз на межі іонізації; a, b, c – параметри апроксимації, $x = \nu/\nu_0(X^i)$. Значення $\nu_0(X^i)$, σ_0 , a, b, c, s для атомів та іонів, розрахованих у нашій моделі, взяті з [7–12]. Для деяких іонів ці параметри апроксимовані даними з праці [13].

Коефіцієнти ударної іонізації для H^0 , He^0 , He^+ відображено апроксимаційними формулами з праці [14]:

$$q_c(H^0) = 1,411 \cdot T_e^{-3/2} \cdot e^{-\beta} \cdot \beta^{-1.942} \text{ см}^3/\text{с}; \quad (1.8)$$

$$q_c(He^0) = 2,378 \cdot T_e^{-3/2} \cdot e^{-\beta} \cdot \beta^{-2.144} \text{ см}^3/\text{с}; \quad (1.9)$$

$$q_c(He^+) = 1.876 \cdot T_e^{-3/2} \cdot e^{-\beta} \cdot \beta^{-1.896} \text{ см}^3/\text{с}. \quad (1.10)$$

У цих формулах $\beta = \chi_i/kT_e$, χ_i – відповідний потенціал іонізації.

Для розрахунку коефіцієнтів ударної іонізації атомів та іонів важких елементів використано формулу з праці [15]:

$$q_c(X^i) = \frac{A_{col} T_e^{1/2}}{1 + 0.1 T_e / T_{col}} \cdot e^{-T_{col}/T_e} \text{ см}^3/\text{с}, \quad (1.11)$$

у якій наведено величини A_{col} і T_{col} .

Відомі сьогодні ймовірності іонізаційних перезаряджень іонів X^i з H^+ і He^+ зібрані з праць [14, 16–22]. Для H^0 відома також швидкість перезарядження $\vec{k}(H^0, He^{++}) = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$ [14]. Це перезарядження необхідно ввести у вираз (1.5) для розрахунку кількості іонізацій нейтрального водню.

1.1.2. Елементарні процеси рекомбінації. В газових туманностях відбуваються рекомбінації трьох видів: радіативні рекомбінації, діелектронні рекомбінації і реакції обміну зарядом, що приводять до рекомбінації іона (рекомбінаційні перезарядження).

Кількість радіативних рекомбінацій іонів X^i в одиниці об'єму за одиницю часу

$$n_{rec}^{rad}(X^{i+1}, r) = n(X^{i+1}, r) n_e(r) \alpha^{rad}(X^{i+1}), \quad (1.12)$$

де $\alpha^{rad}(X^{i+1})$ – повний коефіцієнт радіативної рекомбінації (підсумований за всіма енергетичними рівнями іона X^{i+1}).

Діелектронна рекомбінація іона X^{i+1} відбувається двома етапами: спочатку рекомбінувальний електрон збуджує утворений унаслідок рекомбінації іон X^i до автоіонізаційного (двічі збудженого) стану, а потім цей стан розпадається. Як засвідчили дослідження, для багатьох іонів, крім звичайної (високотемпературної) складової, діелектронна рекомбінація має також низькотемпературну складову, яка проходить через низькі енергетичні стани. В загальному випадку кількість діелектронних рекомбінацій іонів X^{i+1} в одиниці об'єму за одиницю часу

$$n_{rec}^{di}(X^{i+1}, r) = n(X^{i+1}, r) n_e(r) \left[\alpha_H^{di}(X^{i+1}) + \alpha_L^{di}(X^{i+1}) \right], \quad (1.13)$$

де $\alpha_H^{di}(X^{i+1})$ і $\alpha_L^{di}(X^{i+1})$ – коефіцієнти діелектронної рекомбінації іона X^{i+1} за високих і низьких температур, відповідно. Оскільки діелектронна рекомбінація пов'язана зі збудженням електрона рекомбінувального іона, то вона неможлива для H^+ -подібних ядер.

У випадку рекомбінаційного перезарядження іон X^{i+1} забірає електрон у будь-якого атома або іона з наближенням до нього, тобто відбувається рекомбінація іона X^{i+1} . Кількість рекомбінаційних перезаряджень іона X^{i+1} з атомами H^0 і He^0 в одиниці об'єму за одиницю часу

$$n_{rec}^{ch}(X^{i+1}, r) = n(X^{i+1}, r) \left[n(H^0, r) \overleftarrow{k}(X^{i+1}, H^0) + n(He^0, r) \overleftarrow{k}(X^{i+1}, He^0) \right], \quad (1.14)$$

де $\overleftarrow{k}(X^{i+1}, H^0)$, $\overleftarrow{k}(X^{i+1}, He^0)$ – імовірності відповідних рекомбінаційних перезаряджень. Перезарядки з іншими атомами й іонами, крім H^0 і He^0 , є несуттєвими.

Отже, повна кількість рекомбінацій іонів X^{i+1} в одиниці об'єму за одиницю часу дорівнює сумі виразів (1.12)–(1.14):

$$n_{rec}(X^{i+1}, r) = n_{rec}^{rad}(X^{i+1}, r) + n_{rec}^{di}(X^{i+1}, r) + n_{rec}^{ch}(X^{i+1}, r). \quad (1.15)$$

Атомні дані. Коефіцієнти радіативної рекомбінації для H і He розраховані за такими формулами праці [25]:

$$\alpha^{rad}(H^+) = \frac{2,06 \cdot 10^{-11}}{T_e^{1/2}} \left[0,43 + \frac{1}{2} \ln \frac{157\,800}{T_e} + 0,47 \left(\frac{T_e}{157\,800} \right)^{\frac{1}{3}} \right]; \quad (1.16)$$

$$\alpha^{rad}(He^{++}) = \frac{8,25 \cdot 10^{-11}}{T_e^{1/2}} \left[0,43 + \frac{1}{2} \ln \frac{631\,400}{T_e} + 0,47 \left(\frac{T_e}{631\,400} \right)^{\frac{1}{3}} \right]. \quad (1.17)$$

Тут α мають розмірність $[cm^3/c]$. Для інших іонів коефіцієнти

$$\alpha^{rad}(X^{i+1}) = A_{rad} \cdot \left(\frac{T_e}{10\,000} \right)^{\chi_{rad}} cm^3/c. \quad (1.18)$$

Значення параметрів A_{rad} і χ_{rad} , які є в цьому виразі, взято з праці [15, 26].

Коефіцієнти діелектронної рекомбінації за високих температур описує формула

$$\alpha_H^{di}(X^{i+1}) = A_{di} T_e^{-3/2} \cdot e^{-T_0/T_e} \left(1 + B_{di} e^{-T_1/T_e} \right) cm^3/c, \quad (1.19)$$

де параметри A_{di} , B_{di} , T_0 , T_1 наведені в [15, 27].

Коефіцієнти діелектронної рекомбінації за низьких температур відображені формулою праці [28]

$$\alpha_L^{di}(X^{i+1}) = \left[\frac{a}{t} + b + ct + dt^2 \right] t^{-3/2} e^{-f/t} 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}, \quad (1.20)$$

де $t = T_e/10\,000$. Параметри a, b, c, d, f для іонів С, N, O, Na, Mg, Si взяті з праць [9, 23, 24]. Для іона Si^{3+} ці параметри оцінені за припущення, що відношення $\alpha_L^{di}/\alpha^{rad}(\text{Si}^{3+})$ дорівнює відношенню відповідних коефіцієнтів для іона C^{3+} , подібного за структурою на Si^{3+} .

Для іонів сірки й аргону коефіцієнти діелектронної рекомбінації за низьких температур поки що невідомі.

Значення імовірностей рекомбінаційних перезаряджень різноманітних іонів X^{i+1} з атомами H^0 і He^0 наведені в працях [14, 16, 27, 29–35].

1.1.3. Рівняння іонізаційної рівноваги. Час усталення в плазмі рівноваги між іонізаціями і рекомбінаціями описує відоме співвідношення

$$t_r \simeq \frac{1}{n_e \alpha(X^{i+1})}. \quad (1.21)$$

Наприклад, при характерних для ПТ значеннях $n_e \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 10^4 \text{ К}$ час t_r не перевищує ~ 100 років для найповільніших рекомбінувальних іонів. Для молодих туманностей з $n_e \sim 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-3}$ час t_r значно коротший.

Зі спостережуваних даних випливає, що вік навіть наймолодших ПТ перевищує t_r . З іншого боку, у разі характерного часу існування ПТ $\sim 50\,000$ років за час t_r в туманності не встигають відбутися мінімально помітні еволюційні зміни. Тому з достатньою точністю можна вважати, що ПТ перебуває в стані

іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги, рівняння якої має вигляд

$$\begin{aligned} n_{ion}^*(X^i, r) + n_{ion}^d(X^i, r) + n_{ion}^c(X^i, r) + n_{ion}^{ch}(X^i, r) &= \\ &= n_{rec}^{rad}(X^{i+1}, r) + n_{rec}^{di}(X^{i+1}, r) + n_{rec}^{ch}(X^{i+1}, r) \end{aligned} \quad (1.22)$$

для всіх іонів X^i , що існують у туманності.

1.2. Енергетичний баланс

1.2.1. Процеси, що приводять до нагрівання газу.

Головним і практично єдиним джерелом нагрівання газу ПТ є пряме і дифузне іонізувальне випромінювання. Внесок усіх інших можливих джерел енергії (дисипація ударних хвиль, нагрівання космічними променями тощо) малий настільки, що ним можна знехтувати (принаймні в межах головної структури туманності).

Коли квант з енергією $h\nu$ іонізує атом чи іон X^i з потенціалом іонізації $h\nu_0(X^i)$, то надлишкова енергія $h\nu - h\nu_0(X^i)$ передається вільному електрону і потім у процесі його термалізації – навколишньому газу. Отже, надходження енергії на одиницю об'єму за одиницю часу (див. вирази (1.1), (1.3))

$$\begin{aligned} G = \sum_{X^i} \sigma(X^i, r) \int_{\nu_0(X^i)}^{\infty} \left[\frac{R^2}{r^2} F_\nu^* e^{-\tau_\nu(r)} + 4\pi J_\nu^d(r) \right] \times \\ \times \sigma_\nu(X^i) h(\nu - \nu_0(X^i)) \frac{d\nu}{h\nu}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Усі позначення в цій формулі та відповідні атомні дані наведені вище. В умовах ПТ фотоіонізації елементів, важчих від гелію, роблять незначний внесок у нагрівання газу, тому в формулі (1.23) можна виконувати підсумовування лише за $\text{H}^0, \text{He}^0, \text{He}^+$.

Однак у загальному випадку внесок важких елементів у нагрівання може бути суттєвим (наприклад, у зонах НІ або у випадку дуже жорсткого спектра іонізувального випромінювання).

1.2.2. Механізми охолодження газу. Вільні електрони в туманності витрачають свою енергію:

1) на збудження електронним ударом низьких енергетичних рівнів атомів та іонів;

2) на ударну іонізацію атомів та іонів;

3) у разі радіативних і діелектронних рекомбінацій;

4) у випадку вільно-вільних переходів у полях додатних іонів.

Розглянемо послідовно всі ці процеси.

1. Багато атомів та іонів мають порівняно низькі метастабільні енергетичні рівні, які ефективно збуджує електронний удар за наявних у туманностях температур $T_e \sim 10^4$ К. У випадку спонтанних переходів з цих рівнів випромінюються кванти заборонених та інтеркомбінаційних ліній, що вільно покидають туманність, оскільки коефіцієнт поглинання в цих лініях надзвичайно малий. Цей процес найефективніше зменшує енергію в туманності. Подібним способом газ охолоджується в разі ударного збудження дозволених ліній, головню резонансних, однак у випадку резонансних ліній випромінювані кванти дифундують у туманності і виходять з неї лише після великої кількості перемішувань. Втрати енергії на збудження нижніх рівнів в одиниці об'єму за одиницю часу

$$\varepsilon_{cl} = n_e \sum_{X^i} n(X^i) \sum_{j=1}^{N_1(X^i)-1} \sum_{k=j+1}^{N_1(X^i)} (n_j q_{jk} - n_k q_{kj}) \chi_{kj}(X^i), \quad (1.24)$$

де n_j – відносна заселеність рівня j іона X^i ; $N_1(X^i)$ – кількість враховуваних нижніх енергетичних рівнів іона X^i (для резонансних та інтеркомбінаційних ліній звичайно приймають $N_1 = 2$);

q_{jk} – імовірність переходу з рівня j на рівень k іона X^i ; $\chi_{kj}(X^i)$ – енергія переходу між цими рівнями. У випадку ударного механізму збудження світіння ліній вираз (1.24) можна записати у зручнішому для використання вигляді

$$\varepsilon = \sum_{X^i} \sum_{k=2}^{N_1(X^i)} \sum_{j=1}^{k-1} \varepsilon_c(\lambda_{kj}, X^i), \quad (1.25)$$

де λ_{kj} – довжина хвилі лінії, що виникає в разі переходу з рівня k на рівень j іона X^i ; $\varepsilon_c(\lambda_{kj}, X^i)$ – випромінювальна спроможність газу в цій лінії, зумовлена ударним механізмом збудження. Підсумовування в формулах (1.24) і (1.25) виконують за всіма іонами X^i , які мають достатньо низькі енергетичні рівні. Методика розрахунку $\varepsilon_c(\lambda_{kj}, X^i)$ для іонів важких елементів описана нижче.

2. У випадку ударної іонізації електрон, що налітає, витрачає частину енергії на вивільнення електрона з іонізувального атома або іона, тобто також відбувається охолодження небулярного газу. Оскільки в умовах ПТ через сильну дилуцію випромінювання відносна кількість збуджених атомів невелика, то практично всі ударні іонізації відбуваються з основного рівня. В такому випадку формула для втрат енергії на ударну іонізацію в одиниці об'єму за одиницю часу набуде вигляду

$$\varepsilon_{ci} = n_e \sum_{X^i} n(X^i) q_c(X^i) h\nu_0(X^i), \quad (1.26)$$

де $q_c(X^i)$ – коефіцієнт ударної іонізації з основного рівня іона X^i . За характерних для ПТ температур і хімічного складу в (1.26) достатньо враховувати одну складову, що відповідає ударній іонізації H^0 (1.34).

3. У процесі рекомбінації вільний електрон, приєднуючись до іона X^{i+1} , виносить з газу свою кінетичну енергію – газ охоло-

джується. Втрати енергії в разі радіативних рекомбінацій вільних електронів та іонів X^{i+1} в одиниці об'єму за одиницю часу можна обчислити за формулою

$$\varepsilon^{rad}(X^{i+1}) = n_e n(X^{i+1}) \times \sum_{j=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{m_e v^2}{2} \sigma_{cj}(X^{i+1}, v) v f(v, T_e) dv, \quad (1.27)$$

де $m_e v^2/2$ – кінетична енергія електрона; $\sigma_{cj}(X^{i+1}, v)$ – імовірність радіативної рекомбінації електрона, який має швидкість v , на рівень j іона X^{i+1} ; $f(v, T_e)$ – функція максвелівського розподілу електронів за швидкостями при температурі T_e . Можна знайти середню енергію електрона, що рекомбінує з іоном X^{i+1} , діленням (1.27) на кількість радіативних рекомбінацій:

$$E_e(X^{i+1}) = \frac{\varepsilon^{rad}(X^{i+1})}{n_e n(X^{i+1}) \alpha^{rad}(X^{i+1})} = kT_e \frac{\chi_1(\beta)}{\varphi_1(\beta)}, \quad (1.28)$$

де k – стала Больцмана; $\beta = h\nu_0(X^i)/kT_e$, а функції $\chi_1(\beta)$ (1.35) і $\varphi_1(\beta)$ (1.36) визначені в [29]. З використанням (1.28) вираз для сумарних втрат енергії в разі радіативних рекомбінацій набуде вигляду

$$\varepsilon^{rad} = \sum_{X^{i+1}} \varepsilon^{rad}(X^{i+1}) = n_e kT_e \sum_{X^{i+1}} n(X^{i+1}) \alpha^{rad}(X^{i+1}) \frac{\chi_1(\beta)}{\varphi_1(\beta)}. \quad (1.29)$$

Оскільки відносний вміст важких елементів малий, то в (1.29) достатньо виконати підсумовування за H^+ , He^+ , He^{++} .

Урахувати охолодження газу в разі діелектронних рекомбінацій наближено можна так. Як відомо, у високотемпературній складовій діелектронної рекомбінації беруть участь лише ті електрони, кінетична енергія яких є більшою від енергії збудже-

ння першого автоіонізаційного рівня відповідного іона. Відносна кількість електронів з такою енергією в умовах ПТ невелика: вона експоненційно зменшується зі збільшенням енергії електрона. Тому за температури T_e , які не перевищують приблизно $5 \cdot 10^4$ К, можна прийняти, що середня кінетична енергія електрона, який бере участь у високотемпературній складовій діелектронної рекомбінації, дорівнює пороговій енергії. В такому наближенні втрати енергії в разі високотемпературної складової діелектронної рекомбінації в одиниці об'єму за одиницю часу можна обчислити за формулою

$$\varepsilon_H^{di} = n_e \sum_{X^{i+1}} n(X^{i+1}) \alpha_H^{di}(X^{i+1}) E_1(X^{i+1}), \quad (1.30)$$

де $E_1(X^{i+1})$ – енергія збудження першого автоіонізаційного рівня двічі збудженого іона, утвореного внаслідок діелектронної рекомбінації іона X^{i+1} . Що стосується низькотемпературної складової діелектронної рекомбінації, яка відбувається через низькі енергетичні стани, то її енергетичний поріг невеликий і середня енергія електрона, що рекомбінує, буде, очевидно, близькою до середньої теплової енергії $\frac{3}{2}kT_e$ (на жаль, детальних розрахунків поки що нема). Втрати енергії в разі низькотемпературної діелектронної рекомбінації можна оцінити так:

$$\varepsilon_L^{di} = n_e \cdot \frac{3}{2} kT_e \sum_{X^{i+1}} n(X^{i+1}) \alpha_L^{di}(X^{i+1}). \quad (1.31)$$

З характерним для ПТ хімічним складом у сумі (1.30) основний внесок у підсумовування робить He^+ , а виразом (1.31) можна знехтувати порівняно з (1.29) і (1.30).

Отже, сумарні втрати енергії в разі радіативних і діелектронних рекомбінацій дорівнюють сумі виразів (1.29)–(1.31):

$$\varepsilon_{rec} = \varepsilon^{rad} + \varepsilon_H^{di} + \varepsilon_L^{di}. \quad (1.32)$$

4. Вільно-вільні переходи електронів у полях додатних іонів також супроводжуються випромінюванням, а отже, приводять до охолодження газу. Для розрахунку відповідних втрат енергії в одиниці об'єму за одиницю часу можна використати формулу праці [29]

$$\varepsilon_{ff} = 1,85 \cdot 10^{-27} n_e T_e^{1/2} \sum_{X^i} n(X^i) Z^2(X^i), \quad (1.33)$$

де $Z(X^i)$ – заряд додатного іона X^i (в одиницях заряду електрона). Для умов ПТ достатньо виконувати підсумовування в (1.33) за H^+ , He^+ , He^{++} .

Атомні дані. Всі атомні дані, необхідні для розрахунку величин $\varepsilon_c(\lambda_{kj}, X^i)$ з формули (1.25) для іонів важких елементів, наведені нижче.

Вираз для врахування сумарних втрат енергії на ударне збудження й ударну іонізацію H^0 (тобто $\varepsilon_{cl}(H^0) + \varepsilon_{ci}(H^0)$) отримано апроксимацією даних з праці [36]

$$\begin{aligned} \varepsilon_{cl}(H^0) + \varepsilon_{ci}(H^0) &= \\ &= n_e n(H^0) \cdot 3,81 \cdot 10^{-21} \cdot T_e^{1/2} \cdot e^{-\frac{114120}{T_e}} \frac{\text{ерг}}{\text{см}^3 \text{ с}}. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Функції $\chi_1(\beta)$ і $\varphi_1(\beta)$ можна розрахувати (у воднеподібному наближенні) за формулами, отриманими апроксимацією даних з [29]

$$\chi_1(\beta) = -0,071 + 0,5 \ln(\beta) + 0,64 \cdot \beta^{-1/3}; \quad (1.35)$$

$$\varphi_1(\beta) = 0,431 + 0,5 \ln(\beta) + 0,46 \cdot \beta^{-1/3}. \quad (1.36)$$

Значення енергій $E_1(X^{i+1})$ у виразі (1.30) визначають через відповідні значення температур $T_0(X^{i+1})$, які використовують у формулі (1.19):

$$E_1(X^{i+1}) = kT_0(X^{i+1}). \quad (1.37)$$

Формули для розрахунку коефіцієнтів радіативної та діелектронної рекомбінації наведені вище.

Вираз (1.33) для врахування сумарних втрат енергії в разі вільно-вільних переходів у полі іонів H^+ , He^+ , He^{++} є таким:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ff} &= 1,85 \cdot 10^{-27} n_e T_e^{1/2} \times \\ &\times [n(H^+) + n(He^+) + 4n(He^{++})] \frac{\text{ерг}}{\text{см}^3 \text{ с}}. \end{aligned} \quad (1.38)$$

1.2.3. Рівняння енергетичного балансу. Час усталення теплової рівноваги в газі можна оцінити за допомогою відомого співвідношення

$$t_T \sim \frac{n_e k T_e}{\Lambda}, \quad (1.39)$$

де $\Lambda = \varepsilon_{cl} + \varepsilon_{ci} + \varepsilon_{rec} + \varepsilon_{ff}$ – швидкість охолодження небулярного газу. За характерних для ПТ $n_e \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 10^4 \text{ К}$ величина $\Lambda \sim 10^{-17} \text{ ерг/см}^3 \cdot \text{с}$ [29] і тоді час $t_T \sim 10$ років. Оскільки $\Lambda \ll n^2$, то для молодих ПТ більшої густини цей час буде ще меншим. Отже, оболонки ПТ протягом існування перебувають у стані рівноваги між надходженням і втратами енергії.

Рівняння енергетичного балансу газу вільних електронів у туманності, що описує цю рівновагу, має вигляд

$$G = \Lambda. \quad (1.40)$$

Головний внесок у нагрівання газу роблять фотоіонізації H^0 , He^0 , He^+ , а як охолоджувальні чинники в умовах ПТ треба врахувати: 1) ударне збудження атомів та іонів H^0 , $C^0 - C^{3+}$, $N^0 - N^{4+}$, $O^0 - O^{4+}$, $Ne^+ - Ne^{4+}$, Mg^+ , Mg^{3+} , $Si^+ - Si^{3+}$, $S^+ - S^{3+}$, $Ar^+ - Ar^{4+}$; 2) ударну іонізацію H^0 ; 3) радіативну рекомбінацію H^+ , He^+ , He^{++} ; 4) діелектронну рекомбінацію He^+ ; 5) вільно-вільні переходи електронів у полях іонів H^+ , He^+ , He^{++} .

Однак у реальних ПТ точної термічної рівноваги газу нема. Критерієм термічної (енергетичної) стабільності газу є правило, за яким індикатор такої стабільності — це більша від нуля

похідна за температурою від різниці функцій охолодження та нагрівання газу [2]:

$$\frac{d(\Lambda - G)}{dT} > 0. \quad (1.41)$$

Така нерівність повинна виконуватись за умови сталої густини (ізохорність) або за умови сталого тиску газу (ізобарність).

1.2.4. Урахування дифузного L_c -випромінювання ГТ.

Дифузне іонізувальне випромінювання виникає в оболонці туманності у таких випадках:

а) радіативних рекомбінацій вільних електронів на основні рівні H^+ , He^+ , He^{++} ;

б) радіативних рекомбінацій вільних електронів на другий рівень He^{++} ;

в) випромінювання квантів у лініях $L_\alpha(He I)$ і $L_\alpha(He II)$ (довжини хвиль цих ліній — 584 і 304 Å).

Інші джерела дифузного іонізувального випромінювання (рекомбінації вільних електронів з іонами важких елементів, спонтанні переходи між рівнями таких іонів, вільно-вільні переходи, двофотонне випромінювання) є несуттєвими за характерних для ПТ електронних температур і хімічного складу.

Атомні дані. Вирази для обчислення коефіцієнтів радіативної рекомбінації на окремі рівні іонів H^+ , He^+ , He^{++} отримані апроксимацією даних з [10]:

$$\begin{aligned} \alpha_1^{rad}(H^+) &= 1.54 \cdot 10^{-13} t_e^{-0.588} \text{ см}^3/\text{с}; \\ \alpha_1^{rad}(He^+) &= 1.59 \cdot 10^{-13} t_e^{-0.588} \text{ см}^3/\text{с}; \\ \alpha_1^{rad}(He^{++}) &= 6.15 \cdot 10^{-13} t_e^{-0.588} \text{ см}^3/\text{с}; \\ \alpha_2^{rad}(He^{++}) &= 3.04 \cdot 10^{-13} t_e^{-0.736} \text{ см}^3/\text{с}, \end{aligned} \quad (1.42)$$

де $t_e = T_e[K]/10\ 000K$.

Суму коефіцієнтів рекомбінації на всі рівні, починаючи з другого, можна обчислити за допомогою виразів (1.16)–(1.18), (1.42):

$$\sum_{k=2}^{\infty} \alpha_k^{rad}(X^{i+1}) = \alpha^{rad}(X^{i+1}) - \alpha_1^{rad}(X^{i+1}). \quad (1.43)$$

Значення відповідних статистичних ваг: $g(H^0, 1)=2$; $g(H^+, 1)=1$; $g(He^0, 1)=1$; $g(He^+, 1)=2$; $g(He^+, 2)=8$; $g(He^{++}, 1)=1$. Частота і переріз фотоіонізації He^+ з другого рівня дорівнюють, відповідно, $3.29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ і $3.2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, частоти L_α -ліній $\nu(L_\alpha He I) = 5.14 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ і $\nu(L_\alpha He II) = 9.87 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Всі інші необхідні атомні дані наведені вище.

1.3. Розрахунок емісійного лінійчастого спектра

Емісійний лінійчастий спектр газової туманності є достатньо простим, його лінії можна розділити на два головні типи: рекомбінаційні лінії, які утворилися в разі рекомбінації (радіативної або діелектронної) додатного іона з вільним електроном; заборонені, інтеркомбінаційні та резонансні лінії, які утворилися під час збудження електронним ударом атома або іона з подальшим спонтанним переходом і випромінюванням.

Для деяких ліній ці два механізми світіння діють спільно.

1.3.1. Утворення ліній у разі радіативної рекомбінації. Рекомбінаційні лінії утворюються після захоплення іоном вільного електрона на один зі збуджених енергетичних рівнів. З цього рівня електрон виконує послідовні каскадні переходи на нижчі рівні, випромінюючи лінії, які відповідають цим переходам. У розрахунках такого спектра вважають, що для кожного енергетичного рівня виконується умова статистичної рівноваги: кількість електронів, що заселяють рівень n , дорівнює кількості

електронів, що залишають цей рівень. Уважають також, що поглинанням випромінювання в лініях можна знехтувати для всіх рівнів з $n \geq 2$. Проте одночасно оптичну товщину в лініях серії Лаймана вважають дуже великою (випадок В).

Об'ємний коефіцієнт випромінювання в рекомбінаційній лінії з довжиною хвилі λ іона X^i можна обчислити за формулою

$$\varepsilon(\lambda, X^i) = 4\pi j(\lambda, X^i) = n(X^{i+1}) n_e \alpha_{ef}(\lambda, X^i) \frac{hc}{\lambda}, \quad (1.44)$$

де $\alpha_{ef}(\lambda, X^i)$ – ефективний коефіцієнт рекомбінації в цій лінії (який залежить у загальному випадку від n_e і T_e). Детальні розрахунки ефективних коефіцієнтів рекомбінації в різних лініях водню, нейтрального та іонізованого гелію для широкого набору значень n_e , T_e наведені в працях [23, 31, 37], а в лініях різних іонів С, N, O – у праці [38]. Залежність α_{ef} від T_e зручно записувати степеневим апроксимаційним виразом

$$\alpha_{ef}(t_e) = a \cdot t_e^b \quad \text{см}^3/\text{с}. \quad (1.45)$$

Значення a , b для ліній, інтенсивності яких обчислюють у фотоіонізаційній моделі, отримані апроксимацією відповідних даних зі згаданих вище праць.

1.3.2. Урахування механізму діелектронної рекомбінації. У випадку діелектронної рекомбінації захоплення вільного електрона спочатку відбувається без випромінювання, що переводить іон (завдяки кінетичній енергії цього електрона) у двічі збуджений стан нижчої стадії іонізації. Далі відбуваються стабілізуювальні каскадні переходи збуджених електронів на рівні з меншою енергією. На кожному з таких переходів випромінюються кванти відповідних ліній.

Об'ємний коефіцієнт випромінювання в описаних лініях розраховують за формулою (1.44). Ефективні коефіцієнти діелектрон-

ної рекомбінації в різних лініях іонів С, N, O наведені в працях [28, 39]. Ми апроксимували їх виразом (1.45).

Зазначимо, що світіння інтеркомбінаційних ліній (таких як λ 1908 С III], λ 1487 N IV]) збуджується як діелектронною рекомбінацією, так і електронним ударом (див. нижче). Збудження цих ліній електронним ударом за умов туманностей, зазвичай, ефективніше. Однак за виникнення діелектронної та ударної складових випромінювання в цих лініях відповідальними є різні стадії іонізації (наприклад, для лінії λ 1908 С III] – C^{3+} і C^{2+}). Тому відносна роль діелектронного й ударного механізмів збудження цих ліній залежить не лише від T_e , а й від розподілу хімічних елементів за стадіями іонізації в туманності.

1.3.3. Лінії, збуджувані зіткненнями. У разі характерних для туманностей значень $T_e \sim 10^4$ К ефективного збудження електронним ударом зазнають лише ті рівні, енергія збудження яких не перевищує приблизно 10 еВ. Тому для розрахунків інтенсивностей ліній, збуджуваних зіткненнями атомів та іонів з електронами, можна знехтувати всіма високими енергетичними рівнями і розглянути рівняння статистичної рівноваги лише для невеликої кількості найнижчих рівнів.

Розміщення найнижчих енергетичних рівнів для електронних конфігурацій ns^q і np^q показано на рис. 1.1 (надтонке розщеплення не зображене). Там також показано іони, для яких характерні ці конфігурації.

З рис. 1.1 бачимо, що всі можливі варіанти розміщення низьких енергетичних рівнів можна розділити на чотири групи:

а) п'ятирівнева структура (п'ять нижніх рівнів) у конфігураціях np^2 , np^3 , np^4 . Рівень 5S_2 в конфігурації np^2 розміщений в енергетичній шкалі у 1.5–2.0 рази вище рівня 1S_0 , тому взаємовплив між рівнем 5S_2 і рівнями 1S_0 , 1D_2 настільки малий, що ним можна знехтувати при $T \sim 10^4$ К. У разі переходів у п'яти-

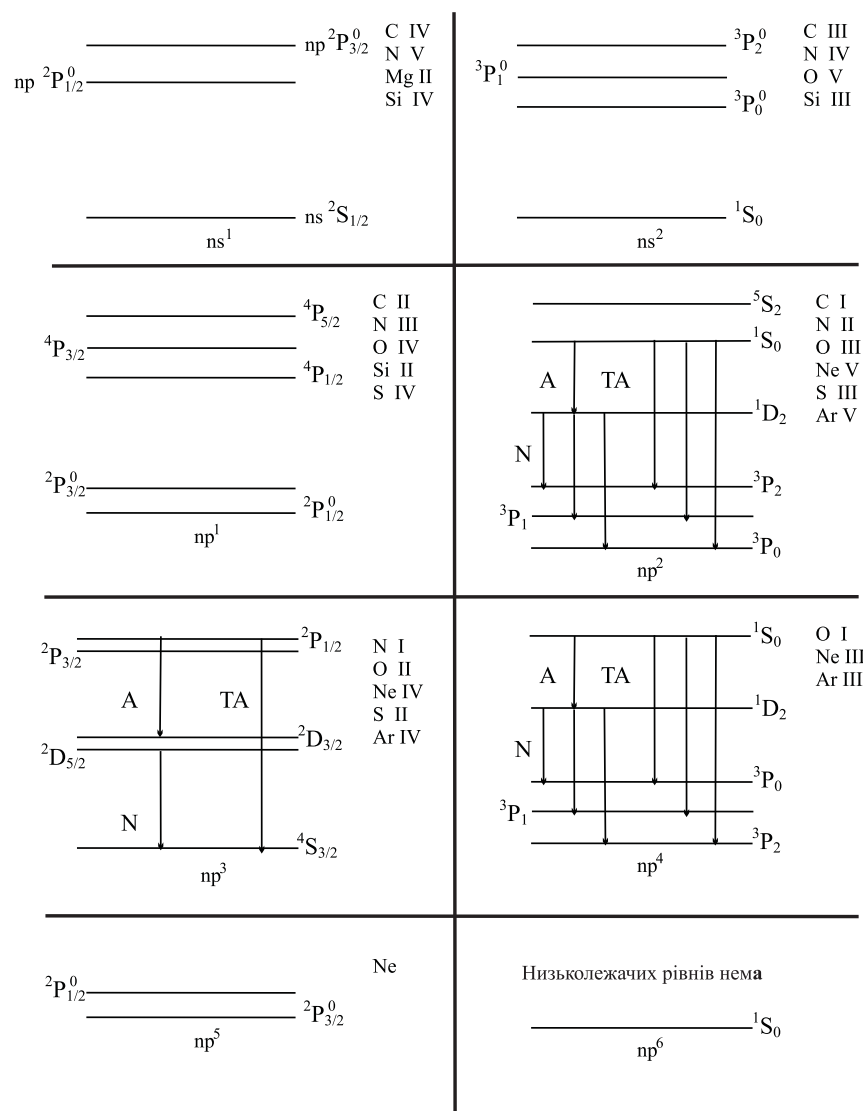


Рис. 1.1 Розміщення найнижчих енергетичних рівнів для електронних конфігурацій ns^q і np^q

рівневій структурі виникають лише заборонені лінії, оскільки всі збуджені рівні метастабільні. Серед цих ліній прийнято виділяти небулярні (N), авроральні (A) і трансавроральні (TA);

б) дворівнева тонка структура основного рівня в конфігураціях np^1 , np^5 . У разі переходу в цій структурі випромінюється заборонена лінія, яка лежить у далекому інфрачервоному спектральному діапазоні;

в) досить високий енергетичний терм, який має тонку структуру ($3P_0$, $4P$ у конфігураціях ns^2 , np^1) або не має її ($5S$ у конфігурації np^2). У разі переходів з цього терму вниз випромінюються інтеркомбінаційні лінії, що лежать в ультрафіолетовому діапазоні спектра;

г) конфігурація ns^1 , збуджений терм у якій перебуває досить високо і розщеплений на два підрівні. Перехід з цього терму, на відміну від перших трьох випадків, дозволений і супроводжується випромінюванням резонансного дублета в ультрафіолетовому діапазоні.

1.3.4. Розрахунок відносних заселеностей енергетичних рівнів і об'ємних коефіцієнтів випромінювання. Для обчислення інтенсивностей спектральних ліній необхідно знати заселеності рівнів, у разі переходів з яких вони виникають. Відносні заселеності рівнів можна розрахувати, якщо використати для кожного з них умову статистичної рівноваги для спонтанних переходів і переходів зіткнення на рівень і з рівня (рекомбінаціями на рівні в цьому разі можна знехтувати, оскільки відштовхувальні ефекти відбуваються переважно на декілька порядків частіше, ніж рекомбінації). Розглянемо вирази, що описують ці процеси.

Коефіцієнт ударної деактивації з вищого рівня k на рівень j

$$q_{kj} = \int_0^{\infty} \sigma_{kj}(v) v f(v) dv, \quad (1.46)$$

де $\sigma_{kj}(v)$ – відповідний переріз; $f(v)$ – максвелівська функція розподілу електронів за швидкостями. Переріз $\sigma_{kj}(v)$ зручно виразити через безрозмірну величину – параметр зіткнення $\Omega_{kj}(v)$:

$$\sigma_{kj}(v) = \pi \left(\frac{h}{2\pi m_e v} \right)^2 \frac{\Omega_{kj}(v)}{g_k} \quad (1.47)$$

(g_k – статична вага рівня k ; для випадку LS-зв'язку $g = 2J+1$, де J – повний момент рівня). Підставимо (1.47) у (1.46), отримаємо

$$q_{kj} = \frac{h^2}{2\pi m_e^2} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{1}{g_k} \times \int_0^{\infty} \Omega_{kj}(v) \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k T_e}\right) d\left(\frac{m_e v^2}{2k T_e}\right). \quad (1.48)$$

Інтеграл у формулі (1.48) залежить лише від T_e , а його числове значення близьке до деякого середнього значення Ω_{kj} . Позначимо цей інтеграл через $\gamma_{kj}(T_e)$, отримаємо зручний вираз

$$q_{kj} = \frac{h^2}{2\pi m_e^2} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{\gamma_{kj}(T_e)}{g_k} = \frac{8.63 \cdot 10^{-6} \gamma_{kj}(T_e)}{\sqrt{T_e} g_k} \text{ см}^3/\text{с}. \quad (1.49)$$

Якщо відоме q_{kj} , то можна знайти ймовірність переходу зіткнення за одиницю часу в розрахунку на один атом:

$$a_{kj} = n_e q_{kj} \text{ с}^{-1}. \quad (1.50)$$

Коефіцієнт ударного збудження (тобто переходу $j \rightarrow k$) пов'язаний з коефіцієнтом ударної деактивації виразом

$$q_{jk} = q_{kj} \frac{g_k}{g_j} e^{-\chi_{kj}/kT_e} = \frac{8.63 \cdot 10^{-6} \gamma_{kj}(T_e)}{\sqrt{T_e} g_j} e^{-\chi_{kj}/kT_e}, \quad (1.51)$$

де χ_{kj} – енергія переходу між рівнями k і j . Відповідна ймовірність збудження

$$b_{jk} = n_e q_{jk} \text{ с}^{-1}. \quad (1.52)$$

Нарешті, ймовірність спонтанного переходу $k \rightarrow j$ визначена коефіцієнтом Айнштайна A_{kj} .

Умову статистичної рівноваги для рівня j виражає рівняння

$$\sum_{i=1}^{j-1} n_i b_{ij} + \sum_{k=j+1}^N n_k (A_{kj} + a_{kj}) = n_j \left(\sum_{i=1}^{j-1} (A_{ji} + a_{ji}) + \sum_{k=j+1}^N b_{jk} \right), \quad (1.53)$$

де n_i , n_j , n_k – відносні заселеності відповідних рівнів; N – кількість враховуваних рівнів. Ліва частина цього рівняння описує процеси, що збільшують заселеність рівня, а права – процеси, що зменшують її. Крім (1.53), можна також записати очевидну умову

$$\sum_{k=1}^N n_k = 1. \quad (1.54)$$

Система, яка складається з $N - 1$ рівнянь типу (1.53) для всіх рівнів $j = 2, 3, \dots, N$ і доповнена умовою (1.54), є системою N лінійних рівнянь з N невідомими n_1, n_2, \dots, n_N . Розв'язок цієї системи дає відносні заселеності рівнів. Як бачимо з формул (1.49)–(1.52), у загальному випадку відносні заселеності рівнів залежать від n_e і T_e .

У випадку дворівневої структури система рівнянь (1.53)–(1.54) суттєво спрощується і дає змогу безпосередньо записати вираз для відносної заселеності верхнього рівня:

$$n_2 = \frac{b_{12}}{A_{21} + a_{21} + b_{12}}. \quad (1.55)$$

Деколи дворівневе наближення застосовують також для розрахунків інтенсивностей ультрафіолетових, інтеркомбінаційних і резонансних ліній, тобто розраховують сумарну інтенсивність відповідного мультиплету. Оскільки в цьому випадку в умовах ГТ $a_{21} \ll A_{21}$, $b_{12} \ll A_{21}$, то вираз (1.55) набуде дуже простого вигляду

$$n_2 = 8.63 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{\sqrt{T_e}} \frac{\gamma_{21}(T_e)}{g_1 A_{21}} e^{-\chi_{21}/kT_e}. \quad (1.56)$$

Після розрахунку відносних заселеностей усіх враховуваних рівнів іона X^i можна легко обчислити об'ємний коефіцієнт випромінювання в лінії, що виникає в разі переходу між будь-якими двома рівнями k і j ($k > j$):

$$\varepsilon_c(\lambda_{kj}, X^i) = n(X^i) n_k(X^i) A_{kj}(X^i) X_{kj}(X^i) \frac{\text{epr}}{\text{cm}^3 \cdot \text{c}} \quad (1.57)$$

(індекс c означає збудження лінії зіткненнями).

Величини $\varepsilon_c(\lambda_{kj}, X^i)$ використовують також у формулі (1.25) для розрахунку функції охолодження газу.

Атомні дані. Необхідні для розрахунків атомні дані зібрані з праць [34, 40, 41]. Залежність $\gamma_{kj}(T_e)$ записана у вигляді

$$\gamma_{kj}(t_e) = k \cdot t_e^\eta \quad (1.58)$$

($t_e = T_e[K]/10\,000K$). Значення K і η отримані апроксимацією даних праці [41]. Величини g_k і χ_{kj} обчислюють за формулою $g_k = 2J + 1$ (J – повний момент рівня k), $\chi_{kj} = hc/\lambda_{kj}$.

1.3.5. Розрахунок відносних інтенсивностей емісійних ліній. Для порівняння результатів моделювання з результатами спостереження реальних ГТ необхідно знати як інтегральний спектр моделі, так і спектри випромінювання, яке поширюється вздовж деяких прямих (променів зору), що проходять на різних відстанях від центра симетрії моделі. Як у спостереженнях, так і в розрахунках використовують відносні інтенсивності спектральних ліній (відносно інтенсивності лінії H_β) і абсолютний потік у лінії H_β , тобто $I(\lambda, X^i)/I(H_\beta)$.

Без самопоглинання в лініях обидва згадані вище варіанти спектрів можна легко розрахувати в моделі. Відносні інтенсивності ліній в інтегральному спектрі обчислюють за формулою

$$\frac{I(\lambda, X^i)}{I(H_\beta)} = \frac{\int_{(V)} \varepsilon(\lambda, X^i) dV}{\int_{(V)} \varepsilon(H_\beta) dV} \quad (1.59)$$

(інтегрування виконують за об'ємом туманності в моделі). Для розрахунку спектра випромінювання, що поширюється вздовж деякої прямої, слугує вираз

$$\frac{I(\lambda, X^i)}{I(H_\beta)} = \frac{\int_{(L)} \varepsilon(\lambda, X^i) dl}{\int_{(L)} \varepsilon(H_\beta) dl}, \quad (1.60)$$

де інтегрування виконують уздовж цієї прямої в моделі світіння туманності.

Зазначимо, що в умовах туманностей для деяких дозволених ліній іонів важких елементів реалізується самопоглинання, тобто їхні довжини хвиль є достатніми для того, щоб їх поглинав небулярний газ. Це стосується, передусім, резонансних дублетів $\lambda 1549 \text{ C IV}$, $\lambda 1240 \text{ N V}$, деколи дублета $\lambda 2800 \text{ Mg II}$. Самопоглинання робить незастосовними прості формули (1.59), (1.60) і

зумовлює потребу розв'язування рівнянь перенесення випромінювання в цих лініях з урахуванням поглинання газом і пилом. Такий розв'язок є окремою досить складною задачею, тут ми його не розглядаємо.

Нарешті, одержаний на Землі без міжзоряного поглинання потік випромінювання в лінії H_β

$$F(H_\beta) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_{(V)} \varepsilon(H_\beta) dV \quad \frac{\text{ерг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}, \quad (1.61)$$

де R – відстань до туманності. Інтенсивність випромінювання в лінії H_β , яке приходить на Землю вздовж деякого променя зору, обчислюють за формулою

$$I(H_\beta) = \int_{(L)} j(H_\beta) dl = \frac{1}{4\pi} \int_{(L)} \varepsilon(H_\beta) dl \quad \frac{\text{ерг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер}}. \quad (1.62)$$

Такі ж формули можна використовувати і для будь-якої лінії, у якій нема самопоглинання.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИ ВИЗНАЧЕННЯ ФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТА ХІМІЧНОГО ВМІСТУ ГАЗОВИХ ТУМАННОСТЕЙ

2.1. Визначення електронної температури та концентрації в газових туманностях

Розглянемо методи, які дають змогу навчитися виправляти спостережувані відносні інтенсивності ліній і потоки в лініях від газових туманностей за міжзоряне поглинання; ознайомитися з механізмом виникнення заборонених ліній у ГТ; ознайомитися з найбільш характерними відношеннями інтенсивностей заборонених ліній від ГТ, які використовують для пошуку електронної температури T_e та концентрації n_e ; навчитися визначати T_e і n_e в газових туманностях, використовуючи відношення інтенсивностей відповідних заборонених ліній.

Після фотоіонізації атома водню – найпоширенішого хімічного елемента – залишкова енергія кванта передається відірваному електрону. Значення цієї енергії різне за різних актів іонізації. Однак зіткнення електронів приводить до того, що через деякий час у газі усталоється найімовірніший (максвелівський) розподіл електронів за швидкостями. В цьому випадку говорять про середню енергію електронів і, відповідно, про середню електронну температуру газу T_e . Відомо декілька методів визначення T_e

в туманностях. Найчастіше для цього використовують заборонені лінії, які виникають у разі переходів з метастабільних рівнів. Схема таких переходів для деяких іонів показана на рис. 2.1.

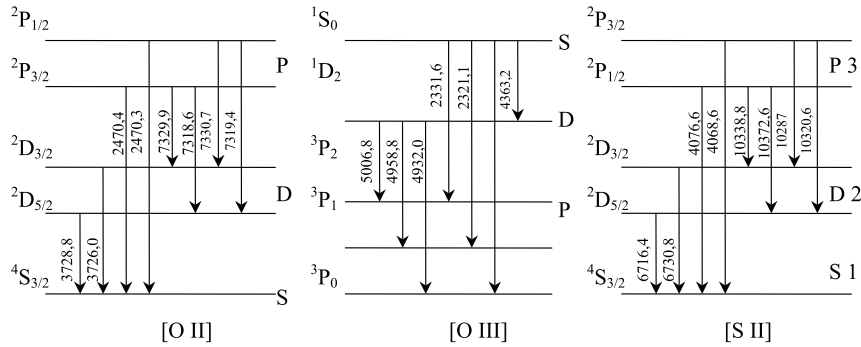


Рис. 2.1 . Схема енергетичних рівнів іонів [O II], [O III] і [SII].

Збудження метастабільних рівнів відбувається електронними зіткненнями. Найінтенсивнішими є лінії, що виникають у разі переходів 2–1 у трирівневій системі. Однак чим вища температура газу, тим інтенсивніше заселені верхні рівні іонів і, відповідно, інтенсивнішими стають лінії, що виникають у разі переходів 3–2. Тому відношення відповідних ліній, головню, є функцією T_e , для визначення якої часто використовують таку наближену формулу:

$$\frac{I_{\lambda 4959+5007[\text{O III}]}}{I_{\lambda 4363[\text{O III}]}} = 8,74 \cdot e^{33000/T_e}; \quad (2.1)$$

а для n_e при відомій T_e :

$$\frac{I_{\lambda 3726+29[\text{O II}]}}{I_{\lambda 7320+30[\text{O II}]}} = \frac{8,21(1 + 5,69x + 0,240\varepsilon + 3,75x\varepsilon)}{\varepsilon(1 + 17,4x + 41,8x^2 + 5,20x\varepsilon + 26,9x^2\varepsilon)}, \quad (2.2)$$

де $x = 10^{-2} \cdot n_e \cdot T_e^{-1/2}$, $\varepsilon = \exp(-19\,600/T_e)$;

$$\frac{I_{\lambda 4069+76[\text{S II}]}}{I_{\lambda 6716+31[\text{S II}]}} = 0,164 \left\{ 3,8 + x \left[1 + 1,32 \cdot e^{-13800/T_e} \right] \right\} e^{-13800/T_e}. \quad (2.3)$$

Комбінуючи вирази (2.1)–(2.3), отримаємо систему рівнянь, яку можна розв'язати та знайти T_e і n_e .

Для їхнього визначення можна користуватися графіками. З цією метою на прозору кальку наносять криві спостережуваних відношень від T_e і n_e

$$\frac{I_{\lambda 4959+5007[\text{O III}]}}{I_{\lambda 4363[\text{O III}]}} , \quad \frac{I_{\lambda 3726+3729[\text{O II}]}}{I_{\lambda 7320+7330[\text{O II}]}} , \quad \frac{I_{\lambda 4069+4076[\text{S II}]}}{I_{\lambda 6716+6731[\text{S II}]}} ,$$

ізолінії яких повинні перетнутися в одній точці або утворити трикутник невизначеності, центр якого відповідає найімовірнішим значенням T_e і n_e .

Для знаходження електронної концентрації використовують також відношення інтенсивностей $I_{\lambda 3729}/I_{\lambda 3726}$. Метастабільні рівні $^2D_{3/2}$, $^2D_{5/2}$ іона O^+ розміщені дуже близько один до одного і з них відбуваються переходи на нижній рівень $^4S_{3/2}$. Заселеність цих рівнів слабо залежить від T_e , відношення інтенсивностей відповідних ліній є, головню, функцією n_e :

$$\frac{I_{\lambda 3729[\text{O II}]}}{I_{\lambda 3726[\text{O II}]}} = 1,50 \frac{1 + 0,33\varepsilon + 2,30x(1 + 0,75\varepsilon)}{1 + 0,40\varepsilon + 9,9x(1 + 0,84\varepsilon)}. \quad (2.4)$$

У спостереженнях ПТ, однак, часто нема інтенсивностей компонент цих ліній.

Для аналізу фізичних умов у газових туманностях використовують емісійні лінії, відкоректовані за міжзоряне поглинання $A_V = 2,186 \cdot c$, де c – стала міжзоряного поглинання, яку також визначають зі спостережень.

Відносні інтенсивності ліній або потоки в них виправляють за міжзоряне поглинання за формулою

$$\left[\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}} \right]_{\text{випр}} = \left[\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}} \right]_{\text{спост}} \cdot 10^c \left[\frac{4861 \text{ \AA}}{\lambda} - 1 \right].$$

Для розподілу енергії, відкоректованого за міжзоряне поглинання, використовують формулу

$$\log(I_\lambda)_{\text{випр}} = \log(I_\lambda)_{\text{спост}} + c \cdot (f(\lambda) + 1), \quad (2.5)$$

де $f(\lambda)$ – функція міжзоряного поглинання, наведена в праці [108], а λ – довжина хвилі забороненої лінії.

Отже, для визначення електронної температури і концентрації необхідно виправити спостережувані інтенсивності ліній за міжзоряне поглинання, знайти n_e і T_e за формулами (2.1)–(2.3) або графічним методом. Можна знайти n_e за формулою (2.4) при $T_e = 10\,000$ К (залежність від T_e дуже слабка).

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ПТ.

1. Сформулювати теорему Росселанда.
2. Які спектральні лінії використовують для визначення n_e ?
3. Які спектральні лінії використовують для визначення T_e ?
4. Розписати конфігурацію енергетичних рівнів для атомів та іонів кисню: (O^0 , O^+ , O^{++}).
5. Як виникають рекомбінаційні лінії?
6. Як виникають заборонені лінії?

7. Чому заборонені лінії не випромінюють у зоряних фотосферах?
8. Схарактеризувати закон міжзоряного поглинання.
9. Як виправити за міжзоряне поглинання суцільний спектр?
10. Як виправити за міжзоряне поглинання відносні інтенсивності емісійних ліній?

2.2. Визначення температури центральної зорі та дилюції випромінювання газової туманності

У процесі дослідження ГТ часто виникає задача визначити температуру центральної зорі T_* та дилюцію випромінювання W газової туманності. Дослідження виконують методом відносної іонізації у випадку оптично тонкої ГТ ($\tau \ll 1$) та методом Занстра у випадку оптично товстої ГТ ($\tau \gg 1$).

Одним з параметрів, який зумовлює фізичні умови в туманності, є поле іонізувального випромінювання, що збуджує світіння газу.

У випадку планетарних туманностей характеристики цього поля визначені кольоровою температурою ядра T_* , тобто тією, яка найліпше описує розподіл енергії зорі за лайманівською границею та коефіцієнтом дилюції (розрідження) випромінювання W , який залежить від розмірів зорі та відстані до туманності $W = \frac{1}{4} \left(\frac{r_*}{r} \right)^2$, де r_* – радіус зорі; r – середній радіус туманності.

Метод відносної іонізації ($\tau \ll 1$). Рівняння іонізації для гелію запишемо у вигляді

$$\frac{\text{He}^{++}}{\text{He}^+} = \frac{8\pi W \sigma_0(\text{He}^+) \nu_0^3(\text{He}^+)}{c^2 n_e \alpha_t(\text{He}^{++})} \int_1^\infty \frac{x^{S+2}}{\exp\left(\frac{h\nu_0(\text{He}^+)}{kT_*} x\right) - 1} dx, \quad (2.6)$$

для кисню –

$$\frac{O^{++}}{O^+} = \frac{8\pi W \sigma_0(O^+) \nu_0^3(O^+)}{c^2 n_e \alpha_t(O^{++})} \int_1^\infty \frac{B x^{S+2} - (B-1)x^{S-1+2}}{\exp\left(\frac{h\nu_0(O^+)}{kT_*}x\right) - 1} dx, \quad (2.7)$$

де c – швидкість світла; σ_0 – ефективний переріз іонізації на межі поглинання цим сортом атомів; α_t – коефіцієнт рекомбінації атома X_{i+1} , підсумований за всіма енергетичними рівнями, який є функцією електронної температури T_e . Прийнято позначення $x = \frac{\nu}{\nu_0}$. Значення сталих B і S для різних іонів наведені в додатку II. Інтегрування виконують від границь головних серій атомів до безмежності. Якщо поділити рівняння (2.7) на рівняння (2.6), то отримана залежність є, головню, функцією T_* :

$$\frac{O^{++}/O^+}{He^{++}/He^+} = A \cdot \frac{\int_1^\infty \frac{B x^{S+2} - (B-1)x^{S-1+2}}{\exp\left(\frac{h\nu_0(O^+)}{kT_*}x\right) - 1} dx}{\int_1^\infty \frac{x^{S+2}}{\exp\left(\frac{h\nu_0(He^+)}{kT_*}x\right) - 1} dx}, \quad (2.8)$$

де A – деяка стала.

Отже, для визначення T_* використовують співвідношення (2.8). Відношення іонів гелію можна отримати зі спостережуваних ліній за формулою

$$\frac{He^{++}}{He^+} = a \frac{I_{\lambda 4686 He II}}{I_{\lambda He I}}, \quad (2.9)$$

де $a = 0,0414, 0,116, 0,0196$ і $0,0196$ для ліній $\lambda 4471$ He I, $\lambda 5876$ He I, $\lambda 4026$ He I і $\lambda 7065$ He I, відповідно. Аналогічне співвідношення можна записати для заборонених ліній кисню:

$$\frac{O^{++}}{O^+} = \varphi(n_e, T_e) \frac{I_{\lambda 4959+5007 [O III]}}{I_{\lambda 3726+29 [O II]}}. \quad (2.10)$$

Якщо відома температура ядра T_* і спостережувана в туманності іонізація He і O, то з рівнянь (2.6) і (2.7) можна знайти коефіцієнт ділоції W .

Метод Занстра ($\tau \gg 1$). Параметри T_* і W оптично товстої планетарної туманності можна визначити методом Занстра, в основі якого є таке положення: в умовах низької густини, коли радіативні процеси значно переважають над ударними, повна кількість випромінених зорею L_c -квантів і поглинутих туманністю дорівнює кількості бальмерівських квантів, випромінених туманністю: $N_{L_c} = N_{Ba+Bac}$,

$$N_{L_c} = \int_{\nu_0}^\infty 4\pi r_*^2 \frac{\pi B_\nu(T_*)}{h\nu},$$

де $B_\nu(T_*)$ – функція Планка,

$$N_{Ba+Bac} = k_\lambda \cdot q(H_\beta) \cdot \frac{F(H_\beta)}{h\nu_\beta} 4\pi R^2,$$

де $F(H_\beta)$ – потік у лінії H_β , ерг/см²·с; $q(H_\beta)$ – відношення кількості всіх бальмерівських квантів до кількості квантів у лінії H_β ; R – відстань від туманності до Землі. Для поглинальних атомів H^0 , He^0 і He^+ рівняння Занстра записують у такому вигляді:

$$\begin{aligned} T_*^3 \int_a^\infty \frac{x^2 dx}{e^x - 1} &= 10.7 \cdot 10^{C(H_\beta)} \cdot F(H_\beta) \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{1}{W} & (I); \\ T_*^3 \int_b^\infty \frac{x^2 dx}{e^x - 1} &= 45.25 \cdot 10^{1.087C(H_\beta)} \cdot F(He I)_{\lambda 4471} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{1}{W} & (II); \\ T_*^3 \int_c^\infty \frac{x^2 dx}{e^x - 1} &= 9.08 \cdot 10^{1.037C(H_\beta)} \cdot F(He II)_{\lambda 4686} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{1}{W} & (III), \end{aligned} \quad (2.11)$$

де $a = 15.8 \cdot 10^4/T_*$; $b = 28.53 \cdot 10^4/T_*$; $c = 63.15 \cdot 10^4/T_*$; тут прийнято позначення: $k_\lambda = 10^{n \cdot C(H_\beta)}$, де $n = 1, 1.087, 1.037$ для $\lambda 4861, \lambda 4471, \lambda 4686$, відповідно;

$$\frac{F(\text{He I})_{\lambda 4471}}{F(H_\beta)} = \frac{1}{2.15} \cdot \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+}; \quad \frac{F(\text{He II})_{\lambda 4686}}{F(H_\beta)} = \frac{1}{0.102} \cdot \frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+}.$$

Крім того, для визначення температури ядра можна використати метод відносної іонізації іонів кисню і гелію $\frac{\text{O}^{++}/\text{O}^+}{\text{He}^{++}/\text{He}^+}$, який є функцією температури для $T_* = 20\,000 - 200\,000$ К і слабо залежить від T_e . Для цього потрібно знайти спостережуване відношення $\frac{\text{O}^{++}/\text{O}^+}{\text{He}^{++}/\text{He}^+}$ і, відповідно, температуру зорі T_* . При знайденому значенні T_* за формулами (2.6), (2.7) можна знайти коефіцієнт дилюції W .

У разі застосування методу Занстра рекомендують розв'язати систему рівнянь (2.11) діленням кожного з рівнянь на інше, тобто знайти $T_*(\text{II/I})$, $T_*(\text{III/I})$, $T_*(\text{III/II})$ і, відповідно, середнє значення температури ядра T_* та коефіцієнта дилюції W .

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ.

1. Дати означення коефіцієнта дилюції випромінювання.
2. Дати означення ефективної температури центральної зорі ГТ.
3. Дати означення кольорової температури центральної зорі ГТ.
4. Дати означення яскравісної температури центральної зорі ГТ.
5. Дати означення іонізаційної температури ГТ.

6. Дати означення температури збудження ГТ.
7. У чому полягає суть методу відносної іонізації для визначення T_* ядра ГТ?
8. У чому полягає суть методу Занстра для визначення T_* ядра ГТ?
9. Чому різні методи визначення T_* ядер ГТ дають різні значення?
10. Чим пояснити те, що в методі Занстра $T_*(\text{HeII}) \approx (2 - 3) * T_*(\text{HI})$?

2.3. Визначення іонізації гелію і кисню при $\tau \ll 1$

Навчимося визначати ступінь іонізації атомів, коли нема термодинамічної рівноваги в оболонках ПТ, тобто навчитися визначати відношення вмістів іонів у сусідніх стадіях іонізації на прикладах іонів гелію та кисню.

Стан речовини в газових туманностях не відповідає термодинамічній рівновазі, тому іонізацію атомів не описує формула Саха—Больцмана. Внаслідок розрідженості речовини в туманності всі атоми перебувають, як звичайно, в основному енергетичному стані, а тому іонізація атомів переважає. У випадку газової туманності іонізацію атомів визначають з умови іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги

$$\int_{\nu_0(X^{+i})}^{\infty} X^{+i} \cdot \sigma_\nu(X^{+i}) \cdot \frac{B_\nu(T_*)}{h\nu} = X^{+i+1} \cdot n_e \alpha_t(n_e), \quad (2.12)$$

де X^{+i} , X^{+i+1} – кількість атомів у стадії іонізації $+i$ та $+i + 1$.

Отже, іонізацію атомів у газовій туманності описує формула

$$\frac{X^{+i+1}}{X^{+i}} = \frac{8\pi \cdot W \cdot \sigma_0(X^{+i}) \cdot \nu_0^3(X^{+i})}{c^2 \cdot n_e \alpha_t(X^{+i+1})} \times \int_1^\infty \frac{Bx^{S+2} - (B-1)x^{S-1+2}}{\exp\left(\frac{h\nu_0(X^{+i})}{kT_*}x\right) - 1} dx. \quad (2.13)$$

Перехід від спостережуваних інтенсивностей рекомбінаційних ліній гелію до кількості іонів і визначення іонізації гелію в туманності виконують за формулою (2.9).

Зв'язок між інтенсивностями заборонених ліній важких елементів із відповідними їм відносними вмістами іонів важких елементів описують подібними формулами:

$$\frac{X^{+i}}{H^+} = \frac{I_\lambda(X^{+i})/I_{H\beta}}{\theta(n_e, T_e)}. \quad (2.14)$$

Значення функції $\theta(n_e, T_e)$ для ліній (або суми ліній) різних іонів наведені у додатку VI.

Отже, знаючи з попередніх досліджень значення T_* ($\tau \ll 1$), W ($\tau \ll 1$), n_e , T_e , можна визначити іонізацію H^+/H^0 , He^{++}/He^+ , $O^+/O^0 \dots O^{4+}/O^{3+}$. Очевидно, зі спостережень ГТ найліпше можна визначити іонізацію He^{++}/He^+ і O^{++}/O^+ .

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ.

1. Дати означення оптичної товщини оболонки ГТ в іонізаційному континуумі.
2. Від яких основних параметрів залежить іонізація атомів в оболонках ГТ?
3. Чому в ГТ іонізацію атомів не описує формула Саха - Больцмана?

4. Які співвідношення використовують для визначення іонізації атомів у ГТ?
5. Чи залежать ефективні перерізи фотоіонізації від довжини хвилі?
6. Записати ефективні перерізи фотоіонізації для H^0 , He^0 , He^+ .
7. Чи однакова іонізація атомів, наприклад кисню, для різних іонів O ?
8. Чи правильне твердження, що $O^+/O^0 = O^{++}/O^+ = O^{+++}/O^{++}$ і так далі? Пояснити причину.
9. Дати означення ефективного коефіцієнта рекомбінації, наприклад, для лінії $H\beta$.
10. На які з енергетичних рівнів, наприклад H^+ , відбувається найбільше рекомбінацій?

2.4. Визначення хімічного вмісту гелію та кисню в газовій туманності

Навчимося визначати хімічний склад газу на прикладі гелію і кисню емпіричним і модельним методом.

В емпіричному методі хімічний вміст газових туманностей можна оцінити за такими наближеними формулами:

$$\frac{He}{H} = \frac{He^+ + He^{++}}{H^+};$$

$$\frac{O}{H} = \frac{O^+ + O^{++}}{H^+} \cdot \frac{He^+ + He^{++}}{He^+};$$

$$\begin{aligned}
 \text{He}/\text{H} &= (\text{He}^+/\text{H}^+)[1 - 0.25 (\text{O}^+/\text{O})]^{-1}; \\
 \text{O}/\text{H} &= (\text{O}^+ + \text{O}^{++})/\text{H}^+; \\
 \text{O}/\text{H} &= [(\text{O}^+ + \text{O}^{++})/\text{H}^+][1 - (\text{He}^{++}/\text{He})]^{-1}; \\
 \text{O}/\text{H} &= [(\text{O}^+ + \text{O}^{++})/\text{H}^+][(\text{He}^+ + \text{He}^{++})/\text{H}^+]; \quad (2.15) \\
 \text{O}/\text{H} &= [(\text{He}^+ + \text{He}^{++})/\text{H}^+]^{2/3}(\text{O}^+ + \text{O}^{++})/\text{H}^+; \\
 \text{O}/\text{H} &= (1 + \text{He}^{++}/\text{He}^+)(\text{O}^+ + \text{O}^{++})/\text{H}^+; \\
 \text{O}/\text{H} &= [(\text{He}^+ + \text{He}^{++})/\text{He}^+]^{2/3}(\text{O}^+ + \text{O}^{++})/\text{H}^+; \\
 \text{O} &= \text{O}^+ + \text{O}^{++} + \text{O}^{3+}; \\
 \text{O}^{3+} &= (\text{He}^{2+}/\text{He}^+)(\text{O}^+ + \text{O}^{++}).
 \end{aligned}$$

У модельному методі методика визначення хімічного вмісту газової туманності, однорідної за густиною газу й електронною температурою, прозорої в частотах лайманівського випромінювання, ґрунтується на теоретичних розрахунках іонізації атомів у деякій ідеалізованій туманності і підборі такого вмісту елементів, який найліпше пояснює спостережувану іонізацію та емісійний лінійчастий спектр реальної туманності.

Спільне розв'язування рівнянь іонізації водню

$$\text{H}^+/\text{H}^0 = f(T_*, W, n_e, T_e) \quad (2.16)$$

та інших атомів

$$\frac{X^{+i+1}}{X^{+i}} = f_i(T_*, W, n_e, T_e), \quad (2.17)$$

а також умов

$$\text{H}^0 + \text{H}^+ = \text{H}; \quad \sum_i^{\infty} X^i = X \quad (2.18)$$

дає змогу визначити відносний вміст He/H і O/H.

Отже, зі спектральних спостережень ГТ, виправлених за міжзоряне поглинання, можна знайти n_e, T_e , іонний вміст і, відповідно, іонний вміст $n(A^{+i}/H^+)$. Використовуючи іонізаційно - корекційні множники, знайдені з моделей світіння газової туманності, можна знайти вміст He/H і O/H модельним методом. Аналогічно можна знайти вміст He/H і O/H емпіричним методом за формулами (2.15).

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ.

1. Чому зручніше виражати хімічний склад ГТ відносно водню?
2. У чому полягає трудність визначення хімічного складу ГТ?
3. Розставити за рангом вміст хімічних елементів N, O, He, H, S, Ar, Ne в ГТ.
4. Що в разі обговорення хімічного складу означає слово "металічність"?
5. Які типи виразів для хімічного складу ГТ використовують в астрофізиці?
6. Чи правильне визнане багатьма авторами твердження, що $\text{He}/\text{H} = (\text{He}^+ + \text{He}^{++})/\text{H}$? Пояснити.
7. Як враховують у разі визначення хімічного складу ГТ неспостережувані стадії іонізації атомів? Пояснити на прикладі O/H.
8. Від яких параметрів залежить визначення найточнішого значення хімічного складу?
9. Для чого необхідно мати точніші значення хімічного складу областей НІІ в блакитних компактних карликових галактиках?

10. Для чого необхідно мати точніші значення хімічного складу планетарних туманностей?

2.5. Визначення вмісту кисню в зонах НІІ з виміряною діагностичною лінією [O III] $\lambda 4363$: двозонний метод Пейджела

Часто буває, що в спектрі туманності спостерігають лише яскраві лінії іона [OII]. Розглянемо випадок визначення вмісту кисню в зонах НІІ за допомогою ліній [O III] $\lambda 4959 + \lambda 5007$ та [O III] $\lambda 4363$. На жаль, такий метод дає змогу визначати лише вміст O/H.

Теорія світіння газових туманностей належить до найбільш розроблених розділів астрофізики. Розв'язано обернену задачу – застосування теорії світіння газових туманностей для визначення фізичних характеристик індивідуальних туманностей. Метод визначення електронної температури, електронної густини і хімічного складу газових туманностей за відношеннями інтенсивностей заборонених емісійних ліній у їхніх спектрах запропонований декілька десятків років тому [42–44]. Цей метод називають T_e -методом.

Однозначність строгого і логічно бездоганного T_e -методу втрачається в разі практичної реалізації в процесах різних авторів. Основною причиною є те, що з появою щораз точніших квантово-механічних розрахунків і нагромадженням експериментальних даних уточнюють атомні константи (імовірності переходів і параметрів зіткнень). Тому в працях різних авторів, виконаних у різні роки, можуть бути використані різні значення атомних констант. Крім того, у різних працях автори застосовують різні моделі для опису радіального розподілу температури зони НІІ, зокрема, модель з однаковим значенням температури все-

редині всієї туманності, двозонну модель для опису розподілу температури всередині туманності, модель з дрібномасштабними температурними флюктуаціями. Проте вміст кисню в зонах НІІ в Галактиці, знайдений за допомогою T_e -методу в працях, виконаних протягом понад 35 років, не можна розглядати як однорідний масив даних [45]. Для отримання значення вмісту кисню в зонах НІІ з виміряними відношеннями інтенсивностей ліній $I_{[O III]\lambda 4959 + \lambda 5007} / I_{[O III]\lambda 4363}$ у праці [45] перевизначено в рамках двозонної моделі. Відповідні співвідношення можна знайти в праці [46]. Згадані співвідношення для розрахунку вмісту кисню в зонах НІІ наведені нище. Надалі вміст кисню визначений за допомогою T_e -методу позначень $(O/H)_{T_e}$.

Деколи електронну температуру в зонах НІІ визначають не за забороненими лініями, а іншими методами. Наприклад, у праці [47] для визначення електронної температури в зонах НІІ диска Галактики використано рекомбінаційні радіолінії водню. Згідно з висновками [47], такий спосіб дає змогу визначити електронну температуру в НІІ зоні з точністю $\sim 5\%$, і знайдена таким методом електронна температура відповідає T_e в зоні світіння двічі іонізованого кисню [O III]. Однак значення вмісту кисню, знайдені в [47], систематично вищі від значень, знайдених за електронними температурами, що визначені за забороненими лініями двічі іонізованого кисню [OII].

Спектральні спостереження Галактичних зон НІІ виконувало багато дослідників ([47–61] та ін.). Результати цих спостережень з виявленими емісійними діагностичними лініями в спектрах зон НІІ дають змогу точно визначити вміст кисню за допомогою класичного T_e -методу. Ми використовуємо двозонну модель розподілу електронної температури в НІІ області і алгоритм розрахунку вмісту кисню в зоні НІІ, описаний Пейджелом та ін. [46], а також відношення між електронними температурами в зонах іонізації [O II] і [O III] з праці Гарнетта [44]. Перелік

співвідношень такий:

$$\frac{O}{H} = \frac{O^+}{H^+} + \frac{O^{++}}{H^+}, \quad (2.19)$$

$$12 + \log(O^{++}/H^+) = \log \frac{I_{[O \text{ III}]\lambda 4959 + \lambda 5007}}{I_{H\beta}} + 6.174 + \frac{1.251}{t_3} - 0.55 \log t_3, \quad (2.20)$$

$$12 + \log(O^+/H^+) = \log \frac{I_{[O \text{ II}]\lambda 3726 + \lambda 3729}}{I_{H\beta}} + 5.890 + \frac{1.373}{t_2} - 0.40 \log t_2 + \log(1 + 1.35x), \quad (2.21)$$

$$t_3 = t([O \text{ III}]) = 1.432 \left[\log \frac{I_{[O \text{ III}]\lambda 4959 + \lambda 5007}}{I_{[O \text{ III}]\lambda 4363}} - 0.85 + 0.03 \log t_3 + \log(1 + 0.0433xt_3^{0.06}) \right]^{-1}, \quad (2.22)$$

$$x = 10^{-4} n_e t_2^{-1/2}, \quad (2.23)$$

де n_e – електронна концентрація, см^{-3} (для дослідження областей НІІ з низькою електронною концентрацією n_e часто приймають (100 см^{-3}); $t_3 = t_{[O \text{ III}]}$ – електронна температура в межах зони світіння [O III] НІІ зони в одиницях 10^4K ; $t_2 = t_{[O \text{ II}]}$ – електронна температура в межах зони світіння [O II] НІІ області в одиницях 10^4K . Величину t_2 визначають з рівняння [44]

$$t_2 = 0.7t_3 + 0.3. \quad (2.24)$$

Електронні температури $T_e[\text{OIII}]$ в зонах НІІ визначають з використанням так званих діагностичних співвідношень, чутливих до електронної температури, між інтенсивностями таких спектральних ліній, як $I_{[O \text{ III}]\lambda 4959 + \lambda 5007} / I_{[O \text{ III}]\lambda 4363}$. Електронні температури $T[\text{OII}]$ в зонах НІІ можна отримати зі співвідношення $T_e[\text{OII}] - T_e[\text{OIII}]$ [44] (2.24).

Отже, для визначення O/H необхідно вираз (2.24) підставити у (2.23) і знайти x і, відповідно, t_3 . З рівнянь (2.20) і (2.21)

тоді можна знайти O^+/H^+ , O^{++}/H^+ і визначити O/H . У принципі, можна написати комп'ютерну програму і використати її для визначення t_3 з рівняння (2.22) і знайти O/H . Електронну концентрацію в цьому разі приймають $n_e = 100 \text{ см}^{-3}$. Ці кроки повторюють для таких значень n_e : 10, 50, 150, 200 та 500 см^{-3} і т. д. Результати оформляють у вигляді таблиці, у якій перший стовпець міститиме значення n_e , а інші стовпці – усі величини, значення яких розраховували. Зазначимо, що зміна електронної концентрації n_e впливає на визначення температур у зонах [O II] та [O III] зони НІІ та, відповідно, на визначення вмісту кисню в ній. Цікаво також виконати порівняльний аналіз отриманого вмісту кисню з відповідними даними, отриманими методом, описаним у п. 2.4.

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ.

1. Що таке заборонені переходи?
2. Як формується заселеність рівнів, переходи з яких спричиняють появу заборонених ліній.
3. Що таке діагностичні співвідношення між інтенсивностями ліній?
4. Чому співвідношення $I_{[O \text{ III}]\lambda 4959 + \lambda 5007} / I_{[O \text{ III}]\lambda 4363}$ значно залежить від електронної температури і дуже слабо від густини газу?
5. Описати суть двозонної моделі розподілу електронної температури в зоні НІІ.
6. Описати алгоритм розрахунку двозонної моделі розподілу електронної температури в зоні НІІ.
7. Як отримали вираз для визначення електронної температури в межах зони світіння [O II]?

8. Які переваги має двозонний метод Пейджела над однозонним?
9. Які недоліки двозонного методу Пейджела?
10. Чи можна виміряти електронну температуру у зонах НІІ без використання заборонених ліній?

2.6. Визначення вмісту кисню в НІІ зонах одновимірним емпіричним R_{23} -методом

Вміст кисню в зонах НІІ можна визначити також за допомогою ліній $[\text{O II}]\lambda 3726 + \lambda 3729$ та $[\text{O III}]\lambda 4959 + \lambda 5007$, без використання лінії $[\text{O III}]\lambda 4363$. Часто буває, що у спектрі туманності простежуються лінії іонів $[\text{O II}]$ і $[\text{O III}]$, однак нема інтенсивності лінії $[\text{O III}]\lambda 4363$.

Надійні значення вмісту кисню можна отримати за допомогою класичного T_e -методу тільки в тих НІІ зонах, у спектрах яких виміряне чутливе до електронної температури відношення інтенсивностей спектральних ліній $\frac{I_{[\text{O III}]\lambda 4959 + \lambda 5007}}{I_{[\text{O III}]\lambda 4363}}$. У спектрах НІІ зон спіральних галактик лінія $[\text{O III}]\lambda 4363$ дуже слабка і, зазвичай, її спостерігають (через низьку електронну температуру в НІІ зонах з високим вмістом кисню). Тому вміст кисню в більшості НІІ зон не можна визначити за допомогою T_e -методу. Водночас інтенсивності сильних емісійних ліній кисню $I_{[\text{O II}]\lambda 3726 + \lambda 3729}$ і $I_{[\text{O III}]\lambda 4959 + \lambda 5007}$ можна виміряти достатньо точно в спектрах НІІ зон у нашій та інших галактиках. Пейджел зі співавторами розробили метод визначення вмісту кисню в НІІ зонах, у якому використано тільки інтенсивності сильних кисневих ліній [62]. Вони запропонували використовувати як індикатор вмісту ки-

сню в зоні НІІ величину

$$R_{23} = (I_{[\text{O II}]\lambda 3726 + \lambda 3729} + I_{[\text{O III}]\lambda 4959 + \lambda 5007}) / I_{H\beta}. \quad (2.25)$$

Це припущення набуло широкого визнання і застосування. З використанням даних про зони НІІ, у яких вміст кисню визначений за допомогою T_e -методу, і на підставі моделі зон НІІ співвідношення між вмістом кисню і величиною R_{23} отримало багато авторів, наприклад [45, 63–65]. Співвідношення між вмістом кисню і величиною R_{23} називають R_{23} -калібруванням, а метод визначення вмісту кисню в НІІ зонах за допомогою співвідношення між вмістом кисню і величиною R_{23} – R_{23} -методом. Частіше від інших використовують калібрування, запропоноване Едмундсом і Пейджелом [64]. Це калібрування показано на рис. 2.2 суцільною лінією. Для зручності застосування калібровка Едмундса і Пейджела для кисню $12 + \log(\text{O}/\text{H}) > 8.2$ апроксимують поліномом

$$12 + \log(\text{O}/\text{H})_{R_{23}} = 9.302 - 0.403x - 0.675x^2 - 0.701x^3 + 0.666x^4. \quad (2.26)$$

Також широко використовують калібрування, запропоноване Зарицьким, Кеннікатом та Хучрою [66], яке є усередненням декількох калібрувань, отриманих раніше. Для зручності застосування це калібрування апроксимують для вмісту кисню $12 + \log(\text{O}/\text{H}) > 8.2$ поліномом

$$12 + \log(\text{O}/\text{H})_{R_{23}} = 9.265 - 0.330x - 0.202x^2 - 0.207x^3 - 0.333x^4, \quad (2.27)$$

де $x = \log R_{23}$.

Визначений за допомогою R_{23} -методу вміст кисню в НІІ області позначають як $(\text{O}/\text{H})_{R_{23}}$. Наголосимо, що поряд з R_{23} -методом, запропоновано й інші методи визначення вмісту кисню, у яких постулюють співвідношення між вмістом кисню НІІ зони і деякою комбінацією інтенсивностей сильних ліній у її спектрі. Як

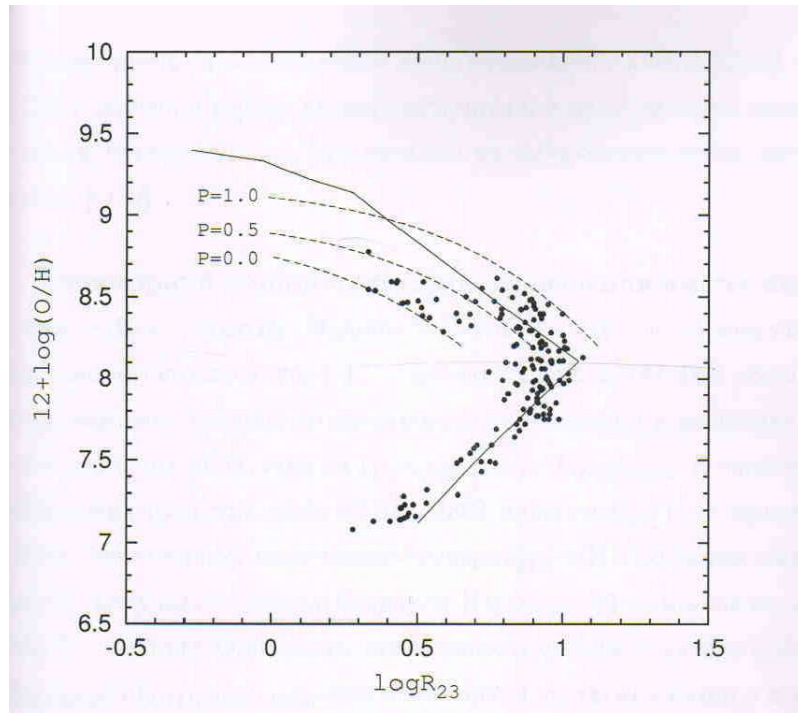


Рис. 2.2 Залежність вмісту кисню від параметра R_{23} , отримана калібруванням, що запропоноване Едмундсом і Пейджелом [64].

індикатори вмісту кисню в НІІ зонах запропоновано, наприклад, у праці [67], використовувати величину

$$[\text{O III}]/[\text{NII}] = I_{[\text{O III}]\lambda 4959 + \lambda 5007} / I_{[\text{NII}]\lambda 6548 + \lambda 6584},$$

а у праці [68] –

$$S_{23} = (I_{[\text{SII}]\lambda 6717 + \lambda 6731} + I_{[\text{SIII}]\lambda 9069 + \lambda 9532}) / I_{\text{H}\beta}.$$

Інтенсивності сильних емісійних ліній кисню відомі для декількох сотень зон НІІ в неправильних і спіральних галактиках,

див. наприклад, [50, 51, 65, 66, 69–74] та інші. Вміст кисню для великої кількості зон НІІ в спіральних галактиках, визначений R_{23} -методом, наведений у працях [45, 66, 75]. Однак сам факт існування різних R_{23} -калібрувань (див., наприклад, [63–66] та ін.) породжує запитання: чи узгоджується вміст кисню, отриманий за допомогою R_{23} -методу, з вмістом кисню, знайденим за допомогою строгого T_e -методу? Відповідь на це питання можна отримати шляхом безпосереднього порівняння вмісту кисню, отриманого за допомогою T_e -методу, $(\text{O}/\text{H})_T$, і вмісту кисню, отриманого за допомогою R_{23} -методу, $(\text{O}/\text{H})_{R_{23}}$, для одних і тих самих зон НІІ. Важливо наголосити: якщо одні й ті ж значення інтенсивностей ліній $I_{[\text{O II}]\lambda 3726 + \lambda 3729}$ і $I_{[\text{O III}]\lambda 4959 + \lambda 5007}$ використовують у T_e і R_{23} -методах, то це забезпечує коректність порівняння значень $(\text{O}/\text{H})_T$ і $(\text{O}/\text{H})_{R_{23}}$.

Спектральні дані для зон НІІ, у спектрах яких виміряні чутливі до температури відношення інтенсивностей ліній, зібрані й проаналізовані в працях [76–78]. З використанням T_e -методу у цих працях отримано однорідний (з погляду методики визначення вмісту кисню) масив значень $(\text{O}/\text{H})_T$. Розміщення зон НІІ на діаграмі $\text{O}/\text{H} - R_{23}$ показані точками на рис. 2.2. З рис. 2.2 випливає, що однозначної відповідності між вмістом кисню і величиною R_{23} нема. Крім того, різниця $\Delta(\text{O}/\text{H}) = (\text{O}/\text{H})_{R_{23}} - (\text{O}/\text{H})_T$ залежить від параметра збудження НІІ зони [76, 77], тобто похибки визначення вмісту кисню, отриманого за допомогою R_{23} -методу, не випадкові, а є систематичними [45]. Це зумовлено тим, що інтенсивності кисневих ліній у спектрі зони НІІ залежать від вмісту кисню і фізичних умов у туманності. У T_e -методі відмінності в фізичних умовах у різних туманностях з однаковими значеннями R_{23} враховують за допомогою електронної температури, а в R_{23} -методі їх не враховують.

Отже, припущення про однозначну відповідність між вмістом кисню і значенням R_{23} , що є в основі R_{23} -методу, не під-

тверджене даними по НІІ зонах, у яких вміст кисню визначений за допомогою T_e -методу. Похибки визначення вмісту кисню, отриманого за допомогою R_{23} -методу, не випадкові, а є систематичними.

Спектр області НІІ, використаний для виконання досліджень у п. 2.4 та п. 2.5, дає змогу визначити вміст О/Н за допомогою калібрувань Едмундса–Пейджела (2.26) та Зарицького–Кенніката–Хучри (2.27). Тоді за допомогою виразів (2.26) та (2.27) можна обчислити $(O/H)_{R_{23}}$. Цікаво порівняти вміст О/Н, отриманий за допомогою згаданих вище калібрувань, з відповідними результатами, отриманими в п. 2.5. Причини відмінності результатів та достовірність R_{23} -методу, очевидно, необхідно дослідити. Можна порівняти результати, отримані за допомогою різних калібрувань, і зробити відповідні висновки.

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ.

1. Які причини виникнення емпіричного R_{23} -методу?
2. Як визначають коефіцієнт R_{23} і чому його так позначають?
3. Які переваги R_{23} -методу над двозонним методом Пейджела?
4. Що таке R_{23} -калібрування?
5. Навести приклади інших калібрувань.
6. Як виконують R_{23} -калібрування?
7. Чи узгоджується вміст кисню, отриманий за допомогою R_{23} -методу, з вмістом кисню, знайденим за допомогою строного T_e -методу?

8. Що спричиняє "розмитість" залежності О/Н від R_{23} ?
9. Який характер похибок визначення вмісту кисню за допомогою R_{23} -методу?

2.7. Визначення вмісту кисню в НІІ зонах параметричним P -методом

Опишемо процедуру уточнення R_{23} -методу для обчислення О/Н з метою навчитися визначати вміст кисню в зонах НІІ параметричним P -методом. Це може бути однією з причин відмінностей О/Н, знайдених R_{23} - та P -методами.

Відмінності в фізичних умовах у різних туманностях з однаковими значеннями R_{23} можна врахувати за допомогою параметра збудження P [77, 79]. З використанням базової вибірки НІІ зон вміст кисню у яких надійно визначений за допомогою класичного T_e -методу, отримано співвідношення між вмістом кисню в НІІ зоні та інтенсивностями сильних кисневих ліній у її спектрі:

$$12 + \log(O/H)_P = \frac{R_{23} + 54.2 + 59.45P + 7.31P^2}{6.07 + 6.71P + 0.37P^2 + 0.243R_{23}}, \quad (2.28)$$

$$R_{23} = R_2 + R_3, \quad (2.29)$$

$$R_2 = \frac{I_{[O\ II]\lambda 3727 + \lambda 3729}}{I_{H\beta}}, \quad (2.30)$$

$$R_3 = \frac{I_{[O\ III]\lambda 4959 + \lambda 5007}}{I_{H\beta}}, \quad (2.31)$$

$$P = R_3/R_{23}, \quad (2.32)$$

де $I_{[O\ II]\lambda 3727 + \lambda 3729}$ та $I_{[O\ III]\lambda 4959 + \lambda 5007}$ – суми інтенсивностей заборонених спектральних ліній одно- та, відповідно, дворазово іонізованого кисню; $I_{H\beta}$ – інтенсивність спектральної лінії $H\beta$ для

спостережуваної області НІІ. Якщо значення інтенсивності спектральної лінії $\lambda 4959$ нема, то використовують співвідношення $I_{\lambda 4959+\lambda 5007} = 1.34I_{\lambda 5007}$ [80, 81].

Принципова різниця між традиційним R_{23} -методом і P -методом полягає в тому, що в P -методі немає припущення про однозначну відповідність між вмістом кисню і значенням R_{23} , яке є в основі R_{23} -методу. Навпаки, кожному значенню параметра збудження P відповідає своє співвідношення між вмістом кисню і значенням R_{23} . Співвідношення між вмістом кисню і значенням R_{23} для трьох значень параметра збудження P показані на рис.2.2 штриховими лініями.

Зазначимо, що в P -методі використовують інтегральний параметр збудження P , визначений для всієї зони НІІ. Тому для коректного застосування P -методу необхідно, щоб або спектр був отриманий для всієї зони НІІ, або щоб відношення інтенсивностей ліній $I_{[\text{O II}]\lambda 3727+\lambda 3729}$ і $I_{[\text{O III}]\lambda 4959+\lambda 5007}$ в спектрі відповідало цьому відношенню для всієї туманності. Ця умова звичайно виконується для позагалактичних НІІ зон. У випадку Галактичних НІІ зон, які мають великі кутові розміри, спектри часто отримують тільки для малої частини НІІ зони. Через стратифікацію випромінювання в зонах НІІ співвідношення інтенсивностей ліній $I_{[\text{O II}]\lambda 3727+\lambda 3729}/I_{\text{H}\beta}$ і $I_{[\text{O III}]\lambda 4959+\lambda 5007}/I_{\text{H}\beta}$ у спектрі малої центральної або малої периферійної частини НІІ зони може суттєво відрізнитись від цього співвідношення в інтегральному спектрі. В цьому випадку вміст кисню, визначений за допомогою P -методу, матиме велику похибку.

Твердження про те, що відмінності в фізичних умовах у різних туманностях з однаковими значеннями R_{23} можуть бути визначені й коректно враховані за допомогою параметра збудження P , можна легко перевірити так. Для базової вибірки зони НІІ у праці [77] отримано співвідношення між T_e в зоні світіння [ОІІ] й інтенсивностями сильних кисневих ліній:

$$t_p = \frac{R_{23} + 3,09 + 7,05P + 2,87P^2}{9,90 + 11,86P + 7,05P^2 - 0,583R_{23}}. \quad (2.33)$$

Значення електронної температури, що було знайдене з рівняння (2.33), узгоджується зі значенням електронної температури, яке визначене за формулами для класичного T_e -методу. Це є переконливим аргументом на користь того, що фізичні умови в НІІ зоні можна з'ясувати достатньо надійно і коректно врахувати за допомогою параметра збудження P . Так отримано підтвердження припущення Мак Гоха про те, що сильні кисневі лінії мають інформацію, достатню для визначення вмісту кисню в НІІ зонах [82]. Визначений за допомогою P -методу (2.28) вміст кисню в НІІ зонах позначають як $(\text{O}/\text{H})_p$.

Основна перевага P -методу та, що в ньому використовують тільки сильні кисневі лінії, які можна надійно спостерігати в НІІ зонах багатьох галактик. У цьому разі P -метод забезпечує точність визначення вмісту кисню, порівнянню з точністю класичного T_e -методу. Недолік P -методу той, що необхідно попередньо визначити належність НІІ зони до верхньої чи нижньої гілки R_{23} – O/H діаграми (див. рис. 2.2).

Для виконання такого дослідження необхідно використати той самий спектр області НІІ, який було взято для виконання завдань у п.2.4–2.6 у ході визначення вмісту O/H за попередніми методами (вирази (2.28)–(2.32)).

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ.

1. Назвати причини необхідності уточнення R_{23} -методу.
2. Як визначають і що характеризує параметр збудження P ?
3. Описати алгоритм розрахунку вмісту кисню параметричним P -методом?

4. Чи потрібна для визначення вмісту О/Н P -методом інтенсивність лінії $\lambda 4363$ [О III]?
5. Які спостережувані дані необхідні для визначення вмісту О/Н P -методом?
6. Як чинять у разі, коли нема лінії $\lambda 4959$ [О III]?
7. У чому полягає принципова різниця між параметричним P - і R_{23} -методами?
8. Що таке інтегральний параметр збудження?
9. Як впливає інтегральність параметра збудження P на похибку P -методу?
10. Як перевіряють твердження про те, що відмінності в фізичних умовах у різних туманностях з однаковими значеннями R_{23} можуть бути визначені і коректно враховані за допомогою параметра збудження P ?
11. У чому полягає суть припущення Мак Гоха?
12. Назвати основні переваги P -методу.
13. Назвати основний недолік P -методу.

РОЗДІЛ 3

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ УМОВ У ГАЗОВИХ ТУМАННОСТЯХ

3.1. Визначення Лус-спектра іонізувальних ядер зон НІІ методом NLEHII

Як виявилось, температури центральних зір ПТ, знайдені різними методами, значно відрізняються. Однією з причин такої відмінності може бути те, що випромінювання ядра ПТ відрізняється від чорнотільного. Виникає проблема визначення Лус-спектра іонізувальних ядер зон НІІ, яка містить мінімальну кількість припущень про природу іонізувальних ядер зон НІІ, та необхідність навчитись користуватися однією з програмних реалізацій такого підходу – методом NLEHII.

Метод NLEHII ґрунтується на припущенні про іонізаційно-рекомбінаційну і термічну рівновагу газу в туманностях. Вхідними параметрами для розрахунків є спостережувані інтегральні потоки від зон НІІ БККГ або ПТ, відповідно, у лініях H_{β} , $\lambda 4471$ HeI, $\lambda 4686$ HeII, виправлені за міжзоряне поглинання, і додатково розрахована сума інтенсивностей заборонених ліній $\sum I(\lambda)/I(H_{\beta})$.

Відповідно до потенціалів іонізації H^0, He^0 і He^+ , ділянку за $\lambda 912 \text{ \AA}$ можна розбити на три інтервали довжин хвиль: 912-504, 504-228, 228-22.8 \AA . Кванти першого інтервалу зазнають погли-

нання тільки атомами H^0 , другого – He^0, H^0 , третього – атомами H^0, He^0, He^+ (важкими елементами можна знехтувати). Розподіл енергії в кожному зі згаданих інтервалів визначений потоком випромінювання на початку інтервалу ($F_{912}, F_{504}, F_{228}$) і параметром, який характеризує зміну потоку з частотою. В степеневій апроксимації таким параметром є спектральний індекс α :

$$F_\nu = F_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\alpha, \quad (3.1)$$

де F_ν і F_{ν_0} – потоки іонізувального випромінювання; ν і ν_0 – частоти, відповідно, в і на початку кожного зі згаданих вище інтервалів.

Отже, неперервний спектр ядра в ділянці $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ відображений шістьма параметрами:

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

де кількість штрихів означає порядковий номер інтервалу.

Для отримання в цьому методі F_ν і α використовують рівняння балансу квантів, модифіковане для врахування наявності гелію в туманності, а також рівняння енергетичного балансу [83].

Під час виведення вихідних рівнянь враховували дифузне іонізувальне випромінювання, яке виникає в разі рекомбінацій електронів на основні рівні H^+, He^+, He^{++} , на другий рівень іона He^{++} , а також випромінювання в L_α -лініях атомів HeI і $HeII$. Повна кількість кожного сорту дифузних фотонів $N_n(X^+)$, випромінених за 1 с, дорівнює кількості рекомбінацій за 1 с, які приводять до їхнього утворення, тобто

$$N_n(X^+) = N(X^{+i})\alpha_n(X^{+i})V(X^{+i}), \quad (3.2)$$

де α_n – коефіцієнт рекомбінацій на рівень n ; $V(X^{+i})$ – об'єм газу, заповнений іонами H^+, He^+ або He^{++} .

Величину $V(X^{+i})$ можна знайти з такого співвідношення:

$$V(X^{+i}) = 4\pi D^2 F[X(\lambda)] / N(X^{+i}) N_e \alpha_{eff}[X(\lambda)] h\nu_{X(\lambda)},$$

де $F[X(\lambda)]$ – потік випромінювання в спектральній лінії $X(\lambda)$ на відстані Землі, виправлений за міжзоряне поглинання; α_{eff} – ефективний коефіцієнт рекомбінації в лінії $X(\lambda)$; D – відстань до зони НІІ. Подальші обчислення можна проводити для ліній H_β , $\lambda 4471HeI$ і $\lambda 4686HeII$. Значення необхідних для обчислень коефіцієнтів рекомбінації брали з праці [10]. У підсумку вихідні рівняння для поглинальних атомів H^0, He^0, He^+ з урахуванням згаданих вище процесів запишемо так [83]:

$$\begin{aligned} N_{Lyc}' + aN_{Lyc}'' + bN_{Lyc}''' &= N_{рек}(H^+) \\ &- N_1(H^+) - aN_1(He^+) - N_{L_\alpha}(He^+) \\ -bN_1(He^{++}) - bN_1(He^{++}) - N_2(He^{++}) - (1/4)N_{L_\alpha}(He^{++}), \\ (1-a)N_{Lyc}'' + cN_{Lyc}''' &= N_{рек}(He^+) - (1-a)N_1(He^+) \\ &- cN_1(He^{++}) - (1/4)N_{L_\alpha}(He^{++}), \\ (1-b-c)N_{Lyc}''' &= N_{рек}(He^{++}) - (1-b-c)N_1(He^{++}), \end{aligned} \quad (3.3)$$

де $N_{Lyc} = 4\pi D^2 \int \frac{F_\nu}{h\nu} d\nu$ – повна кількість квантів у заданому інтервалі λ , випромінених за одиницю часу ядром або ядрами; $N_{рек} = 4\pi D^2 \frac{\sum_1^\infty C_n(X^{+i})}{\alpha_{ef}[X(\lambda)]} F[X(\lambda)] / h\nu_{X(\lambda)}$ – повна кількість рекомбінацій на всі рівні іона X^{+i} ; a і b – частки фотонів, відповідно, другого і третього інтервалів ($504-228$ і $228-22.8 \text{ \AA}$), поглинутих H^0 ; c – частка фотонів $228-22.8 \text{ \AA}$, поглинутих He^0 . Інтегрування виконують у межах кожного з інтервалів λ . Кількість штрихів означає порядковий номер інтервалу.

Підставивши в (3.3) відомі вирази, отримаємо

$$F_{912} \int_1^{1.81} x^{\alpha'-1} dx + aF_{504} \int_1^{2.21} x^{\alpha''-1} dx -$$

$$\begin{aligned}
& +bF_{228} \int_1^{10} x^{\alpha'''-1} dx = A; \\
(1-a)F_{504} \int_1^{2.21} x^{\alpha''-1} dx + cF_{228} \int_1^{10} x^{\alpha'''-1} dx & = B; \\
(1-b-c)F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha'''-1} dx & = C; \quad (3.4)
\end{aligned}$$

де $x = \nu/\nu_0(X^i)$; A, B, C – функції спостережуваних потоків у лініях H_β , $\lambda 4471\text{HeI}$, $\lambda 4686\text{HeII}$ і електронної температури T_e . Зокрема, для $T_e = 10\,000$ К ці функції такі [84]:

$$\begin{aligned}
A &= (1, 39F(H_\beta) - [1, 73a + 0, 15]F(\text{HeI}) \\
&\quad - (0, 19 + 0, 30b)F(\text{HeII}))10^{-14}; \\
B &= ([4, 69 - 1, 73(1-a)]F(\text{HeI}) \\
&\quad - [0, 30c + 0, 039]F(\text{HeII}))10^{-14}; \\
C &= ([0, 98 - 0, 30(1-b-c)]F(\text{HeII}))10^{-14}. \quad (3.5)
\end{aligned}$$

Порівняємо кількість іонізацій H^0 випромінюванням $\lambda = 504-228 \text{ \AA}$ із загальною кількістю іонізацій H^0 і He^0 квантами того ж інтервалу λ й отримаємо a . Аналогічно одержимо b і c :

$$\begin{aligned}
a &= \frac{N_{ion}''(H^0)}{N_{ion}''(H^0) + N_{ion}''(\text{He}^0)}; \\
b &= \frac{N_{ion}'''(H^0)}{N_{ion}'''(H^0) + N_{ion}'''(\text{He}^0) + N_{ion}'''(\text{He}^+)}; \\
c &= \frac{N_{ion}'''(\text{He}^0)}{N_{ion}'''(H^0) + N_{ion}'''(\text{He}^0) + N_{ion}'''(\text{He}^+)}. \quad (3.6)
\end{aligned}$$

Тут

$$N_{ion}(X^i) = 4\pi D^2 N(X^i) \int_{x_0}^{x_{max}} F_X(1 - e^{-\tau_{Lyc}}) \sigma_x(X^i) \frac{dx}{hx}, \quad (3.7)$$

де $N(X^i)$ – вміст іона X^i ; $x = \nu/\nu_0(X^{+i})$; x_0 і x_{max} – відповідно, верхня і нижня межі розглядуваного інтервалу λ (або ν) в одиницях x ; F_X – потік випромінювання на частоті ν на відстані Землі без поглинання; $\sigma_x(X^i)$ – ефективний переріз фотоіонізації іона X^i у відповідному інтервалі λ ; τ_{Lyc} – оптична товщина небулярного газу для лайманівських квантів, яку приймали малою.

Ефективні перерізи фотоіонізації в кожному зі згаданих інтервалів для $H^0, \text{He}^0, \text{He}^+$ такі:

$$\begin{aligned}
\sigma'_x(H^0) &= \sigma(H^0)x^{-3}, \sigma''_x(H^0) = \sigma'_x(H^0)1,81^{-3}, \\
\sigma'''_x(H^0) &= \sigma''_x(H^0)2,21^{-3}, \sigma''_x(\text{He}^0) = \sigma(\text{He}^0)x^{-2,3}, \\
\sigma'''_x(\text{He}^0) &= \sigma''_x(\text{He}^0)2,21^{-2,3}, \sigma'''_x(\text{He}^+) = \sigma(\text{He}^+)x^{-3}, \quad (3.8)
\end{aligned}$$

де $\sigma(H^0), \sigma(\text{He}^0), \sigma(\text{He}^+)$ – ефективні перерізи фотоіонізації відповідних атомів на частоті потенціалу іонізації. З використанням (3.1, 3.6) – (3.8) отримаємо кінцеві вирази для визначення a, b і c :

$$a = [1 + 7, 53 \frac{\text{He}}{\text{H}} \frac{\int_1^{2,21} x^{\alpha''-3,3} dx}{\int_1^{2,21} x^{\alpha''-4} dx}]^{-1}; \quad (3.9)$$

$$b = [1 + \frac{\text{He}}{\text{H}} (12, 46 \frac{\int_1^{10} x^{\alpha'''-3,3} dx}{\int_1^{10} x^{\alpha'''-4} dx} + 18, 29)]^{-1}; \quad (3.10)$$

$$c = [1 + \frac{\int_1^{10} x^{\alpha'''-4} dx}{\int_1^{10} x^{\alpha'''-3,3} dx} (\frac{0, 08}{\text{He}/\text{H}} + 1, 47)]^{-1}. \quad (3.11)$$

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

Рівняння енергетичного балансу

$$G = \Lambda, \quad (3.12)$$

де

$$G = \epsilon(\text{H}^0)n(\text{H}^+)n_e\alpha_t(\text{H}^+) + \epsilon(\text{He}^0)n(\text{He}^+)n_e\alpha_t(\text{He}^+) + \\ + \epsilon(\text{He}^+)n(\text{He}^{++})n_e\alpha_t(\text{He}^{++})$$

– функція нагрівання газу; α_t – коефіцієнти рекомбінацій відповідних іонів. У нашому випадку внески в функцію нагрівання, спричинені рекомбінаціями відповідних атомів та іонів як функції відповідних спектральних індексів, запишемо так:

$$\epsilon(\text{H}^0) = h\nu_0(\text{H}^0)\left\{\frac{\int_1^{1,81} x^{\alpha'-3} dx}{\int_1^{1,81} x^{\alpha'-4} dx} - 1\right\},$$

$$\epsilon(\text{He}^0) = h\nu_0(\text{He}^0)\left\{\frac{\int_1^{2,21} x^{\alpha''-2,3} dx}{\int_1^{2,21} x^{\alpha''-3,3} dx} - 1\right\},$$

$$\epsilon(\text{He}^+) = h\nu_0(\text{He}^+)\left\{\frac{\int_1^{10} x^{\alpha'''-3} dx}{\int_1^{10} x^{\alpha'''-4} dx} - 1\right\},$$

Відповідно,

$$\Lambda = \epsilon_{\text{забор}} + \epsilon_{f-f} + \epsilon_{f-b} + \epsilon_{\text{H}^0} \quad (3.13)$$

– функція охолодження газу, тобто враховано 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 відомі:

$$\epsilon_{\text{забор}} = 3,02 * 10^{-13} t_e^{-0,227} \sum [I_\lambda] / \text{H}_\beta,$$

$$\epsilon_{f-f} = 0,558 * 10^{-12} t_e^{0,227},$$

$$\epsilon_{f-b} = 1,097 t_e [1 + 1,05 \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} t_e^{0,046} + 5,31 \frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+} t_e^{0,038}] 10^{-12},$$

$$\epsilon_{\text{H}^0} = 1,14 * 10^{-11} t_e^{10,42} / (\text{H}^+ / \text{H}^0),$$

– де $t_e = T_e / 10\,000$ К; $\frac{\text{He}^+}{\text{H}^+}$ і $\frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+}$ можна обчислювати за допомогою виразів [31]

$$\frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} = (1,84 + 0,2t_e) \frac{I_{\lambda 4471\text{HeI}}}{I\text{H}_\beta},$$

$$\frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+} = (0,0676 + 0,0162t_e) \frac{I_{\lambda 4686\text{HeII}}}{I\text{H}_\beta},$$

або ж використати для їхнього розрахунку новіші дані з праці [85].

На рис. 3.1 з праці [86] кільцями зображено залежність суми інтенсивностей заборонених ліній в оптичному діапазоні зон НІІ у БККГ, отримані з [70, 72, 87, 88], а трикутниками – суми інтенсивностей заборонених ліній планетарних туманностей, отримані з сітки їхніх фотоіонізаційних моделей світіння [89], від сумарних відносних інтенсивностей ліній $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [ОІІ], $4959 + 5007 \text{ \AA}$ [ОІІ]. Як бачимо, суми інтенсивностей заборонених ліній зон НІІ у БККГ розміщені внизу відповідно до смуги для планетарних туманностей.

Зазначимо, що для НІІ зон зазвичай беруть суму інтенсивностей заборонених ліній тільки з оптичного діапазону. Відсутність спостережень в інших діапазонах унеможливує знаходження зі спостережень повнішого значення відповідних сум для цих об'єктів.

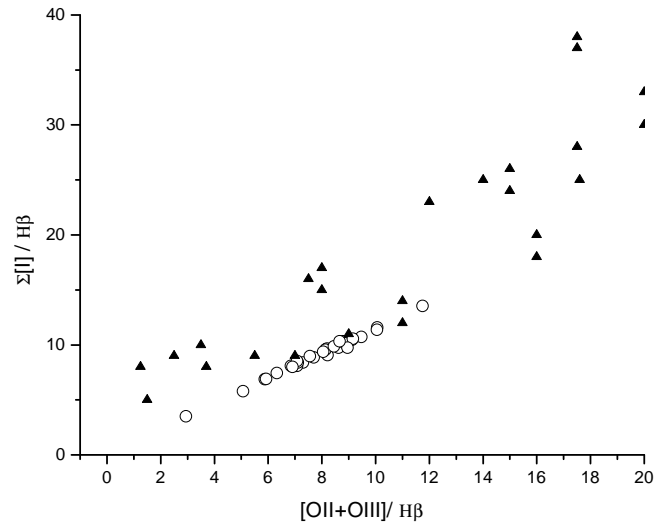


Рис. 3.1 Залежність суми інтенсивностей заборонених ліній в оптичному діапазоні зон НІІ в БККГ (кільця) і суми інтенсивностей заборонених ліній планетарних туманностей (трикутники), отримані з сітки їхніх фотоіонізаційних моделей світіння, від сумарних відносних інтенсивностей ліній λ 3727 Å [OII], 4959+5007 Å [OIII].

У будь-якому випадку внесок інтенсивностей заборонених ліній з інших діапазонів може тільки збільшити їхні загальні суми в заданих об'єктах. Тому суму відносних інтенсивностей заборонених ліній $\sum [I_\lambda]/H_\beta$ часто визначають за її залежністю від

сумарної інтенсивності небулярних ліній $([OII]+[OIII]+[NII])/H_\beta$ для планетарних туманностей:

$$\sum [I_\lambda]/H_\beta = 1,55[\lambda 3727[OII]/I(H_\beta) + I\lambda(4959 + 5007)[OIII]/I(H_\beta) + I\lambda 6584[NII]/I(H_\beta)] + 5,58. (3.14)$$

Оскільки для знаходження розподілу енергії за $\lambda \leq 912\text{Å}$ ми маємо чотири рівняння і шість невідомих, то F_ν і α у кожному з інтервалів шукаємо трьома варіантами [86].

Перший варіант відповідає припущенню про однаковий нахил спектра за водневим і гелієвим стрибками (визначали спектральний індекс α з (3.12), з урахуванням (3.12) – (3.14), і потоки випромінювання на λ 912,504,228 Å з системи (3.4).

Другий варіант відповідає припущенню про відсутність гелієвих стрибків (визначали F_{912} і спектральний індекс у кожному з двох діапазонів хвиль $\lambda\lambda$ 912–504 Å, $\lambda\lambda$ 504–228 Å. З системи 3.4 знаходять α' , α'' , α''' , після цього перевіряють чи виконується умова енергетичного балансу (3.12), користуючись виразами (3.12) – (3.14). Якщо умова (3.12) не виконується з наперед заданою точністю, то, відповідно до того, чи $G > \Lambda$, або навпаки, F_{912} збільшується або зменшується.

Третій варіант [86] є результатом модифікації методу Головатого–Проника [83, 84]. Він аналогічний до другого, однак розподіл енергії в третьому ($\lambda \leq 228\text{Å}$) діапазоні довжин хвиль шукають не з системи (3.4), а з його залежності від α' , знайденого нами апроксимацією результатів моделей зоряних атмосфер Шарера–де Котера (SdK) для O-B зір з металічністю $Z=0.004$ [90–92]. Апроксимацією результатів згаданих моделей SdK ми отримали залежність ефективної температури T_{eff} від α' :

$$T_{eff} = 60479,07132 + 20817,7748 * \alpha' + 6531,6828\alpha'^2 + 1196,33494\alpha'^3 + 108,06771\alpha'^4 + 3,66706\alpha'^5 (3.15)$$

Згідно з T_{eff} , можна задати розподіл енергії за 228 \AA , вибираючи відповідну модель з SdK [90–92]. Оскільки моделі SdK побудовані з кроком $\leq 3 \text{ 000 K}$, то можна вибирати найближчу за знайденою з (3.15) ефективною температурою модель, розподіл енергії якої для $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$ використовували в системі (3.4). Ця система (3.4) і вирази (3.10),(3.11),(3.13) дещо зміняться внаслідок поліноміального, а не степеневого зображення розподілу енергії в третьому діапазоні довжин хвиль. Тобто для $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$ вираз (3.1) зміниться так:

$$\frac{F_\nu}{F_{\nu_0}} = f(x). \quad (3.16)$$

Тут $f(x)$ – функція зміни потоку з частотою в заданому інтервалі довжин хвиль, $x = \nu/\nu_0$. Оскільки $f(x)$ не змінюється з переведенням потоків на іншу відстань, то її шукають з відношення потоків поліноміальної інтерполяції результатів відповідної моделі SdK, вибраної за допомогою (3.15). Поліноміальне зображення розподілу енергії в цьому діапазоні пов'язане з моделями SdK [90–92], у яких розподіли енергії в першому і другому діапазонах добре апроксимовані лінійною, а в третьому – поліноміальною залежністю від довжини хвилі.

Результати SdK [90–92] відображають незначні стрибки на $\lambda 504 \text{ \AA}$ для $T_{eff} \geq 35 \text{ 000 K}$, тому зважають тільки на стрибок на $\lambda 228 \text{ \AA}$. Як і в другому варіанті, F_{228}^- ми визначили за допомогою степеневого зображення, а F_{228}^+ отримали з видозміненої згідно з (3.16) системи (3.4). Знаючи F_{228}^+ на відстані Землі, потік на $\lambda 228 \text{ \AA}$ з відповідної моделі SdK на поверхні зорі, розподіл F_ν за $\lambda 228 \text{ \AA}$ у праці [86] перераховували на відстань Землі.

Для розрахунку *Лус*-спектра розроблено програму NLEHII (Nebula Light Exciter: HII regions) [86] мовою програмування C++.

Отже, для виконання цього дослідження необхідно освоїти алгоритм роботи програми NLEHII (детальний опис у праці [86]).

Заповнювати вхідний файл програми NLEHII необхідно, використовуючи спостережувані дані.

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ.

1. Що таке *Лус*-спектр?
2. На яких основних припущеннях ґрунтується метод NLEHII?
3. Які спостережувані дані необхідно мати для застосування методу NLEHII?
4. Яким зображенням розподілу енергії за $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ оперує метод NLEHII?
5. Скільки параметрів (назвати їх) відображає *Лус*-спектр у методі NLEHII?
6. Чи враховане дифузне іонізуюче випромінювання у методі NLEHII?
7. Вивести систему рівнянь балансу квантів для поглинальних атомів H^0 , He^0 та іона He^+ .
8. Записати рівняння енергетичного балансу для методу NLEHII.
9. Як визначити суму інтенсивностей усіх заборонених ліній?
10. Описати три варіанти розрахунку *Лус*-спектра методом NLEHII.
11. Описати переваги і недоліки методу NLEHII.

3.2. Розрахунок синтетичного *Lyc*-спектра областей зореутворень методом *Starburst99*

У процесі дослідження ГТ доцільно освоїти також методику генерування *Lyc*-спектра спалаху зореутворення методом *Starburst99* та навчитись аналізувати його форму залежно від параметрів початкової функції мас.

Розглянемо генерування *Lyc*-спектра іонізувального зоряного кластера, у якому відбулися або відбуваються процеси зореутворення. Цей спектр можна використовувати для подальшої побудови фотоіонізаційних моделей світіння (див. лабораторні роботи 11 та 12) зон НІІ, що оточують спалах зореутворення.

Зорі формуються з міжзоряного газу зі швидкістю [93]

$$\Psi(t) = \Psi(t=0)e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (3.17)$$

де t і τ – вік і тривалість спалаху, відповідно. Два граничні випадки становлять особливий інтерес. Якщо тривалість спалаху мала порівняно з віком ($\tau \ll t$), то всі зорі, по суті, утворюються миттєво в якийсь момент часу без подальшого зоряного формування. Ми вивчаємо великі зорі (тобто такі, чії маси $M > 5M_{\odot}$ за входження зорі на Головну послідовність). Час життя таких зір становить декілька мільйонів років [94]. Якщо $\tau \ll t$, то вважають, що навіть найважчі зорі утворилися в $t \approx 0$. Ми називатимемо це *миттєвим спалахом*. У цьому випадку, з практичних міркувань, можна знехтувати зоряним формуванням при $t > 0$. Тоді потужність спалаху зореутворення характеризують усією масою газу, перетвореною в зорі при $t = 0$. Закон зоряного формування такого типу загалом описує індивідуальні кластери старого, середнього або молодого віку [95].

Інший граничний випадок закону зоряного формування передбачає, що швидкість зоряного формування стала в часі. Та-

кий закон характерний для великих систем на зразок диска нашої галактики [96]. Процес зоряного формування зі сталою швидкістю завжди можна теоретично апроксимувати як послідовність миттєвих спалахів.

Два описані сценарії миттєвого спалаху та сталою зоряного формування завжди є граничними випадками реальної астрофізичної картини. Тому всі моделі, наведені в праці [97], присвячені побудові сітки моделей процесів зореутворення, розраховані на підставі цих двох припущень. Крім того, вироблено моделі для проміжного між згаданими вище двома граничними випадками закону зоряного формування (3.17) з параметрами $\tau \gg t$ для $t \leq t_0$ і $\tau \ll t$ для $t > t_0$, де τ заданий як 1, 3, 10, і 50 млн років (Муг). За цим законом, квазісталий спалах зоряного формування відбувається від $t = 0$ до $t = t_0$, а після цього практично немає зореутворення. Властивості зоряного скупчення, отримані як результат вибору цих конкретних значень, лежать між двома нашими граничними випадками. Початкову масову функцію (IMF) скупчення зір описують степеневим законом [93]

$$\Phi(m) = \frac{dN}{dm} = Cm^{-\alpha} \quad (3.18)$$

у діапазоні зоряних мас від M_{low} до M_{up} . Стала нормування C визначена повною масою, яка перетворилася в зорі. Області формування масивних зірок у локальній групі галактик, зазвичай, мають нахил у законі розподілу за масами між -2,5 і -2,0 [98]. Тому часто використовують IMF з $\alpha = 2,35$ [97, 99]. Також застосовують моделі зі стрімкими IMF при $\alpha = 3.3$ Останній випадок близький до IMF оточення Сонця, виведеної Міллером і Скало [100].

Зазвичай M_{low} приймають $1M_{\odot}$ [93, 97]. Спостереження засвідчують, що наймасивніші зорі більшості скупчень мають маси близько $100M_{\odot}$ [101]. Тому часто M_{up} приймають таким, що дорівнює цьому значенню. Загалом модельні прогнози не є дуже

чутливими до вибору M_{up} , якщо її значення суттєво нижче від $50M_{\odot}$ [97].

Для отримання залежності світності зорі від її маси використовують відповідні еволюційні треки. Сьогодні загальноприйнятою серед астрофізиків для розрахунку як *Lyc*-спектра, так і інших характеристик зоряного кластера вважають програму *Starburst99*. Детальнішу інформацію можна почерпнути з праць [93,97], які присвячені опису алгоритму розрахунку синтетичних моделей процесу зореутворення в окремому іонізувальному зоряному кластері та розрахунку на підставі цієї програми сітки моделей з аналізом їхніх результатів.

Отже, для цього дослідження необхідно освоїти алгоритм роботи програми *Starburst99* (детальний опис у працях [93,97]). Тобто заповнити вхідний файл програми *Starburst99*, використовуючи вихідні спектральні дані. Далі розрахувати *Lyc*-спектр іонізувального зоряного кластера для трьох випадків α : -2,5, -2,35 та -2,0.

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ:

1. У яких одиницях вимірюють швидкість зореутворення?
2. Які процеси збільшують, а які зменшують швидкість зореутворення?
3. Які сценарії процесів зореутворення ви знаєте? Схарактеризувати кожен з них.
4. Що таке початкова масова функція (IMF)? Назвати її параметри.
5. Які види розподілів IMF ви знаєте?
6. Чим визначені максимальна і мінімальна маси зорі у скупченні?

7. Які значення максимальної і мінімальної мас зорі у скупченні беруть на практиці? Чому?
8. Що таке зоряні еволюційні треки?
9. Описати алгоритм розрахунку спектра скупчення зір. Які чинники змінюють цей спектр протягом еволюції скупчення зір?
10. Назвати переваги і недоліки методу *Starburst99*.

3.3. Діагностика світіння газових туманностей

Опишемо повний алгоритм розрахунку електронної температури T_e та концентрації n_e сучасним методом "перетину кривих" різних відношень інтенсивностей заборонених ліній одного і того ж іона хімічного елемента і розрахуку іонного A^{+i}/H^{+} та хімічних A/H вмістів за допомогою програми DIAGN [1].

Є декілька способів визначення n_e і T_e у ГТ, кожен з яких має свої переваги і недоліки. Найбільше визнання сьогодні отримав так званий метод перетину кривих однакових відношень інтенсивностей емісійних заборонених, рекомбінаційних та інтеркомбінаційних ліній одного й того ж іона X^{+m} . Об'ємні коефіцієнти випромінювання в таких лініях можна легко розрахувати, якщо відомі відповідні атомні дані та ймовірності процесів, які приводять до їхнього утворення. Зазначимо, що світіння інтеркомбінаційних ліній (таких як $\lambda 1908[CIII]$, $\lambda 1487[NIV]$ і та ін.) збуджується як електронним ударом, так і під час діелектронних рекомбінацій. Хоча збудження цих ліній електронним ударом ефективніше, однак за походження діелектронної та ударної складових випромінювання в них відповідають різні стадії іонізації (наприклад, для лінії $\lambda 1908[CIII]$ – відповідно, C^{3+} і

C^{2+}). Тому відносна роль діелектронного і ударного механізмів збудження таких ліній залежить не тільки від n_e і T_e , а й від розподілу в НГ відповідного хімічного елемента за стадіями іонізації, що ускладнює їхнє застосування для діагностики. Крім того, потрібно бути обережними в разі використання для аналізу спектрів деяких УФ ліній, які утворюються у випадку переходів на основний рівень, тобто резонансних ліній, оскільки їхня мала оптична товщина не є певною. Однак для більшості емісійних ліній, особливо заборонених, спостережуваних у ГТ, небулярні середовища є прозорими, і це сильно спрощує їхнє застосування для визначення n_e , T_e і $n(X^{+m})/n(H^+)$.

Рекомбінаційні лінії утворюються після захоплення іоном вільного електрона на один зі збуджених енергетичних рівнів. З цього рівня електрон виконує каскадні переходи на нижчі рівні, і кожного разу випромінюється лінія, що відповідає цьому переходу. Під час розрахунків такого спектра припускають, що для кожного енергетичного рівня справджується умова статистичної рівноваги, тобто кількість електронів, які потрапляють за одиницю часу на рівень i , дорівнює кількості електронів, які покидають цей рівень. Енергія, яка випромінює в рекомбінаційній лінії з довжиною хвилі λ_{ij} іона X^{+m} у разі переходу з верхнього рівня на нижчий рівень j ,

$$\varepsilon^{rec}(\lambda_{ij}, X^{+m}) = n_i A_{ij} hc / \lambda_{ij}, \quad (3.19)$$

де n_i – населеність рівня i ; A_{ij} – ймовірність спонтанного переходу.

Об'ємний коефіцієнт випромінювання зручно обчислювати через кількість ефективних рекомбінацій на цей рівень за формулою

$$\varepsilon^{rec}(\lambda_{ij}, X^{+m}) = n(X^{+m+1}) n_e \alpha_{ef}(\lambda_{ij}, X^{+m}) hc / \lambda_{ij}, \quad (3.20)$$

– де $\alpha_{ef}(\lambda_{ij}, X^{+m}) = \alpha_{ef}^{rad} + \alpha_{ef}^{di}$ – ефективний коефіцієнт рекомбінації (радіативний і діелектронний), у цій лінії залежить від n_e

і T_e . Детальні розрахунки ефективних коефіцієнтів рекомбінації α_{ef}^{rad} в різних лініях водню, нейтрального й іонізованого гелію для широкого набору значень n_e і T_e виконані в працях Броклерхюрста [31, 37], Хаммера і Сторі [23], Смітса [102], Бенжаміна та ін. [85, 103], а в лініях різних іонів С, N, O – у праці Нікітіна та ін. [38]. Ці розрахунки засвідчили, що залежність α_{ef}^{rad} від n_e дуже слабка і здебільшого нею можна знехтувати. У разі діелектронної рекомбінації захоплення вільного електрона переводить іон завдяки кінетичній енергії цього електрона в двічі збуджений стан нижчої стадії іонізації. Потім відбуваються стабілізуювальні каскадні переходи збуджених електронів на рівні з меншою енергією. Під час кожного з таких переходів випромінюються кванти відповідних ліній. Об'ємний коефіцієнт випромінювання таких ліній розраховують за формулою (3.20). Ефективні коефіцієнти діелектронної рекомбінації в різних лініях іонів С, N, O – наведені в працях Нуссбаумера і Сторі [28, 104], Сторі [39] і зібрані Головатим та ін. [105]. Їх часто апроксимують виразом

$$\alpha_{ef}^{di}(t_e) = at_e^b, \quad (3.21)$$

де $t_e = T_e/10\,000\text{K}$. Значення a і b для ліній, що їх використовують у розрахунках програми DIAGN, яку опишемо нижче, отримані апроксимацією даних із названих праць (див. табл. 20 праці [105]).

У випадку ліній, збуджених зіткненнями, можна знехтувати всіма рівнями, які лежать вище, і розглядати рівняння статистичної рівноваги тільки для невеликої кількості рівнів (звичайно для п'яти). Енергію, яка випромінюється в таких лініях під час переходу з верхнього рівня i на нижній j , також описує вираз (3.19). Відносне населення рівнів можна розрахувати, використавши для кожного з них умову статистичної рівноваги для зіткнувальних і спонтанних переходів на заданий рівень i з нього. Рекомбінаціями на рівні в цьому разі можна знехтувати,

оскільки зіткнювальні процеси відбуваються зазвичай на декілька порядків частіше, ніж рекомбінації. Умову статистичної рівноваги для рівня j описують рівняння (1.53), (1.54). У випадку дворівневої структури система рівнянь (1.53), (1.54) значно спрощується і дає змогу безпосередньо записати вирази для відносної заселеності верхнього рівня (див. вираз (1.55)).

Таке ж наближення застосовують для розрахунків інтенсивностей ультрафіолетових інтеркомбінаційних і резонансних ліній, тобто розраховують сумарну інтенсивність власного мультиплету. Оскільки в цьому випадку $a_{21} \ll A_{21}$ і $b_{12} \ll A_{21}$, то рівняння (3.20) набуває дуже простого вигляду (див. вираз (1.56)).

Після розрахунку відносних населеностей усіх враховуваних рівнів іона X^{+m} можна легко обчислити об'ємний коефіцієнт випромінювання в лініях, які виникають у разі переходу між двома будь-якими рівнями $i \rightarrow j$ ($i > j$) (див. вираз (1.57)).

Залежність $\gamma_{ij}(T_e)$ записують у вигляді (1.58). Якщо величини $\gamma_{ij}(T_e)$ наведені для переходів між термами, то під час обчислення їхніх значень для переходів між рівнями використовують такі співвідношення:

$$\gamma(P_j^3 - D_2^1) = \frac{2j+1}{9} \gamma(P^3 - D^1), \quad (3.22)$$

$$\gamma(P_j^3 - S_0^1) = \frac{2j+1}{9} \gamma(P^3 - S^1) \quad (3.23)$$

– відповідно до статистичних ваг рівнів.

Інтенсивності емісійних ліній звичайно визначають відносно інтенсивності лінії H_β . Здебільшого обчислюють також абсолютний потік у лінії H_β . Для визначення іонних концентрацій спостережуваний спектр повинен бути виправлений за міжзоряне поглинання. Знайдені так інтенсивності емісійних ліній є інтегральними й інтегрування проводять за всім об'ємом випромінювального газу. Відношення інтенсивностей оптично тонких емі-

сійних ліній, очевидно, дорівнює відношенню їхніх об'ємних коефіцієнтів випромінювання, тобто

$$\frac{I(\lambda)}{I(H_\beta)} = \frac{\varepsilon(\lambda, T_e)}{\varepsilon(H_\beta)}. \quad (3.24)$$

Відносну концентрацію іонів $n(X^{+m})/n(H^+)$ можна знайти за рекомбінаційними лініями з рівнянь типу

$$\frac{n(X^{+m})}{n(H^+)} = \frac{\lambda(X^{+m})}{4861} \cdot \frac{\alpha_{ef}(H^+)}{\alpha_{ef}(X^{+m})} \cdot \frac{I(\lambda, X^{+m})}{I(H_\beta)}, \quad (3.25)$$

– де довжини хвиль λ повинні бути виражені в ангстремах. Значення ефективних коефіцієнтів рекомбінації для H , He і C наведені у згаданих вище працях. Є зручні аналітичні апроксимаційні вирази для визначення вмісту іонів $n(He^+)/n(H^+)$ і $n(He^{++})/n(H^+)$ за відносними інтенсивностями ліній HeI/H_β і $HeII/H_\beta$ ([31, 37]):

$$\frac{n(He^+)}{n(H^+)}(\lambda 4471) = (1,73 + 0,37t_e - 0,06t_e^2)I(\lambda 4471HeI/(H_\beta)) \quad (3.26)$$

$$\frac{n(He^+)}{n(H^+)}(\lambda 5876) = (0,493 + 0,305t_e - 0,059t_e^2)I(\lambda 5876HeI/(H_\beta)) \quad (3.27)$$

$$\frac{n(He^+)}{n(H^+)}(\lambda 5876) = (5,64 + 2,13t_e - 0,35t_e^2)I(\lambda 6678HeI/(H_\beta)) \quad (3.28)$$

$$\frac{n(He^+)}{n(H^+)}(\lambda 5876) = (31,3 - 18,0t_e + 4,38t_e^2)I(\lambda 7065HeI/(H_\beta)) \quad (3.29)$$

$$\frac{n(He^{++})}{n(H^+)} = (0,0653 + 0,0238t_e - 0,0052t_e^2)I(\lambda 4686HeII)/I(H_\beta) \quad (3.30)$$

Ці вирази справджуються для суто рекомбінаційних ліній. Однак лінії гелію можуть зазнавати збудження й ударами з електрона-

ми. Вплив ударних ефектів досліджено в праці Кінгдона і Ферланда [106], у якій наведені відношення ударних і рекомбінаційних компонент C/R для ліній HeI:

$$\frac{C}{R}(\lambda 4471) = \left[6,95t_e^{0,15}e^{-4,545/t_e} + 0,22t_e^{-0,55}e^{-4,884/t_e} + 0,98t_e^{-0,45}e^{-4,901/t_e} \right] / D, \quad (3.31)$$

$$\frac{C}{R}(\lambda 5876) = \left[6,78t_e^{0,07}e^{-3,776/t_e} + 1,67t_e^{-0,15}e^{-4,545/t_e} + 0,60t_e^{-0,34}e^{-4,901/t_e} \right] / D, \quad (3.32)$$

$$\frac{C}{R}(\lambda 6678) = \left[3,15t_e^{-0,54}e^{-3,776/t_e} + 0,51t_e^{-0,51}e^{-4,545/t_e} + 0,20t_e^{-0,66}e^{-4,901/t_e} \right] / D, \quad (3.33)$$

$$\frac{C}{R}(\lambda 7065) = \left[38,09t_e^{-1,09}e^{-3,364/t_e} + 2,80t_e^{-1,06}e^{-3,699/t_e} \right] / D, \quad (3.34)$$

де

$$D = 1 + 3130t_e^{-0,50}n_e^{-1}. \quad (3.35)$$

Унаслідок спостережень ми отримуємо сумарну (C+R) інтенсивність ліній HeII, тому, маючи C/R-відношення, спостережувані відношення інтенсивностей легко розділити.

Новіші й точніші дані для визначення вмісту гелію можна знайти в працях [85, 107]. Однак для їхнього застосування найліпше використовувати відповідні комп'ютерні програми згаданих авторів.

Аналогічним способом можна визначити відносні концентрації іонів за забороненими й інтеркомбінаційними лініями:

$$\frac{n(X^{+m})}{n(H^+)} = \frac{n_e \alpha_{ef}(H_\beta)}{n_i(X^{+m})A_{ij}} \cdot \frac{\lambda_{ij}}{4861} \cdot \frac{I(\lambda_{ij}, X^{+m})}{I(H_\beta)}. \quad (3.36)$$

Для цього необхідно спочатку розв'язати систему рівнянь стаціо-

нарності (1.53), (1.54), щоб визначити відносну заселеність рівня n_i іона X^{+m} .

Однією з програмних реалізацій згаданого методу є програма DIAGN [1], яка дає змогу отримувати значення $n_e =$ та $T_e =$ методом перетину кривих їхньої взаємної залежності. Цей метод ґрунтується на виведенні залежностей T_e від n_e для різних відношень інтенсивностей ліній. З рівняння (1.59) бачимо, що відношення інтенсивностей ліній одного й того ж іона X^i залежатиме від n_e і T_e :

$$\frac{I(\lambda_1, A^{+i})}{I(\lambda_2, A^{+i})} = f(n_e, T_e). \quad (3.37)$$

Якщо зі спостережуваного спектра ГТ відомі інтенсивності відповідних ліній, то для кожного з відношень можна розрахувати залежність T_e від n_e . Аналогічні залежності розраховують для співвідношень різних інтенсивностей інших іонів хімічних елементів. Як зазначено вище, функція $f(n_e, T_e)$ залежить ще й від населеностей рівнів відповідних іонів. Ці населеності розраховує програма DIAGN для п'ятирівневого атома/іона з рівнянь статистичної рівноваги (1.53). Користувач програми отримує відповідні значення T_e і n_e , після чого програма розраховує відносні іонні вмісти. Якщо відомі відносні іонні вмісти та іонізаційно-корекційні множники, наприклад, для планетарних туманностей та зон НІІ, то програма розраховує повний хімічний вміст для типу ГТ, заданого викладачем.

Програма DIAGN дає змогу розраховувати залежності T_e від n_e для чотирьох зон різного ступеня збудження, у яких випромінюють ті чи інші іони. За наявності достатньої кількості відносних інтенсивностей відповідних ліній програма може розраховувати T_e та n_e для кожної зони окремо.

За значеннями T_e і n_e програма DIAGN розраховує іонні вмісти всіх іонів, інтенсивності ліній яких у файлі зі спостережуваним спектром відмінні від нуля.

Для розрахунку відносного хімічного вмісту А/Н необхідно підсумувати всі відносні іонні вмісти A^{+i}/H^+ у всіх стадіях іонізації $+i$, а також врахувати вміст нейтрального водню у туманності. Для врахування вмісту іонів у неспостережуваних стадіях іонізації використовують так звані іонізаційно-корекційні множники (ІКМ), вирази для яких сьогодні отримують, головню, з результатів розрахунку сітки фотоіонізаційних моделей світіння туманностей.

У табл. 3.1 та 3.2 наведено вирази ІКМ, отримані для планетарних туманностей (з неоднорідним розподілом густини небулярного газу в їх оболонках, див. рис.3.2.) та зон НІІ, відповідно, що використовують у сучасній версії програми DIAGN. Відносний хімічний вміст А/Н у такому зображенні обчислюють за формулою

$$A/H = 10^{\lg(A^{+i}/H^+) - f(x)}, \text{ де } f(x) \equiv \sum_{n=0}^{n_{\max}} C_n * x^n,$$

де C_n – коефіцієнти полінома; n_{\max} – степінь полінома: для ПТ $n_{\max} = 3$, а для зон НІІ $n_{\max} = 8$; $x = \frac{X^{+k+1}}{X^{+k}}$.

Спостережувані відносні інтенсивності ліній, які використовують для визначення n_e , T_e і хімічного складу, повинні бути виправлені за міжзоряне поглинання. Значення міжзоряного поглинання можна знайти, застосовуючи спостережувані інтенсивності ліній, які мають спільний верхній рівень. Якщо пара емісійних ліній має один спільний рівень, то відношення їхніх інтенсивностей залежить лише від довжини хвилі λ і від імовірностей відповідних спонтанних переходів. Якщо лінії сильно відрізняються за довжиною хвилі, то їх можна використати для визначення сталої міжзоряного поглинання $c(H_\beta)$. Виправлене за міжзоряне поглинання відношення інтенсивностей ліній $I(\lambda)/I(H_\beta)$ пов'язане з відповідним спостережуваним відношенням $F(\lambda)/F(H_\beta)$ таким виразом

$$\log \left[\frac{I(\lambda_1)/I(H_\beta)}{I(\lambda_2)/I(H_\beta)} \right] - \log \left[\frac{F(\lambda_1)/F(H_\beta)}{F(\lambda_2)/F(H_\beta)} \right] = c(H_\beta) \cdot [f(\lambda_1) - f(\lambda_2)], \quad (3.38)$$

де $f(\lambda)$ – нормована до H_β функція почервоніння, відома із закону міжзоряного поглинання. Для визначення цієї функції звичайно використовують закон поглинання, опублікований у праці Сітона [108]. Для оптичного й, особливо, ГЧ діапазонів, у яких $f(\lambda) \sim \lambda^{-1}$, можна використовувати закон міжзоряного поглинання Уітфорда (1958), який з точністю до 5 % описують виразом:

$$f(\lambda) = 3,145854 \cdot 10^{-1,02109 \cdot \lambda} - 1, \quad (3.39)$$

де $f(\lambda)$ виражено в мікронах. Найліпше зображення цього закону в ГЧ, оптичному і УФ діапазоні дають поліноми Карделлі та інших (1989), а в оптичному діапазоні – поліноми Доннела (1994). Різні методи оцінки міжзоряного поглинання в широкому спектральному діапазоні для різних напрямів на небі детально розглянуті в огляді Бурнашева (1999).

Отже,

$$\log \frac{I(\lambda_1)/I(\lambda_2)}{F(\lambda_1)/F(\lambda_2)} = c(H_\beta) \cdot [f(\lambda_1) - f(\lambda_2)], \quad (3.40)$$

звідки

$$c(H_\beta) = \log \frac{I(\lambda_1)/I(\lambda_2)}{F(\lambda_1)/F(\lambda_2)} / [f(\lambda_1) - f(\lambda_2)], \quad (3.41)$$

а теоретичне відношення

$$\frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)} = \frac{n_i A(\lambda_1) hc / \lambda_1}{n_i A(\lambda_2) hc / \lambda_2} = \frac{A(\lambda_1) \lambda_2}{A(\lambda_2) \lambda_1}, \quad (3.42)$$

де n_i – заселеність рівня i ; A – імовірність спонтанних переходів для відповідних ліній λ_1 λ_2 .

Для визначення $s(H_\beta)$ головно використовують теоретичні відношення $I(\lambda_1)/I(\lambda_2)$, відповідні переходи між нижніми рівнями атомів X^+ . Проте у випадку СІІ для цього потрібно використовувати також переходи між верхніми рівнями цього іона, лінії яких часто спостерігають у спектрі випромінювального газу ($\lambda 1760, 5\text{\AA}(2s^2 3p^2 P_{1/2,3/2}^0 - 2s^2 2p^2 D_{5/2,3/2})$, $\lambda 2838\text{\AA}(2s^2 3p^2 P_{1/2,3/2}^0 - 2s^2 2p^2 S_{1/2})$ і $\lambda 6581\text{\AA}(2s^2 3p^2 P_{1/2,3/2}^0 - 2s^2 3s^2 S_{1/2})$).

Для виконання цього дослідження, очевидно, необхідно освоїти алгоритм роботи програми DIAGN (детальний опис у праці [1]). Тобто заповнити вхідний файл програми DIAGN "spectr.obs". Далі розрахувати T_e , n_e , іонний A^{+i}/H^+ та хімічний вміст А/Н конкретної ГТ.

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ.

1. Назвати основні методи визначення n_e , T_e , відповідно, та іонного вмісту в ГТ.
2. Пояснити мету застосування іонізаційно-корекційних множників.
3. У чому полягає суть методу "DIAGN"?
4. Чи можна застосувати програму "DIAGN" для визначення хімічного складу зоряних атмосфер?
5. Назвати можливі недоліки методу "DIAGN" для визначення хімічного складу ГТ.
6. Чи зміниться хімічний склад кисню, якщо для визначення його вмісту використати ІКМ для азоту?
7. Які лінії в спектрах газових туманностей вважають "небулярними", "авроральними" або "трансавроральними"?

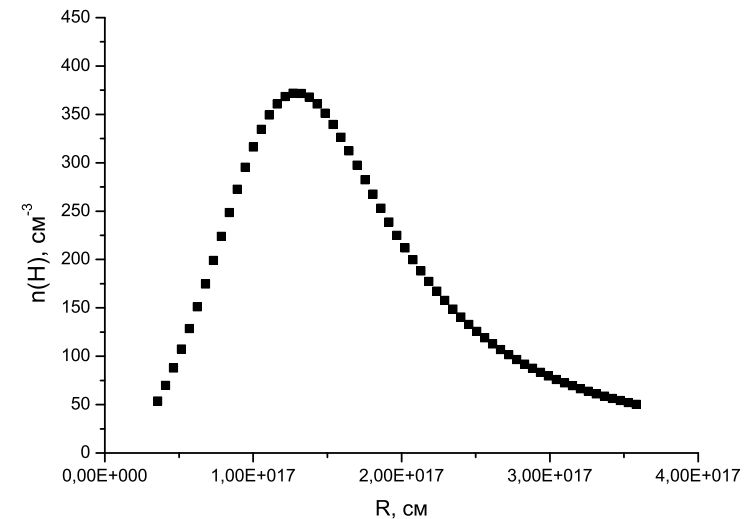


Рис. 3.2 Приклад радіального розподілу густини небулярного газу в оболонці планетарної туманності.

8. Чи можна визначити хімічний склад ГТ, якщо спостерігають лише "небулярні" емісійні лінії? Пояснити.
9. У чому полягає недолік так званого емпіричного методу визначення хімічного складу ГТ?
10. Які значення хімічного складу: за кількістю атомів, у шкалі $\lg N = 12,00$ чи по "металічності", зручно використовувати для визначення догалактичного гелію Y_p і його збагачення в процесах хімічної еволюції?

Таблиця 3.1

ІКМ для першого I (F) і другого II (FF) типів неоднорідного розподілу густини газу у ПТ

№	$\frac{A^{+1}}{H^+}$	$\frac{X^{+k+1}}{X^{+k}}$	Коефіцієнти полінома			
			C_0	C_1	C_2	C_3
He/H : 1, 2($x \in [-3.012.. -0.173]$)						
F1	He ⁺	$\frac{He^{2+}}{He^+}$	-0.23870	-0.60140	-0.33475	-0.05832
F2	He ²⁺	$\frac{He^{2+}}{He^+}$	-0.23870	0.39860	-0.33475	-0.05832
O/H : 3($x \in [-0.848..1.445]$); 4($x \in [-0.601..1.111]$); 5($x \in [-1.538.. -0.278]$)						
F3	O ⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.27601	-0.61017	-0.45654	0.04707
F4	O ²⁺	$\frac{S^{2+}}{S^+}$	-0.37506	0.76762	-0.80102	
F5	O ⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-1.36930	-2.26755	-1.44714	-0.32455
N/H : 6($x \in [-0.842..1.445]$); 7($x \in [-0.589..1.093]$); 8($x \in [-2.069..0.121]$)						
F6	N ⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.27782	-0.62239	-0.34683	
F7	N ⁺	$\frac{S^{2+}}{S^+}$	-0.16105	-0.71193	-1.04641	0.30716
F8	N ⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-1.30959	-2.17432	-1.43771	-0.34048
Ne/H : 9($x \in [-0.708..1.502]$); 10($x \in [-2.042..0.101]$)						
F9	Ne ²⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.06150	-0.08428	-0.21927	0.06389
F10	Ne ²⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-0.32702	-0.51322	-0.22932	-0.00919
S/H : 11($x \in [-0.821..1.467]$); 12($x \in [-0.842..1.424]$); 13($x \in [-0.598..1.093]$); 14($x \in [-2.077..0.121]$)						
F11	S ⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.33362	-0.62060	-0.26100	-0.07336
F12	S ²⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.17925	-0.03041	-0.36595	0.03666
F13	S ⁺	$\frac{S^{2+}}{S^+}$	-0.20142	-0.86441	-0.72479	0.11284
F14	S ⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-1.37852	-2.40162	-1.76205	-0.45096
Ar/H : 15($x \in [-0.821.. -1.424]$); 16($x \in [-0.864..1.445]$); 17, 18($x \in [-2.060..0.122]$)						
F15	Ar ²⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.07643	-0.22497	-0.23215	0.03283
F16	Ar ³⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.98922	1.05332	-0.59124	-0.03053
F17	Ar ²⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-0.55070	-1.00470	-0.63547	-0.13461
F18	Ar ³⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-0.55070	-0.00471	-0.63547	-0.13461

Закінчення табл. 3.1

№	$\frac{A^{+1}}{H^+}$	$\frac{X^{+k+1}}{X^{+k}}$	Коефіцієнти полінома			
			C_0	C_1	C_2	C_3
He/H : 1($x \in [-3.696..0.178]$); 2($x \in [-3.523.. -0.050]$)						
FF1	He ⁺	$\frac{He^{2+}}{He^+}$	-0.22559	-0.53991	-0.26862	-0.04109
FF2	He ²⁺	$\frac{He^{2+}}{He^+}$	-0.13271	0.77099	-0.04971	
O/H : 3($x \in [-0.236..1.098]$); 6($x \in [-2.081.. -0.177]$); 4($x \in [-0.843..1.315]$); 5($x \in [-0.351..0.7263]$)						
FF3	O ⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.28347	-0.60137	-0.41236	
FF4	O ²⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.29168	0.46012	-0.39720	-0.07055
FF5	O ²⁺	$\frac{S^{2+}}{S^+}$	-0.38583	0.78229	-0.68946	-0.13053
FF6	O ⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-1.35031	-2.19380	-1.37347	-0.30467
N/H : 7($x \in [-0.794..1.414]$); 8($x \in [-0.360..0.668]$); 9($x \in [-2.081.. -0.052]$)						
FF7	N ⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.27858	-0.62863	-0.34379	
FF8	N ⁺	$\frac{S^{2+}}{S^+}$	-0.18648	-0.68632	-0.76086	
FF9	N ⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-1.28947	-2.09108	-1.34620	-0.31297
S/H : 11($x \in [-0.769..1.340]$); 12($x \in [-0.601..1.340]$); 13($x \in [-0.351..1.098]$); 14($x \in [-2.050.. -0.021]$); 15($x \in [-1.155.. -0.082]$)						
FF11	S ⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.32238	-0.65139	-0.32790	
FF12	S ²⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.18345	-0.03747	-0.31307	-0.008464
FF13	S ⁺	$\frac{S^{2+}}{S^+}$	-0.19761	-0.85607	-0.76149	0.12733
FF14	S ⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-1.36016	-2.31242	-1.65119	-0.41463
FF15	S ²⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-0.58767	-1.06149	-0.83329	-0.19345
Ar/H : 16($x \in [-0.794..1.196]$); 18($x \in [-2.081..0.062]$); 17($x \in [-0.754..0.621]$); 19($x \in [-2.092.. -0.167]$)						
FF16	Ar ²⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.08066	-0.22004	-0.20368	
FF17	Ar ³⁺	$\frac{O^{2+}}{O^+}$	-0.98865	1.05557	-0.57037	-0.06337
FF18	Ar ²⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-0.55086	-1.00056	-0.62990	-0.13395
FF19	Ar ³⁺	$\frac{Ar^{3+}}{Ar^{2+}}$	-0.55086	-5.68722	-0.62990	-0.13395

ІКМ для зон III в БККГ

Таблиця 3.2

№	A/H	$\frac{A^{++}}{H^+}$	C_0	C_1 C_5	C_2 C_6	C_3 C_7	C_4 C_8	SD
$x = \lg(\text{He}^{++}/\text{He}^+)$:								
$x \in [-2.1..-1.5]$:								
G1	He/H	$\frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+}$	1043.9	2950.1 57.489	3318.2 0	1858.5 0	518.06 0	0.02
$x = \lg(\text{O}^{++}/\text{O}^+)$:								
$G2(x \in [-1..2.36]); G3, G4(x \in [-2..2.36])$:								
G2	O/H	$\frac{\text{O}^0}{\text{H}^+}$	-1.232	-0.710 0	-0.068 0	0.023 0	0 0	0.14
G3	O/H	$\frac{\text{O}^+}{\text{H}^+}$	-0.279	-0.432 0	-0.258 0	0.014 0	0.008 0	0.08
G4	O/H	$\frac{\text{O}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.279	0.568 0	-0.258 0	0.014 0	0.008 0	0.08
$G5(x \in [-1.8..1.8]); G6(x \in [-2..1]); G7(x \in [-1.72..2.36]); G7(x \in [-1.65..2.36])$:								
G5	N/H	$\frac{\text{N}^0}{\text{H}^+}$	-1.673	-1.008 0	-0.292 0	0.068 0	0.081 0	0.18
G6	N/H	$\frac{\text{N}^+}{\text{H}^+}$	-0.367	-0.489 0	-0.242 0	0.018 0	0.008 0	0.09
G7	Ne/H	$\frac{\text{Ne}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.210	0.459 0	-0.286 0	0.007 0	0.022 0	0.14
G8	S/H	$\frac{\text{S}^+}{\text{H}^+}$	-0.547	-0.563 0	-0.131 0	0.015 0	0 0	0.13
$x = \lg(\text{O}^{++}/\text{O}^+)$:								
$G9(x \in [-1.76..2.33]); G10(x \in [-1.65..2.33]); G11(x \in [-1.06..2.37])$:								
G9	S/H	$\frac{\text{S}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.167	0.062 -0.05	0.014 0.07	0.158 0.006	-0.231 -0.007	0.12
G10	Ar/H	$\frac{\text{Ar}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.098	0.092 -0.008	-0.117 0	0.001 0	0.003 0	0.07
G11	Ar/H	$\frac{\text{Ar}^{3+}}{\text{H}^+}$	-1.413	1.056 -0.009	-0.258 -0.005	-0.077 0	0.09 0	0.07
$x = \lg(\text{S}^{++}/\text{S}^+)$:								
$G12(x \in [-0.91..1.54]); G13(x \in [-0.37..1.54]); G14, G15(x \in [-1.4..1.54])$:								
G12	He/H	$\frac{\text{He}^+}{\text{H}^+}$	0.043	0.017 0	0.013 0	0.015 0	0 0	0.03
G13	O/H	$\frac{\text{O}^0}{\text{H}^+}$	-0.904	-0.893 -22.53	-1.087 20.58	3.226 -5.796	5.31 0	0.20
G14	O/H	$\frac{\text{O}^+}{\text{H}^+}$	-0.207	0.091 0.376	0.779 2.083	-0.817 -0.047	-2.844 -0.467	0.29
G15	O/H	$\frac{\text{O}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.743	0.885 0	-0.055 0	-0.031 0	-0.058 0	0.18

Закінчення табл. 3.2

№	A/H	$\frac{A^{++}}{H^+}$	C_0	C_1 C_5	C_2 C_6	C_3 C_7	C_4 C_8	SD
$G16(x \in [-0.9..1.5]); G17, G18(x \in [-1.55..1.56]); G19(x \in [-1.41..1.54]); G20(x \in [-1.56..0.61]); G21(x \in [-0.89..1.51]); G22(x \in [-0.61..1.54])$:								
G16	N/H	$\frac{\text{N}^0}{\text{H}^+}$	-1.273	-0.971 0	-0.456 0	-0.148 0	0.179 0	0.17
G17	N/H	$\frac{\text{N}^+}{\text{H}^+}$	-0.234	-0.028 0.266	0.641 1.904	-0.663 -0.027	-2.585 -0.426	0.26
G18	Ne/H	$\frac{\text{Ne}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.589	0.643 0	-0.117 0	0.03 0	0.045 0	0.23
G19	S/H	$\frac{\text{S}^+}{\text{H}^+}$	-0.339	-0.402 0.099	0.362 1.34	-0.292 0.001	-1.799 -0.301	0.18
G20	S/H	$\frac{\text{S}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.296	0.602 0.102	-0.359 0.024	-0.301 0	-0.051 0	0.18
G21	Ar/H	$\frac{\text{Ar}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.177	0.164 -4.37	-0.196 0.382	1.259 3.666	0.603 -1.601	0.16
G22	Ar/H	$\frac{\text{Ar}^{3+}}{\text{H}^+}$	-1.998	1.224 0	0.565 0	-0.416 0	0 0	0.26
$x = \lg(\text{Ar}^{3+}/\text{Ar}^{2+})$:								
$G23(x \in [-2.4..-0.88]); G24 - G26(x \in [-2.48..1.02]); G27(x \in [-2.41..0.2]); G28, G29(x \in [-2.4..0.9])$:								
G23	He/H	$\frac{\text{He}^+}{\text{H}^+}$	0.126	0.05 0	-0.052 0	-0.05 0	-0.011 0	0.03
G24	O/H	$\frac{\text{O}^0}{\text{H}^+}$	-2.436	-0.725 0	0.201 0	0.074 0	0 0	0.20
G25	O/H	$\frac{\text{O}^+}{\text{H}^+}$	-1.497	-0.953 -0.199	0.394 -0.028	0.114 0	-0.365 0	0.10
G26	O/H	$\frac{\text{O}^{++}}{\text{H}^+}$	0.075	0.067 -0.051	0.014 0	0.006 0	-0.156 0	0.09
G27	N/H	$\frac{\text{N}^0}{\text{H}^+}$	-3.168	-0.132 0	1.618 0	0.852 0	0.132 0	0.24
G28	N/H	$\frac{\text{N}^+}{\text{H}^+}$	-1.543	-1.416 -0.489	0.53 -0.111	0.827 0	-0.344 0	0.30
G29	Ne/H	$\frac{\text{Ne}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.014	-0.036 0	-0.053 0	0.097 0	0.024 0	0.06
$G30(x \in [-1.38..0.79]); G31 - G33(x \in [-2.4..0.88])$:								
G30	S/H	$\frac{\text{S}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.369	-0.700 -0.259	-0.431 -0.212	0.310 -0.043	0.161 0	0.09
G31	Ar/H	$\frac{\text{Ar}^{++}}{\text{H}^+}$	-0.299	-0.485 -0.160	-0.212 -0.101	0.113 -0.019	-0.018 0	0.06
G32	Ar/H	$\frac{\text{Ar}^{3+}}{\text{H}^+}$	-0.299	0.515 -0.160	-0.212 -0.101	0.113 -0.019	-0.018 0	0.06

3.4. Фотоіонізаційне моделювання світіння газових туманностей

Важливим методом дослідження фізичних характеристик газової туманності є розрахунок її фотоіонізаційної моделі світіння (ФМС). Для цього необхідно ознайомитися з алгоритмами розрахунку ФМС ГТ, навчитися створювати вхідний файл програми розрахунку ФМС ГТ (програма CLOUDY [2]), навчитися розраховувати ФМС ГТ різних типів.

Фотоіонізаційна модель світіння ГТ описує випромінювання її оболонки під дією жорстких ультрафіолетових квантів з ядра ($\lambda \leq 912\text{\AA}$). Розрахунок такої моделі полягає в сумісному розв'язанні рівнянь перенесення прямого і дифузного іонізувального випромінювання, рівнянь іонізаційної і статистичної рівноваги та рівняння енергетичного балансу в кожній точці туманності. Ми розглядатимемо випадок сферично-симетричної моделі ГТ, а тому для розрахунку іонізаційної і термічної структури необхідно в кожній точці туманності розв'язати систему згаданих вище рівнянь для всіх стадій іонізації всіх хімічних елементів, включених у модель. Цю систему рівнянь замикає очевидна умова $n_e \approx n(\text{H}^+) + n(\text{He}^+) + 2n(\text{He}^{++}) + \dots$

Зрозуміло, що розв'язати систему всіх рівнянь можна лише числовим методом. Ми використовуємо реалізацію ФМС у вигляді програми CLOUDY [2], що дуже популярна серед астрофізиків з огляду на її відкритість (вихідний код програми доступний кожному, хто має доступ до Інтернету) та постійну модифікацію і доповнення бази атомних даних. Нижче наведено порядок розрахунку ФМС ГТ за допомогою програми CLOUDY.

Порядок розрахунку іонізаційної і термічної структури туманності. Оболонку туманності розділяють на досить тонкі (геометрично й оптично) сферичні шари, у кожному з яких густину газу вважають сталою. У першій ітерації дифузне L_c -

випромінювання не враховують. Для першого внутрішнього шару приймають таку геометричну товщину, щоб оптична товщина $\tau_\nu(r_{in})$ в частотах лайманівського континууму на шляху від ядра до цього шару дорівнювала нулю (див. формулу (1.2)). Після цього обчислюють інтеграли у виразах (1.1) і (1.23) при $\tau_\nu = 0$, $J_\nu^d = 0$ (інтеграл в (1.3) дорівнюватиме нулю).

Далі роблять перше наближення температури $T_e^{(0)} \sim 10^4$ К і в цьому наближенні розв'язують систему рівнянь іонізаційної рівноваги, з якої визначають іонні концентрації в сферичному шарі ГТ. Після відшукування іонних концентрацій розраховують систему рівнянь (1.53), (1.54) для всіх необхідних іонів, обчислюють функції нагрівання й охолодження газу і перевіряють виконання умови енергетичного балансу (1.40). Якщо ця умова не виконується, то обчислюють нове ітераційне значення температури $T_e^{(1)}$ й описані вище обчислення повторюють. Пошук послідовних наближень T_e продовжують доти, доки температура та іонні концентрації не будуть визначені з бажаною точністю.

Таку ж процедуру розрахунку температури та іонних концентрацій виконують потім для всіх наступних шарів. У цьому разі для кожного шару оптичну товщину на шляху від ядра до цього шару $\tau_\nu(r)$ обчислюють інтегруванням (підсумовуванням) за всіма попередніми шарами згідно з формулою (1.2). Після розрахунку всіх шарів обчислюють також інтегральні оптичні товщини туманності в межах іонізації H^0 , He^0 , He^+ :

$$\tau_0(\text{H}^0) = \sigma_0(\text{H}^0) \int_{r_{in}}^{r_{out}} n(\text{H}^0) dr;$$

$$\tau_0(\text{He}^0) = \sigma_0(\text{He}^0) \int_{r_{in}}^{r_{out}} n(\text{He}^0) dr; \quad (3.43)$$

$$\tau_0(\text{He}^+) = \sigma_0(\text{He}^+) \int_{r_{in}}^{r_{out}} n(\text{He}^+) dr,$$

де σ_0 – переріз фотоіонізації на межі поглинання відповідним атомом чи іоном; r_{in} та r_{out} – внутрішній та зовнішній радіуси.

Після завершення першої ітерації (тобто обчислення іонних концентрацій і температури для всіх шарів без урахування дифузного випромінювання) розраховують середні інтенсивності дифузного L_c -випромінювання в кожному шарі.

Коли середні інтенсивності дифузного L_c -випромінювання в кожному шарі обчислені, розраховують другу ітерацію (друге проходження дифузного L_c -випромінювання вздовж радіуса туманності від внутрішнього шару до зовнішнього). На цій ітерації інтеграли у виразах (1.3) і (1.23) обчислюють уже з урахуванням значень $J_\nu^d(r)$, знайдених з попередньої ітерації. У цьому випадку повторюють описаний вище процес розрахунку іонних концентрацій і температури T_e в кожному шарі. Після розрахунку всіх шарів знову обчислюють інтегральні оптичні товщини $\tau_0(X^i)$ і розраховують за описаною методикою середні інтенсивності дифузного випромінювання. Знайдені значення $\tau_0(X^i)$ і $J_\nu^d(r)$ порівнюють зі значеннями цих величин, отриманими на попередній ітерації. Якщо бажана точність збіжності не досягнута, то виконують третю, четверту і так далі ітерації.

Після досягнення бажаної точності можна вважати, що іонізаційна і термічна структура туманності, що відповідає заданому L_c -спектру ядра, заданому радіальному розподілу густини газу в туманності і заданому хімічному складу газу, розрахована. Після цього обчислюють емісійний лінійчастий спектр туманності за формулою (1.59) або (1.60) і абсолютний потік випромінювання в лінії H_β (1.61), які порівнюють з результатами спостережень.

Отже, у процесі такого дослідження необхідно ознайомитися з алгоритмом програми розрахунку фотоіонізаційних моделей

світіння CLOUDY [2]. Далі підготувати вхідний файл програми CLOUDY для розрахунку ФМС ГТ. Значення вхідних параметрів (ефективну температуру або L_c -спектр, хімічний вміст, густину водню, чинник наповнення тощо) задає викладач. Розрахувати за допомогою програми CLOUDY сферично-симетричну модель ГТ, ФМС компактної зони НІІ і гігантських зон НІІ навколо спалаху зореутворення або навколо ядра активної галактики.

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ:

1. Що означає фотоіонізаційна модель світіння ГТ?
2. Які основні рівняння описують світіння ФМС?
3. Як знайти кількість квантів, випромінених центральною зорею і поглинутих у туманності?
4. Що таке дифузне іонізуюче випромінювання?
5. Що означає наявність статистичної рівноваги в ГТ?
6. Пояснити суть енергетичного балансу в ГТ.
7. Назвати на переваги і недоліки ФМС.
8. Пояснити порядок розрахунку ФМС.
9. Які основні параметри ГТ визначають ФМС ГТ?
10. Які параметри отримують унаслідок розрахунку ФМС ГТ?

3.5. Оптимізація фотоіонізаційного моделювання світіння газових туманностей

Детально розглянемо задачу оптимізації фотоіонізаційного моделювання світіння ГТ. Для цього необхідно освоїти алгоритм розрахунку оптимізованих фотоіонізаційних моделей світіння (ОФМС) ГТ, навчитися розраховувати ОФМС ГТ різних типів і вміти визначати похибки оптимальних значень параметрів ОФМС ГТ різних типів.

Зі спостережень газових туманностей ми отримуємо емісійний лінійчастий спектр і потік у лінії H_β . Такий спектр називатимемо спостережуваним. У ФМС газових туманностей також розраховують емісійний лінійчастий спектр. Називатимемо такий спектр модельним. Однак вхідні параметри ФМС невідомі. ФМС, як ми бачили, є складною системою з багатьох рівнянь. Тому для знаходження оптимальних значень невідомих вхідних параметрів необхідно розв'язати інверсну задачу фотоіонізаційного моделювання: знайти оптимальну ФМС, спектр якої та інші фізичні параметри найліпше відтворювали б відповідні спостережувані значення. З методами і деталями розв'язку інверсної задачі можна ознайомитись у працях [109, 110]. Методи й оптимізація фотоіонізаційного моделювання світіння ГТ імплементовані і в CLOUDY [2, 111], однак чіткий статистичний підхід до фотоіонізаційного моделювання ГТ застосовують поки що тільки на кафедрі астрофізики Львівського національного університету імені Івана Франка.

Критерієм неузгодженості між спостережуваним і модельними спектрами, зазвичай, для кожного параметра вибирають так звану χ^2 -функцію:

$$\chi_i^2 = \left(\frac{O^i - M^i}{\sigma^i} \right)^2, \quad (3.44)$$

де O^i – деяке спостережуване, а M^i – відповідне підсумкове модельне значення; σ^i – похибка i -го спостережуваного значення ($i = 1, 2, \dots, N$).

Головними фізичними параметрами, які використовують для розрахунку χ^2 -функції, є потік на відстані Землі, або світність у лінії H_β , відносні інтенсивності $I(\lambda, X^i)/I(H_\beta)$ певної кількості (N) емісійних ліній. Деякі дослідники використовують також зовнішній радіус ГТ R_{out} . Повне значення χ^2 -функції розраховують так:

$$\begin{aligned} \chi_L^2 &= \left(\frac{L(H_\beta)^O - L(H_\beta)^M}{\sigma(L(H_\beta))} \right)^2; \\ \chi_{RI}^2 &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{[I_i/I(H_\beta)]^O - [I_i/I(H_\beta)]^M}{\sigma([I_i/I(H_\beta)]^O)} \right)^2; \\ \chi_{R_{out}}^2 &= \left(\frac{R_{out}^O - R_{out}^M}{\sigma(R_{out})} \right)^2; \\ \chi^2 &= \chi_L^2 + \chi_{RI}^2 + \chi_{R_{out}}^2. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Тут верхні індекси O відповідають спостережуваним, а M – модельним значенням відповідного параметра. Якщо, крім перерахованих, використовують ще якийсь параметр, то його внесок необхідно врахувати в розрахунку повного значення χ^2 -функції.

Під час розрахунку інверсної задачі є ймовірність, що оптимізатор дасть локальний, а не глобальний мінімум, або що близьких мінімумів є багато (випадок виродження розв'язків). У разі пошуку ОФМС початкові значення хімічного складу можна визначити за допомогою згаданих вище діагностичних методів (наприклад, DIAGN, доповнений виразами для ІКМ), а Лус-спектр – за допомогою методу NLEHII. Ці методи дають розв'язки, які не можуть сильно відрізнитися від результатів, отриманих в оптимальній ФМС. Тому ініціалізація більшості вільних параметрів

задачі пошуку ОФМС не може бути довільною. Для решти параметрів, таких як фактор наповнення туманності небулярним газом, розподіл густини газу тощо, початкові значення можна отримати за допомогою побудови сітки ФМС за цими параметрами у відповідних очікуваних межах для заданого типу небулярних об'єктів з фіксованими значеннями інших вільних параметрів, отриманими згаданим вище способом. Однак можна оминути розрахунок сітки завдяки множині пошуків ОФМС однієї ГТ, кожен з яких має відмінний набір початкових значень згаданих вище вільних параметрів. Як бачимо з результатів праць [111–114], у випадку планетарних туманностей головно отримують один мінімум χ^2 -функції, а у випадку зон НІ навколо спалахів зореутворення оптимальні значення хімічного вмісту елементів є не виродженими, параметри ж, що відображають геометричну і фізичну структуру ГТ, можуть давати виродження: два–три близькі значення χ^2 у межах $\chi_{\min}^2 \leq \chi^2 \leq \chi_{\min}^2 + \Delta\chi^2$. Проте навіть в останньому випадку параметри виродження можуть бути відображені одним параметром (наприклад, іонізаційним параметром), який виродження не показує. Отже, такий параметр, крім того, що зменшує кількість *незалежних* вільних параметрів, також визначає іонізаційну структуру ГТ, яка залишається незмінною.

Після знаходження оптимальної ФМС необхідно визначити похибки оптимальних значень вільних параметрів. Детальну маргіналізаційну задачу [110] у випадку ФМС з великою кількістю вільних параметрів розв'язувати часто неможливо навіть із сучасними комп'ютерними технологіями (одну модель на сучасному комп'ютері рахують у середньому близько трьох хвилин, а для знаходження ОФМС інколи необхідно розрахувати десятки тисяч окремих ФМС). Тому для визначення похибок оптимальних значень вільних параметрів ОФМС діють так [115]:

1) визначають кількість ступенів вільності ν конкретної ФМС

як різницю між кількістю *незалежних* параметрів N , які використовують для розрахунку χ^2 -функції, і кількістю *незалежних* вільних параметрів M . На цьому етапі для визначення кількості відповідних *взаємозалежних* параметрів інколи необхідно розраховувати багато тестових ОФМС [115], а також відшукувати кореляції між спостережуваними даними;

2) у припущенні нормального розподілу значень похибок, відповідно до кількості ступенів вільності та довірчого інтервалу p , відшукують значення $\Delta\chi^2$ (табл. 3.3);

3) з результатів розрахунку всіх моделей ОФМС вибирають ті, у яких $\chi^2 \leq \chi_{\min}^2 + \Delta\chi^2$;

4) відповідно до розподілів значень χ^2 -функції (або, наприклад, функції правдоподібності [110]) за кожним з вільних параметрів графічно або перебиранням на підставі відібраних у попередньому пункті результатів ФМС визначають можливі максимальні відхилення значень вільних параметрів у бік значень, більших (плюсова похибка) і менших (мінусова похибка) від знайденого в ОФМС оптимального значення.

Для виконання таких досліджень необхідно ознайомитися з алгоритмами розрахунку ОФМС, що описані в CLOUDY [2]. Далі підготувати вхідний файл для розрахунку ОФМС ГТ (як вхідний спостережуваний спектр та зовнішній радіус ГТ використати спектр, отриманий у процесі розрахунку ФМС ПТ під час виконання попередніх досліджень). Початкові значення вільних параметрів задати довільно в межах допустимих значень. Потім необхідно розрахувати сферично-симетричну ОФМС ПТ за допомогою програми CLOUDY.

Питання для самостійного опрацювання матеріалу щодо дослідження ГТ.

1. Чому актуальною є зворотна задача фотоіонізаційного моделювання світіння небулярних об'єктів, у чому її суть?

Таблиця 3.3

Значення $\Delta\chi^2$ як функція довірчого інтервалу p та кількості ступенів вільності ν задачі

$p, \%$	ν					
	1	2	3	4	5	6
68,30	1.00	2.30	3.53	4.72	5.89	7.04
90,00	2.71	4.61	6.25	7.78	9.24	10.6
95,40	4.00	6.17	8.02	9.70	11.3	12.8
99,00	6.63	9.21	11.3	13.3	15.1	16.8
99,73	9.00	11.8	14.2	16.3	18.2	20.1
99,99	15.1	18.4	21.1	23.5	25.7	27.8

- Що таке вільні параметри ОФМС? Що визначає χ^2 -функція в процесі оптимізації розрахунку ФМС?
- Описати алгоритм пошуку оптимальної фотоіонізаційної моделі світіння газової туманності.
- Чому ініціалізація більшості вільних параметрів ОФМС не може бути довільною?
- Як перевірити збіжність вибраної конфігурації пошуку ОФМС?
- Як визначити кількість ступенів вільності в задачах пошуку ОФМС?
- Як визначають похибки оптимальних значень ОФМС?
- Які алгоритми оптимізаторів ви знаєте? Опишіть їх.
- Які переваги та недоліки методу ОФМС?

ДОДАТКИ

I. Потенціали іонізації.

Елемент	I – II	II – III	III – IV	IV – V	V – VI
H	13,595	-	-	-	-
He	24,58	54,403	-	-	-
O	13,614	35,146	54,934	77,394	113,873

II. Ефективні перерізи фотоіонізації.

$$\sigma_{\nu}(A_i) = \sigma_0(A_i) \left[B \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^S - (B - 1) \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{S-1} \right] 10^{-18} \text{см}^2$$

Елемент	σ_0	B	S
H ⁰	6,3	1	-3
He ⁰	8,0	1	-2,3
He ⁺	1,6	1	-3,0
O ⁰	2,54	4	-1,0
O ⁺	8,1	2,45	-2,0
O ⁺⁺	3,48	1,3	-2,0
O ⁺⁺⁺	1,11	1,82	-3,0
O ⁴⁺	1,64	1	-2,0

III. Коефіцієнти рекомбінації на основний рівень іонів:

$$t_e = T_e[K]/10000^{\circ}K,$$

$$\alpha_1(\text{H}^+) = 41,02 \cdot t_e^{-0,727} \cdot 10^{-14} \text{cm}^3/\text{c},$$

$$\alpha_1(\text{He}^+) = 43,0 \cdot t_e^{-0,672} \cdot 10^{-14} \text{cm}^3/\text{c},$$

$$\alpha_1(\text{He}^{++}) = 218,0 \cdot t_e^{-0,689} \cdot 10^{-14} \text{cm}^3/\text{c},$$

$$\alpha_1(\text{O}^+) = 31,0 \cdot t_e^{-0,678} \cdot 10^{-14} \text{cm}^3/\text{c},$$

$$\alpha_1(\text{O}^{++}) = 200,0 \cdot t_e^{-0,646} \cdot 10^{-14} \text{cm}^3/\text{c},$$

$$\alpha_1(\text{O}^{3+}) = 510,0 \cdot t_e^{-0,666} \cdot 10^{-14} \text{cm}^3/\text{c},$$

$$\alpha_1(\text{O}^{4+}) = 960,0 \cdot t_e^{-0,670} \cdot 10^{-14} \text{cm}^3/\text{c},$$

$$\alpha_1(\text{O}^{5+}) = 120,0 \cdot t_e^{-0,779} \cdot 10^{-14} \text{cm}^3/\text{c}.$$

IV. Значення функції $\varphi(n_e, T_e)$

$T_e[K] \setminus n_e[\text{cm}^{-3}]$	10^2	10^3	$5 \cdot 10^3$	10^4	$5 \cdot 10^4$	10^5
8 000	0,557	0,528	0,419	0,384	0,135	0,082
8 200	0,575	0,542	0,433	0,395	0,140	0,085
8 400	0,591	0,557	0,446	0,406	0,145	0,088
8 600	0,609	0,576	0,461	0,419	0,150	0,091
8 800	0,626	0,591	0,473	0,426	0,175	0,095
9 000	0,641	0,607	0,488	0,439	0,180	0,097
9 200	0,659	0,622	0,503	0,448	0,185	0,101
9 400	0,673	0,639	0,515	0,448	0,189	0,093
9 600	0,691	0,654	0,529	0,470	0,194	0,096
9 800	0,705	0,668	0,541	0,479	0,199	0,099
10 000	0,720	0,681	0,554	0,557	0,233	0,103
10 500	0,756	0,717	0,583	0,580	0,244	0,096
11 000	0,791	0,750	0,612	0,599	0,253	0,104
11 500	0,823	0,782	0,641	0,621	0,264	0,111
12 000	0,855	0,814	0,669	0,641	0,274	0,119
12 500	0,886	0,842	0,695	0,661	0,284	0,126
13 000	0,914	0,871	0,719	0,679	0,293	0,134
13 500	0,944	0,897	0,747	0,695	0,303	0,141
14 000	0,966	0,924	0,767	0,716	0,313	0,147
14 500	0,992	0,953	0,791	0,732	0,320	0,154
15 000	1,014	0,972	0,814	0,748	0,330	0,161
15 500	1,046	0,993	0,834	0,767	0,338	0,167
16 000	1,061	1,018	0,853	0,778	0,347	0,173
16 500	1,079	1,040	0,869	0,793	0,353	0,179
17 000	1,106	1,064	0,888	0,811	0,363	0,185
17 500	1,125	1,075	0,910	0,823	0,370	0,191
18 000	1,146	1,099	0,924	0,838	0,379	0,197
18 500	1,165	1,116	0,942	0,851	0,386	0,203
19 000	1,181	1,14	0,958	0,868	0,394	0,208
19 500	1,196	1,16	0,976	0,879	0,401	0,213
20 000	1,218	1,18	0,989	0,892	0,406	0,219

V. Значення інтегралів $\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}$

x_0	$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}$	x_0	$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}$
0	2,40	3,2	0,77
0,2	2,38	3,4	0,68
0,4	2,33	3,6	0,61
0,6	2,26	3,8	0,54
0,8	2,16	4,0	0,48
1,0	2,05	4,2	0,42
1,2	1,92	4,4	0,38
1,4	1,80	4,6	0,33
1,6	1,67	4,8	0,29
1,8	1,54	5,0	0,25
2,0	1,42	6,0	0,12
2,2	1,29	7,0	0,059
2,6	1,06	8,0	0,027
2,8	0,96	10,0	0,0055
3,0	0,86	12,0	0,0010

VI. Значення функції $\theta(n_e, T_e)$ для ліній відповідних іонів.

[O II] λ 7319+7330

$T_e [K] \setminus n_e [cm^{-3}]$	10^3	10^4	10^5	10^6
4 000	0,00000670	0,0000113	0,0000218	0,0000211
	0,0000298	0,0000631	0,0000976	0,0000954
5 000	0,000124	0,000205	0,000411	0,000405
	0,000405	0,000844	0,00134	0,00133
6 000	0,00107	0,00224	0,00359	0,00368
	0,00233	0,00483	0,00784	0,00787
7 000	0,00457	0,00941	0,0154	0,0156
	0,00820	0,0168	0,0278	0,0282
8 000	0,0137	0,0280	0,0466	0,0476
	0,0217	0,0440	0,0738	0,0756
9 000	0,0325	0,0658	0,111	0,114
	0,0469	0,0944	0,160	0,166
10 000	0,0651	0,131	0,223	0,231
	0,0878	0,176	0,302	0,314
11 000	0,115	0,229	0,396	0,413
	0,151	0,299	0,519	0,543
12 000	0,193	0,381	0,665	0,698
	0,237	0,467	0,820	0,863
13 000	0,287	0,564	0,994	1,05
	0,337	0,660	1,17	1,24
14 000	0,392	0,765	1,36	1,44
	0,457	0,890	1,59	1,69
15 000	0,529	1,03	1,84	1,69
	0,529	1,03	1,84	1,96
16 000	0,689	1,33	2,39	2,56
	0,776	1,49	2,70	2,90
17 000	0,868	1,66	3,02	3,25
	0,977	1,87	3,40	3,67
18 000	1,09	2,08	3,80	4,11
	1,20	2,28	4,18	4,53
19 000	1,31	2,49	4,57	4,96
	1,43	2,70	4,98	5,41
20 000	1,55	2,92	5,40	5,87

Продовження додатку VI.

[O II] λ 3726+3729

$T_e [K] \setminus n_e [\text{cm}^{-3}]$	10^3	10^4	10^5	10^6
4 000	0,00600	0,0143	0,0210	0,0197
	0,0140	0,0333	0,0495	0,0468
5 000	0,0351	0,0628	0,124	0,119
	0,0744	0,175	0,265	0,255
6 000	0,140	0,326	0,498	0,481
	0,225	0,523	0,804	0,783
7 000	0,342	0,790	1,22	1,19
	0,492	1,13	1,76	1,73
8 000	0,679	1,55	2,42	2,39
	0,903	2,05	3,21	3,18
9 000	1,17	2,63	4,14	4,11
	1,47	3,30	5,19	5,18
10 000	1,80	4,03	6,37	6,38
	2,17	4,84	7,67	7,70
11 000	2,58	5,72	9,08	9,14
	3,07	6,79	10,8	10,9
12 000	3,61	7,95	12,7	12,8
	4,11	9,02	14,4	14,6
13 000	4,64	10,1	16,2	16,5
	5,10	11,1	17,8	18,1
14 000	5,57	12,1	19,4	19,8
	6,14	13,3	21,4	21,8
15 000	6,72	14,5	23,4	23,9
	7,32	15,7	25,4	26,1
16 000	7,93	17,0	27,5	28,2
	8,55	18,2	29,6	30,4
17 000	9,18	19,5	31,7	32,7
	9,93	21,0	34,3	35,4
18 000	10,7	22,6	36,9	38,1
	11,3	23,9	39,1	40,4
19 000	12,0	25,2	41,3	42,7
	12,6	26,5	43,5	45,1
20 000	13,3	27,8	45,6	47,4

Продовження додатку VI.

[O III] λ 4363

$T_e [K] \setminus n_e [\text{cm}^{-3}]$	10^3	10^4	10^5	10^6
4 000	0,00000125	0,00000126	0,00000147	0,00000195
	0,00000323	0,00000629	0,00000725	0,00000969
5 000	0,0000285	0,0000288	0,0000330	0,0000442
	0,0000995	0,000100	0,000114	0,000153
6 000	0,000282	0,000284	0,000323	0,000434
	0,000648	0,000652	0,000739	0,000992
7 000	0,00133	0,00134	0,00151	0,00203
	0,00248	0,00250	0,00281	0,00378
8 000	0,00431	0,00434	0,00486	0,00654
	0,00701	0,00706	0,00789	0,0106
9 000	0,0108	0,0109	0,0122	0,0164
	0,0160	0,0161	0,0179	0,0241
10 000	0,0227	0,0229	0,0254	0,0342
	0,0313	0,0315	0,0349	0,0469
11 000	0,0418	0,0421	0,0466	0,0625
	0,0557	0,0560	0,0619	0,0831
12 000	0,0724	0,0728	0,0803	0,108
	0,0904	0,0909	0,100	0,134
13 000	0,111	0,112	0,123	0,165
	0,132	0,133	0,146	0,195
14 000	0,155	0,156	0,171	0,229
	0,183	0,184	0,202	0,270
15 000	0,214	0,215	0,236	0,315
	0,248	0,249	0,272	0,364
16 000	0,284	0,286	0,312	0,417
	0,323	0,325	0,354	0,473
17 000	0,364	0,366	0,399	0,533
	0,413	0,415	0,452	0,603
18 000	0,465	0,468	0,508	0,678
	0,515	0,517	0,562	0,749
19 000	0,567	0,569	0,618	0,824
	0,621	0,623	0,676	0,901
20 000	0,677	0,680	0,737	0,981

Продовження додатку VI.

[O III] λ 4959+5007

$T_e [K] \setminus n_e [\text{cm}^{-3}]$	10^3	10^4	10^5	10^6
4 000	0,0344	0,0337	0,0277	0,00998
	0,0684	0,0670	0,0556	0,0207
5 000	0,150	0,147	0,123	0,0470
	0,287	0,281	0,238	0,0928
6 000	0,493	0,484	0,412	0,164
	0,740	0,728	0,622	0,253
7 000	0,105	1,04	0,892	0,370
	1,44	1,42	1,22	0,517
8 000	1,90	1,87	1,62	0,695
	2,43	2,39	2,08	0,904
9 000	3,02	2,98	2,60	1,15
	3,67	3,63	3,18	1,42
10 000	4,40	4,34	3,81	1,72
	5,17	5,10	4,50	2,06
11 000	6,00	5,92	5,23	4,42
	7,01	6,92	6,13	2,87
12 000	8,09	7,99	7,10	3,35
	9,06	8,95	7,96	3,79
13 000	10,1	9,94	8,86	4,29
	10,9	10,8	9,63	4,67
14 000	11,8	11,6	10,4	5,08
	12,8	12,7	11,4	5,59
15 000	13,9	13,7	12,3	6,12
	15,0	14,8	13,3	6,66
16 000	16,1	15,9	14,3	7,21
	17,2	17,0	15,3	7,77
17 000	18,3	18,1	16,4	8,34
	19,6	19,4	17,6	9,03
18 000	21,0	20,8	18,8	9,73
	22,1	21,9	19,9	10,3
19 000	23,3	23,0	20,9	10,9
	24,4	24,2	22,0	11,5
20 000	25,5	25,3	23,0	12,1

СПИСОК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

БККГ —	блакитні компактні карликові галактики
ГТ —	газові туманності
ФМС —	фотоіонізаційні моделі світіння
Зони НІІ —	зони іонізованого водню
ОФМС —	оптимізовані ФМС
ПТ —	планетарні туманності
ІКМ —	іонізаційно-корекційний множник
λ —	довжина хвилі електромагнітного випромінювання
\AA —	ангстрем: $1 \text{\AA} = 10^{-8} \text{см}$
n_e —	електронна концентрація
T_e —	електронна температура
A/H або X/H —	вміст хімічного елемента (A або X) відносно водню (H)
A^{+i} або X^{+i} —	іон елемента A або X в i -й стадії іонізації
L_c -випромінювання —	неперервний спектр за лайманівською межею ($\lambda \leq 912 \text{\AA}$)
Лінії $L_\alpha(A)$ —	лінії серії Лаймана іона/атома A, що утворюються внаслідок переходу $2 \rightarrow 1$

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

Алгоритм			
– програми DIAGN	5, 72–81		
– програми NLENI	58		
– програми <i>Starburst99</i>	69		
– розрахунку вмісту кисню	45, 49, 54		
– розрахунку T_e та n_e			
методом "перетину кривих"	32, 72		
– розрахунку ОФМС	91–95		
– розрахунку синтетичних моделей			
процесу зореутворення	69		
– розрахунку ФМС	87		
Астрофізичні об'єкти	3		
Атоми	3, 4, 7–10, 14, 15, 20, 22, 32, 37, 38, 40, 43, 59, 62, 77, 89		
Блакитні компактні карликові галактики	3, 58, 85		
Вміст			
– азоту (нітрогену)	3, 83–86		
– важких елементів	3, 8, 16, 42, 90–93		
– водню	8, 9, 79		
		– гелію	40, 42–44, 64, 83–86
		– догалактичного гелію	3, 82
		– іонний	5, 40, 41, 61, 62, 79, 83–86
		– кисню (оксигену)	40, 42, 83–86
		– хімічний	5, 42, 79, 83–86, 93
		Випромінювання	3, 7, 15, 21
		– двофотонне	21
		– дифузне	14, 21, 68, 89, 90
		– іонізувальне	7, 14, 21
		– лайманівське	8
		– пряме	14
		– потік	7, 31, 38, 59–62, 67
		– спектр	3, 15, 22, 30, 43
		– стратифікація	55
		– у лініях	23, 29, 31, 75, 90
		Газові туманності (ГТ)	3, 5, 7, 10, 21, 22, 29, 30, 32, 36, 42, 44, 72, 78, 87, 91–94
		Галактика	49
		Галактики	49
		– спіральні	51
		Дилюція	9, 16, 36–39
		Еволюція	
		– зір, зоряних систем	3, 72
		– хімічного складу	3, 82
		Ефективний переріз фотоіонізації	7, 9, 27, 37, 42, 62, 88, 89

Енергія	8, 14–20, 23, 24, 28, 32, 35, 36, 59, 63, 72, 74
– кінетична	16, 17, 23, 73
Зони іонізованого водню (зони НII)	3, 15, 45, 49, 54, 58, 85, 86
Зоря	4, 7, 36–39, 58, 69, 70
Інтенсивність випромінювання	29, 33–35, 54, 77
– в лінії	30, 31
– середня	8
– сума в заборонених лініях	58, 64–66
Іонізаційно-корекційні множники	79, 83–86
Іонізація	4, 7–10, 13, 15, 20, 23, 24, 36, 40, 43, 46, 61, 63, 72, 96
– фотоіонізація	7, 8, 32
– перезарядженням	9
– ударна	8, 10, 16, 19
Інтервал	59
– довірчий	94, 95
– довжин хвиль	60–62, 67
Імовірність	17, 27, 28
– перезарядження	9, 10, 11, 13
– переходу електрона з рівня	15, 16
Калібрування	50–53
Коефіцієнт	22, 23, 36, 37, 59, 63, 72, 73, 75, 79, 83, 84, 97
– діелектронної рекомбінації	11–13
– радіативної рекомбінації	11, 12, 21
– ударної деактивації	28
– ударної іонізації	8, 10, 16
– ударного збудження	27, 28

Комп'ютерні програми	
– CLOUDY	5, 87, 90, 91, 94
– DIAGN	5, 72–81, 92
– NLENI	58, 92
– Starburst99	69
Концентрація	
– електронна	8, 32–35, 47, 72
– іонна	7, 75–77, 88, 89
Лінії емісійні	3, 8, 21, 22, 26, 30, 31, 33–35, 37, 45, 47, 49–52, 56, 60, 75, 78, 79, 92, 100–103
– діагностичні	33, 34, 46, 49
– дозволені	3
– заборонені	3, 5, 15, 22, 26, 32, 35, 37, 41, 53, 63–65, 72
– інтеркомбінаційні	15, 22, 24, 26, 75
– рекомбінаційні	3, 22, 23, 76
Метод	
– відносної іонізації	36–38
– визначення хімічного вмісту	
He і O	42–44
– Головатого–Проника	66
– емпіричний	42–44, 49
– модельний	42
– двозонний Пейджела	45–49
– Занстра	38, 39
– класичний T_e -метод	47, 48, 52, 55, 57, 58, 60
– ОФМС	91–95
– параметричний P -метод	54–57

– ФМС	87–95
– NLEHII	58–68
– R_{23} -метод	49–54
– Starburst99	69–72
Моделі	
– зоряних атмосфер	66
– процесів зореутворення	69
– сферично симетричні	87, 90
– фотоіонізаційні	87–95
Небулярний газ	3, 4, 16, 20, 30, 62, 92
Небулярні лінії	26, 65
Оптимізація фотоіонізаційного моделювання	91–95
Оптична товщина	7, 62, 73, 88
Параметри	3–5, 9, 10, 12, 13, 27, 54–59, 68–71, 90–95
Переходи	22, 23, 27, 28, 33, 34, 45, 73, 74, 79, 80
– вільно-вільні	15, 19–21, 63
– вільно-зв'язані	63
– зв'язано-зв'язані (між рівнями)	22, 24, 26, 29, 74
Планетарні туманності	3, 13, 14, 16, 18–20, 34, 40, 58, 79, 83, 84, 94
Поле іонізувального випромінювання	3, 4, 36
Потенціал	
– іонізації	9, 10, 14, 62, 96
Похибка	92, 94

Початкова функція мас	70, 71
Рекомбінація	10, 12, 16, 20, 22, 26, 37, 59, 60, 63, 73, 97
– діелектронна	11, 13, 15, 17, 18, 23, 74
– перезарядженням	11
– радіативна	10, 15, 17, 21
Рівняння	
– балансу квантів	59
– енергетичного балансу	20, 59, 63, 87
– іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги	13, 40, 87
– перенесення випромінювання	87
– статистичної рівноваги	24, 28, 29, 87
Самопоглинання	30, 31
Система (структура) енергетичних рівнів	
– дворівнева	25, 26, 29
– п'ятирівнева	24, 25, 85
Сітка моделей	65, 70, 71, 79, 93
Спектр	3–5, 15, 26, 30, 45, 46, 49, 54, 72, 75, 78, 81, 90
– емісійний лінійчастий	4, 5, 22, 43, 91
– неперервний	3, 59, 90
– Лус-	58–68, 69–71, 92
Ступені вільності	93–94
Температура	24, 33, 36–39, 41, 43, 58
– електронна	4, 5, 8, 10, 12, 13, 15, 17–21, 23, 27–29, 32–35, 41, 45–48, 72–78, 88, 89

– ефективна	90
Фізичні	
– параметри	91
– умови	3, 36, 56
Формування зір	69–71
Фунція	17, 27, 35, 38, 63, 67, 78, 80
– початкова масова	70
– χ^2	91–95
Хімічний склад	3–5, 42–44, 79, 83–86, 90
Центральні зорі	3, 36–40, 58
Час установлення в плазмі рівноваги	
– між іонізаціями і рекомбінаціями	13
– теплової	20

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Головатий В.В., Гершберг Р.Е., Мальков Ю.Ф., Проник В.И. Количественный анализ ультрафиолетовых, оптических и инфракрасных эмиссионных спектров небесных тел с целью определения физических параметров и химического состава излучающего диффузного вещества и межзвездного поглощения до него// Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 1999. — Т. 96. — С. 72.
2. Ferland G.J. Hazy, a Brief Introduction to Cloudy. — University of Kentucky, Department of Physics and Astronomy: Internal Report, 2005. — 543 p.
3. Головатый В.В., Мальков Ю.Ф. Современная фотоионизационная модель свечения планетарной туманности. Краткое описание/ Препринт ИТФ-91-66Р. — К.: Институт теор. физики АН Украины, 1991. — 41 с.
4. Аллер Л., Лиллер У. Планетарные туманности. — М.: Мир, 1971. — 150 с.
5. Гурзadyн Г.А. Планетарные туманности. — М., 1962. — 392 с.
6. Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Межзвездная среда. — М., 1962. — 531 с.
7. Chapman R.D., Henry R.J.W. Photoionization cross-sections for atoms and ions of sulphur// Astrophys. J. — 1971. — Vol. 168. — P. 169.

8. *Chapman R.D., Henry R.J.W.* Photoionization cross-sections for atoms and ions of aluminium, silicon and argon// *Astrophys. J.* — 1972. — Vol. 173. — P. 243.
9. *Henry R.J.W.* Photoionization cross-sections for atoms and ions of carbon, nitrogen, oxygen and neon// *Astrophys. J.* — 1970. — Vol. 161. — P. 1153.
10. *Osterbrock D.* *Astrophysics of Casseous Nebulas.* — San Francisco: Freeman and Comp., 1974. — 398 p.
11. *Seaton M.J.* Thermal inelastic collision processes// *Reviews of Modern Physics.* — 1958. — Vol. 30. — P. 979.
12. *Silk J., Brown R.* On the ultraviolet absorption-line spectra produced by H I-regions// *Astrophys. J.* — 1971. — Vol. 163. — P. 495.
13. *Reilman R.F., Manson S.T.* Photoadsorbtion cross sections for positive ions with $Z \leq 30$ // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1979. — Vol. 40. — P. 815.
14. *Arnaud M., Rothenflug R.* An updated evaluation of recombination and ionization rates// *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1985. — Vol. 60. — P. 425.
15. *Shull M.J., van Steenberg M.* The ionization equilibrium of astrophysically abundant elements// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1982. — Vol. 48. — P. 95.
16. *Butler S.E., Dalgarno A.* Charge transfer of multiply charged ions with hydrogen and helium: Landau-Zener calculations// *Astrophys. J.* — 1980. — Vol. 241. — P. 838.

17. *Dalgarno A., Butler S.* Charge transfer of multiply-ionized species// *Comm. Atom. Mol. Phys.* — 1978. — Vol. 7. — P. 129.
18. *Field G., Steigman G.* Charge transfer and ionization equilibrium in the interstellar medium// *Astrophys. J.* — 1971. — Vol. 166. — P. 59.
19. *Cargaud M., McCarrol R., Valiron P.* Charge transfer ionization of Si^+ by H^+ at thermal energies// *Astron. and Astrophys.* — 1982. — Vol. 106. — P. 197.
20. *Opradolce L., McCarrol R., Valiron P.* Charge transfer of Si^{4+} with helium// *Astron. and Astrophys.* — 1985. — Vol. 148. — P. 229.
21. *Steigman C.* Charge transfer reactions in multiply charged ion-atom collisions// *Astrophys. J.* — 1975. — Vol. 199. — P. 642.
22. *Watson W.D.* Gas phase reactions in astrophysics// *Annual Review of Astron. and Astrophys.* — 1978. — Vol. 16. — P. 585.
23. *Hummer D.G., Storey P.J.* Recombination line intensities for hydrogenic ions. — I. Case B calculations for H I and He II// *Monthly Notices of the Royal Astron. Soc.* — 1987. — Vol. 224. — P. 801.
24. *Husfeld D., Kudritski R.P., Simon K.P., Clegg R.E.S.* Non-LTE modelatmospheres of hot central stars close to the Eddihgton limit. The Zanstra discrepancy and the occurance of an emmission edge at 228 \AA // *Astron. and Astrophys.* — 1984. — Vol. 134. — P. 139.

25. *Seaton M.J.* Radiative recombination of hydrogenic ions// Monthly Notices of the Royal Astron. Soc. — 1959. — Vol. 119. — P. 81.
26. *Butler S.E., Dalgarno A.* Charge transfer of C^+ and S^+ in diffuse nebulae// Astrophys J. — 1980. — Vol. 85. — P. 144.
27. *Aldrovandi S.M.V., Pequignot D.* Radiative and dielectronic recombination coefficients for complex ions// Astron. and Astrophys. — 1976. — Vol. 47. — P. 321.
28. *Nussbaumer H., Storey P.J.* Dielectronic recombination at low temperatures. II. Recombination coefficients for lines of C, N, O// Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. — 1984. — Vol. 56. — P. 293.
29. *Смутцер Л.* Физические процессы в межзвездной среде. — М.: Мир, 1981. — 352 с.
30. *Bässgen M., Maluck G., Grewing M., Krämer G.* Neue Modellrechnungen für Planetarische Nebel, angewandt auf NCG 6572// Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft. — 1983. — Bd. 60. — S. 331.
31. *Brocklehurst M.* Calculations of the level populations for the low levels of hydrogenic ions in gaseous nebulae// Monthly Notices of the Royal Astron. Soc. — 1972. — Vol. 153. — P. 471.
32. *Clegg R.E.S., Harrington J.P., Barlow M.J., Walsh J.R.* The planetary nebula NCG 3918// Astrophys. J. — 1987. — Vol. 314. — P. 551.
33. *Clegg R.E.S., Middlemass D.* Non-LTE model atmospheres for central stars of planetary nebulae// Monthly Notices of the Royal Astron. Soc. — 1987. — Vol. 228. — P. 759.

34. *Kafatos M., Lynch J.P.* Forbidden lines of np^q ions. I. Detailed balance and line intensity ratios// Astrophys. J. Suppl. Ser. — 1980. — Vol. 42. — P. 611.
35. *Nussbaumer H., Storey P.J.* Dielectronic recombination at low temperatures. IV. Recombination coefficients for neon// Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. — 1987. — Vol. 69. — P. 123.
36. *Гершберг Р.Е., Коровяковская А., Коровяковская Ю.* Коэффициенты ударного возбуждения и ударной ионизации водорода// Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 1971. — Т. 43. — С. 49.
37. *Brocklehurst M.* The line spectra of helium in gaseous nebulae// Monthly Notices of the Royal Astron. Soc. — 1972. — Vol. 157. — P. 211.
38. *Никитин А.А., Рудзикас З.Б., Сапар А.А.* и др. Спектры планетарных туманностей. — Таллинн: Валгус, 1988. — 120 с.
39. *Storey P.J.* Dielectronic recombination at nebular temperatures// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1981. — Vol. 195. — P. 27.
40. *Carstang R.H.* Transition probabilities for forbidden lines// International Astronomical Union Symposium № 34. — Dordrecht: reidel, 1968. — P. 143.
41. *Mendoza C.* Recent advances in atomic calculations and experiments of interest in the study of planetary nebulae// International Astronomical Union Symposium No.103. — Dordrecht: Reidel, 1983. — P. 143.

42. *Соболев В.В.* Курс теоретической астрофизики. — М.: Наука, 1967. — 528 с.
43. *Хромов Г.С.* Планетарные туманности: физика, эволюция, космология. — М.: Наука, 1985. — 296 с.
44. *Garnet D.R.* Electron temperature variations and the measurement of nebular abundances // *Astron. J.* — 1992. — Vol. 103. - N4. — P. 1330.
45. *Шкварун Р.В.* Дослідження радіального розподілу важких елементів в дисках спіральних галактик: Дис. канд. фіз.-мат. наук. — К., 2005. — 126 с.
46. *Pagel B.E.J., Simonson E.A., Terlevich R.J., Edmunds M.G.* The primordial helium abundance from observation of extragalactic H II regions // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 1992. — Vol. 255. — N2. — P. 325.
47. *Shaver P.A., McGee R.X., Newton L.M.* et al. The galactic abundance gradient // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 1983. — Vol. 204. — N1. — P. 53.
48. *Baldwin J.A., Ferland G.J., Martin P.G.* et al. Physical conditions in the Orion nebula and an assessment of its helium abundance // *Astrophys. J.* — 1991. — Vol 374. — N1. — P. 580.
49. *Baldwin J.A., Verner E.M., Verner D.A.* et al. High-resolution spectroscopy of faint emission lines in the Orion nebula // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol 129. — N1. — P. 229.
50. *Caplan J., DeHarveng L., Pena M.* et al. Oxygen and helium abundances in Galactic H II region -I. Observations // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 2000. — Vol. 311. — N2. — P. 317.

51. *Deharveng L., Pena M., Caplan J., Costero R.* Oxygen and helium abundances in Galactic H II regions-II. Abundance gradients // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 2000. — Vol. 311. — N2. — P. 329.
52. *Esteban C., Peimbert M., Torres-Peimbert S., Escalate V.* Chemical composition of the Orion nebula derived from echele spectrophotometry // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 1988. — Vol. 295. — N2. — P.401.
53. *Esteban C., Peimbert M., Torres-Peimbert S.* et al. Faint emission lines and temperature fluctuations in M 8 // *Astrophys. J.* — 1999. — Vol. 120. — N1. — P. 113.
54. *Esteban C., Peimbert M., Torres-Peimbert S., Garcia-Rojas J.* Chemical composition and temperature fluctuations in M 17 // *Rev Mexicana Astron. Astrof.* — 1999. — Vol. 35. — N1. — P. 65.
55. *Osterbrock D.E., Tran H.D., Veilleux S.* Faint emission lines in the spectrum of the Orion nebula and the abundances of some of the rared elements // *Astrophys. J.* — 1992. — Vol. 389. — N1. — P. 305.
56. *Peimbert M., Costero R.* Chemical abundances in galactic H II regions // *Boletin de los observatorios de Tonanzintla y Tacubaya.* — 1969. — Vol. 31. — N5. — P. 3.
57. *Peimbert M., Torres-Peimbert S.* Chemical composition of the Orion nebula // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 1977. — Vol. 179. — N1. — P. 217.
58. *Peimbert M., Torres-Peimbert S., Rayo J.F.* Abundance gradients in the Galaxy derived from H II region // *Astrophys. J.* — 1978. — Vol. 220. — N2. — P. 516.

59. *Peimbert M., Torres-Peimbert S. Ruiz M.T.* The chemical composition of the Galactic H II region M 17 // *Rev Mexicana Astron. Astrof.* — 1992. — Vol. 24. — N1. — P.155.
60. *Peimbert M., Torres-Peimbert S. Dufour R.J.* Chemical composition of M8 based on IUE and visual observations // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 418. — N2. — P. 760.
61. *Vilchez J.M., Esteban C.* Chemical composition of H II region in the outer Galaxy // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 1996. — Vol. 280. — N3. — P. 720.
62. *Pagal B.E.J., Edmunds M.G., Blackwell D.E.* et al. On the Composition of HII regions in southern galaxies. *Soc.* — 1979. — Vol. 189. — N1. — P. 95.
63. *Dopita M.A., Evans I.N.* Theoretical models for H II regions. The extragalactic H II region abundance sequence // *Astrophys. J.* — 1986. — Vol. 307. — N1. — P. 431.
64. *Edmunds M.G., Pagal B.E.J.* On the composition of H II regions in southern galaxies - III. NGC 2997 and 7793 // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 1984. — Vol. 211. — N3. — P. 507.
65. *McCall M.L., Rybski P.M. Shields G.A.* The chemistry of galaxies. I. The nature of giant extragalactic H II regions // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1985. — Vol. 57. — N1. — P. 1.
66. *Zaritsky D., Kennicutt R.C., Huchra J.P.* H II regions and the abundance properties of spiral galaxies // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 420. — N1. — P. 87.
67. *Alloi D., Collin-Souffrin S., Joly M., Vigroux L.* Nitrogen and oxygen abundances in galaxies // *Astron. and Astrophys.* — 1979. — Vol. 78. — N2. — P. 200.

68. *Diaz A.I., Perez-Montero E.* An empirical calibration of nebular abundances based on the sulphur emission lines // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 2000. — Vol. 312. — N1. — P. 130.
69. *Bresolin F., Kennicutt R.C., Garnett D.D.* The ionizing starts of extragalactic H II regions // *Astrophys. J.* — 1999. — Vol. 150. — N1. — P. 104.
70. *Izotov Yu.I., Thuan T.X., Lipovetsky V.A.* The primordial helium abundance from a new sample of metal-deficient blue compact galaxies // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 435. — N2. — P. 647.
71. *Izotov Yu.I., Thuan T.X.* Reexamining the helium abundance of I Zw 18 // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol.497. — N1. — P. 27.
72. *Izotov Yu.I., Thuan T.X.* The primordial abundance of He^4 revisited // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 497. — N1.— P. 188.
73. *Oey M.S., Kennicutt R.C.* Abundances of H II regions in early-type spiral galaxies // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol.411. — N1. — P. 33.
74. *van Zee L., Salzer J.J., Haynes M.P.* Spectroscopy of outlying H II region in spiral galaxies: abundance and radial gradients // *Astron. J.* — 1998. — Vol. 116. — N6. — P. 2805.
75. *Vila-Costas M.B., Edmunds M.G.* The relation between abundance gradients and the physical properties of spiral galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 1992. — Vol. 259. — N1, 2. — P. 121.
76. *Pilyugin L.S., Ferrini F.* On the origin of the luminosity-metallicity relation for late-type galaxies. Spirals transition // *Astron. and Astrophys.* — 2000. — Vol. 358. — N1. — P. 72.

77. *Pilyugin L.S.* On the oxygen abundance determination in H II region. Highmetallicity regions // *Astron. and Astrophys.* — 2001. — Vol. 369. — N2. — P. 594.
78. *Pilyugin L.S.* The oxygen abundance distribution in M 101 // *Astron. and Astrophys.* — 2001. — Vol. 373. — N1. — P. 56.
79. *Pilyugin L.S.* On the oxygen abundance determination in H II regions. The problem of the line intensities-oxygen abundance calibration // *Astron. and Astrophys.* — 2000. — Vol. 362. — N2. — P. 325.
80. *Pilyugin L.S.* The oxygen abundance in dwarf irregular galaxies and the metallicity -luminosity relationship // *Astron. and Astrophys.* — 2001. — Vol. 374. — N2. — P. 412.
81. *Pilyugin L.S., Ferrini F., Shkvarun R.V.* On the oxygen abundance in our Galaxy // *Astron. and Astrophys.* — 2003. — Vol. 401. — N2. — P. 557.
82. *McGaugh S.S.* H II region abundances: model oxygen line ratios // *Astrophys. J.* — 1991. — Vol. 380. — №1. — P. 140.
83. *Головатый В.В.* Распределение энергии в спектре излучения ядер планетарных туманностей за лаймановским пределом // *Письма в Астрон. журн.* — 1987. — Т. 13. — N7. — С. 589.
84. *Головатый В.В., Проник В.И.* Непрерывный спектр за лаймановским пределом и эффективные температуры ядер планетарных туманностей // *Астрофизика.* — 1990. — Т. 32. — С. 99.
85. *Benjamin R.A., Skillman E.D., Smits D.P.* Radiative Transfer Effects in He I Emission Lines // *arXiv: <http://babbage.sissa.it/ps/astro-ph/0202227>*

86. *Мелех Б.Я.* Розподіл енергії в спектрі випромінювання іонізуючих ядер областей НІІ в голубих компактних карликових галактиках за $\lambda 912\text{A}$ // *Журн. фіз. досліджень.* — 2000. — Т. 4. — № 2. — С. 225.
87. *Izotov Y.I., Thuan T.X., Lipovetsky V.A.* The primordial helium abundance: systematic effects and a new determination // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1997. — Vol. 108. — P. 1.
88. *Thuan T.X., Izotov Y.I., Lipovetsky V.A.* Heavy element abundances in a new sample of low-metallicity blue compact galaxies // *Astrophys. J.* — 1995. — Vol. 445. — P. 108.
89. *Головатый В.В., Дмитерко В.И., Мальков Ю.Ф., Рокач О.В.* Новый метод определения химического состава планетарных туманностей и его применение к туманностям галактического гало // *Астрон. журн.* — 1993. — Т. 70. — Вып. 4. — С. 691.
90. *Schaerer D., de Koter A., Schmutz W., Maeder A.* Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. I. Interior evolution and wind properties on the main sequence // *Astron. and Astrophys.* — 1996. — Vol. 310 — P. 837.
91. *Schaerer D., de Koter A., Schmutz W., Maeder A.* Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. II. Spectral evolution on the main sequence // *Astron. and Astrophys.* — 1996. — Vol. 312. — P. 475.
92. *Schaerer D., de Koter A.* Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. III. Spectral evolution and revised ionizing fluxes of O3-B0 stars // *Astron. and Astrophys.* — 1997. — Vol. 322. — P. 598.

93. *Leitherer C., Heckman T.M.* Synthetic Properties of Starburst Galaxies // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1995. — Vol. 96. — P. 9.
94. *Maeder A.* Tables for massive star evolution at various metallicities // *Astronomy and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1990. — Vol. 84. — P. 139.
95. *Meynet G., Mermilliod J.-C., Maeder A.* New dating of galactic open clusters // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1993. — Vol. 98. — P. 477.
96. *Mezger P.G.* Massive star formation in the galaxy // *Starburst and Galaxy Evolution; Proceedings of the Twenty-second Moriond Astrophysics Meeting, Les Arcs, France, Mar. 8-15, ed. T.X. Thuan, T.Montmerle, & J.T.T. Van Gif-sur-Yvette.* — 1987. — P. 3.
97. *Leitherer C., Schaerer D., Goldader J.D.* et al. Starburst99: Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* - 1999. - Vol. 123. - P. 3.
98. *Conti P. S.* Massive star distribution in external galaxies and starburst regions // *Meeting: Evolution of massive stars, ed. D.Vanbeveren, W. van Rensbergen, & C. de Lore (Dordrecht:Kluwer).* — 1994. — P. 37.
99. *Salpeter, E.E.* The Luminosity Function and Stellar Evolution // *Astrophys. J.* — 1955. — Vol. 121. — P. 161
100. *Miller G.E., Scalo J.M.* The initial mass function and stellar birthrate in the solar neighborhood // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1979. — Vol. 41. — P. 513.
101. *Kudritzki R., Gabler R., Kunze D.* et al. Model Atmospheres of Massive Hot Stars // *Claus Leitherer, Space Telescope Science Institute (U.S.)* — 1991. — Science — 333 p.

102. *Smits D.P.* Theoretical HeI line intensities in low-density plasmas // *Royal Astronomical Society, Monthly Notices.* — 1996. — Vol. 278. — P. 683.
103. *Benjamin R.A., Skillman E.D., Smits D.P.* Improving Predictions for Helium Emission Lines // *Astrophys. J.* — 1999. — Vol. 514. — P. 307.
104. *Nussbaumer H., Storey P.J.* Dielectronic recombination at low temperatures. III. Recombination coefficients for Mg, Al, Si // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1986. — Vol. 64. — P. 545.
105. *Golovatyj V.V., Sapar A., Feklistova T., Khovtygin A.F.* Catalogue of atomic data for low-density astrophysical plasma // *Astronomical and Astrophysical Transactions.* — 1997. — Vol. 12. — P. 85.
106. *Kingdon J., Ferland G.J.* Collisional effects in HeI: an observational analysis // *Astrophys. J.* — 1995. — Vol. 442. — P. 714.
107. *Porter R.L., Bauman R.P., MacAdam K.B., Ferland, G.J.* A Complete Model Helium Atom: Theoretical Emissivities, the Case B Approximation, and the Primordial Helium Abundance // *American Astronomical Society Meeting 205, N 139.06; Bulletin of the American Astronomical Society.* — 2004. — Vol. 36. — P.1574.
108. *Seaton M.J.* Interstellar extinction in the UV // *Monthly Notices of the Royal Astron. Soc.* — 1979. — Vol. 187. — P. 73.
109. *Гончарский А.В., Черепашук А.М., Ягола А.Г.* Некорректные задачи астрофизики. — М.: Наука, 1985. — 350 с.

110. *Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P.* Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing: Second Edition. — Cambridge University Press, 1992. — 980 p.
111. *van Hoof P.A.M.* Photo-Ionization Studies of Nebulae. — Ph.D. thesis, Rijksuniversiteit Groningen. — 1997. — 102 p.
112. *Головатый В.В., Мелех Б.Я.* Определение химического состава областей НII в голубых компактных карликовых галактиках методом оптимизационного фотоионизационного моделирования // Астрон. журн. — 2005. — Т. 82. — № 9. — С. 755.
113. *Мелех Б.Я., Гаврилова Н.В.* Розрахунок газопилових оптимізованих фотоіонізаційних моделей світіння планетарних туманностей // Наук. вісн. Ужгород. ун-ту. — Сер. фіз. — 2005. — Вип. 17. — С. 65.
114. *Melekh B. Ya., Holovaty V. V., Havrylova N. V.* Determination of Lc-spectra, Physical Parameters, and Chemical Composition of Planetary Nebulae and NII regions in Blue Compact Dwarf Galaxies// Planetary Nebulae as Astronomical Tools/ Ed. by R. Szczerba, G. Stasinska and S.K. Gorny, AIP Conference Proceedings. — Melville, New York, 2005. — Vol. 804. — P. 32.
115. *Мелех Б.Я.* Дослідження фізичних характеристик та хімічного вмісту областей НII в блакитних компактных карликових галактиках: Дис. канд. фіз.-мат. наук. — К., 2003. — 133 с.

ЗМІСТ

ВСТУП	3
1. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ДІАГНОСТИКИ ТА МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ГАЗОВИХ ТУМАННОСТЕЙ	7
1.1. Іонізаційно-рекомбінаційна рівновага	7
1.1.1. Елементарні процеси іонізації.	7
1.1.2. Елементарні процеси рекомбінації.	10
1.1.3. Рівняння іонізаційної рівноваги.	13
1.2. Енергетичний баланс	14
1.2.1. Процеси, що приводять до нагрівання газу.	14
1.2.2. Механізми охолодження газу.	15
1.2.3. Рівняння енергетичного балансу.	20
1.2.4. Урахування дифузного L_c -випромінювання ГТ.	21
1.3. Розрахунок емісійного лінійчастого спектра	22
1.3.1. Утворення ліній у разі радіативної рекомбінації.	22
1.3.2. Урахування механізму діелектронної рекомбінації.	23
1.3.3. Лінії, збуджувані зіткненнями.	24
1.3.4. Розрахунок відносних заселеностей енергетичних рівнів і об'ємних коефіцієнтів випромінювання.	26

1.3.5. Розрахунок відносних інтенсивностей емісійних ліній.	30
2. МЕТОДИ ВИЗНАЧЕННЯ ФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТА ХІМІЧНОГО ВМІСТУ ГАЗОВИХ ТУМАННОСТЕЙ	32
2.1. Визначення електронної температури та концентрації в газових туманностях	32
2.2. Визначення температури центральної зорі та дилуції випромінювання газової туманності	36
2.3. Визначення іонізації гелію і кисню при $\tau \ll 1$	40
2.4. Визначення хімічного вмісту гелію та кисню в газовій туманності	42
2.5. Визначення вмісту кисню в зонах НІІ з вимірюною діагностичною лінією [O III] $\lambda 4363$: двозонний метод Пейджела	45
2.6. Визначення вмісту кисню в НІІ зонах одновимірним емпіричним R_{23} -методом	49
2.7. Визначення вмісту кисню в НІІ зонах параметричним P -методом	54
3. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ УМОВ У ГАЗОВИХ ТУМАННОСТЯХ	58
3.1. Визначення L_{yc} -спектра іонізуювальних ядер зон НІІ методом NLEHII	58
3.2. Розрахунок синтетичного L_{yc} -спектра областей зореутворень методом <i>Starburst99</i>	69
3.3. Діагностика світіння газових туманностей	72
3.4. Фотоіонізаційне моделювання світіння газових туманностей	87
3.5. Оптимізація фотоіонізаційного моделювання світіння газових туманностей	91

ДОДАТКИ	96
СПИСОК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ	104
ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК	105
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	112

Навчальне видання

Головатий Володимир Володимирович
Мелех Богдан Ярославович
Гаврилова Наталія Вікторівна

**ФІЗИКА СВІТІННЯ ГАЗОВИХ
ТУМАННОСТЕЙ**

Навчальний посібник

Редактор *М.М. Мартиняк*
Технічний редактор *С.З. Сенюк*
Коректор *Г.І. Матійє*
Комп'ютерна верстка *Н.Л. Тишко*
Дизайнер обкладинки *В.О. Роган*

Формат 60x84/16.

Умовн. друк. арк. 7,5. Тираж 300 прим. Зам.

Львівський національний університет імені Івана Франка,
вул. Університетська, 1, м. Львів, 79000

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до Державного
реєстру видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої
продукції. Серія ДК № 3059 від 13.12.2007 р.

Видруковано у книжковій друкарні "Коло"
вул. Бориславська, 8, м. Дрогобич, Львівська обл., 82100
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до Державного
реєстру видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої
продукції. Серія ДК № 498 від 20.06.2001 р.

Головатий В. В.

Г 60 Фізика світіння газових туманностей : навч. посібник /
В. В. Головатий, Б. Я. Мелех, Н. В. Гаврилова. — Львів:
ЛНУ імені Івана Франка, 2013. — 130с.
ISBN 978-617-10-0022-3

Викладено теоретичний матеріал, необхідний для
розрахунку фізичних характеристик та хімічного скла-
ду газових туманностей. Описано класичні методики діа-
гностики небулярного газу та сучасні методи фотоіоні-
заційного моделювання світіння газових туманностей.

Для студентів-астрофізиків університетів України,
що навчаються за освітньо-кваліфікаційними рівнями
бакалавра та магістра.

ББК—В 657.11я73-5+В 667.1/.12я73-5
УДК [524.37+524.5+524.7](076.5)