

Львівський національний університет імені Івана Франка
Фізичний факультет
Кафедра астрофізики

УДК 535.34

Магістерська робота на тему:

**Корекція результатів хемодинамічного моделювання еволюції карликової
галактики з активним зореутворенням**

Виконав студент II курсу групи ФЗФМ-21
спеціальності 104 Фізика та астрономія

Шевченко М.С.

Керівник: док. ф.-м. н. Мелех Б.Я.

Рецензент: доц. Бовгира О.В.

м. Львів – 2022р.

АНОТАЦІЯ

Дослідження спектрів ліній випромінювання навколо області активного зореутворення (ОАЗ) карликових галактик (КГ) дає змогу визначити фізичний стан КГ, а також провести фотоіонізаційне моделювання із перевіркою популярних діагностичних методів. Для побудови коректної моделі, відтворюваність якої є ідентичною до спостережуваної, слід враховувати нерівномірний розподіл температури, хімічного вмісту та густини, а також вклад електронів різних ступенів іонізації. Ми використали поєднання результатів двовимірної хемодинамічної моделювання (2Д ХДМ) із мультикомпонентним фотоіонізаційним моделюванням іонізованого газу (МФМС) та подальшої корекції синтетичних спектрів введенням тонкого шару високої густини (ТШВГ) – штучного локального підвищення густини. Результати даного комплексного підходу узгодились із лініями випромінювання для таких віків КГ - 100, 110, 140, 150 млн. років.

Ключові слова: карликова галактика, небулярний газ, фотоіонізаційне моделювання, діагностичні методи, хімічні надлишки, радіаційне перенесення.

ABSTRACT

Investigation of the spectra of radiation lines around the region of active star formation (SF) of dwarf galaxies (DG) makes it possible to determine the physical state of DGs, as well as for photoionization modeling with checking of the reliability of diagnostic methods. To calculate a correct model, the reproducibility of which is identical to the observed one, we should take into account the inhomogeneous distribution of temperature, chemical content and density, as well as the contribution of electrons of different degrees of ionization. We used a combination of the results of 2D chemodynamical simulation (2D ChDS) with multicomponent photoionization modeling of ionized gas (MPhM) and subsequent correction of synthetic spectra by introducing a thin layer of high density (TLHD) - artificial local density increase. The results of this integrated approach are consistent with the radiation lines for such ages of DG - 100, 110, 140, 150 million years.

Key words: dwarf galaxy, nebular gas, photoionization modeling, diagnostic methods, chemical abundances, radiation transfer.

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень та скорочень.....	4
Вступ.....	5
Розділ 1. Аналітичний огляд літератури.....	7
1.1. Карликова галактика із активним зореутворенням.....	7
1.2. Метод хемодинамічного моделювання.....	8
1.3. Мультикомпонентне фотоіонізаційне моделювання.....	11
1.3.1 Загальний математичний апарат.....	11
1.3.2 Нагрів та охолодження небулярної плазми.....	13
1.3.3. Модельно-теоретичні основи фотоіонізаційного аналізу результатів хемодинамічного моделювання еволюції карликової галактики із активною областю зореутворення.....	16
1.3.4. Драйвер мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання.....	18
1.4. Проблема відтворення емісійних ліній іонів низької стадії іонізації.....	20
1.5. Тонкий шар високої густини та постановка задачі.....	21
Розділ 2. Визначення параметрів тонкого шару високої густини.....	22
2.1. Параметри, що описують тонкий шар високої густини.....	22
2.2. Пошук оптимальних значень параметрів тонкого шару високої густини.....	22
2.3. Мультикомпонентне моделювання світіння карликової галактики із активним зореутворенням із доданим тонким шаром високої густини.....	23
Розділ 3. Результати досліджень та їхнє обговорення.....	25
3.1. Іонізаційної структури небулярного середовища мультикомпонентних моделей з та без врахування тонкого шару високої густини.....	25
3.2. Просторовий розподіл емісійностей важливих ліній.....	28
3.3. Наближення “outward only” та достовірність результатів мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання.....	28
Висновки.....	29
Список використаних джерел.....	30
Додатки.....	31
Додаток А. Розподіл електронної густини та температури у кутових секторах.....	31
Додаток Б. Модельні спектри для різних положень синтетичної апертури та їх порівняння із даними спостережень.....	34

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ

КГ – карликова галактика.

ГТ – газова туманність.

ОАЗ – область активного зореутворення.

ТШВГ – тонкий шар високої густини.

ХДМ – хемодинамічне моделювання.

МФМС – мультикомпонентне фотоіонізаційне моделювання.

ПМФ – початкова масова функція.

ВСТУП

Основна інформація про фізичні процеси та фізичний стан туманного газу у КГ із активним зореутворенням отримується з спостережуваних спектрів ліній випромінювання їх газових компонентів навколо ОЗА або газових туманностей.

Використання коефіцієнтів інтенсивностей небулярних ліній як елементів діагностики дає змогу розраховувати такі фізичні параметри, як густина іонізованих областей, електронну температуру та металічність – хімічний склад середовища. Присутність у спектрі випромінювання ліній певного типу вказує на ступінь іонізації, механізми нагріву та охолодження туманного газу (див. у посібник Мелех Б.Я., Головатий В.В. 2009 [1], а також у підручник Osterbrock D.E. & Ferland J.G. 2006 [2]).

Більшість діагностичних методів розглядають сталу за температурою, густиною, хімічним складом та іонними надлишками модель карликової галактики (КГ), що не повною мірою пояснює спостереженні дані. Для розв'язання цієї проблеми виконують детальне фотоіонізаційне моделювання небулярного газу в КГ, яке враховує просторові зміни фізичних властивостей газу.

Фотоіонізаційне моделювання дозволяє нам стежити за поширенням, появою та поглинанням фотонів з урахуванням усіх важливих процесів в небулярній плазмі. Подібне моделювання потребує просторового розподілу густини, хімічного вмісту та температури в області супервітру, що може бути забезпечене шляхом хемодинамічного моделювання (ХДМ) КГ.

Як мету даної роботи ми обрали комплексний підхід, який поєднує результати хемодинамічних моделювань КГ із багатоконпонентною моделлю фотоіонізації (МФМС) для побудови карти інтенсивності ліній викидів, присутність яких є маркерами певних фізичних процесів у небулярній плазмі. За допомогою їх можна розрахувати синтетичний спектр ліній випромінювання вздовж різних оглядових ділянок та порівняти його із спостережуваним.

Специфіка методу полягає у використанні густини, температури та хімічного вмісту, отриманих за допомогою ХДМ різних місць КГ – положень апертур на проекції поверхні до спостерігача та вирішені основних енергетичних рівнянь у коді МФМС – рівняння передачі іонізуючого випромінювання, іонізацій-рекомбінації, енергії балансу та рівняння статистичної рівноваги в різних частинах галактики, використовуючи як фізичні параметри для кожного регіону результати ХДМ.

Використання даного комбінованого підходу дає суттєвий вииграш у часі виконання відносно популярних методів (див. Yajima, Choi & Nagamine 2011 [3]; Paardekooper, Khochfar & Dalla Vecchia 2013 [4]), проте має свої недоліки які згодом викликають розбіжності між синтетичним та спостережуваним спектром. Тому виникла потреба внести корекцію з метою досягнення відтворюваності інтенсивностей всіх важливих спектральних ліній іонів низьких стадій іонізацій. Для цього було застосоване введення штучного локального підвищення густини на межі області супервітру та периферійної зони НІІ – тонкого шару високої густини (ТШВГ). Максимальна густина та товщина у ТШВГ підбиралися так, щоб всі важливі модельні спектри на виході з усіх секторів галактики потрапляли в область спостережуваних значень.

Застосування даного підходу є найбільш відтворюваним у моделі КГ для наступних її віків - 100, 110, 140, 150 млн. років. Також можливим є подальше доповнення методу включенням додаткових параметрів ТШВГ до присутніх, а також повного розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання з метою побудови більш детальної моделі.

Розділ 1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1. Карликова галактика із активним зореутворенням

КГ як галактика низької світності (верхня межа - $10^8 L_{\odot}$) складається з приблизно від 1000 до кількох мільярдів зір, що на порядок менше, ніж у типових спіральних галактик. Всупереч цьому КГ є найбільш поширеним та різноманітним галактичним об'єктом у Всесвіті.

До основної теорії походження галактик, включаючи КГ, можна віднести гравітаційну взаємодію темної матерії та міжзоряного середовища, коли відносно мале за розміром скупчення міжзоряної речовини у певний момент починає притягувати до себе більше матерії, тим самим формуючи кластер. Подальша еволюція галактики залежить від початкових умов, а також від присутності зовнішніх факторів, які таким чи іншим способом могли би вплинути на її форму, масу, хімічний вміст та тривалість існування. Так для КГ суттєвими є маса та орбітальна швидкість галактик-сусідів так, як через власну компактність вони нерідко притягуються та розриваються останніми.

Усі відомі КГ поділяються на такі класи:

1. dIm – блакитні карликові іррегулярні галактики магеланового типу, розділені на зорі та газові комплекси;
2. dIr – білі карликові дифузні галактики без розділення на зорі, яскравість нерівномірною;
3. dS – блакитні карликові галактики, в структурі яких проявляються спіральні форми;
4. dE – еліптичні карликові галактики правильної структури, забарвлення яких є червоним, а яскравість суттєво зменшується від центру до периферійних областей;
5. dSph – сферичні карликові галактики дуже низької поверхневої яскравості та з відносно плавним градієнтом яскравості;
6. BCD – блакитні компактні карликові галактики.

Одним із прикладом КГ можна назвати галактику Фенікс – неправильну КГ, відкриту в 1976 році Гансом-Емілем Шустером і Річардом Мартіном Вестом та помилково прийняту за кулясте скупчення [5]. На даний момент він знаходиться на відстані 440 кілопарсек від Землі. Карлик Фенікс має внутрішню частину із молодих зірок, яка витягнута в напрямку схід-захід, і зовнішню частину переважно старих зірок, витягнуту з півночі на південь (див.

мал. 1). Швидкість утворення зірок у центральному регіоні є відносно постійною протягом часу.

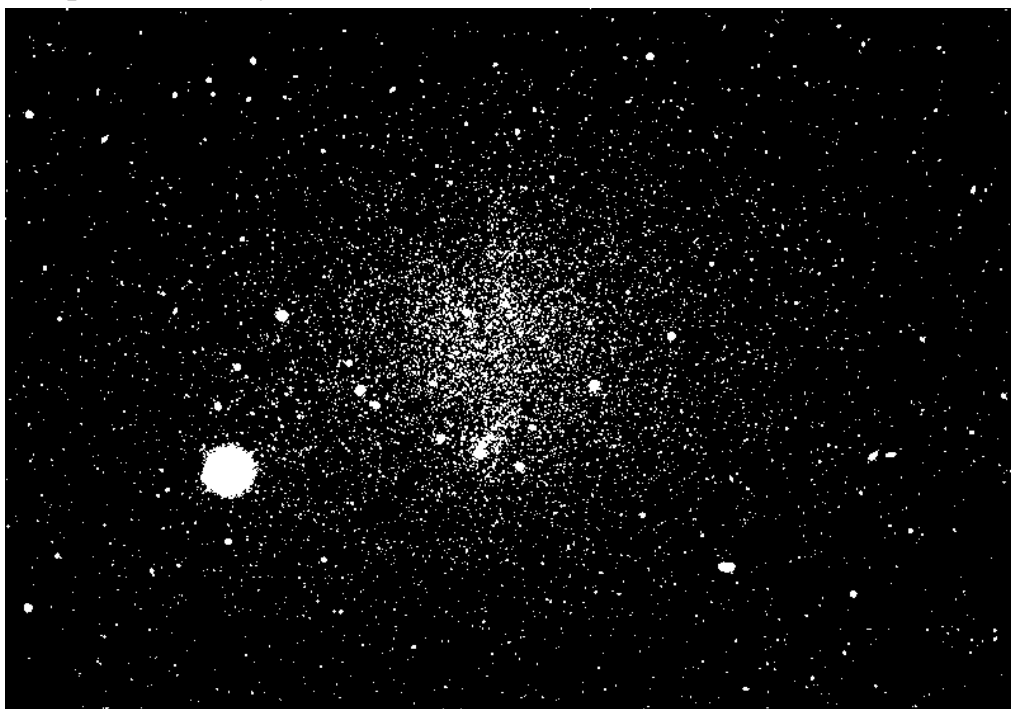


Рис. 1. Карликова галактика Фенікс.

Процеси зореутворення у КГ мають спалаховий та локальний характер. За моделлю Жерола-Сейдена відношення розміру галактики до її окремих ячеек, у яких, власне, виникають нові зорі має прямий зв'язок із часовим проміжком їх формування та силою спалаху [6]. Допустиме також існування активних областей зореутворення у центрі галактики, коли область іонізованого водню (H II, H III) розташована навколо скупчень масивних зір, які, в свою чергу, знаходяться у центрі КГ та формують сферу Стрёмгрена.

1.2. Метод хемодинамічного моделювання

Об'єктом ChDS була обрана дифузна модель карликової галактики (dIrr) із статті Recchi & Hensler (2013) [7]. У даній роботі досліджувалась схема, яка імітує баріонні забруднення, а також бралися до уваги початкові газові конфігурації та ступінь сплюснення КГ з метою детального вивчення умов появи та розвитку галактичного вітру та визначення металічності під час процесу зореутворення.

На відмінну від моделі Пуанкаре – Вавра (із посібника Тассул Ж.-Л., 1978 р.) [8], де частота обертання галактики залежить від вертикальної координати z , модель R&H13 надає перевагу відстані від осі R. Даний код вирішує двовимірні газодинамічні рівняння у циліндричній системі координат, використовуючи схему другого порядку MUSCL із обмеженням потоку. Поширення та вміст

основних хімічних елементів (H, He, C, N, O, Mg, Si та Fe) у просторі та у часі супроводжується набором пасивних скалярних полів. Джерелами іонізації та металічності були обрані такі астрономічні об'єкти, як наднові типів II, Ia, а також вітри зір середньої та великої маси. Точність відстеження еволюції хімічного складу КГ пояснюється детальним підходом обчислення у кожній комірці, а також функцією охолодження газу Борінгера-Хенслера [9] та теплопередачі за допомогою методу Кренка-Нікольсона [10]. Насичений тепловий потік допускається при умові, якщо середній вільний пробіг електронів є більшим за довжину температурної шкали [11]. Також дана модель нехтує самогравітацію при побудові початкової рівноважної системи так, як основним її завданням є вивчення впливу геометрії, металічності та інших параметрів, опис яких пояснюється тільки процесами зворотного зв'язку. Включення самогравітації в код означало б, що газ спочатку перебуває поза рівновагою на початку моделювання, навіть без джерел енергії та центрів поглинання. Це би спричинило внутрішній потік газу та зміну хімічного вмісту ГТ, що би в подальшому спотворило результат ХДМ. Виходячи з цього можна прийти до висновку, що модель R&N13 є найбільш ілюстративною при обчисленні коефіцієнтів випромінювання ОЗА КГ.

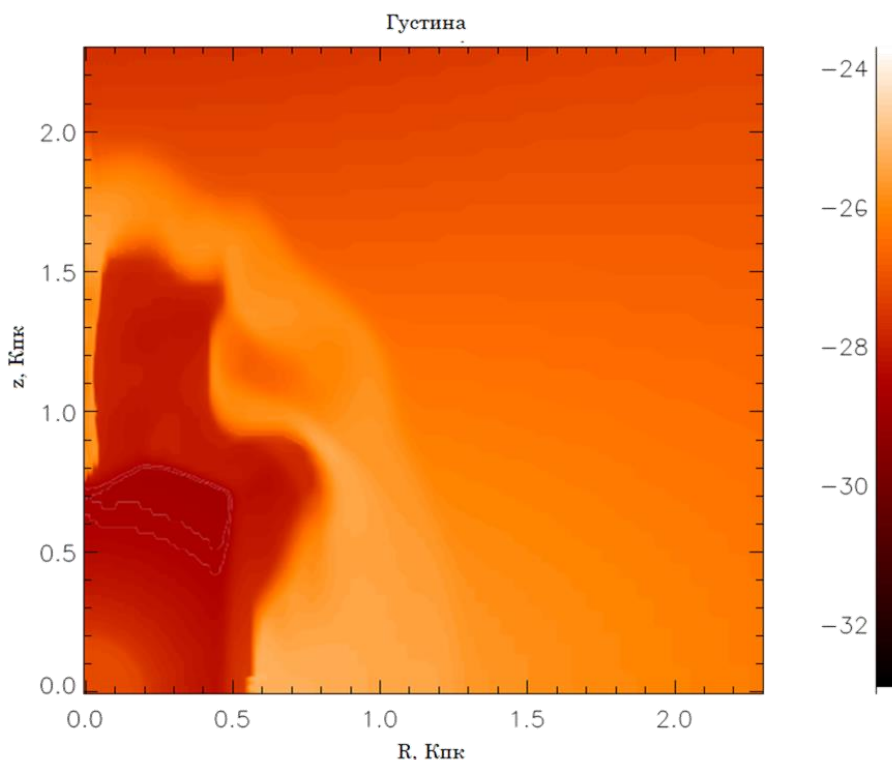


Рис.2. Карта розподілу густини моделі L8FR & N13. Яскраві області ілюструють ділянки підвищеної густини (із Melekh B. Ya , Recchi S. [14])

Серед доступних моделей було обрано як еталонну модель L8FR & H13 – плоску конфігурацію із баріонною масою рівною $10^8 M_{\odot}$ та постійним зореутворенням протягом перших 500 мільйонів галактичної еволюції ($2.67 \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). Результати, отримані у даній моделі є більш відтворюваними, ніж у решти так, як ефекти турбулентності є незначними. Ілюстрацію результатів моделі L8FR & H13 (карту густини у циліндричній системі, а також розподіл температури) можна побачити на рис. 2-3.

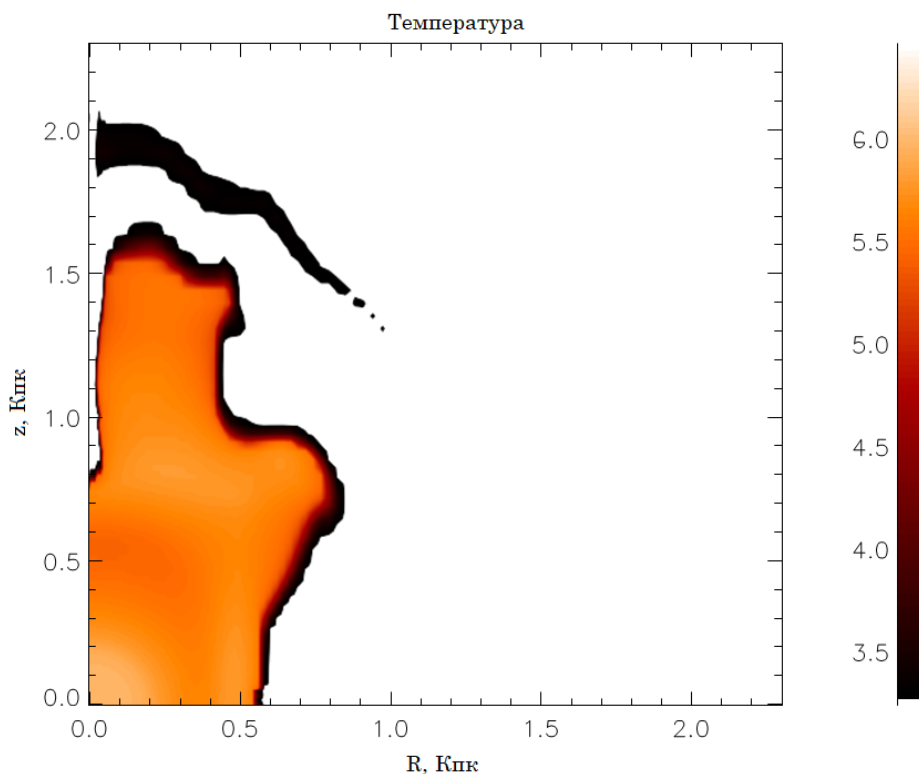


Рис. 3. Карта розподілу температури моделі L8FR & H13. Яскраві області ілюструють ділянки підвищеної температури (із Melekh V. Ya , Recchi S. [14])

Детально вивчивши карти розподілу густини та температури ГТ можна поділити іонізований газ на дві основні частини. Першою є порожнина (“каверна”), яка утворилася завдяки вибухів наднових та зоряних вітрів навколо області зореутворення. Ця ділянка містить газ у гарячій та розрідженій формі із високим вмістом важких елементів, а також є важкою для визначення температури через модельну фотоіонізацію (апарат не враховує ударні взаємодії небулярного газу). Наступним компонентом є супероболонка (“стіна”) яка поширюється через поштовх та є граничною областю порожнини. Дана структура характеризується високою густиною, низькою температурою та металічністю, типовою для міжзоряного середовища ГТ.

Слід зазначити, що значна частини “стіни” є іонізованою так, як витік іонізуючих фотонів із внутрішньої області галактики є значним. За межами супероболонки газ не збурюється та нагрівається, здебільшого, за допомогою ефекту фотоіонізації. Пошук температури у даній області можна отримати як розв’язок рівняння фотоіонізаційного балансу теплової енергії.

Для опису еволюції газу були розв’язані залежні від часу рівняння Ейлера газової динаміки з вихідними членами [12]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = \alpha \rho_*, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \alpha^i}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha^i v) = \alpha \rho_*, \quad (2)$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \nabla \cdot (m \otimes v) = rg - (\gamma - 1) \nabla \varepsilon + \alpha \rho_* v_*, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon v) = -(\gamma - 1) \nabla \varepsilon \cdot v - L + \alpha \rho_* (\varepsilon_0 + \frac{1}{2} v^2), \quad (4)$$

де ρ , m , ε — густина, імпульс та внутрішня енергія газу. Параметр $\gamma = \frac{5}{3}$ - відношення тяжіння теплоємностей, g та v – прискорення сили тяжіння та швидкість рідини. Також означим $\rho_* = M_b V$ – густину сплеску зореутворення, де M_b – маса зір, утворених в процесі, V – об’єм спалаху, v_* – радіальну швидкість зір, ε_0 – енергію інжекції на одиницю маси, що виникає в результаті випадкових рухів зірок і вибухів SN. Серед наведених рівнянь не менш важливою є швидкість охолодження $L = n_e n_p \Lambda(T)$ одинці об’єму, де функція $\Lambda(T)$ узгоджується із рівнянням кривої охолодження Метьюза-Брегмана [13], α^i – густина елемента i , α^i – питома швидкість повернення маси для даного елемента. Рівняння (2) є підсистемою із N рівнянь, які узгоджуються гідродинамічною еволюцією N елементів.

Окремим пунктом слід додати, що серед вхідних даних був спектр Лусконтинуум (спектр електронів, випромінених зорею з енергією, вищою за межу Лаймана для іонізованого водню) зоряної популяції із подальшою модифікацією вбудованим газом. Для встановлення початкового рівня іонізації була проведена часова симуляція Starburst99 (200 млн. років із кроком 1 млн.) із початковим зореутворенням, отриманим із ХДМ, початковою масовою функцією (ПМФ),

еволюційною доріжкою при $z = 0,004$ та моделлю вітру Маедера.

1.3. Мультикомпонентне фотоіонізаційне моделювання

1.3.1 Загальний математичний апарат. В цілому, для опису газових туманностей (ГТ) можна навести такі основні групи рівнянь, як газодинамічні рівняння, емісійно-абсорбційні та рівняння енергетичних переходів у атомах і йонах. Кожна із них в міру певних спрощень може бути використаною для моделювання ГТ.

Об'єктом дослідження для газової динаміки є нерелятивістський газ з параметрами густини ρ , тиску P та вектором швидкості v . Для зручності було рівняння гідродинаміки подаємо через закони збереження:

- 1) закон збереження маси

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla(\rho v) = 0, \quad (5)$$

- 2) закон збереження імпульсу

$$\frac{d(\rho v)}{dt} + \nabla(P + \rho v^2) = g\rho, \quad (6)$$

- 3) закон збереження енергії

$$\frac{d}{dt} \left[\rho \left(E + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \nabla \left[\rho v \left(E + \frac{v^2}{2} \right) + Pv \right] = v g \rho + H - C, \quad (7)$$

де E – питома внутрішня енергія системи, а H та C – функції нагріву та охолодження одичного газового об'єму.

Рівняння (7) можна переписати для адіабатичної моделі одноатомного газу ($\gamma = \frac{5}{3}$):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} P + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \nabla \left[v \left(\frac{5}{2} P + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \right] = v g \rho + H - C. \quad (8)$$

Для ідеального газу:

$$P = \frac{\rho k_B T}{\mu m_H} = n_{total} k_B T, \quad (9)$$

де n_{total} – сумарна концентрація газових компонент.

Загальне рівняння переносу як функції інтенсивності $I_\nu(n, r)$ за частотою ν , розташуванням \mathbf{r} та напрямком \mathbf{n} виглядає наступним чином:

$$\frac{1}{2} \frac{dI_\nu}{dt} + \mathbf{n} \nabla I_\nu = j_\nu - \kappa_\nu I_\nu, \quad (10)$$

де j_ν та κ_ν – коефіцієнти випромінювання та поглинання середовищем кванта світла із частотою ν .

Для опису локального стану газу у туманності, включаючи переходи між внутрішніми станами частинок та виведення рівнянь іонізаційного балансу слід записати рівняння еволюції концентрації молекул, атомів чи іонів, що перебувають у стані i :

$$\frac{dn_i}{dt} + \nabla(n_i v) = G_i + \sum_{j \neq i} R_{j \rightarrow i} n_j - n_i (S_i + \sum_{j \neq i} R_{i \rightarrow j}), \quad (11)$$

де $R_{j \rightarrow i}$ та $R_{i \rightarrow j}$ – коефіцієнти переходу між станами i та j , G_i та S_i – джерела та стоки стану i . За допомогою даного рівняння можна розрахувати йонний вміст різних ступенів іонізацій.

1.3.2. Нагрів та охолодження небулярної плазми. Характерними особливостями ГТ є присутність рекомбінаційних та заборонених ліній, які виникають внаслідок взаємодії небулярного газу із полем іонізуючого випромінювання центральної зорі або їх системи. Розглянемо дані процеси детальніше.

Рівняння іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги. Серед основних процесів іонізації небулярної плазми можемо віднести фотоіонізацію прямим (високоенергетичні кванти, випроміненні центральною зорею під час реакцій термоядерного синтезу) та дифузним випромінюванням (перевипромінене середовищем), ударну іонізацію, а також іонізаційні перезарядки.

Для розрахунку кількості прямої фотоіонізації частинки A^i , що припадає на одиницю об'єму певної точки ГТ за одиницю часу введемо наступний інтеграл за усіма частотами $\nu_0(A^i)$, які поглинає іон:

$$n_{ion}^*(A^i, r) = n(A^i, r) \frac{R^2}{r^2} \int_{\nu_0(A^i)}^{\infty} F_\nu^* e^{-\tau_\nu(r)} \sigma_\nu(A^i) \frac{d\nu}{h\nu}, \quad (12)$$

де F_ν^* – потік випромінювання ядра зорі, який є функцією частоти та фіксується на відстані Землі, нехтуючи поглинання міжзоряного середовища, R – відстань до туманності, r – відстань від ядра зорі до даної точки, $n(A^i, r)$ – концентрація іона A^i , $\sigma_\nu(A^i)$ – переріз фотоіонізації, $\tau_\nu(r)$ – оптична товщина середовища між джерелом іонізації та даною точкою ГТ.

Наступним джерелом фотоіонізації є дифузне випромінювання, яке виникає під час рекомбінації вільних електронів на основні рівні іонів, а також квантами серії Лаймана - L_α He I та L_α He II. Знаючи середню інтенсивність дифузного

випромінювання $J_v^d(r)$ у певній точці, можна знайти кількість іонізацій A^i одиничного об'єму за одиницю часу:

$$n_{ion}^d(A^i, r) = n(A^i, r) \int_{\nu_0(A^i)}^{\infty} \sigma_\nu(A^i) \frac{4\pi J_\nu^d(r)}{h\nu} d\nu, \quad (13)$$

Умовою виникнення ударної іонізації у ГТ є, передусім, електронна температура (для типової планетарної туманності $T_e \geq 10^4 K$), яка змогла би надати достатню енергію частинкам водню, гелію та решти елементів вищої металічності. Кількість іонізацій A^i одиничного об'єму за одиницю часу у даному випадку рівна:

$$n_{ion}^c(A^i, r) = n(A^i, r) n_e q_c(A^i), \quad (14)$$

де n_e – електронна концентрація, $q_c(A^i)$ – коефіцієнт ударної іонізації.

Останнім процесом фотоіонізації іонів A^i є іонізаційна перезарядка. Дане явище характерне передачею електронів зовнішніх оболонок між іонами при наближенні один до одного та залежить від хімічного вмісту ГТ. У випадку туманності низької металічності, де поширеними є лише легкі атоми (водень та гелій), кількість іонізаційних перезарядок в одиниці об'єму за одиницю часу:

$$n_{ion}^{ch}(A^i, r) = n(A^i, r) [n(H^+, r) \bar{k}(A^i, H^+) + n(He^+, r) \bar{k}(A^i, He^+)], \quad (15)$$

де $\bar{k}(A^i, H^+)$, $\bar{k}(A^i, He^+)$ - ймовірності іонізаційних перезарядок між іонами.

Підсумовуючи вище сказане, введем повне число рекомбінацій одиничного об'єму та часу:

$$n_{ion}(A^{i+1}, r) = n_{ion}^{rad}(A^{i+1}, r) + n_{ion}^{di}(A^{i+1}, r) + n_{ion}^{ch}(A^{i+1}, r). \quad (16)$$

Рівняння енергетичного балансу. Під час взаємодії кванта з потенціалом іонізації $h\nu_0(A^i)$ із частинкою відбувається процес передачі надлишкової енергії вільному електрону, який, згодом, передає її небулярному газу. Розглянемо детально усі процеси відносно енергетичних витрат.

Значна кількість атомів та йонів володіють метастабільними рівнями, для збудження яких є необхідною температура $T_e \sim 10^4 K$. Дане явище є досить ефективним так, як при спонтанних переходах цих рівнів виникають кванти заборонених та інтереконбінаційних ліній, які в міру прозорості оточуючого газу вільно покидають ГТ та можуть бути в подальшому дослідженими спостерігачем. Втрати енергії на збудження низьких рівнів в одиниці часу за одиницю об'єму є наступними:

$$\varepsilon_{cl} = n_e \sum_{A^i} n(A^i) \sum_{j=1}^{N_1(A^i)-1} \sum_{k=j+1}^{N_1(A^i)} (n_j q_{jk} - n_k q_{kj}) \chi_{kj}(A^i), \quad (17)$$

де n_j – відносна заселеність рівня j , $N_1(A^i)$ – кількість нижніх рівнів йона A^i , q_{jk} – коефіцієнт переходу із рівня j на рівень k , χ_{kj} – енергія даного переходу. Якщо механізм збудження рівнів є ударним, вираз можна значно спростити, ввівши довжину хвилі λ_{kj} та випромінювальну здатність $\varepsilon_c(\lambda_{kj}, A^i)$:

$$\varepsilon_{cl} = \sum_{A^i} \sum_{k=1}^{N_1(A^i)} \sum_{j=1}^{k-1} \varepsilon_c(\lambda_{kj}, A^i). \quad (18)$$

При ударній взаємодії вільного електрона із атомом чи йоном, він втрачає частину своєї енергії, охолоджуючи небулярний газ навколо. У даному випадку втрата енергії ударної іонізації в одиниці об'єму на одиницю часу записується, як:

$$\varepsilon_{ci} = n_e \sum_{A^i} n(A^i) q_c(A^i) h\nu_0(A^i), \quad (19)$$

де $q_c(A^i)$ – коефіцієнт ударної іонізації.

Ще одним процесом охолодження газу є захоплення йоном A^{i+1} вільного електрона із подальшим зменшенням енергії останнього. Витрати енергій під час радіативних рекомбінацій в одиниці об'єму за одиницю часу є наступними:

$$\varepsilon_{rad} = n_e n(A^{i+1}) \int_0^\infty \frac{m_e v^2}{2} \sigma_{cj}(A^{i+1}, v) v f(v, T_e) dv, \quad (20)$$

де $\frac{m_e v^2}{2}$ – кінетична енергія електрона, $\sigma_{cj}(A^{i+1}, v)$ – ефективний переріз рекомбінації електрона із швидкістю v на рівень j йона A^{i+1} , $f(v, T_e)$ – функція розподілу Максвелла електрона за швидкостями.

В залежності від температурних умов, діалектичну рекомбінацію можна поділити на:

1) високотемпературну

$$\varepsilon_{di+} = n_e \sum_{A^{i+1}} n(A^{i+1}) \alpha_{di}^H(A^{i+1}) E_1(X^{i+1}), \quad (21)$$

де $E_1(X^{i+1})$ – енергія збудження першого автоіонізаційного рівня іона, який виник

під час діалектичної рекомбінації йона A^{i+1} .

2) низькотемпературну

$$\varepsilon_{di-} = n_e \frac{3}{2} kT_e \sum_{A^{i+1}} n(A^{i+1}) \alpha_{di}^L(X^{i+1}). \quad (22)$$

Виходячи з цього, загальні енергетичні витрати на одиницю об'єму за одиницю часу для реомбінаційно-діалектричних рекомбінацій будуть наступними:

$$\varepsilon_{rd} = \varepsilon_{rad} + \varepsilon_{di+} + \varepsilon_{di-}. \quad (23)$$

Останній процес охолодження – вільно-вільний перехід електронів для додатних іонів. Його природа є випромінювальною, а енергетичні втрати на одиницю об'єму за одиницю часу:

$$\varepsilon_{ff} = 1.85 \cdot 10^{-27} n_e T_e^{\frac{1}{2}} \sum_{A^i} n(A^i) Z^2(A^i), \quad (24)$$

де $Z(A^i)$ – відносний заряд іона A^i .

Підсумувавши вищесказане, можна перейти до рівняння енергетичного балансу:

$$G = \Lambda, \quad (25)$$

де G – притік енергії на одиницю об'єму, а $\Lambda = \varepsilon_{cl} + \varepsilon_{ci} + \varepsilon_{rd} + \varepsilon_{ff}$ – швидкість охолодження газу.

Відповідно, час теплової рівноваги запишем, як:

$$t_T \sim \frac{n_e k n T_e}{\Lambda} = \frac{n_e k n T_e}{\varepsilon_{cl} + \varepsilon_{ci} + \varepsilon_{rd} + \varepsilon_{ff}}. \quad (26)$$

1.3.3. Модельно-теоретичні основи фотоіонізаційного аналізу результатів хемодинамічного моделювання еволюції карликової галактики із активною областю зореутворення

Чільною задачею фотоіонізаційного аналізу КГ є знаходження інтенсивностей емісійних ліній основних хімічних елементів (H, He, C, N, O, Mg, S, Si, Fe), розрахунок яких ведеться за допомогою відносних заселеностей енергетичних рівнів, при переході між яким вони виникають. Для цього слід розв'язати систему рівнянь статистичної рівноваги для кожного із елементів через процеси зіткнення та спонтанних переходів між рівнями.

Запишем умову статистичної рівноваги для певного рівня:

$$P_1 = P_2, \quad (27)$$

де P_1 - сума елементарних процесів, які збільшують заселеність рівня певної частинки, P_2 - сума процесів, що призводять до її зменшення.

Також запишем умову нормування:

$$\sum_{k=1}^N n_k = 1. \quad (28)$$

Згодом побудуємо систему із $N-1$ рівнянь статистичної рівноваги для усіх рівнів $j=2,3,\dots,N$ та доповним її умовою нормування. Внаслідок цього ми

отримаємо систему N лінійних рівнянь із N невідомими. Розв'язок даної системи описує відносні заселеності рівнів, які, у свою чергу, залежать також від електронної концентрації n_e та температури T_e .

Наступним кроком після розрахунку відносних заселеності рівнів для всіх рівнів йона A^i , ми обчислюємо об'ємний коефіцієнт випромінювання в лінії, що виникає при переході між рівнями k та j (при умові $k > j$):

$$\varepsilon_c = (\varepsilon\lambda_{kj}, A^i)\varepsilon_k(A^i)A_{kj}(A^i)h\nu_{kj}(A^i), \quad (29)$$

де індекс "с" вказує на збудження лінії через зіткнення, а $h\nu_{kj}$ – енергія переходу між рівнями k та j .

Подальшим важливим кроком у фотоіонізаційному моделюванні є розрахунок потоку в лінії H_β та відносної інтенсивності рекомбінаційних та заборонених ліній $I(\lambda)/H_\beta$.

Потік випромінювання у лінії H_β дорівнює:

$$F(H_\beta) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_{(V)} \varepsilon(H_\beta) dV, \quad (30)$$

де R – відстань до туманності.

За відсутності самопоглинання відносні інтенсивності ліній в інтегральних спектрах записується наступним чином:

$$\frac{I(\lambda, A^i)}{I(H_\beta)} = \frac{\int_{(V)} \varepsilon(\lambda, A^i) dV}{\int_{(V)} \varepsilon(H_\beta) dV}, \quad (31)$$

де інтегрування проводиться по всьому об'єму моделі КГ.

Розглянемо рівняння переносу для інтенсивності випромінювання:

$$\frac{dI_v(s)}{ds} = -\alpha_v I_v(s) + j_v(s), \quad (32)$$

де $I_v(s)$ – сумарна інтенсивність прямого та дифузного випромінювання, ds – певний шлях, на якому поглинається випромінювання, α_v та j_v – коефіцієнт поглинання та випромінювальна здатність середовища.

При виборі моделі КГ сферично-симетричною можна записати інтенсивність випромінювання $I_v = I_v(r, \theta)$, як функцію двох змінних – відстані від центру галактики до певної точки r та кута θ між напрямком радіус-вектора точки. Після цього розв'яжемо систему рівнянь $I_v(s) \equiv I_v(r, \theta)$ для набору значень кута θ та обчислимо середню інтенсивність випромінювання в певній точці:

$$J_v^{(k)} = \frac{1}{2} \int_0^\pi I_v^{(k)}(r, \theta) \cdot \sin \theta d\theta, \quad (33)$$

де k – номер компоненти випромінювання.

Далі проводим розрахунок іонізаційної та термічної структури, розв'язавши у кожній точці КГ систему рівнянь іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги для всіх хімічних елементів моделі:

$$n_{ion}^*(A^i, r) + n_{ion}^d(A^i, r) + n_{ion}^c(A^i, r) + n_{ion}^{ch}(A^i, r) = n_{ion}^{rad}(A^{i+1}, r) + n_{ion}^{di}(A^{i+1}, r) + n_{ion}^{ch}(A^{i+1}, r), \quad (34)$$

та рівняння енергетичного балансу $G = \Lambda$. Після знаходження чисельних розв'язків даної системи знаходим емісійний лінійчатий спектр та абсолютний потік випромінювання у лінії H_{β} . Отримані результати порівнюються із спостережуваними та дають оцінку точності обраної моделі.

1.3.4. Драйвер мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання

За основу фотоіонізаційного моделювання був обраний [13] модифікований код Cloudy 08.00 . Причиною корекції останнього стала складна геометрична структура ГТ, яка всупереч осьової симетрії створює проблему відтворення густини, температури та хімічного складу небулярного газу. Драйвер багатокомпонентного фотоіонізаційного моделювання (МФМС) вирішує дану неточність. Також був розроблений код DIFFRAY – для розрахунку спектрів ліній випромінювання у синтетичних апертурах із визначеними користувачем розмірами та положеннями.

У підході МФМС вся обчислювальна рамка ХДМ розділена на кутові сектори, а саме суцільні кути, відведені від початку координат, що є розташуванням центрального зоряного скупчення (див. рис. 3). Завдяки 2D – геометрії ХДМ із циліндричною симетрією, для подальших розрахунків обирався лише один квадрат у площині R-z. Згодом ця ділянка була поділенню на 20 кутових секторів.

Далі сектори будуть нумеровані від 1 до 20, при цьому сектор 1 буде сусіднім з галактичною площиною, а сектор 20 - сусіднім з віссю z (віссю симетрії). Кожен сектор, у свою чергу, рівномірно розділений на 200 радіальних компонентів, протяжність яких не перевищувала 11,5 пк.

Вхідні параметри із ХДМ у драйвер МФМС після переведення координат є наступними:

- 1) Електронна температура всередині секторів в області супервітру
- 2) густина водню
- 3) хімічний вміст досліджуваних елементів (H, He, C, N, O, Mg, S, Si, Fe).

У моделі фотоіонізації головними джерелами збудження газу розглядалось пряме випромінювання від ОЗА, а також дифузне, утворене внаслідок радіаційної рекомбінації до основного рівня йонів H^+ , He^+ , He^{++} та $Ly\alpha$ -переходу (121,5 нм.) між He I, He II.

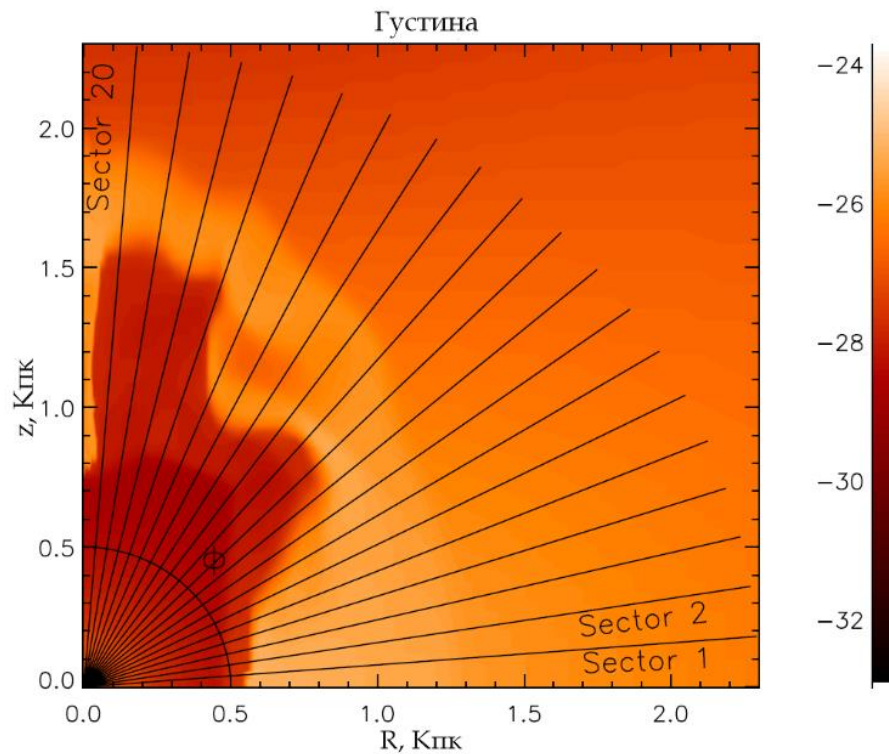


Рис. 3. Схема поділу обчислювальної рамки на сектори та компоненти (із Melekh В. Ya , Recchi S. [14])

Дифузне випромінювання обиралось при наближенні “outward-only”, згідно з яким рекомбінаційний потік від кожного компонента (з урахуванням усіх важливих джерел непрозорості) додається до падаючого континуального потоку з центральної області ОЗА. Випромінювання від кожного компонента може поширюватися лише назовні. Із міркувань вищесказаного кожний кутовий сектор моделі МФМС є ізольованим від інших, що значно спрощує побудову рівнянь газової динаміки та енергії системи, але впливає на відтворюваність електронних концентрацій. Для вирішення даних неточностей має проводитися повне фотоіонізаційне моделювання через інтегрування набору рівнянь переносу випромінювання та енергії за всіма напрямками.

1.3.4.1. Побудова синтетичних спектрів на основі мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання. Після проведення основних розрахунків іонізаційної структури ГТ за допомогою комбінованого підходу ХДМ+МФМС доречним є отримання спектрів ліній із різних положень апертур [15]. Для цього на картах емісійності ми визначаємо нецентральні (ділянки, які вздовж ліній зору не проходять через центр галактики) центральні точки (див. рис. 4). Синтетичні спектри обчислюються шляхом інтегрування карт інтенсивності по кожній апертурі. Синтетичні спектри, у свою чергу, використовуються для

визначення надлишків кисню за допомогою двох відомих і широко використовуваних методів діагностики, а саме двозонного Te-методу [16,17] і R23-методу [18]. Згодом ми порівнюємо отримані вмісти кисню з вмістом ХДМ для відповідної апертури.

Для розрахунку синтетичного спектру емісійних ліній був розроблений 3D-код DIFFRAY (див. Melekh B. Ya, Recchi S. 2015 [14]). Цей код інтегрує потоки в лініях випромінювання над суцільним кутом, який визначається апертурою відносно положення спостерігача.

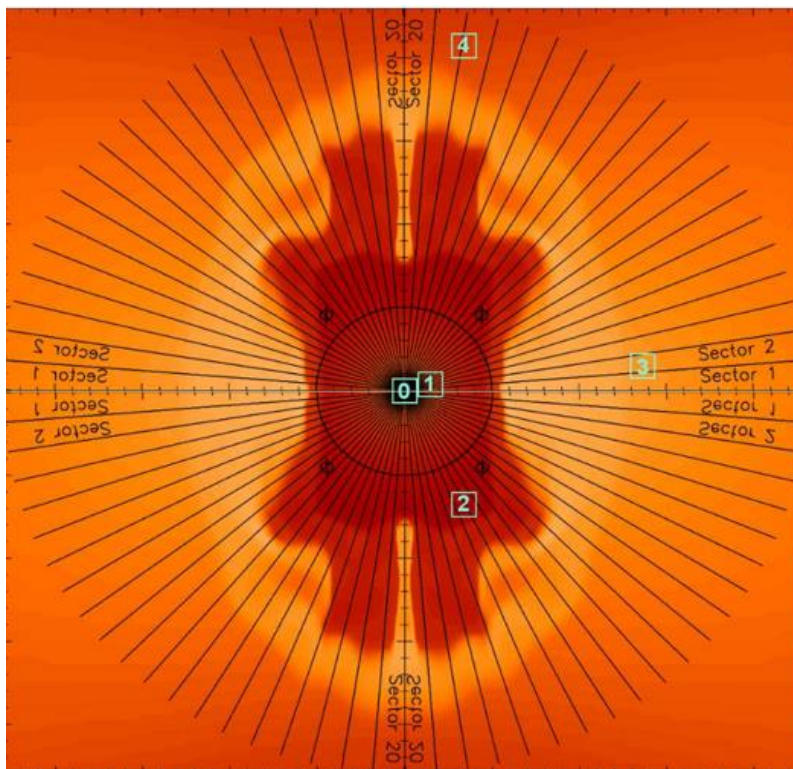


Рис.4. Розташування синтетичних апертур на проекції карликової галактики [14]

У свою чергу, апертура була розглянута як геометрична фігура, що має переріз 49 пк. × 49 пк. та розділена на менші ділянки за допомогою ітераційного підходу. На кожному етапі ітерації випромінювальні потоки інтегруються по кожному підрозділу апертури. Оптимальним інтегральним підходом для чисельних розрахунків був обраний трапецієподібний метод [19]. Також авторами були порівнянні отримані радіальні потоки ліній із з потоками, отриманими у CLOUDY 08.00 – результати узгодилися із відхиленнями, не більшими, ніж 1,7%.

1.4. Проблема відтворення емісійних ліній іонів низької стадії іонізації

Не зважаючи на функціонал та швидкість виконання обчислень підхід хемодинамічного моделювання володіє роздільною здатністю (4 пк.), якої не

достатньо для дослідження усіх процесів у ГТ. Так покроковий розрахунок ХДМ пропускає ударну хвилю (тонкого шару гарячого газу підвищеної густини, який рухається з великою швидкістю) галактики, яка перебуває на межі супервітру та “стіни”. Типовий розмір даної структури може сягати одного парсека, але можливими є і менші значення. Даний недолік точності моделі призводить до неточного розрахунку іонізаційної структури КГ. Так, зовнішня частина галактики стає перебуває у вищій стадії іонізації, коли основним процесом збудження небулярного газу на таких відстанях від області активного зореутворення є тільки процес фотоіонізації. Результатом цього є те, що більшість хімічних елементів є надлишково іонізованими, коли кількість іонів при нижчому збудженні знаходиться за нижньою спостережуваною межею.

1.5. Тонкий шар високої густини та постановка задачі

Для вирішення проблеми пропуску ударної хвилі структури ГТ у ХДМ, у статті Melekh B. Ya , Recchi S. [14] вперше було введено тонкий шар високої густини (ТШВГ) на межі області супервітру та периферійної зони НІ для екваторіального сектора галактики. У такий спосіб отримані коректні синтетичні спектри які узгодилися із каталогом Керінга для спостережуваних галактик [20]. Серед доступних об’єктів авторами були обрані такі, у яких потік $\text{H}\alpha$ / $\text{H}\beta$ знаходився у межах від 2,6 до 3,2 так як вони найкраще поєднувалися із результатами моделювання.

ТШВГ являє собою збільшення шару тонкої густини через удар, який неможливо розв’язати за допомогою прийнятої на даний момент чисельної роздільної здатності ХДМ. Шар розширюється за 10 пк. та сягає пікової густини $n_{\text{H}} = 7,2 \text{ см}^{-3}$ [14]. Ця пікова густина (не всієї оболонки; лише пікова) поширюється на 1 пк. Таким чином, за допомогою ТШВГ був створений шар нейтрального газу між двома іонізованими областями.

Основним завданням даної магістерської роботи було підібрати параметри тонкого шару високої густини для всіх секторів та віків моделі із даної роботи.

Розділ 2. ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ТОНКОГО ШАРУ ВИСОКОЇ ГУСТИНИ

2.1. Параметри, що описують тонкий шар високої густини

Основними параметрами, які описують ТШВГ є:

1. густина небулярного газу (cm^{-3});
2. товщина шару (у відносних одиницях при максимумі густини).

2.2. Пошук оптимальних значень параметрів тонкого шару високої густини

У статті Melekh V. Ya , Recchi S. [14] розглядалася модель ТШВГ для екваторіального сектора, ми же вирішили провести аналіз усіх двадцяти секторів. Аналогічно до даного дослідження ми знайшли набір параметрів штучного шару для першого сектору.

Згодом ми вирішили ввести співвідношення $n(\text{TDS})/n(\text{ChDS})$ для перших секторів кожного положення апертури та для кожного віку КГ (див. табл. 2.2.1). Цим ми показали, якою має бути максимальна густина моделі із тонким шаром відносно густини моделі без його введення для коректного відтворення емісійного лінійчатого спектру. У наступних секторах ми використали дане співвідношення як множник для параметрів густин, отриманих у процесі хемодинамічного моделювання. Для останніх секторів (19, 20) дана методика не була використаною так, як математичний апарат ХДМ, під час написання коду, не розглядав їх необхідність, тим самим викликаючи проблеми чисельної збіжності при подальших обрахунках.

Наступним кроком при підборі оптимальних параметрів ТШВГ було корегування товщини самого шару. Для цього ми ввели нову змінну – товщину шару, подану у відносних одиницях взятої при максимумі товщини. Вона змінювалась в межах від 0 до 1. Підхід виявився ефективним для віків галактики, більшість емісійних ліній синтетичного спектру яких попадала у реальні області, проте не всі бажані (див. табл. 2.2.2). Таким чином ми змогли підібрати коректні параметри для більшої кількості часів ГТ.

Age Myr	Observed range of n(TDS) cm^{-3}	adopted cm^{-3}	n(TDS)/n(ChDS) conventional units	adopted cm^{-3}	n(TDS) adopted cm^{-3}
10.0		20.0 - 50.0		34.48	30.00
20.0		15.0 - 25.0		181.40	25.00
30.0		15.0 - 30.0		123.21	20.00
40.0		10.0 - 15.0		7495.34	15.00
50.0		10.0 - 15.0		113.98	13.00
60.0		11.0 - 12.0		553.60	11.00
70.0		8.0 - 12.0		44.62	10.00
80.0		10.0 - 11.0		250.15	10.00
90.0		7.0 - 10.0		1685.28	9.60
100.0		9.0 - 9.75		97.15	9.45
110.0		8.6 - 9.8		155.56	9.20
120.0		4.0 - 10.0		187.44	7.50
130.0		6.8 - 7.0		530.15	7.00
140.0		6.9 - 7.5		37.33	7.20
150.0		7.0 - 8.4		68.99	8.00
160.0		4.0 - 7.2		297.23	6.20
170.0		6.0 - 10.0		73.58	6.00
180.0		6.0 - 10.0		555.97	6.00
190.0		7.0 - 8.0		39.21	7.00
200.0		5.0 - 6.0		305.04	5.00

Табл. 2.2.1. Розподіл густин ТШВ, а також відносних густин для різних часів мультикомпонентної фотоіонізаційної моделі світіння небулярного середовища для першого сектора КГ.

Aperture 1								
Relative intensity	Observed range		Time, Myr					
			100,00	110,00	120,00	130,00	140,00	150,00
[OIII]λ5007/Hβ	0,58	7,84	2,1	0,00	2,61	0,51	1,96	1,29
[OIII]λ4363/Hβ	0,03	0,15	0,03	0,00	0,02	0,01	0,02	0,02
[OII]λ3727/Hβ	0,40	7,19	3,23	0,00	2,18	1,86	3,06	1,88
[OIII]λ5007/Hβ/[OII]λ3727/Hβ	0,17	4,80	0,65	0,00	1,20	0,28	0,65	0,69
[SII]λ6716/Hβ	0,05	0,66	0,37	0,00	0,35	0,69	0,38	0,19
[SII]λ6731/Hβ	0,04	0,76	0,26	0,00	0,24	0,48	0,27	0,14
Hα/Hβ	2,63	3,18	2,92	0,00	2,95	3,10	2,92	2,91
[NII]λ6584/Hβ			0,09	0,00	0,12	0,20	0,13	0,07
[NII]λ6584/Hα	0,02	0,29	0,03	0,00	0,04	0,07	0,05	0,03
[SII]λ6716/Hα	0,02	0,21	0,13	0,00	0,12	0,23	0,13	0,07
[SII]λ6731/Hα	0,02	0,25	0,09	0,00	0,09	0,16	0,10	0,05
[SII](λ6716+λ6731)/Hα	0,03	0,46	0,22	0,00	0,20	0,38	0,23	0,12

Табл. 2.2.2. Проміжний модельний спектр та його порівняння із відповідними даними спостережень для першої апертури. Червоним кольором позначені віки, емісійні синтетичні лінії яких потрапили в область спостережуваних.

2.3. Мультикомпонентне моделювання світіння карликової галактики із активним зореутворенням із доданим тонким шаром високої густини

Специфіка енергетичної структури та характеру збудження іонів хімічних елементів, з яких складається туманний газ дають знати про фізичний стан структури ГТ. Для спрощення порівняння синтетичних емісійних ліній із спостережуваними, заміним їх інтенсивності на відносні, поділивши на потік без міжзоряного поглинання (отриманий на Землі) - H β та лінію серії Бальмера – H α . Розглянемо значення та еволюцію кожної із них на проміжку часу 10-200 млн. років для першого сектора галактики (див. табл. 2.3.1).

Заборонена лінія [OIII] $\lambda 5007$ є чутливою до електронної температури. Її відносна інтенсивність попадає у спостережувану область для наступних віків: 10, 20, 40, 80, 100, 110, 120, 140, 150, 160, 170, 180 та 190 млн. р.

Лінія [OIII] $\lambda 4363$ також визначає електронну температуру, хоч і потребує R23-калібруванню через низьку інтенсивність. Найбільш відтворюваними віками ГТ для даної інтенсивності лінії є: 10, 100, 110, 140, 150, 170, 180 та 190 млн. р.

Наступною важливою лінією є [OII] $\lambda 3727$. Вона застосовується для визначення надлишку кисню у туманностях та для оцінки швидкості зореутворення. В отриманому модельному спектрі вона узгоджується для всіх віків ГТ, окрім 50, 60 та 200 млн. р.

Відношення ліній [SII] $\lambda 6716$ /[SII] $\lambda 6731$ є важливим для знаходження карти електронної концентрації та густини, хоч не може використовуватися для знаходження електронної температури. У більшості віків галактики дана лінія узгоджується із діапазоном спостережень, але у наступних виникають труднощі: 20, 40, 60, 70, 80, 90, 120, 170 млн. р.

Лінія [SII] $\lambda 6731$ знаходиться також у межах спостережуваного діапазону.

Лінія [NII] $\lambda 6584$ теж є маркером надлишку кисню (за Пейджелом), хоч відтворюється за відносною інтенсивністю до лише для половини віків КГ (20, 40, 70, 80, 90, 100, 110, 130, 140, 150 млн. р.).

Relative intensity	Observed range	10 Myr	20 Myr	30 Myr	40 Myr	50 Myr	60 Myr	70 Myr	80 Myr	90 Myr	100 Myr
[OIII] $\lambda 5007$ /H β	0.58 .. 7.84	2.477	1.942	0.179	1.489	0.021	0.000	0.286	0.814	0.203	3.291
[OIII] $\lambda 4363$ /H β	0.03 .. 0.15	0.051	0.008	0.013	0.005	0.000	0.000	0.015	0.001	0.000	0.037
[OII] $\lambda 3727$ /H β *	0.40 .. 7.19	1.493	3.722	0.424	3.501	0.197	0.071	0.92	2.791	1.326	2.484
[OIII] $\lambda 5007$ /[OII] $\lambda 3727$	0.17 .. 4.8	1.659	0.522	0.423	0.425	0.108	0.003	0.311	0.292	0.153	1.325
[SII] $\lambda 6716$ /H β	0.05 .. 0.66	0.165	0.797	0.399	0.777	0.259	0.026	0.666	0.957	0.873	0.26
[SII] $\lambda 6731$ /H β	0.04 .. 0.76	0.118	0.565	0.276	0.547	0.178	0.018	0.46	0.667	0.604	0.184
H α /H β	2.63 .. 3.18	2.869	2.922	3.224	2.931	3.315	3.433	3.118	2.984	3.112	2.928
[NII] $\lambda 6584$ /H α	0.02 .. 0.29	0.004	0.027	0.013	0.048	0.011	0.001	0.028	0.061	0.046	0.021
[SII] $\lambda 6716$ /H α	0.02 .. 0.21	0.057	0.273	0.124	0.265	0.078	0.007	0.214	0.321	0.28	0.089
[SII] $\lambda 6731$ /H α	0.02 .. 0.25	0.041	0.193	0.086	0.187	0.054	0.005	0.148	0.224	0.194	0.063
[SII] ($\lambda 6716 + \lambda 6731$)/H α	0.03 .. 0.46	0.099	0.466	0.209	0.452	0.132	0.013	0.361	0.544	0.474	0.152

Relative intensity	Observed range	110 Myr	120 Myr	130 Myr	140 Myr	150 Myr	160 Myr	170 Myr	180 Myr	190 Myr	200 Myr
[OIII] $\lambda 5007$ /H β	0.58 .. 7.84	3.176	2.495	0.238	3.474	2.939	2.613	1.925	2.284	2.015	0.887
[OIII] $\lambda 4363$ /H β	0.03 .. 0.15	0.034	0.022	0.001	0.031	0.036	0.029	0.031	0.034	0.032	0.012
[OII] $\lambda 3727$ /H β *	0.40 .. 7.19	2.585	0.575	0.787	2.078	1.962	0.772	0.699	0.726	1.101	0.3285
[OIII] $\lambda 5007$ /[OII] $\lambda 3727$	0.17 .. 4.8	1.229	4.342	0.303	1.671	1.498	3.386	2.753	3.144	1.83	2.704
[SII] $\lambda 6716$ /H β	0.05 .. 0.66	0.275	0.096	0.398	0.243	0.207	0.107	0.067	0.071	0.103	0.085
[SII] $\lambda 6731$ /H β	0.04 .. 0.76	0.194	0.067	0.275	0.171	0.146	0.075	0.048	0.05	0.073	0.059
H α /H β	2.63 .. 3.18	2.885	2.973	3.133	2.942	2.905	2.921	2.928	2.888	2.883	3.124
[NII] $\lambda 6584$ /H α	0.02 .. 0.29	0.027	0.008	0.038	0.026	0.02	0.011	0.007	0.007	0.009	0.008
[SII] $\lambda 6716$ /H α	0.02 .. 0.21	0.095	0.032	0.127	0.083	0.071	0.036	0.023	0.025	0.036	0.027
[SII] $\lambda 6731$ /H α	0.02 .. 0.25	0.067	0.023	0.088	0.058	0.05	0.026	0.016	0.017	0.025	0.019
[SII] ($\lambda 6716 + \lambda 6731$)/H α	0.03 .. 0.46	0.162	0.055	0.215	0.141	0.122	0.062	0.039	0.042	0.061	0.046

*[OII] $\lambda 3727$ /H β = [OII] ($\lambda 3726 + \lambda 3729$)/H β

Табл. 2.3.1 Модельний спектр для першого положення синтетичної апертури та його порівняння із відповідними даними спостережень. Порівняння із спостережуваними спектрами найкраще співпадають для моделей із віками КГ: 100, 110, 140, 150 млн. років

Розділ 3. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ЇХНЕ ОБГОВОРЕННЯ

3.1. Іонізаційної структури небулярного середовища мультикомпонентних моделей з та без врахування тонкого шару високої густини

Іонізаційно-температурна структура ГТ обрана для віку галактики – 140 млн. років. Даний часовий проміжок є найбільш відтворюваним відносно спостережуваних спектрів каталогу Керінга [20], а також розглянутим у статті Melekh B. Ya, Recchi S. [14], що дало змогу провести паралелі над дослідженнями. Так ми отримали розподіли електронної концентрації та температури відносно відстані від центра ОЗА для усіх секторів моделі.

Для перших чотирьох секторів (див. рис. 5) можна спостерігати чітку різницю між моделлю із введеним шаром високої густини та такою, яка розглядалася за його відсутності. Так перша модель має більш компактнішу іонізаційну структуру, ніж друга, а також містить пікові значення електронної концентрації. Також вона точніші температурні розподіли, враховуючи іонізаційні процеси в області збудженого газу (лінія $T_e=4000\text{K}$ на рисунках температурного розподілу), недоступні для “чистої” моделі. Дану відмінність можна пояснити властивістю структури галактики, де газ найбільшої густини в міру процесів обертання навколо центру має знаходитися, переважно, в екваторіальній площині. Очевидним буде те, що розташування ТШВГ у цій області є найбільш вірогідним.

Коли ми перейдемо до секторів, ближчих до галактичної осі іонізаційно-температурна структура ГТ для вищевказаних моделей накладається одна на одну, утворивши загальну. Найбільш ілюстративно це подано на рисунку 6, де ми обрали сектори 5, 10, 15 та 18. Останні сектори є менш інформативними так, як у результатах своїх обчислень можуть зустрічатися із проблемою збіжності.

При спостереженні іонізаційної структури чітко видно край між областю супервітру та “стіною”, що характеризується високими температурами та низькою густиною, та ділянками газу із нижчими температурами та більш високими густинами. Також можна замітити присутність температурних коливань, коли холодна область передує більш гарячій. Це пов’язано з турбулентним характером галактичних витоків та адіабатичним охолодженням витікаючого газу.

Також видно, що для першого сектору, що містить “стіни” із найбільшою густиною, зовнішній фронт іонізації відбувається на відстані 0,8 Кпк. Його природа пояснюється іонізацією за рахунок поглинання іонізуючих фотонів у газі. Це означає, що в радіальних напрямках перших секторів, починаючи із екваторіального, непрозорість газу велика, і дуже мала частка іонізуючого випромінювання поширюється поза “стіною”. МФМС дозволяє нам розрахувати карти випромінювання для важливих туманних ліній випромінювання, які можна використовувати для розрахунку відповідних потоків випромінювання вздовж будь-якого напрямку. На основі цього можна отримувати синтетичні спектри для порівняння з спостережуваними.

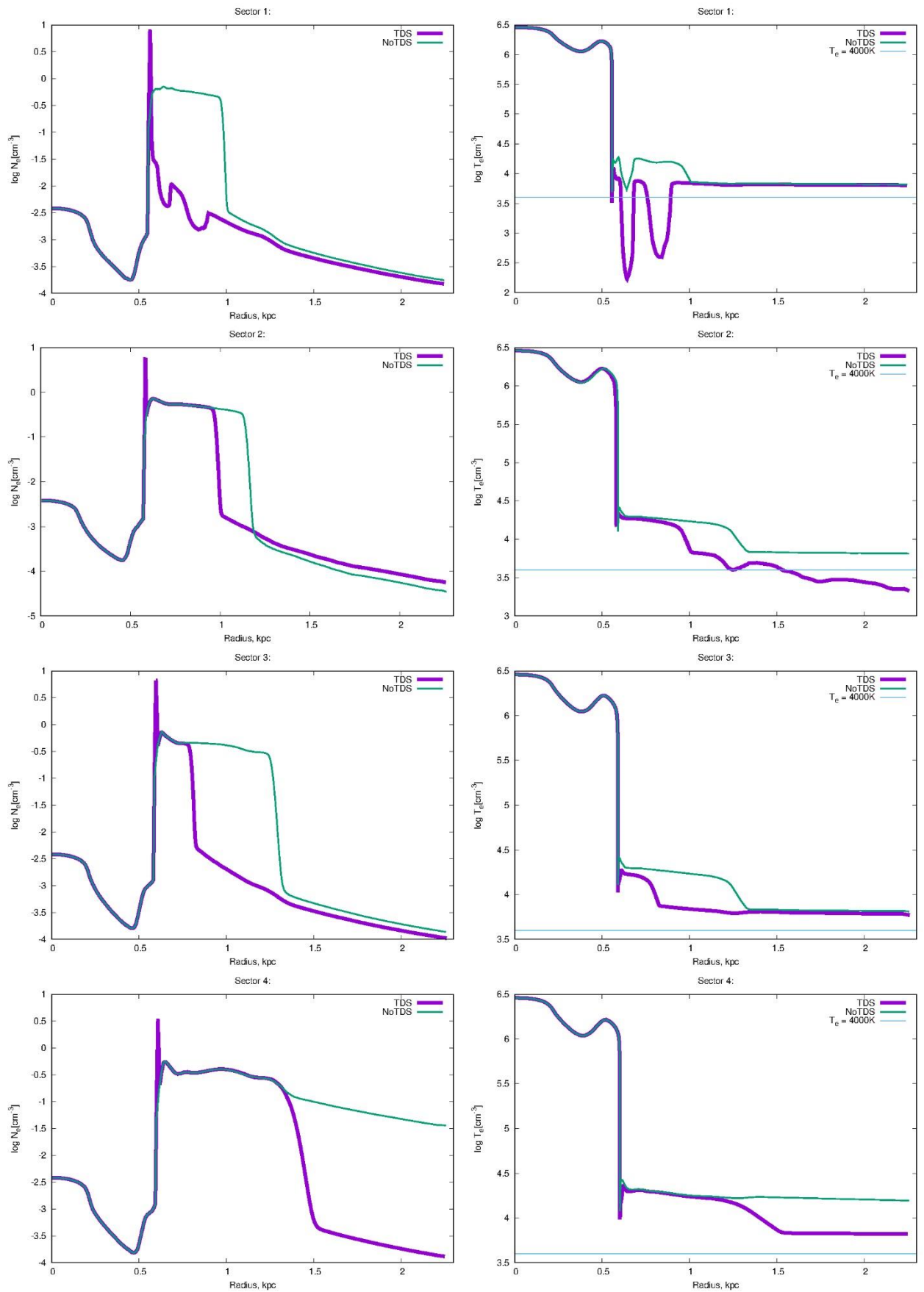


Рис. 5. Розподіл електронної густини та температури КГ ($\tau=140$ млн.р.) у кутових секторах 1-4 як функції радіальної відстані від центру.

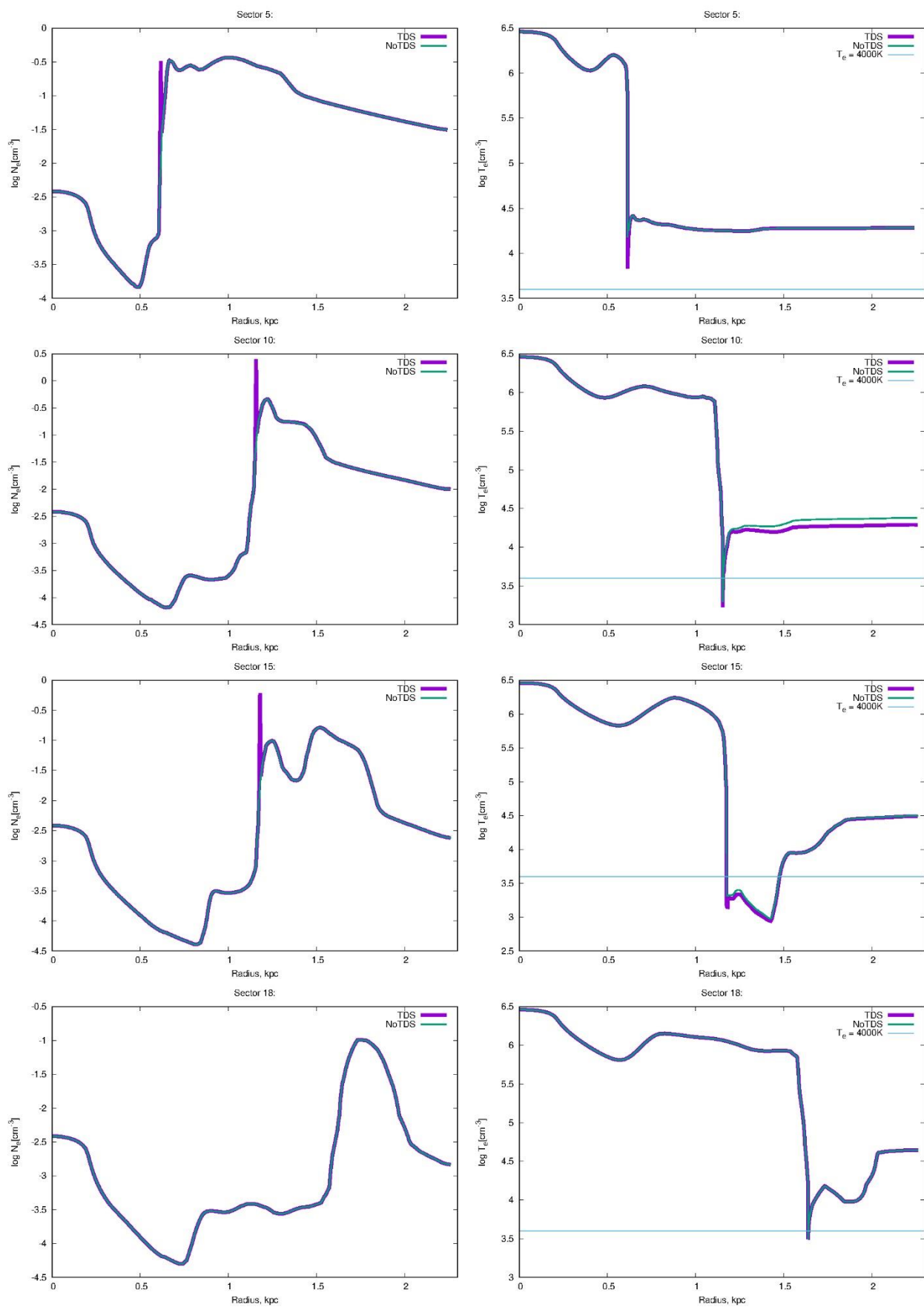


Рис. 6. Розподіл електронної густини та температури КГ ($\tau=140$ млн.р.) у кутових секторах 5, 10, 15, 18 як функції радіальної відстані від центру.

3.2. Просторовий розподіл емісійностей важливих ліній ?

Рисунки $I0/H(R)$, $im\delta$. – із *Clump 140*

3.3. Наближення “Outward only” та достовірність результату мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання

У більшості ГТ іонізуюче випромінювання складається із прямого та дифузного (див. п. 1.3.3). Як правило, для прямого іонізуючого випромінювання підходять більшість методів обчислень так як його модель пов’язана із перинним джерелом утворення – термоядерними процесами у ядрах центральних зір. Природа дифузного випромінювання є складнішою та потребує застосування модельних наближень. Так у програмах Cloudy (08.00) [21] і Nebu [22] головними наближеннями є “*Outward only*” (припущення, при якому дифузне випромінювання поширюється лише у радіальному напрямку назовні) та “*On the spot*” (випромінювання та поглинання випромінювання є локалізованим в певному об’ємі).

Попри значну перевагу в оптимізації, наближення “*Outward only*” володіє суттєвими недоліками. У сучасних задачах фотоіонізаційного моделювання небулярних середовищ, що оперують реальними туманностями важливим є розрахунок неоднорідного розподілу густини та хімічного вмісту. Натомість, при застосуванні наближення присутність флуктуації густини на шляху потоку випромінювання може викликати появу затіненої області, яка поглинатиме більшість іонізуючих квантів та може сягати краю туманності. Тому використання детального моделювання у даному випадку є більш коректним, хоч і потребує більше часу для розрахунків [23-25].

ВИСНОВКИ

Під час виконання роботи були досліджені іонізаційні структури карликової галактики із активним зореутворенням, а також еволюція основних хімічних елементів (H, He, C, N, O, Mg, Si та Fe) у міжзоряному середовищі. Для цього був використаний комплексний підхід ХДМ+МФМС.

Розглянута проблема відтворюваності емісійних ліній низької стадії іонізації, а також перевірена методика її вирішення за допомогою включенням тонкого шару високої густини між областю супервітру та граничною областю порожнини для всіх секторів галактики.

В результаті ми отримали синтетичні спектри, які найкраще узгодилися із каталогом спостережуваних ліній для наступних віків КГ - 100, 110, 140, 150 млн. років.

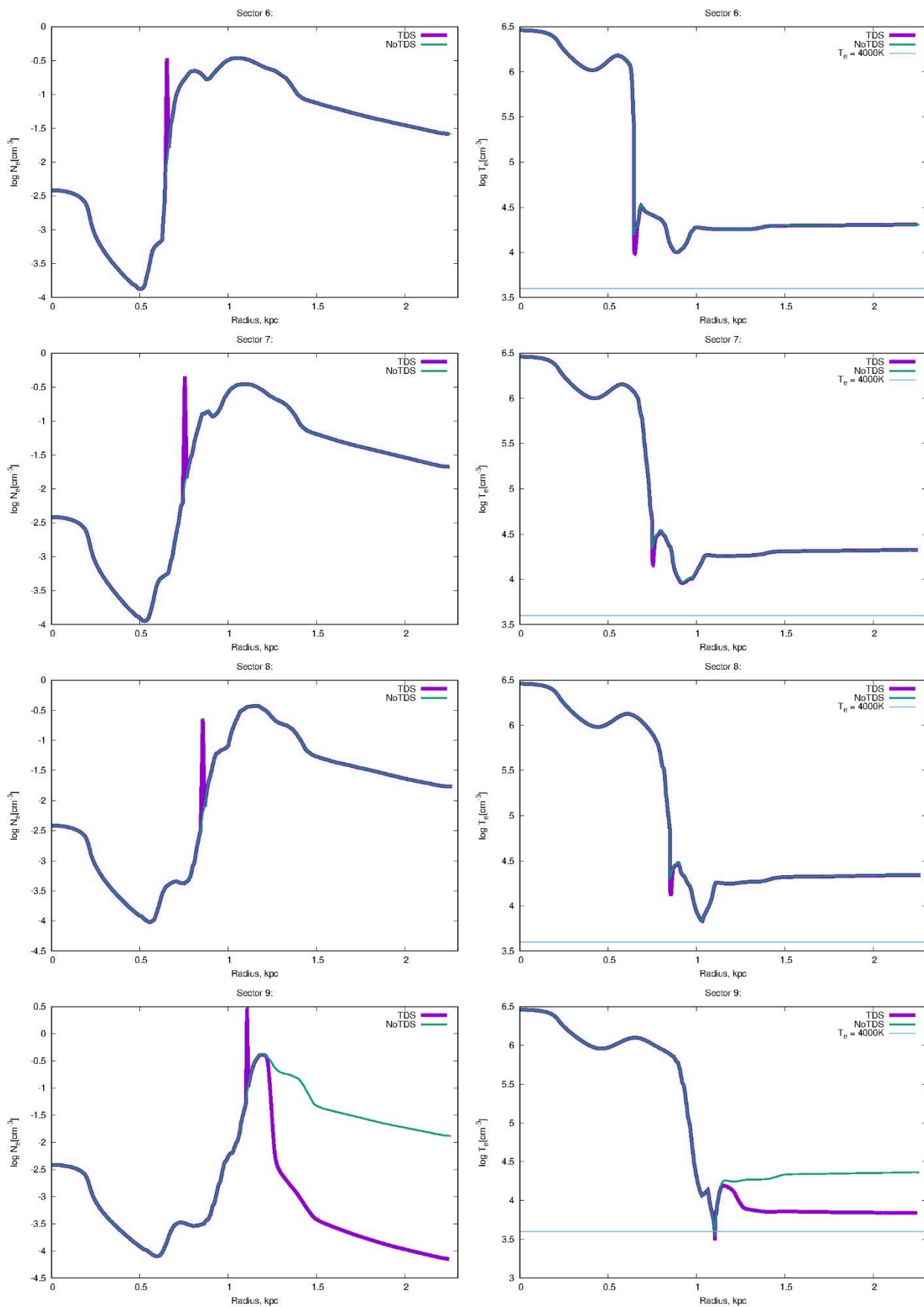
В подальшому планується розширити функціонал МФМС, включивши метод детального фотоіонізаційного моделювання, а також врахувавши непрозорість КГ через присутність зоряного пилу.

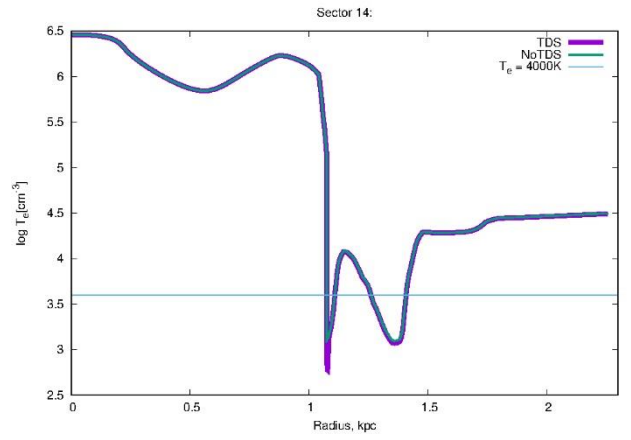
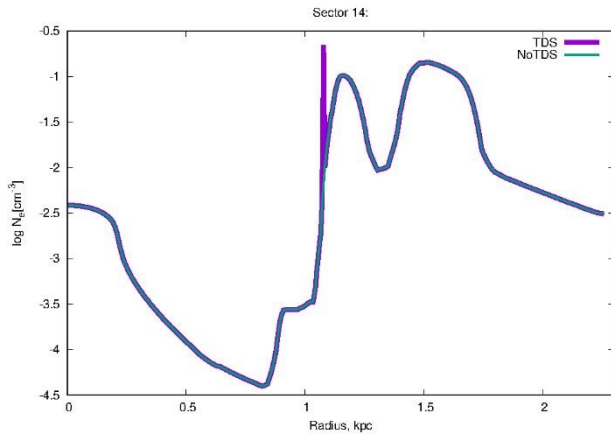
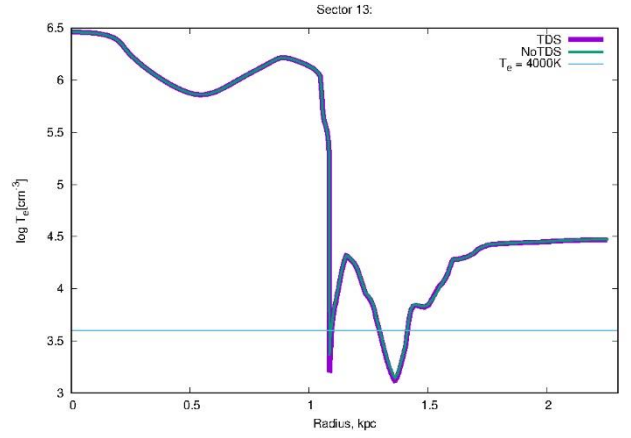
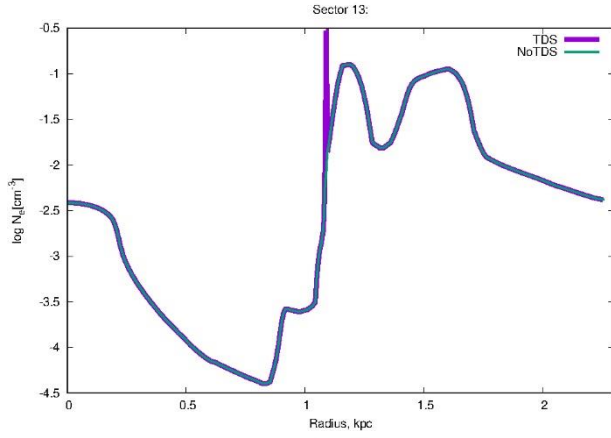
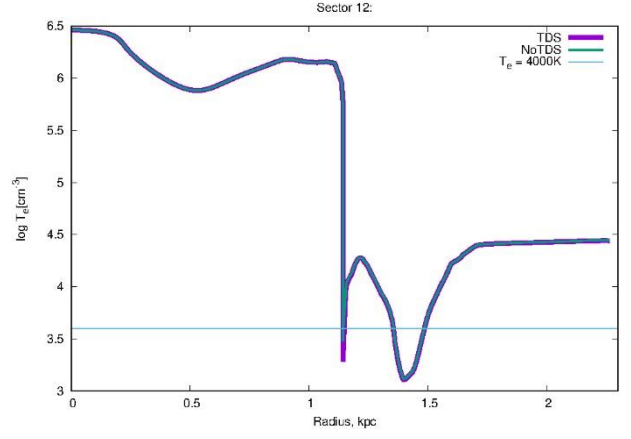
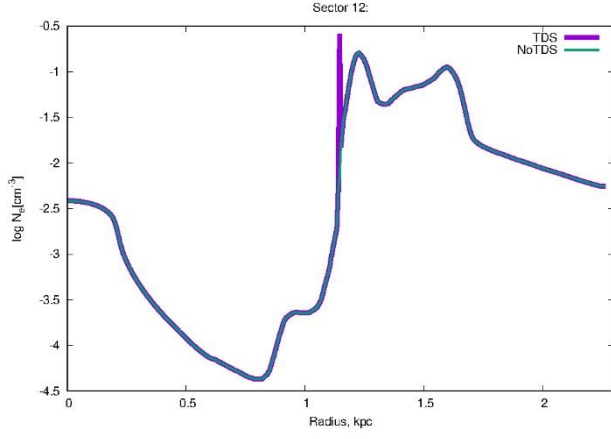
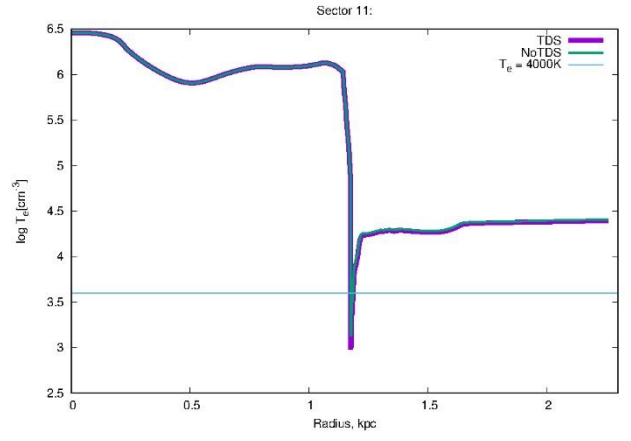
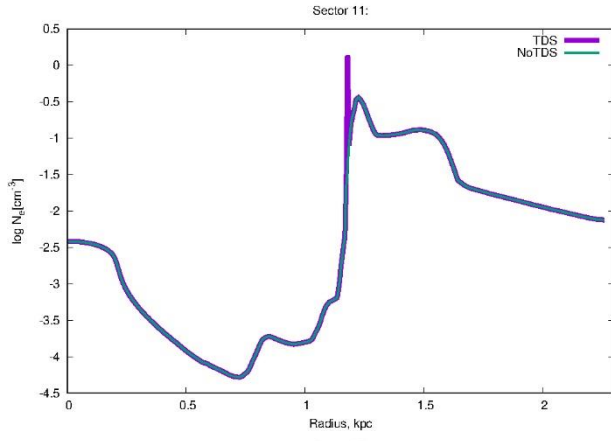
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

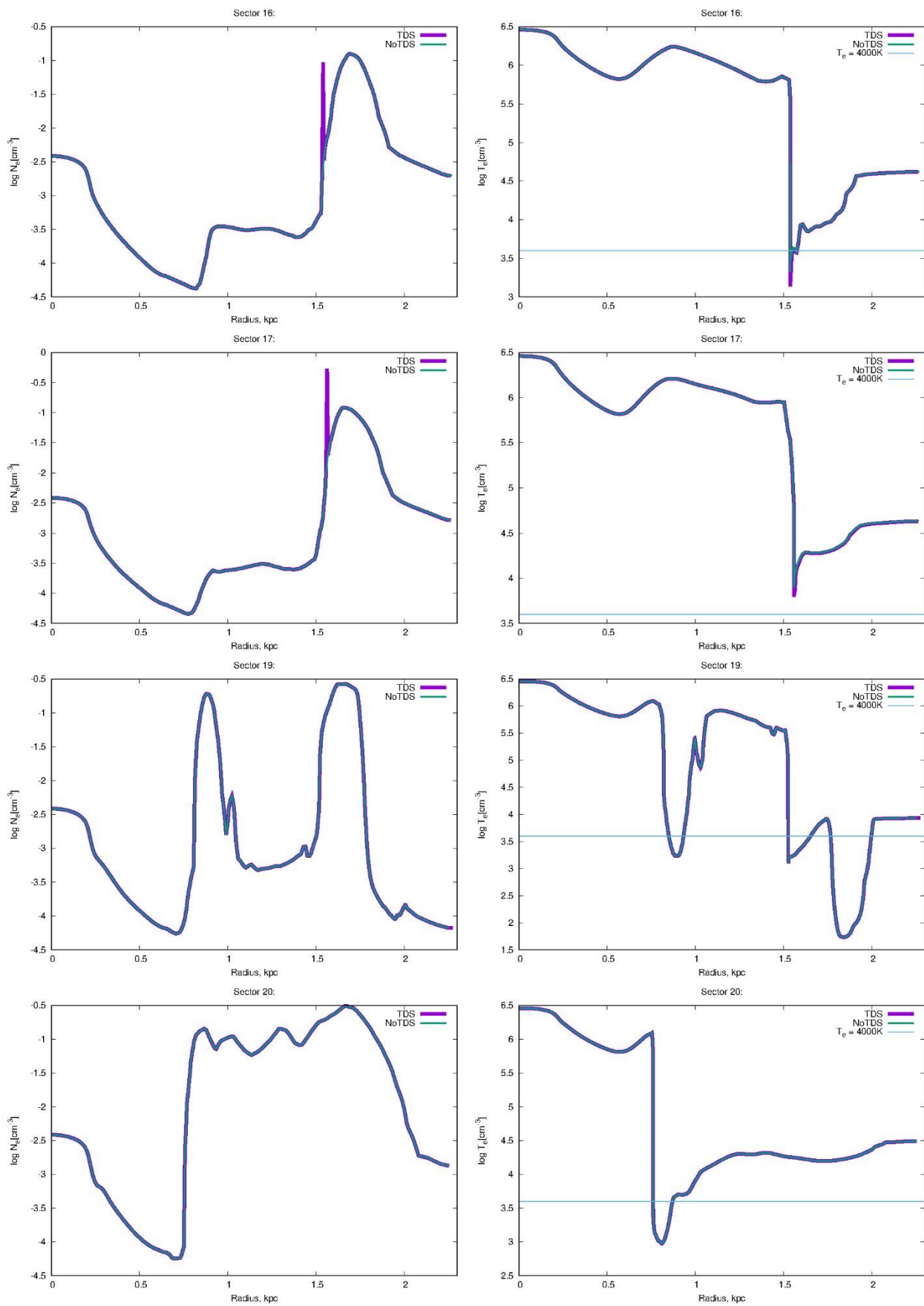
1. Мелех Б.Я., Головатий В.В. Фізика світіння газових туманностей : навч. посібник. ЛНУ імені Івана Франка, 2013. — 130 с.
2. Osterbrock D. E., Ferland G. J., 2005, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2nd edn. University Science Book, Mill Valley, CA
3. Yajima H., Choi J.-H., Nagamine K., 2011, *MNRAS*, 412, 411
4. Paardekooper J.-P., Knochfar S., Dalla Vecchia C., 2013, *MNRAS*, 429, L94
5. Schuster, H.-E.; West, R. M. (May 1976). "A very distant globular cluster?". *Astronomy & Astrophysics*. 49: 129–131. Bibcode:1976A&A....49..129S.
6. Gerola, H., Seiden, P. E., & Schulman, L. S. Theory of dwarf galaxies. *Astrophysical Journal*, Part 1, vol. 242, Dec. 1, 1980, p. 517-527
7. Recchi S., Hensler G., 2013, *A&A*, 551, A41 (RH13)
8. Tassoul, J-L. *Theory of Rotating Stars*, Princeton University Press, 1978
9. Boehringer, H. ; Hensler, G., Metallicity-dependence of radiative cooling in optically thin, hot plasmas, *Astronomy and Astrophysics (ISSN 0004-6361)*, vol. 215, no. 1, May 1989, p. 147-149
10. D’Ercole, A., & Brighenti, F. 1999, *MNRAS*, 309, 941
11. Cowie, L. L., & McKee, C. F. 1977, *ApJ*, 211, 135
12. Recchi, S., Matteucci, F. and D’Ercole, A.: 2001, *MNRAS* 322, 800 (R01).
13. Mathews W.G., Bregman J.N., 1978, *ApJ*, 224, 308
14. Melekh B. Ya , Recchi S., Hensler G. and Buhajenko O., Photoionization analysis of chemodynamical dwarf galaxies simulations, *MNRAS* 450, 111–127 (2015).
15. Kobulnicky H. A., Skillman E. D., 1997, *ApJ*, 489, 636 (KS97)
16. Garnett D. R., 1992, *AJ*, 103, 1330
17. Pagel B. E. J., Simonson E. A., Terlevich R. J., Edmunds M. G., 1992, *MNRAS*, 255, 325
18. McCaugh S. S., 1991, *ApJ*, 380, 140
19. Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing*, 2nd edn. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 980
20. Kehrig C., Telles E., Cuisinier F., 2004, *AJ*, 128, 1141
21. G. J. Ferland, Hazy, a Brief Introduction to Cloudy 94 (University of Kentucky, Physics Department Internal Report, 1999); <http://www.nublado.org>.
22. C. Morisset, G. Stasinsk’a, M. Pena, *Rev. Mex. Astron. Astrof. Ser Conf.* 23, 115 (2005).
23. J. P. Harrington, *Astrophys. J.* 152, 943 (1968).
24. В. В. Головатий, Б. С. Новосядлий, *Вест. Львов. унта. Вопр. астрофіз.* 57, 22 (1983).
25. В. В. Головатий, Ю. Ф. Мальков, препринт АН УРСР (Ин-т теор. фізики, 1991).

ДОДАТКИ

Додаток А. Розподіл електронної густини та температури у кутових секторах







**Додаток Б. Модельні спектри для різних положень синтетичної апертури
та їх порівняння із даними спостережень**

Relative intensity	Aperture 1					
	Observed range	100 Myr	120 Myr	130 Myr	140 Myr	150 Myr
[OIII] λ 5007/H β	0.58 .. 7.84	2.1	2.61	0.51	1.96	1.29
[OIII] λ 4363/H β	0.03 .. 0.15	0.03	0.02	0.01	0.02	0.02
[OII] λ 3727/H β *	0.40 .. 7.19	3.23	2.18	1.86	3.06	1.88
[OIII] λ 5007/[OII] λ 3727	0.17 .. 4.8	0.65	1.2	0.27	0.64	0.69
[SII] λ 6716/H β	0.05 .. 0.66	0.37	0.35	0.69	0.38	0.19
[SII] λ 6731/H β	0.04 .. 0.76	0.26	0.24	0.48	0.27	0.14
H α /H β	2.63 .. 3.18	2.92	2.95	3.1	2.92	2.91
[NII] λ 6584/H α	0.02 .. 0.29	0.03	0.04	0.06	0.04	0.02
[SII] λ 6716/H α	0.02 .. 0.21	0.13	0.12	0.22	0.13	0.07
[SII] λ 6731/H α	0.02 .. 0.25	0.09	0.08	0.15	0.09	0.05
[SII](λ 6716 + λ 6731)/H α	0.03 .. 0.46	0.22	0.2	0.37	0.22	0.12

$$*[\text{OII}]\lambda 3727/\text{H}\beta = [\text{OII}](\lambda 3726 + \lambda 3729)/\text{H}\beta$$

Relative intensity	Aperture 2					
	Observed range	100 Myr	120 Myr	130 Myr	140 Myr	150 Myr
[OIII] λ 5007/H β	0.58 .. 7.84	0.54	0.14	0.04	0.4	1.46
[OIII] λ 4363/H β	0.03 .. 0.15	0.01	0.01	0.01	0.01	0.02
[OII] λ 3727/H β *	0.40 .. 7.19	0.15	0.09	0.18	0.16	0.08
[OIII] λ 5007/[OII] λ 3727	0.17 .. 4.8	3.6	1.56	0.22	2.5	18.25
[SII] λ 6716/H β	0.05 .. 0.66	0.21	0.03	0.25	0.1	0.01
[SII] λ 6731/H β	0.04 .. 0.76	0.15	0.02	0.17	0.07	0.01
H α /H β	2.63 .. 3.18	3.3	3.39	3.32	3.05	2.88
[NII] λ 6584/H α	0.02 .. 0.29	0.01	0.00	0.02	0.01	0.00
[SII] λ 6716/H α	0.02 .. 0.21	0.06	0.01	0.08	0.03	0.00
[SII] λ 6731/H α	0.02 .. 0.25	0.05	0.01	0.05	0.02	0.00
[SII](λ 6716 + λ 6731)/H α	0.03 .. 0.46	0.11	0.02	0.13	0.05	0.00

$$*[\text{OII}]\lambda 3727/\text{H}\beta = [\text{OII}](\lambda 3726 + \lambda 3729)/\text{H}\beta$$

Aperture 3						
Relative intensity	Observed range	100 Myr	120 Myr	130 Myr	140 Myr	150 Myr
[OIII] λ 5007/H β	0.58 .. 7.84	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
[OIII] λ 4363/H β	0.03 .. 0.15	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
[OII] λ 3727/H β *	0.40 .. 7.19	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
[OIII] λ 5007/[OII] λ 3727	0.17 .. 4.8	0.01	0.01	0.00	0.01	0.01
[SII] λ 6716/H β	0.05 .. 0.66	0.01	0.01	0.00	0.01	0.01
[SII] λ 6731/H β	0.04 .. 0.76	3.24	2.45	1.98	3.3	3.17
H α /H β	2.63 .. 3.18	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
[NII] λ 6584/H α	0.02 .. 0.29	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
[SII] λ 6716/H α	0.02 .. 0.21	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
[SII] λ 6731/H α	0.02 .. 0.25	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
[SII](λ 6716 + λ 6731)/H α	0.03 .. 0.46	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

*[OII] λ 3727/H β = [OII](λ 3726 + λ 3729)/H β

Aperture 4						
Relative intensity	Observed range	100 Myr	120 Myr	130 Myr	140 Myr	150 Myr
[OIII] λ 5007/H β	0.58 .. 7.84	0.26	0.27	0.01	0.26	0.62
[OIII] λ 4363/H β	0.03 .. 0.15	0.02	0.02	0.01	0.03	0.04
[OII] λ 3727/H β *	0.40 .. 7.19	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
[OIII] λ 5007/[OII] λ 3727	0.17 .. 4.8	26.0	27.0	1.0	26.0	62.0
[SII] λ 6716/H β	0.05 .. 0.66	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
[SII] λ 6731/H β	0.04 .. 0.76	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
H α /H β	2.63 .. 3.18	2.78	2.79	3.54	2.81	2.82
[NII] λ 6584/H α	0.02 .. 0.29	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
[SII] λ 6716/H α	0.02 .. 0.21	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
[SII] λ 6731/H α	0.02 .. 0.25	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
[SII](λ 6716 + λ 6731)/H α	0.03 .. 0.46	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

*[OII] λ 3727/H β = [OII](λ 3726 + λ 3729)/H β

Whole galaxy in aperture						
Relative intensity	Observed range	100 Myr	120 Myr	130 Myr	140 Myr	150 Myr
[OIII] λ 5007/H β	0.58 .. 7.84	0.74	0.9	0.72	0.84	0.73
[OIII] λ 4363/H β	0.03 .. 0.15	0.01	0.02	0.01	0.02	0.02
[OII] λ 3727/H β *	0.40 .. 7.19	0.86	1.03	1.58	0.62	0.7
[OIII] λ 5007/[OII] λ 3727	0.17 .. 4.8	0.86	0.87	0.46	1.35	1.04
[SII] λ 6716/H β	0.05 .. 0.66	0.23	0.34	0.55	0.11	0.2
[SII] λ 6731/H β	0.04 .. 0.76	0.16	0.24	0.38	0.08	0.14
H α /H β	2.63 .. 3.18	3.08	3.05	3.09	2.95	2.93
[NII] λ 6584/H α	0.02 .. 0.29	0.01	0.03	0.05	0.01	0.02
[SII] λ 6716/H α	0.02 .. 0.21	0.07	0.11	0.18	0.04	0.07
[SII] λ 6731/H α	0.02 .. 0.25	0.05	0.08	0.12	0.03	0.05
[SII](λ 6716 + λ 6731)/H α	0.03 .. 0.46	0.12	0.19	0.3	0.07	0.12

*[OII] λ 3727/H β = [OII](λ 3726 + λ 3729)/H β