МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ЛЬВІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені ІВАНА ФРАНКА

Спеціалізована вчена рада Д 41.051.04 при Одеському національному університеті імені І.І. Мечникова Міністерства освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Бугаєнко Олег Сергійович

УДК 524.5, 524.52, 524.78

ДИСЕРТАЦІЯ

ДИФУЗНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ В НЕБУЛЯРНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

01.03.02 – астрофізика, радіоастрономія

Подається на здобуття наукового ступеня

кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____Бугаєнко О. С.

Науковий керівник

Мелех Богдан Ярославович,

доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, завідувач кафедри астрофізики Львівського національного університету імені Івана Франка

Львів – 2020

АНОТАЦІЯ

Бугаєнко О. С. Дифузне випромінювання у небулярних середовищах. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.03.02 – астрофізика, радіоастрономія (104 – фізика та астрономія). – Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова Міністерства освіти і науки України, Одеса, 2020.

Дисертація присвячена розробці та апробації нового підходу до детального методу розрахунку дифузної компоненти іонізуючого випромінювання при розрахунку фотоіонізаційних моделей світіння (ФМС) небулярних середовищ різних типів. У роботі представлено та описано алгоритм розробленого підходу, що базується на винесенні процедури інтегрування потоків іонізуючого випромінювання за межі фотоіонізаційного коду, та застосування ітеративного процесу.

Розроблений метод апробований на моделях фотоіонізаційного світіння "простих"сферично-симетричних небулярних середовищ з однорідним розподілом густини (Медонських та стандартних планетарних туманностей та зон HII, з пилом та без), та розподілом густини Головатого–Малькова. Проведено аналіз впливу обраного методу розрахунку дифузної компоненти іонізуючого випромінювання шляхом порівняння іонізаційної структури та вихідних емісійних лінійчастих спектрів випромінювання, отриманих у результаті моделювання зі застосуванням наближеного методу Outward Only та детального методу. Сформульовано важливі висновки стосовно виправданості використання наближених методів у середовищах з однорідним та неоднорідним розподілом густини.

Також детальний метод розрахунку ДІВ використано для побудови оптимальних моделей ФМС оболонок симбіотичних нових. Показано, що попри неоднорідність НС таких об'єктів, з огляду на їх компактність

застосування наближеного методу розрахунку ДІВ є виправданим.

Також у дисертації здійснено розрахунок МФМС з використанням детального методу з використанням результатів хемодинамічних симуляцій як вхідних параметрів для визначення електронних температури та концентрації у зоні супервітру, а також отримання розподілу вмісту хімічних елементів для різних віків. Отримано синтетичні емісійні лінійчасті спектри випромінювання з різних позицій апертур, з подальшим їх порівнянням зі спостережуваними даними. Також, на основі цих спектрів протестовано діагностичні методи для визначення вмісту оксигену. У результаті аналізу зроблено ряд важливих висновків з приводу незастосовності популярних діагностичних методів у випадку неоднорідних середовищ.

Ключові слова: небулярні середовища, дифузне іонізуюче випромінювання, фотоіонізаційне моделювання світіння.

ANNOTATION

Buhajenko O. S. Diffuse radiation in nebular environments. – Qualification scientific paper, manuscript.

Thesis for a Candidate degree (PhD) of Physical and Mathematical Sciences in speciality 01.03.02 – astrophysics, radioastronomy (104 - physics and astronomy). – Odesa I. I. Mechnikov National University, the Ministry of Education and Science of Ukraine, Odesa, Ukraine, 2020.

The dissertation is devoted to the developing and further approbation of new approach to detailed method of diffuse ionizing radiation calculation while photoionization modelling of nebular environments of different types. An approach is based on moving procedure of diffuse radiation integration outside photoionization's code core, with further iterative process. The code, developed for solving radiation transfer equation along any direction during further integration over 3D volume is introduced. Code algorithm as well as numerical methods, used in code for integration implementation are

described.

An approach was approbated on photoionization models of "simple" objects with homogeneous density distribution and spherical-symethry assumption: Meudon and standard planetary nebulae as well as HII regions with grains and without them. Photoionization models were calculated using *Outward Only* approximation as well as using detailed method for diffuse radiation calculation. Based on results, an analisys of impact of selected approach to diffuse ionizing radiation treatment on ionization structure and output emission lines spectra was performed. Important conclusions regarding efficiency of approximal methods for diffuse ionizing radiation (DIR) calculation in case of homogeneous models were done. Also, obtained emission lines spectra were compared to the ones, obtained by different photoionization codes.

The same analysis of impact of selected method of DIR calculation on photoionization modelling results was performed for models of planetary nebulae with inhomogeneous structure (namely, using Golovatiy-Malkov density distribution). As result, electron density and temperature distributions as well as output emission line spectra were obtained. Based on results, conclusions about neccessity of detailed approach for DIR calculation in case of objects with inhomogeneous density distribution were done.

Detailed method of diffuse ionizing radiation calculation was also used for PhM of optimal models of symbiotic novae shells. It is shown that *Outward Only* approximation can be used in case of such compact objects in spite of inhomogenity of radial density distribution.

Also, a new approch to investigation of dwarf galaxies with active star formation was introduced. An approach is based on calculation of net of multicomponent photoionization models (MPhM) using results of chemodynamical simulations as input parameters for determination of electron density and temperature distributions in super wind region as well chemical abundance distribution. As result of MPhM calculation using detailed

method of DIR calculation spatial maps of emissivities and opacities were obtained. These maps were used to obtain synthetic emission lines spectra for different aperture positions. Obtained spectra were analysed and compared to corresponding observation results. Also, in order to test diagnostic methods, the last ones were applied to optical emission lines spectra. As result, oxygen abundances for different aperture positions at different ages were obtained, and compared to corresponding values, recieved from averaging chemodynamical simulations results. It was shown that in most cases diagnostic methods can't be applied for correct determination of physical parameters in case of inhomogeneous environments.

Key words: nebular environments, diffuse ionizing radiation, photoionization modelling.

ЗМІСТ

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ **9**

ВСТУП **10**

1. ОГЛЯД ПРОБЛЕМИ ТА ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ **24**

1.1. Фотоіонізаційні моделі світіння 24

1.1.1. Базові рівняння 25

1.1.2. Перенесення іонізуючого випромінювання. 27

1.1.3. Прості фотоіонізаційні моделі. 32

1.1.4. Порядок розрахунку сферично-симетричної фотоіонізаційної моделі світіння. 37

1.2. Постановка задачі 40

2. МЕТОД ДЕТАЛЬНОГО РОЗРАХУНКУ ДИФУЗНОГО ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В НЕБУЛЯРНИХ СЕРЕДОВИЩАХ **43**

2.1. Алгоритм розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання 43

2.2. Інтегрування потоків. Код DiffRaY 45

2.2.1. Основні можливості коду 46

2.2.2. Алгоритм процедури інтегрування. 47

2.3. Висновки 50

3. МОДЕЛІ ПЛАНЕТАРНИХ ТУМАННОСТЕЙ ТА ЗОН HII З ДЕТАЛЬНИМ РОЗРАХУНКОМ ДИФУЗНОГО ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ **51**

3.1. Моделі оболонки планетарної туманності та зони HII з однорідним розподілом густини 51
3.1.1. Вхідні параметри моделей з однорідним розподілом густини. 51
3.1.2. Аналіз результатів моделювання. 53
3.1.3. Порівняння результатів, отриманих для Медонських моделей з іншими фотоіонізаційними кодами 62
3.2. Моделі оболонки планетарної туманності з реалістичним розподілом густини 65
3.2.1. Вхідні параметри моделей з реалістичним розподілом густини 66
3.2.2. Аналіз результатів моделювання 66
3.3. Висновки 70

4. ФОТОІОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ОБОЛОНОК СИМБІОТИЧНИХ НОВИХ V1016 Cyg ТА HM Sge 72

4.1. Вступ до задачі 72
4.2. Визначення іонізаційної структури та хімічного вмісту небулярного газу 73
4.3. Дані спостережень та початкове визначення фізичних характеристик V1016 Cyg та HM Sge 77
4.4. Фотоіонізаційне моделювання світіння оболонок V1016 Cyg та HM Sge 79
4.4.1. Перший етап фотоіонізаційного моделювання. . . . 79
4.4.2. Пошук оптимальних фотоіонізаційних моделей світіння. 83
4.5. Детальний метод розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання у оболонках симбіотичних нових 92

4.5.1. Результати детального розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання у оболонках симбіотичних нових 93
4.6. Висновки 97

5. МОДЕЛІ СВІТІННЯ КАРЛИКОВОЇ ГАЛАКТИКИ З АКТИВНИМ ЗОРЕУТВОРЕННЯМ 100

5.1. Вступ до задачі 100
5.2. Опис хемодинамічних симуляцій 104
5.3. Розподіл енергії в спектрі іонізуючого випромінювання. . . 105
5.4. Мультикомпонентне фотоіонізаційне моделювання. 106
5.5. Детальний метод розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання у карликових галактиках з активним зореутворенням 109
5.6. Розрахунок синтетичного спектра модельних апертур. . . . 112
5.7. Порівняння синтетичних оптичних спектрів зі спостережуваними даними 114
5.8. Порівняння хімічного вмісту з результатами діагностичних співвідношень для штучних спектрів 116
5.9. Тестування емпіричного виразу для визначення швидкості зореутворення 121
5.10. Висновки 122

ВИСНОВКИ 124

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ 127

Подяка 137

Додатки 138

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

КГ – Карликові Галактики

НС – Небулярні Середовища

ПТ – Планетарні Туманності

ХДС – Хемодинамічні симуляції

ФМС – Фотоіонізаційне Моделювання Світіння

МФМС – Мультикомпонентне ФМС

ОФМС – Оптимальна Фотоіонізаційна Модель Світіння

SFR – Start Formation Rate (швидкість зореутворення)

ДІВ – Дифузне іонізуюче випромінювання

ВСТУП

У даній дисертаційній роботі представлено новий підхід до детального розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання (ДІВ) у небулярних середовищах (НС), а також спектрів (лінійчастих та неперервних) у синтетичних апертурах на основі просторових мап модельних емісійностей небулярних об'єктів зі складною морфологією. Розраховано фотоіонізаційні моделі світіння НС різних типів з використанням цього підходу, зроблено порівняння результатів такого моделювання з відповідними даними, отриманими за допомогою інших підходів до розрахунку ДІВ, зокрема проаналізовано іонізаційну структуру таких моделей та отримані синтетичні емісійні лінійчасті спектри. Дано рекомендації стосовно коректності використання наближених методів розрахунку ДІВ у випадках різних типів небулярних середовищ. Здійснено перевірку популярного виразу-індикатора для визначення швидкості зореутворення в карликових галактиках.

Актуальність теми. Моделювання світіння небулярних середовищ (оболонок планетарних туманностей – ПТ, протяжних зон HII тощо) відіграє ключову роль у вирішенні цілого ряду астрофізичних задач:

- Визначення вмісту первинного гелію, а також темпів його збагачення внаслідок зоряної хімічної еволюції речовини, пов'язаної з процесами утворення та еволюції зір.
- Перевірка швидких спектрально-діагностичних методів для визначення іонного та повного вмісту хімічних елементів на основі інтенсивностей ліній в емісійних спектрах НС.
- Спектральна перевірка хемодинамічних симуляцій (ХДС) еволюції карликових галактик (КГ) з активними процесами зореутворення.
- Вивчення впливу пилу на емісійні спектри НС.

– Перевірка точності виразів для визначення швидкості зореутворення, які використовують випромінювання НС.
– Оцінка витоку іонізуючих квантів у міжгалактичне середовище, яка критично важлива для розв'язку проблеми реіонізації Всесвіту.

Це лише деякий перелік задач, які значною мірою покладаються на фотоіонізаційне моделювання світіння (ФМС), як інструмент, що дозволяє найбільш точно визначити фізичні характеристики та хімічний вміст елементів у небулярному середовищі. Тому дослідження, спрямовані на збільшення коректності та точності ФМС НС, є надзвичайно актуальними.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота виконувалася в межах програм фундаментальних досліджень, які проводяться у Львівському національному університеті імені Івана Франка за наступними темами:

– "Астрофізичні системи на різних енергетичних і просторово-часових масштабах та ефекти квантування простору" (ФФ-63НР, номер державної реєстрації 0117U007190, 2017–2020 рр.);
– "Астрофізичні процеси на різних просторово-часових масштабах: порівняння моделей з даними спостережень" (ФА-71Ф, номер державної реєстрації 0118U003607, 2018–2020 рр.).

У цих науково-дослідних темах автор дисертаційної роботи був виконавцем.

Мета, задачі та методи дослідження. Метою дисертаційної роботи є:

1. Розробка підходу до детального розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання, який би задовольняв умовам: а) точності врахування дифузної компоненти іонізуючого випромінювання, б) задовільної

швидкості розрахунку фотоіонізаційних моделей світіння, зважаючи на можливості сучасних комп'ютерів.

2. Розробка програмного забезпечення, яке реалізує вищезгаданий підхід до розрахунку ДІВ.
3. Оцінка коректності застосування популярного швидкого наближеного методу *Outward only* для розрахунку ДІВ під час ФМС різноманітних НС, виконаного у простій сферично-симетричній геометрії, шляхом порівняння іонізаційних структур моделей та емісійних лінійчастих спектрів, отриманих з використанням розробленого детального та вищезгаданого наближеного методів розрахунку ДІВ.
4. Дослідження іонізаційної структури оболонок симбіотичних нових шляхом їх ФМС.
5. Дослідження впливу обраного методу розрахунку ДІВ на фотоіонізаційний аналіз результатів хемодинамічних симуляцій еволюції карликових галактик з активним зореутворенням.
6. Перевірка коректності застосування так званих спектрально-діагностичних (далі діагностичних) методів для отримання інформації про фізичні параметри та хімічний вміст у карликових галактиках з активним зореутворенням за допомогою інтенсивностей емісійних ліній від їх небулярної складової на основі результатів її мультикомпонентного ФМС (МФМС) з детальним урахуванням ДІВ.
7. Перевірка популярного виразу Кенніката [77] для визначення швидкості зореутворення (SFR – від англ. stars formation rate) на коректність його застосування для КГ з активним зореутворенням, на основі результатів хемодинамічних симуляцій їх еволюції та подальшого мультикомпонентного моделювання світіння небулярної складової цих об'єктів з детальним урахуванням ДІВ.

У рамках цієї роботи розв'язувалися наступні задачі:

1. Розробка програми для інтегрування потоків за мапами емісійностей та оптичних товщин з метою імплементації методу розрахунку ДІВ НС.
2. Розрахунок фотоіонізаційних моделей світіння оболонок ПТ та симбіотичних нових, а також різноманітних зон HII з використанням детального методу розрахунку ДІВ.
3. Тестування наближених методів розрахунку переносу ДІВ у різних типах НС.
4. Тестування діагностичних методів, що використовуються для визначення вмісту оксиґену у НС, шляхом застосування їх до модельних лінійчастих спектрів, отриманих у результаті ФМС зон HII з використанням детального методу розрахунку ДІВ.
5. Фотоіонізаційний аналіз ХДС для розрахунку еволюції карликових галактик (КГ) з активними процесами зореутворення, з детальним урахуванням переносу ДІВ у їх небулярній складовій.
6. Тестування емпіричного виразу Кенніката [77] для визначення темпу зореутворення у КГ шляхом розрахунку цієї величини на основі модельних світностей в лінії Hα, отриманих для різних віків з використанням детального методу розрахунку ДІВ, і подальшим порівнянням результатів з темпом зореутворення, прийнятим під час ХДС еволюції цих об'єктів.

Об'єкт дослідження: планетарні туманності, оболонки симбіотичних нових та зони HII з різними розподілами густини та джерелами квантів іонізуючого випромінювання.

Предмет дослідження: дифузне іонізуюче випромінювання небулярних середовищ, їх іонізаційна структура та спектри випромінювання, ХДС еволюції КГ з активним зореутворенням.

Методи дослідження: фотоіонізаційне моделювання світіння небулярних середовищ, зокрема методи розрахунку ДІВ НС; еволюційно-популяційний синтез областей зореутворення [66]; ХДС еволюції КГ з активним зореутворенням; діагностичні методи визначення хімічного вмісту НС; метод визначення SFR.

У **Вступі** подано коротку характеристику дисертаційної роботи, обґрунтовано актуальність її теми, показано зв'язок роботи із науковими програмами, сформульовано мету, задачу та пояснені методи дослідження, вказано наукову новизну та практичну цінність отриманих результатів, доведено достовірність та обґрунтованість отриманих результатів, показано особистий внесок здобувача, зазначено відомості щодо апробації результатів дисертації, наведено публікації результатів досліджень, вказано структуру та обсяг дисертації.

У **Розділі 1 "ОГЛЯД ПРОБЛЕМИ ТА ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ"** розглянуто алгоритм розрахунку фотоіонізаційних моделей світіння небулярних середовищ, описані базові інструменти що використовуються при таких розрахунках. Детально описано базові фізичні рівняння, що використовуються у процесі ФМС; сформульовано ключову проблему, що виникає при розрахунку таких моделей, пов'язану з громіздкістю процедури визначення потоків іонізуючого випромінювання детальним методом; проаналізовано підходи до вирішення цієї проблеми у попередніх працях; сформульовано та обґрунтовано задачу для даної дисертаційної роботи.

У **Розділі 2 "МЕТОД ДЕТАЛЬНОГО РОЗРАХУНКУ ДИФУЗНОГО ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В НЕБУЛЯРНИХ СЕРЕДОВИЩАХ"** представлено наш підхід до вирішення проблеми детального розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання у небулярних середовищах.

У **підрозділі 2.1** Детально описано алгоритм нашого підходу, проаналізовано його переваги та недоліки. Описані інструменти, що застосовуються нами при імплементації підходу.

У **підрозділі 2.2** представлено та описано алгоритм розробленого нами коду для інтегрування потоків іонізуючого випромінювання за напрямками з використанням мап емісійності та оптичних густин. Детально описано алгоритм вирішення деяких математичних проблем, пов'язаних з неоднорідністю об'єкта та компромісом між швидкістю та точністю розрахунку. Коротко описані можливості коду та області для його застосування.

Розділ 3 "ДЕТАЛЬНИЙ МЕТОД РОЗРАХУНКУ ДИФУЗНОГО ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ У НЕБУЛЯРНИХ ОБ'ЄКТАХ У СФЕРИЧНО-СИМЕТРИЧНІЙ ГЕОМЕТРІЇ" присвячений апробації нашого підходу на прикладі простіших сферично-симетричних моделей, аналізі отриманих результатів та отримання рекомендацій стосовно застосовності наближених методів розрахунку ДІВ у випадку моделей з різними розподілами густини та хімічним вмістом.

підрозділі 3.1 зосереджується на сферично-симетричних моделях з однорідним розподілом густини. У цьому підрозділі описано вхідні параметри розрахованих нами моделей (Медонські ПТ та зона НІІ, ПТ та зони НІІ зі стандартним хімічним вмістом з пилом та без). Проаналізовано отримані нами результати, детально розглянуто та обґрунтовано відмінності у результатах, отриманих нами з застосуванням наближеного та детального підходів до розрахунку ДІВ. Також, у цьому розділі наведено порівняння результатів, отриманих нами для Медонських моделей з результатами інших кодів, що застосовували різні підходи, атомні дані, тощо.

У **підрозділі 3.2** обґрунтовано важливість врахування реалістичного розподілу густини у фотоіонізаційних моделях світіння. Коротко описано характерні для оболонок ПТ розподіли густини. Описано розраховані автором дисертації моделі (старшої, більш протяжної та однорідної моделі NGC7293 та быльш молодої, компактної та неоднорідної IC5117). Представлено та проаналізовано отримані нами результати ФМС. Застосовано аналогічний аналіз відмінностей у синтетичних емісійних лінійчастих спектрах випромінювання та радіальних розподілах фізичних характеристик, що характеризують іонізаційну структуру моделей, при застосуванні різних підходів до розрахунку ДІВ.

У **підрозділі 3.3** сформульовано висновки на основі отриманих нами результатів ФМС. Зроблено загальні рекомендації стосовно застосовності наближених методів розрахунку потоків дифузного іонізуючого випромінювання.

Розділ 4 "ФОТОІОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ОБОЛОНОК СИМБІОТИЧНИХ НОВИХ V1016 Cyg ТА HM Sge" присвячений дослідженню оболонок симбіотичних нових. У **підрозділі 4.1** сформульовано задачу розділу. Обґрунтовано виправданість застосування фотоіонізаційного моделювання світіння при дослідженні оболонок цих об'єктів з огляду на схожість їх спектрів на спектри планетарних туманностей. У **підрозділі 4.2** описано процедуру визначення іонізаційної структури об'єкта. Показано, що розподіл густини є неоднорідним, і схожим до аналогічного розподілу для типових планетарних туманностей. З використанням діагностичних методів визначено електронні температури та концентрації у зонах іонізації різних іонів. Досліджено хімічний вміст елементів. У **підрозділі 4.3** показано визначення деяких початкових параметрів для моделювання, таких як температура та радіус зорі - джерела іонізуючих квантів. У **підрозділі 4.4** описано процес фотоіонізаційного моделювання світіння оболонок

V1016 Cyg та HM Sge. Представлено результати ФМС цих обєктів, розрахованих з використанням програми *LvivMod*, описаної у [56]. Описано процедуру та результати наступного кроку - пошуку оптимальних моделей світіння. У **підрозділі 4.5** розраховано оптимальні моделі ФМС, однак з застосуванням детального методу розрахунку ДІВ. Показано, що наближені методи з високою точністю відтворюють результати, отримані з використанням детального підходу.

Розділ 5 "ХЕМОДИНАМІЧНІ СИМУЛЯЦІЇ ТА ФОТОІОНІЗАЦІЙНІ МОДЕЛІ СВІТІННЯ У КАРЛИКОВИХ ГАЛАКТИКАХ З АКТИВНИМ ЗОРЕУТВОРЕННЯМ" присвячений дослідженню еволюції карликових галактик з активним зореутворенням.

У **підрозділі 5.1** сформульовано задачу розділу. Обґрунтовано недоліки використання так званих діагностичних методів, та важливість застосування фотоіонізаційного моделювання світіння для дослідження карликових галактик. Запропоновано підхід до розрахунку ФМС та отримання синтетичних емісійних лінійчатих спектрів, що полягає у використанні результатів хемодинамічних симуляцій у якості вхідних параметрів для мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання світіння, з подальшою генерацією мап емісійностей та оптичних густин та отримання спектру з різних позицій синтетичних апертур. Проаналізовано аналогічні підходи інших авторів у дослідженні ГТ з вагомими гідродинамічними процесами, розглянуто переваги та недоліки нашого підходу.

У **підрозділі 5.2** описано хемодинамічні симуляції, припущення що використовувалися у процесі розрахунку ХДС.

У **підрозділі 5.3** описана процедура отримання вхідного спектру іонізуючого випрмінювання з центральної області зореутворення. Вказано основні вхідні параметри, що використовувалися при симуляції еволюції області зореутворення з використанням програми *Starburst99*.

Підрозділ 5.4 присвячений мультикомпонентному фотоіонізаційному моделюванню світіння НС карликової галактики з активним зореутворенням на основі результатів, отриманих у ХДС. У цьому підрозділі описано алгоритм розрахунку МФМС та основні припущення, що прийняті нами на цьому етапі. Обґрунтовано вибір геометрії моделі, описано поділ об'єкта на сектори та на дві компоненти: зону супервітру, де фізичні параметри здебільшого визначаються хемодинамічними процесами, та небулярною ділянкою, де ключову роль у визначенні фізичних параметрів відіграють процеси фотоіонізації.

Також у цьому підрозділі представлено та проаналізовано отримані нами у результаті МФМС спектри та іонізаційну структуру об'єкта у обраних репрезентативних секторах. Продемонстровано та пояснено розподіли важливих фізичних параметрів.

У підрозділі 5.5 представлено результати МФМС з використанням детального підходу до розрахунку ДІВ для двох віків. Проаналізовано відмінності у іонізаційній структурі та емісійних спектрах, отриманих з використанням різних підходів у розрахунку ДІВ.

У підрозділі 5.6 описано алгоритм розрахунку спектрів випромінювання, отриманих нами у різних позиціях синтетичних апертур. Описано параметри прийнятих нами апертур (позиція, розмір).

У підрозділі 5.7 отримані у різних апертурних позиціях спектри порівнюються зі спостережуваними даними. Показано, що використання детального підходу не допомагає вирішити проблему ліній O^+S^+, описану у праці [1]

У підрозділі 5.8 ми протестували популярні діагностичні методи для отримання вмісту кисню. У цьому розділі показано "реальні" хімічні розподіли та їх усереднені значення вздовж центральних променів різних апертур. Проведено порівняльний аналіз цих усереднених значень з відповідними вмістами оксиґену, отриманими у результаті застосування

популярних діагностичних співвідношень до отриманих нами синтетичних емісійних спектрів.

У **підрозділі 5.9** ми зосередилися на тестуванні виразу Кенніката ([77]) для отримання швидкості зореутворення у карликових галактиках. Для цього були використані синтетичні спектри, отримані у випадку моделей з застосуванням наближення *Outward Only* та детального підходу. Показано, що вираз Кенніката дає завищені значення швидкості зореутворення. Причому, у разі детального врахування ДІВ проблема стає більш явно вираженою.

Наукова новизна вперше запропоновано підхід до реалізації детального розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання під час фотоіонізаційного моделювання світіння небулярних середовищ, що полягає у винесенні громіздкої процедури інтегрування потоків дифузного іонізуючого випромінювання у небулярному середовищі за межі ядра фотоіонізаційного коду. Це дозволяє суттєво скоротити час моделювання без застосування наближень при розрахунку рівняння переносу дифузного іонізуючого випромінювання вздовж різних напрямків його поширення.

Вперше застосовано розроблений у дисертаційній роботі детальний підхід до розрахунку ФМС різних типів небулярних середовищ та продемонстровано влив обраного підходу на іонізаційну структуру та модельні спектри. Вперше, на основі порівняння результатів моделювання світіння різноманітних небулярних середовищ з використанням детального та, відповідно, популярного наближеного (outward only) підходів, дано конкретні рекомендації щодо коректності використання наближених методів розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання для різних об'єктів. Зокрема показано, що у разі неоднорідного розподілу густини матерії відмінності у результатах ФМС, отриманих різними підходами до розрахунку ДІВ, є великими, і використання детального методу є бажаним. Вперше детальний підхід до розрахунку ДІВ використано для перевірки

популярних діагностичних T_e-, R_{23}- та P-методу визначення вмісту оксиґену шляхом їх застосування до аналізу модельних спектрів, отриманих у різних синтетичних апертурах та подальшим порівнянням отриманого результату з вмістом оксиґену, визначеним шляхом усереднення відповідних результатів ХДС еволюції карликової галактики. Вперше продемонстровано, що такі методи не застосовні у випадку середовищ зі складною морфологією. Вперше показано, що емпіричні діагностичні вирази не працюють у випадку низьких електронних концентрацій, тоді як Te-метод працює лише у випадку середовища з варіаціями густини в межах порядку. Вперше перевірено емпіричний вираз Кенніката для визначення швидкості зореутворення на основі синтетичних спектрів, отриманих у результаті розрахунку фотоіонізаційних моделей світіння КГ з детальним врахуванням дифузної компоненти іонізуючого випромінювання. Показано, що отримані за допомогою виразу Кенніката значення швидкості зореутворення є завищеними у порівнянні з значенням SFR, прийнятим в моделях. У разі застосування детального підходу проблема стає ще більш яскраво вираженою.

Практична цінність отриманих результатів. Розроблений підхід до детального розрахунку можна використати:

1. для швидкого розрахунку точних моделей світіння небулярних середовищ з суттєво неоднорідною структурою;
2. для отримання спектрів з різних позицій синтетичних апертур та порівняння з реальними спостережними даними;
3. для перевірки гідро- та хемодинамічних симуляцій різного типу НС, шляхом розрахунку на їх основі мультикомпонентного ФМС (МФМС) зі застосуванням детального розв'язку рівняння переносу ДІВ та при порівнянні отриманих спектрів зі спостережуваними результатами;
4. для ФМС НС у 2D- та 3D-геометрії, з декількома джерелами іонізуючого випромінювання тощо;

5. для тестування діагностичних методів на об'єктах з неоднорідним хімічним розподілом;
6. для перевірки індикаторів швидкості зореутворення;
7. для точнішої оцінки витоку кількості іонізуючих квантів КГ у міжгалактичне середовище.

Окрім цього, у даній роботі представлено ряд важливих результатів. Наприклад, вказано на проблему використання діагностичних методів для визначення вмісту хімічних елементів у НС зі складною морфологією. Протестовано хемодинамічну модель для типової карликової галактики з активним зореутворенням. Перевірено емпіричні вирази для визначення SFR.

Достовірність та обґрунтованість отриманих результатів. Усі модельні спектри, отримані нами у результаті розрахунку ФМС у даній роботі порівнюються або з спостережуваними даними, або ж, як у випадку Медонських моделей у 3-му розділі, з результатами розрахунку інших авторів. Розроблений та представлений у дисертаційній роботі підхід до детального розрахунку ДІВ НС дозволяє найбільш точно, на сьогоднішній день, здійснювати ФМС НС.

У всіх ФМС НС за основу був використаний найбільш популярний у сфері дослідження небулярних середовищ код Ґ. Ферланда *Cloudy* [7], з актуальними атомними даними та відкритим кодом, завдяки чому велика спільнота дослідників робить суттєвий внесок у виявлення та виправлення помилок, які неминуче виникають при розробці таких великих за обсягом програм.Через це код *Cloudy* можна без перебільшення назвати найбільш надійним на сьогоднішній день інструментом для ФМС НС.

Особистий внесок здобувача. У праці [1] дисертант брав участь у постановці задачі, розрахунку синтетичних спектрів у модельних апертурах, підготовці рисунків для ілюстрації еволюції емісійних ліній у різних апертурних позиціях; аналізі результатів. У праці [40] дисертант

брав участь у постановці задачі, підготовці рисунків та таблиць, аналізі результатів; У праці [39] дисертант брав участь у постановці задачі, розрахунку фотоіонізаційних моделей світіння з застосуванням детального методу розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання, аналізі результатів. У працях [78] [79] дисертант є першим автором. У праці [78] дисертант брав участь у постановці задачі, розрахунку фотоіонізаційних моделей світіння з застосуванням детального методу розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання, аналізі результатів. У праці [79] дисертант брав участь у постановці задачі, розрахунку фотоіонізаційних моделей світіння з застосуванням детального методу розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання, аналізі результатів.

Апробація результатів дисертації. Матеріали дисертаційної роботи доповідалися на численних наукових конференціях, наведених нижче:

- IAU General Assembly, Meeting #29, id.2254025 (Honolulu, Hawaii,United States, 2015);
- Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики "Еврика-2013, 2017, 2018" (Львів, 2012, 2013 рр.);
- 18, 19, 20, 24th Open Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics (Київ, 2011, 2012, 2013, 2017 рр.);
- The International Research and Practice Conference "FOSS Lviv-2013" (Львів, 2013 р.);
- Сьома, восьма, дев'ята міжнародна наукова конференція пам'яті Б. Т. Бабія "Вибрані питання астрономії та астрофізики" (Львів, 2014, 2016, 2018 рр.).

Матеріали дисертаційної роботи доповідалися на спільних семінарах Астрономічної обсерваторії та кафедри астрофізики Львівського національного університету імені Івана Франка.

Публікації. Результати викладені в 17-ти публікаціях, з яких 5 [1 – 5] - статті у спеціалізованих наукових журналах “Monthly Notices of the Royal Astronomical Society” (MNRAS), "Журнал фізичних досліджень" (JPS), “Advances in Astronomy and Space Physics” та "Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso" та 7 [6 – 17] тез міжнародних та вітчизняних конференцій. **Структура та обсяг дисертації.** Дисертація складається зі вступу, оглядового розділу, чотирьох оригінальних розділів, висновків, списку використаних джерел, який містить80 найменувань, та додатків. Загальний обсяг дисертації складає 156 сторінок, обсяг основного тексту – 121 сторінка. Дисертація містить 32 рисунки та 22 таблиці.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ПРОБЛЕМИ ТА ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

1.1. Фотоіонізаційні моделі світіння

Фізичні умови у небулярних середовищах (планетарні туманності, зони HII, залишки наднових, ядра активних галактик) переважно визначають за допомогою так званих діагностичних методів. Вони дозволяють визначити електронні температури та концентрації, базуючися на відношеннях інтенсивностей ліній того ж іона, чутливих лише до T_e або N_e (так звані, діагностичні співвідношення), як, наприклад у випадку так званого T_e методу [2], або ж використовуючи інтенсивності сильних ліній, наявних у спектрі та апроксимаційні вирази, визначені емпіричним шляхом (зокрема, P-метод [4], R23-метод [3], тощо.). З метою врахування неоднорідності фізичних умов у об'єкті, більшість діагностичних методів розглядають дві або більше зон іонізації, з різними значеннями електронних температур та концентрацій. Однак, в межах однієї зони іонізації значення T_e та N_e приймаються сталими за об'ємом. Це припущення дозволяє отримати приблизну уяву про фізичні умови в об'єкті, однак не дає інформації про точну іонізаційну структуру та просторові розподіли фізичних характеристик у випадку неоднорідного небулярного середовища, адже навіть у найпростішому випадку сферичної симетрії з однорідним розподілом густини та хімічного вмісту фізичні параметри середовища сильно залежать від відстані до іонізуючого джерела.

Для отримання детальної іонізаційної структури НС необхідно розрахувати перенос іонізуючого випромінювання в об'єкті з врахуванням усіх елементарних фізичних процесів, які викликають цей перенос. Такий розрахунок називається побудовою фотоіонізаційної моделі світіння

(ФМС) небулярного середовища. Розглянемо базові рівняння та алгоритм розрахунку ФМС.

1.1.1. Базові рівняння Загалом, базові рівняння можна ФМС можна розділити на три группи:

– Рівняння газодинаміки

– Рівняння переносу

– Рівняння еволюції

Рівняння газодинаміки. Ці рівняння описують рух нерелятивіського газу при відсутності в'язкості (що цілком виправдано для розрідженого газу у НС). Такий газ описується наступними фізичними величинами: $\boldsymbol{\rho}$ - густина газу, P - тиск, $\mathbf{v}$ - вектор швидкості. У загальному випадку усі ці величини є функціями координат елементарного об'єму газової туманності, у межах якого можна прийняти що всі ці характеристики мають стале значення $\mathbf{r}$, та часу t. Запишемо ці рівняння у системі координат Ейлера у формі законів збереження [5].

Першим законом збереження є закон збереження маси, або так зване рівняння неперервності:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\rho}}{\partial t} \; + \; \nabla(\boldsymbol{\rho}\mathbf{v}) \; = \; 0, \tag{1.1}$$

Другий закон – закон збереження імпульсу (рівняння Ейлера) :

$$\frac{\partial(\boldsymbol{\rho}\mathbf{v})}{\partial t} \; + \; \nabla(P + \boldsymbol{\rho}\mathbf{v}^{\mathbf{2}}) \; = \; \mathbf{g}\boldsymbol{\rho}, \tag{1.2}$$

де $\mathbf{g}$ — прискорення, спричинене гравітацією, магнітним полем, або світловим тиском.

Третій закон збереження – закон збереження енергії :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\boldsymbol{\rho}\left(E + \frac{v^2}{2}\right)\right] \; + \; \nabla\left[\boldsymbol{\rho}\mathbf{v}\left(E + \frac{v^2}{2}\right) + P\mathbf{v}\right] \; = \; \mathbf{v}\;\mathbf{g}\boldsymbol{\rho} \; + \; H \; - \; C, \tag{1.3}$$

де E — внутрішня кінетична енергія газу на одиницю маси ($E = U/\boldsymbol{\rho}$, де U – внутрішня енергія), H і C — функції, відповідно, нагріву і охолодження одиничного об'єму газу за одиницю часу, спричинені атомними

процесами. У випадку адіабатичних процесів, де тиск можна записати:

$$P = K\rho^{\gamma}$$

а енергія, у свою чергу, пов'язана з тиском через співвідношення:

$$E = \frac{P}{\rho(\gamma - 1)}$$

і враховуючи, що переважна більшість небулярних об'єктів складається з одноатомного газу, для якого показник адіабати буде $\gamma = 5/3$, рівняння (1.3) можна записати у наступному вигляді:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}P + \frac{1}{2}\rho v^2\right) \; + \; \nabla\left[\mathbf{v}\left(\frac{5}{2}P + \frac{1}{2}\rho v^2\right)\right] \; = \; \mathbf{v}\;\mathbf{g}\rho \; + \; H \; - \; C,$$

Рівняння стану, що дає зв'язок між тиском, густиною і температурою, у випадку ідеального газу:

$$P \; = \; \frac{\rho k_B T}{\mu m_H} = n_{total} k_B T,$$

де k_B – стала Больцмана, m_H – маса ядра водню, μ – безрозмірна середня маса на частинку (наприклад, при сонячного вмісту для нейтрального газу $\mu \approx 1.3$ і $\mu \approx 0.6 - 0.7$ – для іонізованого газу, в залежності від стану іонізації гелію), n_{total} – сумарна концентрація всіх частинок газу.

Слід зазначити, що наведені рівняння є добрими при описі газової туманності. Однак, вони не завжди є адекватними при описі руху газопилової туманності.

Рівняння переносу. Рівняння перенесення випромінювання описує поведінку інтенсивності випромінювання $I_\nu(\mathbf{n}, \mathbf{r})$ з частотою ν в залежності від позиції $\mathbf{r}$ та напрямку поширення фотонів $\mathbf{n}$ [5]:

$$\frac{1}{c}\frac{dI_\nu}{dt} \; + \; \mathbf{n}\nabla I_\nu \; = \; j_\nu \; - \; \kappa_\nu I_\nu, \tag{1.4}$$

де c – швидкість світла, j_ν і κ_ν – коефіцієнти відповідно випромінювання і поглинання на частоті ν середовищем у якому поширюється випромінювання.

У багатьох випадках моделювання світіння ГТ використовують усереднені за тілесним кутом Ω середню інтенсивність :

$$J_\nu \;=\; \frac{1}{4\pi}\int_{4\pi} I_\nu d\Omega,$$

і потік випромінювання :

$$\mathbf{F}_\nu \;=\; \int_{4\pi} \mathbf{n} I_\nu d\Omega.$$

Рівняння еволюції. Рівняння для визначення зміни концентрації частинок, що перебувають у стані i з часом може бути записане у наступному вигляді [5] :

$$\frac{dn_i}{dt} \;+\; \nabla(n_i\mathbf{v}) \;=\; G_i \;+\; \sum_{j\neq i} R_{j\to i} n_j \;-\; n_i\left(S_i + \sum_{j\neq i} R_{i\to j}\right), \qquad (1.5)$$

де $R_{j\to i}$, $R_{i\to j}$ – коефіцієнти переходу між станами i та j, G_i та S_i представляють джерела та витоки стану i відповідно, спричинені іншими процесами. Ця загальна форма рівняння переходу може бути застосована до опису переходів між внутрішніми станами атома, іона, молекули чи пилинки. Така форма рівняння еволюції застосовується як вихідна для отримання рівнянь іонізаційного балансу, що у свою чергу дозволяють отримати вміст іона у певній стадії іонізації. Також, слід зазначити, що у загальному випадку, вище згадані коефіцієнти переходу між станами є функціями локального поля іонізуючого випромінювання, електронної концентрації і температури та інших фізичних параметрів, характерних для елементарного об'єму ГТ, для якого проводяться відповідні розрахунки, що у свою чергу визначається переносом випромінювання з різних ділянок об'єкта у даний об'єм. Нижче процес розв'язку перенесення іонізуючого випромінювання описаний детальніше.

1.1.2. Перенесення іонізуючого випромінювання. Рівняння переносу випромінювання описує поведінку інтенсивності випромінювання $I_\nu(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t)$ з часом t, частотою ν, в залежності від позиції елементар-

ного об'єму $\mathbf{r}$ та напрямку $\mathbf{n}$. У загальному випадку це рівняння має наступний вигляд:

$$\frac{1}{c}\frac{dI_\nu}{dt} + \mathbf{n}\nabla I_\nu = j_\nu - \kappa_\nu I_\nu, \tag{1.6}$$

де c – швидкість світла, j_ν і κ_ν – відповідно коефіцієнти випромінювання та поглинання небулярним середовищем на частоті ν.

Розглянемо частковий випадок, коли поле іонізуючого випромінювання є стаціонарним (не змінюється з часом). Про виправданість такого припущення напишемо дещо пізніше.

У стаціонарному випадку рівняння переносу випромінювання (1.6) буде мати вигляд:

$$\mathbf{n}\nabla I_\nu = j_\nu - \kappa_\nu I_\nu \tag{1.7}$$

Окрім цього, у випадку більшості небулярних об'єктів іонізуюче випромінювання можна розділити на дві складові:

– пряме (зоряне), яке приходить від зорі, або скупчення зір (I_ν^s)

– дифузне, яке виникає в туманності і приходить у дану точку туманності з різних її частин (I_ν^d).

Такий поділ на складові виправдано робити при моделюванні більшості оболонок ПТ та HII регіонів, коли центральне джерело іонізуючих квантів є компактним у порівнянні з протяжністю небулярної складової.

Також, якщо туманність має близьку до сферичної форму з малою неоднорідністю розподілу густини газу в ній, то ми можемо промоделювати її світіння в наближенні сферичної симетрії. При такій геометрії, в поєднанні з умовою центральності іонізуючого джерела, ми можемо перейти від елементарного об'єму до елементарного шару з одинаковими значеннями відповідних фізичних характеристик, які, у свою чергу, залежатимуть лише від відстані r даного сферичного шару від центру небулярного середовища (НС).

Розглянемо тепер перенесення прямої та дифузної компоненти випромінювання окремо.

Фотойонізації прямим іонізуючим випромінюванням. Рівняння переносу прямого іонізуючого випромінювання у сферично-симетричній туманності з центральним йонізуючим джерелом можна записати наступним чином:

$$\frac{dI^s_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = -I^s_{\nu}. \tag{1.8}$$

де τ_{ν} - оптична товщина $\tau_{\nu} = \int_{s_0}^{s} \kappa_{\nu}(s')ds'$ для випромінювання на частоті ν. Розв'язком цього рівняння буде:

$$I^s_{\nu}(r) = I^s_{\nu}(r_{in})e^{-\tau_{\nu}(r)}, \tag{1.9}$$

де $I^s_{\nu}(r_{in})$ – інтенсивність прямого іонізуючого випромінювання на внутрішньому радіусі r_{in} НС, а $\tau_{\nu}(r)$ – оптична товщина на шляху від внутрішньої точки туманності до точки, яку ми розглядаємо; Коефіцієнт поглинання можна розписати як $\kappa_{\nu} = \sum_{X^i} n(X^i, r)\sigma_{\nu}(X^i)$, де $n(X^i, r)$ – концентрація йона X^i на відстані r від центра НС, а $\sigma_{\nu}(X^i)$ – перетин фотойонізації цього ж іона квантами, що мають частоту ν.

Оскільки пряма компонента має джерело лише у центрі, інтенсивність випромінювання цієї складової у об'ємі НС не змінюється (не залежить від відстані від йонізуючого джерела). Потік же випромінювання, за відсутності джерел поглинання і випромінювання у середовищі, обернено пропорційний квадрату відстані від йонізуючого джерела (напр. зорі). Тобто, якщо потік випромінювання на частоті ν на поверхні зорі з радіусом R_* рівний $F^s_{\nu}(R_*)$, то на внутрішньому радіусі туманності (приймаємо, що між поверхнею зорі і внутрішньою поверхнею туманності газу та пилу немає) він буде рівний $F^s_{\nu}(r_{in}) = F^s_{\nu}(R_*)\left(\frac{R_*}{r_{in}}\right)^2$. З урахуванням цього йонізуючий потік від зорі на частоті ν на будь-якій відстані r від

центру у сферично-симетричній туманності рівний

$$F^s_{\nu}(r) = F^s_{\nu}(r_{in}) \left(\frac{r_{in}}{r}\right)^2 e^{-\tau_{\nu}(r)}. \tag{1.10}$$

Кількість фотойонізацій йонів/атомів X^i в одиниці об'єму сферично-симетричного НС з центральним йонізуючим джерелом навколо деякої точки за одиницю часу прямим йонізуючим випромінюванням буде:

$$n^*_{ion}(X^i, r) = n(X^i, r)\frac{r^2_{in}}{r^2} \int_{\nu_0(X^i)}^{\infty} F^s_{\nu}(r_{in})\, e^{-\tau_{\nu}(r)}\, \sigma_{\nu}(X^i)\, \frac{d\nu}{h\nu}, \tag{1.11}$$

Інтегрування в (1.11) слід виконати за всіма діапазонами частот випромінювання, яке поглинає йон X^i.

Фотоіонізації дифузним іонізуючим випромінюванням. Основними внесками у дифузне іонізуюче випромінювання є:

а) радіативні рекомбінації вільних електронів на основні рівні H^+, He^+, He^{++};

б) радіативні рекомбінації вільних електронів на другий рівень He^{++};

в) випромінювання квантів у лініях $L_{\alpha}(He\,I)$ і $L_{\alpha}(He\,II)$ (довжини хвиль цих ліній λ584Å та 304Å).

Інколи слід враховувати також інші джерела дифузного іонізуючого випромінювання: рекомбінації вільних електронів з іонами важких елементів, спонтанні переходи між рівнями таких іонів, вільно-вільні переходи, двофотонне випромінювання, тощо.

У випадку сферичної симетрії кількість йонізацій за одиницю часу йонів X^i у шарі на відстані r від центру НС визначатиметься як

$$n^d_{ion}(X^i, r) = n(X^i, r) \int_{\nu_0(X^i)}^{\infty} \sigma_{\nu}(X^i) \frac{4\pi J^d_{\nu}(r)}{h\nu}\, d\nu, \tag{1.12}$$

де $J^d_{\nu}(r)$ – середня інтенсивність дифузного йонізуючого випромінювання у на відстані r від центру НС, яка, в свою чергу, визначається його полем $I^d_{\nu} = I^d_{\nu}(r, \theta, \varphi)$ (див. Рис. 2.1).

Для детального розрахунку інтенсивності ДІВ необхідно розв'язати рівняння його переносу до кожного елементарного об'єму НС (у

випадку сферичної симетрії – це сферичний шар, товщина якого визначається у відповідності до вимог щодо точності розрахунку ФМС) [6] :

$$\frac{I_{\nu}^{d}(s)}{ds} = -k_{\nu}^{d}(s)I_{\nu}^{d}(s) + j_{\nu}^{d}(s), \tag{1.13}$$

де $I_{\nu}^{d}(s)$ – інтенсивність ДІВ, яке поширюється вздовж певного напрямку у НС, а $k_{\nu}^{d}(s)$ та $j_{\nu}^{d}(s)$ – відповідно коефіцієнти поглинання та випромінювання НС на частоті ν вздовж цього напрямку. Розв'язавши чисельно рівняння (1.13) для кожного елементарного об'єму в загальному випадку, або ж для кожного сферичного шару НС у сферично-симетричному випадку, можна отримати середню інтенсивність ДІВ, яка в загальному випадку буде рівна:

$$J_{\nu}^{d}(r) = \frac{1}{4\pi}\int_{0}^{2\pi}\int_{0}^{\pi} I_{\nu}^{d}(r,\varphi,\theta)sin(\theta)d\varphi d\theta \tag{1.14}$$

а в сферично-симетричному випадку:

$$J_{\nu}^{d}(r) = \frac{1}{2}\int_{0}^{\pi} I_{\nu}^{d}(r,\theta)sin(\theta)d\theta \tag{1.15}$$

Як бачимо, навіть у спрощеному випадку сферичної симетрії процедура розрахунку ДІВ є дуже громіздкою. Розглянемо найпопулярніші наближені методи.

Наближення OTS. У наближенні OTS для розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання взято за основу припущення, що всі дифузні іонізуючі кванти поглинаються у тому ж елементарному об'ємі, де вони виникли. Таке наближення виправдане у випадку оптично товстого НС. Оскільки переносу випромінювання як такого немає, то рівняння (1.13) дає наступний розв'язок:

$$J_{\nu}^{d}(r) = \frac{j_{\nu}^{d}}{k_{\nu}^{d}} \tag{1.16}$$

У частковому випадку гідроґенної туманності отримуємо:

$$J_{\nu}^{d}(r) = \frac{j_{\nu}^{d}}{n(H^0)\sigma_{\nu}(H^0)} \tag{1.17}$$

Наближення Outward Only. У цьому наближенні припускається, що дифузне іонізуюче випромінювання поширюється лише у радіальному напрямку, від центру НС на спостерігача. Тоді рівняння переносу (1.13) можна записати:

$$\frac{I_{\nu}^{d}(r)}{dr} = -k_{\nu}^{d}(r)I_{\nu}^{d}(r) + j_{\nu}^{d}(r) \tag{1.18}$$

його розв'язок:

$$I_{\nu}^{d}(r) = I_{\nu}^{d}(r_{in})e^{-\int_{r_{in}}^{r} k_{\nu}^{d}(r')dr'} + \int_{r_{in}}^{r} j_{\nu}^{d}(r')e^{-\int_{r'}^{r} k_{\nu}^{d}(r'')dr''}dr' \tag{1.19}$$

У випадку наближення Outward Only перший доданок виразу (1.19) рівний нулю, оскільки дифузне випромінювання утворюється в тілі туманності ($I_{\nu}^{d}(r_{in}) = 0$), і поширюється лише у зовнішньому радіальному напрямку:

$$I_{\nu}^{d}(r) = \int_{r_{in}}^{r} j_{\nu}^{d}(r')e^{-\int_{r'}^{r} k_{\nu}^{d}(r'')dr''}dr' \tag{1.20}$$

Наближення Outward Only більш узагальнене, ніж OTS, а тому – точніше. Однак, слід наголосити, що у цьому припущенні ігнорується те, що у конкретну точку НС з різних напрямків може надходити різна кількість іонізуючих квантів навіть у найпростішому випадку сферичної симетрії.

1.1.3. Прості фотоіонізаційні моделі. До найпростіших ФМС можна віднести так звані статичні моделі ГТ, які базуються на повному "вимкненні" газової динаміки. Фактично, у всіх базових рівняннях, розглянутих вище вектор швидкості $\mathbf{v}$ приймається рівним 0, а також усі похідні за часом приймаються рівними нулю, що суттєво спрощує процес розрахунку ФМС. У такому випадку рівняння (1.1) просто "зникає".

Рівняння закону збереження імпульсу (1.2) перетворюється у рівняння гідростатичної рівноваги, а у випадку відсутності зовнішніх сил ($\mathbf{g} = 0$), у рівняння $P = const$. Рівняння збереження енергії (1.3), у свою чергу зводиться до рівняння енергетичного балансу $H = C$, а рівняння переходу (1.5) перетворюються у систему *джерела* = *стоки* (систему рівнянь статичного балансу).

Саме цей, статичний підхід є найпопулярнішим у більшості фотоіонізаційних кодів, оскільки максимально спрощує систему рівнянь, які необхідно розв'язати для розрахунку ФМС. Очевидно, що у реальних фізичних об'єктах умови статичності не виконуються ніколи. Однак, як буде показано нижче, у більшості випадків таке припущення насправді є виправданим.

Оскільки процеси, пов'язані з іонізацією є вирішальними для визначення фізичних характеристик НС, припущення про статичність об'єкта може бути виправданим у випадку, коли час встановлення іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги та енергетичного балансу є суттєво меншим ніж час, за який у середовищі відбуваються суттєві динамічні зміни. Розглянемо умови встановлення іонізаційно-рекомбінаційної та енергетичної рівноваги окремо.

Іонізаційно-рекомбінаційна рівновага. В умовах більшості фотоіонізованих газових туманностей можна виділити три головні процеси іонізації:

– фотойонізації іонізуючим випромінюванням
– ударні іонізації вільними електронами;
– Реакції обміну зарядом, що спричиняють іонізацію іона (іонізаційні перезарядки)

З іншого боку, серед процесів рекомбінації можна виділити наступні найсуттєвіші складові:

– Радіативні рекомбінації

– Діелектронні рекомбінації

– Рекомбінаційні перезарядки

Час усталення в плазмі рівноваги між йонізаціями і рекомбінаціями описує відоме співвідношення [6]:

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

де n_e – електронна концентрація, а $\alpha(X^{i+1})$ – сумарний коефіцієнт рекомбінації йона X^{i+1}.

Наприклад, при характерних для планетарних туманностей (ПТ) значеннях $n_e \sim 10^3 \text{см}^{-3}$, $T_e \sim 10^4 \text{K}$ час t_r не перевищує ~ 100 років для йонів, що рекомбінують найповільніше. 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.

У випадку протяжних зон HII зі значно нижчими середніми значеннями електронної концентрації $n_e \sim 100$ см$^{-3}$, та характерними значеннями електронної температури $T_e \sim 10^4 \text{K}$ час встановлення іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги t_r не перевищує ~ 1000 років навіть для іонів, що рекомбінують найповільніше. Час існування, наприклад, гігантських зон HII, які містять у собі, або біля себе спалахи зореутворення суттєво більший (мільйони років). З вище сказаного випливає, що більшість спостережуваних нами ПТ та зон HII перебувають у стані іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги, рівняння якої можна отримати з загального вигляду рівняння переходу [5]. Рівняння іонізаційно-рекомбінаційної рів-

новаги можна записати наступним чином:

$$n^*_{ion}(X^i,\mathbf{r}) + n^d_{ion}(X^i,\mathbf{r}) + n^c_{ion}(X^i,\mathbf{r}) + n^{ch}_{ion}(X^i,\mathbf{r}) = \\ = n^{rad}_{rec}(X^{i+1},\mathbf{r}) + n^{di}_{rec}(X^{i+1},\mathbf{r}) + n^{ch}_{rec}(X^{i+1},\mathbf{r}) \qquad (1.22)$$

для всіх іонів X^i ($i-$това стадія іонізації), що існують у туманності. Тут $n^*_{ion}(X^i,\mathbf{r})$, $n^d_{ion}(X^i,\mathbf{r})$, $n^c_{ion}(X^i,\mathbf{r})$, $n^{ch}_{ion}(X^i,\mathbf{r})$ – кількість йонізацій в одиниці об'єму газу з координатами $\mathbf{r}$ за одиницю часу, спричинених, відповідно, прямим та дифузним йонізуючим випромінюванням, електронним ударом та процесами перезарядки; $n^{rad}_{rec}(X^{i+1},\mathbf{r})$, $n^{di}_{rec}(X^{i+1},\mathbf{r})$, $n^{ch}_{rec}(X^{i+1},\mathbf{r})$ – кількість відповідно радіативних, діелектронних рекомбініцій та рекомбінаційних перезарядок в одиниці об'єму газу з координатами $\mathbf{r}$ за одиницю часу. У простішому випадку сферично-симетричного (одновимірного) наближення радіус-вектор $\mathbf{r}$ замінюється радіусом r.

Енергетичний баланс. Час встановлення енергетичної рівноваги в газі можна оцінити за допомогою відомого співвідношення [6]:

$$t_T \sim \frac{n_e\, kT_e}{C}, \qquad (1.23)$$

де C – швидкість (функція) охолодження небулярного газу. При характерних для ПТ $n_e \sim 10^3$см$^{-3}$, $T_e \sim 10^4$ K величина $C \sim 10^{-17}$ерг/(см^3·с) [61] і тоді час $t_T \sim 10$ років. Оскільки $C \ll n^2$, 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.

Зони HII мають в середньому на порядок меншу електронну концентрацію, а тому час усталення теплової рівноваги в них на порядок більший ($t_T \sim 100$ років). З іншого боку, більшість зон HII (особливо гігантських) існують мільярди років, а тому для більшості з них припущення про енергетичний баланс в них цілком виправдане.

Рівняння енергетичного балансу газу вільних електронів у туманно-

сті, що описує цю рівновагу, має вигляд

$$H = C. \tag{1.24}$$

Головний внесок у функцію нагріву газу (H) роблять фотойонізації H^0, He^0, He^+, а як охолоджувальні чинники в умовах ПТ та зон HII треба враховувати: 1) ударне збудження атомів та йонів 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 йонізацію H^0; 3) радіативну рекомбінацію H^+, He^+, He^{++}; 4) діелектронну рекомбінацію He^+; 5)вільно-вільні переходи електронів у полях йонів H^+, He^+, He^{++}.

Однак, слід зазначити, що у реальних ПТ та зонах HII точної термічної рівноваги газу нема. Критерієм термічної (енерґетичної) стабільності газу є правило, за яким індикатор такої стабільності — це більша від нуля похідна за температурою від різниці функцій охолодження та нагріву газу [7] (тобто, газ охолоджується):

$$\frac{d(C-H)}{dT} \; > \; 0. \tag{1.25}$$

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

З урахуванням наведених вище виразів, для прямого (1.10) та дифузного (1.14, 1.15, 1.17, або 1.19) іонізуючого випромінювання у випадку сферичної симетрії вираз надходження енерґії в одиницю об'єму НС за одиницю часу набере вигляду (функція нагріву газу):

$$H = \sum_{X^i} n(X^i, r) \int_{\nu_0(X^i)}^{\infty} \left[\frac{R^2}{r^2} F_\nu^* \, e^{-\tau_\nu(r)} + 4\pi J_\nu^d(r) \right] \times \\ \times \sigma_\nu(X^i) \, h(\nu - \nu_0(X^i)) \frac{d\nu}{h\nu}. \tag{1.26}$$

Вираз для розрахунку функції охолодження газу запишеться наступним чином:

$$C = \Lambda_{cl} + \Lambda_{ci} + \Lambda_{rec} + \Lambda_{ff}. \tag{1.27}$$

де Λ_{cl} – втрати енергії при ударному збудженні, Λ_{ci} – охолодження, спричинене ударними іонізаціями, Λ_{rec} – втрати енергії, спричинене рекомбінаціями, Λ_{ff} – складова функції охолодження, що визначається вільно-вільними переходами.

Розрахунок заселеностей рівнів. У НС характерний час життя атома/йона на рівнях є менший від характерного часу між зіткненнями атомів і йонів з вільними електронами (Не ЛТР-середовище). Через це застосування рівняння Больцмана для визначення заселеностей неможливе. Замість нього використовується система рівнянь статистичної рівноваги. Зокрема, випадку метастабільних рівнів, які збуджуються електронним ударом, умову статистичної рівноваги для рівня j виражає рівняння [6]

$$\begin{aligned}\sum_{i=1}^{j-1} n_i\, b_{ij} + \sum_{k=j+1}^{N} n_k(A_{kj} + a_{kj}) = \\ = n_j \left(\sum_{i=1}^{j-1} (A_{ji} + a_{ji}) + \sum_{k=j+1}^{N} b_{jk} \right),\end{aligned} \tag{1.28}$$

де n_i, n_j, n_k – відносні заселеності відповідних рівнів; b_{ij} - ймовірність ударного збудження з рівня i на рівень j, a_{kj} - ймовірність ударної деактивації з рівня k на рівень j; N – кількість враховуваних рівнів. Ліва частина цього рівняння описує процеси, що збільшують заселеність рівня j, а права – процеси, що зменшують її. Система рівнянь (1.28) доповнюється очевидною умовою

$$\sum_{k=1}^{N} n_k = 1. \tag{1.29}$$

Таким чином система (1.28), яка складається з $N-1$ рівнянь для всіх рівнів $j = 2, 3, \ldots, N$, доповнена умовою (1.29), є системою N лінійних рівнянь з N невідомими n_1, n_2, …, n_N.

1.1.4. Порядок розрахунку сферично-симетричної фотоіонізаційної моделі світіння.

Розрахунок ФМС полягає у сумісному

розв'язку вище описаних рівнянь переносу випромінювання, іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги, енергетичного балансу та статистичної рівноваги у кожному елементарному об'ємі модельованого нами НС. Для розрахунку іонізаційної та термічної структури НС необхідно для кожної точки НС (у випадку сферично-симетричної моделі – для кожного радіуса) розв'язати систему згаданих вище рівнянь для всіх стадій іонізації всіх хімічних елементів, включених у модель. Ця система рівнянь доповнюється рівняннями для дифузного випромінювання і системою рівнянь статистичної рівноваги (1.28,1.29), необхідних для розрахунку функції охолодження газу. І замикає цю систему рівнянь очевидна умова для електронної концентрації $n_e \approx n(H^+) + n(He^+) + 2n(He^{++}) + ...$

Для простоти пояснення алгоритму розрахунку ФМС зупинимося на сферично-симетричному випадку.

Очевидно, що навіть у такому "простому" випадку ми отримали досить громіздку систему рівнянь, яку можна вирішити виключно чисельним методом.

Оболонку ГТ розділяють на геометрично та оптично тонкі шари, так, щоб припущення про сталість фізичних характеристик та потоку іонізуючого випромінювання в межах цього шару було виправдане. Подальші кроки виконуються ітеративно (Назвемо такі ітерації "глобальними").

На першій ітерації емісійності ДІВ приймаються рівними нулю, або ж розраховується наближено.

Для першого внутрішнього шару приймають таку геометричну товщину, щоб оптична товщина $\boldsymbol{\tau}_{\boldsymbol{\nu}}(r_{in})$ в частотах лайманівського континууму на шляху від ядра до цього шару дорівнювала нулю. Після цього обчислюють інтеграли у виразах (1.11) і (1.26) при $\boldsymbol{\tau}_{\boldsymbol{\nu}} = 0$, $J^d_{\boldsymbol{\nu}} = 0$ (інтеграл в (1.12) буде дорівнювати нулю). Далі роблять перше наближення температури $T_e^{(0)} \sim 10^4$ K (яке, зокрема, може бути отримане діагностичними методами) і в цьому наближенні розв'язують систему рівнянь іо-

нізаційної рівноваги, з якої визначають йонні концентрації в сферичному шарі НС. Після відшукання іонних концентрацій розраховують систему рівнянь (1.28–(1.29) для всіх необхідних йонів, обчислюють функції нагріву й охолодження газу і перевіряють виконання умови енергетичного балансу (1.24). Якщо ця умова не виконується, то в ітераційний спосіб здійснюється нове наближення значення електронної температури $T_e^{(1)}$, після чого повторюють описані вище обчислення. Пошук послідовних наближень продовжують до збіжності T_e з бажаною точністю.

Такі ітерації повторюють для кожного наступного елементарного шару, при цьому оптична товщина буде рівна сумі оптичних товщин попередніх шарів, для яких фізичні характеристики на цьому етапі вже розраховані.

Після розрахунку всіх шарів, на останніх кроках ітерації, обчислюють також інтегральні оптичні товщини туманності. У простішому випадку низької металічності (малого внеску важчих хімічних елементів) в межах йонізації H^0, He^0, He^+:

$$\begin{aligned} \tau_0(H^0) &= \sigma_0(H^0) \int_{r_{in}}^{r_{out}} n(H^0)\, dr; \\ \tau_0(He^0) &= \sigma_0(He^0) \int_{r_{in}}^{r_{out}} n(He^0)\, dr; \\ \tau_0(He^+) &= \sigma_0(He^+) \int_{r_{in}}^{r_{out}} n(He^+)\, dr, \end{aligned} \tag{1.30}$$

де σ_0 – переріз фотойонізації на межі поглинання відповідним атомом чи йоном; r_{in} та r_{out} – внутрішній та зовнішній радіуси. Однак, у загальному випадку, необхідно враховувати і внесок важчих елементів у формування оптичних товщин.

У випадку наближення OTS достатньо однієї такої ітерації, оскільки переносу ДІВ, як такого, немає. Однак, у випадку Outward Only або ж детального методу однієї ітерації недостатньо, оскільки на першій ітерації не враховувалось перенесення ДІВ. У такому випадку, використовуючи наближені значення оптичних товщин та емісійностей, розрахованих

на попередній ітерації можна отримати середні потоки ДІВ у кожному елементарному шарі ГТ у відповідності до вибраного способу розрахунку переносу дифузного випромінювання, після чого запускається друга "глобальна" ітерація. При цьому, на цій ітерації інтеграли у виразах (1.12) і (1.26) можна обчислити з уже врахованими значеннями потоками ДІВ $J_\nu^d(r)$, 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 $\boldsymbol{\tau}_0(X^i)$ і розраховують за описаною методикою середні інтенсивності ДІВ. Знайдені значення $\boldsymbol{\tau}_0(X^i)$ і $J_\nu^d(r)$ порівнюють зі значеннями цих величин, отриманими на попередній ітерації. Якщо бажана точність збіжності не досягнута, то "глобальні" ітерації продовжуються до збіжності.

Після того, як збіжність отримана, використовуючи розраховану нами іонізаційну структуру об'єкта, можна розрахувати лінійчатий емісійний спектр, та порівняти його зі спостережуваними даними.

1.2. Постановка задачі

Як бачимо зі сказаного у попередньому підрозділі, процес розрахунку ФМС, не зважаючи на спрощення (зокрема, припущення про стаціонарність, або сферичну симетрію) процес розрахунку ФМС є доволі громіздкою задачею з вкладеними ітераціями для чисельного розрахунку громіздких систем рівнянь.

Зокрема, поява наближених методів розрахунку ДІВ, таких як On The Spot та Outward Only зумовлена надмірною громіздкістю детального розрахунку ДІВ навіть для сучасних суперкомп'ютерів. Насправді, у випадку заданих критеріїв точності, у випадку однорідності хімічного вмісту та розподілу густини газу використання таких наближених мето-

дів виправдане.

Однак, сучасні задачі ФМС небулярних середовищ у переважній більшості полягають у спробах відтворити спектр реальних об'єктів. З одного боку, постійне уточнення атомних даних дозволяє нам вирішувати подібні задачі значно ефективніше, ніж на початку виникнення фотоіонізаційного моделювання. Однак, з іншої сторони, для більшості реальних об'єктів припущення про однорідність розподілу густини [] та хімічного вмісту є не виправданим, що ставить перед ФМС задачу детального врахування ДІВ при розрахунку іонізаційної структури об'єкта. Наприклад, наявність згустку (флуктуації густини) у НС може спричинити виникнення затіненої області у об'єкті, і суттєво вплинути на лінійчатий емісійний спектр. У випадку використання *Outward Only* це призведе або до не врахування цієї "тіні або ж до появи затіненої області до краю туманності, так як потоки ДІВ з сусідніх, незатінених ділянок, не враховуються. Для правильного врахування впливу такого згустку на іонізаційну структуру та емісійний спектр об'єкта необхідно використовувати детальний метод розрахунку ДІВ, оскільки іонізуюче випромінювання потраплятиме в затінену для прямого йонізуючого випромінювання область (більшість квантів якого поглинається у згаданому згустку).

Отже, йонізаційна структура за згустком може бути абсолютно іншою у разі розрахунку ДІВ детальним методом, який є набагато коректнішим від наближень.

Як уже згадувалось вище, детальний метод є суттєво більш громіздким у порівнянні з наближеними методами, а тому, вимагає більше комп'ютерного часу. Ця проблема особливо гостро стає у випадку так званого оптимізаційного ФМС, коли з метою відтворення спостережуваного емісійного спектру запускаються "сітки" з сотень і тисяч моделей з різними вільними параметрами.

Проблему скорочення часу розрахунку пробували розв'язати, зокре-

ма, Люсі [12] та Ерколяно (код *MOCASSIN*) [13], які розглядають поширення ДІВ, як поширення пакетів фотонів з використанням ґенератора випадкових чисел для задання напрямків та відстаней їх поширень. У такому підході, пакети прямого іонізуючого випромінювання перетворюються у пакети ДІВ після першого їх поглинання, а енергія фотонів у пакеті визначається за допомогою так званої функції густини імовірності, у розрахунок якої закладені результати розрахунків елементарних процесів у небулярному середовищі в місці перевипромінення пакету. Однак, використання статистичних методів підходів у таких методах переводить їх у ранг наближених, хоча, можливо, і більш точних ніж згадані апроксимації *Outward Only* та OTS.

Детальний метод розрахунку (інтегрування ДІВ за різними напрямками) реалізовувався у програмах Гарінґтона [11] та Головатого і Малькова [6]. Програма Гарінґтона [11] не є відкритим для загалу кодом, а програми *ModLviv* і *ModParis* [6] довгий час не модифікувалися, а тому ядро цих програм використовує старі атомні дані та чисельні методи. Через це вищезгадані програми не є поширеними у середовищі астрофізиків, що займаються моделюванням фізичних умов у небулярних середовищах.

Саме тому проблематика пошуку оптимального підходу до детального розрахунку ДІВ, з врахуванням сучасних вимог до точності ФМС та можливостей чисельних розрахунків є дуже актуальною. У даній дисертаційній роботі представлено новий підхід до детального розрахунку потоків дифузного іонізуючого випромінювання, який вільний від усіх згаданих вище недоліків. Цей підхід апробовано на розрахунку фотоіонізаційних моделей, важливих для сучасної астрофізики небулярних середовищ.

РОЗДІЛ 2

МЕТОД ДЕТАЛЬНОГО РОЗРАХУНКУ ДИФУЗНОГО ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В НЕБУЛЯРНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

2.1. Алгоритм розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання

Детальний підхід забезпечує коректне визначення потоків дифузного іонізуючого випромінювання, без використання наближень в основі методу. Для цього у співвідношенні (1.14) інтеграли замінюють на суми:

$$J_{\nu}^{d}(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=0(\varphi=0)}^{i=N_1(\varphi=2\pi)} \sum_{j=0(\theta=0)}^{j=N_2(\theta=\pi)} I_{\nu}^{d}(r,\varphi,\theta) sin(\theta) \Delta\varphi_i \Delta\theta_j \qquad (2.1)$$

де $I_{\nu}^{d}(r,\varphi,\theta)$ – потік випромінювання вздовж напрямку, що визначається кутами інтегрування φ і θ, а $\Delta\varphi_i$ і $\Delta\theta_j$ – відповідні кроки інтегрування, і розв'язують рівняння перенесення ДІВ для кожного значення кутів φ та θ, що задають напрям, вздовж якого здійснюється розв'язок (див. Рис. 2.1).

У такому підході необхідно підібрати розмір комірок, який би задовільняв задану, в основному за результатами панорамних спектроскопічних досліджень, точність. Вибір розміру комірок здійснюється в основному ітеративним чином (з метою досягнення заданої точності збіжності). У місцях компактних згустків газу, або ж у зоні рекомбінації розміри комірок зменшуються, а їх кількість у виділеному об′ємі зростає. Отже, як бачимо, задача детального розрахунку однієї 3D ФМС НС є надзвичайно громіздкою навіть для сучасних робочих станцій і, зазвичай, для отримання задовільної точності результатів вона вимагає суперкомп'ю-

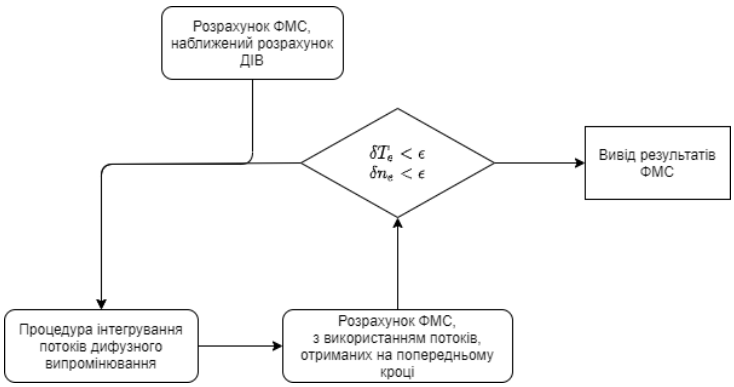

Рис. 2.1. Алгоритм розрахунку ДІВ у ітеративний спосіб

тера.

Розроблений метод детального розрахунку ДІВ полягає у винесенні процедури інтегрування дифузного випромінювання за межі ядра фотоіонізаційного коду.

Алгоритм розрахунку ДІВ є ітеративним (див. 2.1). На першій ітерації розрахунку ФМС використовується апроксимація Outward Only у якості першого наближення. При цьому, генеруються мапи емісійностей та оптичних товщин у лініях та континуумі, на основі яких в подальшому розв′язується рівняння переносу ДІВ вздовж різних напрямків до кожного з елементарних модельних об′ємів. Отримані в результаті потоки ДІВ використовуються на наступній ітерації розрахунку ФМС НС. Процес розрахунку іонізаційної структури НС повторюється до збіжності просторових розподілів $T_e(x)$ та $n_e(x)$. Критеріями такої збіжності є наступні дві умови:

$$\delta T_e = \sum_x \frac{|T_e^i(x) - T_e^{i-1}(x)|}{T_e^{i-1}(x)} < \varepsilon$$
$$\delta n_e = \sum_x \frac{|n_e^i(x) - n_e^{i-1}(x)|}{n_e^{i-1}(x)} < \varepsilon \qquad (2.2)$$

де сумування відбувається за усіма елементарними комірками НС. Тут $T_e^i(x)$ і $n_e^i(x)$ – електронна температура і концентрація, отримана в околі точки x на ітерації i, $T_e^{i-1}(x)$ та $N_e^{i-1}(x)$, відповідно, на попередньому відносно i ітераційному циклі, а ε – необхідна точність. Переваги

описаного підходу наступні:

- **Універсальність методу.** Метод можна легко імплементувати в будь-який фотоіонізаційний код з мінімальним втручанням у його ядро.
- **Швидкість.** Виносячи громіздку процедуру інтегрування ДІВ за напрямами за межі численних внутрішніх ітерацій фотоіонізаційних кодів можна суттєво скоротити час розрахунку.
- **Безпека.** Алгоритм мінімізує втручання у ядро фотоіонізаційного коду, що у свою чергу, призводить до мінімізації ризику виникнення помилок.

Однак, слід зазначити і недоліки такого підходу. В першу чергу, через те, що процедура інтегрування ДІВ виноситься за межі ядра фотоіонізаційного коду і розрахунок ФМС + інтегрування відбувається ітеративно, виникає додаткова умова для збіжності ітерацій — пряме іонізуюче випромінювання повинно переважати над дифузним. У випадку, коли ця умова не виконується, ітеративний процес може погано збігатися, або ж, дати неточний результат.

2.2. Інтегрування потоків. Код DiffRaY

З метою імплементації процедури інтегрування ДІВ був розроблений код DiffRaY, написаний на C++ і повністю незалежний від обраного фотоіонізаційного коду. Єдина вимога - це відповідність формату даних. DiffRay може працювати у декількох режимах: а) Режим синтетичних апертур (у вхідному файлі вказуються апертурні позиції, для яких необхідно розрахувати спектр, до 10 позицій в рамках одного запуску коду) б) Режим детального розрахунку ДІВ (у вхідному файлі вказується відстань до центру та поворот об'єкта, що дозволяє задати будь-яку координату у сферичній системі, або ж замість відстані, можна вказати

шлях до файлу з масивом точок). При цьому інтегрування відбувається за усіма кутами у 3-вимірному просторі. Алгоритм коду є наступний:

1. **Зчитування вхідного файлу та ініціалізація.** Зчитування вхідного файлу з конфігурацією об'єкта, шляхами до файлів з мапами емісійностей та оптичних густин, тощо.

2. **Зчитування даних.** Зчитування мап емісійностей, коефіцієнтів непрозорості та опціональних інших даних (розподілів температури, концентрації, хімічного вмісту елементів, тощо).

3. **Запуск процедури розрахунків.** Визначається просторова точка (точки). Для кожної точки проводиться процедура інтегрування за тілесним кутом в межах, заданих розміром апертури або ж за усіма напрямками, відповідно до обраного режиму.

4. **Виведення даних.** На цьому етапі відбувається виведення даних (потоків іонізуючого та неіонізуючого випромінювання, потоків у лініях та інших даних, розрахованих кодом, у залежності від команд у вхідному файлі)

2.2.1. Основні можливості коду Як вже було згадано вище, код може працювати у двох режимах:

- **Режим детального розрахунку.** У цьому режимі код розраховує потік у точці (точках), заданих поворотом об'єкта та відстанню до центрального іонізуючого джерела потік у кожній комірці енергетичного спектра (сітка та межі енергетичного спектра задаються виключно вхідними даними) а також потоки у оптичних лініях (список ліній, що розраховуються задаються у вхідному файлі). Список доступних ліній взятий з коду Гаррі Ферланда *Cloudy*.
- **Режим синтетичних апертур.** У цьому режимі код також розраховує потоки у лініях та континуальному спектрі, однак також можна отримати мапу потоків у лініях та континуумі в межах аперту-

ри (що особливо корисно у випадку великої синтетичної апертури, у яку "провалюється" весь об'єкт). Також, можна отримати розподіли електронних температури та концентрації, хімічного вмісту та рівнів іонізації конкретного елементу вздовж променя зору, усереднених за площадкою апертури.

Код може працювати з двома типами геометрій об'єкта:

– Сектори. Об'єкт ділиться на сектори (подібно до нарізаного скибками кавуна). Кожен сектор у свою чергу ділиться на шари. Кожен сектор може мати свою структуру поділу на шари.
– Конуси. Об'єкт ділиться на конуси, кожен з яких, відповідно, також може ділитися на шари.

Варто зазначити, що у випадку сферичної симетрії обрана геометрія не має значення, оскільки поділ на один конус, як і на один сектор є еквівалентом сфери.

2.2.2. Алгоритм процедури інтегрування. При запуску процедури інтегрування потоку випромінювання у конкретній заданій точці, спершу, відбувається ініціалізація кутів інтегрування, з визначення найбільш яскравих ділянок, в межах яких необхідно виконати розрахунки максимально точно. Спершу відбувається поділ тілесного кута, в межах якого відбувається інтегрування на 25 напрямів (5 х 5 за кутом φ та θ відповідно). Вздовж кожного напрямку розраховується рівняння переносу (алгоритм розв'язку рівняння розглянемо нижче). У результаті отримуємо розподіли випромінювання у континуумі $J(\nu)$ та потоки у лініях $F(H_{beta})$.

Континуальний потік інтегрується у діапазоні іонізуючого випромінювання:

$$J_{ion} = \int_{\nu=\nu_{ion}}^{\infty} J(\nu) d\nu \tag{2.3}$$

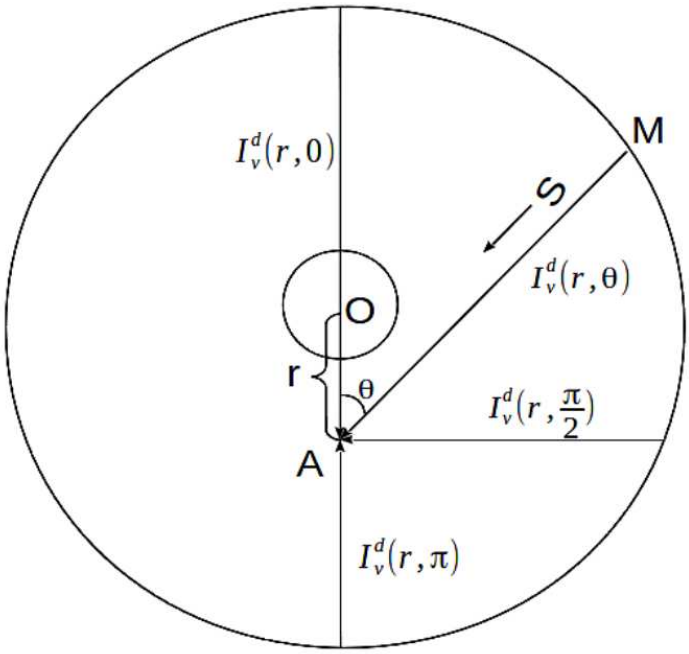

Рис. 2.2. Процедура інтегрування ДІВ у точці A вздовж напрямку MA, заданого кутом θ

де ν_{ion} — частота, що відповідає енергії 1Ryd (912Å). Отримані J_{ion} та $F(H_{beta})$ з конкретного напрямку порівнюються з відповідними значеннями, усередненими за усіма напрямами. Якщо відхилення більш ніж удвічі — напрям додатково поділяється на 9 кутів (3 x 3 за кутом φ та θ відповідно). Отримані потоки знову порівнюються з усередненими значеннями, і у разі якщо напрямки відхиляються від середнього більш ніж удвічі - процедура поділу продовжується ітеративно. Таким чином, код "фокусується" на більш яскраві ділянки об'єкта, що дають більший внесок у загальний потік випромінювання.

Опісля такої процедури "фокусування" отримуємо масив просторових кутів, що покривають весь інтегрований тілесний кут, однак густина напрямків інтегрування більша для більш світних ділянок об'єкта.

Після цього, кожен отриманий нами на попередньому кроці тілесний кут ділиться на 9 (3 x 3 за кутом φ та θ відповідно). Вздовж кожного відбувається розв'язок рівняння перенесення випромінювання, отримуються потоки у континуумі та оптичних лініях. Розраховуються середні значення континуальних потоків 2.3 та усіх оптичних ліній, заданих

у вхідному файлі в межах цих 9-ти напрямків. Розраховуються середні значення потоків континууму $\bar{J} = \frac{\sum_{i=1}^{i<=9} J_i}{9}$ та кожної оптичної лінії $\bar{F}_j = \frac{\sum_{i=1}^{i<=9} F_{ij}}{9}$ Для кожного з 9-ти напрямків розраховується відхилення від середнього значення у континуумі та кожній з ліній:

$$e_i^{cont} = \frac{\sqrt{{J_i}^2 - \bar{J}^2}}{\bar{J}} \tag{2.4}$$

$$e_{ij} = \frac{\sqrt{{F_{ij}}^2 - {\bar{F}_j}^2}}{\bar{F}_j} \tag{2.5}$$

Якщо для заданого напрямку і $e_i^{cont} > \varepsilon$ або $e_{ij} > \varepsilon$ хоча б для одної з ліній j, тілесний кут і ділиться на 9 (3 x 3), для центрального променя зору у кожному з кутів повторяється процедура розв'язку рівняння переносу, отримання середніх значень та відповідних похибок з подальшим діленням ітеративно, до збіжності. Таким чином, розмір тілесного кута інтегрування є адаптивним (не одинаковим для усіх напрямів, а змінний.) Чим більші просторові флуктуації у потоках, тим більша густина променів зору у цій ділянці, а отже, більша точність.

Розглянемо детальніше процедуру розв'язку рівняння переносу випромінювання вздовж напрямку. Ця процедура відбувається у 2 етапи:

– Отримання масиву точок перетину для заданого променя зору з межами комірок, заданими секторами або конусами (у залежності від вибраної геометрії) та шарами в межах цього сектору або конусу. В результаті отримується масив шляхів, які проходить випромінювання в напрямку від зовнішнього краю об'єкта до точки, у якій відбувається інтегрування через відповідні елементарні об'єми.
– Розрахунок рівняння переносу. Спершу визначаємо оптичні товщини у першому (найближчому до точки) проміжку для усіх енергетичних комірок спектра. Розв'язуємо рівняння переносу з випромінювання з цієї ділянки до нашої точки. Аналогічна процедура повторюється для кожної наступної ділянки, яку перетинає промінь зору, з урахуванням

оптичних товщин, розрахованих для попередніх ділянок. Аналогічна процедура виконується і для ліній.

2.3. Висновки

У цьому розділі розглянуто розроблений підхід до детального методу розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання у небулярних середовищах. Підхід дозволяє суттєво скоротити час розрахунку моделі за рахунок винесення громіздкої процедури інтегрування ДІВ за межі ядра фотоіонізаційного коду. Вирішення проблеми детального розв'язку рівняння переносу випромінювання у такий спосіб, окрім швидкості, дає перевагу у гнучкості — детальний метод можна імплементувати у будь-який фотоіонізаційний код без суттєвих втручань у його ядро.

Також, розроблено та описано алгоритм роботи коду для розв'язку рівняння переносу випромінювання з використанням мап оптичних товщин та емісійностей, з подальшим його інтегруванням за напрямки. Код можна використати як для імплементації детального методу розрахунку ДІВ, так і для розрахунку синтетичних спектрів та отримання розподілів важливих фізичних параметрів в межах променів зору синтетичних апертурних позицій, що дозволяє легко порівнювати результати моделей зі спостережуваними даними та аналізувати отримані результати завдяки візуалізації розподілу фізичних параметрів в межах апертури.

РОЗДІЛ 3

МОДЕЛІ ПЛАНЕТАРНИХ ТУМАННОСТЕЙ ТА ЗОН HII З ДЕТАЛЬНИМ РОЗРАХУНКОМ ДИФУЗНОГО ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

3.1. Моделі оболонки планетарної туманності та зони HII з однорідним розподілом густини

З метою апробації підходу, описаного у попередньому підрозділі на простих сферично-симетричних моделях з однорідним розподілом густини та хімічним вмістом, було розраховано ФМС 6-ти синтетичних об'єктів: Медонські [63] ПТ та HII реґіон, а також так званих "стандартних" ПТ та HII реґіону з пилом та без [7, 62]. При цьому ми розрахували два види ФМС – з використанням детального підходу (Detailed) до розрахунку ДІВ та популярного наближеного підходу Outward Only (базується на припущенні, що все іонізуюче випромінювання поширюється лише назовні у радіальному напрямку).

3.1.1. Вхідні параметри моделей з однорідним розподілом густини. Ключові вхідні параметри моделей подані у Табл. 3.1. Тут представлено найпростіші моделі, розраховані в сферичній симетрії, зі сталим розподілом густини матерії в оболонці небулярного середовища та з рівним одиниці фактором заповнення його об'єму речовиною. Іонізуючим джерелом для оболонок ПТ вибрано компактну центральну зорю, яка випромінює як абсолютно чорне тіло з поверхневою температурою 150000°K, а для зони HII – центральну зорю-надгіганта з поверхневою температурою 40000°K, яка також випромінює як абсолютно чорне тіло. У пилових моделях ПТ відношення маси пилу до маси газу прийняте рів-

ним $5.45 \cdot 10^{-3}$, а в моделі HII регіону – $6.28 \cdot 10^{-3}$. Хімічний склад пилу у випадку стандартної моделі ПТ був прийнятим: $H : C : O : Mg : Si : Fe = 1 : 2.78{\times}10^{-4} : 1.31{\times}10^{-4} : 3.28{\times}10^{-5} : 3.28{\times}10^{-5} : 3.28{\times}10^{-5}$ і, у випадку стандартної зони HII: $H : C : O : Mg : Si : Fe = 1 : 2.37{\times}10^{-4} : 1.11{\times}10^{-4} : 2.78{\times}10^{-5} : 2.78{\times}10^{-5} : 2.78{\times}10^{-5}$ що відповідає "стандартному" вмісту пилу у середовищах такого типу. У ФМС враховувалися два типи пилинок: Силікатні та Карбонатні. В якості фотоіонізаційного коду у даному дослідженні використовувалась програма Г.Ферланда *Cloudy* [7].

Таблиця 3.1

Основні вхідні параметри моделей: радіус центральної зорі (R_{star}), її поверхнева ефективна температура (T_{eff}), внутрішній радіус оболонки R_{inner}, а також концентрація гідроґену (n_H) та відносний вміст хімічних елементів у її газовій складовій.

Вхідний параметр	Медонська ПТ	Стандартна ПТ	Медонський HII реґіон	Стандартний HII реґіон
lg (R_{star} [cm])	10	10	12.11	12.11
T_{eff}, K	150000	150000	40000	40000
R_{inner}, пк	0.03	0.03	1.0	1.0
lg (n_H [cm^{-3}])	3.48	3.48	2.0	2.0
lg He/H	-1.00	-1.00	-1.00	-1.02
lg C/H	-3.52	-3.10	-3.66	-3.53
lg N/H	-4.00	-3.74	-4.40	-4.15
lg O/H	-3.22	-3.36	-3.48	-3.40
lg Ne/H	-3.82	-3.96	-4.30	-4.22
lg Mg/H	-4.52	-5.80	-8.00	-5.53
lg Si/H	-4.82	-5.00	-8.00	-5.40
lg S/H	–	-5.00	-5.05	-5.00
lg Cl/H	–	-6.77	-7.00	-7.00
lg Ar/H	-10.0	-5.57	-8.00	-5.53
lg Fe/H	-10.0	-6.30	-8.00	-5.53

3.1.2. Аналіз результатів моделювання. У результаті для кожного з вищезгаданих небулярних середовищ отримано (див. Табл. 3.2 та 3.6) радіус іонізаційного фронту R_{ion}, світність в лінії H_β $L(H_\beta)$, відносні інтенсивності в інших емісійних лініях ($I(\lambda)/I(H_\beta)$), а також радіальні розподіли електронних температури (T_e) і концентрації (n_e), емісійностей у лініях (ε) та іонного вмісту (A^{+i}/A).

У випадку Медонської ПТ та стандартної планетарної туманності з пилом та без, як бачимо, радіус іонізаційного фронту (всі ФМС розраховувалися до іонізаційного фронту, на якому T_e падає нижче 4000°K) у випадку детального методу розрахунку ДІВ і у випадку наближеного Outward Only відрізняються менш ніж на 4%. У наближенні Outward Only використовується припущення про поширюваність ДІВ виключно назовні у радіальному напрямку, в той час як детальний метод враховує перенесення з різних напрямків. Як можна побачити з рисунку 3.1 відмінності у підходах до розв'язку рівняння переносу іонізуючого випромінювання найбільше проявляються у зовнішній ділянці об'єкту, тоді як на внутрішній частині об'єкту відмінності між обраними підходами у розрахунку ДІВ практично не впливають на характер розподілу фізичних параметрів. Можна відзначити несуттєво більші значення електронної температури у внутрішніх ділянках об'єкту у випадку детального методу, що пов'язано з тим що останній враховує випромінювання, що надходить з частини НС, що знаходиться по другу сторону від спостерігача відносно центру.

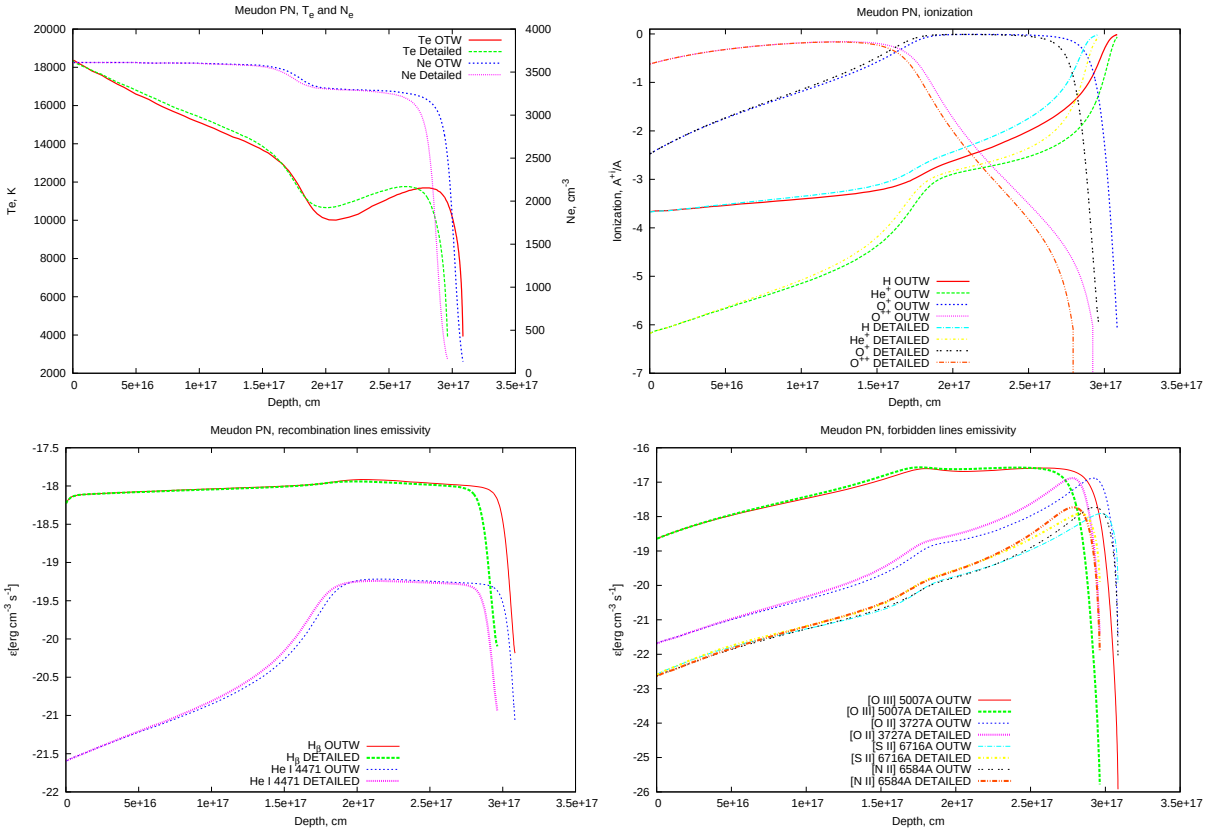

Рис. 3.1. Радіальні розподіли з ФМС Медонської ПТ електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту.

Розглянемо спершу моделі медонської ПТ (3.1) та стандартної ПТ з пилом (3.3) та без (3.2). Як видно з рисунків розподілу електронних температури та концентрації у випадку різних підходів до розрахунку переносу іонізуючого випромінювання для цих моделей, основні відмінності у розподілах проявляються на внутрішній частині об'єкта. Як можна побачити з рисунків розподілів емісійності у лінії H_β (3.1 та 3.3, перший рядок 2-га колонка), кванти у лінії H_β ефективно утворюються у всьому об'ємі іонізованого НС. Тому, світність у цій лінії залежить в першу чергу від об'єму іонізованого середовища, що позначається на відмінностях близько 15% у відповідних інтенсивностях у випадку наближеного Outward Only методу та використання детального підходу.

Як видно з рисунків 3.1, 3.2 та 3.3 радіальний розподіл емісійності лінії He I λ4471Å відповідає радіальному розподілу He^+/He. У внутрішній частині туманності електронна температура висока, тому гелій там пе-

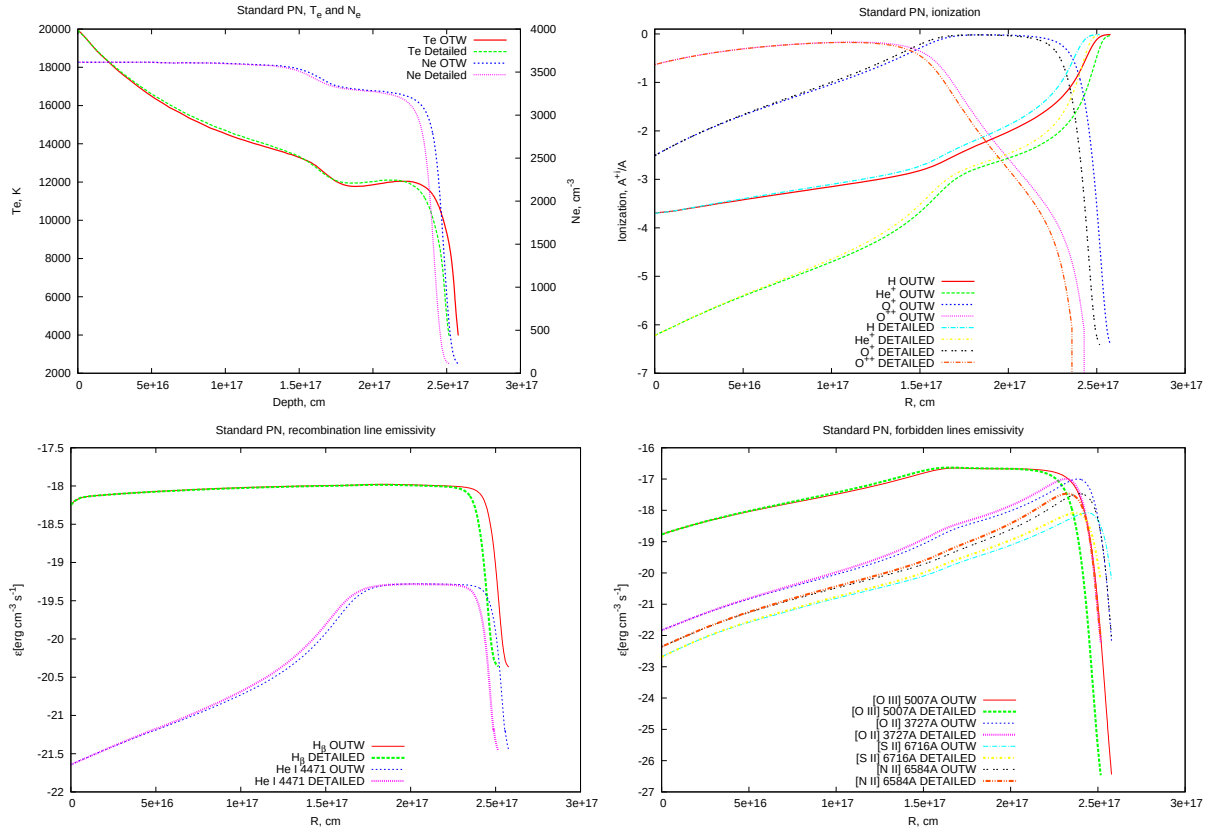

Рис. 3.2. Радіальні розподіли з ФМС стандартної ПТ електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту.

ребуває переважно в другій (He^{++}) стадії іонізації. У зовнішній частині туманності ε(He Iλ4471Å) виходить на плато, що зумовлено зменшенням T_e і майже повним переходом гелію у першу стадію іонізації (He^{+}).

Що стосується оксиґену, то легко побачити, що у внутрішній частині туманності (до 0.9 пк) цей хімічний елемент перебуває переважно у стадіях іонізації O^{3+} і вище. При радіусах більших 0.9 пк оксиґен переходить у стадію O^{2+}, що зумовлює вихід емісійності лінії [O III] λ5007Å на плато. При цих же радіусах спостерігаємо поступове зростання O^{+}/O, і, як наслідок – емісійності лінії [OII] 3727Å.

При цьому, розбіжності між результатами ФМС з використанням детального методу розрахунку ДІВ та наближеного Outward Only у випадку лінії гелію проявляються лише безпосередньо перед R_{ion} у випадку моделі стандартної ПТ з пилом, і практично відсутні для інших моделей ПТ. Аналогічна ситуація спостерігається і для ліній оксиґену. Тому,

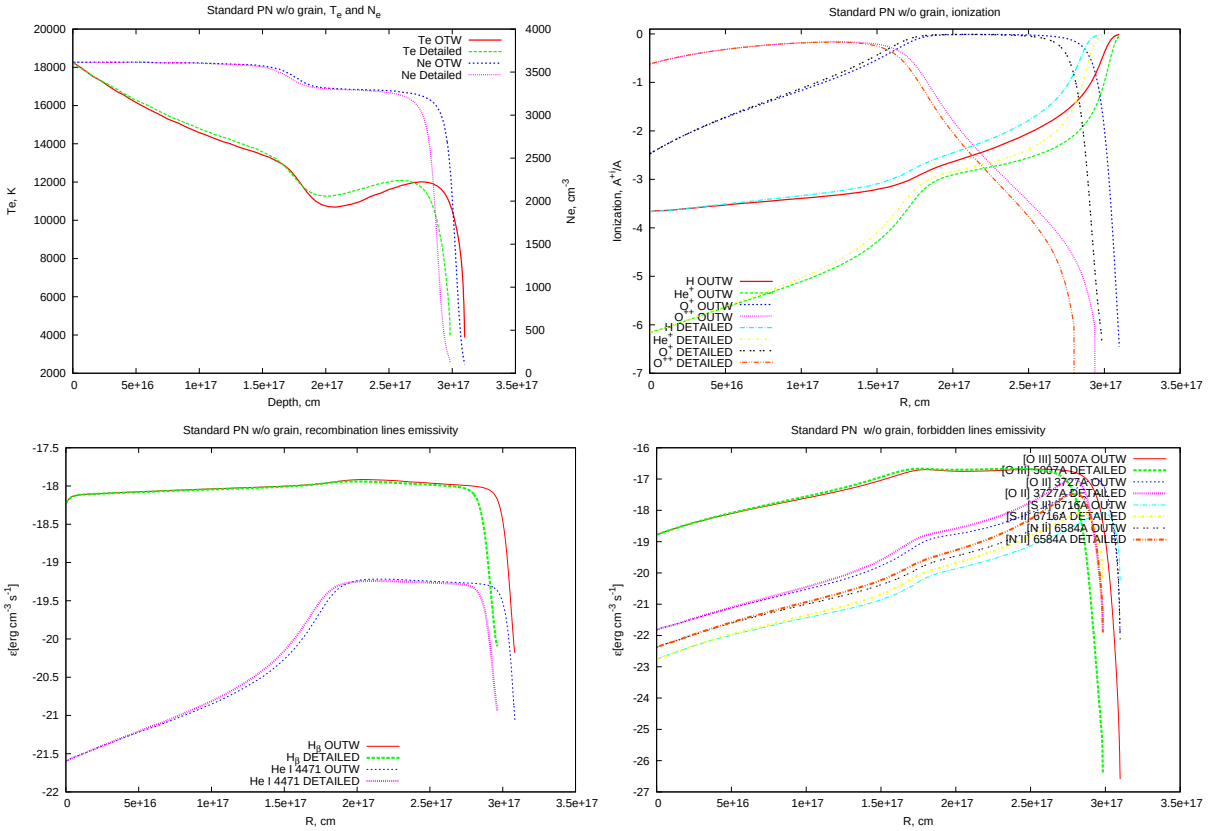

Рис. 3.3. Радіальні розподіли з ФМС стандартної ПТ без пилу електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту.

відмінності між відносними інтенсивностями ліній у моделях Outward Only і Detailed Медонської та стандартної ПТ (див. Табл. 3.2) зумовлені, в основному, відмінностями у $F(\mathrm{H}\beta)$ та несуттєвими відмінностями поблизу іонізаційного фронту.

Розглянемо тепер моделі HII регіонів. У випадку моделей HII реґіону (Медонська та Стандартна модель з пилом та без) у зовнішній частині НС (4.2 пк у випадку Медонської моделі та стандартної без пилу, дещо менше у випадку наявності пилу) є характерні стрибки у розподілах T_e та n_e. Там кількість квантів з довжиною хвилі $\lambda \leq 504$Å різко зменшується, що приводить до рекомбінації гелію, і, як наслідок, стрибкоподібного зменшення n_e та T_e. Це – так звана зовнішня межа зони іонізованого гелію. З іншого боку, кількість іонізуючих квантів в області довжин хвиль λ504Å–λ912Å є достатньою для іонізації гідроґену (зона іонізованого гідроґену у даному випадку є більша, ніж зона іонізованого

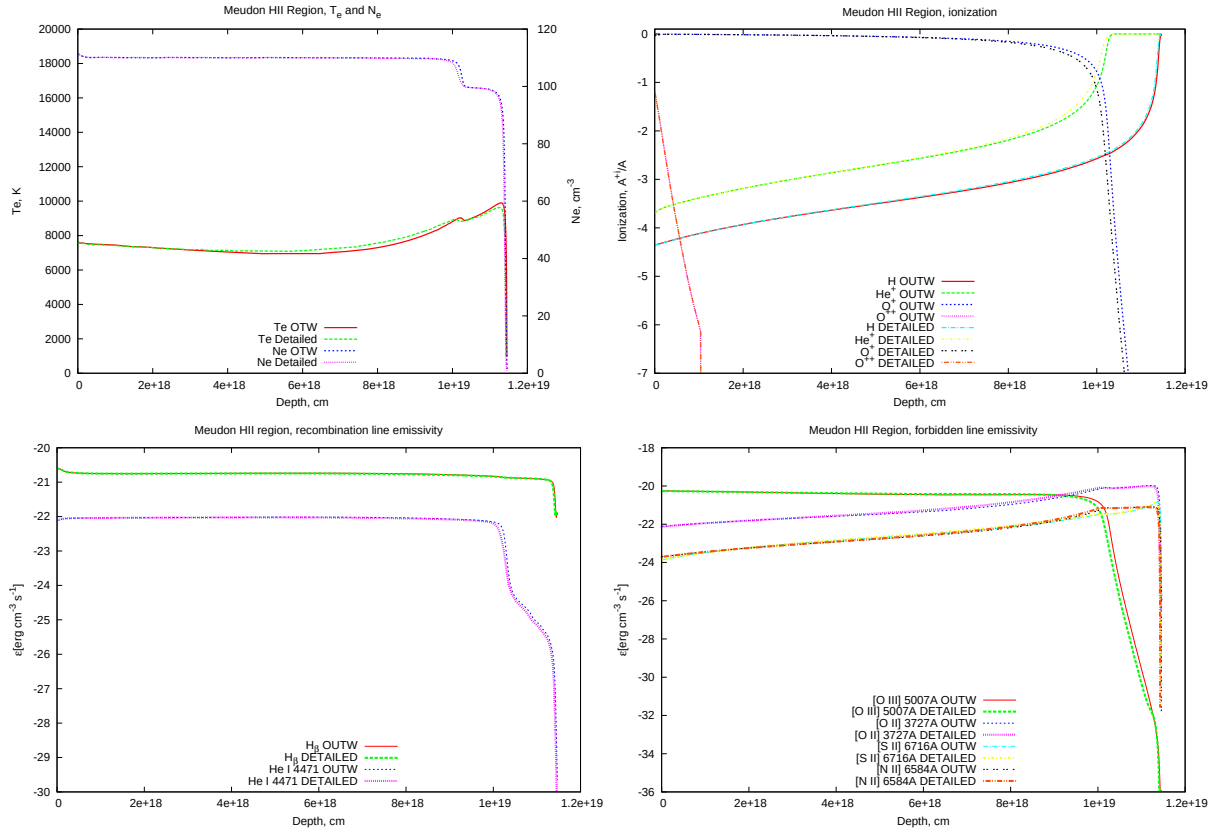

Рис. 3.4. Радіальні розподіли з ФМС Медонського HII реґіону електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту.

гелію). Тому в області нейтрального гелію (4.2 – 4.4 пк) n_e виходить на плато, а T_e знову продовжує рости.

З рисунку 3.6 видно, що радіальні розподіли $\boldsymbol{\varepsilon}$(He I $\boldsymbol{\lambda}$4471Å) та $\boldsymbol{\varepsilon}$([O III] $\boldsymbol{\lambda}$5007Å) також схожі на радіальні розподіли He^+/He та O^{2+}/O відповідно. При цьому O^{2+}/O у зовнішній частині зони іонізованого гелію падає дещо швидше, ніж He^+/He, оскільки оксиґен там переходить у стадію O^+. Поза межами зони іонізованого гелію, в зовнішній частині зони іонізованого гідроґену, оксиґен перебуває в основному у стадії іонізації O^+. Там емісійність лінії [O II] $\boldsymbol{\lambda}$3727Å має характерну особливість, що відповідає особливості у розподілах T_e. У зоні ж іонізованого гелію відмінності в емісійностях заборонених ліній між результатами ФМС, що використовують детальний метод розрахунку ДІВ та Outward Only відповідно, обумовлена розходженнями у радіальних розподілах T_e. Це – очікуваний результат, оскільки заборонені лінії виникають при радіа-

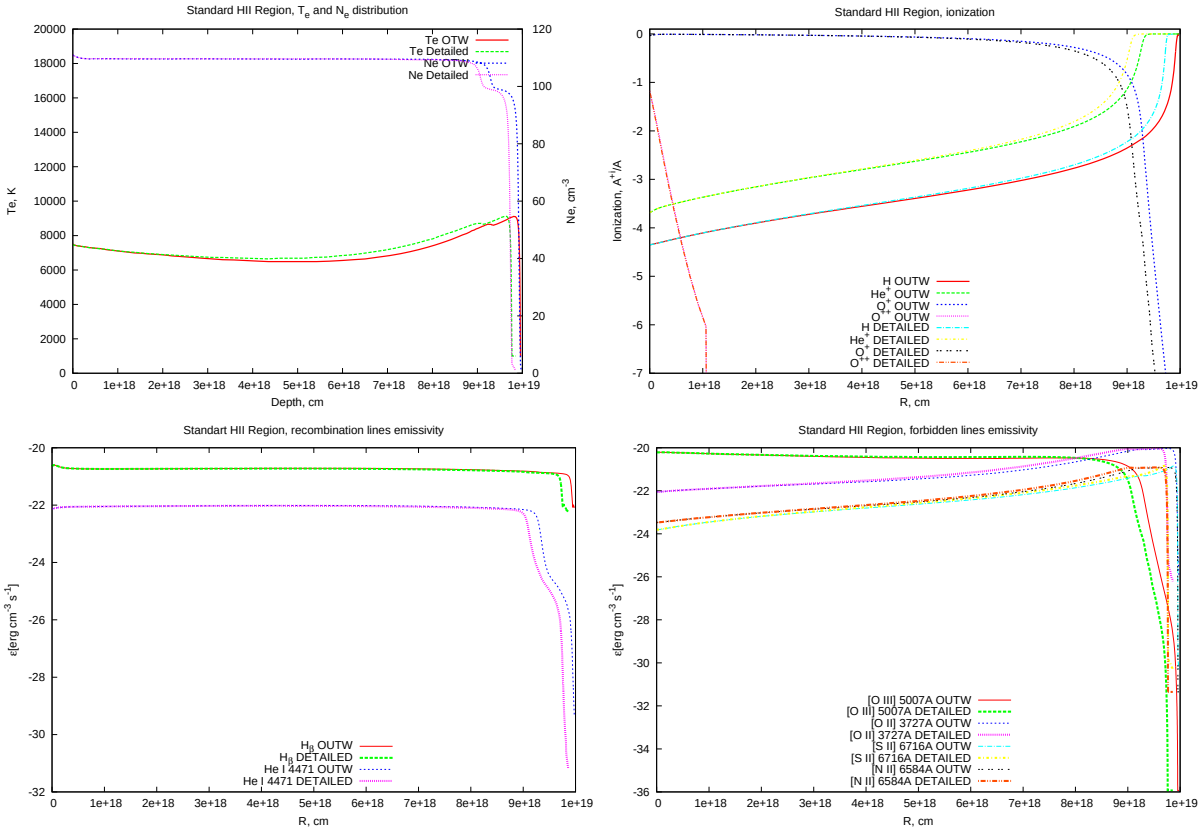

Рис. 3.5. Радіальні розподіли з ФМС стандартного HII реґіону електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту.

тивному переході вниз з метастабільних рівнів, заселення яких здійснюється електронним ударом, а тому залежність емісійностей цих ліній від T_e експоненціальна. Радіальний же розподіл ε(He I λ4471Å) у разі використання детального методу розрахунку ДІВ слабо відрізняється від розподілу, отриманого за допомогою наближення Outward Only, оскільки рекомбінаційні лінії мають сильнішу залежність від n_e, ніж від T_e.

Варто зазначити що у випадку моделей зон HII основні відмінності між методами також пов'язані в першу чергу з відмінностями у радіусі іонізаційного фронту, що відображається на загальному об'ємі проіонізованого НС і, як результат, світності у лінії H_{beta} та відносних потоків інших ліній.

Таким чином відмінності у підходах розрахунку ДІВ приводять до відмінностей у радіальних розподілах T_e та n_e, що, у свою чергу, відображається на відмінностях у радіальних розподілах емісійностей ліній

і, відповідно, на потоках випромінювання в цих лініях. У випадку HII реґіону, розбіжності між результатами ФМС з використанням наближеного методу Outward Only та детального розрахунку ДІВ є значно більшими у порівнянні з планетарними туманностями. Це пов'язано, у першу чергу, з більшою протяжністю HII реґіонів через меншу густину газу в них, та, відповідно, з більшим внеском дифузної компоненти іонізуючого випромінювання.

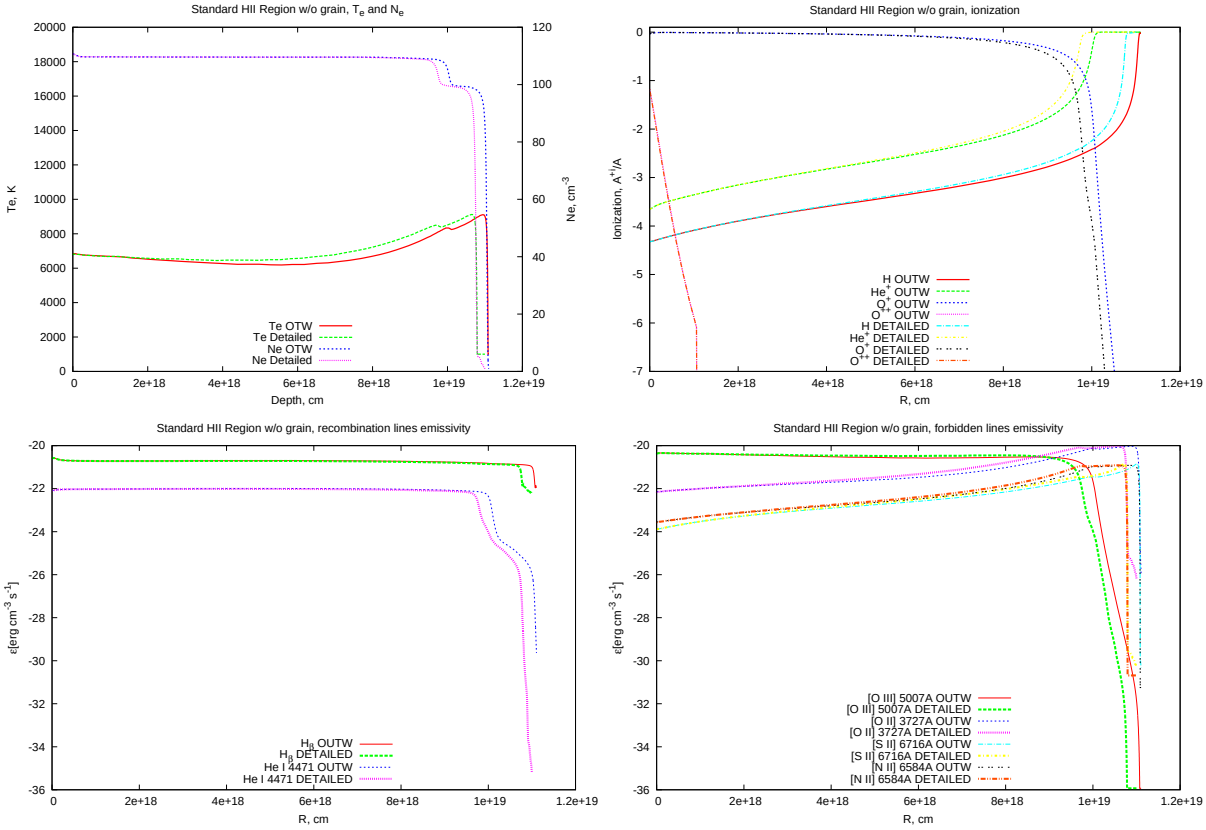

Рис. 3.6. Радіальні розподіли з ФМС стандартного HII реґіону без пилу електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту.

Таблиця 3.2

Порівняння радіусів іонізаційних фронтів R_{ion}, світностей у лінії H_β, $L(H\beta)$, а також відносних інтенсивностей (прийнято I(Hβ)=1) деяких важливих емісійних ліній, отриманих з ФМС сферично-симетричних ПТ, розрахованих як за допомогою детального (Detailed), так і наближеного (Outward Only) методів розрахунку ДІВ.

Модель:	Медонська ПТ без пилу		Стандартна ПТ з пилом		Стандартна ПТ без пилу	
Параметри	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
R_{ion}, [pc]	0.132	0.129	0.116	0.114	0.133	0.129
lg $L(H\beta)$	35.43	35.37	35.22	35.19	35.43	35.37
[OII]λ3727/H_β	2.172	2.38	1.839	1.922	1.698	1.850
[OIII]λ5007/H_β	15.75	16.99	12.81	13.16	13.06	13.80
[OIII]λ4959/H_β	5.233	5.646	4.250	4.365	4.338	4.586
He I λ4471/H_β	0.038	0.037	0.038	0.038	0.038	0.037
He I λ5876/H_β	0.111	0.109	0.113	0.112	0.113	0.110
He II λ4686/H_β	0.352	0.371	0.579	0.581	0.351	0.371
[NII]λ6548/H_β	0.319	0.349	0.679	0.710	0.588	0.642
[NII]λ6584/H_β	0.940	1.031	2.006	2.097	1.734	1.893
[SIII]λ9532/H_β	1.253	1.309	1.016	1.030	0.887	0.917
[SIII]λ9069/H_β	0.505	0.528	0.408	0.413	0.358	0.369

Таблиця 3.3

Порівняння радіусів іонізаційних фронтів R_{ion}, світностей у лінії H_β $L(H\beta)$а також відносних інтенсивностей (прийнято I(Hβ)=1) деяких важливих емісійних ліній, отриманих з ФМС сферично-симетричних HII реґіонів, розрахованих як за допомогою детального (Detailed), так і наближеного (Outward Only) методів розрахунку ДІВ.

Модель:	Медонський HII реґіон без пилу		Стандартний HII реґіон з пилом		Стандартний HII реґіон без пилу	
Параметри	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
R_{ion}, [pc]	4.684	4.568	4.129	4.079	4.564	4.485
lg $L(H\beta)$	37.30	37.29	36.94	36.91	37.30	37.26
[OII]λ3727/H_β	2.098	2.210	1.663	1.873	1.609	1.882
[OIII]λ5007/H_β	1.619	1.663	1.555	1.715	1.233	1.456
[OIII]λ4959/H_β	0.538	0.552	0.515	0.568	0.410	0.484
He I λ4471/H_β	0.042	0.041	0.042	0.041	0.042	0.041
He I λ5876/H_β	0.123	0.120	0.135	0.133	0.122	0.120
He II λ4686/H_β	-	-	-	-	-	-
[NII]λ6548/H_β	0.162	0.170	0.233	0.245	0.210	0.229
[NII]λ6584/H_β	0.479	0.503	0.688	0.737	0.620	0.676
[SIII]λ9532/H_β	0.791	0.816	0.932	0.996	0.696	0.765
[SIII]λ9069/H_β	0.319	0.329	0.370	0.396	0.281	0.308

3.1.3. Порівняння результатів, отриманих для Медонських моделей з іншими фотоіонізаційними кодами Нижче наведено таблиці з порівнянням результатів Медонських моделей ПТ та зон HII, отриманих різними кодами. Дані взято зі [10] та доповнено нашими результатами. У колонках подані результати, отримані різними кодами:

- **Bin** - Дані, отримані з використанням коду MAPPINGS I, що є комбінацією коду Майка Допіти для моделювання ударних хвиль та ФМС коду, розробленого Бінеттом [9].
- **C87** - Дані, отримані версією Cloudy 87. Саме ця версія бралася за основу у порівнянні Cloudy з іншими кодами у праці [10].
- **C08** - Результати новішої версії Cloudy 08.00. Саме ця версія взята за основу для імплементації нашого алгоритму розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання.
- **Har** - Результати отримані ФМС кодом Гарінгтона [11]., модифікованим Крамером [14] для врахування більш високоенергетичних квантів іонізуючого випромінювання.
- **XST** - Код Каллмана XSTAR [15]. Код розроблявся для розрахунку емісійних спектрів у рентгенівському діапазоні, і потім був удосконалений для урахування ультрафіолету та оптичного діапазону спектра.
- **ION** - Код ION, розроблений Нетцером для розрахунку ФМС з різними концентраціями елементів - від екстремально малих до екстремально високих. Деталі коду описані у працях [16] та [17].
- **NEB** - Код NEBU, розроблений у 1978 році Стасінською та Вігасом. Короткий опис коду можна знайти у праці [18]
- **SUT** - Модифікація коду MAPPINGS для підтримки високих температур [19]
- **Vieg** - Код AANGABA, описаний в праці Грунвальда та Вігана [20]

– **DR** - Результати, отримані з використанням нашого підходу, з використанням Cloudy 08.00 як основного ФМС коду та коду DiffRay для інтегрування потоків іонізуючого випромінювання за напрямками.

Таблиця 3.4
Порівняння радіусів іонізаційних фронтів R_{ion}, світностей у лінії H_β $L(H\beta)$, а також відносних інтенсивностей (прийнято I(Hβ)=1) деяких важливих емісійних ліній, отриманих з ФМС сферично-симетричних моделей Медонської ПТ, розрахованих різними фотоіонізаційними кодами

F(line)/F(H_β)	Meu	Lex	Bin	C87	C08	Har	XST	ION	NEB	Sut	Vieg	DR
HeI5876	0.11	0.09	0.09	0.11	0.11	0.10	0.05	0.10	0.11	0.09	0.11	0.11
HeII4686	0.33	0.41	0.40	0.32	0.35	0.33	0.81	0.35	0.32	0.43	0.34	0.37
CII]2325+	0.38	0.27	0.20	0.33	0.24	0.43	0.12	0.27	0.30	0.22	0.32	0.27
CIII]1907 + 1909	1.70	2.14	2.40	1.82	2.05	1.66	2.92	1.72	1.87	3.14	1.63	2.42
CIV]1549+	1.64	2.51	2.60	2.44	2.70	2.05	1.44	2.66	2.18	4.74	1.94	3.32
[NII]6584 + 6548	1.44	1.49	1.43	1.59	1.26	1.45	1.69	1.47	1.44	1.47	1.38	1.38
[NIII]57.3μm	-	0.13	0.11	0.12	0.13	0.13	-	0.13	0.13	0.13	0.14	0.13
NIV]1487	0.12	0.20	0.22	0.20	0.27	0.15	0.20	0.21	0.19	0.26	0.17	0.33
[OI]6300 + 6363	0.15	0.14	0.17	0.15	0.19	0.12	0.15	0.14	0.14	0.16	0.13	0.22
[OII]3726 + 3729	2.23	2.28	2.35	2.23	2.17	2.27	-	2.31	2.18	2.50	2.14	2.38
[OIII]5007 + 4959	20.9	20.7	21.8	21.1	21.0	21.4	19.8	19.4	21.1	20.2	20.9	22.5
[OIII]4363	0.16	0.16	0.18	0.16	0.16	0.16	0.19	0.14	0.16	0.16	0.15	0.19
[OIII]51.8	1.43	1.34	1.39	1.42	1.26	1.44	0.96	1.40	1.46	1.26	1.41	1.27
[OIV]25.9	3.62	3.92	3.90	3.52	3.62	3.98	4.48	3.32	3.86	5.01	3.33	3.82
[NeIII]15.5pm	2.51	2.49	2.67	2.75	1.76	2.76	0.72	2.80	2.81	2.71	2.74	1.76
[NeIII]3869 + 3968	2.59	2.63	3.20	3.33	2.40	2.27	0.88	2.74	2.44	3.35	2.86	2.63
NeIV]2423+	0.56	0.95	1.05	0.72	0.96	0.74	1.64	0.91	0.74	1.19	0.63	1.12
[NeV]24.2	1.67	0.88	1.20	0.94	1.05	0.76	1.16	0.81	0.99	0.25	0.95	1.14
[SII]6720	0.39	0.33	0.24	0.21	0.57	0.45	0.08	0.33	0.43	0.41	0.51	0.64
[SIII]18.7	0.49	0.53	0.60	0.48	0.60	0.49	-	0.46	0.59	0.65	0.55	0.61
[SIII]9532 + 9069	2.09	1.91	2.31	2.04	1.75	1.89	0.36	2.05	1.87	2.34	2.42	1.83
[SIV]10.5	1.92	1.84	1.58	1.92	2.84	2.21	0.93	1.81	1.98	2.36	1.94	2.84

Слід зазначити, що у даній таблиці наведено результати моделей, отримані різними кодами у різний час, і відмінності у атомних даних можуть бути суттєвими.

Таблиця 3.5
Порівняння радіусів іонізаційних фронтів R_{ion}, світностей у лінії H_β $L(H\beta)$, а також відносних інтенсивностей (прийнято I(Hβ)=1) деяких важливих емісійних ліній, отриманих з ФМС сферично-симетричних моделей Медонського HII регіону, розрахованих різними фотоіонізаційними кодами

F(line)/F(H_β)	Meu	Lex	Bin	C87	C08	Har	XST	ION	NEB	Sut	Vieg	DR
HeI5876	0.116	0.116	0.125	0.109	0.12	0.119	0.110	0.101	0.116	0.115	0.120	0.12
CII]2325+	0.17	0.16	0.07	0.19	0.16	0.17	0.16	0.16	0.14	0.12	0.14	0.16
CIII]1907 + 1909	0.051	0.06	0.05	0.059	0.053	0.059	0.027	0.078	0.065	0.077	0.071	0.059
[NII]122μ	-	0.031	0.032	0.033	0.026	-	-	-	0.036	0.037	0.034	0.028
[NII]6584 + 6548	0.73	0.79	0.61	0.88	0.64	0.74	0.94	0.87	0.78	0.81	0.75	0.67
[NIII]57.3μm	0.30	0.27	0.16	0.27	0.31	0.29	-	0.26	0.30	0.27	0.39	0.30
[OII]3726 + 3729	2.01	2.16	1.50	2.19	2.09	2.14	2.56	2.3	2.11	2.20	1.95	2.21
[OIII]5007 + 4959	2.03	2.06	2.30	1.93	2.15	1.96	1.47	2.29	2.17	2.22	1.89	2.12
[OIII]51.8	1.10	1.07	1.10	1.04	1.21	1.11	1.04	0.99	1.08	1.04	0.97	1.16
[OIII]88.4	1.20	1.23	1.30	1.07	1.15	1.28	-	1.16	1.25	1.20	1.14	1.12
[NeIII]15.5pm	0.44	0.38	0.37	0.43	0.28	0.43	0.47	0.37	0.42	0.34	0.38	0.28
[NeIII]3869 + 3968	0.096	0.086	0.085	0.103	0.072	0.086	0.071	0.100	0.079	0.087	0.078	0.078
[SII]6720	0.14	0.20	0.24	0.23	0.24	0.16	0.25	0.22	0.17	0.15	0.21	0.25
[SIII]18.7	0.55	0.55	0.56	0.48	0.66	0.56	0.53	0.50	0.55	0.58	0.55	0.66
[SIII]9532 + 9069	1.25	1.29	1.16	1.27	1.10	1.23	1.15	1.48	1.27	1.32	1.46	1.14
[SIV]10.5	0.39	0.34	0.22	0.37	0.23	0.42	0.35	0.36	0.41	0.38	0.27	0.23

3.2. Моделі оболонки планетарної туманності з реалістичним розподілом густини

У попередньому підрозділі розглянуто результати детального розрахунку для моделей з однорідним розподілом густини. Однак, припущення про однорідність розподілу густини є надто ідеалістичним і не виправданим у випадку реальних фізичних об'єктів. З іншого боку, поява неоднорідностей у розподілі густини може призвести до суттєвого ослаблення прямого іонізуючого випромінювання, і, як наслідок, збільшення ролі дифузної компоненти у формуванні іонізаційної структури середовища. У цьому підпункті буде описано та проаналізовано ФМС з врахуванням неоднорідного розподілу густини, а також вплив обраного підходу до врахування ДІВ на результати ФМС.

Структуру оболонок планетарних туманностей та її еволюцію досліджено у праці [8]. Базуючися на ізофотах різних оболонок планетарних туманностей, автори роботи показали, що реальний розподіл густини далекий від однорідного, та отримали емпіричний вираз для визначення розподілу густини у таких об'єктах в залежності від коефіцієнтів, що визначаються віком та швидкістю витоку речовини з центральної зорі (так званий розподіл Головатого–Малькова):

$$n_H(r) = \frac{x^2(1+3e^{-1.2x})}{(x^2-1)^2+0.36r_c^{-0.43}}\frac{A}{r_c^2}, \tag{3.1}$$

де r_c - радіус, близький до максимуму розподілу густини; x $= r/r_c$ - безрозмірна відстань від іонізуючого джерела; A – параметр, що характеризує інтенсивність витоку речовини з центральної зорі у процесі формування оболонки планетарної туманності. Детальніше це співвідношення описане у праці [8]. Для отримання емпіричного виразу 3.1 Головатий та Мальков використовували об'єкти ПТ різних розмірів та густин.

Автори праці [21], у свою чергу, розв'язували завдання розробки та використання методу для визначення маси та відстані до планетарних ту-

манностей, що є надзвичайно важливим для цілого ряду астрофізичних задач. Метод базується на використанні оптимізаційного фотоіонізаційного моделювання світіння (розрахунку сітки ФМС з різною кількістю вільних параметрів з метою максимального відтворення спостережуваного спектра випромінювання). Однак, очевидно що точність такого методу дуже залежить від точності ФМС та виправданості припущень, закладених на цьому етапі. Саме тому, розрахунок ФМС з використанням детального підходу до розрахунку ДІВ є дуже важливою задачею.

3.2.1. Вхідні параметри моделей з реалістичним розподілом густини Як і у праці [21], нами було розраховано моделі для більш молодої та компактної ПТ IC5117, з вищими значеннями густини та старшої, протяжної та більш розрідженої NGC7293 з використанням вище згаданого виразу для розподілу густини. Вхідні параметри були отримані з результатів оптимізаційного ФМС ([21])

Прийняті значення параметрів для розподілу густини були наступними: $r_c = 0.0032$pc, $A = 2.05$, $n_H(r_c) = 90074 cm^{-3}$ для IC 5117, і $r_c = 0.27$pc, $A = 1.60$, $n_H(r_c) = 67 cm^{-3}$ для NGC 7293.

3.2.2. Аналіз результатів моделювання Ми отримали результати та порівняли вплив обраного методу розрахунку ДІВ у двох крайніх випадках: у випадку коли об'єкт компактний та має чітко виражений пік у розподілі густини, так і у випадку протяжного та більш одного розподілу.

Для кожного з цих об'єктів було розраховано по дві ФМС: з використанням наближеного підходу Outward Only та нашого підходу до детального розрахунку ДІВ.

Як і для попередніх моделей, нами використовувався код Г.Ферланда Cloudy C08.00. Втім, слід зазначити що нами було прийнято максимальне дозволене значення протяжності одного елементарного шару $10^{13.5}$ см,

Таблиця 3.6

Порівняння результатів ФМС для ПТ IC5117 та NGC7293, отриманих з використанням наближення Outward Only та детального методу розрахунку ДІВ. Відхилення наближеного методу від детального подано у %.

Model:	IC 5117				NGC7293			
Parameter	Obs.	Outw.	Det.	Dev., %	Obs.	Outw.	Det.	Dev., %
R_{out}, [pc]	0.013	0.013	0.013	0.0	0.448	0.448	0.448	0.0
lg L(Hβ)	30.61	30.57	30.56	-2.3	31.83	31.83	31.82	-2.3
He I λ4471/H_β	0.056	0.054	0.055	1.8	0.063	0.067	0.068	1.5
He II λ4686/H_β	0.094	0.096	0.089	-7.9	0.053	0.049	0.049	0.0
[O II]λ3727/H_β	0.115	0.123	0.223	44.8	6.923	7.511	8.291	9.4
[O III]λ(5007+4959(/H_β	17.41	16.71	16.61	-0.6	6.750	6.89	6.57	-4.9
[O III] λ4363/H_β	0.172	0.200	0.206	2.9	0.039	0.049	0.050	2.0
[N II] λ(6548+6584)/H_β	0.621	0.821	1.687	51.3	-	2.463	2.714	9.2
[N II] λ6584/H_β	-	0.612	1.260	51.4	7.679	7.270	8.009	9.2
[N II] λ5755/H_β	0.025	0.029	0.052	44.2	0.071	0.125	0.140	10.7
[S II] λ(6716+6731)/H_β	0.029	0.044	0.055	20.2	0.174	0.175	0.202	13.4
[S II] λ4070/H_β	0.030	0.032	0.055	41.8	-	0.011	0.013	15.4
[S III]λ(9532+9069)/H_β	0.880	0.883	0.929	4.9	-	0.190	0.187	-1.6

оскільки у випадку великих градієнтів густини алгоритм адаптивного розміру шару може працювати некоректно.

У результаті нами були отримані синтетичні спектри емісійних ліній та іонізаційна структура моделей, розрахованих детальним та наближеним методами розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання. Порівняння отриманих нами зовнішніх радіусів R_{ion}, світностей у лінії H_β, L(Hβ), відносних інтенсивностей (adopted I(Hβ)=1) деяких важливих рекомбінаційних ліній (He I λ4471, He I λ5876, He II λ4686), заборонених ліній ([OII]λ3727, [OIII]λ5007, [OIII]λ4959, [NII]λ6548, [NII]λ6584, [SII] λ6716, [SII] λ6731, [SIII]λ9532, [SIII]λ9069) та авроральних ліній ([OIII] λ4363, [NII] λ5755, [SII] λ4070, [SII] λ4078) отриманих у результаті ФМС для IC5117 та NGC7293 подані у таблиці 3.6.

Як і очікувалось, у випадку неоднорідного розподілу густини обра-

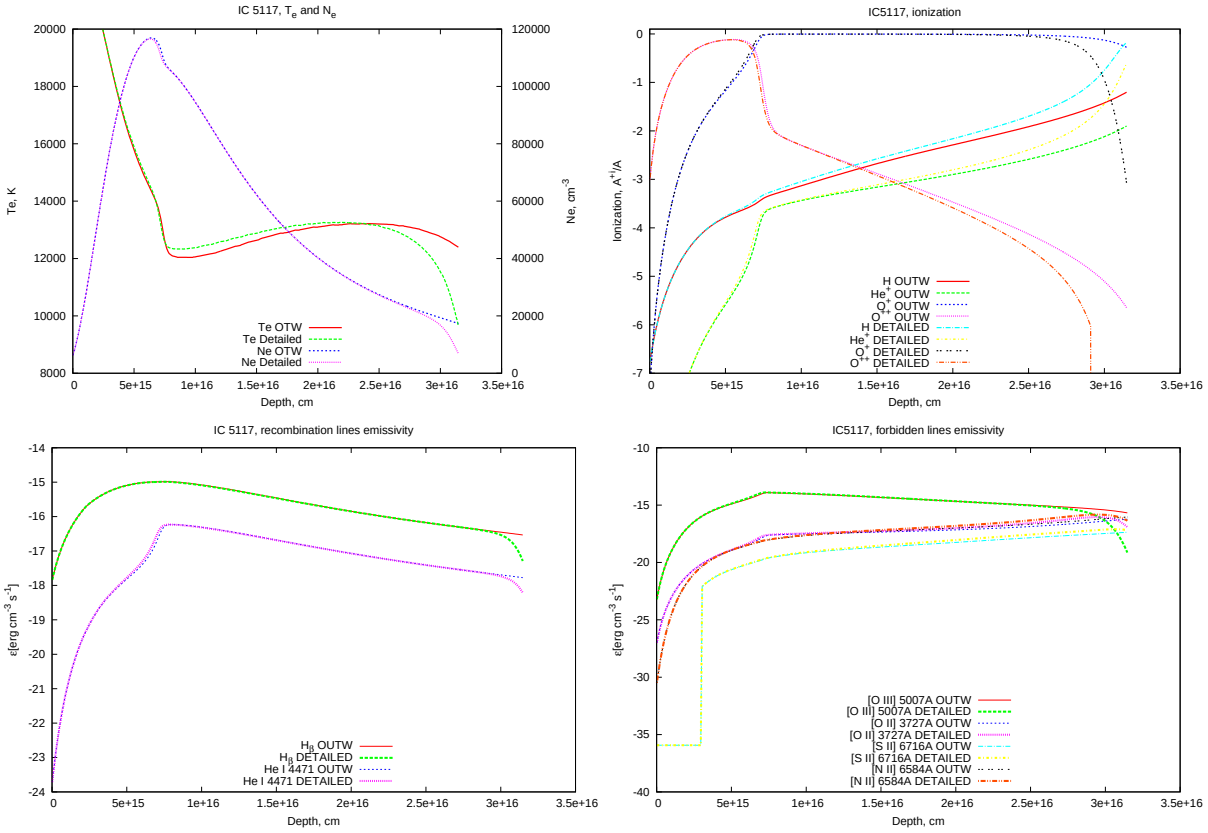

Рис. 3.7. Радіальні розподіли з ФМС IC5117 електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту.

ний підхід до розрахунку переносу іонізуючого випромінювання відіграє значно більш суттєву роль у порівнянні з ідеалістичними моделями з однорідним розподілом. Як можна побачити з таблиці 3.6, попри несуттєву відмінність у світності у H_β та однакову протяжність (об'єкти є геометрично-обмежені, тобто, НС у моделях є повністю проіонізоване) деякі відносні потоки відрізняються у два рази.

У випадку компактної та більш густої моделі IC5117 відмінності у лініях зони іонізації OIII не перевищують 5%. Як легко побачити з рис.3.7 відмінності у розподілах вмісту іона O^{++}, і відповідно, емісійності у лінії [OIII] 5007A є суттєвими лише у зовнішній частині фотоіонізаційної моделі. Натомість ці лінії значно ефективніше утворюються у центральних (гарячих) частинах об'єкта, де відповідні елементи перебувають на вищих стадіях іонізації.

У випадку ліній зони іонізації OII відмінності сягають 50%. Як видно

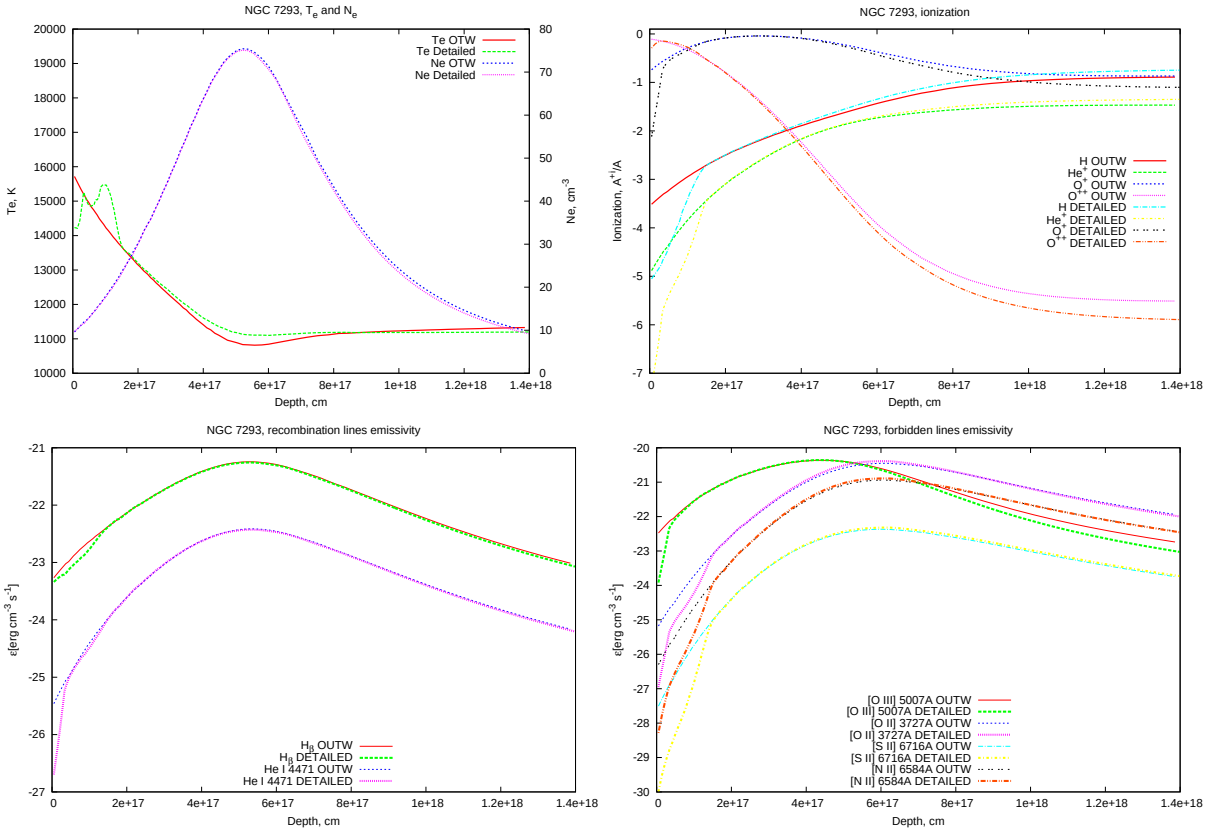

Рис. 3.8. Радіальні розподіли з ФМС NGC7293 електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту.

з розподілу електронних температури та концентрації (див. рис. 3.7), основні відмінності у розподілах, отримані різними методами розрахунку ДІВ проявляються у крайній ділянці об'єкта. У випадку детального розрахунку, температура на зовнішній частині модельного об'єму є суттєво нижчою. Це у свою чергу збільшує область, де елементи O, S та N можуть перебувати на другій стадії іонізації, що призводить до значно вищих значень відносних потоків у відповідних лініях. Також, окремо слід відзначити, що у випадку детального підходу до розрахунку ДІВ відношення у потоках ліній [S II] 6716 / [S II] 6731 є суттєво вищим ніж у випадку наближеного Outward Only методу. З таблиці 3.6 видно, що відносний потік у лінії [S II] 6716 збільшився при використанні детального методу, тоді як потік у лінії [S II] 6731 залишився незмінним. Це можна пояснити тим, що у випадку ФМС з використанням наближеного Outward Only методу електронна концентрація у зовнішніх частинах є

значно вищою ніж при використанні детального методу. При вищих електронних концентраціях ударна деактивація з відповідних енергетичних рівнів є значно ефективнішою. Нагадаємо, що лінії [SII] 6716 відповідає перехід між енергетичними рівнями $^2D_{5/2} - {}^4S_{3/2}$, а лінії [SII] 6731 - перехід між $^2D_{3/2} - {}^4S_{3/2}$. При низьких значеннях n_e заселеність рівня $^2D_{3/2}$ майже не залежить від електронної концентрації, на відміну від заселеності рівня $^2D_{5/2}$.

Як можна побачити з рисунку 3.8 та таблиці 3.6, у випадку більш протяжної та розрідженої моделі NGC 7293 відмінність між результатами, отриманими використанням різних підходів до детального розрахунку ДІВ є суттєво меншими, та знаходяться в межах 15.4%. Найбільша відмінність спостерігається у заборонених лініях зони OII. Як і у випадку моделі IC5117, це пов'язано з тим, що найбільші відмінності у залежності від застосованого методу розрахунку ДІВ спостерігаються на зовнішній частині об'єкта, де вміст іонів O^+, N^+S^+ є вищим, і емісійності у відповідних лініях зростають. Потоки у лініях [OIII] 5007A, [OIII] 4363A, лініях [S III] як і у рекомбінаційних лініях відрізняються значно менше.

3.3. Висновки

З метою перевірки точності розрахунку ФМС з використанням популярного наближеного методу Outward Only нами розраховано як газові, так і газопилові сферично-симетричні фотоіонізаційні моделі світіння ПТ та HII регіонів з сталим за об'ємом розподілом густини матерії.

Детальний аналіз результатів розрахунку показав, що загалом характери радіального розподілу важливих фізичних характеристик (зокрема, електронних температури та концентрації, а також об'ємної емісійності у лініях) небулярного середовища з однорідним розподілом густини дуже схожі у ФМС, розрахованих з використанням детального та набли-

женого методів розрахунку ДІВ відповідно. Використання детального методу розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання призводить до зменшення об'єму іонізованого газу. Оскільки лінія H_β випромінюється фактично у всьому об'ємі іонізованого середовища, зменшення іонізаційного радіусу призводить до зменшення її світності, і, відповідно, до збільшення інтенсивності інших ліній відносно H_β.

Також відхилення результатів, отриманих з використанням наближеного (Outward Only) методу при розрахунку ДІВ від розрахованих за допомогою детального методу залежать від густини об'єкта. Зокрема, у випадку моделі компактної, але оптично непрозорої Медонської ПТ найбільші відмінності спостерігаються у лінії [OIII] λ5007Å – 15%. Найбільші відхилення результатів, отриманих з використанням наближеного методу розрахунку ДІВ від детального спостерігаються у стандартній моделі HII реґіону без пилу (близько 10% у випадку ліній оксиґену).

У випадку ж НС з реалістичним розподілом густини іонізаційна структура та розподіли фізичних характеристик залежать від обраного методу розрахунку ДІВ значно сильніше. Так, у випадку компактнішого об'єкта, з більш чітко вираженим піком у розподілі густини відмінності сягають 50% у випадку ліній зони іонізації OII. Фактично, це означає, що використання наближеного методу у подібних об'єктах призводить до неправильного урахування затінених областей, які є джерелом відповідних оптичних ліній. У випадку "більш однорідного" розподілу густини відмінності у значеннях потоків ліній зони OII значно менші, і сягають 15%.

Таким чином, чим більш неоднорідний розподіл густини об'єкта, тим більш результати наближеного методу Outward Only будуть відхилятися від результатів детального методу розрахунку ДІВ. При цьому, наближений метод систематично "недооцінює" потоки у лініях, що утворюються у холодніших ділянках об'єкта.

РОЗДІЛ 4

ФОТОІОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ОБОЛОНОК СИМБІОТИЧНИХ НОВИХ V1016 Cyg ТА HM Sge

4.1. Вступ до задачі

Цей розділ дисертаційної роботи присвячено дослідженню оболонок симбіотичних нових. Матеріал цього розділу описаний у працях [39], [40].

Емісійний лінійчастий спектр оболонок симбіотичних нових V1016 Cyg і HM Sge нагадує спектри планетарних туманностей (ПТ) високого збудження. Наявність емісійних ліній у спектрі цих об'єктів свідчить про існування навколо них розрідженого небулярного газу, світіння якого виникає унаслідок його опромінення жорстким УФ-випромінюванням гарячих центральних зір. Більшість дослідників (див. напр. [41–45]) приймають в якості моделі таких об'єктів симбіотичну систему "білий карлик + червоний гігант" з інтенсивною втратою маси холодною компонентою й акрецією речовини на гарячу зорю. У такій системі головним іонізуючим джерелом (для небулярної оболонки) є жорстке УФ-випромінювання гарячої зорі та, можливо, акреційного диска, що викликає змінну інтенсивність спектральних ліній. Більше відомостей про моделі таких об'єктів наведено, наприклад, у праці [46], але всі вони не суперечать тому, що основним механізмом збудження світіння їх небулярних оболонок є фотоіонізація УФ-випромінюванням центрального джерела. Нусбаумер і Шилд [47] побудували фотоіонізаційну модель світіння V1016 Cyg в УФ-області та обчислили основні фізичні характеристики цього об'єкта, УФ-спектр якого вони інтерпретували моделлю одиничної гарячої зорі, оточеної небулярною оболонкою.

Метою цієї частини дисертаційної роботи є одночасна інтерпретація УФ- та оптичного спектра V1016 Cyg і HM Sge, що включає побудову фотоіонізаційної моделі світіння даних об'єктів. Спостережуваний УФ- і оптичний спектр V1016 Cyg і HM Sge взяті з праці [48]. Для визначення хімічного вмісту небулярного газу використано метод розрахунку неспостережуваних стадій іонізації різних іонів, розроблений для оболонок ПТ у праці [49]. При побудові фотоіонізаційної моделі світіння враховано, що розподіл густини газу у небулярному середовищі, як і у випадку ПТ, може бути неоднорідним (див. працю [8]).

4.2. Визначення іонізаційної структури та хімічного вмісту небулярного газу

Інтенсивності авроральних ліній V1016 Cyg і HM Sge більш слабкі, ніж інтенсивності небулярних ліній. Це означає, що механізмом заселення рівнів іонів A^{+i}, який породжує заборонені лінії, є збудження електронним ударом і, таким чином, для визначення електронної температури (T_e) та електронної концентрації (N_e) можна застосувати діагностичну процедуру. Залежність відношення інтенсивностей різноманітних ліній від N_e та T_e для V1016 Cyg представлені на Рис. 4.1 (для HM Sge спостерігається подібна картина). Помітно, що ці залежності не перетинаються в одній точці. Спричинено це тим, що лінії різного ступеня збудження утворюються в областях оболонки з різними значеннями T_e і N_e. Вибрані значення цих параметрів (Selected values) у різних зонах іонізації позначені заповненими кружками.

Для визначення T_e і N_e вибрано 5 зон в оболонці, яким притаманні емісійні лінії різних елементів з близькими потенціалами іонізації. У кожній з цих зон було визначено N_e та T_e (див. Табл. 4.1).

Залежність N_e та T_e від потенціалів іонізації вищеозначених іонів по-

Таблиця 4.1
Електронні концентрація N_e та температура T_e у різних зонах іонізації в оболонках V1016 Cyg і HM Sge, визначені за допомогою діагностичного методу.

Лінії	Область	χ, еВ	N_e, см$^{-3}$	T_e, К
[S II]	А	23.3	150000	18000
[N II]	Б	29.6	400000	20000
[O III]	В	54.9	800000	27000
[Ne IV]	Г	97.1	100000	35000
[Ne V]	Д	126	80000	60000

казані на Рис. 4.1. Як видно з цього рисунку радіальний розподіл густини газу в оболонці V1016 Cyg неоднорідний. Він нагадує розподіл густини газу в оболонках ПТ, який можна описати апроксимаційним виразом з праці [8]:

$$n_H(r) \;=\; \frac{x^2\left(1+3e^{-1.2x}\right)}{\left(x^2-1\right)^2+0.36r_c^{-0.43}x^2}\frac{A}{r_c^2}, \qquad (4.1)$$

де $x = r/r_c$, r - відстань від іонізуючого джерела (центральної зорі) до вибраної точки в оболонці; r_c – характерний радіус, близький до позиції максимуму густини газу; $r_c = V_{exp}t$, де V_{exp} - середня швидкість розширення оболонки, t - її вік; A - параметр, що характеризує темп витоку речовини від центральної зорі у газову оболонку в формі зоряного вітру. Значення A підібрано так, щоб значення r_c відповідало спостережуваним даним. Такий розподіл густини газу в оболонці у подальшому було нами застосовано при побудові фотоіонізаційних моделей світіння V1016 Cyg і HM Sge.

Для визначення хімічного вмісту газу оболонок V1016 Cyg та HM Sge застосовано метод, описаний у праці [49]. Для врахування неспостережуваних стадій іонізації хімічних елементів розраховано сітку фотоіонізаційних моделей світіння ПТ. Ефективні температури та світність цих зір визначались згідно з еволюційними треками Шьонбернера [50] та Пачинського [51], а спектри випромінювання в області $\lambda \leq 912$ Å задавалися не-ЛТР моделями зоряних атмосфер із праці [52]. Вважалось, що обо-

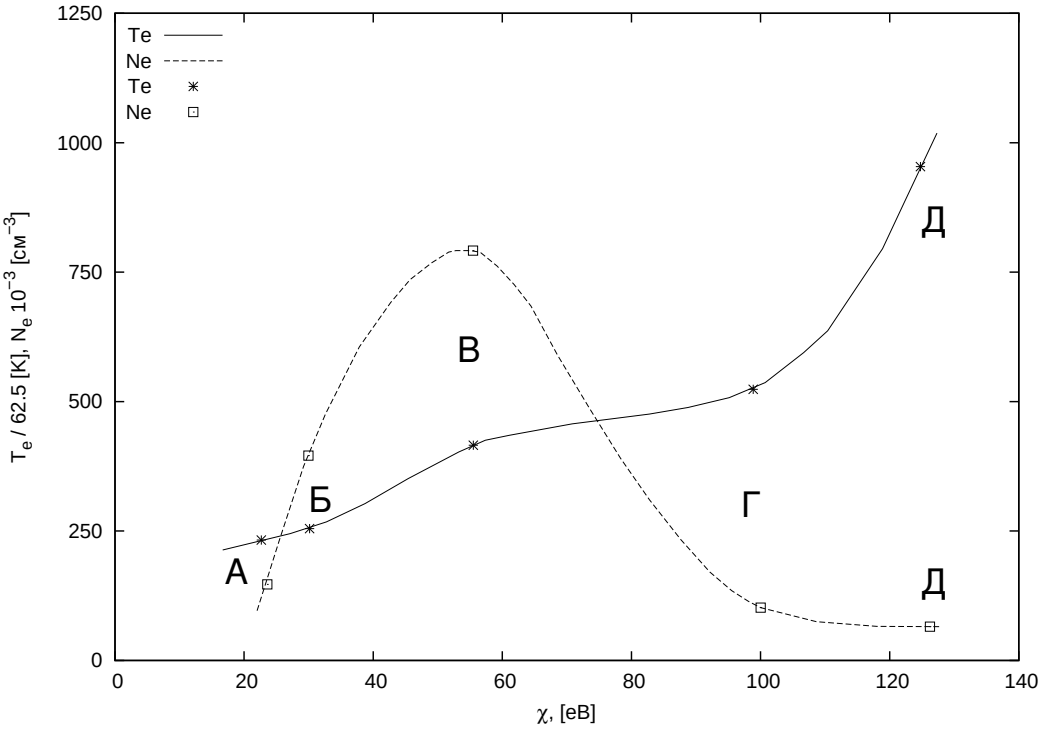

Рис. 4.1. Залежності T_e і N_e від потенціалу іонізації в небулярній оболонці V1016 Cyg.

лонка туманності сферично-симетрична, а радіальний розподіл густини газу в ній представлений виразом (4.1). Були розглянуті кореляції між величинами типу $\log(A^{+i}/H^+)/(A/H)$ та $\log X^{+k+1}/X^{+k})$, де A/H – вміст деякого хімічного елемента A, A^{+i}/H^+ – відносний вміст 1-ї стадії іонізації цього елемента, X^{+k+1}/X^{+k} - одне зі співвідношень He^{++}/He^+, O^{++}/O^+ і т.д. Такі кореляції дозволяють перейти від вмісту іона A^{+i}/H^+ до повного вмісту A/H:

$$\log A/H = \log(A^{+i}/H^+) + f(x), \tag{4.2}$$

де необхідні дані для розрахунку функції $f(x)$ можна знайти у праці [49]. Отриманий вміст іонів A^{+i}/H^+ наведено у Табл. 4.2, а вміст хімічних елементів — у Табл. 4.3, де вони порівнюються з відповідним вмістом із праці [48]. Помітно, що знайдені для цих об'єктів значення A/H цих об'єктів суттєво відрізняються. Ця відмінність зумовлена тим, що при визначенні іонного вмісту не врахувалися стратифікаційні ефекти в оболонках, котрі вище обговорювались. Знайдений вміст елементів є приблизним

Таблиця 4.2

Відносний вміст іонів A^{+i}/H^+ в оболонках V1016 Cyg і HM Sge, отриманий діагностичним методом.

Іон	V 1016	HM Sge
He^+/H^+	3.00e-2	5.00e-2
He^{++}/H^+	4.69e-2	5.81e-2
O^0/H^+	3.58e-7	3.63e-6
O^+/H^+	1.46e-6	5.80e-5
O^{++}/H^+	1.14e-5	4.47e-5
C^+/H^+	5.31e-7	-
C^{++}/H^+	5.42e-5	1.55e-5
C^{3+}/H^+	4.49e-6	1.25e-5
N^+/H^+	4.77e-7	8.00e-6
N^{++}/H^+	2.02e-6	1.35e-5
N^{3+}/H^+	3.45e-6	2.26e-5
N^{4+}/H^+	7.79e-6	1.96e-5
Ne^{++}/H^+	3.19e-6	1.31e-5
Ne^{3+}/H^+	2.08e-6	1.04e-5
Ne^{4+}/H^+	1.87e-5	6.68e-5
Si^{++}/H^+	2.45e-7	5.86e-7
Si^{3+}/H^+	2.88e-7	4.81e-7
S^+/H^+	8.06e-8	5.10e-5
S^{++}/H^+	1.85e-7	1.38e-6
Ar^{++}/H^+	-	5.24e-7
Ar^{3+}/H^+	6.90e-8	2.34e-7
Ar^{4+}/H^+	-	3.39e-7

і використовувався як перше наближення при побудові фотоіонізаційних моделей світіння V1016 Cyg та HM Sge (див. нижче). Як видно з Табл. 4.3, він відрізняється від вмісту елементів як у ПТ, так і на Сонці (значення взято з праці [48]).

Таблиця 4.3
Хімічний склад газу в оболонках V1016 Cyg і HM Sge, отриманий на основі іонного вмісту з Табл. 4.2 методом, описаним у праці [49], а також його порівняння з аналогічними результатами праці [48] та з хімічним вмістом як Сонця, так і усередненим вмістом оболонок ПТ.

A/H	V 1016 Cyg	[48]	HM Sge	[48]	ПТ	Сонце
12+log He/H	10.90±0.04	10.9	11.10±0.04	10.94	11.0	11.0
12+log C/H	8.19±0.13	8.7	7.48±0.08	8.85	8.89	8.69
12+log N/H	7.07±0.13	8.55	7.32±0.09	9.00	8.26	7.99
12+log O/H	7.31±0.09	8.85	8.13±0.14	9.00	8.64	8.91
12+log Ne/H	7.21±0.23	8.15	7.44±0.10	8.30	8.03	8.00
12+log Si/H	6.09±0.10	7.9	6.18±0.13	7.95	6.50	7.55
12+log S/H	5.72±0.10	-	6.40±0.10	-	-	-
12+log Ar/H	5.59±0.18	6.85	5.97±0.07	7.10	6.43	6.58

4.3. Дані спостережень та початкове визначення фізичних характеристик V1016 Cyg та HM Sge

У праці [53] розроблено методику визначення основних фізичних і еволюційних характеристик планетарних туманностей. Цю методику було застосовано для визначення фізичних характеристик об'єктів V1016 Cyg та HM Sge. Її суть полягає в спільному розв'язку рівнянь іонізаційно-рекомбінаційної та енергетичної рівноваг. Також використано апроксимаційні співвідношення між різними параметрами, отримані з моделей зоряних атмосфер Клеґґа–Міддлемасса [52]. Необхідні для розрахунків спостережувані дані взяті з праць [47, 48].

Значення ефективної температури, розраховані з енергетичного балансу газу в оболонках V1016 Cyg та HM Sge, для обох об'єктів становлять $T_{ef} = 130000$K. Тому при побудові фотоіонізаційних моделей світіння цих об'єктів було підібрано такі значення T_{ef}, щоб при відомих розмірах оболонки r, електронної концентрації у ній n_e можна було б отримати спостережувані потоки у лінії H_β з поправкою на міжзоряне поглинання. В результаті $T_{ef} = 160000\text{K} \pm 5000\text{K}$ для даних об'єктів. Ці температури

близькі до ефективних вищезгаданих температур зір ($T_{ef} = 130000$K).

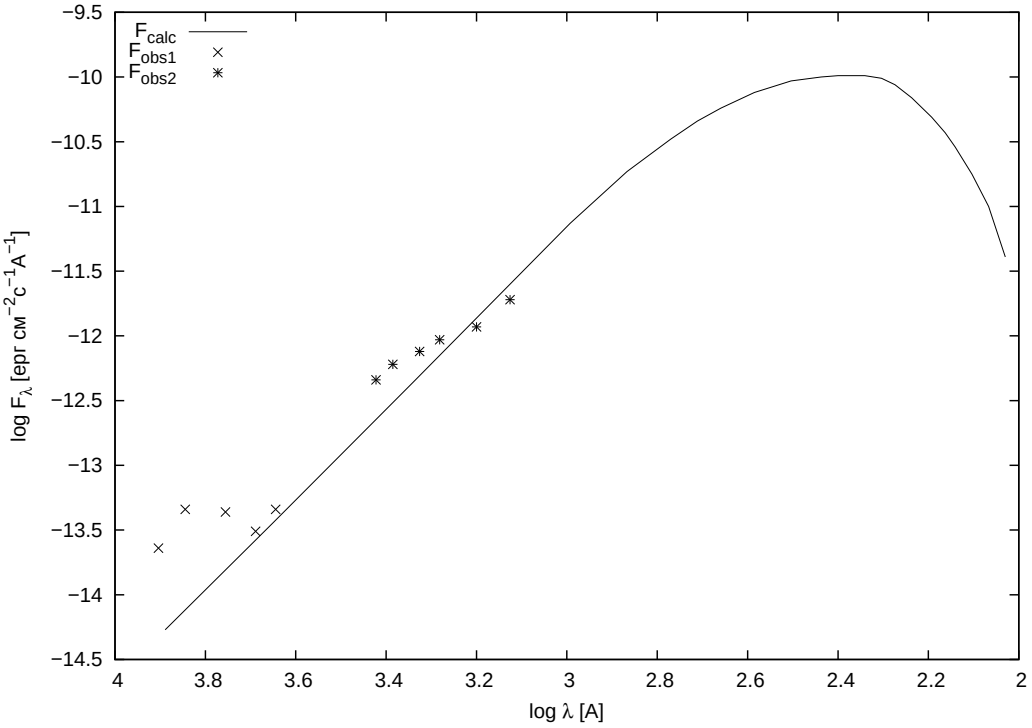

Рис. 4.2. Спостережуваний розподіл енергії у спектрі іонізуючого джерела V1016 Cyg, взятий з різних робіт (F_{obs1} - з рисунку [3], F_{obs2} - [11]) та розподіл F_{calc}, отриманий з розрахунків при $T_{ef} = 160000$K і $r_* = 6.5 * 10^9$см.

На Рис. 4.2 показано спостережуваний розподіл енергії у спектрі іонізуючого джерела V1016 Cyg та розподіл, отриманий з розрахунків при $T_{ef} = 160000$K і радіус зорі $r_* = 6.5 * 10^9$см. Спостережувані потоки в УФ-області взяті з праці [47] та виправлені за внесок небулярного спектра.

Як видно з Рис. 4.2, розрахований розподіл узгоджується зі спостережними даними. Надлишок випромінювання в області біля 5000Å пояснюється або помилками спостережень, або внеском більш холодної зорі. Спостережувані потоки у цьому діапазоні спектра отримані із праці [54]. Для HM Sge маємо лише оптичні спостереження [55], але у випадку цього об'єкта проблематично відокремити неперервний спектр оболонки від спектра зорі.

4.4. Фотоіонізаційне моделювання світіння оболонок V1016 Cyg та HM Sge

4.4.1. Перший етап фотоіонізаційного моделювання. З метою отримання більш точної іонізаційної структури досліджуваних об'єктів проведено фотоіонізаційне моделювання світіння (ФМС) даних об'єктів за допомогою програми *LvivMod*, описаної у [56]. Взято до уваги всі процеси, які відіграють важливу роль у встановленні іонізаційної і теплової рівноваги небулярного газу. Повністю враховується й дифузне іонізуюче випромінювання. При цьому використовувався радіальний розподіл густини газу, який описується виразом (4.1). Обчислюються інтенсивності ліній основних хімічних елементів, спостережуваних у спектрі газових туманностей в УФ- та оптичній ділянках спектра.

Рівняння іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги записується наступним чином:

$$n^*_{ion}(X^i,\mathbf{r}) + n^d_{ion}(X^i,\mathbf{r}) + n^c_{ion}(X^i,\mathbf{r}) + n^{ch}_{ion}(X^i,\mathbf{r}) =$$

$$n^{rad}_{rec}(X^{i+1},\mathbf{r}) + n^{di}_{rec}(X^{i+1},\mathbf{r}) + n^{ch}_{rec}(X^{i+1},\mathbf{r}),$$

де n^*_{ion} – кількість фотоіонізацій іонів X^i зоряним випромінюванням за одиницю часу, $n^c{}_{ion}$ - кількість ударних іонізацій таких же іонів електронами за одиницю часу; $n^d{}_{ion}$ – число фотоіонізацій іонів X^i дифузним *Lyc*-випромінюванням за одиницю часу, що виникає в оболонці при рекомбінації вільних електронів на основні рівні H^+, He^+, He^{++} і на другий рівень He^{++}, а також квантами ліній L_α(He I), L_α(He II), n^{ch}_{ion} - кількість іонізаційних перезарядок іонів X^i з H^0 і He^0; n^{rad}_{rec}, n^{di}_{rec}, n^{ch}_{rec} – кількість радіативних, діелектронних рекомбінацій і, відповідно, рекомбінаційних перезарядок іонів X^{i+1}. Вирази для кількості цих процесів в одиниці об'єму за одиницю часу та інформація про їх ймовірності наведені у праці [56].

Таблиця 4.4

Параметри фотоіонізаційних моделей світіння V1016 Cyg та HM Sge

Параметри	V1016 Cyg		HM Sge	
	Мод.1	Мод.2	Мод.3	Мод.4
Відстань, пк	1360	1360	1360	1360
r_c, пк	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002
Зовнішній радіус, пк	0.0018	0.0014	0.0012	0.0021
T_{ef} зорі, K	158000	165000	167000	160000
Радіус зорі r_*, см	6.5e+9	6.5e+9	3.5e+9	3.5e+9
F_{912}, ерг см$^{-2}$ с$^{-1}$ Гц$^{-1}$	-	4.50e-25	-	7.0e-25
F_{504}, ерг см$^{-2}$ с$^{-1}$ Гц$^{-1}$	-	6.00e-25	-	1.0e-24
F_{912}, ерг см$^{-2}$ с$^{-1}$ Гц$^{-1}$	-	9.00e-25	-	1.0e-24
$\alpha(912-504)$Å	-	3.28	-	1.5
$\alpha(504-228)$Å	-	1.70	-	0.9
$\alpha(\leq 228$Å$)$	-	-0.65	-	-0.3
τ(912Å)	113	»1	»1	»1
τ(504Å)	1.91	141	»1	»1
τ(228Å)	310	240	420	530
$M_{\text{іоніз.}}/M_\odot$	6.9e-4	3.5e-5	2.6e-4	5.4e-5
n_e([O II]), см$^{-3}$	5.8e+5	8.3e+5	2.15e+6	8.82e+5
n_e([S II]), см$^{-3}$	5.7e+5	6.4e+5	2.11e+6	7.19e+5
n_e([Ar IV]), см$^{-3}$	9.9e+5	1.7e+6	2.88e+6	2.76e+5
T_e([O II]), K	14440	-	14000	-
T_e([N II]), K	14220	12900	13700	12760
T_e([O III]), K	14440	20840	17300	22800
T_e(He II), K	17190	26160	-	29260
He/H	0.103	0.084	0.135	0.1
C/H	5.17e-5	5.17e-5	8.13e-5	8.13e-5
N/H	1.83e-4	5.50e-5	6.00e-4	7.00e-5
O/H	5.06e-5	7.03e-5	2.00e-4	3.00e-4
Ne/H	1.10e-4	1.10e-4	1.40e-4	2.10e-4
S/H	1.20e-5	6.00e-6	8.40e-5	3.90e-6
Ar/H	7.00e-7	7.00e-7	2.50e-6	1.50e-6
Si/H	2.00e-5	6.56e-5	2.20e-5	7.80e-6

Зауважимо, що час встановлення іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги в оболонках V1016 Cyg та HM Sge при характерній густині $n_e =$

$10^6 - 10^7$ см$^{-3}$ є меншим за рік, а вік цих об'єктів значно більший. Це означає, що газ в їх оболонках дійсно знаходиться у стані такої рівноваги. Основним джерелом нагріву газу в оболонках V1016 Cyg та HM Sge є зоряне та дифузне іонізуюче випромінювання. Не виключений внесок нагріву іншими енергетичними джерелами (наприклад, зоряним вітром), якими в даній роботі ми знехтували.

Як буде показано нижче, значення T_e, знайдені з фотоіонізаційних моделей світіння цих об'єктів та отримані з їх спостережуваного спектра, є близькими. Ми припустили, що нагрів газу спричинений, в основному, фотоіонізаціями H^0, He^0, He^+. Електрони втрачають енергію на ударне збудження заборонених та інтеркомбінаційних ліній $\varepsilon(\Sigma I_\lambda / H^0)$, на ударне збудження та іонізацію атомів $\varepsilon(H^0)$, при рекомбінаціях ε_{rec} і вільно-вільних переходах ε_{f-f}. Враховуються лінії, спостережувані в спектрах цих об'єктів в УФ- та оптичних діапазонах спектра.

Таблиця 4.5

Порівняння обчисленого та розрахованого спектрів V1016 Cyg та HM Sge. Інтенсивності ліній подані відносно інтенсивності в лінії Hβ. Прийнято $I(H\beta) = 1.00$.

		V1016 Cyg			HM Sge		
λ(Å)	Іон	Спост.	Мод.1	Мод.2	Спост.	Мод.3	Мод.4
1240	N V	5.90	4.75	2.87	4.53	14.1	5.15
1550	C IV	8.67	8.75	17.8	9.06	9.90	17.0
1575	[Ne V]	0.18	0.10	0.11	0.27	0.13	0.30
1601	[Ne IV]	0.19	0.47	0.29	0.50	0.42	0.57
1640	He II	3.43	3.61	4.20	4.27	4.12	5.58
1664	O III]	0.84	0.29	0.76	1.03	1.24	2.69
1750	N III]	0.40	1.05	0.49	1.11	3.91	0.32
1892	Si III]	0.64	0.64	0.64	0.73	0.68	0.70
1909	C III]	2.80	1.60	2.42	4.55	1.89	2.76
2425	[Ne IV]	0.12	0.20	0.08	0.24	0.12	0.12
3426	[Ne V]	2.31	3.20	2.40	4.43	3.30	4.60
3727	[O II]	0.027	0.001	0.003	0.15	0.02	0.06
3869	[Ne III]	0.46	0.43	0.38	1.49	1.27	1.39
4070	[S II]	0.066	0.035	0.062	0.19	0.21	0.20
4363	[O III]	0.31	0.18	0.40	0.85	0.92	1.32
4471	He I	0.027	0.027	0.027	0.039	0.039	0.044
4686	[He II]	0.53	0.49	0.54	0.68	0.55	0.71
4714	He II	0.028	0.050	0.030	0.059	0.048	0.057
4724	[Ne IV]	0.038	0.080	0.040	0.083	0.080	0.090
4740	[Ar IV]	0.012	0.026	0.013	0.033	0.041	0.010
4959+5007	[O III]	2.31	2.30	2.30	4.85	4.58	4.55
5755	[N II]	0.027	0.030	0.030	0.19	0.16	0.17
6300+6364	[O I]	0.062	0.001	0.049	0.15	0.013	2.27
6312	[S III]	0.028	0.034	0.028	0.11	0.20	0.056
6435	[Ar V]	0.015	0.013	0.020	0.040	0.035	0.039
6548+6584	[N II]	0.092	0.10	0.12	0.29	0.16	0.35
6731	[S II]	0.005	0.001	0.003	0.09	0.05	0.09
7006	[Ar V]	0.025	0.028	0.044	0.082	0.076	0.086
7136	[Ar III]	0.043	0.030	0.033	0.20	0.089	0.21
C		0.53			0.87		
$F(H_\beta)$, ерґ/(см^{2}с)		1.76e-10	1.95e-10	1.76e-10	1.85e-10	1.90e-10	1.95e-10

Розраховано ряд таких моделей, чотири з яких представлені у Табл. 4.4–

4.5. Для кожного з об'єктів, емісійний лінійчастий спектр розраховувався для випадку, коли іонізуючий спектр представляється планківським законом при температурі $T_* = T_{ef}$ (див. Мод.1 та Мод.3 у Табл. 4.4), і для випадку з не-ЛТР розподілом, у якому *Lyc*-спектр задавався степеневим законом $F_\nu = F_{\nu_0}(\nu/\nu_0)^\alpha$ для трьох інтервалів довжин хвиль, у відповідності з потенціалами іонізації H^0, He^0 та He^+: (912–504)Å, (504–228)Å) та $\lambda \leq 228$Å (див. Мод.2 та Мод.4 у Табл. 4.4).

Розраховані інтенсивності ліній краще узгоджуються зі спостережуваними у випадку з не-ЛТР розподілом, перш за все для оптичних ліній. Відмінності в УФ-діапазоні обумовлені, на наш погляд, неточністю атомних даних для УФ-ліній. Однак, потрібно мати на увазі, що лінійчастий спектр за даними різних авторів сильно відрізняється (див. напр. [42,45]) і змінюється у часі. Тому тут не ставилося за мету точне узгодження інтенсивностей емісійних ліній, оскільки для цього потрібні більш точні дані спостережень. У Табл. 4.4–4.5 представлені й інші характеристики цих об'єктів, в тому числі й уточнений хімічний склад їхніх небулярних оболонок, їх оптичні товщини τ з межами поглинання випромінювання H^0, He^0 і He^+, потік випромінювання у лінії H_β, котрі збігаються зі спостережуваними даними з поправкою на міжзоряне поглинання.

4.4.2. Пошук оптимальних фотоіонізаційних моделей світіння. Як уже згадувалося вище та як видно з Табл. 4.5, найкраще спостережувані спектри відтворює модель Мод.2 у випадку V1016 Cyg та модель Мод.4 у випадку HM Sge. У цих моделях *Lyc*-спектр задавався степеневим законом у трьох інтервалах довжин хвиль, поділ на які визначається значеннями потенціалів іонізації H^0, He^0 та He^+.

Вхідні параметри цих моделей з Табл. 4.4 були використані в якості початкових для пошуку оптимальних фотоіонізаційних моделей світіння (ОФМС) оболонок цих об'єктів.

ОФМС розраховані з наступних міркувань:

1. Вищезгадані моделі у Табл. 4.4 та 4.5 були розраховані В. В. Головатим за допомогою програми *LvivMod*, яка не оновлювалася як за атомними даними, так і алгоритмами розрахунку декілька десятків років.
2. Оптимальні моделі світіння небулярних оболонок мають отримуватись відповідними математичними методами, а не підбором вхідних параметрів "вручну" , як це здійснювалося вище. На час розрахунку вищезгаданих моделей методи оптимізації ще не отримали широкого застосування у фотоіонізаційному моделюванні.
3. Програма *LvivMod* також не передбачала роботи з пилом, який може відігравати важливу роль у переносі як іонізуючого, так і неіонізуючого випромінювання в небулярному середовищі, і який, відповідно, необхідно враховувати в сучасних фотоіонізаційних моделях.

Для пошуку ОФМС ми використали програму Ґ. Ферланда *Cloudy v08.00* [7], модифіковану нами з метою задання радіального розподілу густини напів-емпіричним законом Головатого-Малькова [8] (див. вираз (4.1)) та з можливістю варіації його параметрів під час оптимізації, а в якості оптимізатора (процедури оптимізації) використано функцію *phymir* Пітера Ван Гуффа [58], яка входить у вищезгадану програму [7], як функція.

Слід відзначити, що дифузне іонізуюче випромінювання у програмі *Cloudy v08.00* розраховується у поєднанні наближень *Outward Only* та *On The Spot*, у програмі ж *LvivMod* воно враховується у детальний спосіб. Однак, як уже зазначалося вище, програма *LvivMod* базується на старих атомних даних та багатьох алгоритмах розрахунків, вона, також, не враховує наявності вмісту пилу та не враховує "вимивання" фотонів з емісійної лінії у континуум, а також не описує профілів емісійних ліній. Тому для пошуку ОФМС ми використовуємо стандартну програму *Cloudy v08.00*, з розширеною нами кількістю вільних параметрів.

Для пошуку ОФМС ми застосували наш підхід, розроблений первинно для пошуку оптимальних моделей світіння оболонок планетарних туманностей (див. детальний опис у праці [21]). Його загальні принципи полягають у наступному.

Процес розрахунку ОФМС розділено на три стадії. Фотоіонізаційні моделі, при цьому, розраховуються до досягнення іонізаційного фронту (падіння електронної температури нижче 4000^oK). На першій стадії розраховується іонізаційна структура небулярної оболонки, яка визначається значеннями температури центральної іонізуючої зорі T_{ef} та її світності L_*, радіальним розподілом концентрації газу $n_H(r)$ в оболонці та відстанню D до неї, а також хімічним складом He/H, O/H і S/H. На цій стадії використовують відносні інтенсивності $I(\lambda)/I(\mathrm{H}_\beta)$ тільки цих хімічних елементів. Вільними параметрами цієї стадії пошуку ОФМС були:

– відстань до об'єкта;
– світність центральної зорі L_*;
– ефективна температура T_{ef} центральної зорі;
– густина газу $n_H(r_c)$ на відстані r_c від центру об'єкта;
– параметр густини $DP = \frac{A}{r_c^2}$ (див. вираз (4.1));
– внутрішній радіус оболонки (r_{in});
– відносний вміст елементів He/H, O/H, S/H;
– відносний вміст пилу (розраховувалися моделі з силікатним та карбонатним пилом згідно з [7], у яких нормуючий множник $Dust\ factor$ був вільним параметром).

На другій стадії пошуку ОФМС вільними параметрами є тільки вміст A/H тих хімічних елементів, емісійні лінії яких спостерігаються в спектрах ПТ, що дозволяє уточнити значення вмісту кожного з таких еле-

ментів. На цій стадії пошуку більшість параметрів, які визначають іонізаційну структуру, були фіксованими.

Таблиця 4.6
Значення вільних параметрів для оболонок V1016 Cyg і HM Sge, знайдені в процесі розрахунку ОФМС.

	V1016 Cyg		HM Sge	
Вільні параметри	Початкові значення	Оптимальні значення	Початкові значення	Оптимальні значення
1	2	3	4	5
D [пк]	1360	1521	1360	1273
log L_*[ерґ/с]	37.35	37.50	36.76	38.13
log $T_{ef}[K]$	5.218	5.128	5.204	5.087
log $n_H(r_c)$[см$^{-3}$]	6.477	6.502	6.532	6.607
log(DP)	7.215	7.210	7.245	7.333
log r_{in} [см]	14.67	14.41	14.79	14.93
log He/H	-1.076	−1.095	-1.000	−0.963
log N/H	-4.260	−4.107	-4.155	−3.776
log O/H	-4.153	−4.035	-3.523	−3.524
log Ne/H	-3.959	−4.748	-3.378	−4.197
log S/H	-5.222	−5.153	-5.409	−4.290
log Ar/H	-6.155	−6.061	-5.824	−5.292
Dust factor	1.000	0.438	1.000	1.290

На третій стадії пошуку ОФМС здійснюється завершальний процес оптимізації всіх вільних параметрів.

Суть розрахунку ОФМС полягає у пошуку оптимальних значень параметрів поля іонізуючого випромінювання центральної зорі (світність L_*, або ефективна температура T_* та радіус зорі r_*), концентрації гідроґену $n_H(r)$ та відносного хімічного складу A/H оболонки з метою якнайточнішого узгодження обчислених значень інтенсивностей емісійного лінійчастого спектра (ЕЛС) та кутового розміру об'єкта з відповідними даними спостережень. Критерієм узгодженості у нашому випадку прийнята χ^2-функція, а основне завдання оптимізатора зводилося до її

мінімізації. Спостережувані інтенсивності ЕЛС для даних об'єктів взяті з праці [48].

Для задання форми іонізуючого *Lyc*-спектра центральної зорі використано моделі зоряних атмосфер Рауха [59]. Важливо відзначити, що в моделях Рауха врахована наявність зоряного вітру, що впливає на форму *Lyc*-спектра.

Під час кожного ФМС небулярної оболонки в процесі пошуку її оптимальної моделі із заданих оптимізатором значень параметра густини DP та концентрації $n_H(r_c)$ визначалася величина r_c за допомогою виразу (4.1) при $r = r_c$.

Таблиця 4.7

Порівняння спектрів ОФМС зі спостережуваними. I(H_β) = 100, довжини хвиль емісійних ліній подано в Å.

Параметр	V1016 Cyg		HM Sge	
порівняння	Спостереження	ОФМС	Спостереження	ОФМС
λ5007 [OIII] / λ4363 [OIII]	5.6±0.4	6.3	4.27±0.30	5.00
λ5876 HeI / λ6678 HeI	4.6±1.0	5.3	3.59±0.80	5.00
λ4471 HeI / λ4686 HeII	0.05±0.01	0.05	0.06±0.01	0.06
λ4070 [SII] / λ6731 [SII]	13.5±3.8	30.4	21.0±4.7	42.5
λ3869 [NeIII]	46.0±4.6	45.8	149.0±14.9	146.8
λ4070 [SII]	6.6±2.0	2.1	18.9±3.8	11.7
λ5755 [NII]	2.7±0.5	2.2	19.2±3.8	3.8
λ5007 [OIII]	172.0±8.6	179.1	363.0±18.2	379.1
λ4959 [OIII]	59.0±1.2	59.3	122±6.1	125.4
λ4363 [OIII]	31.0±1.6	28.3	85.0±4.3	76.6
λ4471 HeI	2.7±0.5	2.3	3.9±0.8	3.4
λ5876 HeI	8.2±0.8	8.8	11.5±1.2	13.4
λ6678 HeI	1.8±0.4	1.7	3.2±0.6	2.7
λ4686 HeII	53.0±5.3	42.0	68.0±6.8	55.9
λ6731 [SII]	0.5±0.1	0.1	0.9±0.2	0.2
λ6312 [SIII]	2.8±0.6	3.5	10.8±2.2	18.6
λ7135 [ArIII]	4.3±0.2	4.3	20.4±2.0	20.3
d''	0.50±0.25	0.37	0.50±0.25	0.32
$\log F(H_\beta)$[a]	-9.76±0.01	-9.76	-9.73±0.01	-9.73

[a] Потоки наведено в ерг $см^{-2}$ $с^{-1}$ $Гц^{-1}$ на відстані Землі.

Параметрами порівняння результатів обчислень з відповідними даними спостережень є:

– відносні інтенсивності емісійних ліній $I(\lambda)/I(H_\beta)$ і потік $F(H_\beta)$ у лінії H_β були виправлені за міжзоряне поглинання, а для уникнення

помилок, пов'язаних із зведенням апертур різних телескопів та кривих чутливості, для пошуку ОФМС використані спектри, отримані на одному телескопі;

– співвідношення між інтенсивностями ліній, які контролюють електронну температуру і форму іонізуючого *Lyc*-спектра;
– кутовий діаметр туманності d'', який разом зі спостережуваним потоком $F(\mathrm{H}_\beta)$ використовувався для пошуку відстані D до туманності.

Кутові розміри d'' обох об'єктів, отримані А. Р. Тейлором на радіоінтерферометрі VLA (див. Табл. 1 у [60]), рівні 0".5. Це значення, разом зі спостережуваними потоками в лінії H_β, були основними під час визначення оптимізатором відстаней до V1016 Cyg та HM Sge, а також зовнішніх радіусів їх небулярних оболонок.

У процесі пошуку ОФМС для кожної розрахованої моделі обчислювалося сумарне значення χ^2-функції, що складається з відповідних середніх значень χ^2 для відносних інтенсивностей емісійних ліній та діагностичних співвідношень, а також для значень $F(\mathrm{H}_\beta)$ та d''. Нагадаємо, що метою ОФМС є мінімізація сумарної χ^2-функції, а оптимальна модель відповідає мінімальному значенню цієї функції. У такому разі значення вільних параметрів такої моделі є оптимальними.

Описана вище методика розрахунку ОФМС була використана для визначення фізичних характеристик та хімічного вмісту небулярних оболонок V1016 Cyg та HM Sge і відстаней D до них. У випадку обох об'єктів спостережувані дані краще відтворюють моделі з силікатним пилом, тому далі розглядалися ОФМС з цим видом пилу. Для пошуку ОФМС V1016 Cyg тристадійним методом оптимізатор розрахував 6891 ФМС, а для HM Sge — 9277 ФМС.

Знайдені в результаті тристадійного пошуку ОФМС оптимізовані (оптимальні) значення вільних параметрів для V1016 Cyg та HM Sge наведені у колонках 3 і 5 Табл. 4.6, відповідно. З Табл. 4.6 видно, що відстань

з ОФМС для V1016 Cyg більша на ≈ 12%, ніж прийнята у початковій ФМС, а у випадку HM Sge навпаки – менша на ≈ 6%. Світність іонізуючої зорі в V1016 Cyg піднята в ОФМС, у порівнянні з початковим значенням, в ≈ 1.4 рази, натомість для HM Sge ця світність "зросла" майже більш ніж у 23 рази. Що стосується ефективної температури іонізуючої зорі, то вона "впала" на 19% у випадку V1016 Cyg та на 24% у випадку HM Sge. Параметри $n_H(r_c)$ та DP, які визначають радіальний розподіл густини, а також внутрішній радіус r_{in} небулярної оболонки в V1016 Cyg змінилися слабо, що свідчить про високу достовірність їх визначення за допомогою діагностичних методів. У випадку ж HM Sge зміни більші: $n_H(r_c)$ "зросла" на 19%, а DP змінилося всього на ≈ 1%. Що стосується вмісту гелію, то він "зменшився" на ≈ 4% у випадку V1016 Cyg і майже на 9% "збільшився" у випадку HM Sge. Вміст більшості важких елементів в ОФМС обох об'єктів вищий, ніж прийнятий в початкових моделях, за виключенням неону, вміст якого у початкових моделях був аномально високим.

У Табл. 4.7 порівнюються обчислені і спостережувані значення діагностичних співвідношень між інтенсивностями емісійних ліній [OIII] λ5007/ λ4363, HeI λ5876/λ6678 та [SII] λ4070/ λ6731 (два перші визначають діагностичну електронну температуру в зонах O^{++} та He^{+} відповідно, а два останніх – діагностичну електронну концентрацію в зонах He^{+} та S^{+} відповідно), а також ліній іонів сусідніх стадій іонізації гелію λ4471 HeI/λ4686HeII. Наведено також порівняння відносних інтенсивностей (відносно інтенсивності в лінії Hβ) рекомбінаційних ліній HeI, HeII і заборонених ліній [NII], [OIII], [NeIII], [SII], [SIII] та [ArIII], отриманих на одному телескопі та, у більшості своїй, надійних щодо відсутності блендування та інших факторів.

На Рис. 4.3 та 4.4 показано порівняння радіальних залежностей електронних температури T_e та концентрації n_e з радіальними залежностя-

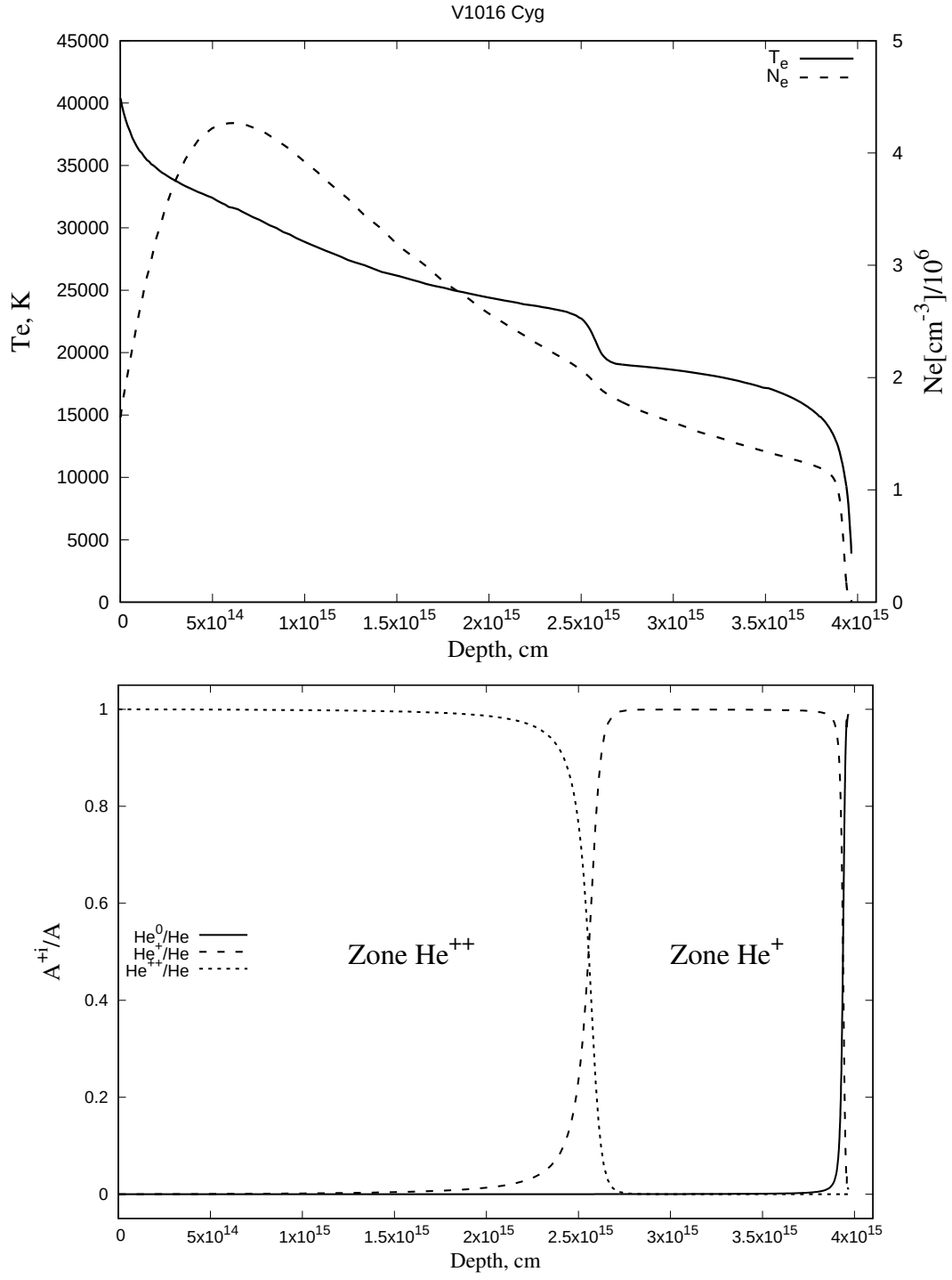

Рис. 4.3. Радіальні розподіли електронних температури та концентрації у порівнянні з радіальним розподілом вмісту гелію за стадіями іонізації для об'єкта V1016 Cyg.

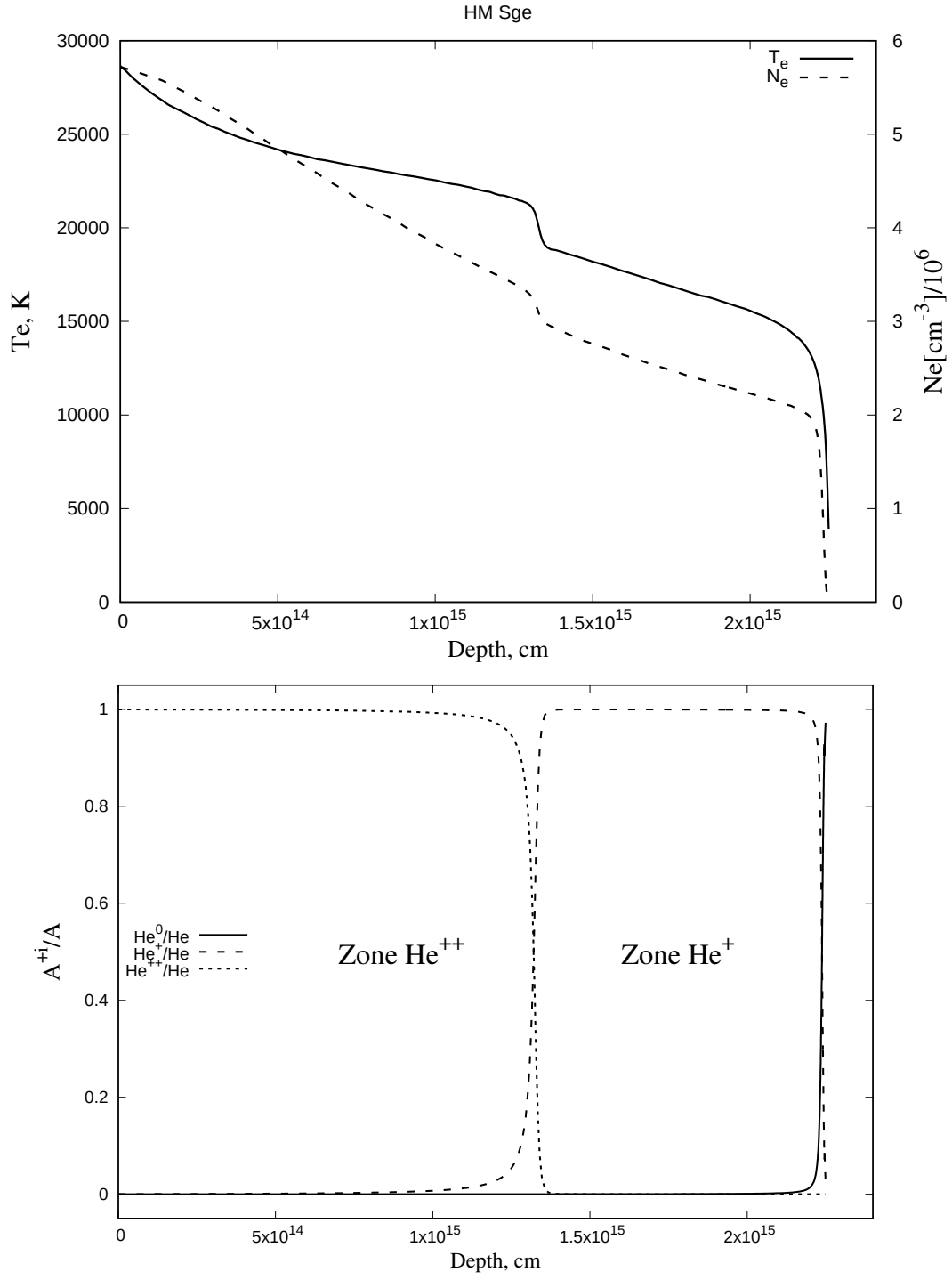

Рис. 4.4. Радіальні розподіли електронних температури та концентрації у порівнянні з радіальним розподілом вмісту гелію за стадіями іонізації для об'єкта HM Sge.

ми вмісту He^+/He та He^{++}/He, отриманих з ОФМС небулярних оболонок V1016 Cyg та HM Sge. На цих рисунках глибина небулярної оболонки, яка відраховується від її внутрішнього радіуса, рівна $Depth = Radius - r_{in}$. Видно, що температурний та концентраційний електронні радіальні розподіли мають чіткий перепад при радіусах, на яких вміст He^{++}/He переходить у He^+/He. Це свідчить про чіткий перехід від зони двічі іонізованого гелію до зони однократно іонізованого гелію, і водночас про різке падіння кількості іонізуючих квантів за $\lambda \leq 228$Å, що зумовлює виникнення межі між цими двома зонами іонізації. Такими розподілами характеризуються далеко не всі фотоіонізаційні моделі оболонок з неоднорідним розподілом густини, подібних до ПТ. Такі перепади у розподілах є ознакою чіткої стратифікації зон іонізації у небулярних середовищах даного типу, яка, можливо, приводить до вищезгаданої подібності розподілів n_e за радіусом та за потенціалами іонізації, відповідно.

Слід також зазначити, що згідно з результатами нашого моделювання розмір зон іонізації гідроґену та однократно іонізованого гелію практично однакові.

4.5. Детальний метод розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання у оболонках симбіотичних нових

Для розрахунку більш точних моделей світіння було розраховано моделі з застосуванням детального підходу. Для цього, на етапі розрахунку оптимальних моделей світіння HM Sge та V1016Cyg були згенеровані мапи емісійностей та оптичних товщин. Тут слід зауважити, що незважаючи на швидкість підходу, описаного у другому розділі даної роботи, процедура інтегрування потоків за напрямками є занадто громіздкою, аби застосувати її безпосередньо на етапі пошуку оптимальних моделей світіння.

Отже, для розрахунку моделей з використанням детального підходу було використано результати знайдених оптимальних ФМС (Табл. 4.6) у якості вхідних даних для "детальної" моделі.

Моделі, як і у випадку ОФМС, розраховувалися з використанням припущення про сферичну симетрію, та зупинялися при досягненні іонізаційного фронту ($T_e < 4000$K).

Розрахунки проводилися до збіжності в ітераціях з точністю 2%. Збіжність було досягнуто протягом 4-х ітерацій.

Також, слід зазначити що відстані до об'єктів були меншими ніж ті, що вказані у працях [64, 65]. У цих працях відстані до V1016 Cyg та HM Sge були визначені з використанням відношення період/світність. У даній праці відстань, натомість, визначалася на етапі оптимізаційного фотоіонізаційного моделювання. Відстань була вільним параметром на етапі ОФМС, а кутовий розмір іонізованого середовища та світність у лінії Hβ використовувалися як відповідні спостережувані величини для її визначення.

4.5.1. Результати детального розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання у оболонках симбіотичних нових На рисунках 4.5 та 4.6 зображені радіальні розподіли електронних температур та концентрацій, а також емісійностей у лініях [O III] 5007Å and [O III] 4363Å отриманих у результаті фотоіонізаційного моделювання світіння оболонок V1016 Cyg та HM Sge з використанням наближення *Outward Only* та детального методу розрахунку.

Як і очікувалося, у випадку детального методу розрахунку об'єм іонізованого газу є дещо меншим (як і у випадку моделей планетарних туманностей, описаних у попередніх частинах роботи).

Густина, що описується рівнянням 4.1 відповідає сферично-симетричній моделі, з піком по середині. Такий розподіл приводить до подібного піку у розподілі N_e. При цьому, відмінності між двома вище згаданими

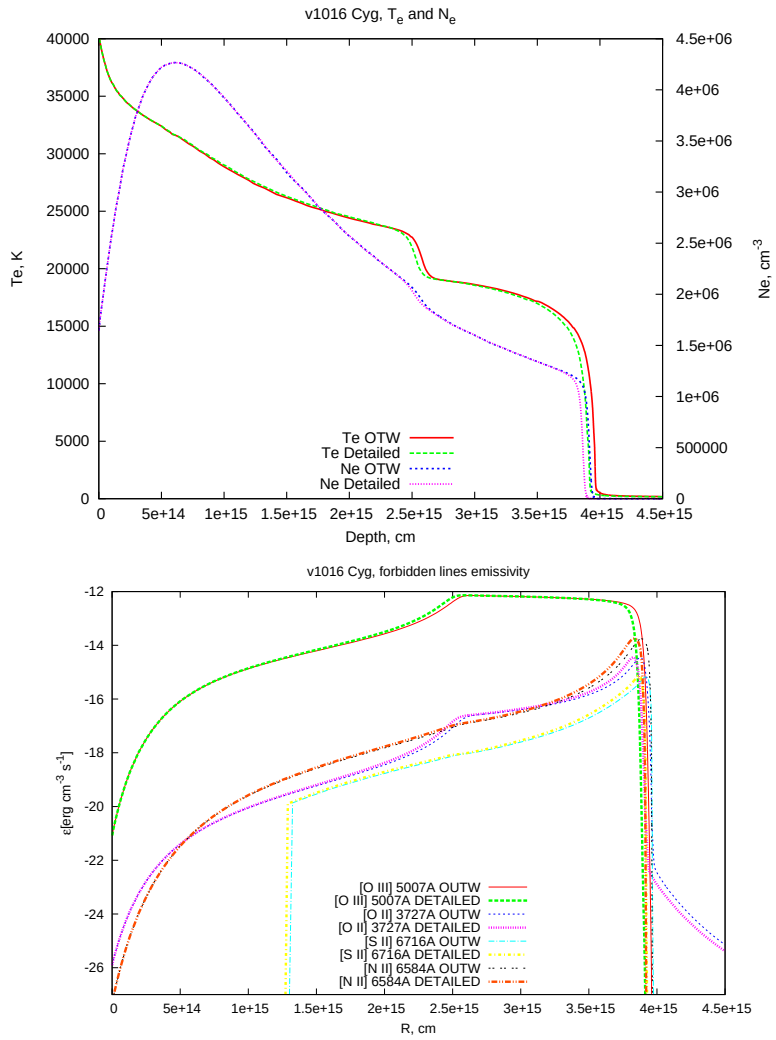

Рис. 4.5. Порівняння радіальних розподілів електронних температури T_e та N_e, а також важливих емісійних ліній [O III] та [O II], отриманих у результаті ФМС оболонки V1016 Cyg.

розподілами пов'язані переважно з наявністю важких елементів, які є джерелом вільних електронів при процесах фотоіонізації.

Слід зазначити, що поведінка розподілу N_e у випадку HM Sge відрізняється від аналогічного розподілу для моделі V1016 Cyg. У випаду останнього, розподіл електронної концентрації дуже схожий до розподілу густини, тоді як у разі моделі HM Sge пік є дуже близьким до центральної частини обєкта. Це пов'язано з тим, що внутрішній радіус r_{in} був вільним параметром під час оптимізаційного фотоіонізаційного моделювання світіння, і міг досягати значень, більших ніж r_c. Однак, такий "ступінь свободи" є виправданим, оскільки це дозволяє дещо гнучкіше налаштувати розподіл густини у процесі пошуку оптимальної моделі.

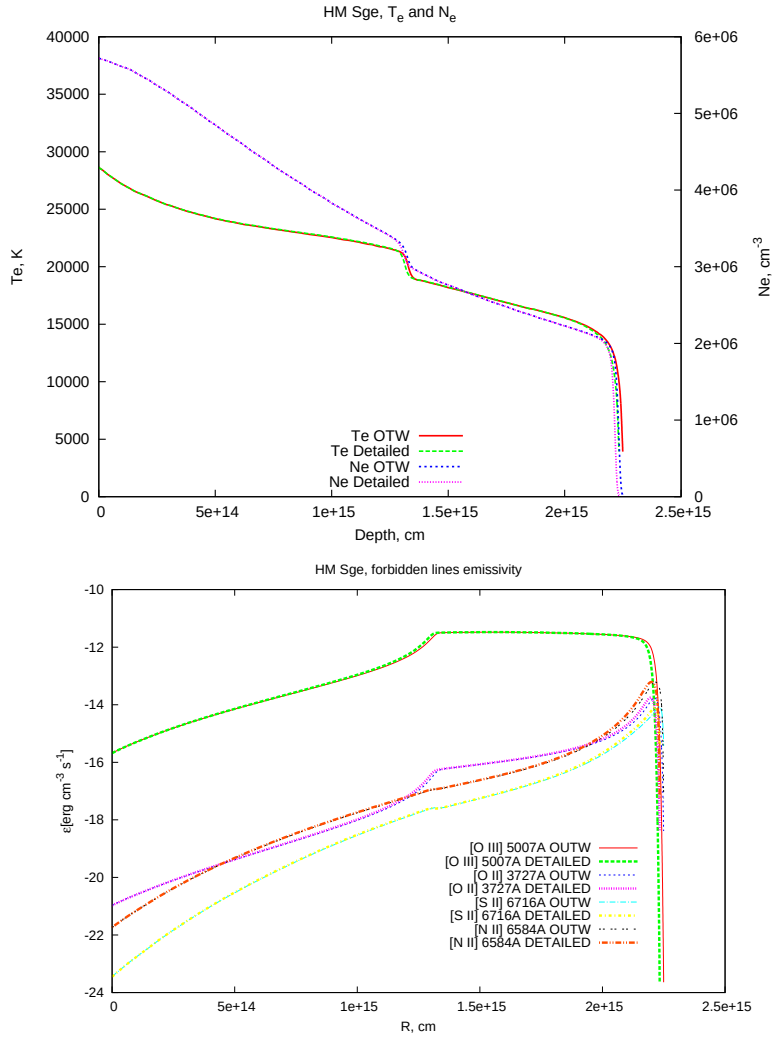

Рис. 4.6. Порівняння радіальних розподілів електронних температури T_e та N_e, а також важливих емісійних ліній [O III] та [O II], отриманих у результаті ФМС оболонки HM Sge.

Пік у радіальному розподілі густини може бути спричиненим ударною хвилею, породженою вибухом наднової. Такий розподіл, отриманий у ході оптимізаційного ФМС може містити цінну інформацію для подальших гідродинамічних симуляцій еволюції V1016 Cyg та HM Sge, та дозволяє пояснити відмінності у характеристиках цих середовищ.

Також, слід зауважити що у випадку детального методу розрахунку ДІВ, як і у випадку наближеного *Outward Only* присутній характерне стрибкоподібне падіння значень T_e та N_e в межах відстані від центру $(2.7 - 2.9) \times 10^{15}$см у моделі V1016 Cyg та $(2.1 - 2.2) \times 10^{15}$см у випадку HM Sge. Такий стрибок пов'язаний з рекомбінацією іона He^{++}. Ця особливість є дуже важливою з точки зору визначення радіального

розподілу густини на основі спостережуваних спектрів.

Також, з рисунків 4.5 та 4.6 можна зробити висновки що область двічі іонізованого гелію є дещо меншою у випадку моделей, розрахованих з використанням детального методу розрахунку ДІВ.

Таблиця 4.8

Порівняння емісійних лінійчастих спектрів оболонок V1016 Cyg та HM Sge отриманих у результаті ОФМС з використанням *Outward Only* методу з результатами моделей, розрахованих з детальним врахуванням ДІВ, з використанням результатів ОФМС у якості вхідних параметрів. Відмінності між наближенням *Outward Only* та детальним методом подані у абсолютних величинах.

Model of object:	V1016Cyg			HMSge		
Parameter	Outward Only	Detailed method	Δ^*, %	Outward Only	Detailed method	Δ^*, %
$\log L(\mathrm{H}\beta)$	30.546	30.543	-0.7	30.910	30.907	-0.7
[O II]λ3727/H_β	0.001	0.001	0.0	0.002	0.002	0.0
[O III]λ5007/H_β	1.820	1.829	0.0	3.791	3.812	0.6
[O III]λ4959/H_β	0.603	0.605	0.0	1.254	1.261	0.6
[O III] λ4363/H_β	0.286	0.292	2.1	0.766	0.778	1.5
He I λ4471/H_β	0.023	0.024	4.1	0.034	0.034	0.0
He I λ5876/H_β	0.091	0.093	2.2	0.134	0.135	0.8
He II λ4686/H_β	0.433	0.425	1.9	0.559	0.557	-0.4
[N II] λ6548/H_β	0.008	0.008	0.0	0.009	0.009	0.0
[N II] λ6584/H_β	0.023	0.022	-4.5	0.025	0.025	0.0
[N II] λ5755/H_β	0.023	0.023	0.0	0.038	0.038	0.0
[S III]λ9532/H_β	0.136	0.135	-0.8	0.038	0.038	0.0
[S III]λ9069/H_β	0.054	0.054	0.0	0.583	0.579	-0.7
[S II] λ6716/H_β	-	-	-	0.001	0.001	0.0
[S II] λ6731/H_β	-	-	-	0.003	0.003	0.0
[S II] λ4070/H_β	0.021	0.021	0.0	0.117	0.115	-1.7
[S II] λ4078/H_β	0.006	0.006	0.0	0.029	0.029	0.0

* $\Delta = (OutwardOnly - DetailedMethod)/DetailedMethod$

Зменшення об'єму іонізованої речовини у випадку використання детального підходу до розрахунку ДІВ призвело до зменшення зон іонізації різних елементів, і як наслідок, зменшення інтегральних значень емісійностей відповідних ліній. З метою більш детального вивчення впливу

обраного підходу до розрахунку ДІВ на отримані синтетичні спектри, у таблиці 4.8 наведено порівняння світностей у H_β та відносних потоків у важливих оптичних емісійних лініях, отриманих у моделях з використанням наближення *Outward Only* та детального підходу. Як легко побачити, найбільш суттєва відмінність між результатами, отриманими з застосуванням різних підходів становить 4.5% у випадку лінії [N II] λ6584Åдля V1016 Cyg, і 1.5% у випадку HM Sge для лінії [O III] λ4363. Таким чином, лише у разі [N II] λ6584Åдля V1016 Cyg похибка перевищує точність розрахунків. Однак, таке відхилення легко пояснити малою інтенсивності лінії, що збільшує роль похибки заокруглення.

Як бачимо, застосування наближення *Outward Only* є цілком виправдане у випадку моделей симбіотичних оболонок V1016 Cyg та HM Sge.

4.6. Висновки

У цій праці представлено результати досліджень небулярних оболонок симбіотичних нових V1016 Cyg та HM Sge за допомогою як діагностичних, так і модельних методів. Використовуючи діагностичний метод перетину кривих $N_e - T_e$ [49], побудованих на основі доступних зі спостережуваних спектрів діагностичних співвідношень між інтенсивностями емісійних ліній, було виявлено важливу подібність між розподілами густини за радіусом небулярної оболонки згідно з формулою (4.1) та, відповідно, за потенціалами іонізації іонів (див. Рис. 4.1). Така подібність, у разі її виявлення в інших компактних небулярних середовищах, відкриває шлях до розробки нового підходу до визначення розподілу густини вздовж променя зору в даного типу небулярних середовищах. Заснований на результатах діагностики їх емісійних лінійчастих спектрів, цей підхід дозволить швидко отримувати параметри просторового розподілу густини. Слід відзначити, що такі параметри є необхідними для деталь-

ного фотоіонізаційного моделювання структури небулярних об'єктів.

Виявлена подібність просторового розподілу густини до розподілу концентрації речовини у небулярному середовищі за потенціалами іонізації спонукає до пошуку аналогічної залежності в оболонках планетарних туманностей. Слід відзначити, що планетарні туманності є першочерговими об'єктами для такого дослідження, оскільки використаний напівемпіричний розподіл (4.1) був отриманий Головатим та Мальковим [8] з аналізу ізофот цих об'єктів.

Слід зауважити, що сучасні результати досліджень (див. напр. [41–43]) вказують на те, що досліджувані у цій праці об'єкти є повторними симбіотичними новими, про що свідчить фрагментарний характер цих оболонок. Іонізована частина цих оболонок, яку ми досліджували діагностичними та модельними методами, показує характер розподілу густини, подібний до виявленого у планетарних туманностях [8], що за формою близькі до сферичних. Це вказує на спільність процесів, що приводять до появи оболонок планетарних туманностей та симбіотичних подвійних систем як повторних нових, і потребує подальших досліджень, зокрема, за напрямом гідродинамічних симуляцій еволюції цих двох типів небулярних середовищ.

Фотоіонізаційне моделювання світіння V1016 Cyg та HM Sge було здійснене нами на основі результатів, отриманих діагностичними методами (хімічний вміст, розподіл густини, ефективна температура центральної зорі). Спочатку було побудовано наближену модель, результати якої використано для ініціалізації пошуку оптимальної фотоіонізаційної моделі для кожного з цих об'єктів. З цією метою було використано розроблений авторами праці [21] раніше тристадійний метод пошуку оптимальної моделі світіння, який забезпечив швидкий збіжний пошук останньої.

Моделі, розраховані з використанням детального методу розрахунку ДІВ на основі знайдених оптимальних ФМС дали результат, дуже по-

дібний до результату наближеного врахування дифузного іонізуючого випромінювання. Це говорить про виправданість застосування наближеного методу розрахунку ДІВ під час розрахунку ОФМС.

Слід зауважити, що в таких об'єктах, як V1016 Cyg та HM Sge можлива асиметрія оболонок (значні відхилення від сферичної симетрії, прийнятої під час моделювання), спричинена наявністю більш ніж одного ядра в туманності та, відповідно, перетоком речовини між ними з формуванням акреційних дисків та джетів. Зокрема, на це вказують результати спостережень на HST та VLA [44] об'єкта HM Sge. Компактність даних об'єктів та їх невеликі кутові розміри приводить до висновку, що відтворення морфології їх оболонок може базуватися в основному на спектральному аналізі. Детальне фотоіонізаційне моделювання потребує використання багатьох емісійних ліній, а не двох-трьох (див. напр. праці [41, 44]). Сучасні ж спектроскопічні спостереження цих об'єктів (див. також [42, 45]) в основному починаються з $\lambda \geq 4000$Å. Для коректної ж діагностики та моделювання необхідно мати більший набір діагностичних співвідношень між інтенсивностями емісійних ліній (наприклад, λ3726Å/λ3729Å[O II]). Таким чином, постає потреба спостережень даних об'єктів з високим відношенням сигнал/шум у більш широкому спектральному діапазоні довжин хвиль (принаймні λ3500Å–λ7500Å).

РОЗДІЛ 5

МОДЕЛІ СВІТІННЯ КАРЛИКОВОЇ ГАЛАКТИКИ З АКТИВНИМ ЗОРЕУТВОРЕННЯМ

5.1. Вступ до задачі

Карликові галактики, на відміну від галактик типу Чумацького Шляху, характеризуються малими розмірами та низькою світністю (до $10^8 L_\odot$), що пов'язано з відносно малою кількістю зір. За масою карликові галактики не перевищують 10% маси нашої Галактики. За типами, їх поділяють на: карликові еліптичні галактики (dE); карликові сфероїдальні галактики (dSph); карликові неправильні галактики (dIm); карликові блакитні компактні галактики (dBC)

У даній праці досліджуються карликові неправильні галактики, схожі за структурою на галактику NGC 1569 – одну з найближчих та найкраще досліджених представниць об'єктів цього типу. Відстань до галактики становить 3.19 Мпк. Кутові розміри об'єкта становлять 3,6' x 1,8', при видимій зоряній величині 11.2 та масі 6-7 $\times 10^5$ $M_\odot$ [80]. Галактика характеризується активними спалахами зореутворення.

Даний розділ присв'ячений дослідженню іонізаційної структури (просторових розподілів важливих фізичних параметрів, що описують цю структуру) та вихідних синтетичних спектрів карликових галактик з активними спалахами зореутворення, а також вирішенню ряду важливих фізичних завдань, що можна розв'язати використовуючи спектри випромінювання, такі як перевірка виразів для визначення швидкості зореутворення та тестування діагностичних методів.

Як вже згадувалося у 1.2 основна інформація про фізичні параметри небулярного середовища отримуються з їх спостережуваних ліній-

частих емісійних спектрів з подальшим використанням так званих діагностичних методів. Однак, в усіх цих методах використовується припущення про сталість електронних температур та концентрацій у межах однієї зони іонізації. Хоча, з метою пояснення відмінностей між n_e та T_e, отриманих з використанням різних діагностичних методів часто використовується припущення про неоднорідність середовища. Температурну неоднорідність часто характеризують за допомогою так званого параметру t^2. Однак, існують інші підходи. Наприклад, Матіс у своїй праці [26] для опису неоднорідностей концентрації та температури запропонував використання відношення мас областей, що випромінюють лінії, $f = (N_2 n_2 V_2)/(N_1 n_1 V_1)$, де n_1 і n_2 є електронними температурами в двох різних областях іонізованого газу, V_1 та V_2 – їх об'єми, а N_1, N_2 – концентрації іонів, що випромінюють відповідні емісійні лінії у цих областях. Базуючись на цій роботі, Стасінська [27] модифікувала параметр Паймберта t^2 з метою опису неоднорідностей в іонізованих туманностях.

Попри всі спроби врахувати неоднорідність фізичних умов НС у підходах, що базуються на діагностичних співвідношеннях, проблематичність використання таких підходів стає ще більш очевидною у випадку дослідження зон HII з суттєвими гідро- та хемодинамічними процесами (див., напр., [29] для 30 Doradus і [30] – для моделей зон HII, видутих зоряним вітром і бульбашок на радіаційній стадії).

У випадку дослідження іонізаційної структури усієї галактики незастосовність діагностичних методів стає ще більш очевидною, оскільки у ній співіснують області газу, що характеризуються сильно відмінними значеннями температури, концентрації та металічності [28, 33]. Таким чином, для отримання адекватної оцінки іонізаційної структури таких об'єктів використання ФМС стає просто необхідним. З його допомогою ми зможемо отримати синтетичний емісійний лінійчастий спектр, який би враховував складну морфологію об'єкта.

З іншого боку, в розділі 3 було показано важливість обраного підходу до розрахунку ДІВ у разі неоднорідного розподілу густини НС. У випадку карликових галактик, які є далекими від припущення про сферичну симетрію ця проблематика постає ще гостріше, оскільки у модельному об'ємі може утворюватися довільна кількість ділянок, затінених від прямого іонізуючого випромінювання, однак, доступних для іонізуючих квантів дифузної компоненти випромінювання, що надходить з різних частин гарячого проіонізованого середовища.

Для отримання синтетичних спектрів емісійних ліній, а також для детального розрахунку ДІВ необхідно отримати просторові мапи емісійностей та оптичних товщин для емісійних ліній та різних ділянок неперервного спектра (континууму) іонізуючого випромінювання. З цією метою використано підхід, описаний у працях [1] та [57] що полягає у поєднанні використання хемодинамічних симуляцій (ХДС) та мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання (МФМС). Це дозволить отримати синтетичні спектри випромінювання та порівняти їх зі спостережуваними, а також, здійснювати ФМС КГ з використанням детального підходу. Це ж, у свою чергу, дозволить перевірити результати ХДС КГ на відповідність спостережуваним даним, перевірити застосовність наближеного підходу до розрахунку ДІВ, перевірити коректність застосування діагностичних методів для аналізу фізичних умов та хімічного вмісту НС КГ на моделях з застосуванням детального методу.

Опишемо коротко алгоритм підходу до розрахунку ФМС КГ, детально викладений у працях [1] та [57]:

1) На першому етапі за основу для моделювання світіння КГ беремо результати ХДС та адаптуємо їх для нашого моделювання. Це дозволяє нам отримати фізичні параметри, що визначаються, в першу чергу, хемодинамічними процесами. Зокрема, йдеться про просторовий розподіл густини та хімічного вмісту важких елементів у всьому об'ємі модельова-

ного нами НС, а також розподіл електронних температури та електронної концентрації у каверні, видутій спалахами, спричиненими активними процесами зореутворення у центральній частині галактики.

2) Отримавши з першого етапу просторові розподіли густини гідрогену та хімічного вмісту елементів, можна використати їх у якості вхідних даних для подальшого ФМС НС галактики. На цьому етапі розв'язується рівняння переносу випромінювання з урахуванням усіх елементарних фізичних процесів, що супроводжують цей перенос. Дифузне іонізуюче випромінювання на цьому етапі розраховується в наближення *Outward Only*. Таким чином, можна отримати фізичні характеристики та іонізаційну структуру небулярного середовища за межами каверни, де ключову роль у визначенні фізичних параметрів відіграють процеси фотоіонізації. Слід зазначити, що на цьому етапі окрім даних, отриманих з результатів ХДС нам необхідна також інформація про спектр випромінювання центрального іонізуючого джерела (зір у центральній частині галактики). Ці спектри були отримані за допомогою програми *Starburst99* [66].

3) Отримані на попередньому етапі мапи емісійностей та оптичних товщин можна використати для подальшого ФМС НС КГ з застосуванням детального методу для розрахунку ДІВ.

У даній частині роботи описано кожен з етапів цього дослідження, а також, показано важливі результати, які можуть бути отримані з використанням такого підходу. Також у цьому розділі використано розраховані під час моделювання для різних віків світності в лінії H_α та потік у ІЧ смузі 24 μm від небулярного середовища КГ для перевірки популярних методик визначення SFR у цих об'єктах.

5.2. Опис хемодинамічних симуляцій

У дослідженнях, представлених у цій частині роботи, використані результати ХДС, отримані в праці Реккі та Генслера [67]. У цій праці було проведено ХДС для карликової компактної галактики NGC1569 з різними значеннями баріонної маси та початковими газовими конфігураціями з метою вивчення умов за яких активно розвиватимуться структури, утворені галактичним вітром, який у свою чергу визначатиме розподіл важких елементів, утворених у процесах зореутворення.

У всіх ХДС автори вищезгаданої праці використовували припущення про аксіально-симетричну геометрію та обертання навколо осі симетрії з виконанням так званої теореми Пуанкаре-Вавра [68] (частота обертання залежить лише від відстані до осі симетрії, і не залежить від вертикальної координати). Таке припущення дозволило авторам перейти до 2D геометрії при чисельному розв'язку газодинамічних рівнянь, у циліндричних координатах. Еволюція концентрації різноманітних хімічних елементів при цьому описувалася за допомогою відповідних скалярних полів. Під час ХДС детально враховувалися також внески у джерела енергії та хімічних елементів від Наднових II-го та Ia-типів, а також від вітрів як масивних, так проміжної маси зір. Деталі чисельного алгоритму програми для ХДС можна знайти у працях [69–71].

На відміну від моделей з [71], моделі з [67] не є прив'язані до конкретного об'єкта, а спрямовані на вивчення розвитку структури середовища при різних заданих початкових умовах. Також, результати у цій праці відрізняються від попередніх значно кращою просторовою роздільною здатністю і більш коректною процедурою опису хімічного відгуку. Тому, ці результати є оптимальними для використання у якості вхідних даних для МФМС та отримання просторових мап емісійностей та оптичних товщин. У даному дослідженні за основу була взята модель L8F, тобто

модель КГ з баріонною масою 10^8 $M_\odot$ і плоскою початковою газовою конфігурацією.

У моделі L8F використовується припущення про те, що швидкість процесів зореутворення залишається сталою протягом перших 500 млн. років (Myr) галактичної еволюції і рівною $2.67 \cdot 10^{-2}$ $M_\odot$ yr^{-1}.

Типові мапи густини та температури, отримані з результатів ХДС моделі L8F [67] показана на рис. 5.1.

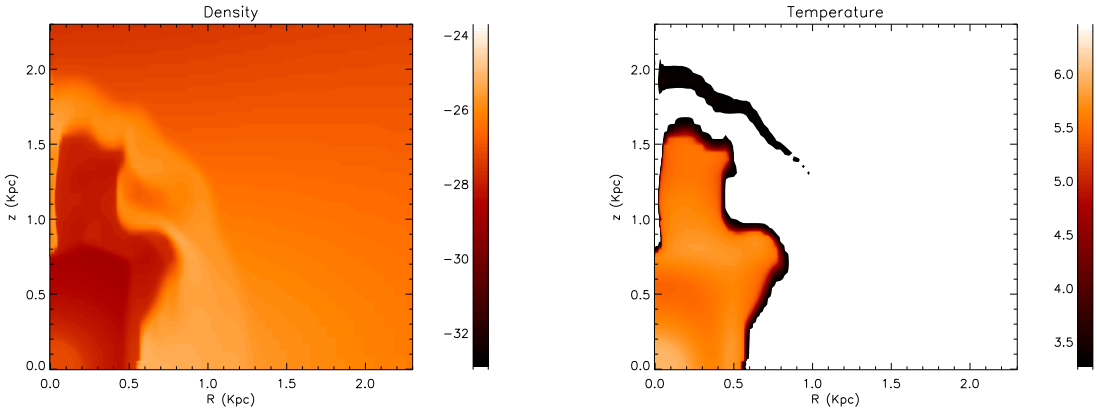

Рис. 5.1. Мапи густини газу (верхній рисунок) і температури (нижній рисунок), отримані з моделі L8F (див. текст для деталей ХДС), розраховані для віку 140 Myr. Яскравіші кольори відповідають більшій густині (наведена у lg [г/см^3]) та температурі (наведена у lg [K]). Рисунок та детальний опис ХДС можна знайти у працях [1] та [57].

5.3. Розподіл енергії в спектрі іонізуючого випромінювання.

Розподіл енергії в спектрі іонізуючого випромінювання (*Lyc*-спектр), що надходить від центрального скупчення зір був отриманий за допомогою симуляцій еволюції області зореутворення з використанням програми *Starburst99*. Швидкість зореутворення була прийнята такою ж, як і у ХДС. Також, було прийнято функцію початкових мас (IMF, від англ. initial mass function) Круппа та використано еволюційні AGB треки Падова для металічності Z=0.004, а також модель вітру Мадера [31], [32].

Симуляції *Starburst99* розраховувалися до 200 Myr з кроком 1 Myr.

Детальніше синтетичний розподіл енергії у спектрі випромінювання центральної області зореутворення описаний у [1] та [57]. Тут лише коротко зазначимо, загальна кількість іонізуючих квантів, Q_{ion}, випромінених областю зореутворення за одиницю часу при вибраних, описаних вище вхідних параметрах, слабо залежить від віку. Це є типовим для даного характеру зореутворення, коли SFR є відмінним від нуля (місце зір що проеволюціонували займають новоутворені зорі).

5.4. Мультикомпонентне фотоіонізаційне моделювання.

У цій частині роботи коротко описано алгоритм розрахунку ФМС на базі ХДС [1,57] з використанням мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання небулярного газу, а також проаналізовано результати цих розрахунків, а саме - мапи емісійностей важливих ліній та результуючий спектр, що покидає об'єкт.

У цій частині, як і у попередніх частинах даної дисертаційної роботи за основу було взято код Гаррі Ферланда CLOUDY 08.00 [7].

У виборі підходу до реалізації МФМС опиралися на наступні важливі висновки, які можна зробити з результатів ХДС (див. рис. 5.1):

1. Іонізований газ можна розділити на два компоненти: Перша компонента - гаряча та розріджена каверна, видута зоряними вітрами та спалахами наднових у центральній частині галактики. Ця область характеризується дуже високим вмістом важких елементів, високою температурою та низькою концентрацією частинок. Фізичні характеристики цієї зони визначаються в основному дією ударних хвиль, а тому розподіл електронної температури у цій області не може бути визначений на етапі фотоіонізаційного моделювання. Натомість цей розподіл був отриманий з результатів ХДС, та використали як вхідні дані для розрахунку МФМС.

Друга компонента — це так звана "стіна та газ, не збурений супервітром. Ця компонента характеризується суттєво вищою густиною та меншим вмістом важких елементів, характерним для міжзоряного середовища (МЗС). Цій області властива низька гідродинамічна температура, оскільки нагрів унаслідок гідродинамічних процесів мінімальний. Однак, у цій компоненті ключову роль у нагріві газу відіграють процеси іонізації, спричинені іонізуючими квантами випромінювання, що проникають у цю область з центральної частини. Тому, для визначення фізичних параметрів НС у цій ділянці ключову роль відіграє розв'язок рівняння переносу випромінювання, і температура може бути визначена розв'язком рівняння енергетичного балансу у процесі розрахунку ФМС.

2. Ще один висновок, який можна зробити стосується геометрії об'єкта. Очевидно, що об'єкт не можливо описати ні плоско-паралельною, ні сферичною, ні циліндричною геометрією, які пропонуються кодом Гаррі Ферланда CLOUDY 08.00. Натомість можна використати припущення про аксіальну симетрію. Для вирішення аналогічної задачі Моріссет [72] запропонував так зване псевдо-3D розширення *Cloudy_3D* програми CLOUDY для реалізації моделювання небулярним середовищ, використовуючи багато 1D фотоіонізаційних моделей. Однак, з ряду причин, було прийнято рішення розробити власний драйвер для розрахунку МФС: 1) Для розрахунку ФМС у даній праці використовувалася не стандартна, а модифікована версія Cloudy для розділення модельованого НС на дві компоненти, згадані вище. 2) Для генерації мап яскравості та профілів емісійних ліній Моріссет [72] розробив спеціалізовану IDL-процедуру. Однак, IDL не є вільним програмним забезпеченням, а тому не є доступним для всіх астрофізиків, зацікавлених у такому моделюванні. Натомість для отримання синтетичних спектрів з різних позицій штучних апертур ми використали

код DiffRay, описаний у розділі 2.3.

Для урахування складної геометрії об'єкта модельний об'єм був розбитий на 20 секторів у кожному квадранті [57] так, що сектор 1 прилягає до галактичної площини, а сектор 20 - до осі симетрії. Кожний з таких секторів був розбитий на 200 одинакових за товщиною (11.5 пк) радіальних компонент. Газ на відстанях від центру більших, ніж 2.3 кпк розглядався як частина міжгалактичного середовища. Тому моделювання на цій відстані зупинялося. Враховуючи аксіальну симетричність, достатньо розрахувати моделі у межах одного квадранту.

Таким чином, у кожному секторі були задані за результатами ХДС у радіальних напрямках розподіли (за компонентами) концентрації гідрогену, електронної температури (використовувався тільки у SWR) та відносного вмісту 8-ми хімічних елементів (He/H, C/H, N/H, O/H, Mg/H, S/H, Si/H, Fe/H). Сам алгоритм підходу та прийняті на етапі МФМС припущення детально описані у [57].

Важливо зазначити, що дифузне іонізуюче випромінювання було розраховане в наближенні "outward-only", яке використовується в CLOUDY за замовчуванням. МФМС КГ були розраховані в інтервалі віку області зореутворення від 10 до 200 Myr з кроком 10 Myr. Після кожного кроку по віку брався відповідний результат ХДС та Lyc-спектр з Startburst99.

Результати МФМС представлено та детально проаналізовано у праці [57]. Тут лише тезисно зазначимо основні висновки, отримані на етапі МФМС:

– Так звана область супер-вітру, з високою характерною електронною температурою та низькою електронною концентрацією чітко відмежований від зовнішньої області газу, з низькою температурою та високою електронною концентрацією. На межі цих областей цілком можливим стає те, що у деяких секторах на деяких етапах еволюції

виникають осциляції температури, які вказують на існування холодних областей, оточених з внутрішньої та зовнішньої сторін гарячими областями.

– У випадку секторів, наближених до галактичної площини емісійності різко спадають на відстанях від 0.8 to 1.3 кпк (зустрічається іонізаційний фронт), тоді як у секторах з більшим порядковим номером лінії H_α та H_β випромінюються аж до краю карликової галактики. Це можна пояснити геометрією об'єкта: у секторах, наближених до галактичної площини "збирається" більша кількість речовини, що пов'язано з обертанням об'єкта. Таким чином, оптична товщина у таких секторах є більшою, і, відповідно, такі сектори є "іонізаційно-обмеженими" ($T_e < \approx 4000$ на краю сектора), тоді як у "вищих" секторах густина менша (порядку 0.1 см$^{-3}$), і відповідно, вони є повністю проіонізованими (T_e в межах від 4000 і 32000 K).

5.5. Детальний метод розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання у карликових галактиках з активним зореутворенням

У моделях, розрахованих у [57], використовувалось наближення *Outward Only* для розрахунку дифузної компоненти іонізуючого випромінювання. Однак, середовище карликових галактик є дуже неоднорідне. Зважаючи на наші аргументи стосовно доцільності використання наближених методів, наведені у попередній частині роботи, у даному випадку доцільно застосувати детальний метод розрахунку ДІВ.

У цьому розділі ми розглянемо моделі, розраховані з використанням детального методу розрахунку ДІВ, проаналізуємо вплив обраного методу на іонізаційну структуру та синтетичні спектри розрахованих моделей.

Як вже згадувалося раніше, у результаті розрахунку мультикомпонентних фотоіонізаційних моделей ми отримуємо мапи емісійностей та оптичних густин. Ці мапи можна використати не лише для отримання спектрів з різних позицій синтетичних апертур, але й для розрахунку МФМС з використанням детального методу. Алгоритм розрахунку детально описаний у розділі 2.1.

Як зазначалося раніше, детальний метод є доволі громіздким, тому у даній частині роботи розраховано та проаналізовано модель лише для трьох вибраних віків : 10, 70 та 140 млн. років.

Вік вибирався, виходячи з вимоги, що в об'єкта має бути розвинена зона супервітру, що дає змогу проаналізувати відмінності у результатах, отриманих з застосуванням різних підходів до розрахунку ДІВ на прикладі моделі з суттєво неоднорідним розподілом густини.

У таблицях 5.3, 5.4 наведено порівняння деяких важливих оптичних ліній, отриманих з використанням наближеного методу *Outward Only* та детального методу розрахунку для різних секторів.

Як у випадку 10 млн. років, так і у разі 70 млн. найбільші відмінності проявляються у першому секторі. Як легко побачити з розподілів електронних температури та концентрації (див. рис. 5.5, 5.9 та 5.13, перший рядок перша колонка), у випадку використання детального підходу до розрахунку потоків ДІВ у першому секторі не спостерігається іонізаційного фронту. Це пов'язано з тим, що у разі використання детального методу враховуються кванти іонізуючого випромінювання, що потрапляють у затінену стіною ділянку з сусідніх секторів. Це призводить до суттєвого збільшення кількості квантів у лінії H_β та H_α за рахунок збільшення зони іонізації гідрогену, і, відповідно, до зменшення відносних потоків. З іншого боку, як легко побачити з радіальних розподілів емісійності (див. рис. 5.9, другий рядок друга колонка), лінії оксиґену та сірки здебільшого генеруються у стіні, де вплив методу не такий суттє-

вий. Таким чином, у випадку детального методу суттєво збільшуються потоки у лініях гідрогену та гелію, тоді як абсолютні значення потоків у заборонених лініях залишаються приблизно такими ж. Втім, слід зазначити, що вище вказані відмінності у результатах, отриманих різними методами розрахунку ДІВ проявляються чіткіше для старших віків. Це пов'язано з тим, що у випадку 10 млн. років стіна ще не сформувалася, і відповідно, у випадку Outward Only підходу іонізаційний фронт зустрічається пізніше у порівнянні зі старшими віками.

У випадку 8-го та 13-го секторів відмінності значно менш суттєві. З одного боку, світність у лініях H_β та H_α у моделях з використанням детального методу розрахунку ДІВ дуже мало відрізняється від світностей, отриманих у моделях з використанням наближеного методу. З іншого боку - у випадку детального розрахунку ДІВ середні значення електронної температури є вищими (рис. 5.6, 5.7 для 10 млн. років та рис. 5.10, 5.11 для 70 млн. років). Це призводить до того, що атоми O та S перебувають на вищих стадіях іонізації, і потоки у лініях іонів S^+, O^+ та O^{++} зменшуються.

У випадку 19-го сектору відмінності у результатах моделей, розрахованих з використанням різних підходів до врахування ДІВ є суттєво більшими у порівнянні з 8-м та 13-м секторами. Це пов'язано в першу чергу зі згустком речовини на осі обертання, що створює затінену зону для квантів іонізуючого випромінювання у випадку використання наближеного методу. У разі використання детального методу, у сектор потрапляє велика кількість квантів іонізуючого випромінювання з сусідніх секторів, що призводить до суттєвого зростання електронних температури та концентрації (рис. 5.12). Слід відзначити, що для цього сектору у разі застосування детального методу характерна суттєво більша температура у стіні, що значно збільшує потік у лініях OII.

Таким чином, як і очікувалося, найбільші відмінності у іонізаційній

структурі при виборі різних підходів до розрахунку ДІВ проявляються у секторах, де неоднорідність розподілу густини є найбільш чітко вираженою.

5.6. Розрахунок синтетичного спектра модельних апертур.

Для розрахунку синтетичного емісійного лінійчатого спектра на основі мапи емісійностей ми розробили 3D-програму *DiffRaY*, описану у другому розділі цієї дисертаційної роботи. Як вже зазначалося, ця програма дозволяє інтегрувати потоки в емісійних лініях за тілесним кутом, визначеним позицією апертури відносно позиції спостерігача.

На рисунку 5.2 подано позиції синтетичних апертур, що використовувалися нами для отримання спектрів. Апертури підібрані таким чином, щоб отримати інформацію з різних ділянок об'єкта з різними фізичними характеристиками.

- Центральна апертура (з нульовим порядковим номером) включає у себе центральне джерело, і, таким чином, отриманий з цієї позиції спектр містить у собі як пряму компоненту випромінювання, так і дифузну.
- Апертура 1 включає в себе ділянки об'єкта, наближені до центральних, однак є відхиленою від центру, і таким чином вона не містить у собі прямої компоненти випромінювання, що надходить від іонізуючого джерела (центральної області зореутворення).
- Апертура 2 – це апертурна позиція, дещо віддалена від центральної ділянки з активними процесами зореутворення.
- Апертура 3 містить ділянки об'єкта, наближені до екваторіальної площини об'єкта, віддалена від осі обертання.
- Апертура 4 "бачить" край галактики – одну з найвіддаленіших від

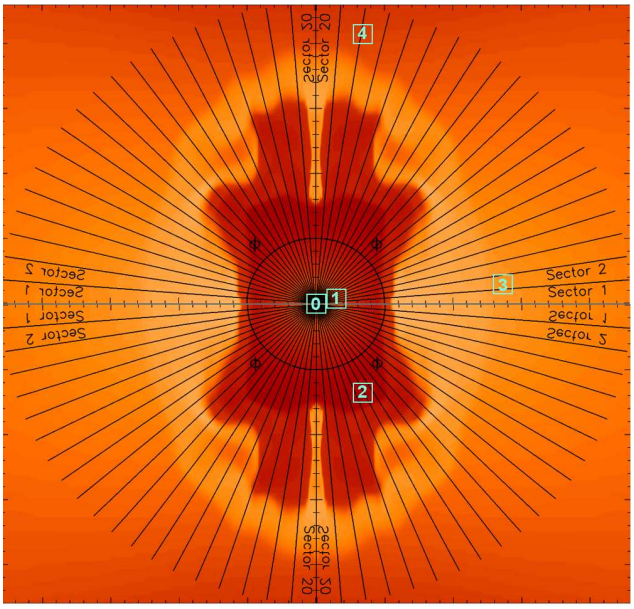

Рис. 5.2. Позиції синтетичних апертур.

центральної частини ділянку КГ.

Кут нахилу галактики відносно спостерігача $\alpha = 0^o$ (див. рис. 5.2).

Як вже згадувалося вище ми використаємо спектроскопічні спостереження цієї галактики для порівняння результатів моделювання з спостереженнями. Апертури задані з кутовим розміром $3'' \times 3''$, які на прийнятій відстані 3.4 Мпк відповідає квадрату 49 пк $\times$ 49 пк, через який видно елемент об'єму галактики, який формує спектр.

До кожної з відповідних апертурних позицій застосовувався алгоритм процедури інтегрування з адаптивним кроком, описаний у відповідному розділі праці. Мапи емісійностей та оптичних товщин були отримані на попередньому кроці як результат МФМС. З іншого боку, для кожної з апертурних позицій ми отримали хімічні вмісти, зважені за масою та світністю у лініях оксиґену, для подальшого порівняння з результатами діагностики.

5.7. Порівняння синтетичних оптичних спектрів зі спостережуваними даними

У праці [1] зроблено порівняння синтетичних спектрів, отриманих у різних позиціях апертур з застосуванням наближеного методу Outward Only зі спостережуваними даними. Метою цієї частини роботи є аналогічний аналіз на основі результатів МФМС з застосуванням детального підходу до розрахунку ДІВ.

Таблиця 5.1
Порівняння модельних інтервалів зміни відносних інтенсивностей емісійних ліній у спектрах, розрахованих у наближенні Outward Only та детальним методом (Detailed) розрахунку ДІВ, для позицій синтетичної апертури, описаних у попередньому підрозділі, із відповідними даними спостережень галактик, відселектованими у працях [1, 57] з вибірки об'єктів, наведених у праці [76]. Довжини хвиль емісійних ліній подано в Å.

Відносна інтенсивність	Спостережувані межі	Outward Only	Detailed
[OIII] λ5007/H_β	0.58 .. 7.84	0.09 .. 2.42	0.04 .. 2.05
[OIII] λ4363/H_β	0.03 .. 0.15	0.00 .. 0.08	0.00 .. 0.09
[OII] λ3727/H_β*	0.40 .. 7.19	0.00 .. 0.17	0.00 .. 0.09
[OIII] λ5007/[Oii]λ3727	0.17 .. 4.8	11 .. 252	2.43 .. 253
[SII] λ6716/H_β	0.05 .. 0.66	0.00 .. 0.02	0.00 .. 0.01
[SII] λ6731/H_β	0.04 .. 0.76	0.00 .. 0.02	0.00 .. 0.01
H_α/H_β	2.63 .. 3.18	1.47 .. 2.95	2.20 .. 2.91
[NII] λ6584/H_α	0.02 .. 0.29	0.00 .. 0.00	0.00 .. 0.00
[SII] λ6716/H_α	0.02 .. 0.21	0.00 .. 0.00	0.00 .. 0.00
[SII] λ6731/H_α	0.02 .. 0.25	0.00 .. 0.00	0.00 .. 0.00
[SII] $(\lambda 6716 + \lambda 6731)/H_\alpha$	0.03 .. 0.46	0.00 .. 0.01	0.00 .. 0.01

*[OII]λ3727/H_β =[OII]$(\lambda 3726 + \lambda 3729)/H_\beta$

У таблиці 5.1 подано результати порівняння модельних інтервалів зміни відносних інтенсивностей емісійних ліній у спектрах, розрахованих у наближенні Outward Only та детальним методом (Detailed) розрахунку ДІВ, для позицій синтетичної апертури, описаних у попередньому під-

розділі, із відповідними даними спостережень галактик, відселектованих нами у працях [1, 57] з вибірки об'єктів, наведених у праці [76]. Як і у праці [1], для отримання областей спостережуваних даних для кожної з важливих емісійних ліній були відселектовані спостережувані спектри КГ з активними процесами зореутворення з вибірки [76], у яких значення відносних інтенсивностей H_α/H_β лежать між 2.6 та 3.2.

Як легко побачити з даної таблиці, у випадку застосування як детального, так і наближеного методів розрахунку ДІВ, інтервали модельних та спостережуваних відносних інтенсивностей у лініях [O III] перекриваються. Однак, у випадку заборонених ліній іонів O^+, N^+ та S^+ значення відносних інтенсивностей, отримані у результаті обох ФМС є суттєво нижчими від відповідних спостережуваних величин.

У таблицях 5.6, 5.7 та 5.8 подано детальне порівняння потоків важливих емісійних ліній, отриманих з використанням наближення *Outward Only* та детального методу. Як легко побачити з таблиць, у випадку апертурних позицій App 0, App 1, App 2 при усіх віках потоки у лініях зони O^+ є меншими у випадку застосування детального підходу. Вийнятом є App 3, що перетинає віддалені від центральної області ділянки об'єкта, у межах секторів з нижчим порядковим номером. Як було показано у попередньому розділі праці, у випадку застосування наближеного методу до розрахунку ДІВ у цих секторах зустрічається іонізаційний фронт, і апертурна позиція App 3 перетинає ділянки низької іонізації та нейтрального газу. У випадку ж застосування детального підходу НС у всіх секторах є повністю проіонізоване, що призводить до зростання потоків у всіх лініях у межах синтетичної апертури App 3. У випадку ж App 4 абсолютні значення потоків у всіх лініях, отриманих як наближеним так і детальним методом розрахунку ДІВ є подібними, та слабкими.

5.8. Порівняння хімічного вмісту з результатами діагностичних співвідношень для штучних спектрів

З метою тестування популярних діагностичних T_e- та R_{23}-методів у праці [1] визначено за допомогою них вміст оксиґену, використовуючи синтетичні спектри, отримані для різних позицій апертури і порівняли цей вміст з вмістом оксиґену, отриманим вздовж центрального променя зору кожної App шляхом усереднення даних, отриманих у результаті хемодинамічних симуляцій. Однак, у цій праці синтетичні спектри були отримані на основі МФМС з застосуванням наближеного методу розрахунку ДІВ. У цьому розділі зосередимося на результаті тестування діагностичних методів, що базується на ФМС з застосуванням детального підходу до розрахунку ДІВ.

Але спершу, нагадаємо основні співвідношення для T_e-методу [2]:

$$\frac{\mathrm{O}}{\mathrm{H}} = \frac{\mathrm{O}^+}{\mathrm{H}^+} + \frac{\mathrm{O}^{++}}{\mathrm{H}^+}, \tag{5.1}$$

$$12 + \log(\mathrm{O}^{++}/\mathrm{H}^+) = \log \frac{\mathrm{I}_{[\mathrm{OIII}]\lambda 4959+\lambda 5007}}{\mathrm{I}_{\mathrm{H}_\beta}} + 6.174 + \frac{1.251}{\mathrm{t}_3} - 0.55 \log \mathrm{t}_3,$$

$$12 + \log(\mathrm{O}^+/\mathrm{H}^+) = \log \frac{\mathrm{I}_{[\mathrm{OII}]\lambda 3726+\lambda 3729}}{\mathrm{I}_{\mathrm{H}_\beta}} + 5.890 + \frac{1.373}{\mathrm{t}_2} - 0.40 \log t_2 + \log(1 + 1.35x),$$

$$t_3 = t([\mathrm{OIII}]) = 1.432 \left[\log \frac{\mathrm{I}_{[\mathrm{OIII}]\lambda 4959+\lambda 5007}}{\mathrm{I}_{[\mathrm{OIII}]\lambda 4363}} - 0.85 + 0.03 \log \mathrm{t}_3 + \log(1 + 0.0433 x t_3^{0.06}) \right]^{-1},$$

$$x = 10^{-4} n_e t_2^{-1/2},$$

$$t_2 = 0.7 t_3 + 0.3.$$

Таким чином для визначення вмісту оксиґену ми використаємо відносні інтенсивності ліній [OIII](λ4363,λ4959,λ5007) та [OII](λ3726,λ3729), отримані з розрахованих нами синтетичних емісійних лінійчатих спектрів для різних позицій апертури.

Хоча T_e метод є одним з найточніших методів для визначення вмісту оксигену, емісійна лінія λ4363[OIII] доволі часто є відсутньою в реальних спектрах через низьку інтенсивність. У таких випадках доводиться застосувати так звані калібровочні методи. У таких методах використовується співвідношення між (12 + log O/H) та параметром $R_{23} = (I_{[\text{OII}]\lambda3726+\lambda3729}+I_{[\text{OIII}]\lambda4959+\lambda5007})/I_{\text{H}_\beta}$, яке отримують на основі відповідних калібровок, що базуються на ФМС зон HII та/або діагностиці описаним вище T_e-методом. Частіше використовуються модельні калібрування. Ми вибрали для нашого тестування калібрування з праці [73]:

$$12 + \log(\text{O/H}) > 8.2 :$$
$$12 + \log(\text{O/H}) = 9.061 - 0.2x - 0.237x^2 - 0.305x^3 - 0.0283x^4$$
$$-y(0.0047 - 0.0221x - 0.102x^2 - 0.0817x^3 - 0.00717x^4),$$

$$12 + \log(\text{O/H}) < 8.2 :$$
$$12 + \log(\text{O/H}) = 7.056 + 0.767x + 0.602x^2 -$$
$$y(0.29 + 0.323 \cdot x - 0.331 \cdot x^2),$$

$$x = \log 10(R23),\ y = \log(R_3/R_2),\ R_2 = (I_{[\text{OII}]\lambda3726+\lambda3729})/I_{\text{H}_\beta},$$
$$R_3 = (I_{[\text{OIII}]\lambda4959+\lambda5007})/I_{\text{H}_\beta}.$$

На рис. 5.3 показано розподіли вмісту оксиґену, отримані з ХДС L8F для різних віків вздовж променів зору, що проходять через центр апертури при різних її положеннях. Ми показуємо на цьому рисунку також усереднені вмісти оксиґену, зважені за світністю (L-W). Більшість секторів є густинно (а не іонізаційно) обмежені. Вийнятком є перший сектор, що прилягає до екваторіальної площини об'єкта, і через обертання має найбільшу густину, і відповідно, найбільше значення оптичної товщини. Однак, для більшості секторів зовнішні, не збурені гідродинамічно частини галактики можуть бути джерелами важливих емісійних ліній.

У випадку центральної апертури та App 1 видно чіткі максимуми, що відображають вміст O/H у SWR. При чому, з віком ці піки розширюються та ускладнюються. При цьому віці температура у SWR є недостатньо високою для іонізації іонів O^{++}. Тому рівень емісійності ліній [OIII] є достатньо високим. App 2 натомість не перетинає SWR при віках 10 та 70 Myr, тому вміст оксиґену в межах цієї апертури є сталим, та відповідає міжгалактичному середовищу. При цьому крайні апертури App 3 та App 4 демонструють значення відносного вмісту оксигену, близьке до міжгалактичного середовища при усіх віках. При віці 70 Myr SWR розширюється, і розподіли стають складнішими. Зокрема, отримано багато локальних максимумів. Це пов'язане з іррегулярним та турбулентним розширенням галактичних витоків, вже описаних у попередній частині роботи. При віці 140 Myr для App 2 спостерігається пік, що пов'язано з розширенням зони супервітру. Слід відзначити, що у випадку App 3 та App 4 SWR не спостерігається навіть для 140 Myr. Тому тут вміст оксиґену є дуже однорідним вздовж променя зору для будь-якого віку і через це ця позиція апертури використовувалася нами для внутрішньої перевірки методу усереднення.

У табл. 5.2 порівнюються вміст оксиґену, усереднений вздовж променя зору кожної з позиції апертури, зважені за світністю (L-W) і масою (M-W) з вмістом оксиґену, отриманим описаними вище діагностичними методами для трьох різних віків. Як легко побачити, у випадку застосування детального підходу у разі апертур, що перетинають неоднорідне небулярне середовище ситуація не покращилася у випадку застосування детального підходу. У випадку App.2 та App.4 метод T_e відтворив вміст оксигену з доброю точністю як у разі використання наближення *Outward Only*, так і у випадку детального підходу. У разі використання детального підходу у випадку App 3 проіонізованість першого сектору призвела до збільшення потоків у лініях оксигену, зокрема і у лінії OIII 4363Å.

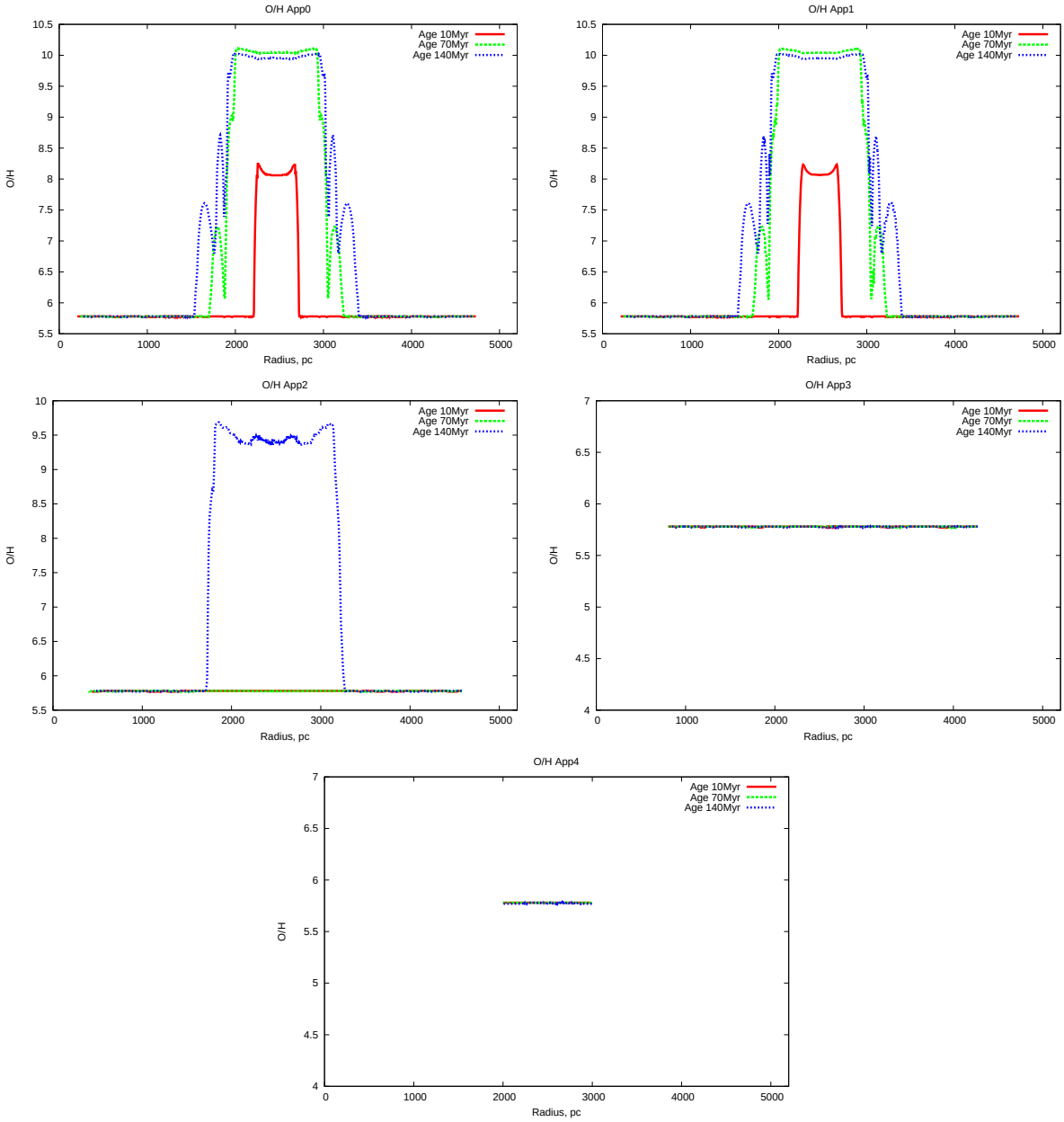

Рис. 5.3. Розподіли вмісту оксиґену, отримані вздовж центрального променя зору для кожної з розглянутих позицій апертури (App).

Таким чином, для 70 та 140 млн. років вдалося застосувати метод T_e до цієї апертури.

У більшості випадків результати R_{23}-методу відхиляються від "істинного" (заданого з ХДС) більш ніж на порядок як у разі використання наближення *Outward Only*, так і у випадку детального підходу.

Ці результати показують, що діагностичні методи не можуть бути використані для точного визначення вмісту оксиґену в КГ з активним зореутворенням. Основними причинами цього є як дуже неоднорідний роз-

Таблиця 5.2
Порівняння значень (12 + log O/H), отриманих усередненням даних з ХДС (див. текст) з результатами T_e та R_{23} методів.

Вік,	App	Середні зважені з ХДС		Діагн. мет., Дет. підхід		Діагн. мет., OUTW	
Myr		L-W	M-W	T_e	R_{23}(McGaugh)	T_e	R_{23}(McGaugh)
10	Центр.	8.09	7.65	6.92	6.50	6.91	6.49
10	1	8.08	7.46	6.98	6.57	6.91	6.97
10	2	5.78	5.78	5.81	6.94	5.81	7.17
10	3	5.78	5.78	5.79	-	-	-
10	4	5.78	5.78	5.86	6.76	5.86	6.76
70	Центр.	8.21	7.81	7.00	6.67	7.12	6.81
70	1	8.12	7.68	6.93	6.66	7.06	6.97
70	2	5.78	5.78	5.78	6.93	5.79	7.20
70	3	5.78	5.78	5.79	7.27	-	-
70	4	5.78	5.78	5.11	9.33	5.85	6.74
140	Центр.	8.21	7.81	7.46	6.92	7.60	7.17
140	1	8.12	7.68	7.43	6.90	7.57	7.14
140	2	5.78	5.78	6.53	6.93	6.56	6.65
140	3	5.78	5.78	5.78	7.25	-	-
140	4	5.78	5.78	5.02	9.48	5.70	6.69

поділ хімічних елементів, так і низька концентрація газу. Використання детального підходу до розрахунку ДІВ, і відповідно, точніших емісійних спектрів не вплинуло на результати тестування.

Таким чином можна зробити висновок про те, що R_{23}-метод має обмеження на використання у двох випадках: 1) у границі низьких густин у небулярних середовищах з складним розподілом вмісту хімічних елементів вздовж променя зору; 2) коли є додатковий внесок у поле іонізуючого випромінювання, наприклад від теплового жорсткого випромінювання від гарячої розрідженої плазми у бульбашці супервітру.

T_e-метод, у випадку відсутності внеску випромінювання в бульбашці супервітру, непогано працює навіть при малих густинах. У разі використання детального підходу, T_e метод краще відтворює відносний вміст оксиґену у випадку відсутності внеску бульбашки та стіни.

5.9. Тестування емпіричного виразу для визначення швидкості зореутворення

Отримавши синтетичні лінійчасті емісійні спектри випромінювання, зокрема, у лінії Hα можна застосувати популярне співвідношення для визначення швидкості зореутворення, що базується на світності у Hα (так званий калібрувальний метод Кенніката [77]):

$$\mathrm{SFR}\,(\mathrm{M}_\odot \mathrm{yr}^{-1}) = \frac{L(H\alpha)}{1.26 \times 10^{41}\,\mathrm{ergs\,s}^{-1}}, \tag{5.2}$$

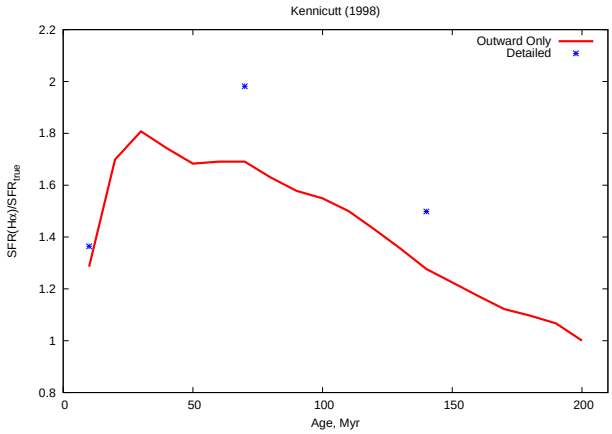

Рис. 5.4. Відношення швидкості зореутворення з виразу Кенніката $L(\mathrm{H}\alpha)$ (вираз 5.2) у випадку відсутності пилу та істинної швидкості зореутворення, прийнятої нами у ХДС ($2.67 \cdot 10^{-2}$ $\mathrm{M}_\odot$ yr^{-1}).

На рисунку 5.4 подано порівняння відношення SFR, отриманого з виразу Кенніката до відповідних значень, прийнятих на етапі ХДС у випадку безпилових моделей, з застосуванням наближення *Outward Only* та детального підходу (точки для 10, 70 та 140 млн. років). Як можна побачити з рисунку, при застосуванні емпіричного виразу Кенніката значення швидкості зореутворення є більшими ніж "правдиві" значення, закладені на етапі ХДС. Окрім цього, у випадку усіх трьох віків відхилення відношення від одиниці є більшим у разі застосування детального підходу, що пов'язано з відсутністю іонізаційного фронту у першому секторі та більшими значеннями світності у Hα.

5.10. Висновки

Таким чином, у цій частині праці застосовано підхід до детального врахування дифузного іонізуючого випромінювання у фотоіонізаційних моделях світіння карликових галактик для віків 10, 70 та 140 млн. років. Показано, що вплив обраного методу на іонізаційну структуру неоднорідного НС є суттєвим. Якщо у випадку проміжних секторів відмінності у результатах МФМС, розрахованих з застосуванням різних підходів до розрахунку ДІВ є не суттєвими, то у випадку секторів, прилягаючих до екваторіальної площини (де стіна є найбільш чітко виражена) та осі обертання (де неоднорідності НС обумовлені не фізичним згустком, пов'язаним з чисельним шумом на етапі розрахунку ХДС) у разі застосування детального підходу до розрахунку ДІВ середовище суттєво іонізується квантами випромінювання, згенерованими у суміжних секторах.

Тут слід зауважити, що хоча у зовнішніх ділянках таких секторів домінує дифузне іонізуюче випромінювання (що власне і є причиною такого суттєвого впливу обраного підходу до врахування ДІВ на іонізаційну структуру), це випромінювання в основному генерується у інших секторах, у ділянках, де пряма компонента ДІВ переважає. Таким чином, це домінування ДІВ над прямим у зовнішніх частинах деяких секторів не впливає на збіжність ітеративного процесу.

Також, були розраховані синтетичні спектри у різних апертурних позиціях. Застосувавши до цих спектрів популярні діагностичні методи, був отриманий вміст оксиґену та проведено порівняння його з результатами ХДС. У результаті порівняльного аналізу можна зробити висновок, що найкраще вміст оксиґену відтворив метод T_e у апертурах, що перетинають середовище з більш менш однорідним розподілом густини. Натомість, у випадку апертур що перетинають ділянки НС з дуже неоднорідним розподілом жоден з діагностичних методів не зміг відтворити

вміст оксиґену з задовільною точністю.

Також, у цьому розділі протестовано вираз Кеннікатa для отримання швидкості зореутворення. Показано, що вираз дає завищені значення швидкості зореутворення. У випадку детального методу розрахунку ця проблема стає ще більш чітко вираженою, що пов'язано зі збільшенням світності у лінії $\mathrm{H}\alpha$ (через більшу протяжність іонізованої частини КГ в екваторіальних ділянках).

Висновки

У даній дисертаційній роботі розроблено та описано новий підхід до детального розрахунку дифузної компоненти іонізуючого випромінювання у небулярних середовищах, а також до розрахунку спектрів у синтетичних апертурах на основі просторових мап емісійності небулярних середовищ з складною морфологією. Підхід застосовано при розрахунку небулярних середовищ різних типів, для вирішення ряду важливих фізичних задач.

Результати даної роботи наступні:

1. Вперше запропоновано новий підхід до реалізації детального розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання (ДІВ) під час фотоіонізаційного моделювання світіння (ФМС) небулярних середовищ. Переваги підходу над аналогами: а) суттєво скорочується час розрахунку моделі з детальним врахування дифузного іонізуючого випромінювання; б) гнучкість - підхід можна реалізувати у парі з будь-яким фотоіонізаційним кодом, без суттєвого втручання у ядро останнього.
2. Вперше розроблено версію коду *DiffRaY*, який реалізує розв'язок рівняння переносу вздовж довільних напрямів у небулярному середовищі як дифузного іонізуючого, так і неіонізуючого випромінювання, з оптимізацією кроків інтегруванням відповідних потоків для заданої точки, на основі мап емісійностей та оптичних товщин, розрахованих попередньо в процесі фотоіонізаційного моделювання. Код використовується як для детального розрахунку ДІВ, так і для отримання синтетичних спектрів та розподів фізичних параметрів середовища в межах заданої синтетичної апертури.
3. Вперше застосовано новий підхід до реалізації детального врахування ДІВ при розрахунку сферично-симетричних ФМС. Здійснено порів-

няння отриманих синтетичних спектрів та іонізаційної структури з відповідними результатами, отриманими з використанням наближення *Outward Only*. Показано, що у випадку моделей з однорідним розподілом густини використання наближеного методу *Outward Only* є виправданим, тоді як у випадку неоднорідного розподілу густини у небулярному об'єкті рекомендується використання детального методу розрахунку ДІВ.

4. Вперше запропоновано підхід до вивчення симбіотичних нових, що полягає у пошуку оптимальних фотоіонізаційних моделей їх світіння з використанням наближення *Outward Only* для розрахунку ДІВ, з подальшим застосуванням до знайденої оптимальної моделі детального підходу до розрахунку ДІВ. Доведено виправданість застосування швидкого вищезгаданого наближення під час пошуку оптимальної моделі світіння, що дозволяє суттєво скоротити час її пошуку.
5. Вперше застосовано детальний підхід до розрахунку ДІВ під час мультикомпонентного ФМС небулярної складової карликових галактик з активним зореутворенням. Продемонстровано вплив обраного підходу до розрахунку ДІВ на результати порівняння синтетичних спектрів зі спостережуваними даними.
6. Вперше зроблено перевірку діагностичних методів для визначення хімічного вмісту у карликових галактиках з активним зореутворенням шляхом їх застосування до модельних спектрів, отриманих з різних позицій синтетичної апертури. Визначений у такий спосіб хімічний вміст порівнювався з відповідними даними, отриманими усередненням результатів хемодинамічної симуляції еволюції цих об'єктів. Продемонстровано проблематичність застосування діагностичних методів у випадку середовищ зі складною морфологією: калібраційний P-метод не дає коректного результату у випадку низьких електронних концентрацій, а T_e-метод працює лише у випадку середовища з

коливаннями густини в межах порядку.

7. Вперше перевірено емпіричний вираз Кеннікета для визначення швидкості зореутворення на основі МФМС з застосуванням детального підходу до розрахунку ДІВ. Показано, що вираз Кенніката дає завищені значення SFR, при чому, у разі детального розрахунку ДІВ похибка стає ще більшою.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

[1] Melekh B., Photoionization analysis of chemodynamical dwarf galaxies simulations. / Melekh B., Recchi S., Hensler G., Buhajenko O. // MNRAS. – 2015. – Vol. 450, p. 111-127

[2] Pagel B. E. J, The primordial helium abundance from observations of extragalactic HII regions. / Pagel B. E. J., Simonson E. A., Terlevich R. J., Edmunds M. G. // MNRAS. – 1992. – Vol. 255, p. 325-345

[3] Pagel B. E. J, On the composition of H II regions in southern galaxies - I. NGC 300 and 1365. / Pagel B. E. J., Edmunds M. G., Blackwell D. E., Chun M. S., Smith G. // MNRAS. – 1979. – Vol. 189, p. 95-113

[4] Pilyugin L. S., On the oxygen abundance determination in H bt II regions. The problem of the line intensities - oxygen abundance calibration / Pilyugin L. S. // Astronomy and Astrophysics. – 2000. – Vol. 362, p. 325-332

[5] Henney W. J., How to Move Ionized Gas: An Introduction to the Dynamics of HII Regions / Henney W. J. // 'Diffuse Matter from Star Forming Regions to Active Galaxies' - A volume Honouring John Dyson. Eds. T. W. Harquist, J. M. Pittard and S. A. E. G. Falle.. – 2007. – p. 103-123

[6] В.В. Головатый, Современная фотоионизационная модель свечения планетарной туманности. Краткое описание В.В. Головатый, Ю.Ф. Мальков Препр./ АН УРСР Ін-т теор.фізики, – 1991.

[7] Ferland G. J., Hazy. A brief introduction to Cloudy. / Ferland G. J. // University of Kentucky Internal Report, – 2005 p. 1-565.

[8] Golovatyi V.V., Golovatyi V.V., Mal'kov Y.F. Evolution of the Shells of Planetary Nebulae - an Empirical Approach Soviet Astronomy – 1992.–

Vol.36, NO. 6/NOV, p.599

[9] Binette L., Radiative shock-wave theory. II. High-velocity shocks and thermal instabilities. / Binette L., Dopita M. A., Tuohy I. R. // Astrophysical Journal. – 1985. – Vol. 297, p. 476-491

[10] Ferland G., The Lexington Benchmarks for numerial simulations of nebulae / Ferland G., et al // preprint, 2016 (arXiv: 1603.08902)

[11] Harrington J. P., Ionization Stratification and Thermal Stability in Model Planetary Nebulae. / Harrington J. P. // Astrophysical Journal. – 1968. – Vol. 152, p. 943-962

[12] Lucy L. B., Computing radiative equilibria with Monte Carlo techniques / Lucy L. B. // Astronomy and Astrophysics. – 1999. – Vol. 344, p. 282-288

[13] Ercolano B., MOCASSIN: a fully three-dimensional Monte Carlo photoionization code / Ercolano B., Barlow M. J., Storey P. J., Liu X. -W. // MNRAS. – 2003. – Vol. 340, p. 1136-1152

[14] Kraemer S., Ionization Stratification and Thermal Stability in Model Planetary Nebulae. / Kraemer S. B., Harrington J. P. // Astrophysical Journal. – 1986. – Vol. 307, p. 478-485

[15] Kallman T.R., X-ray nebular models. / Kallman T. R., McCray R. // Astrophysical Journal Supplement Series. – 1982. – Vol. 50, p. 263-317.

[16] Netzer H., Some comments on models of photoionized nebulae. / Netzer H., Ferland, G. J. // Astronomical Society of the Pacific. – 1984. – Vol. 96, p. 593-597.

[17] Rees M. J., Small Dense Broad-Line Regions in Active Nuclei. / Rees M. J., Netzer H., Ferland, G. J. // Astrophysical Journal. – 1989. – Vol. 347, p. 640-655.

[18] Petitjean P., A photoionization model study of the old nova shell DQ Herculis 1934. / Petitjean P., Boisson C., Pequignot D. // Astronomy and Astrophysics. – 1990. – Vol. 240, p. 433-452.

[19] Sutherland R. S., Cooling Functions for Low-Density Astrophysical Plasmas. / Sutherland R. S., Dopita, M. A. // Astrophysical Journal Supplement. – 1993. – Vol. 88, p. 253-327.

[20] Gruenwald R. B., Line-of-Sight Results from H II Region Models. / Gruenwald R. B., Viegas, S. M. // Astrophysical Journal Supplement. – 1992. – Vol. 78, p. 153-178.

[21] Melekh B. Ya., Envelope masses and distances to planetary nebulae: IC 5117 and NGC 7293. / Melekh B. Ya., Demchyna A. V., Holovatyi V. V. // Kinematics and Physics of Celestial Bodiesю – 2015. – Vol. 31, issue 2, p. 73-81

[22] Engelbracht C. W., Metallicity Effects on Dust Properties in Starbursting Galaxies. / Engelbracht C. W., Rieke G. H., Gordon K. D., Smith J. -D. T., Werner M. W., Moustakas J., Willmer C. N. A., Vanzi L. // The Astrophysical Journal. – 2008. – Vol. 678, issue 2, p. 804-827.

[23] Engelbracht C. W., Dust emission in star-forming dwarf galaxies: General properties and the nature of the submm excess / Izotov Y. I., Guseva N. G., Fricke K. J., Krügel E., Henkel, C. // Astronomy and Astrophysics. – 2014. – Vol. 570, p. 97-118.

[24] Zhukovska S., Dust origin in late-type dwarf galaxies: ISM growth vs. type II supernovae / Zhukovska S. // Astronomy and Astrophysics. – 2014. – Vol. 562, p. 76-86.

[25] Calzetti D., The Calibration of Mid-Infrared Star Formation Rate Indicators / Calzetti D., et al // The Astrophysical Journal. – 2007. – Vol. 666, issue 2, p. 870-895.

[26] Mathis J. S., Temperature and Density Fluctuations in Planetary Nebulae. / Mathis J. S., Torres-Peimbert S., Peimbert M. // The Astrophysical Journal. – 1998. – Vol. 495, issue 1, p. 328-336..

[27] Stasińska G., The Electron Temperature in Ionized Nebulae. / Stasińska G. // RevMexAA. – 2002.

[28] Walt D. R., Microsensor Arrays for Saliva Diagnostics. / Walt D. R., Blicharz T. M., Hayman R. B. et al. // Annals of the New York Academy of Sciences. – 2007. – Vol. 1098, issue 1, p. 389-400.

[29] Tsamis Y. G., A photoionization-modelling study of 30 Doradus: the case for small-scale chemical inhomogeneity. / Tsamis Y. G., Péquignot D. // MNRAS. – 2005. – Vol. 364, issue 2, p. 687-704.

[30] Freyer T., Massive Stars and the Energy Balance of the Interstellar Medium. I. The Impact of an Isolated 60 M_{solar} Star / Freyer T., Hensler G., Yorke H. W. // The Astrophysical Journal. – 2003. – Vol. 594, issue 2, p. 888-910.

[31] Maeder A. The Evolution of Rotating Stars / A. Maeder, G. Meynet // ARA&A – 2000. – Vol. 38. – P. 143–190.

[32] Maeder A. Rotating massive stars: From first stars to gamma ray bursts / A. Maeder, G. Meynet // Reviews of Modern Physics – 2012. – Vol. 84. – P. 25–63.

[33] Mathis J. S., Temperature and Density Fluctuations in Planetary Nebulae. / Mathis J. S., Torres-Peimbert S., Peimbert M. // The Astrophysical Journal. – 1998. – Vol. 495, issue 1, p. 328-336..

[34] Mathis J., The size distribution of interstellar grains. / Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H. // The Astrophysical Journal. – 1977. – Vol. 217, p. 425-433.

[35] Hora, J. L., Photometry using the Infrared Array Camera on the Spitzer Space Telescope Hora, J. L., Carey, S., Surace, J. et al. PASP. – 2008. – Vol. 120, p. 1233-1249.

[36] Rieke, G. H., The Infrared Array Camera (IRAC) Shallow Survey Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W. et al. The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2004. – Vol. 154, issue 1, pp. 48-53.

[37] Malhotra, S., Far-Infrared Spectroscopy of Normal Galaxies: Physical Conditions in the Interstellar Medium Malhotra, S., Kaufman, M. J., Hollenbach, D. et al. The Astrophysical Journal. –2001. – Vol. 561, issue 2, pp. 766-786.

[38] Buhajenko O., Photoionization modelling of planetary nebulae with realistic density distribution using detailed method for diffuse radiation calculation and Outward Only approximation. / Buhajenko O., Melekh B. // Advances in Astronomy and Space Physics. – 2018. – Vol. 8, p. 3-8

[39] Skulskyy M., Diffuse ionizing radiation in nebular envelopes of symbiotic novae V1016 Cyg and HM Sge. / Skulskyy M., Melekh B., Buhajenko O. // Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso. – 2019. – Vol. 49, no. 3, p. 493-502

[40] Holovatyi V., PHYSICAL AND EVOLUTIONARY CHARACTERISTICS OF THE ENVELOPES OF SYMBIOTIC NOVAE V1016 Cyg AND HM Sge / Holovatyi V., Melekh B., Buhajenko O., Skulskyy M. // Journal of Physical Studies. – 2020. – Vol. 24, no. 1, 1903 11 p.

[41] Sanad M.R., Ultraviolet spectroscopy of symbiotic nova V1016 Cyg with IUE and HST. / Sanad M.R. // New Astronomy. – 2017. – Vol. 52, p. 14-19

[42] Arkhipova V.P., Symbiotic nova V1016 Cygni: Evolution of the dust envelope and the gaseous nebula. / Arkhipova V.P., Taranova O.G.,

Ikonnikova N.P., Esipov V.F., Komissarova G.V., Shenavrin V.I. // Astronomy Letters. – 2015. – Vol. 41, No.11, p. 613-632

[43] Parimucha S., Symbiotic Nova V1016 Cyg as Interacting Binary Parimucha S., Chochol D., Pribulla T., Odessa Astronomy Publications. – 2001. – Vol. 14, p. 61-64

[44] Eyres S.P.S., HST & VLA imaging of the symbiotic star HM Sge. / Eyres S.P.S., Bode M.F. // Galaxies and their Consituents at the Highest Angular Resolutions. IAU Symposium. – 2001. – Vol. 205, p. 306

[45] Optical and Infrared Spectrophotometry of the Symbiotic System V1016 Cygni. / Rudy R.J., Cohen R.D., Rossano G.S., and Puetter R.C. // The Astrophysical Journal. – 1990. – Vol. 362, p. 346.

[46] Ultraviolet shell formation at V1016 Cygni. Feibelman W.A., Astrophysical Journal. – 1982. – Vol. 263, p. 69-71.

[47] Nussbaumer H., A model of V1016 CYG based on the ultraviolet spectrum. / Nussbaumer H., Schild H. // Astron. Astrophys. – 1981. – Vol. 101, p. 118-131.

[48] Schmid H. M., Physical conditions and elemental abundances in the symbiotic novae V 1016 Cyg, HM SGE and HBV 475. / Schmid H. M., Schild H. // MNRAS. – 1990. – Vol. 246, p. 84.

[49] A new method of the determination ofplanetary nebula abundances and its application to the galactic halo nebulae. Головатый В.В., Дмитерко В.В., Мальков Ю.Ф., Рокач О.В. Астрономический Журнал. – 1993. – Vol. 70, Вып.4, p. 691-706.

[50] Schonberner D., Asymptotic giant branch evolution with steady mass loss. / Schonberner D. // Astron. Astrophys. – 1979. – Vol. 79, p. 108-114.

[51] Paczynski B., Evolution of Single Stars. VI. Model Nuclei of Planetary Nebulae. / Paczynski B. // Acta Astronomica. – 1971. – Vol. 21, p. 417-435.

[52] Non-LTE model atmospheres for central stars of planetary nebulae. / Clegg R.E.S, Middlemass D. // MNRAS. – 1987. – Vol. 228, p. 759-778.

[53] Malkov Yu.F., Generalized Energy Balance Method for the Determination of Central Star Parameters and Optical Thickness of a Planetary Nebula. / Malkov Yu.F., Golovatyj V.V.; Rokach O.V. // Astrophysic and Space Science. – 1995. – Vol. 232, p. 99-129.

[54] Baratta G.B. On the problem of V1916 Cygni and the evolutionary stage of the symbiotic stars. / Baratta G.B., Cassatella A., Viotti R.// Astrophysical Journal. – 1974. – Vol. 187, p. 651-659.

[55] Arkhipova V.P., Spectrophotometry of the variable emission object HM Sge. Arkhipova V.P., Dokuchaeva O.D., Esipov V.F. // Astron. Zh. – 1979. – Vol. 23, p.174-179.

[56] Головатый В.В., Современная фотоионизационная модель свечения планетарной туманности. Краткое описание. / Головатый В.В., Мальков Ю.Ф. // Препринти Інституту теоретичної фізики АН України. – 1991.– 41с.

[57] Мелех Б. Я. Моделювання світіння небулярних середовищ (Дисертація на здобуття ступеня доктора фізико-математичних наук, Київ, 2015).

[58] P.A.M. van Hoof. Photo-Ioniztion Studies of Nebulae/ P.A.M. van Hoof. // Ph.D. thesis, Rijskuniversiteit Groningen, – 1997. – 102 p.

[59] Rauch T., A grid of synthetic ionizing spectra for very hot compact stars from NLTE model atmospheres. / Rauch T.// Astronomy & Astrophysics. – 2003. – Vol. 403, p. 709-714.

[60] Taylor A.R., Radio imaging of the symbiotic stars/ The Symbiotic Phenomenon./ Taylor A.R.// Mikołajewska, J. et al., editors. — Kluwer, Dordrecht. – 1988. – 77p.

[61] Спитцер Л., Физические процессы в межзвёздной среде/ Спитцер Л.// М.:Мир. – 1981. – 351p.

[62] G. Ferland, The Analysis of Emission Lines/ G. Ferland, L. Binette, M. Contini, et al. Space Telescope Science institute Symposium Series, R. Williams. – 1995

[63] D. Pequignot D. Workshop on model nebulae/ D. Pequignot D. // Publication de lÓbservatoire de Meudon, Paris, ed. D. Pequignot. – 1986

[64] Muerset U., Temperature and luminosity of hot components in symbiotic stars./ Muerset U., Nussbaumer H., Schmid H. M., Vogel, M.// Astronomy and Astrophysics. – 1991. – Vol. 248, p. 458 - 474

[65] Muerset U., Temperatures and luminosities of symbiotic novae./ Muerset U., Nussbaumer H.// Astronomy and Astrophysics. – 1994. – Vol. 282, p. 586 - 604

[66] Leitherer C., Starburst99: Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation / Leitherer C. et all // ApJS. – 1999. – Vol. 123, p. 3-40

[67] Recchi S., The fate of heavy elements in dwarf galaxies - the role of mass and geometry, Recchi S., Hensler G.// Astronomy and Astrophysics. – 2013. – Vol. 551, p. A41 (12p)

[68] Tassoul J.L. Theory of rotating stars / Tassoul, J.-L.// Princeton Series in Astrophysics, Princeton: University Press. – 1978. – p. 506

[69] Recchi S., Dynamical and chemical evolution of gas-rich dwarf galaxies / Recchi S., Matteucci F., D'Ercole A. // MNRAS. — 2001. — Vol. 322, p. 800–820.

[70] Recchi S., Extrasolar Trojan planets close to habitable zones / Recchi S., Matteucci F., D'Ercole A., Tosi M. // Astronomy and Astrophysics. — 2004. — Vol. 426. p. 37–51.

[71] Recchi S., Dynamical and chemical evolution of NGC 1569 / Recchi S., Hensler G., Angeretti L., Matteucci F. // Astronomy and Astrophysics. — 2006. — Vol. 445, p. 875–888.

[72] Morisset C. Modelling of Asymmetric Nebulae. II. Line Profiles / Morisset C., Stasinska G. // Rev. Mex. Astr. Astrof. – 2006. – Vol. 42, p. 153–166.

[73] McCaugh S.S. H II region abundances - Model oxygen line ratios / McCaugh S.S. // ApJ. — 1991. — Vol. 380, p. 140–150.

[74] van Hoof P. A. M., Grain size distributions and photoelectric heating in ionized media./ van Hoof P. A. M., Weingartner J. C., Martin, P. G., Volk K., Ferland G. J.// MNRAS. – 2004. –Vol. 350, issue 4, p. 1330 – 1341.

[75] Cowie L. L., High-resolution optical and ultraviolet absorption-line studies of interstellar gas./ Cowie L. L., Songaila A.// Annual Rev. Astron. Astrophys. – 1986. Vol. 24, p. 499 – 535.

[76] Kehrig C., Spectrophotometry of Star-forming Regions in H II Galaxies / Kehrig C., Telles E., Cuisinier F.// ApJ. — 2004. –Vol. 128, p. 1141 – 1151.

[77] Kennicutt R. C. Jr., The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies / Kennicutt R. C. Jr. // The Astrophysical Journal. – 1998. – Vol. 498, p. 541-552.

[78] Buhajenko O.S, Method for detailed calculation of the diffuse ionizing radiation in nebular environments / Buhajenko O.S., Melekh B.Ya. // Journal of physicsal study. – 2016. – Vol. 4, 4901 (13 p.)

[79] Buhajenko O., Photoionization modelling of planetary nebulae with realistic density distribution using detailed method for diffuse radiation calculation and Outward Only approximation. / Buhajenko O., Melekh B. // Advances in Astronomy and Space Physics. – 2018. – Vol. 8, p. 3-8

[80] Grocholski A.J, A New Hubble Space Telescope Distance to NGC 1569: Starburst Properties and IC 342 Group Membership / Grocholski A.J, Aloisi A. et. al. // The Astrophysical Journal. – 2008. – Vol. 686, p. 79-82.

Подяка

Автор праці висловлює подяку докт. фіз.-мат. наук Мелеху Б.Я. (завідувач кафедри астрофізики ЛНУ імені Івана Франка) за співавторство у працях та поради під час виконання роботи, а також проф. Герхарду Генслеру та докт. Сімоне Реккі (кафедра астрофізики Віденського університету) за активну співпрацю. Автор висловлює щиру вдячність центру австрійської кооперації OeAD за надану можливість більш плідної сівпраці з австрійськими колегами зарахунок ґранту. Також, автор вдячний всім співробітникам кафедри астрофізики Львівського національного університету.

Додатки

Додаток А. Праці, які відображають основні наукові результати дисертації:

1. Melekh B., Photoionization analysis of chemodynamical dwarf galaxies simulations. / Melekh B., Recchi S., Hensler G., Buhajenko O. // MNRAS. – 2015. – Vol. 450, p. 111-127
2. Buhajenko O., Photoionization modelling of planetary nebulae with realistic density distribution using detailed method for diffuse radiation calculation and Outward Only approximation. / Buhajenko O., Melekh B. // Advances in Astronomy and Space Physics. – 2018. – Vol. 8, p. 3-8
3. Skulskyy M., Diffuse ionizing radiation in nebular envelopes of symbiotic novae V1016 Cyg and HM Sge. / Skulskyy M., Melekh B., Buhajenko O. // Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso. – 2019. – Vol. 49, no. 3, p. 493-502
4. Buhajenko O., Method for detailed calculation of the diffuse ionizing radiation in nebular environments / Buhajenko O., Melekh B. // Journal of Physical Studies. – 2016. – Vol. 20, no. 4, 4901 13 p.
5. Holovatyi V., Physical and evolutionary characteristics of the envelopes of symbiotic novae V1016 Cyg and HM Sge / Holovatyi V., Melekh B., Buhajenko O., Skulskyy M. // Journal of Physical Studies. – 2020. – Vol. 24, no. 1, 1903 11 p.

Додаток Б. Порівняння спектрів та іонізаційної структури карликової компактної галактики з активним зореутворенням, отриманих у результаті МФМС з застосуванням наближення Outward Only та детального методу.

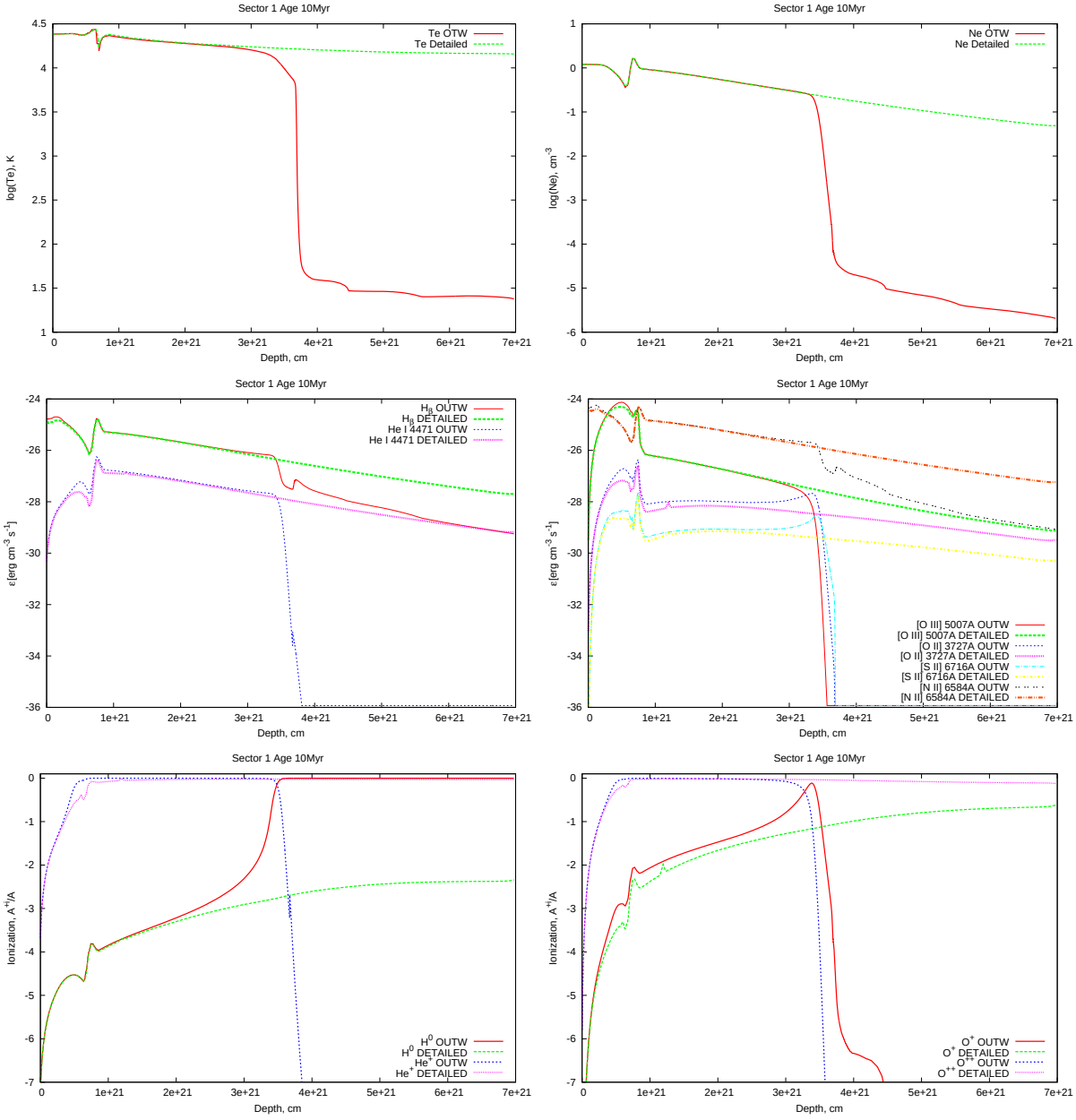

Рис. 5.5. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 1-го сектору для віку 10 млн. років.

Таблиця 5.3

Порівняння світностей у лінії H_β $L(H\beta)$а також відносних інтенсиностей (прийнято I(Hβ)=1) деяких важливих емісійних ліній, отриманих для різних репрезентативних секторів з МФМС карликової галактики, розрахованих як за допомогою детального (Detailed), так і наближеного (Outward Only) методів розрахунку ДІВ для віку 10Myr.

Сектор:	1		8	
Параметри	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $L(H\beta)$	37.83	37.95	37.45	37.44
H_α/H_β	2.89	2.86	2.82	2.82
[OII]λ3727/H_β	0.009	0.006	0.005	0.003
[OIII]λ5007/H_β	0.383	0.258	0.774	0.596
[OIII]λ4959/H_β	0.127	0.086	0.257	0.198
He I λ4471/H_β	0.031	0.031	0.031	0.026
He I λ5876/H_β	0.081	0.079	0.080	0.067
He I λ6678/H_β	0.023	0.022	0.023	0.019
He I λ7065/H_β	0.019	0.018	0.020	0.017
He II λ4686/H_β	-	-	0.020	0.137
[NII]λ6548/H_β	-	-	-	-
[NII]λ6584/H_β	-	-	-	-
[SIII]λ9532/H_β	0.012	0.009	0.021	0.014
[SIII]λ9069/H_β	0.005	0.004	0.009	0.006
Сектор:	13		19	
Параметри	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $L(H\beta)$	37.16	37.14	36.99	36.97
H_α/H_β	2.80	2.81	2.78	2.80
[OII]λ3727/H_β	0.006	0.002	0.005	-
[OIII]λ5007/H_β	1.277	0.824	1.374	0.752
[OIII]λ4959/H_β	0.408	0.274	0.457	0.250
He I λ4471/H_β	0.029	0.015	0.028	0.006
He I λ5876/H_β	0.076	0.038	0.072	0.014
He I λ6678/H_β	0.021	0.011	0.020	0.004
He I λ7065/H_β	0.019	0.019	0.019	0.004
He II λ4686/H_β	0.037	0.010	0.056	0.598
[NII]λ6548/H_β	-	-	0.003	-
[NII]λ6584/H_β	-	-	0.009	-
[SIII]λ9532/H_β	0.033	0.017	0.034	0.016
[SIII]λ9069/H_β	0.013	0.007	0.014	0.006

Таблиця 5.4

Порівняння світностей у лінії H_β $L(H\beta)$а також відносних інтенсиностей (прийнято I(Hβ)=1) деяких важливих емісійних ліній, отриманих для різних репрезентативних секторів з МФМС карликової галактики, розрахованих як за допомогою детального (Detailed), так і наближеного (Outward Only) методів розрахунку ДІВ для віку 70Myr.

Сектор:	1		8	
Параметри	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $L(H\beta)$	37.84	38.01	37.58	37.57
H_α/H_β	2.93	2.86	2.86	2.84
[OII]λ3727/H_β	0.093	0.039	0.011	0.006
[OIII]λ5007/H_β	0.943	0.527	0.391	0.385
[OIII]λ4959/H_β	0.313	0.125	0.130	0.128
He I λ4471/H_β	0.034	0.032	0.032	0.028
He I λ5876/H_β	0.091	0.082	0.083	0.071
He I λ6678/H_β	0.026	0.023	0.023	0.020
He I λ7065/H_β	0.017	0.018	0.019	0.017
He II λ4686/H_β	-	-	0.020	0.130
[NII]λ6548/H_β	-	-	-	-
[NII]λ6584/H_β	0.002	0.002	-	-
[SIII]λ9532/H_β	0.159	0.077	0.030	0.025
[SIII]λ9069/H_β	0.064	0.031	0.012	0.010
Сектор:	13		19	
Параметри	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $L(H\beta)$	37.59	37.62	37.82	38.21
H_α/H_β	3.17	3.20	3.49	3.34
[OII]λ3727/H_β	0.091	0.042	0.092	0.195
[OIII]λ5007/H_β	0.804	0.640	0.012	0.005
[OIII]λ4959/H_β	0.267	0.213	0.004	0.002
He I λ4471/H_β	0.044	0.041	0.059	0.049
He I λ5876/H_β	0.134	0.129	0.201	0.160
He I λ6678/H_β	0.038	0.037	0.058	0.046
He I λ7065/H_β	0.016	0.014	0.016	0.015
He II λ4686/H_β	0.026	0.113	0.016	0.015
[NII]λ6548/H_β	-	-	0.004	0.003
[NII]λ6584/H_β	-	-	0.013	0.009
[SIII]λ9532/H_β	0.195	0.134	0.084	0.033
[SIII]λ9069/H_β	0.079	0.054	0.034	0.013

Таблиця 5.5

Порівняння світностей у лінії H_β $L(H\beta)$а також відносних інтенсиностей (прийнято I(Hβ)=1) деяких важливих емісійних ліній, отриманих для різних репрезентативних секторів з МФМС карликової галактики, розрахованих як за допомогою детального (Detailed), так і наближеного (Outward Only) методів розрахунку ДІВ для віку 140Myr.

Сектор:	1		8	
Параметри	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $L(H\beta)$	37.84	38.11	37.49	37.48
H_α/H_β	2.91	2.88	2.86	2.85
[OII]λ3727/H_β	0.187	0.069	0.065	0.043
[OIII]λ5007/H_β	2.08	1.092	1.244	1.181
[OIII]λ4959/H_β	0.689	0.363	0.413	0.393
He I λ4471/H_β	0.034	0.033	0.033	0.030
He I λ5876/H_β	0.091	0.089	0.086	0.079
He I λ6678/H_β	0.026	0.025	0.024	0.023
He I λ7065/H_β	0.017	0.017	0.019	0.017
He II λ4686/H_β	0.001	-	0.024	0.095
[NII]λ6548/H_β	0.003	-	-	-
[NII]λ6584/H_β	0.001	0.003	-	-
[SIII]λ9532/H_β	0.159	0.157	0.191	0.171
[SIII]λ9069/H_β	0.064	0.063	0.077	0.069
Сектор:	13		19	
Параметри	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $L(H\beta)$	36.89	36.93	36.80	36.81
H_α/H_β	2.87	2.88	3.27	3.27
[OII]λ3727/H_β	0.095	0.047	0.031	0.031
[OIII]λ5007/H_β	3.273	2.845	0.182	0.153
[OIII]λ4959/H_β	1.088	0.946	0.060	0.051
He I λ4471/H_β	0.032	0.026	0.042	0.040
He I λ5876/H_β	0.089	0.072	0.134	0.128
He I λ6678/H_β	0.025	0.021	0.038	0.037
He I λ7065/H_β	0.015	0.012	0.012	0.012
He II λ4686/H_β	0.026	0.267	0.138	0.202
[NII]λ6548/H_β	-	-	-	-
[NII]λ6584/H_β	-	-	-	-
[SIII]λ9532/H_β	0.466	0.343	0.026	0.023
[SIII]λ9069/H_β	0.188	0.138	0.010	0.009

Таблиця 5.6

Порівняння потоків у лінії H_β $F(H\beta)$а також відносних інтенсиностей (прийнято I(Hβ)=1) деяких важливих емісійних ліній, отриманих для різних апертурних позицій з МФМС карликової галактики, розрахованих як за допомогою детального (Detailed), так і наближеного (Outward Only) методів розрахунку ДІВ для віку 10Myr.

Апертура:	APP0		APP1		APP2	
Line	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $F(H\beta)$	-14.47	-14.47	-14.49	-14.49	-16.30	-16.30
H_α/H_β	2.716	2.716	2.654	2.652	2.833	2.833
[OII]λ3727/H_β	0.007	0.007	0.008	0.008	0.002	0.002
[OIII]λ5007/H_β	1.771	1.781	2.012	2.051	0.114	0.115
[OIII]λ4959/H_β	0.589	0.592	0.668	0.681	0.038	0.038
He I λ4471/H_β	0.018	0.018	0.021	0.021	0.032	0.032
He I λ5876/H_β	0.047	0.047	0.054	0.054	0.080	0.080
He I λ6678/H_β	0.013	0.013	0.015	0.015	0.022	0.022
He I λ7065/H_β	0.011	0.011	0.013	0.013	0.021	0.021
He II λ4686/H_β	0.182	0.183	0.153	0.153	0.000	0.000
[NII]λ6548/H_β	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
[NII]λ6584/H_β	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
[SIII]λ9532/H_β	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
[SIII]λ9069/H_β	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

Апертура:	APP3		APP4	
Line	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $F(H\beta)$	-17.18	-17.18	-20.54	-20.54
H_α/H_β	2.180	2.198	2.772	2.772
[OII]λ3727/H_β	0.000	0.000	0.000	0.000
[OIII]λ5007/H_β	0.000	0.000	0.217	0.217
[OIII]λ4959/H_β	0.000	0.000	0.072	0.072
He I λ4471/H_β	0.000	0.000	0.031	0.031
He I λ5876/H_β	0.000	0.000	0.078	0.078
He I λ6678/H_β	0.000	0.000	0.022	0.022
He I λ7065/H_β	0.000	0.000	0.024	0.024
He II λ4686/H_β	0.000	0.000	0.001	0.001
[NII]λ6548/H_β	0.000	0.000	0.000	0.000
[NII]λ6584/H_β	0.000	0.000	0.000	0.000
[SIII]λ9532/H_β	0.000	0.000	0.000	0.000
[SIII]λ9069/H_β	0.000	0.000	0.000	0.000

Таблиця 5.7

Порівняння потоків у лінії H_β $F(H\beta)$а також відносних інтенсиностей (прийнято I(Hβ)=1) деяких важливих емісійних ліній, отриманих для різних апертурних позицій з МФМС карликової галактики, розрахованих як за допомогою детального (Detailed), так і наближеного (Outward Only) методів розрахунку ДІВ для віку 70Myr.

Апертура:	APP0		APP1		APP2	
Line	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $F(H\beta)$	-14.89	-14.79	-14.92	-14.81	-16.08	-16.11
H_α/H_β	2.955	2.912	2.936	2.894	2.866	2.830
[OII]λ3727/H_β	0.096	0.048	0.091	0.045	0.005	0.001
[OIII]λ5007/H_β	1.085	0.838	0.974	0.749	0.095	0.107
[OIII]λ4959/H_β	0.361	0.279	0.324	0.249	0.032	0.036
He I λ4471/H_β	0.035	0.034	0.034	0.033	0.032	0.024
He I λ5876/H_β	0.096	0.092	0.093	0.089	0.081	0.062
He I λ6678/H_β	0.027	0.026	0.026	0.025	0.023	0.017
He I λ7065/H_β	0.017	0.017	0.017	0.017	0.020	0.016
He II λ4686/H_β	0.021	0.069	0.019	0.066	0.000	0.218
[NII]λ6548/H_β	0.001	0.000	0.001	0.000	0.000	0.000
[NII]λ6584/H_β	0.002	0.001	0.002	0.001	0.000	0.000
[SIII]λ9532/H_β	0.010	0.006	0.009	0.006	0.000	0.000
[SIII]λ9069/H_β	0.007	0.004	0.007	0.004	0.000	0.000

Апертура:	APP3		APP4	
Line	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $F(H\beta)$	-17.35	-16.06	-20.79	-20.57
H_α/H_β	1.472	2.875	2.768	2.754
[OII]λ3727/H_β	0.000	0.015	0.000	0.000
[OIII]λ5007/H_β	0.000	0.041	0.221	0.040
[OIII]λ4959/H_β	0.000	0.014	0.074	0.013
He I λ4471/H_β	0.000	0.033	0.031	0.001
He I λ5876/H_β	0.000	0.088	0.076	0.003
He I λ6678/H_β	0.000	0.025	0.021	0.001
He I λ7065/H_β	0.000	0.018	0.024	0.001
He II λ4686/H_β	0.000	0.036	0.014	0.817
[NII]λ6548/H_β	0.000	0.001	0.000	0.000
[NII]λ6584/H_β	0.000	0.002	0.000	0.000
[SIII]λ9532/H_β	0.000	0.002	0.000	0.000
[SIII]λ9069/H_β	0.000	0.001	0.000	0.000

Таблиця 5.8

Порівняння потоків у лінії H_β $F(H\beta)$а також відносних інтенсиностей (прийнято I(Hβ)=1) деяких важливих емісійних ліній, отриманих для різних апертурних позицій з МФМС карликової галактики, розрахованих як за допомогою детального (Detailed), так і наближеного (Outward Only) методів розрахунку ДІВ для віку 140Myr.

Апертура:	APP0		APP1		APP2	
Line	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $F(H\beta)$	-15.03	-14.91	-15.04	-14.92	-15.81	-15.81
H_α/H_β	2.928	2.887	2.926	2.885	2.865	2.852
[OII]λ3727/H_β	0.179	0.089	0.178	0.088	0.021	0.012
[OIII]λ5007/H_β	2.426	1.821	2.298	1.714	0.364	0.368
[OIII]λ4959/H_β	0.806	0.605	0.764	0.569	0.121	0.122
He I λ4471/H_β	0.035	0.033	0.035	0.033	0.032	0.029
He I λ5876/H_β	0.095	0.090	0.094	0.089	0.083	0.075
He I λ6678/H_β	0.027	0.025	0.027	0.025	0.024	0.021
He I λ7065/H_β	0.017	0.017	0.017	0.017	0.019	0.017
He II λ4686/H_β	0.018	0.066	0.017	0.065	0.016	0.093
[NII]λ6548/H_β	0.001	0.001	0.001	0.001	0.000	0.000
[NII]λ6584/H_β	0.003	0.002	0.003	0.002	0.001	0.001
[SIII]λ9532/H_β	0.022	0.014	0.021	0.013	0.002	0.002
[SIII]λ9069/H_β	0.015	0.010	0.015	0.009	0.001	0.001

Апертура:	APP3		APP4	
Line	Outward Only	Detailed	Outward Only	Detailed
lg $F(H\beta)$	-17.22	-16.04	-20.82	-20.66
H_α/H_β	2.722	2.886	2.830	2.765
[OII]λ3727/H_β	0.000	0.016	0.000	0.000
[OIII]λ5007/H_β	0.000	0.039	0.238	0.036
[OIII]λ4959/H_β	0.000	0.013	0.079	0.012
He I λ4471/H_β	0.000	0.033	0.009	0.001
He I λ5876/H_β	0.000	0.087	0.023	0.003
He I λ6678/H_β	0.000	0.025	0.006	0.001
He I λ7065/H_β	0.000	0.018	0.008	0.001
He II λ4686/H_β	0.000	0.038	0.529	0.775
[NII]λ6548/H_β	0.000	0.001	0.000	0.000
[NII]λ6584/H_β	0.000	0.002	0.000	0.000
[SIII]λ9532/H_β	0.000	0.002	0.000	0.000
[SIII]λ9069/H_β	0.000	0.002	0.000	0.000

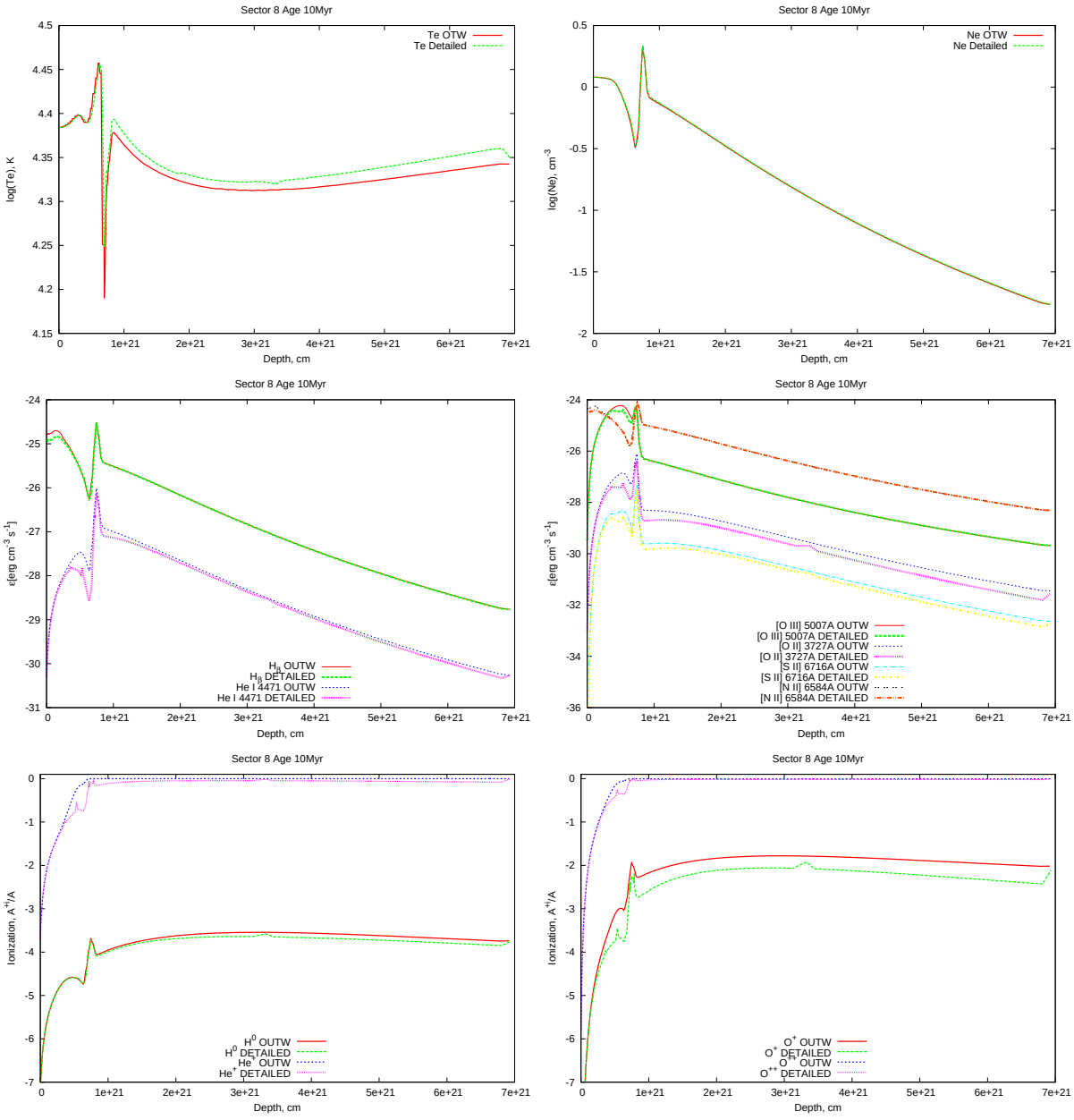

Рис. 5.6. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 8-го сектору для віку 10 млн. років.

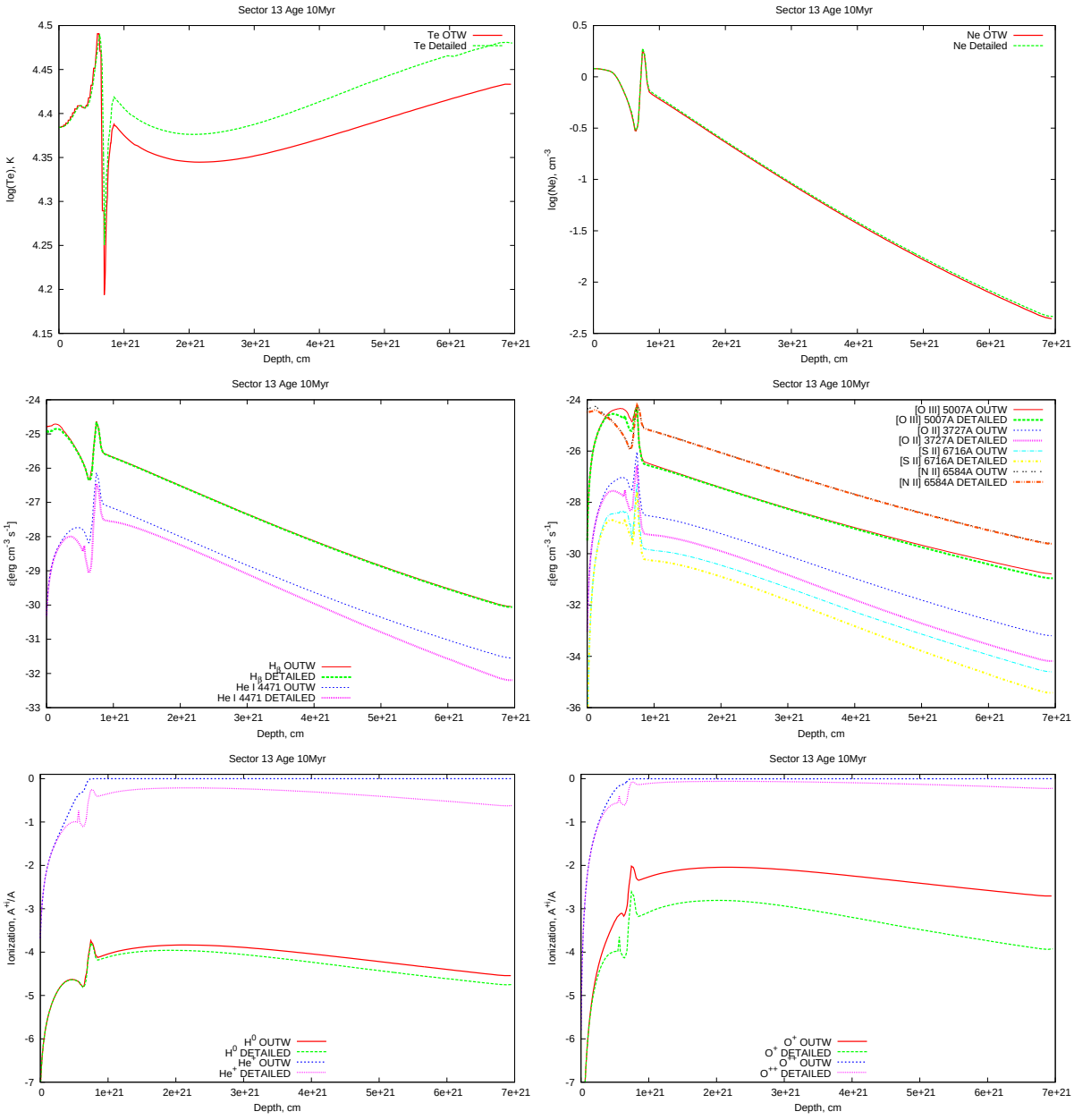

Рис. 5.7. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 13-го сектору для віку 10 млн. років.

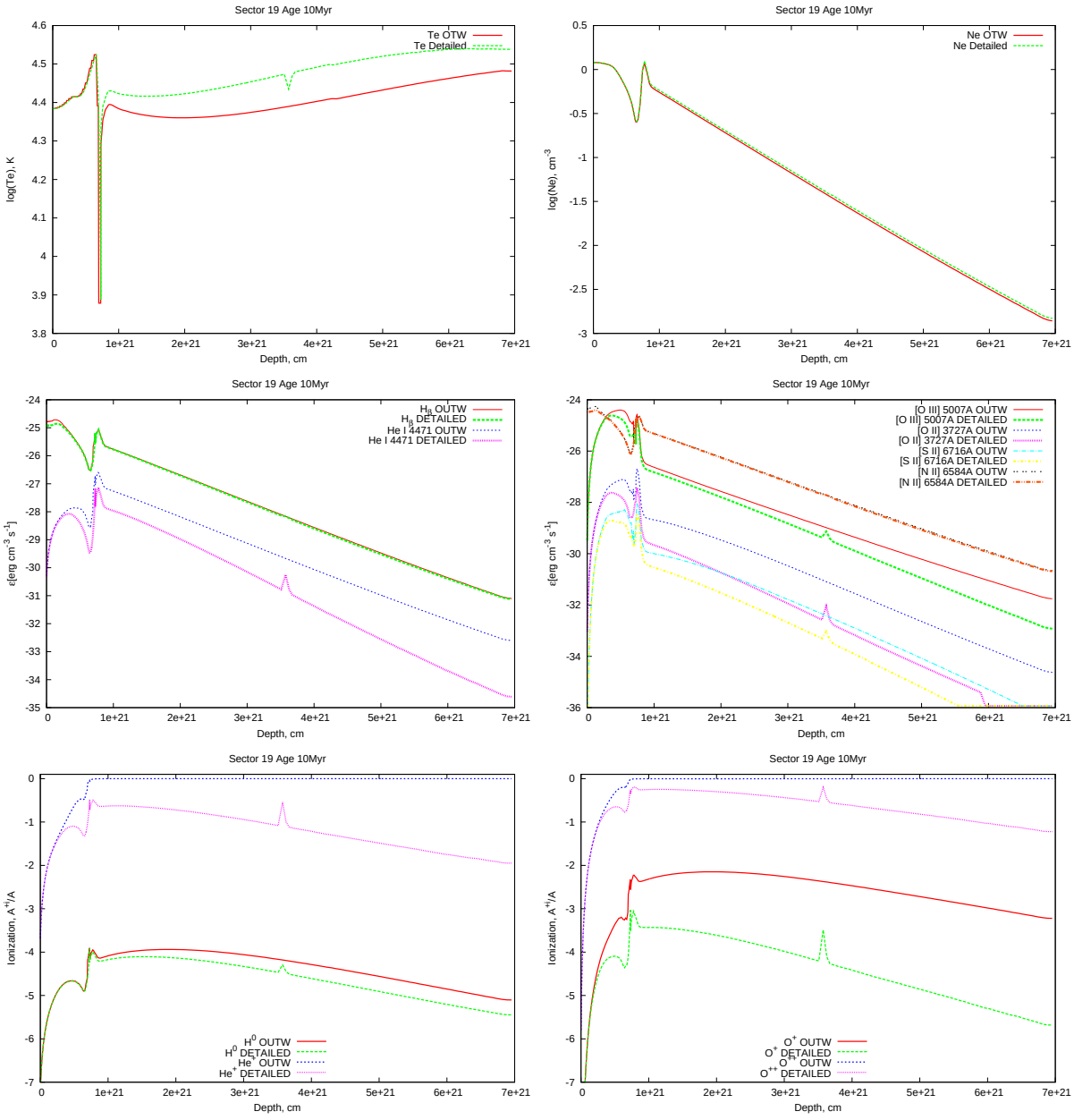

Рис. 5.8. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 19-го сектору для віку 10 млн. років.

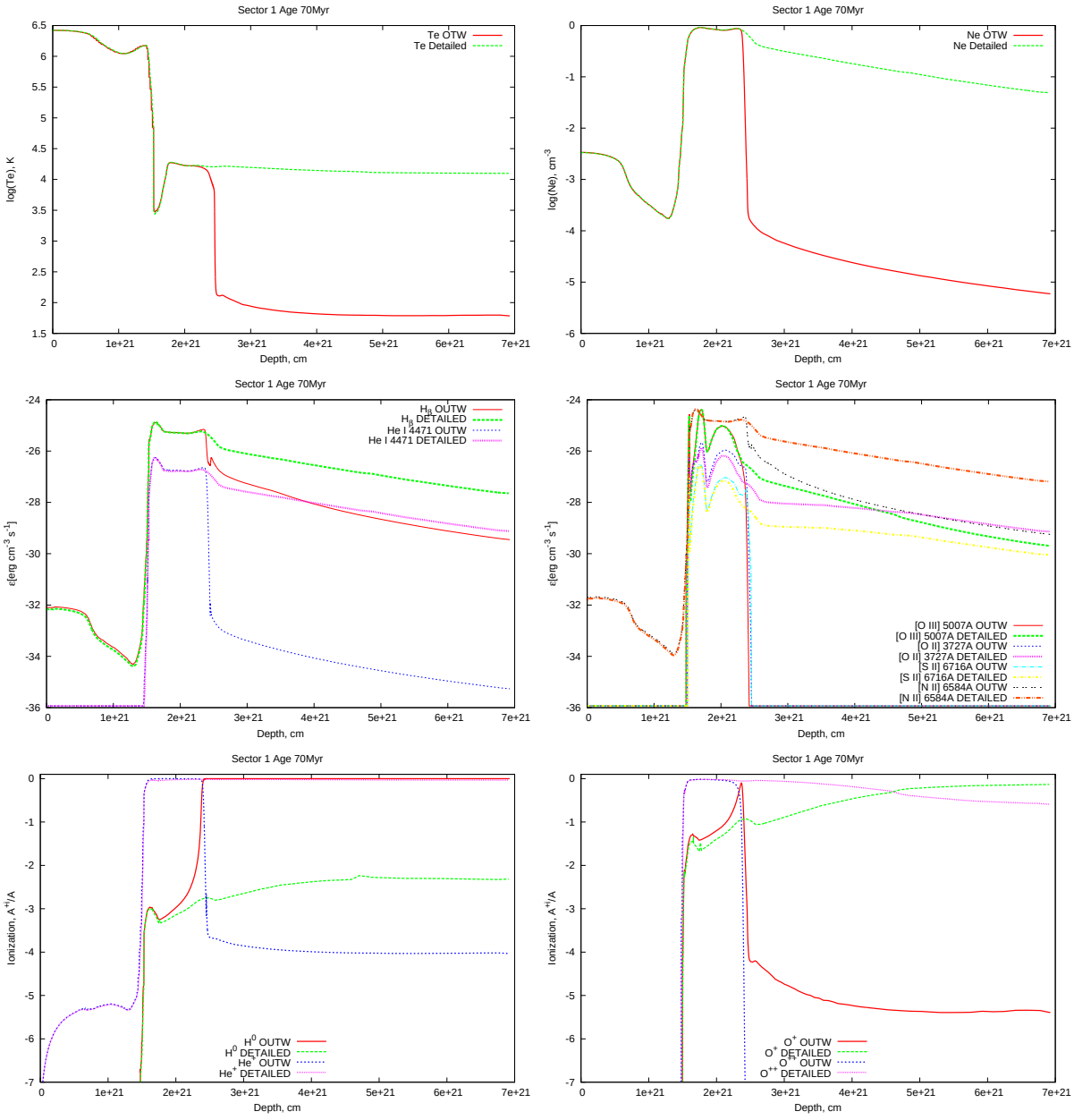

Рис. 5.9. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 1-го сектору для віку 70 млн. років.

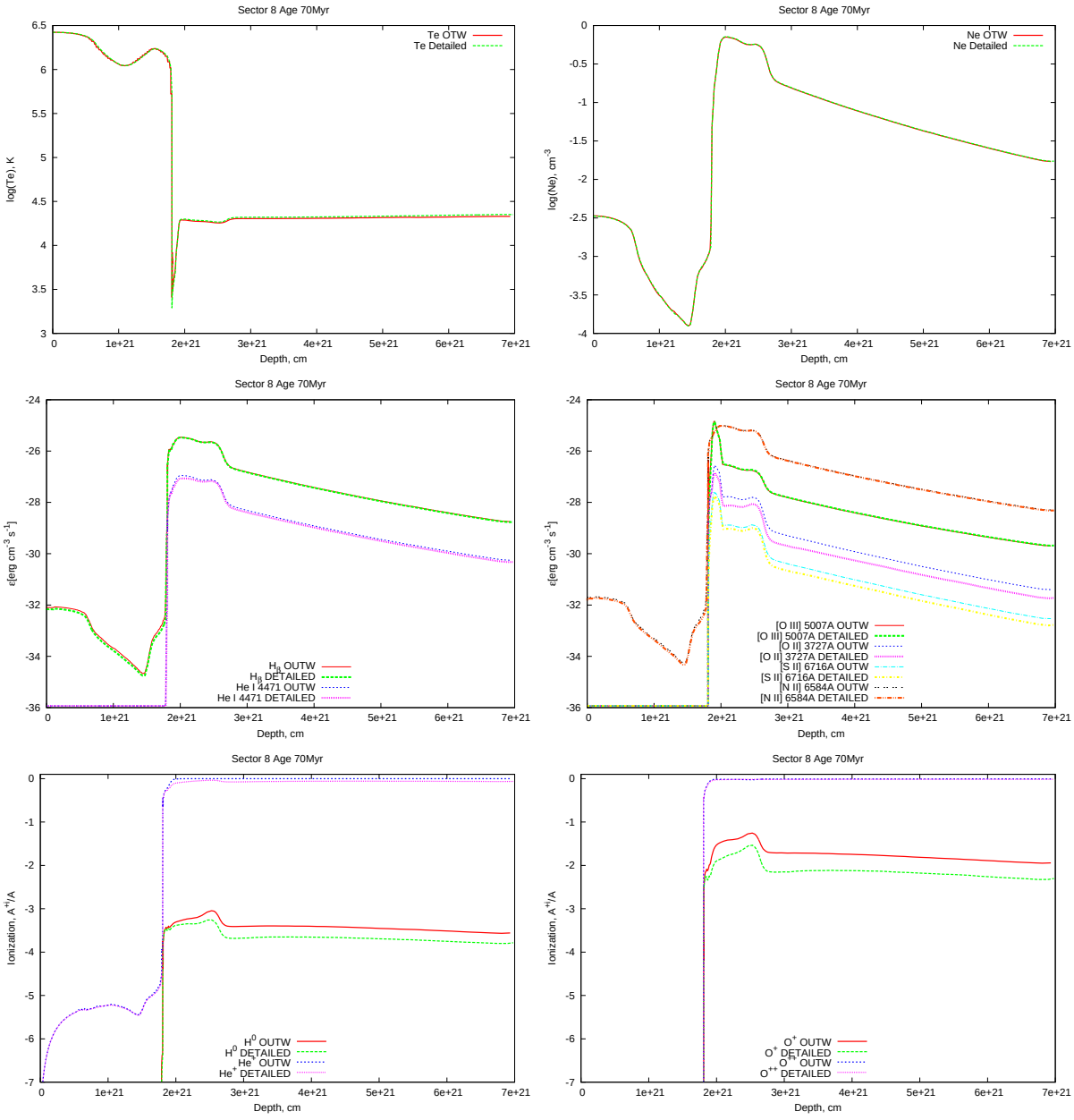

Рис. 5.10. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 8-го сектору для віку 70 млн. років.

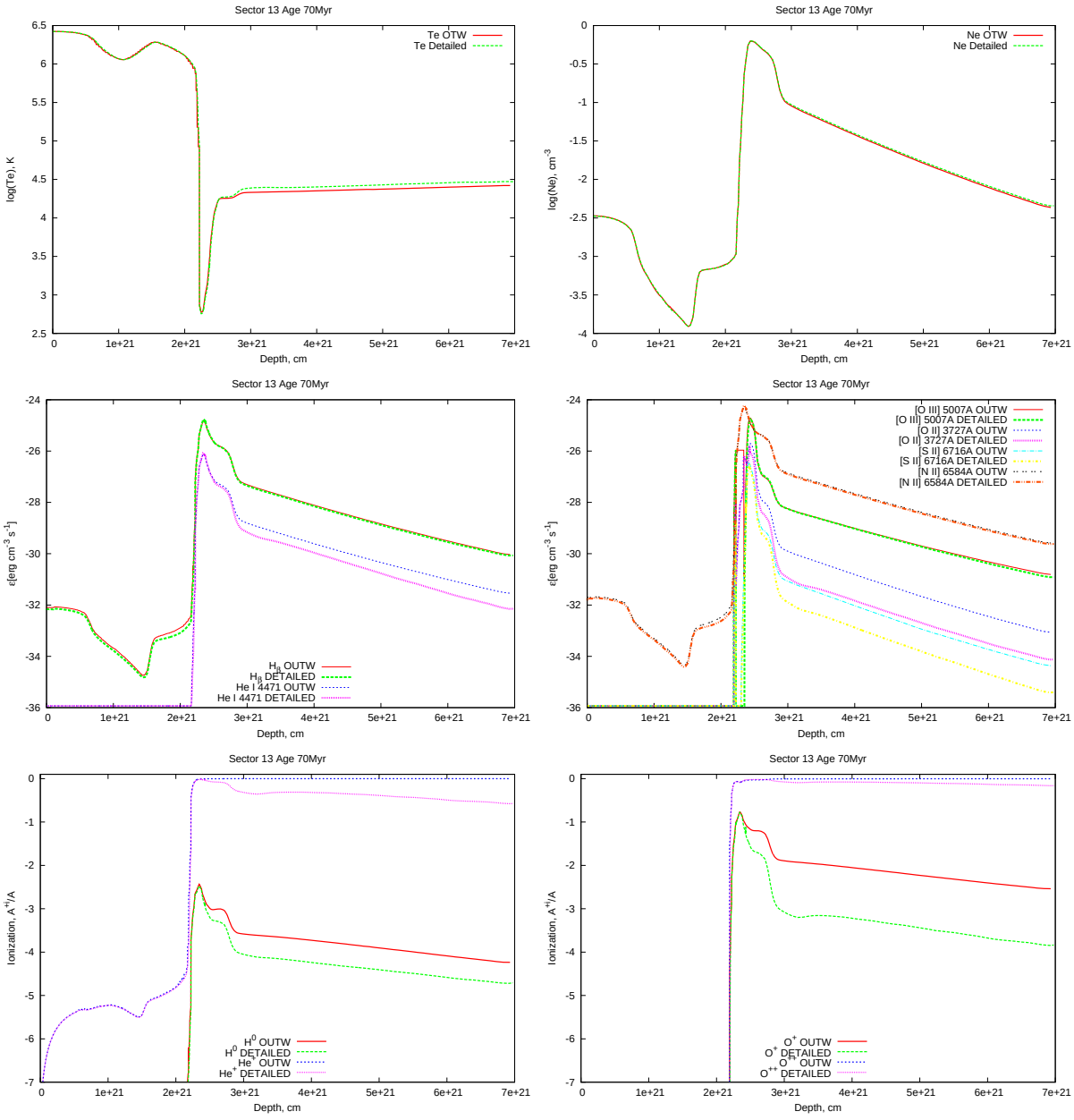

Рис. 5.11. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 13-го сектору для віку 70 млн. років.

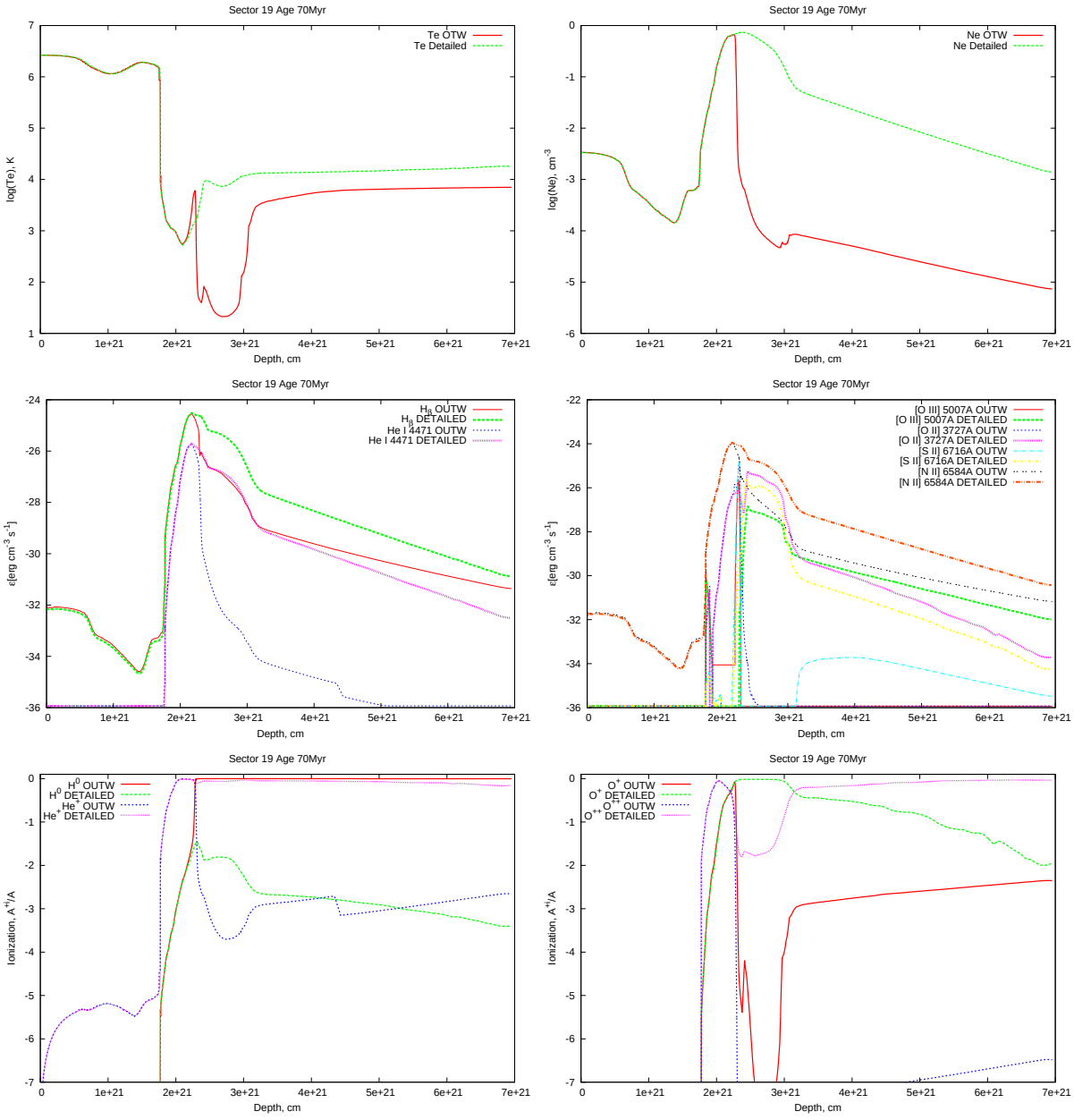

Рис. 5.12. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 19-го сектору для віку 70 млн. років.

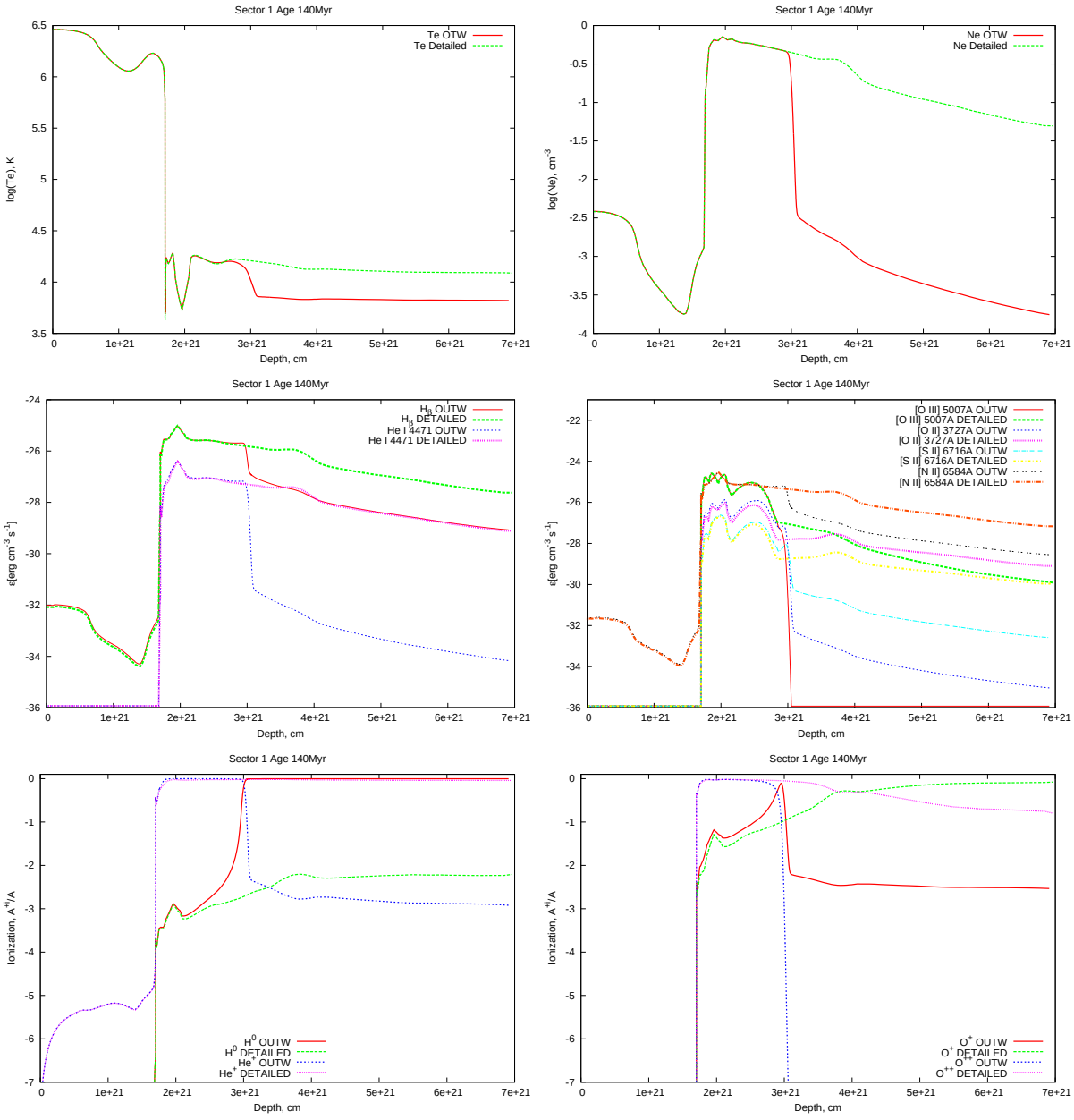

Рис. 5.13. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 1-го сектору для віку 140 млн. років.

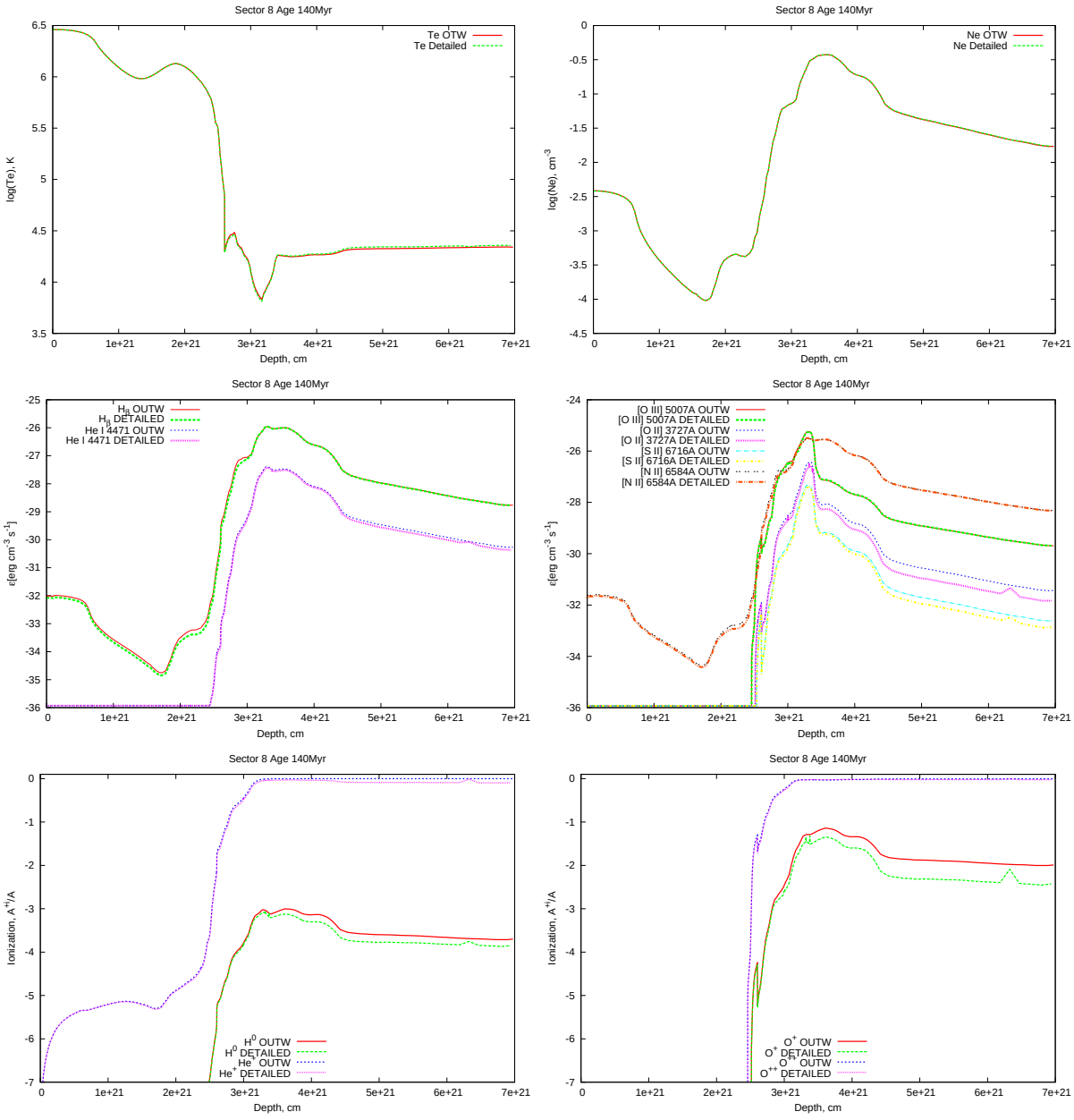

Рис. 5.14. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 8-го сектору для віку 140 млн. років.

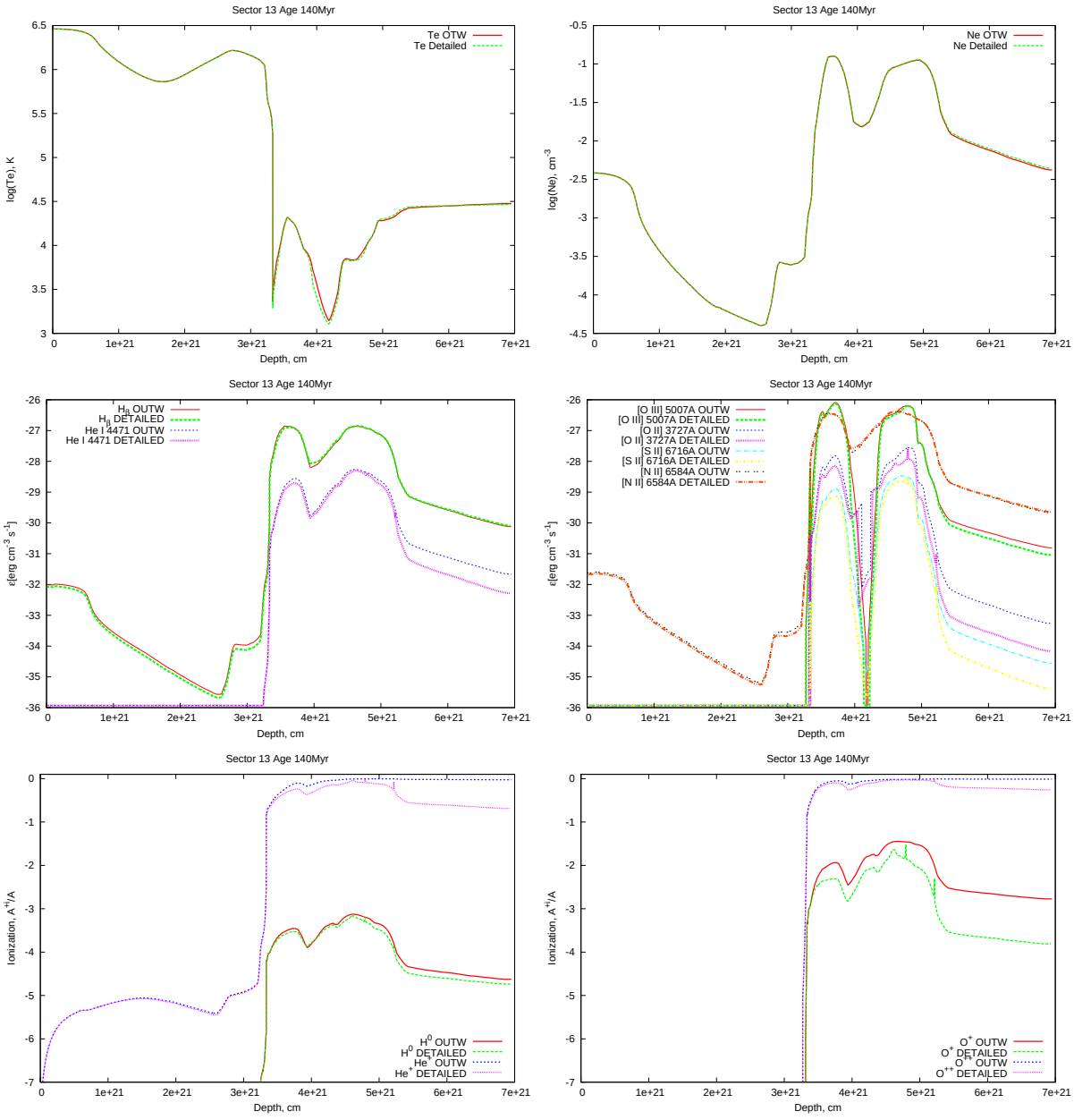

Рис. 5.15. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 13-го сектору для віку 140 млн. років.

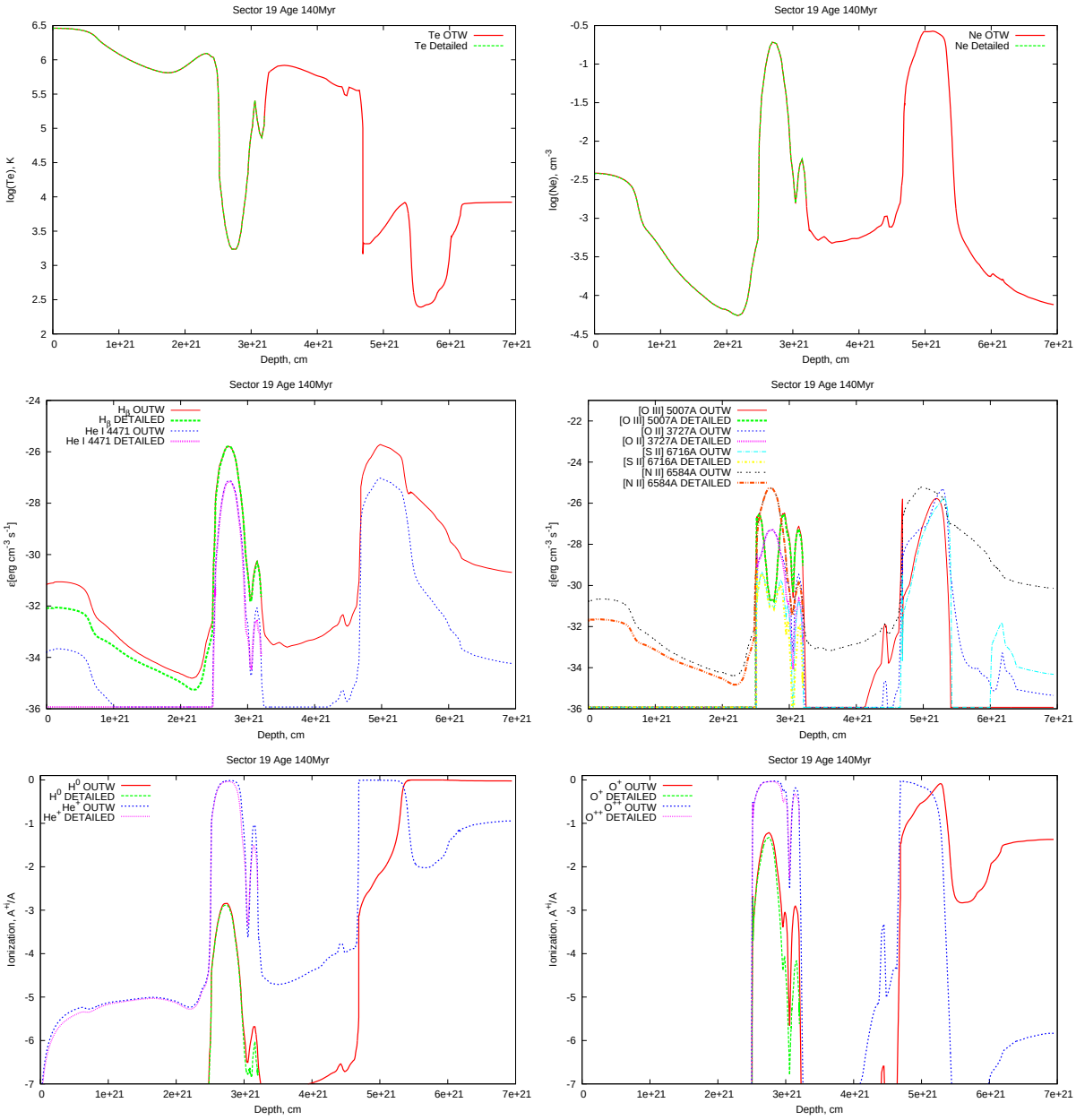

Рис. 5.16. Радіальні розподіли з МФМС карликової галактики електронних температури та концентрації, об'ємних емісійностей деяких важливих рекомбінаційних та заборонених ліній, а також іонного вмісту для 19-го сектору для віку 140 млн. років.