

Національна академія наук України
Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова

На правах рукопису

Якубовський Дмитро Анатолійович

УДК 524.8+539.12

АСТРОФІЗИЧНІ ОБМЕЖЕННЯ НА ПАРАМЕТРИ
СТЕРИЛЬНИХ НЕЙТРИНО В РАМКАХ ТЕОРИЇ
МІНІМАЛЬНОГО РОЗШИРЕННЯ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ.

01.04.02 – Теоретична фізика

Дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Науковий керівник:
Фомін Петро Іванович,
член-кореспондент НАН України,
доктор фізико-математичних наук,
професор

Київ – 2009

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	5
ВСТУП	5
РОЗДІЛ 1. Огляд літератури	16
1.1. Вступ	16
1.2. Спостережувані властивості темної матерії	18
1.3. Темна матерія в рамках фізики елементарних частинок	21
1.3.1. Темна матерія в рамках Стандартної Моделі елементарних частинок	22
1.3.2. Розширення Стандартної Моделі, які містять частинку темної матерії	23
1.4. Астрофізичні прояви темної матерії в рамках моделі ν MSM	31
1.5. Альтернативи темної матерії	33
1.6. Висновки	35
РОЗДІЛ 2. Обмеження на масу частинок темної матерії в методі фазової густини	36
2.1. Вступ	36
2.2. Обмеження з принципу Паулі	37
2.3. Теорема Ліувіля та збереження фазової густини	37
2.4. Аналіз обмежень, які використовують “усереднену фазову густину”	38
2.5. Обмеження, які базуються на аналізі ентропії темної матерії.	41
2.5.1. Ідеальний бульцманівський газ.	41
2.5.2. Розподіл у вигляді ізотермальної сфери	42
2.5.3. Ентропія для розподілів Фермі-Дірака та розподілу нерезонансно вироблених стерильних нейтрино	42
2.5.4. Неможливість побудови достовірного обмеження з аналізу ентропії.	44

2.6.	Обмеження, які базуються на порівнянні максимальних значень фазової густини	45
2.6.1.	Обмеження Тремейна-Ганна.	46
2.6.2.	Вплив баріонів на еволюцію фазової густини.	47
2.6.3.	Випадок максимального усереднення фазової густини.	48
2.7.	Аналіз спостережувальних даних	53
2.7.1.	Сферичні карликові галактики.	53
2.7.2.	Спіральні галактики.	60
2.7.3.	Групи галактик.	61
2.8.	Вплив асферичності гало	63
2.9.	Відсутність обмеження згори на масу частинок темної матерії	64
2.10.	Висновки	66
РОЗДІЛ 3.	Аналіз стовпчикової густини темної матерії	70
3.1.	Вступ	70
3.2.	Стовпчикова густина темної матерії	71
3.2.1.	Залежність стовпчикової густини від форми розподілу темної матерії	72
3.2.2.	Співвідношення між параметрами різних розподілів темної матерії.	74
3.3.	Про чисельне моделювання співвідношення “маса-концентрація” для гало темної матерії	77
3.4.	Спостережувальні дані	78
3.4.1.	Опис використаних даних	78
3.4.2.	Аналіз даних	79
3.5.	Результати	82
3.5.1.	Середня стовпчикова густина	82
3.5.2.	Порівняння з чисельними моделюваннями.	86
3.6.	Висновки	89

РОЗДІЛ 4. Пошук лінії розпаду стерильного нейтрино	92
4.1. Вступ	92
4.2. Розпад темної матерії	92
4.3. Галактика Адромеди (M31)	93
4.3.1. Обчислення маси темної матерії	94
4.4. Отримання спектрів та віднімання фону	101
4.5. Моделювання спектрів	103
4.6. Отримання обмежень на параметри стерильного нейтрино. .	111
4.7. Висновки	118
РОЗДІЛ 5. Проблеми теорії спалахів масивних наднових з врахуванням впливу стерильних нейтрино та кипіння ядерної речовини прото-нейтронних зірок	122
5.1. Вступ	122
5.2. Осциляції між активними та стерильними нейтрино	126
5.2.1. Нерезонансні осциляції.	126
5.2.2. Резонансні осциляції. Критерій адіабатичності.	128
5.2.3. Роль пружних зіткнень. “Квантовий ефект Зенона” та декогерентність.	129
5.3. Вплив стерильних нейтрино на ефективність нейтринного механізму	130
5.4. Альтернативні моделі підвищення ефективності нейтринного механізму. Механізм кипіння	131
5.5. Висновки	140
ВИСНОВКИ	141
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	145

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ІЗО – розподіл у вигляді (псевдо)-ізотермальної сфери

КМВ – космічне мікрохвильове випромінювання

КХД – квантова хромодинаміка

МОНД – модифікована Ньютонівська динаміка

НФВ – розподіл Наварро-Френка-Вайта

СКГ – сферична карликова галактика

CDM – Cold Dark Matter (холодна темна матерія)

ESAS – Extended Sources Analysis System (програмне забезпечення для аналізу рентгенівського випромінювання від протяжних об'єктів)

HDM – Hot Dark Matter (гаряча темна матерія)

MOS – metal-oxide-silicon cameras (тип детектора рентгенівського випромінювання, який знаходиться на борту обсерваторії *XMM-Newton*)

ν MSM – Extention of the Minimal Standard Model with three sterile neutrinos (розширення мінімальної Стандартної моделі за допомогою трьох стерильних нейтрино)

PN – camera with p-n transition (тип детектора рентгенівського випромінювання, який знаходиться на борту обсерваторії *XMM-Newton*)

SBS – single background subtraction (метод віднімання фону чистого неба)

WDM – Warm Dark Matter (тепла темна матерія)

XMM-Newton – X-ray Multi-Mirror Mission – Newton (Рентгенівський багатодзеркальний телескоп ім. Ньютона)

Вступ

Детальні астрофізичні спостереження галактичних та позагалактичних об'єктів, дані про великомасштабну структуру Всесвіту та анізотропію реліктового випромінювання, а також спостереження далеких наднових типу Іа поставили перед дослідниками ряд фундаментальних питань. Одним з центральних поставлених питань є природа темної матерії.

Актуальність теми. Наразі відомо, що жоден з типів частинок, які описуються Стандартною Моделлю фізики елементарних частинок, не може описати всю наявну темну матерію. В результаті, наявність частинок темної матерії означає необхідність *розширення Стандартної моделі*. Наразі існує декілька фізично мотивованих можливостей розширення Стандартної моделі, які включають в себе частинку-кандидат темної матерії, зокрема, *нейтраліно* (найлегша суперсиметрична частинка з масою в районі кількох десятків чи сотень ГeВ та сталою взаємодії, близькою до сталої електрослабкої взаємодії), масивні праві (*стерильні*) *нейтрино*, *аксіони* (частинки з масою в декілька мікроВ, які використовуються для розв'язку сильної СР-проблеми - відсутності порушення СР-симетрії в сильних взаємодіях), масивні *гравітони*, *аксіно* та *гравітіно* (суперсиметричні партнери аксіонів та гравітонів), *BIMPLi* (частинки з надвисокою масою, розпад яких в гало Галактики може породжувати ізотропний розподіл космічних променів надвисоких енергій) тощо.

Таким чином, дослідження властивостей темної матерії може привести до *обмежень на моделі нової фізики частинок за рамками Стандартної Моделі*. На даний момент, основні методи дослідження властивостей частинок темної матерії (зокрема, метод аналізу *розподілу поглиначів Ly- α*)

базуються на аналізі розподілу спектру флюктуацій густини темної матерії на Мпк та суб-Мпк масштабах. Одним з важливих результатів цих методів є виключення можливості формування галактичних структур за допомогою темної матерії, яка складається зі звичайних (лівих) нейтрино з масою в районі декількох еВ та суттєве обмеження суми мас лівих нейтрино. З іншої сторони, оскільки структури такого масштабу формувалися в нелінійному режимі гравітаційної нестійкості, їх динаміка знаходиться під впливом сильно зв'язаної баріонної компоненти, а вплив початкових швидкостей частинок темної матерії може бути суттєвим, подальше покращення обмежень на параметри частинок темної матерії за допомогою вказаних методів потребує значних теоретичних, спостережувальних та програмних зусиль. Саме тому основною задачею, яка розв'язувалась в другому та третьому розділах дисертаційної роботі, було формулювання та використання альтернативних методів дослідження властивостей частинок темної матерії.

Одним з найбільш мотивованих кандидатів на роль частинки темної матерії є так зване праве (або стерильне) нейтрино. Серед спостережуваних явищ в фізиці частинок, які не можуть бути пояснені в рамках Стандартної моделі, виділяється явище осциляцій (переходів між різними поколіннями) нейтрино, підтверджених незалежно декількома групами з природними (сонячними, атмосферними) та штучними (породженими реакторами та прискорювачами) джерелами нейтрино. Пояснення явища осциляцій нейтрино потребує наявність ненульової маси нейтрино – ефекту, який найбільш природньо можна забезпечити за допомогою правих компонент нейтрино. Зокрема, в моделі ν MSM розглядається розширення Стандартної моделі за допомогою трьох правих нейтрино, тобто кожен тип нейтрино в рамках моделі ν MSM має як ліву, так і праву компоненти. При цьому, щоб не протирічити численним підтвердженням існуючої теорії електрослабких взаємодій, праві компоненти нейтрино мають взаємодіяти з частинками Стандартної

моделі набагато слабше, ніж звичайні (ліві) компоненти. Це досягається завдяки включеню правих нейтрино в вигляді $SU(2)$ та $U(1)$ синглетів. Саме тому, праві нейтрино в ν MSM часто називають *стерильними*¹.

Найлегше з трьох стерильних нейтрино є одним з можливих кандидатів на роль частинки темної матерії. Зокрема, це означає, що існує область параметрів моделі, яка не протирічить існуючим експериментальним даним (зокрема, спостереженням великомасштабної структури Всесвіту та концентрацій первинних легких елементів) і дозволяє отримати спостережувану картину розподілу темної матерії. Крім того, дозволена область параметрів моделі дозволяє одночасно пояснити обидва типи спостережуваних осциляцій нейтрино та явище баріонної асиметрії - надлишок баріонів над антибаріонами в спостережуваній частині Всесвіту. Таким чином, дане розширення Стандартної моделі дозволяє пояснити більшість явищ в космології та фізиці частинок, які не можуть бути пояснені в рамках Стандартної моделі. Це зумовлює великий інтерес до даної моделі, що наразі спостерігається як з боку космології, так і з боку фундаментальної фізики частинок.

Іншою важливою особливістю моделі ν MSM є існування ряду нетривіальних додаткових теоретичних передбачень, які можуть бути перевірені в близькому майбутньому. Одним з таких передбачень є наявність лінії розпаду стерильного нейтрино на звичайне нейтрино та гамма-квант. Оскільки даний розпад є двочастинковим, енергія випроміненого гамма-кванту дорівнює половині масі спокою стерильного нейтрино. Відносна ж ширина лінії розпаду, при спостереженні компактних об'єктів, визначається відношенням дисперсії швидкостей частинок темної матерії до швидкості світла, і є меншою за роздільну здатність існуючих інструментів, що призводить до необхідності дослідження вузької лінії розпаду. Виявляється, що передбачувана інтенсивність сигналу в рентгенівському діапазоні співставна з

Примітка 1. В моделі ν MSM, взаємодія стерильних нейтрино з речовиною відбувається за допомогою ненульового кута змішування стерильних нейтрино з активними.

чутливістю уже існуючих рентгенівських телескопів. Це виправдовує пошук додаткових тонких ліній в спектрах областей, домінованих темною матерією, і означає необхідність пошуку критеріїв вибору найкращих об'єктів для такого дослідження і розробки підходячих методів дослідження.

Слід зазначити, що привабливість даного методу полягає в можливості прямого детектування частинок темної матерії, що розпадається (зокрема, стерильних нейтрино). На перший погляд, це виглядає дивним, оскільки детектування додаткової вузької лінії від певного космічного об'єкту ще не означає, що задетектована лінія розпаду темної матерії. На щастя, було виявлено, що інтенсивність сигналу розпаду, яка пропорційна так званій стовпчиковій густині темної матерії (інтегралу вздовж поля зору від густини темної матерії) змінюється в відносно невеликих межах для космічних об'єктів різної природи - від карликових галактик до скучень галактик. Саме тому, детектування кандидату в лінії розпаду темної матерії в одному з об'єктів означає можливість швидкого підтвердження за рахунок спостереження багатьох інших об'єктів. Отриманню, дослідженню та інтерпретації обмежень на параметри темної матерії, яка складається зі стерильних нейтрино, присвячений четвертий розділ дисертаційної роботи.

Крім того, наявність стерильних нейтрино може привести до ряду нетривіальних астрофізичних ефектів. Одним з найважливіших ефектів такого типу є вплив стерильних нейтрино на процес вибуху масивних наднових, основним механізмом вибуху яких наразі вважається нагрівання речовини, близької до ударної хвилі, інтенсивним потоком нейтрино та антineйтрино, який виходить з прото-нейтронної зорі. Слід зазначити, що в рамках стандартного сценарію вибуху масивних наднових існує певна недостача ефективності передачі енергії від нейтрино до речовини позаду ударної хвилі, що призводить до заниження енергії вибуху масивних наднових в чисельних моделюваннях, в порівнянні зі спостережувальними значеннями. Оскільки вплив стерильних нейтрино на процес передачі енер-

гії може бути досить суттєвим, аналізу впливу випромінювання стерильних нейтрино на механізм вибуху масивних наднових та розгляду альтернативних механізмів підсилення ефективності нейтринного механізму спалахів масивних наднових присвячено останній розділ дисертаційної роботи.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дослідження було проведене у відділі астрофізики та елементарних частинок Інституту теоретичної фізики імені М. М. Боголюбова Національної Академії Наук України в рамках державних науково-дослідних програм “Дослідження структури і динаміки фізичного вакууму та частинкових і колективних збуджень в фізиці високих енергій, квантових макросистемах, космології та астрофізиці” 2006-2010 рр. (реєстраційний номер УкрІНТЕІ 0105U008402, шифр 1.4.7) та “Дослідження структури і складу Всесвіту, прихованої маси і темної енергії” (реєстраційний номер УкрІНТЕІ 0109U004217, шифр “Космомікрофізика”).

Мета і задачі дослідження. Мета роботи полягає в проведенні модельно-незалежного дослідження астрофізичних властивостей частинок темної матерії та в пошуку обмежень області параметрів темної матерії в рамках моделі ν MSM. Для її досягнення було поставлено наступні задачі:

- Перевірка гіпотези збереження фазової густини Хогана та Далкантон для реалістичних розподілів ферміонної темної матерії, формулювання модельно-незалежного та модельно-залежного обмежень знизу на масу частинок темної матерії з аналізу її фазового розподілу в астрофізичних об'єктах, обчислення нижніх значень на масу частинок темної матерії за допомогою отриманих обмежень;
- Модельно-незалежний аналіз стовпчикової густини темної матерії в астрофізичних об'єктах різних масштабів;

- Розробка методів дослідження та критеріїв вибору найкращих об'єктів та інструментів для пошуку лінії розпаду темної матерії, отримання обмеження на параметри темної матерії, що розпадається, з аналізу рентгенівських спостережень центральної частини гало галактики Андромеди;
- Дослідити механізм підвищення ефективності нейтринного нагріву області ударної хвилі за допомогою кипіння ядерної речовини у зв'язку з можливим негативним впливом стерильних нейтрино на механізм вибуху масивних наднових. Дослідити можливість вказаного механізму в ядерній речовині всередині прото-нейтонної зорі та зробити аналіз ефективності цього механізму на процес спалаху масивних наднових.

Об'єктами дослідження є об'єкти різних типів, що включають в себе темну матерію - сферичні та ірегулярні карликові галактики, спіральні та еліптичні галактики, групи та скуччення галактик, рентгенівське випромінювання від гало галактики Андромеди та спалахи масивних наднових (зокрема, SN1987A).

Предметами дослідження є фазовий розподіл темної матерії в сферичних карликових галактиках, спіральних галактиках та групах галактик, просторовий розподіл темної матерії в сферичних та ірегулярних карликових галактиках, спіральних та еліптичних галактиках, групах та скученнях галактик, лінія розпаду темної матерії в гало галактики Андромеди, ядерна речовина всередині прото-нейtronної зорі.

В дисертації було використано теоретичні методи статистичного аналізу даних, статистичної фізики гало темної матерії та термодинаміки ядерної речовини всередині прото-нейtronної зорі. Особлива увага приділялася модельно-незалежному аналізу існуючих спостережувальних даних та дослідженю систематичних похибок. Для обчислення розподілу темної матерії, зокрема в галактиці Андромеди, та аналізу даних з рентгенівської обсерваторії *XMM-Newton* застосувалися комп'ютерні моделювання.

Наукова новизна отриманих результатів.

- Вперше показано, що широко застосовна гіпотеза небільшення фазової густини Хогана та Далкантон для реалістичних розподілів ферміонної темної матерії не виконується. Замість підходу Хогана та Далкантон, було сформульовано два типи обмежень (модельно-незалежне, яке не залежить від типу частинки-ферміону, що складає темну матерії, та сильніше, модельно-залежне, яке розраховується для заданого первинного розподілу частинок темної матерії) знизу на масу частинок темної матерії, з аналізу максимального значення фазової густини темної матерії. Даний підхід був застосований до аналізу сучасних спостережуваних даних з сферичних карликових галактик, спіральних галактик та груп галактик. В результаті, були отримані обмеження на масу частинок темної матерії, з урахуванням статистичних та систематичних похибок. Показано, що обмеження, отримані з аналізу сферичних карликових галактик, є одного порядку з незалежними попередніми обмеженнями знизу на масу частинок, які випливають з аналізу великомасштабної структури Всесвіту.
- Вперше показано, що стовпчикова густина темної матерії є універсальною величиною, яка характеризує властивості гало темної матерії та є нечутливою до деталей розподілу темної матерії. Проаналізовано значення стовпчикової густини для понад 1000 розподілів для близько 300 астрофізичних об'єктів з масами гало $10^8 - 10^{16} M_\odot$. Вперше показано, що зв'язок між стовпчиковою густиною та масою гало (як і відхилення від центрального значення) добре узгоджується між спостережувальними даними та чисельними моделюваннями в рамках моделі СДМ (для ізольованих гало - в діапазоні мас гало $2 \cdot 10^8 - 10^{16} M_\odot$, для субгало - в діапазоні $5 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^9 M_\odot$).

- Вперше показано, що одним з найкращих джерел для пошуку лінії розпаду темної матерії в даний момент є гало найближчої до нас спіральної галактики Андромеди, яке інтенсивно спостерігалося за допомогою європейської рентгенівської космічної обсерваторії *XMM-Newton*. Для зменшення ефектів невизначеності розподілу були досліджені профілі стовпчикової густини в гало галактики Андромеди. Вперше показано, що для реалістичних профілів розподілу темної матерії величина сигналу від гало Андромеди слабко залежить від типу профіля. Проведений аналіз спектру дифузного випромінювання гало галактики Андромеди показав відсутність статистично значимої лінії, яку можна було би інтерпретувати як лінію розпаду темної матерії. Отримані результати були використані для покращення раніше існуючих обмежень на параметри темної матерії в моделі стерильного нейтрино, що, в поєднанні з результатами аналізу великомасштабної структури Всесвіту, дозволило вперше виключити сценарій нерезонансних осциляцій виробництва темної матерії у вигляді стерильних нейтрино. Сценарій резонансних осциляцій виробництва темної матерії у вигляді стерильних нейтрино виявився узгодженим з отриманими обмеженнями.
- Вперше запропоновано механізм підвищення ефективності нейтринного нагріву області ударної хвилі за допомогою кипіння ядерної речовини. В рамках спрощеної моделі трьох фаз ядерної речовини (однорідної фази, фази “сир” та фази ядер) показано можливість виникнення кипіння в речовині прото-нейтронної зорі під час вибуху масивних наднових. Показано, що процес кипіння призводить до більш ефективного переносу енергії та лептонного заряду від ядра прото-нейтронної зорі до нейтриносфери, що, в свою чергу, збільшує ефективність нейтринного механізму вибуху наднових. Показано, що даний механізм є особливо актуальним в випадку існування стерильних нейтрино, оскільки

осциляції звичайних нейтрино в стерильні, які можуть відбуватися в масивних наднових, зменшують ефективність нейтринного механізму.

Практичне значення одержаних результатів.

- Розроблені методи отримання обмежень на масу частинок темної матерії можуть застосовуватися для інших моделей виробництва темної матерії (наприклад, гравітіно).
- Отримані результати про слабку залежність величини стовпчикової густини темної матерії від типу профілю темної матерії та типу спостережуваного об'єкту можуть стати базою для прямого детектування темної матерії, і є підґрунтам для подальшого обмеження параметрів темної матерії за допомогою комбінації багатьох спостережень об'єктів різної природи.
- Отримані обмеження на параметри темної матерії, що розпадається з виробництвом фотона фіксованої енергії, можуть бути використані для обмеження області параметрів інших типів темної матерії, що розпадається (зокрема, гравітіно з порушенням R -парністю).
- Розроблений механізм кипіння ядерної речовини в прото-нейтронних зірках під час вибуху наднових може бути присутнім не лише в явищі спалаху масивних наднових, але у й так званих гіпернових (джерел довгих гамма-спалахів).

Особистий внесок здобувача. Результати роботи опубліковано в 4 статтях у фахових журналах [74, 82, 132, 169]. В роботі [82] здобувач отримав вираз для впливу асферичності гало темної матерії, порахував ентропію для розподілів ідеального бульманівського газу, Фермі-газу, ізотермального розподілу та розподілу стерильних нейтрино, вироблених за допомогою нерезонансних осциляцій, систематизував та проаналізував дані по сферичним карликовим галактикам, отримав вирази для їх фазової

густини. В роботі [169] автором було проаналізовано дані по спіральним галактикам та групам галактик, отримані модельно-залежні та модельно незалежні обмеження на масу частинок темної матерії з аналізу спіральних галактик та груп галактик. В роботі [74] автором проведений аналіз рентгенівських даних та отримання обмежень на час життя темної матерії та параметри моделі стерильних нейтрино. В роботі [132] здобувачем було отримано критерій кипіння та проаналізовано його для випадку фазових переходів “однорідна фаза” - “фаза сиру” - “фаза ядер” в речовині прото-нейтронної зорі.

Апробація результатів дисертації. Результати дисертації доповідалися та обговорювалися на наступних міжнародних конференціях:

- XX International Conference for Physics Students, 2005р., Коїмбра, Португалія;
- VII, VIII, IX Міжнародних конференціях “Релятивістська астрофізика, гравітація і космологія”, 2007, 2008, 2009 рр., Київ, Україна;
- XIV, XV, XVI Міжнародних конференціях молодих вчених “Астрономія та фізика космосу”, 2007, 2008, 2009 рр., Київ, Україна;

а також на наукових семінарах ІТФ ім. М.М. Боголюбова НАН України, головних астрофізичних семінарах, проводимих ІТФ спільно з Астрономічною Обсерваторією КНУ ім. Тараса Шевченка та Головною Астрономічною Обсерваторією НАН України, наукових семінарах центру обробки даних супутника ІНТЕГРАЛ (м. Версua, Швейцарія), інституту теоретичної фізики Федральної політехнічної школи м. Лозани (Швейцарія) та Європейського центру космічної астрономії (м. Віллафранка-дель-Кастільо, Іспанія).

Публікації. Результати дисертації опубліковано у 4 статтях у фахових журналах [74, 82, 132, 169].

РОЗДІЛ 1

Огляд літератури

1.1. Вступ.

Проблема наявності у Всесвіті так званої “прихованої маси” була вперше поставлена ще в 30х роках минулого століття, коли швейцарський астрофізик Ф. Цвіккі, досліджуючи розподіл швидкостей галактик в близькому скупченні Сома, виявив, що сума світних мас галактик в цьому скупченні є в 400 разів меншою за масу, необхідну для забезпечення його гравітаційної стійкості [393]. Для вирішення проблеми, Цвіккі припустив, що, разом з видимою матерією, в скупченні має бути велика кількість так званої *прихованої маси* (hidden mass). Іншим проявом прихованої маси стали дослідження кривих обертання спіральних галактик (див., зокрема, пionерські роботи групи В. Рубін [277, 299, 300, 301]), які показали, що за межами оптичної компоненти швидкість обертання спіральних галактик не спадає, що може бути забезпечене дифузним гало прихованої маси.

Пізніше прихована маса була знайдена в багатьох інших типах об'єктів, зокрема, сферичних та ірегулярних карликових галактиках, еліптичних галактиках та групах галактик. Переважна більшість відомих космічних об'єктів масштабу галактик, груп та скupчень галактик потребує для пояснення спостережуваних кінематичних властивостей введення компоненти прихованої маси. Більше того, в рамках стандартного космологічного сценарію прихована маса небаріонного походження (так звана *темна матерія*) необхідна для пояснення великомасштабної структури Всесвіту. Зокрема, зважаючи на малість флюктуацій температури космічного мікрохвильового випромінювання (КМВ), на даний момент Всесвіт без прихованої маси

був би практично однорідним, що протирічить даним спостережень великомасштабної структури. В той же час, густина темної матерії, співмірна з оцінками на кількість прихованої маси з аналізу індивідуальних об'єктів, є достатньою для *посилення* росту флюктуацій після моменту відщеплення КМВ, здатного пояснити сучасний розподіл великомасштабної структури Всесвіту.

Таким чином, явище “прихованої маси” становить одну з найбільших загадок сучасної фізики. Як буде показано далі, розв’язок цієї загадки приведе або до розширення існуючої моделі фізики частинок (в рамках гіпотез темної матерії або модифікованої ньютонівської динаміки), або до перегляду теорії гравітації (в рамках модифікованих теорій гравітації). Більше того, в *деяких моделях*, які дозволяють пояснити приховану масу, перегляд парадигми сучасної фізики призводить до нетривіальних астрофізичних ефектів, які можна перевірити за допомогою інструментів існуючого або наступного покоління.

На початку цього оглядового розділу розглянуто основні *спостережувані* властивості темної матерії (п. 1.2). П. 1.3 присвячений поясненню явища темної матерії за допомогою фізики елементарних частинок. Зокрема, в п. 1.3.1 показано неможливість пояснення явища темної матерії в рамках *Стандартної моделі фізики частинок*, а в п. 1.3.2 оглянуто можливі розширення Стандартної моделі, які містять частинку-кандидат в темну матерію. В п. 1.4. описані основні астрофізичні властивості темної матерії в рамках моделі мінімального розширення Стандартної Моделі фізики частинок за допомогою трьох правих (стерильних) нейтрино (*моделі ν MSM*). П. 1.5 присвячено огляду альтернатив темної матерії (зокрема, моделей, які базуються на модифікованій Ньютонівській динаміці та модифікованій гравітації), та обговоренню можливості перевірки гіпотези темної матерії. Висновки розділу наведено в п. 1.6.

1.2. Спостережувані властивості темної матерії

Результати сучасних експериментів з мікролінзування гало об'єктів Місцевого скупчення практично повністю¹ виключають можливість того, що суттєва частина темної матерії знаходиться у вигляді масивних компактних об'єктів гало (МАСНО), див. [9, 137, 354]. Внаслідок цього, наразі вважається, що основний вклад в темну матерію дають *вільні масивні частинки*.

Подальші спостереження прихованої маси накладають ряд суттєвих обмежень на властивості таких частинок. Перш за все, існування гравітаційно стійких компактних гало галактик, груп та скupчень галактик означає, що частинки темної матерії повинні бути суттєво *нерелятивістськими*.

На даний момент, основним методом дослідження властивостей частинок темної матерії є *аналіз розподілу спектру флюктуацій густини темної матерії*, що вимірюється багатьма експериментами (див., наприклад, [351]). Зокрема, наявність *початкової* (тобто не пов'язаної з їх падінням в потенціальні ями, створені самими флюктуаціями темної матерії) дисперсії частинок темної матерії, може привести до *розмивання флюктуацій* малого масштабу. Ефект розмивання флюктуацій може бути кількісно описаний за допомогою так званої *довжини фрі-стрімінгу* λ_{FS} - відстані, яку проходить частинка темної матерії з моменту утворення структур до нашого часу. В першому наближенні, λ_{FS} визначає мінімальний масштаб, на якому розвивається джинсівська нестійкість, і, таким чином, модифікує спектр флюктуацій густини при хвильових числах $k \lesssim \lambda_{FS}^{-1}$.

Якщо частинки темної матерії мають нехтовно малу дисперсію швидкостей, вони складають так звану холодну темну матерію, (Cold Dark Matter, CDM), яка характеризується так званим ієрархічним сценарієм формування структур (тобто спочатку формуються структури найменшого розміру, які потім об'єднуються в більші). В сценаріях CDM можуть існувати

Примітка 1. Альтернативна точка зору представлена в роботах [93, 94].

об'єкти будь-яких розмірів. Темна матерія, що складається з легких частинок, зокрема, зі звичайних нейтрино, представляє протилежний сорт темної матерії – *гарячу* темну матерію (Hot Dark Matter, HDM). В сценаріях HDM, внаслідок великої λ_{FS} флюктуації масштабів галактик та скучень галактик замиваються, і формування структур відбувається за так званим “top-down” сценарієм, за яким спочатку колапсують структури розміру, порівняного з розміром Габбла [54, 66, 67, 121, 389]. За даного сценарію, галактики не мають достатню кількість часу на формування, що протирічить існуючим спостереженням (див., наприклад, [189, 274, 384]).

Між двома вищезгаданими крайніми випадками знаходиться *тепла* темна матерія (Warm Dark Matter, WDM), яка обрізає формування структур на деякому проміжному масштабі¹. Наразі, спостереження великомасивної структури Всесвіту добре описуються як моделлю CDM, так і моделями WDM, і для розділення цих моделей необхідно аналізувати деталі формування структур галактичного розміру (тобто модифікацій спектру густини на масштабах $k \leq 0.5h \text{ Мпк}^{-1}$). При цьому, WDM передбачує меншу величину спектральної густини флюктуацій на менших масштабах, що приводить, зокрема, до меншої кількості карликових галактик та розмивання центральних частин профілів густини, в порівнянні з моделями CDM [141, 261]. Таким чином, моделі WDM дають змогу розв'язати наступні проблеми:

- Число спостережуваних сферичних карликових галактик - супутників нашої Галактики - поки що є більш як на порядок меншим за передбачення CDM, незважаючи на суттєве збільшення чутливості пошуку таких об'єктів (див., наприклад, [143, 191]);
- Прямі вимірювання профілів густини темної матерії в сферичних карликових галактиках свідчать на користь несингулярних профілів, на відміну від передбачень CDM, [143, 148, 182, 305];

Примітка 1. Деталі процесу обрізання залежать від конкретної моделі WDM.

- Існує можливість спостереження найменшого просторового масштабу структур, домінованих темною матерією, [143, 340].

При цьому слід зазначити існування численних астрофізичних пояснень вищезгаданих ефектів в рамках моделі CDM, див., зокрема, [36, 184, 192, 195, 279, 336, 337, 338]. На даний момент, задача перевірки зазначених пояснень залишається надзвичайно складною, оскільки повномасштабні чисельні моделювання, яка враховують баріони та їх вплив на формування структури, не є наразі доступними. Більше того, для дослідження ефектів формування галактичних структур в рамках моделі WDM, необхідно виконати чисельні моделювання, які враховують теплові швидкості частинок темної матерії (див. [75, 103]).

Іншим методом дослідження структури Всесвіту на суб-Мпк масштабах є аналіз даних Lyman- α (Ly- α) лісу¹ [146, 167, 380]. Цей метод суттєво обмежує можливу форму спектру флюктуацій густини на довжинах \sim Мпк. Використовуючи вибрану модель темної матерії, (фактично, перший розподіл швидкостей частинок темної матерії), можна отримати співвідношення між масою частинки темної матерії в вибраній моделі та формою спектру флюктуацій густини, що тестується за допомогою Ly- α методу.

Будучи дуже перспективним, метод Ly- α є наразі складним та непрямим. Перш за все, використовуючи припущення, що розподіл нейтрально-го водню повторює розподіл темної матерії, ми можемо реконструювати спектр флюктуацій на червоних зміщеннях $z \sim 2 - 5$ з аналізу статистики ліній поглинання Lyman- α . Після цього, ми можемо виконати моделювання даних Lyman- α (часто разом з вимірюваннями анізотропії температури реліктового випромінювання та даних з оглядів великомасштабної структури), для отримання інформації щодо космологічних моделей. Зазвичай це робиться за допомогою техніки *марковських ланцюжків Монте-*

Примітка 1. Особливість поглинання нейтральним воднем на довжині хвилі $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ при різних червоних зміщеннях в спектрах далеких квазарів.

Карло [212]. На червоних зміщеннях, які перевіряються Ly- α методом, еволюція структури вже знаходиться в нелінійній стадії. Таким чином, для знаходження точного зв'язку між вимірюним спектром флюктуацій густини та параметрами певної космологічної моделі, необхідно виконати занадто велику кількість чисельних гідродинамічних моделювань. Таким чином, для розв'язку цієї задачі мають виконуватися різні спрощуючі наближення [146, 235, 289, 353, 364, 366, 367, 368].

В додаток до цих обчислювальних складностей, фізика, яка стоїть за аналізом Ly- α лісу, є складною та незрозумілою до кінця (див., наприклад, [63, 179, 365, 370, 371]). Більше того, частинки темної матерії можуть значно вплинути на фізику фону, що ще більш ускладнює аналіз Ly- α лісу [48, 135, 334]. Для детального огляду методу Ly- α див., наприклад, роботи [75, 76].

Таким чином, визначення властивостей частинок темної матерії з аналізу флюктуацій на просторових масштабах \lesssim Мпк є наразі складною задачею, яка не вирішена до сих пір. Однією з основних задач даної роботи є розробка альтернативних методів дослідження властивостей темної матерії, використовуючи спостережувальні дані на малих просторових масштабах.

1.3. Темна матерія в рамках фізики елементарних частинок

Пояснення величини та кутового розподілу флюктуацій КМВ, разом з розподілом наднових типу Ia та даними великокасштабної структури Всесвіту, потребують, щоб більша частина гравітуючої маси (близько 85%)¹

Примітка 1. При цьому, темна матерія складає близько 23% повної густини енергії в Всесвіті, що є значно меншим за вклад темної енергії (близько 73%).

мала небаріонне походження, тобто складала темну матерію². Така кількість темної матерії може бути пояснена, зокрема, за допомогою фізики елементарних частинок.

1.3.1. Темна матерія в рамках Стандартної Моделі елементарних частинок З точки зору фізики елементарних частинок, темна матерія має складатися з масивних довгоживучих частинок, які дуже слабко взаємодіють за допомогою сильної та електромагнітної взаємодії. В рамках мінімальної (з безмасовими нейтрино) Стандартної Моделі фізики елементарних частинок, яка об'єднує сильну, слабку та електромагнітну взаємодію, не існує частинки-кандидата в темну матерію. Спостережуване явище осциляцій нейтрино (див. огляди [131, 145, 342]), яке означає наявність ненульової маси нейтрино, могло би означати, що темна матерія складається з нейтрино. В такому випадку, для пояснення темної матерії, маса кожного з нейтрино трьох поколінь (електронного, мюонного та таун-нейтрино) повинна дорівнювати близько 3.5 eВ, що є близьким до результатів існуючих обмежень згори на масу електронного нейтрино, отриманих в лабораторних експериментах *Mainz* та *Troitsk*, $m_{\nu_e} \lesssim 2.3$ eВ [194, 217].

Слід зазначити, що звичайні нейтрино не можуть вносити істотний вклад в спостережувану темну матерію. По-перше, оскільки нейтрино є ферміонами, з принципу Паулі випливає обмеження на їх фазову густину (не більше 2 нейтрино одного типу на елементарний об'єм фазової комірки, $(2\pi\hbar)^3$). Оцінивши значення максимальної фазової густини в об'єктах, домінованих темною матерією, можна отримати обмеження знизу на масу нейтрино. Для галактик та груп галактик маса частинки темної матерії повинна бути більшою за 10-30 eВ [169], а для об'єктів з найбільшою фазовою густиною темної матерії - сферичних карликових галактик - більшою

Примітка 2. Ще одним аргументом на користь того, що вся гравітуюча маса не може складатися з баріонів, є успішність сценарію первинного нуклеосинтезу, який сильно обмежує густину баріонної матерії, див., зокрема, [114].

за 200-400 еВ [82]. В результаті, більша частина темної матерії в галактиках та групах галактик не повинна складатися зі звичайних нейтрино. Поруче, оскільки температура реліктових нейтрино є порядку 10^{-4} еВ, а маса нейтрино - порядку еВ, теплові швидкості нейтрино на даний момент становлять $\gtrsim 3000$ км/сек. На більш ранніх стадіях утворення структур швидкість нейтрино була значно більшою, тому темна матерія, яка складається лише¹ з нейтрино, не могла сформувати компактні гало темної матерії.

1.3.2. Розширення Стандартної Моделі, які містять частинку темної матерії Таким чином, жодна з частинок Стандартної Моделі не може забезпечити спостережувані середню густину, просторовий та фазовий розподіл темної матерії. Тому, для пояснення явища темної матерії в рамках фізики частинок необхідно розглядати *розширення Стандартної Моделі*.

Нижче ми оглянемо декілька *найпоширеніших* частинок-кандидатів в темну матерію, які виникають в розширеннях Стандартної Моделі (для більш широкого огляду частинок-кандидатів в темну матерію див., наприклад, [37, 41, 349]).

Слабко взаємодіючі масивні частинки, WIMPs (weakly interacting massive particles, WIMPs). Як було показано в попередньому розділі, для пояснення спостережуваного значення густини темної матерії, маса звичайних нейтрино повинна бути порядку декількох еВ. В роботі Лі та Вайнберга [210] було помічено, що така оцінка не працює для *дуже масивних* нейтрино (або інших частинок, які взаємодіють з константою слабкої взаємодії), маса яких є значно більшою за температуру відщеплення (для звичайних нейтрино, температура відщеплення дорівнює 2 MeВ), призво-

Примітка 1. Слід зазначити, що навіть невелика густина реліктових нейтрино сильно впливає на розподіл великомасштабної та Мпк структури Всесвіту. Тому, обробка космологічних даних в рамках стандартної космологічної моделі призводить до обмеження на суму мас нейтрино $\sum_i m_{\nu_i} \lesssim 1$ еВ, див. детальний огляд [213].

дить до значення маси таких частинок, яке знаходиться в районі декількох ГeВ для випадку масивних нейтрино. Для отримання цього результату, Лі та Вайнберг припустили, що гіпотетичне масивне нейтрино має *додаткове квантове число*, яке не змінюється в звичайних реакціях, тому основною реакцією зміни числа таких частинок (на відміну від звичайних частинок) повинна бути реакція *анігіляції*,

$$X + \bar{X} \rightarrow \nu\bar{\nu}, \quad e^-e^+, \quad \mu^-\mu^+, \quad \pi^-\pi^+, \dots \quad (1.1)$$

Слід відмітити, що чим *меншою* є сила взаємодії між ВІМПами, тим *раніше* швидкість реакції анігіляції стає меншою за швидкість розширення Всесвіту (т. зв. ефект *динамічного відщеплення* частинок в ранньому Всесвіті), і тим *більшою* є кінцева густина таких частинок. Саме тому, для пояснення спостережуваної концентрації темної матерії за допомогою масивних частинок, які взаємодіють за допомогою (електро)слабкої взаємодії, маса таких частинок повинна знаходитися в *GeV діапазоні*.

Ключовим елементом побудованої моделі є наявність у ВІМПів *додаткового квантового числа*, яке зберігається сильною, слабкою та електромагнітною взаємодіями¹. Такі квантові числа (*R-парність* або *KK-парність*) виникають в багатьох суперсиметричних теоріях та теоріях з розширенням Калуци-Клейна, відповідно (див., наприклад, детальний огляд [41]).

Оскільки ВІМПи *слабко* взаємодіють з іншими частинками (зокрема, баріонами), їх можна задетектувати в підземних лабораторіях, досліджуючи передачу енергії при пружніх зіткненнях з баріонами. Завдяки руху Землі відносно Сонця такий сигнал повинен характеризуватися *річними модуляціями*, які можна відрізнити від земного фону. Попереднє детектування річних модуляцій в експерименті DAMA [38], як виявилося², проти-

Примітка 1. В випадку відсутності такого закону збереження, час життя ВІМПів за допомогою, наприклад, слабких взаємодій був би меншим за час життя нейтрона, тобто ВІМПи не могли б давати вклад в темну матерію.

Примітка 2. З приводу можливості пояснення як позитивних результатів DAMA, так і негативних результатів інших експериментів див., наприклад, [130, 328].

річить результатам наступних підземних експериментів EDELWEISS [309], ZEPLIN [10], CDMS [7, 8] та пошукам нейтрино високих енергій в напрямку Сонця³ [198, 359].

Крім того, анігіляція ВІМПів та пов'язані з нею процеси можуть бути відповідальними за пояснення деяких спостережуваних астрофізичних ефектів, наприклад, аномально високе відношення потоку позитронів до потоку електронів на енергіях 10-100 ГeВ, яке спостерігалось супутником PAMELA [4], та надлишок в сумарному спектрі електронів та позитронів на енергіях близько 300-800 ГeВ, який спостерігався експериментами на повітряній кулі ATIC [96] та PPB-BETS [355]. Слід зазначити, що результати, отримані експериментами ATIC та PPB-BETS, не узгоджуються з наступними дослідженнями сумарного спектру електронів та позитронів на вказаних енергіях, які проводилися супутником Fermi [3] та системою черенковських телескопів H.E.S.S. [5, 6], які (разом з результатами PAMELA), в свою чергу, можуть бути пояснені за допомогою астрофізичних джерел, зокрема, близьких пульсарів, див., наприклад, [152]. Серед інших ефектів, які можуть бути пояснені за допомогою анігіляції ВІМПів, виділяється спостереження надлишку мікрохвильового випромінювання в напрямку центру Галактики (т.зв. *WMAP haze*), яке можна пояснити за допомогою синхротронного випромінювання вторинних частинок, які виникають під час анігіляції ВІМПів [165]. Незважаючи на це, питання непрямого детектування темної матерії в формі ВІМПів наразі залишається відкритим.

Надслабко взаємодіючі масивні частинки, суперWIMPs (superWIMPs). Як показано вище, слабко взаємодіючі масивні частинки можуть розгляда-
тися як кандидати в темну матерію лише за умови відсутності їх слабких,
сильних та електромагнітних розпадів, що забезпечується наявністю дода-

Примітка 3. Ідея пошуку сигналу анігіляції темної матерії в напрямку Сонця полягає в тому, що ВІМПи, взаємодіючи з речовиною Сонця, втрачають енергію та захоплюються гравітаційним полем Сонця, внаслідок чого швидкість анігіляції ВІМПів значно збільшується.

ткового квантового числа (наприклад, R-парності для суперсиметричних кандидатів чи КК-парності для частинок Калуци-Клейна). Таке розширення Стандартної Моделі, взагалі кажучи, не є *єдино можливим* варіантом розширення моделі фізики частинок, яке забезпечує наявність частинки-кандидату в темну матерію. Зокрема, *надслабко* взаємодіючі масивні частинки (суперВІМПи) можуть мати космологічний час життя відносно розпаду, тому наявність такого додаткового квантового числа не є необхідною. Нижче ми розглянемо один з основних кандидатів на роль суперВІМПів - *стерильні нейтрино*.

Існування правих (стерильних) нейтрино пов'язане з необхідністю пояснення найбільш відомого явища в фізиці частинок за рамками Стандартної моделі - *осциляції нейтрино*, див. оглядові роботи [131, 145, 342]. Як показано в [84], спостережувана картина осциляції нейтрино не може бути поясненою ефективною низькоенергетичною дією Стандартної Моделі з обрізанням на Планківському масштабі,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{n=5}^{\infty} \frac{\mathcal{O}_n}{M_{Pl}^{n-4}}, \quad (1.2)$$

де \mathcal{L}_{SM} - лагранжиан Стандартної Моделі. Дійсно, 5-вимірний оператор найнижчого порядку,

$$\mathcal{O}_5 = A_{\alpha\beta} \left(\bar{L}_\alpha \tilde{\phi} \right) \left(\phi^\dagger L_\beta^c \right), \quad (1.3)$$

призводить до появи майоранівських мас нейтрино порядку $m_\nu \sim v^2/M_{Pl} \simeq 10^{-6}$ еВ, де L_α є дублети лівих лептонів, $\alpha = e, \mu, \tau$, ϕ - дублет Хіггса, $\tilde{\phi}_j = i(\sigma_2)_j^k \phi_k^*$, c - символ зарядового спряження, $v = 174$ ГеВ - вакуумне середнє значення поля Хіггса. В той же час, спостережувані осциляції нейтрино потребують введення різниці квадратів мас пропагуючих станів нейтрино [313]:

$$\Delta m_{sun}^2 = 7.65_{-0.20}^{+0.23} \times 10^{-5} \text{ еВ}^2, \quad (1.4)$$

$$|\Delta m_{atm}^2| = 2.40_{-0.11}^{+0.12} \times 10^{-3} \text{ еВ}^2, \quad (1.5)$$

що призводить з необхідністю до появи мас нейтрино порядку 0.05 еВ або більших.

Одним з варіантів розширення Стандартної моделі (так зване *мінімальне розширення Стандартної Моделі за допомогою трьох правих нейтрино* (ν MSM), див. [18, 19, 84]) для пояснення осциляцій нейтрино є додавання трьох правих нейтрино N_I :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + i\bar{N}_I \partial_\mu \gamma^\mu N_I - \left(F_{\alpha I} \bar{L}_\alpha N_I \tilde{\phi} - \frac{M_I}{2} \bar{N}_I^c N_I + h.c. \right), \quad (1.6)$$

$F_{\alpha I}$ є Юкавськими константами взаємодії, M_I - майоранівська маса правих нейтрино. Введені таким чином праві нейтрино мають нульові електричний, слабкі та сильні заряди, таким чином, вони часто називаються синглетними, або *стерильними* нейтрино.

Слід зазначити, що введення правих нейтрино дозволяє відновити асиметрію між лівими та правими станами в Стандартній Моделі (оскільки всі ферміони Стандартної Моделі, крім нейтрино, мають ліві та праві стани). При цьому, якщо маси Дірака $M_D = F_{\alpha I} \langle \phi \rangle$ є значно меншими за Майоранівські маси M_I , взаємодія правих нейтрино з іншими частинками з значно слабша за взаємодію лівих нейтрино, тобто стерильні нейтрино повинні бути суперВІМПами.

Виробництво стерильних нейтрино в ранньому Всесвіті в кількості, необхідній для пояснення існуючої густини темної матерії, може відбуватися за допомогою різних сценаріїв: *нерезонансних* [1, 20, 21, 117, 118] та *резонансних* [203, 321, 322] осциляцій активних нейтрино, розпаду гіпотетичного скалярного поля Хіггса [320], квантових поправок до ν MSM [46] тощо. *В рамках моделі ν MSM*, стерильні нейтрино народжуються в ранньому Всесвіті завдяки їх змішуванню з активними нейтрино.

Введемо кут змішування найлегших стерильних нейтрино з активними:

$$\theta_1^2 = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{v^2 |F_{\alpha 1}|^2}{M_1^2}. \quad (1.7)$$

Тоді швидкість виробництва стерильних нейтрино при температурах, нижчих за масштаб електрослабких взаємодій, може бути оцінена за допомогою виразу

$$\Gamma_N \sim \Gamma_\nu \theta_M^2(T), \quad (1.8)$$

де $\Gamma_\nu \sim G_F^2 T^5$ - швидкість реакцій з активними нейтрино, $\theta_M(T) \ll 1$ - кут змішування з активними нейтрино в середовищі,

$$\theta_1^2 \rightarrow \theta_M^2(T) \simeq \frac{\theta_1^2}{\left(1 + \frac{2p}{M_1} (b(p, T \pm c(T)))\right)^2 + \theta_1^2}, \quad (1.9)$$

де [266]

$$b(p, T) = \frac{16G_F^2}{\pi \alpha_W} p (2 + \cos^2 \theta_W) \frac{7\pi^2 T^4}{360}, \quad c(T) = 3\sqrt{2} G_F (1 + \sin^2 \theta_W) (n_{\nu_e} - n_{\bar{\nu}_e}), \quad (1.10)$$

θ_W - кут Вайнберга, α_W - стала електрослабкої взаємодії, $p \sim T$ - типовий момент створених стерильних нейтрино. У випадку $b(p, T) \gg c(T)$ (випадок *нерезонансного* виробництва стерильних нейтрино), швидкість народження стерильних нейтрино максимальна при температурах близько [117]

$$T_{peak} \sim 130 \left(\frac{M_1}{1 \text{keB}} \right)^{1/3} \text{MeB}, \quad (1.11)$$

що відповідає температурі КХД кросоверу для випадку кеВ нейтрино. Результатуючі спектри стерильних нейтрино з урахуванням невизначеності рівняння стану КХД поблизу точки кросовера були пораховані в роботах [20, 21]. В випадку достатньо великих значень лептонної асиметрії, характер виробництва стерильних нейтрино сильно змінюється. Зокрема, якщо виконується умова

$$1 + 2p \frac{b(c, T) \pm c(T)}{M_1^2} = 0, \quad (1.12)$$

виникає *резонансне* посилення швидкості виробництва стерильних нейтрино (аналогічне до ефекту Міхеєва-Смірнова-Вольфенштейна для осциляцій активних нейтрино). В цьому випадку, спектр нейтрино стає суттєво

нетепловим [203]. Крім того, для отримання однієї і тої ж концентрації частинок темної матерії кут змішування у випадку резонансного виробництва стерильних нейтрино може бути *суттєво* меншим за кут змішування, необхідний для їх нерезонансного виробництва.

Оскільки стерильні нейтрино, вироблені в рамках ν MSM, ніколи не були в тепловій рівновазі з іншими частинками Всесвіту, їх початкова швидкість дисперсії є меншою за швидкість дисперсії *теплових реліктів* такої ж маси. Це призводить до додаткових ускладнень при застосуванні обмежень з аналізу великомасштабної та суб-Мпк структури Всесвіту.

Слід також зазначити, що в моделі з трьома стерильними нейтрино з'являється 18 нових параметрів - три майоранівські та три діраківські маси, 6 кутів змішування та 6 CP-порушуючих фаз [18], що є значно більшим за кількість параметрів масової матриці звичайних (*активних*) нейтрино. Тому для визначення параметрів моделі ν MSM необхідно використовувати додаткові умови. Виявляється, що однією з таких умов може бути вибір найлегшого стерильного нейтрино у вигляді частинки-кандидату до темної матерії, в той час як параметри двох масивних нейтрино можуть бути сильно обмежені умовою успішної генерації *баріонної асиметрії Всесвіту* - спостережуваного надлишку баріонів над антибаріонами. В результаті, модель ν MSM дозволяє пояснити основні явища фізики частинок за рамками Стандартної Моделі - темну матерію, баріонну асиметрію та осциляції нейтрино, див. [84].

Аксіони. Іншою частинкою-кандидатом в темну матерію, мотивованою квантовопольовими проблемами, є *аксіон*. Відомо, що до лагранжиану КХД можна додати калібрувально інваріантний, Лоренц-інваріантний та перенормований доданок виду $\propto \theta E^a \cdot B^a$, $\theta \in [-\pi; \pi]$, який порушує Р та Т-симетрії. Точні вимірювання електричного дипольного моменту нейтрона обмежують $|\theta| \lesssim 10^{-10}$. В рамках Стандартної Моделі, малість параметра θ не можна пояснити, що створює так звану *сильну CP-проблему*. Для

пояснення проблеми, Печчеі та Куїнном [273] була запропонована глобальна $U(1)$ симетрія, яка спонтанно порушується на дуже високих енергіях. Внаслідок цього, поле θ стає динамічним і залишається при дуже малих значеннях. Відповідним Намбу-Голдстоунівським бозоном і є аксіон¹. Феноменологія аксіону може бути описана, з точністю до чисельних множників, лише одним параметром - шкалою порушення глобальної симетрії $U(1)$. Зокрема, маса аксіона дорівнює

$$m_a \sim \frac{\Lambda_{QCD}^2}{f_a} \simeq 0.62 \text{eB} \left(\frac{10^7 \text{GeV}}{f_a} \right), \quad (1.13)$$

а густота темної матерії, яка складається з аксіонів, дорівнює [283]

$$\Omega_a h^2 \approx 0.3 \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{GeV}} \right)^{7/6}. \quad (1.14)$$

Таким чином, для пояснення спостережуваної густоти темної матерії, маса аксіону повинна приблизно¹ дорівнювати $m_a \approx 10^{-5} \text{ eB}^2$.

Пряме детектування темної матерії, яка складається з аксіонів, можливе, наприклад, за допомогою його перетворення в два фотони в лабораторних магнітних полях, див., зокрема, сучасний експеримент ADMX [22].

Інші частинки-кандидати.

Список частинок-кандидатів, які можуть складати основну³ частину темної матерії, нараховує декілька десятків. Крім вищезгаданих частинок-кандидатів, слід також назвати такі частинки-кандидати, як масивні гравітони з масою $\sim 10^{-19} \text{ eB}$ [122], гравітоно [25, 270], аксіно [110, 316], Калуца-Клейнівські частинки [166], суперсиметричні Q-кулі [201], ВІМПЗІЛЛі з масою 10^{13} GeV [98, 202] тощо.

Примітка 1. При цьому, аксіон отримує відмінну від нуля масу за допомогою аномалії КХД, яка може бути інтерпретована як змішування аксіонного поля з π та η -мезонами, див. [379, 383].

Примітка 1. Огляд альтернатив вибору маси аксіонної темної матерії наведений в [318].

Примітка 2. Слід зазначити, що малість маси аксіона не протирічить тому, що він утворює *холодну* темну матерію; причина цього полягає в малості його початкової дисперсії швидкостей (оскільки аксіони, які утворюють холодну темну матерію, ніколи не були в тепловій рівновазі з іншою речовиною Всесвіту).

Примітка 3. Слід також зауважити, що на даний момент не існує аргументів на користь того, що основна частина темної матерії складається з частинок *одного сорту*. Більше того, наразі достовірно встановлено, що (невелика) частина темної матерії повинна бути в формі активних нейтрино.

1.4. Астрофізичні прояви темної матерії в рамках моделі ν MSM

Як виявляється, найлегше стерильне нейтрино в моделі ν MSM, будучи кандидатом в темну матерію, має багато нетривіальних астрофізичних проявів. Деякі⁴ з них ми розглянемо нижче.

По-перше, стерильні нейтрино, за рахунок Діраківського масового доданку, змішуються з активними нейтрино, що призводить до наступних каналів розпаду стерильних нейтрино:

$$N_1 \rightarrow \nu + \nu + \bar{\nu}, \nu + \gamma, \nu + e^+ + e^-, \dots \quad (1.15)$$

Перший канал розпаду (на два нейтрино та антineйтрино) є домінуючим. Його ширина розпаду дорівнює¹ [27]

$$\Gamma_{N_1 \rightarrow 3\nu} = \frac{G_F^2}{384\pi^3} \sin^2(2\theta_1) M_1^5 \simeq 1.74 \cdot 10^{-28} \text{сек}^{-1} \left(\frac{\sin^2 2\theta_1}{10^{-8}} \right) \left(\frac{M_1}{1 \text{кеВ}} \right)^5. \quad (1.16)$$

Для того, щоб стерильні нейтрино, вироблені за допомогою нерезонансних осциляцій активних нейтрино, складали спостережувану густину темної матерії, необхідно виконання умови [203]

$$\log_{10}[\sin^2(2\theta_1)] \simeq -7.2 - 1.84 \log_{10} \left[\frac{M_1}{1 \text{кеВ}} \right]. \quad (1.17)$$

Це означає, що час життя такої темної матерії з масою 1-20 кеВ повинен дорівнювати 10^{15} - 10^{19} років, що значно перевищує вік Всесвіту.

Ширина *радіаційного* розпаду стерильного нейтрино дорівнює [27, 271]

$$\Gamma_{N_1 \rightarrow \gamma + \nu} = \frac{27\alpha}{8\pi} \Gamma_{N_1 \rightarrow 3\nu} \approx 1.38 \cdot 10^{-30} \text{сек}^{-1} \left(\frac{\sin^2 2\theta_1}{10^{-8}} \right) \left(\frac{M_1}{1 \text{кеВ}} \right)^5. \quad (1.18)$$

Внаслідок того, що радіаційний розпад стерильного нейтрино є двочастинковим, кожне компактне гало темної матерії має випромінювати вузьку фотонну лінію з енергією $M_1/2$. Виявляється, що таке випромінювання

Примітка 4. Для систематичного огляду астрофізичних та космоголічних проявів стерильних нейтрино див. детальні оглядові роботи [84, 199].

Примітка 1. Цей результат відрізняється від аналогічного результата [1] на множник 2, завдяки Майоранівській природі стерильного нейтрино, див. [27].

може бути задетектоване рентгенівськими інструментами існуючого покоління (див. детальніше розділ 4.1.).

Для випадку компактних гало темної матерії, розмір яких є значно меншим за відстань до центра гало, інтенсивність сигналу, яка приймається інструментом з малим полем зору, дорівнює

$$F_{\text{DM}} = \frac{\Gamma_\gamma \mathcal{S}_{\text{DM}} \Omega E_\gamma}{4\pi m_{\text{DM}}}, \quad (1.19)$$

де

$$\mathcal{S}_{\text{DM}} = \int \rho_{\text{DM}}(r) dr \quad (1.20)$$

- стовпчикова густина темної матерії, $\Omega \ll 1$ - тілесний кут поля зору. Слід зазначити, що, на відміну від випромінювання, яке спричиняється анігіляцією частинок темної матерії, інтенсивність сигналу темної матерії, що розпадається, пропорційна інтегралу від *першого* (а не другого) ступеня густини темної матерії. Внаслідок цього, в той час як сигнал від ліній анігіляції має спостерігатися від центральної частини декількох гало темної матерії (зокрема, гало Галактики та деяких найближчих сферичних карликових галактик), сигнал від ліній розпаду темної матерії має значно слабше змінюватися при переході між об'єктами різних типів. Як ми побачимо в розділі 3, така особливість кутового розподілу сигналу ліній розпаду призводить до можливості *прямого детектування* темної матерії, що розпадається (зокрема, стерильних нейтрино).

Іншою важливою особливістю стерильних нейтрино (як і інших типів темної матерії, яка складається з частинок-ферміонів) є наявність максимуму фазової густини темної матерії, яка випливає з принципу Паулі. Як показано в розділі 2, це призводить до *модельно-незалежного* обмеження знизу $m_{\text{DM}} \geq 0.41$ кеВ для частинок темної матерії з двома внутрішніми степенями вільності (зокрема, стерильних нейтрино). Якщо ж знехтувати впливом баріонів на зміну фазової густини темної матерії, можна отримати

сильніше, *модельно-залежне* обмеження на масу частинок темної матерії¹ в випадку, якщо фазова густина темної матерії під час її виробництва була меншою за максимальне значення фазової густини.

Слід також відмітити, що наявність стерильних нейтрино може суттєво впливати на такі астрофізичні процеси, як вибухи масивних наднових (див детальніше розділ 5 та посилання в ньому), процеси реіонізації та утворення первинних зірок [48, 226, 293, 294, 334], формування зірок та надмасивних чорних дірок з виродженої темної матерії [49, 253, 291] тощо.

1.5. Альтернативи темної матерії

Гіпотеза темної матерії не є єдино можливим варіантом пояснення проблеми “прихованої маси”. Зокрема, М. Мільгромом було помічено [240, 241, 242], що ефекти прихованої маси в компактних об'єктах починають проявлятися при значеннях гравітаційного прискорення¹ близько $a_0 \simeq 10^{-8}$ см/сек² або менших. Тому, для пояснення ефектів прихованої маси, ним була запропонована *модифікація закону Ньютона* для гравітаційних взаємодій [240]:

$$\vec{F} = m_g \mu(a/a_0) \vec{a}, \quad \mu(x \gg 1) \approx 1, \quad \mu(x \ll 1) \approx x \quad (1.21)$$

(як правило, використовують $\mu(x) = x/\sqrt{1+x^2}$.) Результати моделювання галактичних кривих обертання показують, що запропонована Мільгромом модель модифікованої ньютонівської динаміки (*МОНД*) добре моделює криві обертання більшості галактик (а в окремих випадках - навіть краще, ніж моделі темної матерії). Зокрема, в рамках МОНД знаходить *природне* пояснення залежність між сумарною масою баріонів (зірок та міжзоряного газу) в галактиках та швидкістю плоскої частини кривої обертання (т.зв.

Примітка 1. Зокрема, для стерильних нейтрино, які були вироблені в рамках сценаріїв нерезонансних та резонансних осциляцій, мінімальна маса частинки має дорівнювати 1.8 кеВ та 1.0 кеВ, відповідно [82].

Примітка 1. Слід також відмітити, що $a_0 \sim cH_0$.

баріонна залежність Таллі-Фішера, [236]). Пізніше виявилося [12, 243], що МОНД може задовільно описати динаміку більшості сферичних карликових галактик.

Важливим кроком в розвитку ідеї МОНД було формулювання Бекенштейном релятивістської моделі *TeVeS* [31], яка включає додаткові тензорне, векторне та скалярне поля. Проте, як виявилося, модель *TeVeS* (при наймні, в найпростіших її формулуваннях), протирічить спостережуваним даним КМВ, зокрема, величині та положенню третього піка флюктуацій КМВ (див. детальний огляд [326]), і потребує подальших модифікацій¹.

Слід зазначити, що, добре описуючи динаміку систем на галактичних масштабах (без необхідності додавання темної матерії), МОНД зтикається з серйозними труднощами при описі скupчень галактик. Незважаючи на те, що більша частина ефекту прихованої маси може бути пояснена за допомогою МОНД, в скupченнях галактик залишається недостача баріонної маси в 2-3 рази [308]. Ідея пояснення вказаної недостачі маси за допомогою звичайних нейтрино з масою близько 2 eВ [306, 307], як виявилося, протирічить даним з лінзування скupчень галактик [259] та рентгенівським спостереженням груп галактик [14]. Альтернативні пояснення недостачі маси наразі включають баріонну темну матерію [244] та стерильні нейтрино з масою ~ 11 eВ [13].

Серед інших моделей прихованої маси, основаних на альтернативній теорії гравітації, слід відзначити модель скалярної-тензорної-векторної гравітації [247], моделі з п'ятивимірною гравітацією [124, 285, 304], моделі $f(R)$ гравітації [265], та багато інших. Проте, незважаючи на велику кількість альтернативних моделей, слід зазначити, що основним варіантом пояснення властивостей прихованої маси залишається **модель темної матерії**.

Примітка 1. Як показано в роботі [13], такою модифікацією може бути введення стерильного нейтрино з масою 11 eВ.

1.6. Висновки

Наразі існує багато незалежних аргументів на користь існування прихованої маси у Всесвіті, середня густина якої перевищує масу звичайної речовини в 5-6 разів. Пояснення феномену прихованої маси, в рамках моделі темної матерії або модифікації гравітації, вимагає суттевого перегляду існуючих уявлень щодо фізики елементарних частинок або гравітаційних взаємодій, відповідно. При цьому, питання про те, чи є прихована маса проявом нової фізики частинок, модифікації гравітації чи їх суміші, наразі залишається відкритим. Більше того, методи, розроблені для модельно-незалежного аналізу властивостей темної матерії, при детальному вивчені не дозволяють зробити достовірне твердження щодо властивостей частинок темної матерії.

РОЗДІЛ 2

Обмеження на масу частинок темної матерії в методі фазової густини

2.1. Вступ

В даному розділі розглянутий метод побудови обмежень на масу частинок темної матерії за допомогою аналізу розподілу темної матерії у фазовому просторі. П. 2.2 присвячений побудові та аналізу модельно-незалежного обмеження на масу частинок-ферміонів, яке випливає з принципу Паулі. Метод посилення модельно-незалежних обмежень, який базується на теоремі Ліувіля, описаний в п. 2.3. Після цього, п. 2.4 присвячений детальному аналізу існуючих в літературі методів побудови обмежень, які використовують так звану “усереднену фазову густину” темної матерії, і показано, що в загальному випадку такі обмеження не виконуються. П. 2.5 присвячений обчисленню ентропії для характерних розподілів темної матерії, в результаті чого показується неможливість побудови надійних обмежень на параметри темної матерії, враховуючи умову неспадання ентропії. Подальші міркування призводять до побудови консервативного модельно-залежного обмеження (на основі узагальнення відомого обмеження Тремейна-Ганна), описаного в п. 2.5. П. 2.6 присвячений детальному аналізу даних по сферичним карликовим галактикам, спіральним галактикам та групам галактик. Можливий вплив асферичності гало на отримані результати досліджений в п. 2.7. В п. 2.8 обговорюється неможливість побудови обмеження згори на маси частинок темної матерії, припущеного в роботах [72, 151]. Висновки розділу сформульовані в п. 2.9.

Результати цього розділу опубліковані в працях [82, 169].

2.2. Обмеження з принципу Паулі

Якщо частинки темної матерії є ферміонами, існує дуже точна границя знизу на масу цих частинок. Зокрема, згідно принципу Паулі, існує максимально щільна “упаковка” ферміонів в виділеному об’ємі фазового простору. Зменшуючи масу частинки темної матерії, ми збільшуємо їх число в заданому гравітаційно зв’язаному об’єкті. Вимога, що фазова густина не має перевищувати її значення для виродженого Фермі-газу, призводить до *нижньої границі на масу*. Зокрема, для сферично симетричного об’єкту з масою темної матерії M всередині області радіуса R , отримуємо нижню границю m_{DEG} на масу частинки темної матерії, враховуючи, що максимальна швидкість (Фермі) виродженого гравітаочного Фермі-газу масою M в об’ємі $\frac{4}{3}\pi R^3$ не перевищує швидкість виходу частинок на нескінченість, $v_\infty = \left(\frac{2G_N M}{R}\right)^{1/2}$:

$$\hbar \left(\frac{9\pi M}{2g m_{\text{DEG}}^4 R^3} \right)^{1/3} \leq \sqrt{\frac{2G_N M}{R}} \Rightarrow m_{\text{DEG}}^4 \geq \frac{9\pi \hbar^3}{4\sqrt{2} g M^{1/2} R^{3/2} G_N^{3/2}}. \quad (2.1)$$

Тут і нижче g означає число внутрішніх ступеней вільності частинок темної матерії, G_N – сталу гравітаційної взаємодії. Подібні судження, застосовані до різних об’єктів, домінованих темною матерією, призводить до границі на масу, яку ми будено називати далі m_{DEG} (див. таб. 2.1 нижче).¹

2.3. Теорема Ліувіля та збереження фазової густини

Для конкретних моделей темної матерії (з відомою первинною дисперсією швидкостей) та під дією певних припущень щодо еволюції системи, які призводять до спостережуваного кінцевого стану, обмеження на масу

Примітка 1. Звичайно, просторово однорідний розподіл темної матерії є лише апроксимацією. В реальності, ми повинні розглядати самогравітаочий вироджений Фермі-газ. Можна показати, що, під дією певних зовнішніх умов, система слабко зв’язаних ферміонів зазнає фазового переходу першого роду, перетворюючись на майже повністю виродженну “Фермі-зорю” [50]. Існування таких об’єктів також може мати цікаві астрофізичні властивості [372].

частинки темної матерії, отримане в попередньому розділі, може бути посилене [72, 111, 222, 223, 224, 225, 356, 357]. Даний аргумент побудований на теоремі Ліувіля в класичній механіці (див., наприклад, [51, 357]), яка стверджує, що величина функції розподілу у фазовому просторі $f(t, x, v)$ не змінюється під час руху системи без зіткнень та дисипації. Наслідком теореми Ліувіля є факт, що функція $f(t, x, v)$ “рухається” в фазовому просторі під дією гамільтонового потоку, і тому величина її максимуму в фазовому просторі лишається незмінним. Таким чином, якщо можна визначити характеристики функції фазового розподілу зі спостережуваних величин (перш за все, середньої густини $\bar{\rho}$ та дисперсії швидкостей σ)² в СКГ (або інших об'єктах, домінованих темною матерією), теорема Ліувіля дає зможу пов'язати вимірювані значення та первинні властивості частинок темної матерії.

2.4. Аналіз обмежень, які використовують “усереднену фазову густину”

Іншою характеристикою функції розподілу в фазовому просторі є “усереднена фазова густина”

$$Q \equiv \frac{\bar{\rho}}{\langle v^2 \rangle^{3/2}}, \quad (2.2)$$

введена в роботах [112, 164]. Величина Q_f (теперішнє середнє значення фазової густини) переписується в термінах спостережуваних величин $\bar{\rho}$ та $\langle v^2 \rangle = 3\sigma^2$, і, таким чином, є зручним виразом для оцінки фазової густини для будь-якого об'єкту, домінованого темною матерією. Зокрема, можна порахувати величину первинної фазової густини Q_i для будь-якої функції

Примітка 2. Величина, яка прямо вимірюється в астрономічних спостереженнях, є проекцією швидкосей зірок $\vec{v}(R)$ на лінію зору. Ми будемо позначати таку проекцію величиною $V(R)$, для того, щоб її відрізняти від абсолютноного значення 3-вимірного розподілу швидкостей $v(r)$. 1-вимірна дисперсія швидкостей визначається як $\sigma(R) = \overline{V^2(R)}^{1/2}$, і, фактично, функцією радіуса проекції R . Для об'єктів, домінованих темною матерією, при значеннях R більших за певний характеристичний радіус крива обертання стає плоскою, $\sigma \approx \text{const}$. Ця константа зазвичай називається “дисперсією швидкостей”.

розподілу частинок темної матерії $f(p)$

$$Q_i = \frac{g m^4}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\left(\int f(p) d^3 p\right)^{5/2}}{\left(\int f(p) p^2 d^3 p\right)^{3/2}}, \quad (2.3)$$

та порівняти її з сьогоднішнім значенням Q_f . В роботах [112, 164] було заявлено, що величина Q не зростає протягом еволюції темної матерії:

$$Q_i \geq Q_f. \quad (2.4)$$

Використовуючи дану нерівність до СКГ, можна отримати границю на масу частинки темної матерії, яка є в декілька разів сильнішою за попередню границю з роботи [356].

Для ілюстрації появи нерівності (2.4), автори робіт [112, 164] вказали, що в випадку однорідного одноатомного ідеального газу, величина Q є зв'язаною простим співвідношенням з термодинамічною ентропією на одну частинку, і тому неоднорідність для Q випливає з другого закону термодинаміки. Дійсно, в цьому випадку видно, що

$$\frac{S[f]}{N} = -\log \left(\frac{Q(\bar{\rho}, \sigma) \hbar^3}{m^4} \right) + \log C[f], \quad (2.5)$$

де в правій частині (2.5) функціонал $C[f]$ не залежить від середньої густини та дисперсії частинок темної матерії.

Проте, зважаючи на далекодію гравітаційної взаємодії між частинками темної матерії, означення бульмановської ентропії є добре сформульованим лише для первинного розподілу, і для кінцевого стану СКГ має бути модифіковане (див., наприклад, дискусію в роботі [153]). Більше того, в наступному розділі буде показано, що в загальному випадку *збільшення ентропії не означає зменшення величини Q* . Дійсно, значення $C[f]$ є різними для різних типів розподілів фазової густини f , і, таким чином, вони можуть змінюватися з часом зі зміною форми усередненої фазової густини. Дійсно, навіть якщо початковий (i) та кінцевий (f) стани системи задовільняють співвідношенню (2.5) між ентропією та Q ($S_{i,f} = \log C_{i,f} - \log \frac{Q_{i,f} \hbar^3}{m_{DM}^4}$)

з другого закону термодинаміки

$$S_f \geq S_i \quad (2.6)$$

випливає лише, що

$$Q_i \geq Q_f \frac{C_i}{C_f}. \quad (2.7)$$

Таким чином, в загальному випадку, нерівність (2.4) не слідує з міркувань про зростання ентропії.

Більш того, просте співвідношення (2.5) між ентропією та Q не виконується для розподілів якими ми зацікавились. Зокрема, для розподілу Фермі-Дірака (2.30) ми маємо:

$$\frac{S}{N} = \text{const} \frac{m_{\text{FD}}^4}{Q \hbar^3}. \quad (2.8)$$

Це співвідношення стає ще складнішим, якщо розглянути фазові розподіли стерильних нейтрино чи гравітіно, які не перебували в стані теплової рівноваги в ранньому Всесвіті. Як виявляється, в загальному випадку, коли початкова функція розподілу залежить від декількох параметрів, величина Q та ентропія виражуються через дані параметри нетривіальним чином і просте співвідношення (2.5) не справджується. Зокрема це відбувається в випадку, коли темна матерія виробляється в два етапи і її функція розподілу має холодну та теплу компоненти (див. детальніше виробництво стерильних нейтрино в присутності лептонної асиметрії [203, 321, 322]); теплове виробництво гравітіно при високих температурах (див., наприклад, роботи [64, 303]), пов'язане з нетепловим виробництвом гравітіно за допомогою пізніх розпадів других-за-масою суперсиметричних частинок (див., наприклад, роботу [69]).

2.5. Обмеження, які базуються на аналізі ентропії темної матерії.

В цьому розділі ми обчислимо ентропію для декількох фазових розподілів, зокрема (2.30), (2.39), (2.31), та розглянемо зв'язок ентропії з величиною усередненої фазової густини Q .

Ентропія ідеального Фермі-газу задається виразом [207]

$$S = - \int d^3p d^3r \times \left[f(r, p) \log \left(\frac{(2\pi\hbar)^3 f(r, p)}{g} \right) + \left(\frac{g}{(2\pi\hbar)^3} - f(r, p) \right) \log \left(1 - \frac{(2\pi\hbar)^3 f(r, p)}{g} \right) \right]. \quad (2.9)$$

Якщо функція розподілу $f(r, p) \ll \frac{g}{(2\pi\hbar)^3}$, даний вираз переходить в рівняння для ентропії невиродженого ідеального газу:

$$S = - \int d^3p d^3r f(r, p) \left[\log \left(\frac{(2\pi\hbar)^3 f(r, p)}{g} \right) - 1 \right]. \quad (2.10)$$

2.5.1. Ідеальний бульманівський газ. Розглянемо випадок ідеального бульманівського газу:

$$f(r, p) = f_0 e^{-\frac{p^2}{2mT}}. \quad (2.11)$$

Підставляючи цей вираз в рівняння (2.10), отримуємо відоме співвідношення (див., наприклад, [207, §42]):

$$\frac{S}{N} = \frac{5}{2} + \log \left(\frac{gV}{N} \frac{(mT)^{3/2}}{(2\pi\hbar^2)^{3/2}} \right), \quad (2.12)$$

де V – об’єм системи, N – число частинок. Виражаючи S/N як функцію ρ та $\langle v^2 \rangle$, отримуємо співвідношення між ентропією та Q в формі (2.5):

$$\frac{S}{N} = \log C_B - \log \frac{Q\hbar^3}{m^4}, \quad C_B = g \frac{e^{5/2}}{(6\pi)^{3/2}} \approx g \times 0.1489 \dots \quad (2.13)$$

2.5.2. Розподіл у вигляді ізотермальної сфери Після цього, розглянемо випадок, коли функція розподілу може бути апроксимована розподілом (псевдо)-ізотермальної сфери (2.31):

$$f_{iso}(r, p) = \frac{9\sigma^2}{4\pi G_N (2\pi m^2 \sigma^2)^{3/2} (r^2 + r_c^2)} e^{-\frac{p^2}{2m^2 \sigma^2}}. \quad (2.14)$$

Хоча число частинок в такій системі, як і повна ентропія, прямують до безмежності для великих r , ентропія на одну частинку зростає логарифмічно з r , тому точне значення радіусу обрізання системи не є важливим.

Обрізаючи вираз для ентропії на деякому радіусі $r_{max} \gg r_c$, отримуємо

$$\frac{S}{N} = -\log \frac{Q\hbar^3}{m^4} + \log C_{iso}, \quad C_{iso} = \frac{g \exp(1/2)}{\sqrt{3}(2\pi)^{3/2}} \approx g \times 0.0604\dots \quad (2.15)$$

2.5.3. Ентропія для розподілів Фермі-Дірака та розподілу нерезонансно вироблених стерильних нейтрино Після цього, проаналізуємо випадок первинного розподілу за імпульсами в формі (перемасштабованого) релятивістського розподілу Фермі-Дірака:

$$f(p) = \frac{g}{(2\pi\hbar)^3} \frac{F}{e^{\epsilon(p)/T} + 1}, \quad \epsilon(p) = p. \quad (2.16)$$

Спочатку розглянемо випадок довільних F та T . Розподіл в вигляді (2.16) є загальним випадком розподілів (2.30) та (2.39). Ентропія системи з N частинок з розподілом (2.16) задається виразом (2.9), який зводиться до

$$S = \frac{gVT^3}{2\pi^2\hbar^3} I(F), \quad (2.17)$$

де функція $I(F)$ визначена як

$$I(F) \equiv - \int_0^\infty dz z^2 \left[\frac{F}{e^z + 1} \log \left(\frac{F}{e^z + 1} \right) + \left(1 - \frac{F}{e^z + 1} \right) \log \left(1 - \frac{F}{e^z + 1} \right) \right]. \quad (2.18)$$

Відповідний інтеграл (2.18) може бути обчислений чисельно. При $F \ll 1$ вираз (2.18) може бути апроксимований

$$I(F) \approx \frac{3}{2} \zeta(3) (F - F \log F) + F \int_0^\infty \frac{dz z^2}{e^z + 1} \log(e^z + 1). \quad (2.19)$$

Ентропія на одну частинку S/N дорівнює

$$\frac{S}{N} = \frac{gm^4 I(F)}{2\pi^2 \hbar^3} \left(\frac{\zeta(3)}{15\zeta(5)} \right)^{3/2} \frac{\langle v^2 \rangle^{3/2}}{\bar{\rho}} = \frac{g I(F)}{2\pi^2} \left(\frac{\zeta(3)}{15\zeta(5)} \right)^{3/2} \frac{m^4}{Q \hbar^3}. \quad (2.20)$$

Таким чином, ми бачимо, що для розподілів у вигляді (2.16) *співвідношення між ентропією на одну частинку та Q не задається простим виразом* (2.5).

До цього моменту ми вважали параметри F та T в (2.16) незалежними. Для подальшого розгляду найбільш цікавими є два часткові випадки: (i) $F = 1$ при довільному $T = T_{\text{FD}}$ (розподіл (2.30)); та (ii) $F < 1$ при $T = T_\nu$ – температурі фону нейтрино, пов'язаного з сучасною ефективною температурою космічного мікрохвильового випромінювання за формулою $T_{\nu_0} = (4/11)^{1/3} T_{\text{СМВ},0}$ (розподіл (2.39)).

Розглянемо спочатку випадок (i). Виражаючи ρ як функцію T_{FD} , отримуємо

$$Q = \frac{gm^4}{\hbar^3} \mathbf{q}, \quad (2.21)$$

де чисельна стала \mathbf{q} задається виразом [164]:

$$\mathbf{q} = \frac{\zeta^{5/2}(3)}{20\pi^2 \sqrt{15} \zeta^{3/2}(5)} \approx 1.96... \times 10^{-3}. \quad (2.22)$$

В результаті, для розподілу (2.30) при фіксованому числу частинок, величина Q є незалежною від T_{FD} , об'єму або N . Ентропія на одну частинку є також незалежною від T_{FD} та V , і задається виразом

$$\frac{S}{N} = \mathbf{s} = I(1) \frac{2}{3\zeta(3)} \approx 4.20\dots \quad (2.23)$$

Хоча обидві величини S/N та Q є просто константами, зручно виразити їх у формі (2.5):

$$\frac{S}{N} = -\log \left(\frac{Q \hbar^3}{m^4} \right) + \log C_{\text{FD}}, \quad C_{\text{FD}} = g \cdot \mathbf{q} \cdot e^{\mathbf{s}} \approx g \times 0.1311\dots \quad (2.24)$$

В випадку (ii), коли $F \ll 1$, вираз для S/N дорівнює:

$$\frac{S}{N} = \frac{2}{3\zeta(3)} \frac{I(F)}{F} \simeq (1 - \log F) + \frac{2l}{3\zeta(3)}. \quad (2.25)$$

Аналогічно до рівнянь (2.21)–(2.22)

$$\frac{Q\hbar^3}{m^4} = g \mathbf{q} F. \quad (2.26)$$

Поєднуючи рівняння (2.25)–(2.26), можна записати

$$\frac{S}{N} = -\log \left(\frac{Q\hbar^3}{m^4} \right) + \log C_{\text{NRP}}, \quad C_{\text{NRP}} = g \mathbf{q} \exp \left(1 + \frac{2l}{3\zeta(3)} \right) \approx g \times 0.137 \dots \quad (2.27)$$

2.5.4. Неможливість побудови достовірного обмеження з аналізу ентропії. Враховуючи розрахунки даного розділу, було би цікавим використовувати ентропію системи як величину для оцінки фазової густини (2.6) та, не використовуючи величину Q , отримати нижню границю на масу частинок темної матерії. На жаль, на відміну від Q , яка за визначенням виражається лише через вимірювані величини $\bar{\rho}$ та σ , використання нерівності (2.6) вимагає знань функції розподілу в кінцевому стані (наприклад, для визначення величини C_f в правій частині рівняння (2.5), або, в більш загальному випадку, для визначення ентропії кінцевого стану в термінах спостережуваних величин). Ця інформація не може бути отримана з простого аналізу астрономічних спостережень. Єдиним можливим шляхом для формулювання *точної консервативної нерівності* було би знаходження величини *максимально можливої ентропії* для даної системи з вказаними макроскопічними параметрами. Проте, як показано в роботах [15, 51, 218, 357], стан з максимумом ентропії не існує. Зокрема, для гравітуючої системи, яка зазвичай складається з компактного ядра та широко розгорашеного гало скінченної маси, повна величина бульцмановської ентропії системи прямує до нескінченості, коли розмір гало стає нескінченим. З фізичної точки зори, виміряні густина та дисперсія швидкостей характеризують розмір внутрішньої частини об'єкту. Астрономічні спостереження, як правило, не можуть виміряти властивості зовнішніх частин гравітаційно зв'язаних систем, що містять темну матерію, тому розподіли

у фазовому просторі (подібні до (2.31)) відомі з недостатньою точністю. З іншої сторони, для порівняння з однорідною початковою системою яка має первинний розподіл швидкостей, ми маємо знати ентропію *повної* системи. Велика (та невідома!) частка цієї ентропії може знаходитись в зовнішніх частинах.

В результаті виявляється, що ми не можемо отримати просту та достовірну границю на масу частинок темної матерії, використовуючи ентропійні міркування. Задачею наступного розділу є формулювання альтернативних обмежень на параметри фазової густини темної матерії, які дозволять отримати шукану границю на масу частинок.

2.6. Обмеження, які базуються на порівнянні максимальних значень фазової густини

Будь-яке фізичне вимірювання може визначити лише значення розподілу у фазовому просторі, усереднене по деякій області фазового простору – *усереднену* фазову густину (в протилежність від *точної* фазової густини). Така фазова густина, усереднена по фазовому об'єму $\Delta\Pi(x, v)$ навколо точки (x, v) в фазовому просторі, визначена як

$$\bar{f}(t, x, v) = \frac{1}{\text{vol}(\Delta\Pi)} \int_{\Delta\Pi(x, v)} d\Pi' f(t, x', v') \quad (2.28)$$

(тут $\text{vol}(\Delta\Pi)$ позначений об'єм елементу фазового простору).

З означення (2.28) випливає, що максимальне значення фазової густини (взяте по всьому фазовому простору) $\bar{f}_{max}(t)$ не може перевищувати максимальне значення відповідної *точної* фазової густини. З іншої сторони, максимум точної фазової густини f_{max} не змінюється з часом, що є наслідком теореми Ліувіля. Таким чином, ми отримуємо наступну нерівність

$$\bar{f}_{max}(t) \leq f_{max} . \quad (2.29)$$

Нерівність (2.29) дає змогу пов'язати властивості розподілу темної матерії в момент часу t з властивостями первинного розподілу темної матерії, відображеніх в величині f_{max} .

2.6.1. Обмеження Тремейна-Ганна. Припустимо, що первинний розподіл частинок темної матерії має форму релятивістського розподілу Фермі-Дірака з температурою T_{FD} (розподіл релятивістських теплових реліктів):

$$f_{FD}(p) = \frac{g}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{e^{p/T_{FD}} + 1}, \quad (2.30)$$

і що в фінальному стані усереднена фазова густина системи описується розподілом псевдо-ізотермальної сфери (див., наприклад, [51]) з радіусом кору r_c та 1-вимірною дисперсією швидкостей σ , максимум якого задається рівнянням

$$\bar{f}_{iso,max} = \frac{9\sigma^2}{4\pi G_N (2\pi\sigma^2)^{3/2} r_c^2}, \quad (2.31)$$

то порівняння максимуму усередненої фазової густини (2.31) з її первинним (неусередненим) максимальним значенням приводять до відомого *обмеження Тремейна-Ганна* [356]:

$$m_{FD} \geq m_{TG}, \quad \text{where} \quad m_{TG}^4 \equiv \frac{9(2\pi\hbar)^3}{(2\pi)^{5/2} g G_N \sigma r_c^2}. \quad (2.32)$$

Для випадку початкового розподілу (2.30) це обмеження є сильнішим за обмеження, яке базується на принципі Паулі, на фактор $2^{1/4}$ [356]. Для вибраних початкових розподілів ця різниця може бути більш суттєвою (як ми покажемо пізніше). Слід, проте, наголосити, що ці сильніші обмеження вимагають певних припущень щодо еволюції фазової густини, в той час як обмеження, яке базується на принципі Паулі, не вимагає ніяких припущень ні щодо первинного розподілу частинок по імпульсам, ні щодо історії формування спостережуваного об'єкту, а лише порівнює вимірювані значення фазової густини з максимально допустимим значенням для ферміонів.

2.6.2. Вплив баріонів на еволюцію фазової густини. В цій роботі ми припустили, що максимум спостережуваної усередненої фазової густини не перевищує максимум початкового розподілу частинок темної матерії. Максимум усередненої фазової густини в кінцевому стані може бути консервативно оцінений за допомогою спостережуваних величин. В результаті, побудоване обмеження використовує припущення, що максимум функції розподілу *не зростає* в процесі еволюції завдяки взаємодії з баріонами.

Хоча темна матерія складається з невзаємодіючих частинок, залишкова частина речовини в галактиці – баріони – взаємодіє між собою та дисипує енергію, концентруючись поблизу центру. Баріони, які зконденсовані в центрі, впливають гравітаційно на форму гало темної матерії, збільшуючи його центральну густину [61, 147]. До оберненого ефекту призводять виділення енергії з наднових, галактичні вітри та реіонізація, які утворюють сильний потік речовини від центру, значно зменшуючи масу газу та, таким чином, змінюючи форму гало темної матерії. Подібні потоки речовини (feedback) вважаються відповідальними за створення СКГ з сильно збагачених газом спіральних та іррегулярних карликових галактик, див. [216, 229, 232, 233, 249]. Очевидно, як конденсація газа, так і обернені потоки речовини сильно змінюють центральне значення фазової густини темної матерії в СКГ [288], і, в принципі, вони можуть привести до порушення нерівності (2.29). Чисельні розрахунки зіткнень галактик показують, що баріони можуть привести до збільшення фазової густини під час зіткнення (див., наприклад, [257]).

Слід зазначити, що метод усереднення фазової густини по великому фазовому об'єму зменшує вплив баріонів. Для більш точного урахування ефектів впливу баріонів та побудови більш достовірних обмежень необхідні подальші дослідження.

2.6.3. Випадок максимального усереднення фазової густини.

Внаслідок наведених вище аргументів, для отримання консервативної границі на масу частинок темної матерії, в цій роботі ми будемо використовувати оригінальний підхід Тремейна і Ганна [356], з деякою модифікацією.

Важлива перевага даного методу полягає в тому, що максимум фазової густини знаходитьться в внутрішній, щільній частині досліджуваного об'єкту. Таким чином, внаслідок цього припущення, отримані результати *не залежать* від погано вимірюваного розподілу темної матерії в зовнішній частині об'єкту.

Як обговорювалося вище, усереднена фазова густина в кінцевому стані не може вимірюватися прямо, і ми повинні зробити певні припущення для знаходження її максимуму. Консервативний шлях мінімізації цієї неоднозначності полягає в використанні “максимально усередненого розподілу”. Він базується на простому факті, що середнє значення функції, усереднене по довільній області, не може перевищувати її максимальне значення. Таким чином, середнє значення усередненої фазової густини по великому об'єму фазового простору може використовуватися як консервативна оцінка величини \bar{F}_{max} , незалежно від припущень щодо реального вигляду розподілу у фазовому просторі.

Для цього ми розглянемо (приблизно сферично симетричну) гравітаційну систему з масою $M(R)$ розташованою всередині радіуса R . Об'єм фазового простору, зайнятий частинками темної матерії, може бути апроксимований як

$$\Pi_\infty = \left(\frac{4}{3} \pi \right)^2 R^3 v_\infty^3 , \quad (2.33)$$

де ми ввели поняття *швидкості виходу* v_∞^2 . Найбільш усередненою функцією розподілу є результат усереднення (2.28) по повному об'єму фазового простору: $\Delta\Pi = \Pi_\infty$:

$$\bar{F} = \frac{M}{\Pi_\infty} = \frac{9}{16\pi^2} \frac{M}{R^3 v_\infty^3} = \frac{3\bar{\rho}}{4\pi v_\infty^3} \quad (2.34)$$

Як оцінку для R ми використовуємо *радіус половини яскравості* r_h (тобто радіус, де величина поверхневої яскравості падає до $1/2$ від свого максимального значення). Нехтуючи можливим вкладом еліптичності зоряних орбіт (див. розділ 2.8.), вважаючи густину темної матерії постійною всередині r_h та ізотермальних розподіл зірок [281], ми отримуємо наступну оцінку середньої густини темної матерії всередині r_h :

$$\bar{\rho} = \frac{3 \log 2}{2\pi} \frac{\sigma^2}{G_N r_h^2}, \quad (2.35)$$

Припускаючи ізотропний розподіл швидкостей,¹ швидкість виходу v_∞ частинок темної матерії пов'язана з дисперсією швидкостей σ за допомогою спуввідношення $v_\infty \simeq \sqrt{6}\sigma$. Таким чином, ми отримуємо максимально усереднену величину фазової густини \bar{F} :

$$\bar{F} = \frac{\bar{\rho}}{8\pi\sqrt{6}\sigma^3} \approx \frac{3 \log 2}{16\sqrt{6}\pi^2 G_N \sigma r_h^2} \approx \frac{1.25 M_\odot}{\text{пк}^3 (\text{км/сек})^3} \left(\frac{\text{км/сек}}{\sigma} \right) \left(\frac{\text{пк}}{r_h} \right)^2, \quad (2.36)$$

яка співпадає з її максимальним значенням (для плоского розподілу).

Як наслідок рівняння (2.29), ця “усереднена” фазова густина \bar{F} меншою за f_{max} – максимальне значення точної фазової густини, що дорівнює своєму початковому значенню:

$$\bar{F} \leq f_{max}. \quad (2.37)$$

Нерівність (2.37) пов'язує спостережувані властивості систем з темної матерією (ліва частина нерівності) з мікрокопічною величиною в правій частині нерівності, яка залежить від механізму виробництва темної матерії.

Примітка 1. Це припущення вважається справедливим для частинок темної матерії, оскільки чисельні моделювання структур на різних просторових масштабах показують що анізотропія швидкостей темної матерії $\beta(r) \equiv 1 - \frac{\sigma_\theta^2 + \sigma_\phi^2}{2\sigma_r^2}$ прямує до нуля в центральному регіоні [95, 100, 155, 361, 388]. В той же час, в даний момент невідомо, чи прямує до нуля величина анізотропії зірок в СКГ. Слід зазначити, що припущення про ізотропію швидкостей зірок означає наявність *кору* в профілях густини темної матерії [11, 127], таким чином, наша оцінка для $\bar{\rho}$ швидше за все, я достовірною. Це підтверджується за допомогою порівняння оцінки (2.35) з іншими оцінками, отриманими в роботах [338, 339, 387], де профілі густини темної матерії були отримані внаслідок припущення щодо різних розподілів анізотропії зірок в СКГ.

В цій роботі ми в основному цікавимся двома типами первинних розподілів за моментами. Один з них є релятивістський розподіл Фермі-Дірака (2.30) для якого величина f_{max} дорівнює

$$f_{max,FD} = \frac{g m_{FD}^4}{2(2\pi\hbar)^3} \quad (2.38)$$

(ми фіксуємо загальне нормування функції розподілу в фазовому просторіза допомогою рівняння $M = \int d^3x d^3v f(t, x, v)$, де M – повна маса системи). Інший є (приблизною) формою імпульсного розподілу стерильних нейтрино, вироблених за допомогою нерезонансних осциляцій з активними нейтрино [117, 118]. Для останнього випадку ми використовуємо дисперсію швидкостей у вигляді¹

$$f_{DW}(p) = \frac{g\chi}{e^{p/T_\nu} + 1}. \quad (2.39)$$

Константа нормування χ є пропорційною до змішування між активними та стерильним нейтрино, а T_ν є температурою фону нейтрино, $T_\nu(z) = (1+z)T_{\nu_0}$, повязаною з сучасною температурою фону космічного мікрохвильового випромінювання за допомогою $T_{\nu_0} = (4/11)^{1/3} T_{\text{СМВ},0}$. Для максимального значення розподілу (2.39) ми знайшли

$$f_{max,DW} = \frac{g\chi m_{DW}^4}{2(2\pi\hbar)^3}. \quad (2.40)$$

З визначення (2.39) можна пов'язати множник нормування $g\chi$ та середню густину темної матерії (див., наприклад, [154])

$$\omega_{DM} \equiv \Omega_{DM} h^2 = g\chi \frac{m_{DW}}{94\text{eB}}. \quad (2.41)$$

Таким чином, ми можемо переписати максимальне значення первинної фазової густини (2.41) у вигляді

$$f_{max,DW} = \frac{94\omega_{DM}}{2(2\pi\hbar)^3} \frac{m_{DW}^3}{\text{eB}^3}. \quad (2.42)$$

Примітка 1. В реальності, розподіл по імпульсам в випадку нерезонансного виробництва не має форми теплового спектру. Точна форма розподілу, беручи до уваги доданки від первинної плазми на температурах, близьких до температури фазового переходу КХД, можуть бути обчислені лише чисельно, див. [20, 21]. Різниця між точним розподілом та його апроксимацією (2.39) не перевищує 20%, що не змінює суттєво обмеження на масу частинок.

Слід зауважити, що, на відміну від розподілу Фермі-Дірака, для нерезонансного сценарію величина f_{max} залежить від *третьої* степені маси частинки.

В присутності лептонної асиметрії в первинній плазмі, стає можливим резонансне виробництво стерильних нейтрино, див. [322]. Можлива величина лептонної асиметрії, створеної в рамках моделі ν MSM, та відповідні спектри стерильних нейтрино були нещодавно пораховані в роботах [203, 321]. На якісному рівні, ці спектри складаються з “холодної” (резонансної) компоненти та “теплої”, отриманої внаслідок нерезонансних осциляцій, по аналогії до нерезонансного сценарію, розглянутого в роботі [117]. Сумарні спектри є “холоднішими”, ніж в випадку нерезонансного сценарію (див., наприклад, рис. 6 в роботі [203]). Максимуми первинних фазових розподілів для цих спектрів є вищими (інколи – набагато вищими) ніж максимуми спектрів, отриманих в рамках нерезонансного сценарію (див., наприклад, рис. 5 в роботі [203]). Таким чином, в цілому обмеження на масу для такої темної матерії очікуються слабшими за обмеження, отримані з нерезонансного сценарію. Точна форма цих спектрів може бути отримана лише за допомогою чисельних моделювань. В даній роботі було використано декілька спектрів для перевірки на виконання нерівності (2.37) та нерівності Тремейна-Ганна.

Порівнюючи вираз (2.36) з оригінальною нерівністю Тремейна-Ганна (максимум правої частини в рівнянні (2.32)), отримуємо:

$$F_{TG} = \frac{9}{8\pi^2 \sqrt{2\pi} G_N \sigma r_c^2} . \quad (2.43)$$

Значення \bar{F} є меншим за F_{TG} на множник

$$\frac{\bar{F}}{F_{TG}} = \frac{\log 2\sqrt{\pi}}{6\sqrt{3}} \left(\frac{r_c}{r_h} \right)^2 \approx 0.118 \left(\frac{r_c}{r_h} \right)^2 , \quad (2.44)$$

де r_c та r_h є радіус кора псевдо-ізотермального профілю та радіус половини яскравості, відповідно. Порівнюючи \bar{F} та F_{TG} , ми використовуємо $r_h \simeq r_c$.

Слід зауважити, що різниця між \bar{F} та F_{TG} полягає в відмінності прийнятих розподілів швидкостей. В той час як в роботі [356] було використано Максвелівський профіль швидкостей (див. рівняння (2.31)), ми вважаємо сталий профіль швидкостей, від швидкості виходу v_∞ до $v = 0$ (як показано на рис. 2.1). Чисельний множник в рівнянні (2.44) є відношенням площ під двома профілями швидкостей на рис. 2.1. Переводячи в границю на масу, співвідношення (2.44) означає що для частинок темної матерії з розподілом (2.30) ми би мали отримати обмеження на масу, сильніші приблизно на 40%, використовуючи оригінальне обмеження Тремейна-Ганна ніж обмеження з \bar{F} (обмеження є сильнішим на $\approx 60\%$ для випадку розподілу (2.39)).

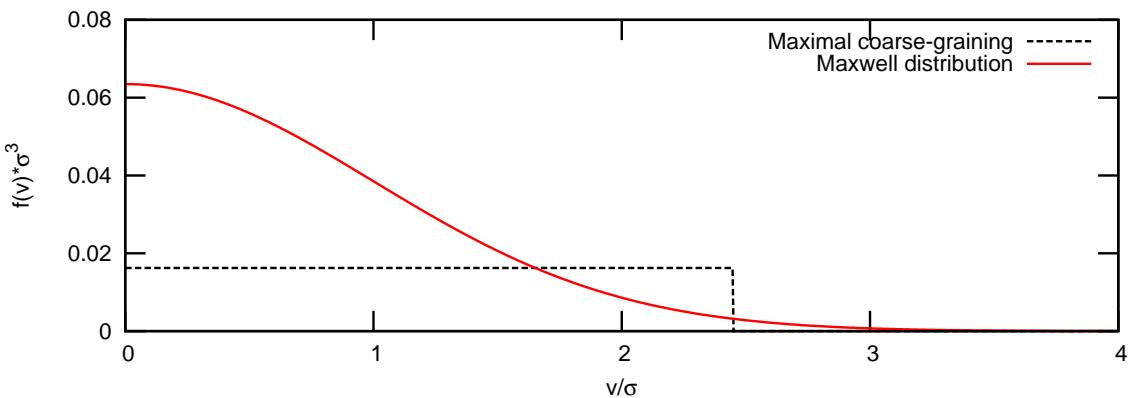


Рис. 2.1. Порівняння профілів швидкостей частинок темної матерії, що використовуються в роботі [356] (червона суцільна лінія) та даній роботі (чорна штрихована лінія).

Порівняємо наше обмеження з обмеженням, що базується на роботах [112, 164]. Використовуючи означення (2.2), ми виражаємо вимірюване значення Q_f для СКГ за допомогою спостережуваних величин

$$Q = \frac{\bar{\rho}}{\eta^3(3\sigma^2)^{3/2}} \approx 14.83 \frac{M_\odot}{\text{пк}^3} \left(\frac{\text{км}}{\text{сек}} \right)^{-3} \left(\frac{\text{км/сек}}{\sigma} \right) \left(\frac{\text{пк}}{r_h} \right)^2 \frac{1}{\eta^3}, \quad (2.45)$$

де η є додатковий множник що відповідає різниці дисперсій швидкостей темної матерії та (спостережуваних) зірок, r_h є радіус половини яскравості,

σ є вимірювана величина 1-вимірної швидкості дисперсії зірок та величина $\bar{\rho}$ визначена в рівнянні (2.35). В роботі [112] було оцінено $\eta \approx 1$.

В рівнянні (2.45) ми використали таке ж значення величини $\bar{\rho}$, як і в рівнянні (2.36). Для той же СКГ, величина Q_f є більшою за \bar{F} (що знаходитьться з виразу (2.36)) на фактор $8\pi\sqrt{2}/3 \approx 11.85\dots$

З іншої сторони, для будь-якого початкового розподілу частинок темної матерії з імпульсами $f(p)$ ми повинні порівняти величину Q_i , яка задається виразом (2.3), з величиною $f_{max}^{(i)}$. Для обох типів розподілів, вказаних в (2.30) та (2.39), відношення початкових величин $Q_i/f_{max}^{(i)}$ задається співвідношенням

$$\frac{Q_i}{f_{max}^{(i)}} = \frac{4\pi\zeta^{5/2}(3)}{5\sqrt{15}\zeta^{3/2}(5)} \approx 0.973\dots \quad (2.46)$$

В результаті, обмеження, що базується на зменшенні середньої фазової густини Q є сильнішим за обмеження, що отримується з максимальної фазової густини \bar{F} для вибраного об'єкта на множник:

$$\frac{f_{max}^{(i)}}{Q_i} \frac{Q_f}{\bar{F}} \approx 12.176\dots \quad (2.47)$$

(де ми знову використали $\eta = 1$). Це призводило до обмеження на масу частинок, сильнішого в ≈ 1.87 разів для m_{FD} та сильнішого в ≈ 2.3 рази для m_{DW} .

2.7. Аналіз спостережувальних даних

2.7.1. Сферичні карликові галактики. Нещодавно була відкрита велика кількість дуже щільних СКГ з малою поверхневою яскравістю [34, 35, 143, 170, 191, 325, 391]. Для обчислення обмежень на масу частинок, ми використовуємо дані з двох недавніх робіт: [143, 325]. Перш за все, ми повинні відмітити що, незважаючи на те, що обидві роботи проводять оцінку величини Q для кожного об'єкту, вони використовують різні прескрипції для вимірювання цієї величини.

В роботі [143], величина Q оцінювалась всередині радіуса половини яскравості r_h , використовуючи 1-вимірну швидкість дисперсії зірок σ :

$$Q_{Gil} = \frac{\bar{\rho}}{\sigma^3} = \frac{3}{8\pi G_N r_h^2 \sigma}. \quad (2.48)$$

В порівнянні з нашим означенням (2.36) $\bar{F} = \frac{\log 2}{2\sqrt{6}\pi} Q_{Gil} \approx 0.045 Q_{Gil}$. З іншої сторони, по аналогії з [230] автори роботи [325] визначали *центральну густину*

$$\rho_0 = 166\sigma^2\eta^2/r_c^2 \quad (2.49)$$

де $\eta \sim 1$ (див. детальний опис в роботах [230, 325]). Вони використовують величину ρ_0 для визначення фазової густини:

$$Q_{SG} \equiv \frac{\rho_0}{\sigma^3}, \quad (2.50)$$

В результаті, для одного і того ж об'єкту, величина Q_{SG} є більшою в 14.60 разів ніж Q_{Gil} .

Використовуючи доступну інформацію про СКГ (див. роботи [143, 325] та посилання в них), ми визначили \bar{F} , приділяючи особливу увагу оцінці похибок. Декілька різних факторів дають вклад в похибки величин σ та r_h .

Перш за все, оскільки σ є дисперсія вимірюваних швидкостей, вона має статистичну похибку (яка є досить суттєвою для СКГ з дуже малою поверхневою яскравістю, де число спостережуваних зірок є досить малим ($\sim 10 - 100$, див. таб. 3 в роботі [325])). Проте і систематична похибка вимірювання σ є суттєвою. Автори роботи [325] знайшли систематичну похибку в визначенні дисперсії швидкостей, вона дорівнює 2.2 км/сек. Ми додали цю похибку в квадратурах до статистичних похибок, знайдених в таб. 3 роботи [325]. Результати показані в стовпчику 4 в таб. 2.1.

Радіус половини яскравості r_h є також обчислюваною (а не вимірюваною) величиною, і існують декілька основних вкладів в його похибку. Перш за все, профіль поверхневої яскравості вимірюється в кутових

СКГ	r_h , профіль Плуммера	r_h , експоненційний профіль
Coma Berenices	5.0'	5.9'
Canes Venatici II	3.0'	3.3'
Leo IV	3.3'	3.4'
Hercules	8.0'	8.4'

Таблиця 2.1

Невизначеності обчислень радіусу половини яскравості r_h для декількох СКГ.

одиницях, і їх перевід в парсеки потребує знання відстані до об'єкту. Ці відстані, як правило, відомі з невизначеністю близько 10% (див. роботи [32, 33, 35, 65, 101, 113, 175, 211, 231, 268, 278, 295, 391]). Інша невизначеність випливає з методу визначення кутової величини r_h . Для цього, профіль поверхневої яскравості моделюється на різні моделі. Для декількох СКГ: Coma Berenices, Canes Venatici II, Hercules та Leo IV автори роботи [35] використовували різні профілі яскравості (Плуммера та експоненційний) для визначення кутової величини r_h . Їхні результати представлені в таб. 2.0. Ми використовуємо ці результати для оцінки систематичної похибки на величину r_h в розмірі 20% для всіх СКГ, де r_h вказана без похибок. Результати визначення r_h наведені в стовпчику 3 таб. 2.1. Отримані значення \bar{F} з відповідними похибками представлені в стовпчику 5 таб. 2.1. Ми визначили довірчі інтервали величини \bar{F} за допомогою додавання неоднозначностей величин σ та r_h .

Наші основні результати наведені в таб. 2.1 (стовпчики 5–8). **Стовпчик 5** в таб. 2.1 містить обмеження на величину m_{DEG} (отримані з рівняння (2.1)), які базуються на принципі Паулі. Вони є незалежними від деталей еволюції системи, не змінюються завдяки присутності баріонів (див. нижче) та є справедливими для будь-якої темної матерії, що складається з ферміонів. **Стовпчик 6** містить обмеження на масу для частинок тем-

ної матерії, які відщепилися релятивістськими (що відповідає первинному розподілу (2.30)), отримані з допомогою поєднання рівнянь (2.36)–(2.38). Поєднуючи рівняння (2.36), (2.37) та (2.42), ми отримуємо обмеження на масу параметри темної матерії з первинним розподілом (2.39), наведені в **стовпчику 7**. Обидва обмеження в стовпчиках 6 та 7 консервативно використовують максимально усереднену функцію розподілу. Якщо замість максимального усереднення фазової густини використовувати ізотермальний розподіл кінцевого стану (див. рис. 2.1), отримаємо оригінальні обмеження Тремейна-Ганна, наведені в **стовпчику 8**. Вони отримуються за допомогою порівняння виразів (2.40) та (2.43).² Ми позначили відповідну границю на масу як $m_{\text{NRP,TG}}$.

Всі обмеження на масу наведені з відповідними невизначеностями, які надходять з визначення величин σ та r_h . Тим не менше, для кожного конкретного об'єкту можуть бути унікальні причини, що порушують стандартні припущення і, таким чином, збільшують неоднозначності. Саме тому, незважаючи на те, що найбільш сильні обмеження в таб. 2.1 отримуються з аналізу СКГ Canes Venatici II (CVnII), ми використовуємо обмеження, яке незалежно отримане з декількох СКГ: Leo IV, CVnII та Coma Berenices (Com)¹ Підсумовуючи, ми отримали наступні обмеження знизу на масу частинок темної матерії

$$m_{\text{DEG}} > 0.41 \text{keV} , \quad (2.51)$$

$$m_{\text{FD}} > 0.48 \text{keV} , \quad (2.52)$$

Примітка 2. Величина r_c є наразі невідомою для деяких нових СКГ, з яких ми отримали найкращі обмеження на масу частинки темної матерії. Тому для визначення обмежень Тремейна-Ганна в таб. 2.1, ми використали консервативну оцінку $r_c \approx r_h$ (див. коментар після рівняння (2.44)).

Примітка 1. Не виключено, що Coma Berenices знаходиться під впливом припливних сил (як і інша СКГ з наднізькою поверхневою яскравістю, Ursa Major II (UMaII), схожа на Com) [325]. Проте, на відміну від UMaII (або найкраще відомого представника СКГ з сильним впливом припливних сил, Sagittarius), наразі не відомо жодного припливного потоку зірок біля положення Coma Berenices і артефакти на користь суттєвого впливу припливних сил є незначними, див. обговорення в роботі [325].

$$m_{\text{DW}} > 1.77 \text{ keV}, \quad (2.53)$$

та

$$m_{\text{DW,TG}} > 2.79 \text{ keV}. \quad (2.54)$$

Ми можемо порівняти обмеження знизу, отримані з рівнянь (2.53)–(2.54), з обмеженнями згори, що отримані з астрофізичних обмежень на можливий потік від лінії розпаду темної матерії, що складається зі стерильних нейтрино [2, 73, 74, 77, 78, 79, 80, 81, 83, 290, 376].

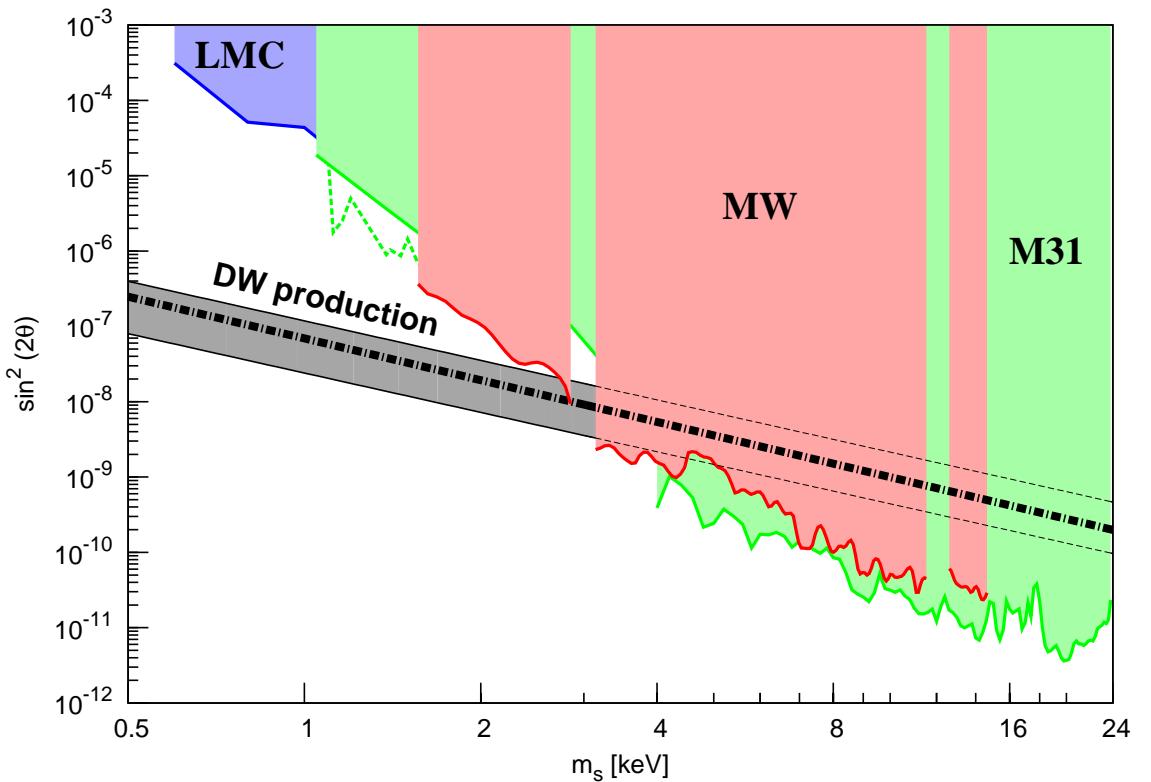


Рис. 2.2. Обмеження на параметри темної матерії, що складається зі стерильного нейтрино (масу та параметр змішування $\sin^2(2\theta)$ між стерильними та активними нейтрино), отримані з аналізу космічного рентгенівського випромінювання [73, 74, 77, 80, 81] та фазової густини (дана робота). Наш аналіз виключає область параметрів лівіше за вертикальну лінію (2.53) (пурпурний затінений регіон). Дві штрих-пунктирні вертикальні лінії показують систематичні похибки отриманого обмеження. Точкова лінія зліва позначає обмеження (2.51) що випливає з принципу Паулі. Подвійна пунктирна

темно-оранжева лінія показує обмеження (2.54). Чорна штрих-пунктирна лінія показує криву виробництва нерезонансних нейтрин (тобто пари m_{NRP} та θ які забезпечують правильну концентрацію темної матерії) [21]. Сіра область позначена “NRP production” вказує можливі невизначеності в обчисленні концентрації темної матерії (детальніше див. [20, 21]).

Використувуючи центральне значення (2.53) та порівнюючи його з рентгенівськими обмеженнями, ми бачимо, що існує вузьке вікно параметрів, в якому 100% темної матерії може бути отримане за допомогою нерезонансного процесу виробництва стерильних нейтрин (див. рис. 2.2). Менш консервативна границя (2.54), яка базується на обмеженні [356] (показана темно-оранжевою подвійною пунктирною вертикальною лінією на рис. 2.2) майже повністю закриває дане вікно. Зауважимо, що дані обмеження є одного порядку з існуючими обмеженнями знизу на масу стерильного нейтрини $m_{\text{DW}} > 5.6$ кеВ, яке випливає з аналізу Ly- α лісу, див. [363].

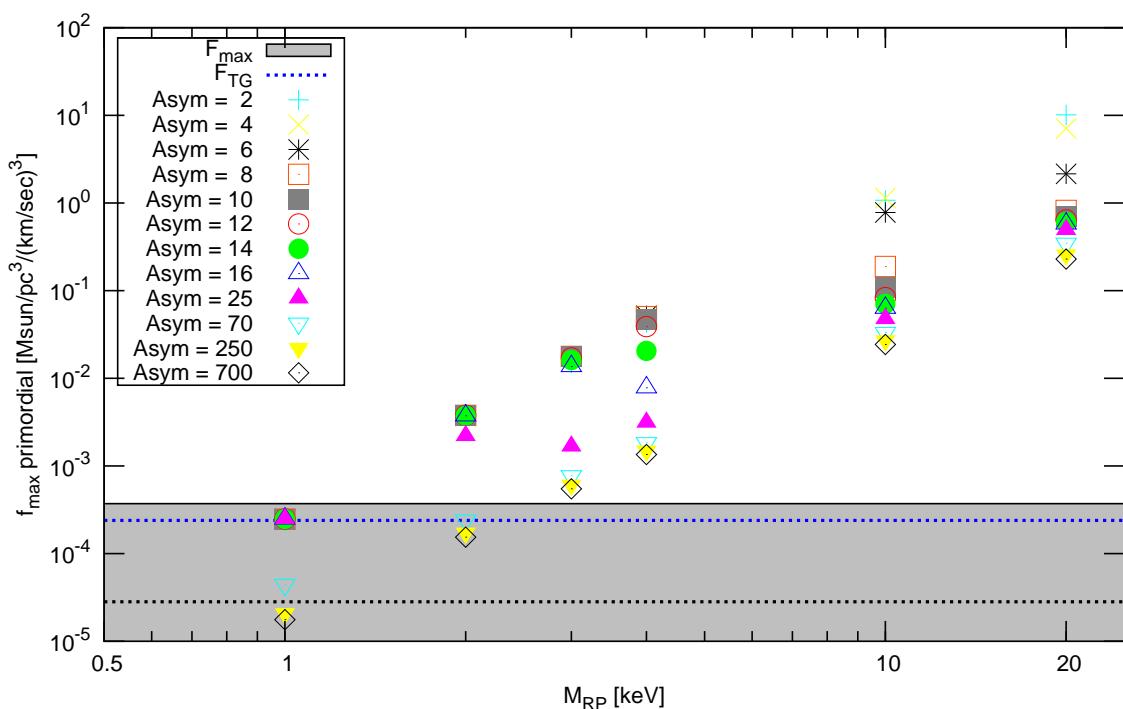


Рис. 2.3. Обмеження на резонансне виробництво стерильних нейтрин. Первинна величина f_{max} була порахована чисельно за допомогою спектрів, отриманих з ро-

біт [203, 321]. Різні кольори показують різні значення лептонної асиметрії для заданої маси (визначення лептонної асиметрії див. в роботах [203, 321]). Сіра зафарбована область обмежена максимальним та мінімальним значенням \bar{F} з СКГ Leo IV (з таб. 2.1, стовпчик 5). Горизонтальні пунктирні лінії показують центральне значення для \bar{F} (нижня) та F_{TG} (верхня) для СКГ Leo IV. Спектр темної матерії виключено, якщо відповідна точка попадає всередину зафарбованої області (нижче пунктирної лінії).

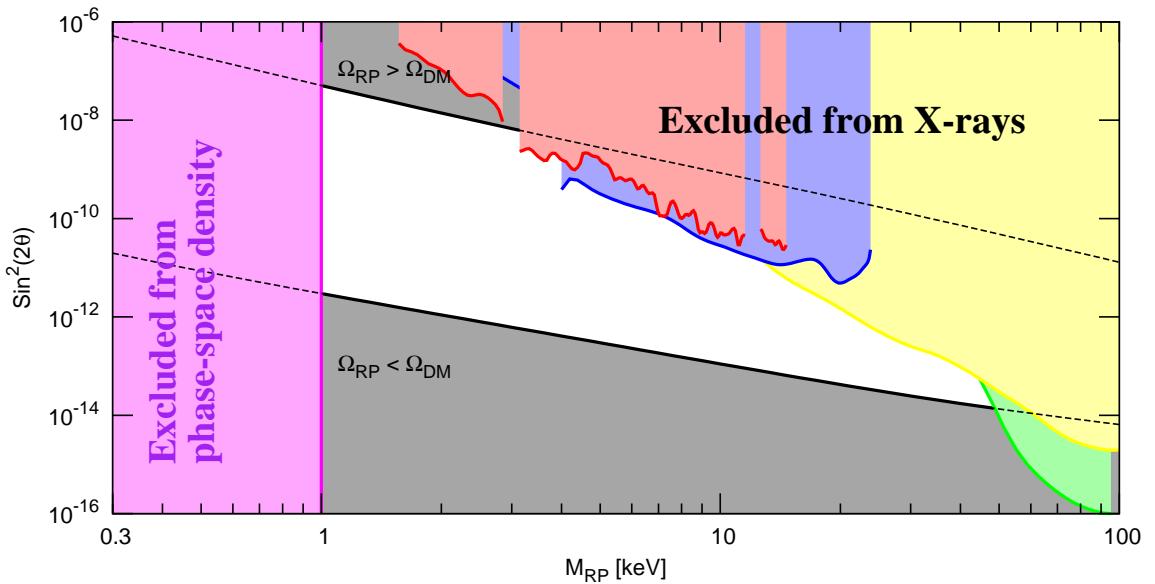


Рис. 2.4. Дозволена область параметрів стерильних нейтрино вироблених за допомогою резонансних осциляцій (біла незафарбована стрічка між двома чорними лініями). Дві граничні чорні лінії отримуються з нерезонансного (верхня лінія, лептонна асиметрія = 0) та резонансного виробництва з максимальною можливою величиною лептонної асиметрії, яка може бути отримана в рамках моделі ν MSM [203, 321] (нижня лінія). Кольорові області в вехньому правому куту показують обмеження з рентгенівських спостережень [80, 81, 77, 74]. Область нижче 1 кеВ виключена з аналізу фазової густини (дана робота).

Ми також провели даний аналіз для стерильних нейтрино, вироблених в присутності лептонної асиметрії (резонансний механізм виробництва) [203, 321, 322]. Цей механізм є більш ефективним, ніж нерезонансний

механізм, дозволяючи отримати необхідну концентрацію темної темної матерії при менших кутах змішування (див. рис. 4 в роботі [203]). Це підвищує верхню границю на масу частинки темної матерії в резонансному сценарії до ~ 50 кеВ. Для оцінки нижньої границі на масу в даному сценарії, ми проаналізували ряд доступних спектрів (в області мас $1 - 20$ кеВ, та асиметрій $(2 - 700) \times 10^{-6}$ (див. роботи [203, 321] для означення поняття асиметрії). Результати аналізу наведені на рис. 2.3. Можна бачити, що, базуючись на величині \bar{F} , значення мас $M_{\text{SF}} = 1$ кеВ є виключеним для лептонних асиметрій $L \gtrsim 10^{-4}$, а більші значення маси $M_{\text{SF}} \geq 2$ кеВ є дозволеними для всіх наявних значень асиметрії. Якщо базуватися на оригінальному ліміті Тремейна-Ганна, значення $M_{\text{SF}} = 2$ кеВ є також забороненими для достатньо великих значень ($L \gtrsim 10^{-4}$) лептонної асиметрії. Таким чином, резонансно утворені стерильні нейтрино залишаються можливим кандидатом в темну матерію (див. рис. 2.4).

Слід також зауважити, що наші обмеження (2.52)–(2.54) є справедливими в припущенні, що вплив баріонів не буде призводити до *збільшення* фазової густини в процесі формування структури. Якщо дане припущення не виконується, лише границя (2.51) залишається достовірною.

2.7.2. Спіральні галактики. В даному розділі ми вивчаємо обмеження на фазову густину з аналізу спіральних галактик. Наявність темної матерії в таких галактиках може бути отримана з аналізу так званих ротаційних кривих, які показують залежність швидкості обертання зірок навколо центра галактики як функцію радіуса до центра. Важливою властивістю таких ротаційних кривих є їхня поведінка на великих радіусах (області гало), де світність світної матерії є значно меншою за світність центральних областей галактики. В області гало, величини швидкостей зірок спіральних галактик, як правило, виходять на постійне значення, що потребує введення додаткової компоненти темної матерії в гало.

В результаті, густина темної матерії в галактиці може бути знайдена за допомогою спiввiдношення

$$\bar{\rho}_{gal} = \frac{3}{4\pi G_N} \frac{v_h^2(r)}{r^2}, \quad (2.55)$$

$v_h(r)$ - швидкiсть обертання зiрок, пов'язана з наявнiстю темної матерiї¹ на вiдстанi r вiд центру галактики. Оскiльки швидкiсть частинок темної матерiї не має перевищувати $v_\infty = \sqrt{2}v_h(r)$ (в противному випадку вони покинули б гало), оцiнка фазової густини темної матерiї дає (див. також (2.34))

$$\bar{F}_{gal} = \frac{3\bar{\rho}_{gal}}{4v_\infty^3} = \frac{9}{32\pi^2\sqrt{2}G_N v_h(r_{gal}) r_{gal}^2}, \quad (2.56)$$

де r_{gal} показує вибраний нами внутрiшнiй радiус гало.

В зв'язку з наявнiстю барiонної речовини в галактицi, iнують неоднозначностi з вибором величини r_{gal} . Для консервативної оцiнки ми будемо використовувати значення r_{gal} , на якому вклад темної матерiї *дорiвнює* вкладу вiд барiонної речовини (суми балджу та диску).

Для подальшого аналiзу ми використаємо два найблiш дослiджених представники спiральних галактик - нашу Галактику та галактику Андромеди, профiлi швидкостей яких описанi, зокрема, в роботах [188, 382]. Результати для r_{gal} та $v_h(r_{gal})$, а також отриманi з них обмеження на фазову густину темної матерiї \bar{F} наведенi в таблицi 2.2.

Середнє значення обмеження з таб. 2.2 дає $m_{DEG} > 34$ eB, $m_{FD} > 40$ eB. Таким чином, у випадку, якщо динамiка СКГ, на вiдмiну вiд динамiки спiральних галактик, не зумовлена темною матерiєю, обмеження знизу на масу частинок темної матерiї складає ~ 40 eB, в залежностi вiд моделi.

2.7.3. Групи галактик. Профiлi темної матерiї в групах галактик отримують за допомогою аналiзу розподiлу рентгенiвського теплового випромiнювання вiд гало гарячого разу. В данiй доботi, ми використовуємо

Примiтка 1. Зауважимо, що ця швидкiсть є дещо меншoю за повну швидкiсть обертання зiрок павколо галактики, що зумовлене наявнiстю додаткових компонент - диску та балджу - якi складаються з свiтної матерiї.

дані з роботи [136], де приводяться розподіли темної матерії, баріонної речовини галактик та міжгалактичного газу. Як і в попередньому розділі, для врахування неоднозначностей розподілу темної матерії та міжгалактичного газу ми використовуємо значення фазової густини на відстані r_{gr} , де маса темної матерії $M_{gr} = M(r_{gr})$ починає домінувати над масою баріонної речовини. При цьому ми оцінюємо максимальну швидкість частинок темної матерії як

$$v_\infty = \sqrt{\frac{2G_N M_{gr}}{r_{gr}}}, \quad (2.57)$$

звідки (використовуючи (2.34)) отримуємо консервативна оцінка максимального значення фазової густини,

$$\bar{F}_{gr} = \frac{9}{32\sqrt{2}\pi^2 G_N^{3/2} M_{gr}^{1/2} r_{gr}^{3/2}}. \quad (2.58)$$

Результати наведені в таб. 2.3. Середнє значення обмеження з таб. 2.3 складає $m_{DEG} > 24$ еВ, $m_{FD} > 29$ еВ. Зазначимо, що отримані обмеження є ненабагато слабшими за обмеження (2.51), отримані з аналізу спіральних галактик. Це пов'язано, перш за все, з більшими розмірами центральних частин груп галактик, що призводило до меншого значення швидкостей дисперсії (які, фактично, компенсували вплив зменшення середньої густини в гало груп галактик).

Оскільки спіральні галактики і групи галактик є менш компактними об'єктами, ніж СКГ, і мають більше значення дисперсії швидкостей, обмеження на масу частинок темної матерії, отримані з аналізу фазової густини спіральних галактик та груп галактик, є суттєво слабшими, ніж отримані з аналізу СКГ. Тим не менше, даний аналіз є виправданим, оскільки на даний момент не виключається можливість існування багатокомпонентної темної матерії (див., наприклад, роботу [392]; слід також зазначити, що наявність ненульової маси нейтрино означає, що невелика частина темної матерії є реліктовими нейтрино) або спільне існування темної матерії та модифікованої гравітації (див., зокрема, роботи [12, 306, 307]). Крім того,

важливим є і самий метод незалежного отримання обмежень на фазову густину для об'єктів різної природи.

2.8. Вплив асферичності гало

Міркування, наведені вище, означають, що сферичні карликові галактики (СКГ) є *сферично-симетричними* системами. Аналіз, проведений в роботі [228], показує, що еліптичність зірок в СКГ змінюється від $0.22^{+0.18}_{-0.22}$ для Leo IV до 0.80 ± 0.04 для Ursa Major I. З іншого боку, модельовані гало темної матерії мають відносно невелику еліптичність, $\epsilon_{DM} \lesssim 0.32$ [197].¹

Оцінимо зміну границі (2.1) завдяки відхиленню гало темної матерії від сферичної форми. Подібна асферичність впливає як на просторовий об'єм гало V , так і на швидкість виходу v_∞ . Оскільки фазовий об'єм гало пропорційний величині $(Vv_{max}^3)^{-1}$, де V - об'єм внутрішньої частини СКГ (який дорівнює $\frac{4}{3}\pi R^3$ для сферично симетричного СКГ, див. текст над рівнянням (2.1)), а v_{max} - швидкість виходу з системи², для отримання нижньої границі на m_{DEG} . Ми оцінюємо нижню границю на Vv_{max}^3 , розглядаючи СКГ як однорідний еліпсоїд з напівосями a , b та c , і вважаючи еліптичність його 2-вимірної проекції³ $\epsilon \lesssim 0.5$. Оскільки ми спостережуємо лише 2-вимірну проекцію такого еліпсоїда, існує дві можливості його просторової орієнтації. Для видовженої СКГ $c > b \simeq a$. В даному випадку, напівосі b та c виражаються через “усереднений” радіус R за допомогою $b = R(1-\epsilon)^{1/2}$, $c = R(1-\epsilon)^{-1/2}$. Просторовий об'єм системи V тоді дорівнює

$$V = \frac{4}{3}\pi abc \approx \frac{4}{3}\pi R^3(1-\epsilon)^{1/2} \approx \frac{4}{3}\pi R^3(1-0.5\epsilon). \quad (2.59)$$

Примітка 1. Таким чином, важко пояснити еліптичність зірок в найбільш витягнутих СКГ, див. також обговорення в [228].

Примітка 2. Тут ми знехтували впливом маси зовні радіусу R .

Примітка 3. В даній роботі, ми вводимо *еліптичність* ϵ у вигляді, аналогічному вказаному в роботі [51] (див. також [228]), тобто $\epsilon \equiv 1 - b/a$, де a та b є розміри *великої* та *малої* напівосей, відповідно. Таким чином, випадок $\epsilon = 0.5$ відповідає співвідношенню напівосей 1:2.

Гравітаційний потенціал при $\epsilon \lesssim 0.5$ домінований монопольною та квадрупольною компонентами,

$$\phi \approx \phi^{(0)} + \phi^{(2)}. \quad (2.60)$$

Максимальне значення потенціалу знаходиться біля кінця малої напіввісі:

$$|\phi_{max}| \equiv \frac{v_\infty^2}{2} = \frac{G_N M}{a} - \frac{G_N D_{zz}}{4a^3}, \quad (2.61)$$

де $D_{zz} = \frac{2M(c^2 - a^2)}{5}$ - квадрупольний момент системи, див. [206]. Для $\epsilon \ll 1$ ми отримуємо

$$\frac{Vv_\infty^3|_{prolate}}{Vv_\infty^3|_{spherical}} \approx 1 + 0.05\epsilon, \quad (2.62)$$

що дає поправку для m_{DEG} , меншу за 1% (для $\epsilon = 0.5$).

Для сплюснутої СКГ $c \simeq b > a$. В цьому випадку, ми спостережуємо напіввісі a та c , тому просторовий об'єм центральної частини V змінюється на $(1 - \epsilon)^{-1/2} \approx 1 + 0.5\epsilon$. Максимум гравітаційного потенціалу тоді дорівнює

$$|\phi_{max}| \approx \frac{G_N M}{a} + \frac{G_N D_{xx}}{2a^3} \approx \frac{G_N M}{R}(1 + 0.1\epsilon). \quad (2.63)$$

де величина D_{xx} задається тим же виразом, що і величина D_{zz} , описана вище. Максимальний об'єм фазового простору збільшується в цьому випадку в $\approx 1 + 0.65\epsilon$ рази, тому зміна m_{DEG} буде складати близько 8% для $\epsilon \simeq 0.5$.

Таким чином, еліптичність гало темної матерії може послабити кінцеві обмеження на величину m_{DEG} не більш як на $\lesssim 10\%$ для випадку відношення напівосей 1:2. Ця невизначеність є меншою за декілька інших невизначеностей, які ми враховуємо при виводі кінцевого обмеження. Саме тому, в подальшому ми будемо використовувати обмеження, отримані для сферично-симетричного випадку.

2.9. Відсутність обмеження згори на масу частинок темної матерії

Слід також зауважити, що початкові швидкості частинок темної матерії в нашому аналізі є *тепловими* швидкостями і вони не мають переплутані

з так званими швидкостями Зельдовича [389]. Чисельні розрахунки формування галактик не починаються в час, коли фазовий розподіл темної матерії є просторово однорідним (а саме, на червоних зміщеннях $z \gtrsim 10^3$). Замість цього, початкова (лінійна) стадія формування структури обчислюється аналітично, зокрема в т.зв. *наближенні Зельдовича* [389]. Це наближення часто використовується для задавання початкових умов для чисельних моделювань нелінійної стадії формування структури [39, 185, 186], яке починається при $z \sim 10$. Пекулярні швидкості Зельдовича, отримані частинками темної матерії на цій стадії згідно формуванню структур і включені в початкові умови для моделювань нелінійної стадії, як правило, порядку $\sigma \sim 10$ км/сек. Крім швидкостей Зельдовича, частинки темної матерії також мають теплові швидкості, які обговорюються в даній роботі. Для достатньо холодної темної матерії ці теплові швидкості є значно меншими за швидкості Зельдовича та, таким чином, часто нехтуються і не враховуються в початкових умовах. Таким чином, чисельні дослідження еволюції фазової густини¹ (див., наприклад, [163, 275, 276, 296, 297, 350]), власне кажучи, досліджують зміну фазової густини від стадії Зельдовича до кінцевої стадії. В деяких з цих робіт було знайдено, що фазова густина зменшується на множник $10^2 - 10^3$ під час процесу колапсу [275]. Це зменшення фазової густини може бути описане як пристраєва еволюція від початкових швидкостей Зельдовича $\sigma_i \sim 10$ км/сек до кінцевих (віріальних) швидкостей $\sigma_f \sim 10^2$ км/сек (враховуючи $Q_i/Q_f \sim (\sigma_f/\sigma_i)^3 \sim 10^3$).

Оскільки початкові теплові швидкості можуть бути значно меншими ніж швидкості Зельдовича, початкова фазова густина може відрізнятися від кінцевої (спостережуваної) фазової густини не на 2–3, але на багато порядків величини. Цей факт не протирічить результатам моделювань, описаних, наприклад, в [275], і, таким чином, не може бути використаний для

Примітка 1. Більшість з них використовує величину $Q(r) = \rho(r)/\sigma^3(r)$ для оцінки фазової густини

отримання *верхньої* границі на масу частинок темної матерії (див. відповідні спроби в роботах [72, 151]).

2.10. Висновки

Аналіз фазового розподілу темної матерії в космічних об'єктах є важливим методом для вивчення властивостей частинок темної матерії, оскільки він дозволяє отримати консервативні обмеження на параметри темної матерії в режимі великих густин, коли аналіз *просторового* розподілу темної матерії значно ускладнюється за рахунок сильно нелінійної еволюції. Метою робіт [82, 169], які є основою даного розділу, було дослідження існуючих методів аналізу, їх критичний аналіз з використанням перших принципів, та формулювання нових, консервативних обмежень на масу частинок темної матерії. Отримані таким чином теоретичні обмеження були використані для аналізу ряду систем, домінованих темною матерією - сферичних карликових галактик, спіральних галактик та груп галактик.

Найсильніші обмеження на параметри темної матерії були отримані з аналізу СКГ, які мають найбільше значення фазової густини темної матерії. Зокрема, модельно-незалежне обмеження на масу частинок-ферміонів складає $m_{\text{DEG}} > 0.41$ кeВ, що є порівняним з сучасними результатами досліджень Ly- α лісу. В випадку стерильних нейтрино, вироблених за допомогою нерезонансного та резонансного сценарію, отримані обмеження на масу частинок є значно сильнішими і складають 1.8 кeВ та 1.0 кeВ, відповідно.

Незважаючи на те, що СКГ наразі вважаються домінованими темною матерією, існує можливість пояснення їх спостережуваної дисперсії швидкостей без використання темної матерії, за допомогою припливних сил або МОНД. Саме тому, ми отримали обмеження на масу частинок з аналізу фазового розподілу темної матерії з центральних частин спіральних галактик та груп галактик. Отримані модельно-незалежні обмеження для цих

об'єктів знаходяться в районі 30-40 eВ, тобто є значно слабшими за обмеження, отримані з аналізу СКГ.

dSph (1)	r_h пк (2)	σ км/сек (3)	$\bar{F}, M_{\odot} \times$ пк $^{-3}$ (км/сек) $^{-3}$ (4)	m_{DEG} кеВ (5)	m_{FD} кеВ (6)	m_{DW} кеВ (7)	$m_{\text{DW,TG}}$ кеВ (8)
СКГ з роботи [143]							
Sextans	630 ± 170	6.6 ± 2.3	$4.78^{+8.97}_{-2.58} \cdot 10^{-7}$	$0.147^{+0.044}_{-0.026}$	$0.174^{+0.053}_{-0.031}$	$0.454^{+0.192}_{-0.104}$	$0.715^{+0.302}_{-0.163}$
Fornax	400 ± 103	10.5 ± 2.7	$7.45^{+10.74}_{-3.70} \cdot 10^{-7}$	$0.164^{+0.041}_{-0.026}$	$0.195^{+0.049}_{-0.031}$	$0.527^{+0.183}_{-0.108}$	$0.830^{+0.288}_{-0.170}$
Leo I	330 ± 106	8.8 ± 2.4	$1.31^{+2.59}_{-0.72} \cdot 10^{-6}$	$0.189^{+0.059}_{-0.034}$	$0.224^{+0.070}_{-0.041}$	$0.635^{+0.279}_{-0.148}$	$1.00^{+0.44}_{-0.23}$
Ursa Minor	300 ± 74	9.3 ± 2.8	$1.49^{+2.27}_{-0.76} \cdot 10^{-6}$	$0.195^{+0.051}_{-0.031}$	$0.232^{+0.060}_{-0.037}$	$0.665^{+0.240}_{-0.139}$	$1.05^{+0.38}_{-0.22}$
Carina	290 ± 72	6.8 ± 1.6	$2.19^{+2.87}_{-1.05} \cdot 10^{-6}$	$0.215^{+0.050}_{-0.032}$	$0.255^{+0.060}_{-0.039}$	$0.755^{+0.243}_{-0.148}$	$1.19^{+0.38}_{-0.23}$
Draco	221 ± 16	9.5 ± 1.6	$2.70^{+1.07}_{-0.69} \cdot 10^{-6}$	$0.226^{+0.020}_{-0.016}$	$0.269^{+0.023}_{-0.019}$	$0.809^{+0.095}_{-0.076}$	$1.27^{+0.15}_{-0.12}$
Bootes	246 ± 28	$6.5^{+2.1}_{-1.3}$	$3.18^{+1.88}_{-1.24} \cdot 10^{-6}$	$0.236^{+0.029}_{-0.027}$	$0.280^{+0.035}_{-0.033}$	$0.855^{+0.143}_{-0.130}$	$1.35^{+0.23}_{-0.20}$
Sculptor	160 ± 40	10.1 ± 0.3	$4.99^{+3.62}_{-1.98} \cdot 10^{-6}$	$0.264^{+0.038}_{-0.031}$	$0.314^{+0.046}_{-0.037}$	$0.993^{+0.198}_{-0.154}$	$1.56^{+0.312}_{-0.243}$
Leo II	185 ± 48	6.8 ± 0.7	$5.38^{+5.55}_{-2.30} \cdot 10^{-6}$	$0.269^{+0.052}_{-0.035}$	$0.319^{+0.062}_{-0.042}$	$1.02^{+0.27}_{-0.17}$	$1.60^{+0.43}_{-0.27}$
СКГ з роботи [325]							
CanVen I	564 ± 36	7.6 ± 2.2	$5.17^{+3.46}_{-1.63} \cdot 10^{-7}$	$0.150^{+0.020}_{-0.013}$	$0.178^{+0.024}_{-0.016}$	$0.467^{+0.087}_{-0.055}$	$0.735^{+0.137}_{-0.087}$
UMa I	318^{+50}_{-39}	7.6 ± 2.4	$1.63^{+1.46}_{-0.70} \cdot 10^{-6}$	$0.199^{+0.035}_{-0.026}$	$0.237^{+0.041}_{-0.031}$	$0.684^{+0.163}_{-0.118}$	$1.08^{+0.26}_{-0.19}$
Hercules	330^{+75}_{-52}	5.1 ± 2.4	$2.25^{+3.74}_{-1.28} \cdot 10^{-6}$	$0.216^{+0.060}_{-0.041}$	$0.257^{+0.071}_{-0.049}$	$0.762^{+0.294}_{-0.187}$	$1.20^{+0.46}_{-0.29}$
Leo T	178 ± 39	7.5 ± 2.7	$5.26^{+8.22}_{-2.66} \cdot 10^{-6}$	$0.267^{+0.071}_{-0.043}$	$0.318^{+0.084}_{-0.051}$	$1.01^{+0.37}_{-0.21}$	$1.59^{+0.59}_{-0.33}$
UMa II ¹	140 ± 25	6.7 ± 2.6	$9.53^{+13.55}_{-4.59} \cdot 10^{-6}$	$0.310^{+0.077}_{-0.047}$	$0.369^{+0.091}_{-0.056}$	$1.23^{+0.42}_{-0.24}$	$1.94^{+0.67}_{-0.38}$
Leo IV	116^{+26}_{-34}	3.3 ± 2.8	$2.82^{+34.39}_{-1.91} \cdot 10^{-5}$	$0.406^{+0.368}_{-0.100}$	$0.483^{+0.438}_{-0.119}$	$1.77^{+2.41}_{-0.55}$	$2.79^{+3.80}_{-0.87}$
ComBer	77 ± 10	4.6 ± 2.3	$4.59^{+7.53}_{-2.19} \cdot 10^{-5}$	$0.459^{+0.126}_{-0.069}$	$0.546^{+0.150}_{-0.082}$	$2.08^{+0.80}_{-0.41}$	$3.28^{+1.25}_{-0.64}$
CanVen II	74^{+14}_{-10}	4.6 ± 2.4	$4.97^{+8.92}_{-2.66} \cdot 10^{-5}$	$0.468^{+0.137}_{-0.082}$	$0.557^{+0.163}_{-0.097}$	$2.14^{+0.87}_{-0.48}$	$3.36^{+1.38}_{-0.76}$

Таблиця 2.2

Параметри СКГ з робіт [143, 325] (стовпчики 1–4) та отримані обмеження на масу знизу для різних типів темної матерії (стовпчики 5–8). m_{DEG} означає обмеження з принципу Паулі (2.1), m_{FD} – обмеження для частинок з розподілів імпульсів в формі (2.30), m_{DW} та $m_{\text{DW,TG}}$ – з розподілів імпульсів в формі (2.39). Всі результати отримані для кількості внутрішніх ступенів вільності $g = 2$. Результати для нерезонансного сценарію наведені за умови $\omega_{\text{DM}} = 0.105$, див. [332].

Профіль (1)	Посилання (2)	r_{gal} кпк (3)	$v(r_{gal})$ км/сек (4)	\bar{F}_{gal} $M_{\odot} \text{ пк}^{-3} (\text{км/сек})^{-3}$ (5)	m_{DEG} кеВ (6)	m_{FD} кеВ (7)
MW, A1	[188]	3.0 ± 0.6	150 ± 10	$3.45 \cdot 10^{-9}$	0.043	0.051
M31, C1	[188]	3.8 ± 0.8	180 ± 10	$1.79 \cdot 10^{-9}$	0.036	0.043
M31a	[382]	6.0 ± 1.2	140 ± 10	$0.93 \cdot 10^{-9}$	0.031	0.037
M31b	[382]	6.5 ± 1.3	140 ± 10	$0.79 \cdot 10^{-9}$	0.030	0.035
M31c	[382]	6.0 ± 1.2	150 ± 10	$0.86 \cdot 10^{-9}$	0.030	0.036

Таблиця 2.3

Параметри вибраних спіральних галактик з робіт [188, 382] (стовпчики 1-5) та отримані обмеження на масу знизу для різних типів темної матерії (стовпчики 6-7). m_{DEG} означає обмеження з принципу Паулі (2.1), m_{FD} - обмеження для частинок з розподілів імпульсів в формі (2.30).

Об'єкт (1)	Посилання (2)	M_{gr} $10^{11} M_{\odot}$ (3)	r_{gr} кпк (4)	\bar{F}_{gr} $M_{\odot} \text{ пк}^{-3} (\text{км/сек})^{-3}$ (5)	m_{DEG} кеВ (6)	m_{FD} кеВ (7)
Abell 262	[136]	0.65 ± 0.07	6.5 ± 1.7	$5.34 \cdot 10^{-10}$	0.027	0.032
NGC 533	[136]	0.50 ± 0.05	5.0 ± 1.5	$9.02 \cdot 10^{-10}$	0.031	0.037
MKW 4	[136]	2.5 ± 0.3	12.0 ± 3.6	$1.08 \cdot 10^{-10}$	0.018	0.022
IC 1860	[136]	1.3 ± 0.1	9.5 ± 2.9	$2.14 \cdot 10^{-10}$	0.021	0.026

Таблиця 2.4

Параметри вибраних груп галактик з роботи [136] (стовпчики 1-5) та отримані обмеження на масу знизу для різних типів темної матерії (стовпчики 6-7). m_{DEG} означає обмеження з принципу Паулі (2.1), m_{FD} - обмеження для частинок з розподілів імпульсів в формі (2.30).

РОЗДІЛ 3

Аналіз стовпчикової густини темної матерії

3.1. Вступ

Основною задачею цього розділу є дослідження властивостей інтегральної величини, яка характеризує параметри гало темної матерії – так званої *стовпчикової густини* темної матерії. П. 3.2 присвячений перевірці незалежності стовпчикової густини від форми розподіла темної матерії, який описує вибрану систему. Отриманий результат (універсальність стовпчикової густини) дає *унікальну* можливість перевірити передбачення N-частинкових моделювань гало темної матерії (результатом яких є феноменологічний розподіл Наварро-Френка-Вайта, НФВ), які здійснювалися без участі баріонів, з параметрами розподілу темної матерії в реальних системах. Для цього, в п. 3.3 було пораховано вирази для переходу від загальноприйнятої параметризації гало темної матерії в N-частинкових моделюваннях (маси гало та параметру концентрації) до усередненої стовпчикової густини. П. 3.4.1 присвячений опису спостережуваних даних по більш як 1000 розподілам темної матерії, отриманих з більш як 60 публікацій. Після накопичення даних по розподілам темної матерії, ми провели їх первинну обробку, описану в п. 3.4.2. Результати порівняння спостережуваних даних з існуючими N-частинковими моделюваннями, та їх інтерпретація, наведені в п. 3.5. Висновки розділу наведені в п. 3.6.

3.2. Стовпчикова густина темної матерії

Стовпчикова густина темної матерії визначається як інтеграл від густини розподілу темної матерії вздовж променю зору:

$$\mathbf{s} = \int_{l.o.s.} dz \rho_{\text{DM}} \quad (3.1)$$

Середнє значення стовпчикової густини отримується інтегруванням \mathbf{s} по тілесному куту $\Omega(R)$, який обмежує площину всередині радіуса проекції R :

$$S(R) = \frac{1}{\Omega(R)} \int d\Omega \mathbf{s} \simeq \frac{M_{\text{DM}}(\Omega)}{\pi R^2}. \quad (3.2)$$

Інтегрування в рівнянні (3.2) виконується по частині гalo темної матерії, яка попадає всередину конуса, утвореного тілесним кутом Ω . Друга рівність в (3.2) справджується, якщо відстань до об'єкту є значно більшою за R (що виконується для більшості розглянутих об'єктів).

В літературі використовується багато різних розподілів густини темної матерії всередині реальних та модельованих об'єктів. В даному аналізі, ми використовуємо три найбільш популярні типи розподілів $\rho(r)$. Чисельні моделювання задачі N тіл для холодної темної матерії показують, що розподіл темної матерії в релаксованих гalo може бути наближено описаний універсальним профілем Наварро-Френка-Вайта:

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_s r_s}{r(1+r/r_s)^2} \quad (3.3)$$

який параметризується двома параметрами, ρ_s та r_s . Зручнішою параметризацією даного профіля є використання маси гalo, M_{200} , та параметру концентрації, $c \equiv R_{200}/r_s$; де M_{200} та R_{200} пов'язані співвідношенням $M_{200} = 200\rho_{\text{crit}}(4\pi/3)R_{200}^3$, та ρ_{crit} є критичною густиною речовини у Всесвіті.

Профіль Буркера [90] дозволяє успішно описати кінематику дискових систем (див., наприклад, [140]):

$$\rho_{\text{BURK}}(r) = \frac{\rho_B r_B^3}{(r_B + r)(r_B^2 + r^2)}. \quad (3.4)$$

Інша часто використовувана параметризація несингулярних профілів задається так званим псевдо-ізотермальним профілем:

$$\rho_{\text{ISO}}(r) = \frac{\rho_c}{1 + r^2/r_c^2}. \quad (3.5)$$

Для вказаних вище розподілів темної матерії, величина $S(R)$ може бути порахована аналітично. Наприклад, для псевдо-ізотермального розподілу:

$$S_{\text{ISO}}(R) = \frac{2\pi\rho_c r_c^2}{R^2} \left[\sqrt{R^2 + r_c^2} - r_c \right]. \quad (3.6)$$

Для розподілу Наварро-Френка-Вайта (3.3):

$$S_{\text{NFW}}(R) = \frac{4\rho_s r_s^3}{R^2} \left[\frac{\arctan \sqrt{R^2/r_s^2 - 1}}{\sqrt{R^2/r_s^2 - 1}} + \log \left(\frac{R}{2r_s} \right) \right] \quad (3.7)$$

при $R \geq r_s$ та

$$S_{\text{NFW}}(R) = \frac{4\rho_s r_s^3}{R^2} \left[\frac{\log \left(\frac{R/r_s}{1 - \sqrt{1 - R^2/r_s^2}} \right)}{\sqrt{1 - R^2/r_s^2}} + \log \left(\frac{R}{2r_s} \right) \right] \quad (3.8)$$

при $R < r_s$. Відповідний вираз для розподілу Буркерта є достатньо громіздким і не наводиться в даній роботі.

3.2.1. Залежність стовпчикової густини від форми розподілу темної матерії Виявляється, що середнє значення стовпчикової густини слабко чутливе до типу розподілу темної матерії. На якіному рівні, це може бути пояснене наступним чином. Для того, щоб описати задану ротаційну криву з однаково хорошою точністю, різні профілі темної матерії повинні містити приблизно однакову масу всередині певного характерного радіусу R_0 , який визначається зі спостережень. Тому для профілів, які мають одинакові асимптотики на великих відстанях, величини S , усереднені по радіусу R_0 , мають бути приблизно рівними (оскільки вони визначені сумою мас всередині сфери радіусом R_0 та зовні циліндрів, де розподіл визначається асимптотичною поведінкою на великих r).¹ В дійсності, звичай-

Примітка 1. Ми побачимо нижче (див. рівняння (3.13)), що це дісно виконується для розподілів Наварро-Френка-Вайта та Буркерта.

но, ситуація є складнішою, оскільки потрібно враховувати вплив баріонів, розкид просторових масштабів та ін.

Для консервативної оцінки різниці стовпчикових густин для сингулярних та не-сингулярних розподілів темної матерії, ми розглядаємо профіль НФВ (3.3) в якості представника сингулярного профілю, та штучно побудований розподіл $\rho_{core}(r)$:

$$\rho_{core}(r) = \begin{cases} \rho_{\text{NFW}}(r), & r > R_0 \\ \rho_{\text{NFW}}(R_0), & r \leq R_0 \end{cases} . \quad (3.9)$$

Стовпчикові густини цих профілів, усереднені всередині R_0 , відрізняються, оскільки

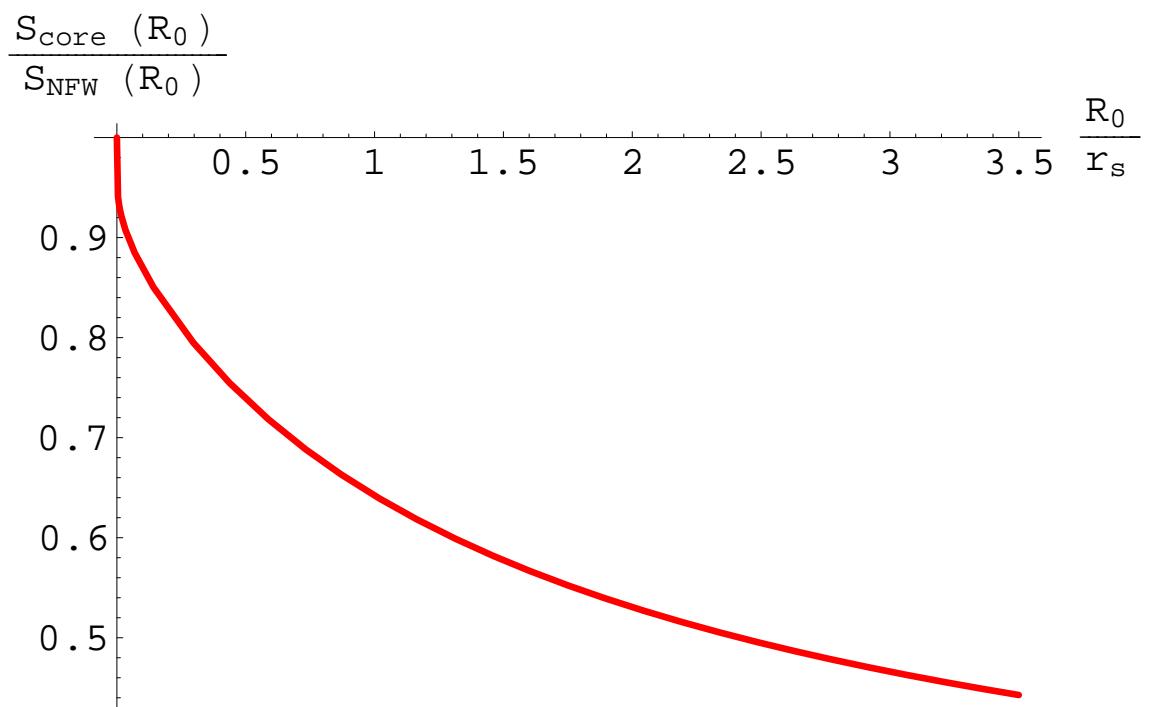


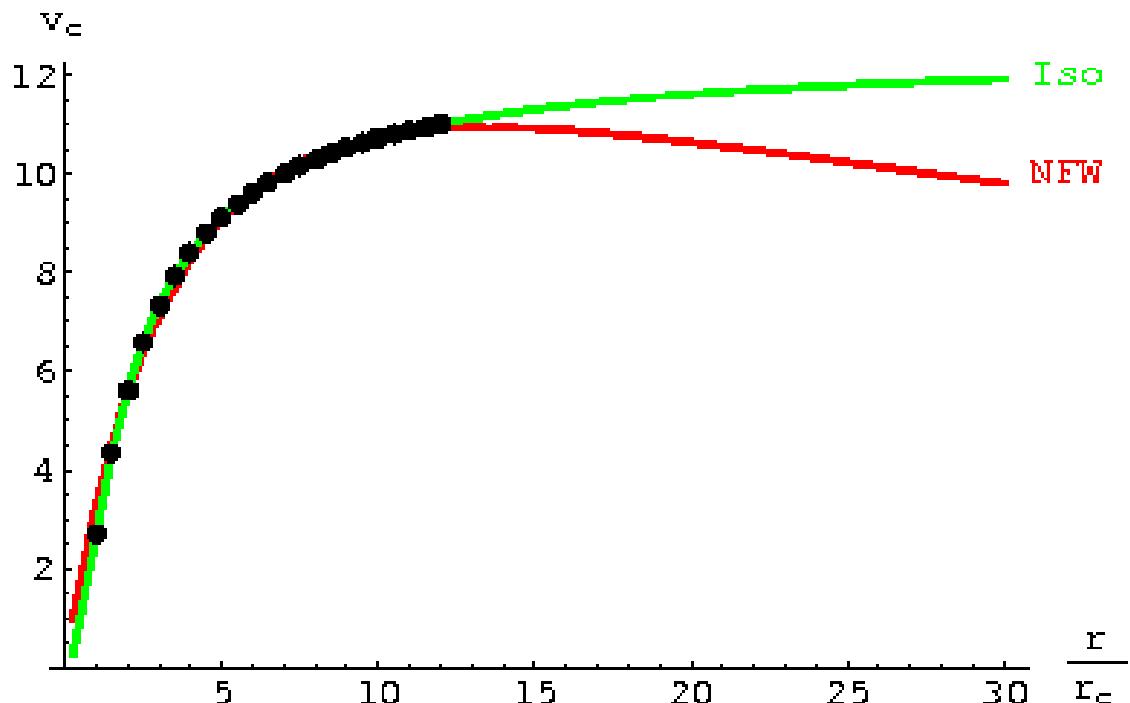
Рис. 3.1. Відношення середніх стовпчикових густин екстремальної версії несингулярного профіля та розподілу НФВ, в залежності від радіуса R_0 (див. рівняння (3.9)).

маса всередині *сфери* радіуса R_0 для профілю (3.9) є меншою в порівнянні з розподілом НФВ. Слід зазначити, що профіль (3.9) дає консервативну оцінку стовпчикової густини, отриманої для несингулярних профілів.

Результатуюче відношення стовпчикових густин наведене на рис. 3.1 як функція радіусу усереднення R_0 . Зокрема, для $R_0 = r_s$ це відношення дорівнює 64%, для $R_0 = 2r_s$ воно дорівнює 53% і для $R_0 = 3r_s$ воно падає до 47%. Цей результат означає, що різниця стовпчикових густин темної матерії між сингулярним (НФВ) та екстремальною версією регулярного профілю (3.9) є меншою 50% для реалістичних значень радіуса усереднення R_0 (звичайно $R_0 \sim 1 - 3r_s$).

Ця різниця виявляється набагато меншою за невизначеність параметрів розподілу темної матерії, що дозволяє надійно використовувати S_{DM} для порівняння спостережних властивостей гало темної матерії та результатів чисельних симуляцій та, зокрема, для перевірки передбачень моделі холодної темної матерії.

3.2.2. Співвідношення між параметрами різних розподілів темної матерії.



згенерована з розподілу ІЗО та модельювана розподілом НФВ. Параметри відповідного розподілу НФВ (в одиницях r_c, ρ_c) наведені в рівнянні (3.10).

Отримаємо аналітичні співвідношення між параметрами розподілів темної матерії для найбільш часто вживаних типів розподілів, які моделюють одну й ту саму ротаційну криву. Для цього, розглянемо псевдоізотермальний розподіл темної матерії, і згенеруємо (*в припущені відсутності впливу баріонів*) криву обертання $v_e^2(r)$ в області $r_c \lesssim r \lesssim 15r_c$.¹ Після цього, ми моделюємо отриману криву обертання розподілом НФВ (див. рис. 3.2, зліва). В результаті були знайдені наступні співвідношення на параметри цих розподілів:

$$\text{НФВ} - \text{ІЗО} : r_s \simeq 6.1 r_c ; \rho_s \simeq 0.11 \rho_c \quad (3.10)$$

Відповідні криві обертання та розподіли наведені на рис. 3.2.

Порівнямо середні значення стовпчикової густини для розподілів НФВ та ІЗО, параметри яких пов'язані співвідношенням (3.10). Відношення стовпчикової густини для даних розподілів як функція радіусу усереднення R показані на рис. 3.3. Зокрема, можна бачити, що для $R = r_s$

$$\frac{S_{\text{NFW}}(r_s)}{S_{\text{ISO}}(6r_c)} \approx 0.91. \quad (3.11)$$

На перший погляд, результат, що стовпчикова густина для сингулярного розподілу є меншою за стовпчикову густину для не-сингулярного розподілу (див. рівняння (3.11)), є дивним. Проте, цей результат може бути легко пояснений. Ми пов'язуємо параметри розподілів НФВ та ІЗО на певному значенні радіуса $R_0 \sim 2r_s$, вимагаючи, що маса темної матерії всередині сфери такого радіуса була однаковою для обох розподілів. Це з необхідністю означає, що, на відміну від рівняння (3.9), центральна густина розподілу ІЗО ρ_c є більшою за $\rho_{\text{NFW}}(r = R_0)$. В зовнішніх областях, розподіл ІЗО є спадає

Примітка 1. Кінцевий результат виявляється не чутливим до точного значення мінімального та максимального радіусів.

значно слабше ніж розподіл НФВ. Більш точно, відношення мас всередині сфери радіуса R_0 та циліндра радіуса R_0 дорівнює 0.58 для розподілу ІЗО при $R_0 = 6r_c$ і дорівнює 0.63 для розподілу НФВ при $R_0 = r_s$. Таким чином, ми бачимо, що маса темної матерії в зовнішній частині циліндра є більшою для пологішого профіля ІЗО, що пояснує результат (3.11).

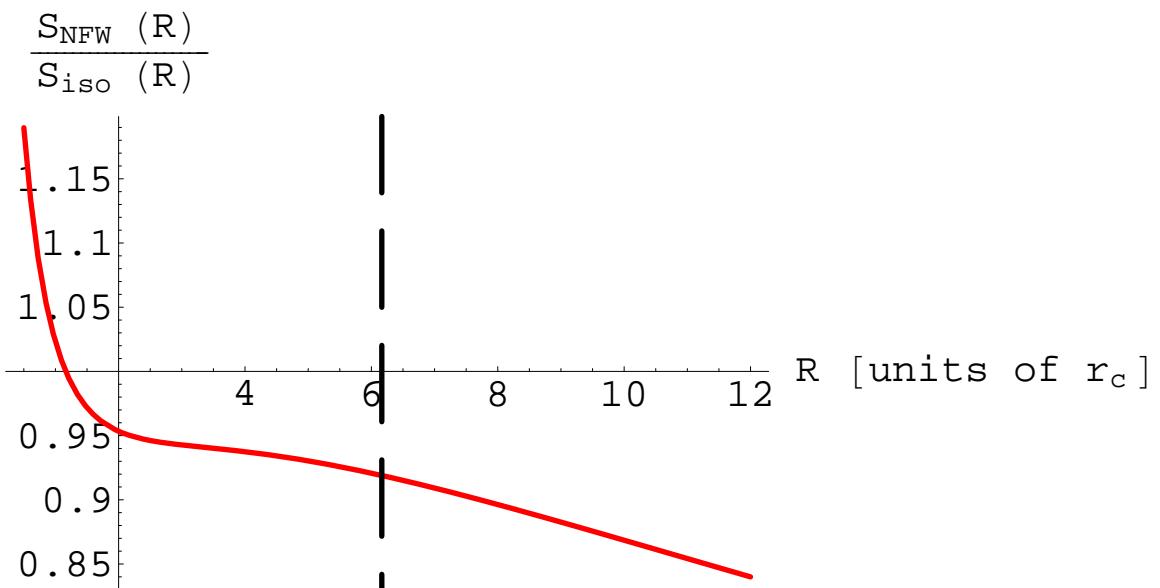


Рис. 3.3. Порівняння стовпчикової густини розподілів НФВ та ІЗО, пов'язаних за допомогою співвідношення (3.10), усередненої в межах різних характерних радіусів R .

З наведених міркувань випливає, що стовпчикові густини для розподілів НФВ та Буркера (після аналогічної підгонки ротаційних кривих) мають бути ще більш близькими, оскільки обидва розподіли мають ідентичну поведінку при $r \rightarrow \infty$. Дійсно, зв'язок параметрів для розподілів НФВ та Буркера задається співвідношенням

$$\text{НФВ} - \text{Буркер} : r_s \simeq 1.6r_B ; \rho_s \simeq 0.37\rho_B \quad (3.12)$$

що призводить до відношення стовпчикових густин

$$\frac{S_{\text{NFW}}(r_s)}{S_{\text{BURK}}(1.6r_s)} \approx 0.98. \quad (3.13)$$

Звернемо також увагу, що, при підрахуванні стовпчикової густини, ми припустили, що зовнішній радіус гало є нескінченним. Оскільки інтеграли в рівнянні (3.1) є збіжними на великих відстанях від центру гало, виявляється, що обмеження області інтегрування відповідним віріальним радіусом змінює наведені результати не більш як на 10%.

3.3. Про чисельне моделювання співвідношення “маса-концентрація” для гало темної матерії

Розподіл НФВ може бути переписаний в термінах змінних r_{200} та c , де

$$\begin{aligned} M_{200} &= \int_0^{r_{200}} 4\pi r^2 \rho_{\text{NFW}}(r) dr = \frac{4\pi}{3} r_{200}^3 g(c) \rho_s; \\ g(c) &= \frac{3}{c^3} (\ln(c+1) - c/(c+1)); \\ c &= r_{200}/r_s. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Радіус r_{200} визначається як радіус, всередині якого середня густина є в 200 разів¹ більшою за критичну густину $\rho_{\text{crit}} = \frac{3H^2}{8\pi G}$. Це означає

$$\begin{aligned} 200\rho_{\text{crit}} \cdot \frac{4\pi}{3} r_{200}^3 &= M_{200}; \text{ or} \\ \rho_s &= 200(g(c))^{-1} \rho_{\text{crit}} \equiv f(c) \rho_{\text{crit}}; \end{aligned} \quad (3.15)$$

що дає можливість переписати рівняння 3.14 у вигляді

$$M_{200} = \frac{800\pi}{3} \rho_{\text{crit}} c^3 r_s^3. \quad (3.16)$$

Зауважимо, що рівняння 3.15 та 3.16 є повною системою рівнянь, необхідною для перетворення від змінних r_s, ρ_s до змінних c, M_{200} :

$$\begin{aligned} \rho_s &= f(c) \rho_{\text{crit}} \\ r_s &= \left(\frac{3M_{200}}{800\pi \rho_{\text{crit}} c^3} \right)^{1/3} \\ f(c) &= \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(c+1) - c/(c+1)} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Примітка 1. Слід відрізняти r_{200} та M_{200} від відповідних **віріальних** величин, оскільки віріальна густина, в загальному випадку, не є в 200 разів більшою за критичну.

Сукупність рівнянь (3.17) дозволяє порахувати сповідниковоу густину темної матерії S_{DM} як функцію c та M_{200} . Це робить можливим порівняння результатів чисельних N-частинкових моделювань з результатами спостережень.

3.4. Спостережувальні дані

3.4.1. Опис використаних даних Для аналізу стовпчикової густини темної матерії в об'єктах різних типів, модельованих різними розподілами темної матерії, ми відібрали з літератури 1095 розподілів, що описують 357 унікальних об'єктів. Серед вибраних об'єктів є 180 спіральних галактик, 11 сферичних карликових галактик, 10 еліптичних галактик, 26 груп галактик, та 130 скучень галактик.

- **спіральні галактики** [23, 28, 29, 30, 57, 58, 60, 59, 68, 99, 108, 109, 123, 133, 139, 140, 177, 178, 204, 205, 227, 256, 255, 282, 317, 331, 345, 352, 381].

Крім звичайних спіральних галактик, в цю групу були включені галактики низької світності (low surface brightness galaxies) та карликові іррегулярні галактики (dIrrs). Таке групування мотивоване схожістю методів аналізу всіх цих об'єктів. Як правило, для визначення параметрів розподілу темної матерії їх криві обертання (отримані, наприклад, з вимірювань H I або H α) поєднуються з фотометричними вимірюваннями.

- **сферичні карликові галактики (СКГ)**, [129, 133, 143, 338, 373, 387]. На відміну від попереднього типу галактик, СКГ не мають дископодібної морфології. Крім того, вони містять недостатньо газу для запезочення вимірювань H I. Таким чином, для моделювання розподілу маси в СКГ використовується інший метод. Для близьких СКГ, можна розділити окремі зірки та виміряти їх дисперсію швидкостей. За умови правдоподібних припущень щодо параметру анізотропії швид-

костей та відсутності суттєвих впливів припливних сил, можна віднести розподіл повної гравітуючої маси. Враховуючи аномально велике відношення маса-світність для СКГ, розподіл повної гравітуючої маси показує розподіл темної матерії в цих об'єктах.

- **еліптичні галактики**, див. [168, 258, 377, 378, 390]. Розподіл темної матерії в зовнішніх частинах масивних еліптичних галактик, як правило, визначається за допомогою рентгенівських спостережень гало гарячого газу. В цьому випадку, розподіл темної матерії визначається, враховуючи гідростатичну рівновагу гарячого газу.
- **групи галактик** (див. [136, 298, 343]) та **скупчення галактик** (див. [26, 85, 104, 107, 120, 126, 138, 196, 237, 292, 312, 315, 360]). Розподіл темної матерії в цих типах об'єктів також може бути визначений за допомогою розподілів температури та проекції світності, а також за допомогою явищ сильного та слабкого лінзування.

3.4.2. Аналіз даних Для кожного розподілу темної матерії ми провели ряд перевірок.

1. Під час аналізу даних, виявилось, що для деяких об'єктів величина r_* значно перевищувала максимальний радіус R_{data} , на якому були доступні кінематичні дані. Наприклад, було знайдено 37 профілів спіральних галактик з $r_* > 100$ кпк, в той час як кінематичні дані для спіральних галактик, як правило, відомі до $R_{data} \sim 10 - 30$ кпк. Для порівняння, найбільш масивна спіральна галактика, HDFS J223247.66-603335.9, має радіус ІЗО кора $r_c = 12.1$ кпк [348], що відповідає $r_* = 72.5$ кпк. Навіть у випадку масивних еліптичних галактик, характеристичні радіуси гало темної матерії знаходяться в межах 30-40 кпк, див. [168].¹

Примітка 1. Виключенням є еліптична галактика NGC 4261, яка знаходиться в гало з розміром $r_* \approx 280$ кпк. Проте, згідно [269], NGC 4261 знаходиться близько двох скupчень галактик (WBL 392 & WBL 397), тому на параметри її гало, скоріш за все, суттєво впливають ці близькі системи. Саме тому, ми виключили NGC 4261 з подальшого аналізу.

Для подальшого аналізу, ми вибираємо лише розподіли, які мають $r_* < 2.75R_{data}$. Цей критерій (і число 2.75) вибрані за допомогою наступного аргументу. Швидкість обертання в НФВ гало дорівнює

$$v_c^2(r) = \frac{G_N M_{\text{NFW}}(< r)}{r} = 4\pi G_N \rho_s r_s^3 \frac{\log(1 + \frac{r}{r_s}) - \frac{r}{r+r_s}}{r}. \quad (3.18)$$

При $r \ll r_s$ ця функція може бути апроксимована

$$v_c^2(r) \approx 2\pi G_N \rho_s r_s \left(r - \frac{4r^2}{3r_s} + \dots \right) \quad (3.19)$$

В частині ротаційної кривої, де $\frac{4r}{3r_s}$ є значно меншою за похибки дисперсії швидкостей, ми не можемо достовірно визначити r_s та ρ_s одночасно (оскільки $v_c^2(r)$ в даному випадку не можна відрізити від прямої лінії), і, таким чином, ми можемо визначити лише нахил цієї прямої лінії, пропорційний до $\rho_s r_s$. Для достовірного визначення r_s та ρ_s , необхідно отримати дані з області, де вклад квадратичного доданку стає суттєвим. Тому, для подальшого аналізу ми вибираємо розподіли $2.75R_{data} \geq r_*$, що відповідає $\sim 50\%$ вкладу квадратичного доданку в $v_c^2(r)$. Analogічні критерії використовуються для розподілів IZO та Буркера.

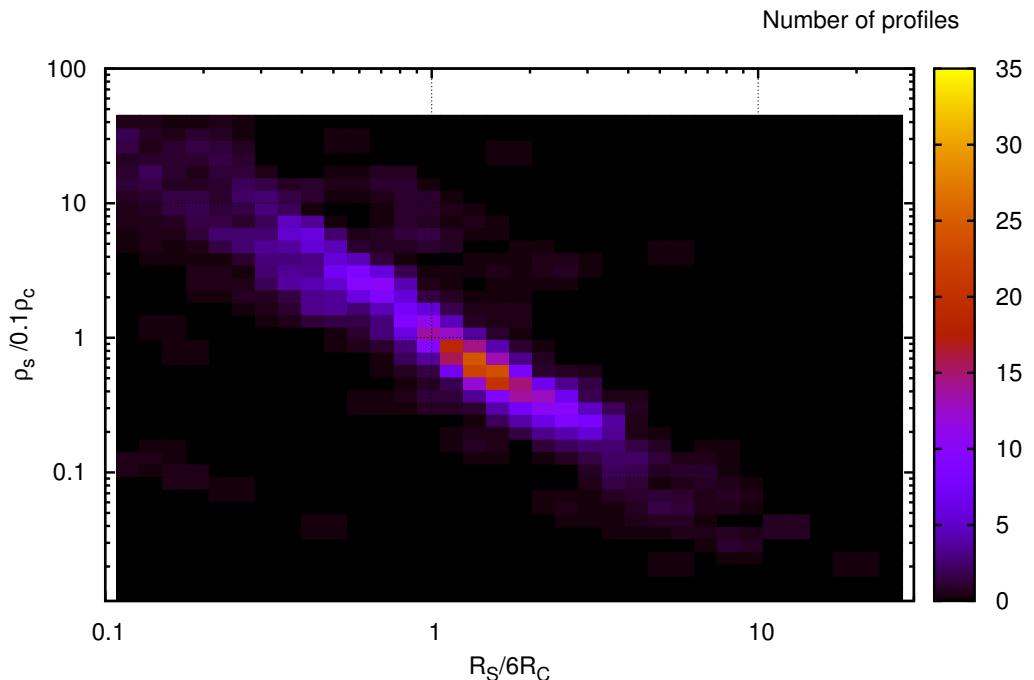


Рис. 3.4. Гістограма відношень $r_s/6.1r_c$ та $\rho_s/0.11\rho_c$ для об'єктів з відомими НФВ та ІЗО розподілами. Максимум гістограми знаходиться в області, передбаченій (3.10).

2. Для 76 унікальних об'єктів присутні як сингулярні (НФВ), так і не-сингулярні розподіли (ІЗО або Буркерта). Для кожного з цих об'єктів, ми визначили співвідношення між параметрами цих профілів та порівняли їх зі очікуваними співвідношеннями (3.10,3.12). Результати цього порівняння для НФВ та ІЗО профілів наведені на рис. 3.4. Цей рисунок показує існування не лише максимуму, визначеного рівнянням (3.10), але й досить сильного відхилення від цього співвідношення (в результаті, виміряне та очікуване відношення параметрів НФВ та ІЗО може відрізнятися в десять разів). Тому ми вирішили виключити з нашого аналізу усі об'єкти, для яких відношення ρ_s/ρ_c , r_s/r_c , (або ρ_s/ρ_B , r_s/r_B для розподілу Буркерта) відрізняється від теоретичного передбачення (3.10,3.12) більш як у 5 разів.

3. В деяких випадках, параметри розподілів темної матерії задавалися з дуже великими невизначеностями, тому ми вирішили використовувати лише ті розподіли, для яких відношення 1σ верхньої та нижньої границь (радіусу r_* або густини ρ_*) є меншим 10.

Після застосування цих критеріїв селекції, залишилося 805 розподілів (490 НФВ, 285 ІЗО та 30 Буркерта) від 289 унікальних об'єктів: 124 спіральних галактик, 11 СКГ, 10 еліптичних галактик, 25 груп галактик та 121 скучень галактик. На рис. 3.5 показано співвідношення між r_* та S_{DM} для наших спостережувальних даних, де зафарбовані (пустотілі) символи показують вибрані (та відкинуті) розподіли густини. Зауважимо, що на цьому рисунку один і той же об'єкт може бути присутній декілька разів, якщо для цього відомо декілька розподілів.

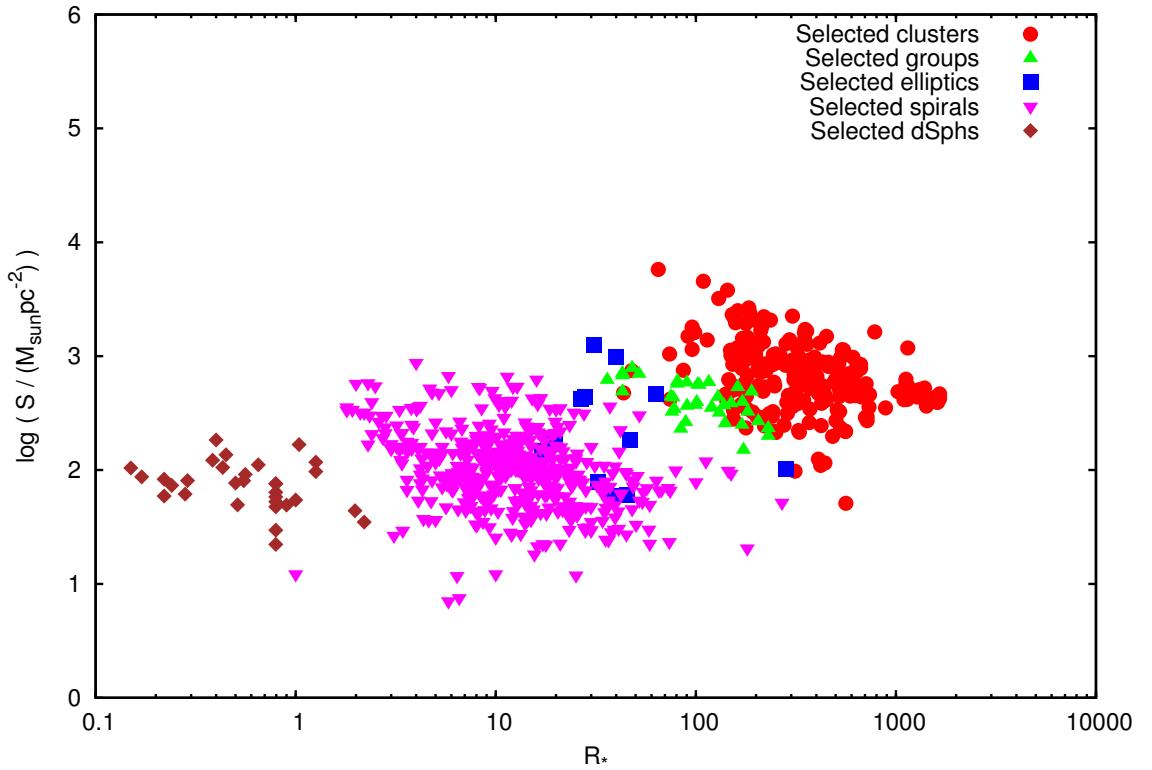


Рис. 3.5. Стовпчикова густина темної матерії для 805 розподілів з 289 унікальних об'єктів як функція їх характерного радіуса r_* ¹.

3.5. Результати

3.5.1. Середня стовпчикова густина Після процедури селекції, описаної в попередньому розділі, ми отримаємо список з 289 унікальних об'єктів, що містять темну матерію. Ці об'єкти відрізняються на більш як 4 порядки величини по характерним радіусам ($0.2 \text{ кпк} \lesssim r_* \lesssim 2.5 \text{ Мпк}$), або на вісім порядків величини по масам гало ($10^8 M_\odot < M_{200} < 10^{16} M_\odot$). Розподіл усередненої стовпчикової густини для об'єктів різних типів наведений на рис. 3.6. В цьому розділі, кожен об'єкт показаний лише один раз. Для об'єктів, які мають більш як один розподіл, використовуються усереднені значення параметрів.

Примітка 1. Тут і далі r_* позначено r_s , $6.1r_c$, та $1.6r_B$ (для розподілів НФВ, ІЗО та Буркерта, відповідно (аналогічно вводиться ρ_*)).

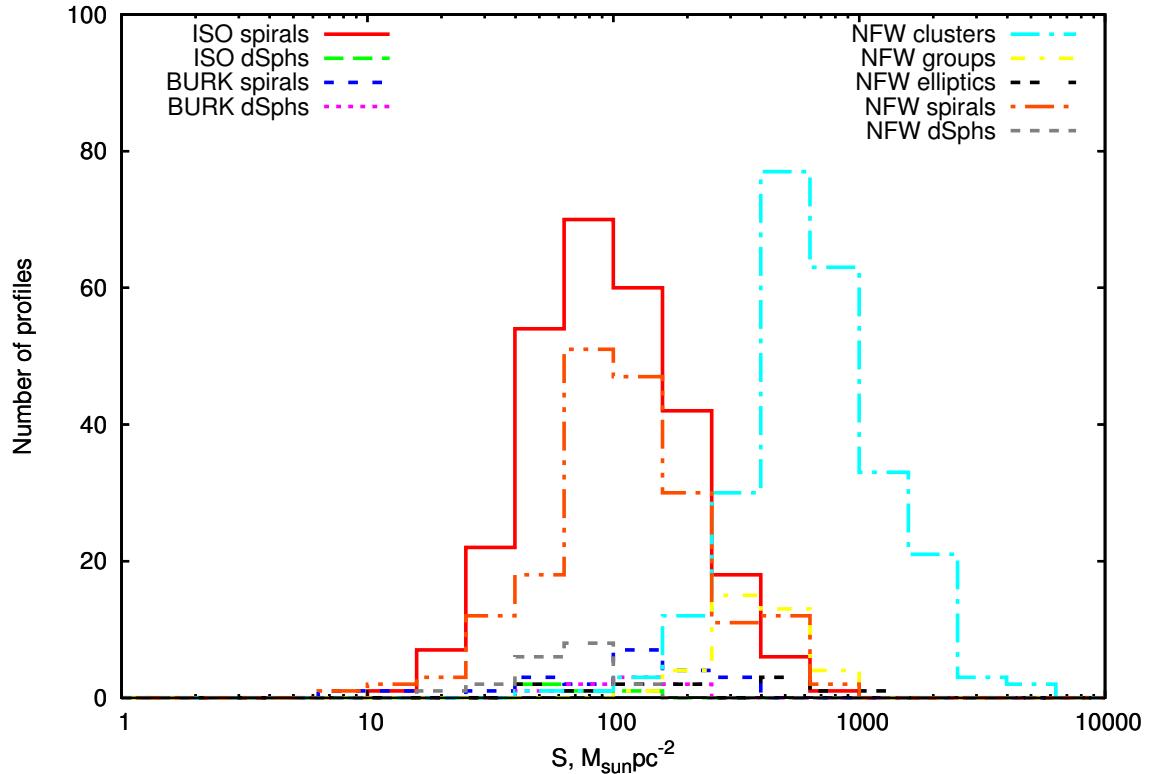


Рис. 3.6. Розподіл даних, використаних в даній роботі, по типам об'єктів та типам розподілів (ІЗО або НФВ) наявним для даного типу об'єктів. Скупчення та групи галактик мають систематично вищі значення стовпчикової густини, ніж спіральні галактики та СКГ.

Для порівняння спостережуваних величин стовпчикової густини з результатами чисельних моделювань, на рис. 3.7 показана S_{DM} як функцію M_{200} , де остання величина отримується за допомогою прямого інтегрування спостережуваного розподілу густини.

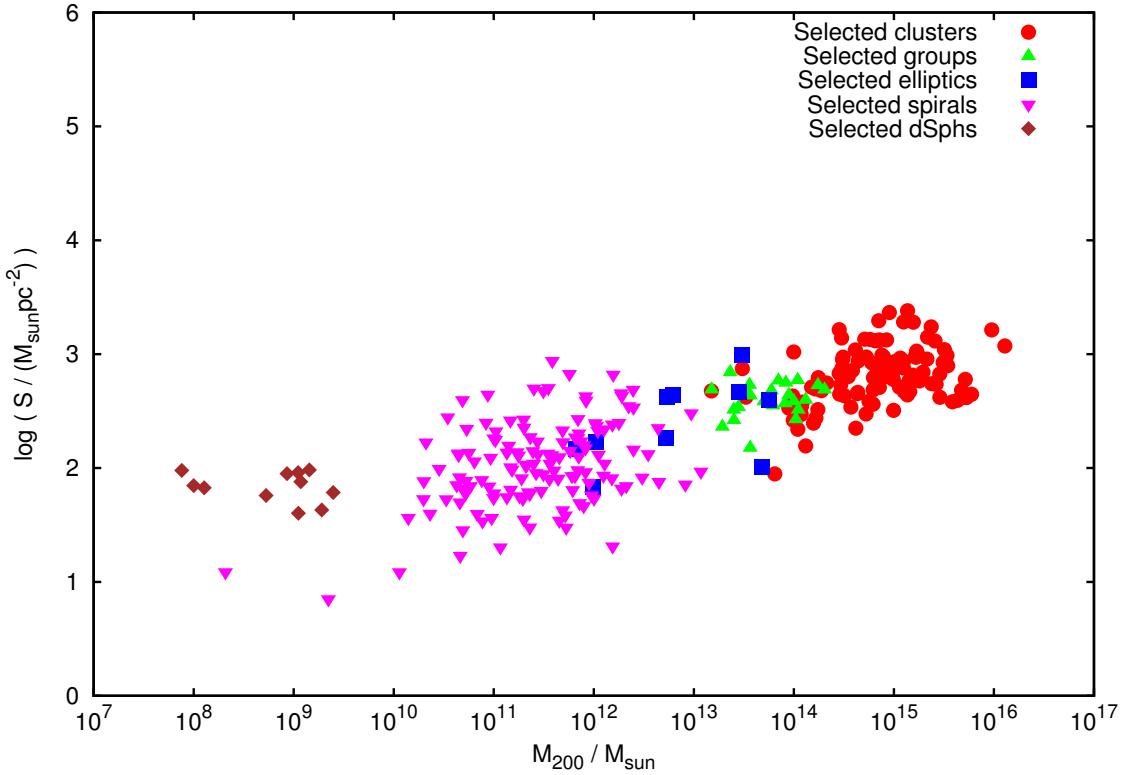


Рис. 3.7. Стовпчикова густіна як функція M_{200} для 289 об'єктів, вибраних в розділі 3.4..

Після цього, було проаналізоване середнє значення стовпчикової густини для вибраних об'єктів. Перш за все, відмітимо, что для всіх об'єктів $0.84 < \lg S < 3.4$ з середнім значенням $\lg S \simeq 2.51$, і 98% всіх об'єктів знаходяться між $\lg S = 1.23$ (1%) та $\lg S \simeq 3.29$ (99%). Це означає, що стовпчикова густіна змінюється приблизно на один порядок від свого середнього значення $S = 320 M_\odot \text{ pc}^{-2}$. Ця варіація є меншою, ніж варіація r_* , ρ_* , M_{200} або будь-якої іншої комбінації виду $\rho_*^a r_*^b$ для нашого списку об'єктів. Слід підкреслити, що результати даної роботи використовують розподіли темної матерії, отримані в різних роботах. Ці роботи базуються на спостережувальних даних різної природи та різної якості, і для їх отримання, використовуються різні методології обробки даних. Оригінальні роботи не завжди вказують похибки своїх даних або не завжди використовують однакові критерії для оцінки систематичних невизначеностей. Тому, єди-

ним методом надійно визначити похибки в величині стовпчикової густини є аналіз всіх даних за допомогою спільної методики, і ми можемо оцінювати якість моделювання залежності стовпчикової густини від інших параметрів лише за допомогою розкиду даних.

Переписуючи дані в формі залежності S від M_{200} (результати наведені на рис. 3.7), ми моделюємо її за допомогою степеневого розподілу:

$$\lg S = 0.21 \lg \frac{M_{200}}{10^{10} M_\odot} + 1.79 \quad (3.20)$$

Слід зазначити, що більшість об'єктів знаходиться близько до модельованого розподілу. Єдиним очевидним виключенням є сферичні карликові галактики-супутники нашої Галактики (найлегші об'єкти на рис. 3.8). Ми повернемося до цього питання пізніше.

Іншою можливою інтерпретацією даних є існування систематичного зсу-ву між середнім значенням S для галактик та середнім значенням S для груп та скучень галактик, як показано на рис. 3.6, де ці два класи об'єктів зображені за допомогою різних символів. Іншими словами, дані можуть бути розділені на дві підгрупи: **(а)** спіральні галактики та СКГ – об'єкти з $r_* \lesssim 100$ кпк та середньою стовпчиковою густиною $\lg S|_{<100 \text{ кпк}} \simeq 1.98$ та **(б)** скучення та групи галактик¹ з середнім значенням стовпчикової густини $\lg S|_{>100 \text{ кпк}} \simeq 2.75$ (див. рис. 3.8). В цьому випадку, “стрибок” значень S між підгрупами (а) та (б) може бути пов’язаний з недостатньою кількістю даних по групам галактик. Це питання буде розглянуте пізніше, при порівнянні спостережувальних заних з результатами чисельного моделювання.

Примітка 1. А також, можливо, еліптичні галактики, для яких немає достатньої статистики для однозначних висновків.

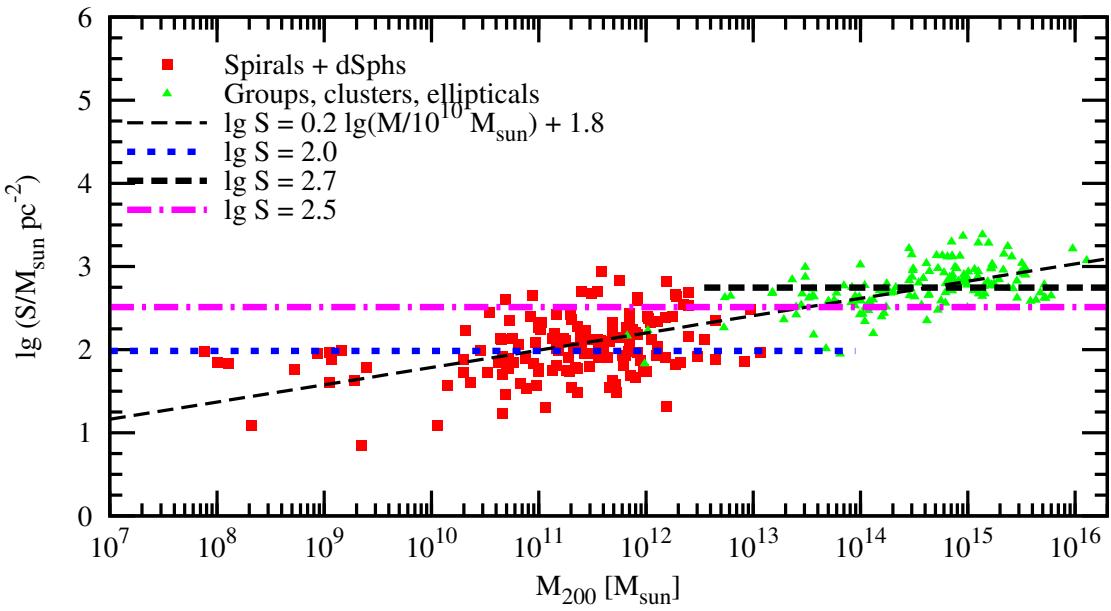


Рис. 3.8. Стовпчикова густіна як функція M_{200} . Червоними квадратами позначені спіральні галактики та СКГ (об'єкти з $r_* \lesssim 100$ кпк), зеленими трикутниками - еліптичні галактики, групи та скучення галактик.

3.5.2. Порівняння з чисельними моделюваннями. Усереднена стовпчикова густіна S , як і віріальна маса гало M_{200} , є інтегральними характеристиками розподілу темної матерії в гало. Таким чином, можна очікувати, що їх величина не буде чутливою до присутності та розподілу баріонів. В такому випадку, тренд залежності S від M_{200} має пояснюватися результатами космологічних N-частинкових моделювань.

В літературі часто обговорювалося (див., зокрема, нещодавні роботи [220, 263, 135]) що параметри (ρ_s, r_s) профілю НФВ є пов'язані між собою. Це співвідношення, як правило, представляється в формі залежності параметру концентрації та маси $(c - M)$ для модельованих гало, яке залежить від космологічних параметрів [219]. Якщо відомо таке співвідношення, ми можемо порахувати залежність S від M_{200} . (див. додаток 3.3. для деталей перетворення залежності $c - M$ в співвідношення $S - M$). На рис. 3.5 зображені вибрані нами спостережувальні дані в порівнянні

з результатами чисельних моделювань в рамках космологічної моделі, які базувались на даних WMAP5 [190] і були представлені в роботі [219]. Для кожного модельованого гало було визначено M_{200} та c_{200} з розподілу модельованих частинок, після чого використано вираз з розділу 3.3. для визначення S . Можна побачити, що в області мас, перевіrenoю чисельними моделюваннями ($M > 10^{10} M_\odot$), ми можемо правильно відтворити як середні значення, так і величину відхилення від середнього. Слід зауважити, що це співпадіння поширюється на більш як чотири порядки величини мас гало.

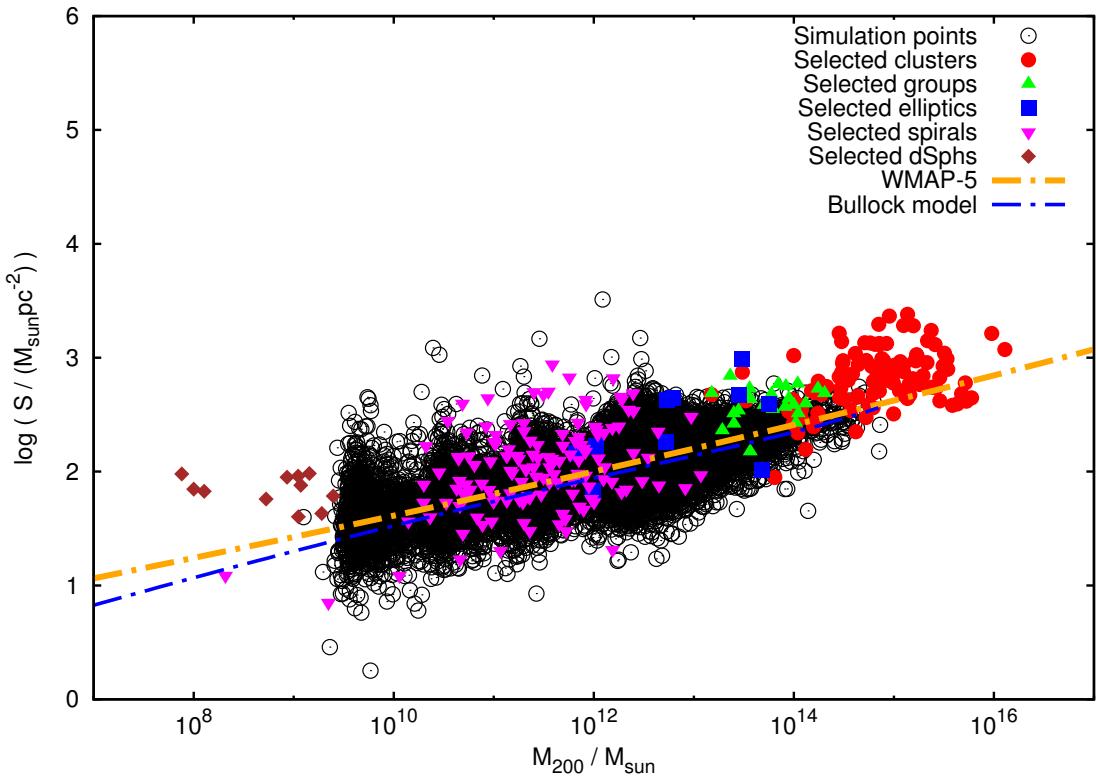


Рис. 3.9. Стовпчикова густина як функція M_{200} для 289 об'єктів, вибраних в розділі 3.4.. Чорні кола показують результати моделювань. Коричневою штрих-пунктирною лінією показане співвідношення $c_{200} - M_{200}$, отримане з N-частинкових моделювань [219], синьою штрих-пунктирною лінією співвідношення $c_{200} - M_{200}$, отримане в роботах [88] та [219].

В роботі [88] була запропонована проста “іграшкова” модель, яка передбачує поведінку співвідношення $c - M$ в заданому космологічному сценаріо. Ця модель була нещодавно оновлена в роботі [219], де було показано, що вона правильно описує результати N-частинкових моделювань. Ми використали цю модель для екстраполяції передбачень моделі холодної темної матерії на масштаби мас, недоступні сучасним чисельним моделюванням, зображеній на рис. 3.5 за допомогою суцільної прямої лінії. В той час як на малих масштабах передбачення холодної темної матерії ($M < 10^{10} M_{\odot}$) дозволяють змоделювати результати для декількох спіральних галактик в цій області, вони, скоріш за все, недооцінюють величину S для СКГ. Можливим поясненням цього є твердження, що результати передбачень холодної темної матерії дійсні для ізольованих гало - гало, які не є супутниками більших гало, що, звичайно, не виконується для СКГ в Місцевій Групі.

Питання модифікації розподілу густини в гало галактики-супутника, яке обертається навколо масивного центрального гало, вивчалося в роботах [157, 176, 233]. Нещодавно, в рамках проекту чисельного моделювання Aquarius [333] був побудована статистично значима вибірка моделюваних розподілів густини гало галактик-супутників, що дозволило вперше визначити співвідношення $c - M$ для галактик-супутників. Зокрема, було знайдено що галактики-супутники є в середньому більш концентровані (на 62%) ніж ізольовані гало, що означає також більші значення S при фіксованих M_{200} .

На рис. 3.10 зображене $M - S$ співвідношення, отримані зі спостережень, в порівнянні з передбаченнями моделі холодної темної матерії для ізольованих гало (чорна штрих-пунктирна лінія з рожевою зафарбованою областю дисперсії), отриманих в роботі [219], та для гало галактик-супутників (сіра штрихована лінія) з чисельного моделювання проекту Aquarius [333]. Перше співвідношення (для ізольованих гало) дозволяє відтворити нормалізацію та розкид залежності $M - S$ для спіральних та еліптичних галактик,

груп та скучень галактик, які відрізняються за масами гало більш як на п'ять порядків. З іншої сторони, як і очікувалось, СКГ добре відтворюється за допомогою співвідношення $c - M$, отриманого для гало галактик-супутників.

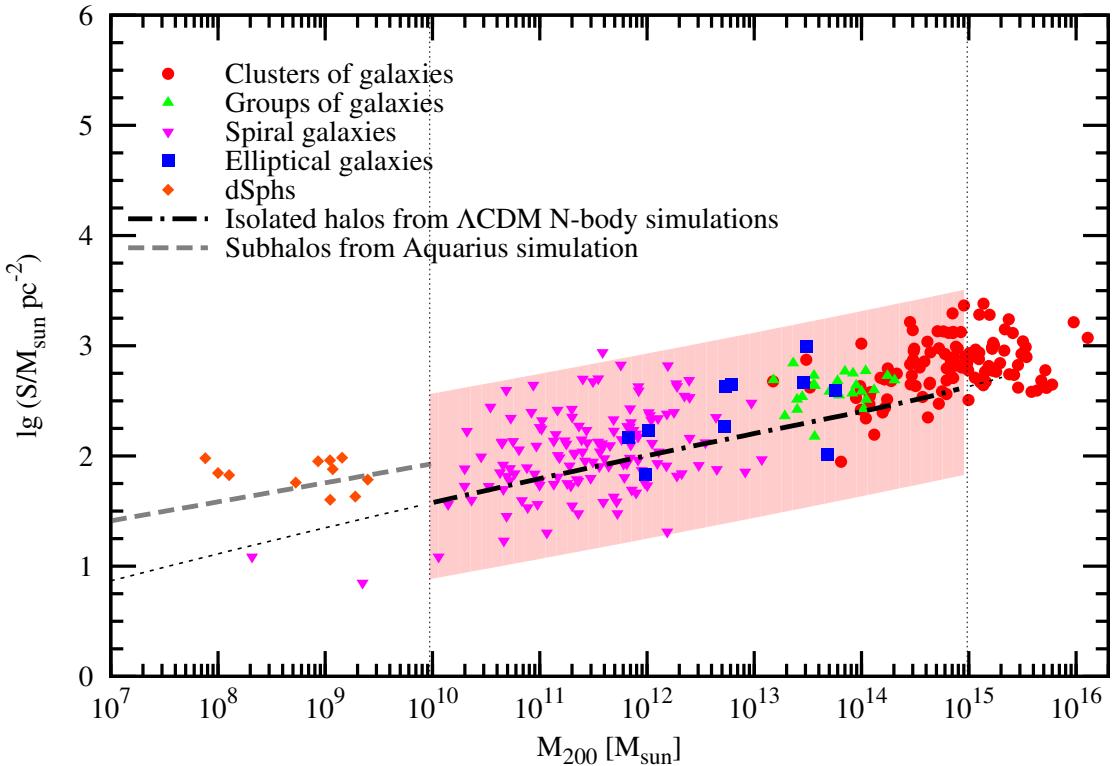


Рис. 3.10. Стовпчикова густина як функція M_{200} для всіх об'єктів близьче за 300 Мпк (заповнені фігури). Пряма лінія відповідає відношенню $c_{200} - M_{200}$, отриманому з чисельних N-частинкових моделювань [219] з використанням космологічних параметрів моделі WMAP-5 [190]. Затінена область показує розкид даних моделювань (від 0.15 до 99.85 відсотків). вертикальні лінії обмежують область мас гало, розділених чисельними моделюваннями.

3.6. Висновки

В цьому розділі ми зібрали дані по розподілу темної матерії для 289 різних об'єктів, від СКГ до скучень галактик. Ми проаналізували їх стов-

пчикову густину, S , усереднену по характерному радіусу r_* , та показали, що вона є універсальною величиною, яка характеризує гало темної матерії та є нечутливою до деталей розподілу темної матерії (на відміну від добутку $\rho_* r_*$, який вивчався в попередніх роботах [119, 362]).

З наявних даних випливає, що стовпчикова густина темної матерії слабко зростає з масою гало ($S_{\text{DM}} \sim M_*^{0.2}$, див. рівняння (3.20)). Рівняння (3.20) краще моделює дані в повному діапазоні мас (від $\sim 10^8 M_\odot$ до $\sim 10^{16} M_\odot$), ніж умова сталості S_{DM} , яка могла б випливати зі співвідношення $\rho_0 r_0 = \text{const}$, див. [119, 362]. При цьому, дані лише по спіральним галактикам можуть бути описані за допомогою $S \approx \text{const} \sim 100 M_\odot \text{ pc}^{-2}$, що співпадає з [119].

Ми порівняли наші результати з N-частинковими моделюваннями в рамках космології Λ CDM, описаними в роботі [219]. Для цього, ми перетворили співвідношення $c - M_{200}$, знайдені в цих чисельних моделюваннях, в співвідношення $S(M_{200})$. Ми показали (рис. 3.10), що зв'язок між S та M_{200} (як і відхилення від центрального значення) добре узгоджується між спостережувальними даними та чисельними моделюваннями. З рис. 3.10 також випливає, що всі СКГ знаходяться *вище* середнього значення. Це може бути ознакою певного систематичного тренду, завдяки якому, гало малої маси є більш концентровані. Зокрема, це може бути пояснене в рамках моделі холодної темної матерії (див. моделювання субгало в [333]), вважаючи, що гало СКГ не є ізольованими.

Фінальний коментар стосується астрофізичної значимості спостережуваної властивості стовпчикової густини. Багато моделей розширення Стандартної Моделі елементарних частинок передбачають частинки-кандидати в темну матерію, які не є стабільні, розпадаючись за час, більший часу існування Всесвіту, див., наприклад, [87, 105, 118, 209, 280, 347]. Сигнал від розпаду таких частинок темної матерії має бути пропорційний до стовпчикової густини темної матерії, S , усередненої по полю зору інструмента.

Результати нашої роботи показують, що сигнал розпаду темної матерії від різних об'єктів (та різних напрямків на небі в випадку нашої Галактики) змінюється в межах одного порядку величини ([80], див. також [40, 158]). Результати даної роботи означають, що для пошуку темної матерії, що розпадається:

- ми маємо свободу вибору цілей спостереження, маючи можливість уникнення складних моделей астрофізичного фону;
- якщо кандидат в лінію розпаду буде знайдений, її розподіл поверхневої яскравості на небі може бути виміряний (оскільки він слабко спадає при віддаленні від центру об'єктів), відокремлений від ліній астрофізичного походження (які, як правило, сильно спадають за межами об'єктів) та порівняний з багатьма іншими об'єктами, які повинні містити сигнал від лінії розпаду такого ж порядку.

Це дозволяє відокремити лінію розпаду темної матерії від будь-якої можливої форми астрофізичного фону, і, таким чином, робить астрофізичний пошук темної матерії, що розпадається, *прямим детектуванням* [40, 80, 84, 158].

РОЗДІЛ 4

Пошук лінії розпаду стерильного нейтрино

4.1. Вступ

Задачею даного розділу є формулювання критеріїв пошуку вузької лінії розпаду темної матерії, використовуючи існуючі спостереження галактики Андромеди (M31) за допомогою рентгенівського телескопу *XMM-Newton*, та використання отриманих критеріїв для пошуку лінії розпаду темної матерії, зокрема, в моделі ν MSM. Вступний п. 4.2 містить вирази для обчислення параметрів темної матерії, що розпадається. Детальний аналіз розподілу темної матерії в галактиці Андромеді, одному з найкращих об'єктів для спостереження вузької лінії розпаду темної матерії в кeВ діапазоні, наведений в п. 4.3. В п. 4.4 коротко описані процедури приготування рентгенівських спектрів з центральної частини M31. Моделювання отриманих спектрів детально описані в п. 4.5. П. 4.6 присячений отриманню обмежень на параметри темної матерії, що розпадається, зокрема в моделі стерильних нейтрино (ν MSM). Висновки розділу наведені в п. 4.7.

Результати цього розділу опубліковані в роботі [74].

4.2. Розпад темної матерії

Потік випромінювання від розпаду темної матерії з даного напрямку (в част $\text{сек}^{-1} \text{ см}^{-2}$) дорівнює

$$F_{\text{DM}} = \frac{\Gamma_\gamma E_\gamma}{m_{\text{DM}}} \int_{fov \ cone} \frac{\rho_{\text{DM}}(\mathbf{r})}{4\pi |\mathbf{D}_L + \mathbf{r}|^2} d\mathbf{r}. \quad (4.1)$$

\mathbf{D}_L - це *видима* відстань між спостерігачем та центром спостережуваного об'єкту, $\rho_{\text{DM}}(\mathbf{r})$ - густина темної матерії, інтегрування відбувається по роз-

поділу всередині (усіченого) конуса тілесного кута, що задається полем зору рентгенівського супутника. В випадку, коли відстань D_L набагато більше характерного розміру розподілу темної матерії $\rho_{\text{DM}}(\mathbf{r})$, рівняння (4.1) може бути спрощене:

$$F_{\text{DM}} = \frac{M_{\text{DM}}^{fov} \Gamma_\gamma}{4\pi D_L^2} \frac{E_\gamma}{m_{\text{DM}}}, \quad (4.2)$$

де M_{DM}^{fov} – маса темної матерії всередині поля зора телескопу. В випадку малих тілесних кутів поля зору, рівняння (4.2) спрощується:

$$F_{\text{DM}} = \frac{\Gamma_\gamma S_{\text{DM}} \Omega E_\gamma}{4\pi m_{\text{DM}}}, \quad (4.3)$$

де

$$S_{\text{DM}} = \int \rho_{\text{DM}}(r) dr \quad (4.4)$$

- стовпчикова густина темної матерії, $\Omega \ll 1$ - тілесний кут поля зору.

Ширина розпаду темної матерії залежить від моделі відповідних частинок. Зокрема, для випадку стерильних нейтрино вона дорівнює [27, 271]

$$\Gamma_\gamma = \frac{9\alpha G_F^2}{1024\pi^4} \sin^2(2\theta) m_s^5 \approx 1.38 \cdot 10^{-30} \text{ сек}^{-1} \left(\frac{\sin^2 2\theta}{10^{-8}} \right) \left(\frac{m_s}{1 \text{ кеВ}} \right)^5, \quad (4.5)$$

де m_s – маса стерильного нейтрино, θ - кут змішування між найлегшим стерильним та активними нейтрино.

Таким чином, потік від компактної хмари темної матерії, що складається зі стерильних нейтрино, дорівнює:

$$F_{\text{DM}} \approx 6.38 \cdot 10^6 \frac{\text{кеВ}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}} \left(\frac{M_{fov}}{10^{10} M_\odot} \right) \left(\frac{\text{кПК}}{D_L} \right)^2 \sin^2(2\theta) \left(\frac{m_s}{1 \text{ кеВ}} \right)^5. \quad (4.6)$$

4.3. Галактика Адромеди (M31)

M31, або галактика Андромеди, є однією з найближчих до нас галактик, виключаючи карликові; відстань до неї дорівнює $784 \pm 13 \pm 17$ кпк [335]. Її близькість дає нам змогу виділити більшість її точкових джерел та виділити спектр діфузного випромінювання в її центральній частині.

№ спостереження	Початок, UTC	Очищена MOS1/MOS2/PN експозиція, ксек
0112570401	2000-06-25 08:12:41	30.8/31.0/27.6
0109270101	2001-06-29 06:15:17	40.1/41.9/47.4
0112570101	2002-01-06 18:00:56	63.0/63.0/55.3

Таблиця 4.1

Спостереження та часи експозиції центральної частини М31, що використовуються в нашому аналізі (див. розділ 4.4. для подальшого читання).

Доступні *XMM-Newton* [174] спостереження покривають центральне коло M31 з радіусом $15'$, з часом експозиції більш як 100 ксек. В попередній роботі [376] було використано *XMM-Newton* дані з центрального $5'$ кола M31 (спостереження 0112570401, оброблене [324], з часом експозиції близько 30 ксек, див. табл. 4.0), для отримання обмежень на параметри стерильного нейтрино. Значне збільшення статистики фотонів дозволяє нам аналізувати зовнішнє ($5'-13'$) темне кільце M31, яке, незважаючи на це, вміщує значну кількість темної матерії (див. розділ 4.3.1. нижче).

В цьому розділі ми аналізуємо дві різних просторових області галактики Андромеди: область `circle5`, коло радіусом $5'$ з центром в центрі галактики, та область `ring5-13`, що відповідає кільцю з внутрішнім та зовнішнім радіусами, що дорівнюють $5'$ та $13'$, відповідно.

4.3.1. Обчислення маси темної матерії Для отримання обмежень на параметри темної матерії, що розпадається, ми повинні обчислити повну масу темної матерії $M_{\text{DM}}^{\text{fov}}$, що знаходиться в областях `circle5` та `ring5-13`, як з, так і без врахування точкових джерел. Для оцінки систематичної невизначеності обчислення сигналу та для знаходження найбільш консервативної оцінки на нього, ми аналізуємо наступні профілі темної матерії в галактиці Андромеди [128, 139, 188, 352]:

Модель	circle5	ring5-13	13' сфера, MK результат	13' сфера, аналіт. результат
K1, з джер.	3.28 ± 0.04	12.56 ± 0.10	5.85 ± 0.01	5.84
K2, з джер.	11.96 ± 0.27	23.57 ± 0.47	20.74 ± 0.02	-
GFBG, з джер.	6.58 ± 0.05	20.50 ± 0.47	13.39 ± 0.02	13.39
EW, з джер.	23.88 ± 0.62	42.51 ± 0.40	38.15 ± 0.06	38.18
ISO, з джер.	6.67 ± 0.01	24.48 ± 0.04	14.80 ± 0.03	14.80
MOORE, з джер.	7.33 ± 0.62	19.40 ± 0.03	13.78 ± 0.02	13.78
N04, з джер.	7.59 ± 0.01	23.61 ± 0.04	15.16 ± 0.02	15.18
NFW, з джер.	7.59 ± 0.02	23.62 ± 0.04	22.25 ± 0.03	22.25
BURK, з джер.	6.70 ± 0.02	27.92 ± 0.04	15.89 ± 0.03	15.90
M31A, з джер.	5.95 ± 0.01	16.45 ± 0.02	11.03 ± 0.02	-
M31B, з джер.	4.99 ± 0.01	14.24 ± 0.01	9.40 ± 0.02	-
M31C, з джер.	5.60 ± 0.01	16.12 ± 0.01	10.29 ± 0.02	-

Таблиця 4.2

Маса темної матерії (в $10^9 M_{\odot}$) всередині областей, використаних в нашому аналізі: результати нашого Монте-Карло інтегрування. Точкові джерела не виключені. Також показані 95% статистичні похибки. Розподіли темної матерії, описані в [188] (перед та після адіабатичного стискування), [139] та [128] позначені як "K1", "K2", "GFBG" та "EW", відповідно. Розподіли з роботи [352] позначені "ISO", "MOORE", "N04", "NFW" та "BURK".

Розподіли з роботи [382] позначені "M31A", "M31B" та "M31C".

Модель	circle5	Видалено з circle5 , %	ring5-13	Видалено з ring5-13 , %
K1, без джер.	0.768 ± 0.013	76.6	9.86 ± 0.14	21.5
K2, без джер.	2.34 ± 0.13	80.4	18.20 ± 0.43	22.8
GFBG, без джер.	1.46 ± 0.04	77.8	15.82 ± 0.38	22.8
EW, без джер.	3.86 ± 0.28	83.9	28.41 ± 0.64	33.2
ISO, без джер.	1.632 ± 0.002	75.5	18.88 ± 0.02	22.9
MOORE, без джер.	1.52 ± 0.01	79.3	14.81 ± 0.03	23.7
N04, без джер.	1.708 ± 0.004	77.5	18.19 ± 0.03	23.0
NFW, без джер.	1.71 ± 0.01	77.5	18.19 ± 0.04	23.0
BURK, без джер.	1.666 ± 0.002	75.1	21.65 ± 0.04	22.5
M31A, без джер.	1.24 ± 0.01	79.3	12.66 ± 0.02	22.9
M31B, без джер.	1.04 ± 0.01	79.1	10.98 ± 0.01	23.0
M31C, без джер.	1.21 ± 0.01	78.4	12.43 ± 0.01	22.9

Таблиця 4.3

Маса темної матерії (в $10^9 M_{\odot}$) всередині областей, використаних в нашому аналізі: результати нашого Монте-Карло інтегрування. Точкові джерела виключені; також приведена доля темної матерії, виключена разом з точковими джерелами. Всі позначення аналогічні до позначень попередньої таблиці.

- (**K1**) До¹ стадії адіабатичного стискування, в роботі [188] вважається, що розподіл темної матерії є чистим розподілом НФВ [261]:

$$\rho_{\text{DM}}(r) = \frac{1}{4\pi [\log(1+c) - c/(1+c)]} \frac{M_{vir}}{r(r+r_s)^2}. \quad (4.7)$$

Параметри цього розподілу (в термінах моделі C1 з роботи [188]) дорівнюють: $M_{vir} = 1.60 \times 10^{12} M_\odot$; $r_s = 25.0$ кпк; $c = 12$.

- (**K2**) Цей *неаналітичний* розподіл є результатом *адіабатичного стискування* (за рахунок охолодження баріонів) попереднього профілю **K1**. Для аналізу цього розподілу, ми використали дані з рис. 4 з роботи [188]. В верхній частині цього рисунка штрих-пунктирна крива відповідає вкладу гало темної матерії в загальний розподіл маси всередині M31 (в термінах моделі C1 з [188]).
- (**GFBG**) Розподіл НФВ з роботи [139] (позначення аналогічні рівнянню 4.7): $M_{vir} = 6.80 \times 10^{11} M_\odot$; $r_s = 8.18$ кпк; $c = 22$.
- (**EW**) Розподіл темної матерії з роботи [128]:

$$\rho_{\text{DM}}(r) = \frac{M}{4\pi r^2} \frac{a^2}{(a^2 + r^2)^{3/2}}, \quad (4.8)$$

де $M = 12.3 \cdot 10^{11} M_\odot$, $a = 95$ кпк.

- (**M31A-C**) Розподіли, описані в [382]. В даній роботі, авторами було запропоновано декілька моделей, які відрізняються відносним вкладом речовини диску та гало. Ці неаналітичні розподіли (M31a-d) враховують наявність моделі експоненційного диску, баджу у вигляді моделі Хернквіста, гало у вигляді розподілу НФВ (до стискування), а також надмасивної центральної чорної діри. Після цього, чисельно досліджувалась стійкість отриманої системи відносно формування перемички¹.

Примітка 1. На відміну від інших моделей, ця модель не описує розподіл темної матерії на даний момент, але вона допомагає зрозуміти еволюцію маси в часі всередині постійного поля зору.

Примітка 1. Ми не мікористовуємо модель M31d, оскільки в [382] було знайдено, що ця модель з низьким відносним вкладом гало темної матерії призводить до формування перемички, яка не спостерігається.

Також були використані профілі густини темної матерії, описані в роботі [352]:

- (**KING**) Модифікований ізотермічний профіль [125, 180]:

$$\rho_{ISO}(r) = \begin{cases} \rho_0 \left(\left[1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right]^{-1} - \left[1 + \frac{r_0^2}{r_c^2} \right]^{-1} \right) & r \leq r_0, \\ 0 & r > r_0. \end{cases}$$

Параметри розподілу: $\rho_0 = 0.413 M_\odot \text{пк}^{-3}$, $r_c = 1.47 \text{ кпк}$.

- (**MOORE**) Профіль Мура [250]:

$$\rho_{MOORE}(r) = \frac{\rho_c}{\left(\frac{r}{r_c} \right)^{1.5} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^{1.5} \right]}, \quad (4.9)$$

де $\rho_c = 4.43 \cdot 10^{-3} M_\odot \text{пк}^{-3}$, $r_c = 17.9 \text{ кпк}$.

- (**N04**) Розподіл густини з [262]:

$$\rho_{N04}(r) = \rho_c \exp \left[-\frac{2}{\alpha} \left(\frac{r^\alpha}{r_c^\alpha} - 1 \right) \right], \quad (4.10)$$

де параметр α , відповідно до чисельних моделювань, дорівнює 0.172 ± 0.032 [262]; $\rho_c = 6.42 \cdot 10^{-3} M_\odot \text{пк}^{-3}$, $r_c = 11.6 \text{ кпк}$.

- (**NFW**) Профіль НФВ з $\rho_c = 5.20 \cdot 10^{-2} M_\odot \text{пк}^{-3}$, $r_c = 8.31 \text{ кпк}$.
- (**BURK**) Розподіл Буркера [90]:

$$\rho_{BURK}(r) = \frac{\rho_0}{\left(1 + \frac{r}{r_c} \right) \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)}, \quad (4.11)$$

де $\rho_0 = 0.335 M_\odot \text{пк}^{-3}$, $r_c = 3.43 \text{ кпк}$.

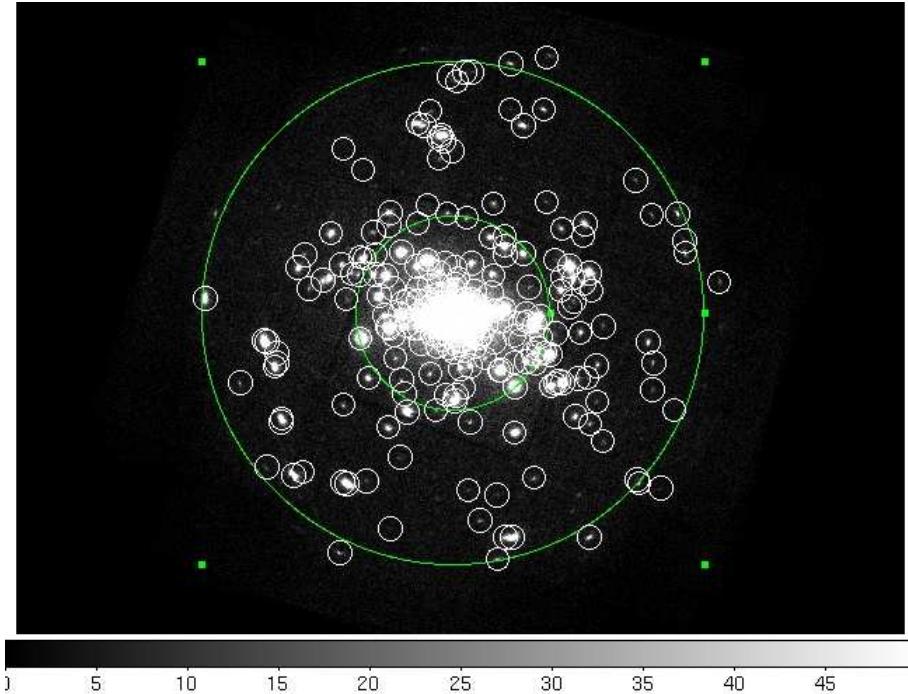


Рис. 4.1. Вибрані області в центральній частині M31 (потік в 0.2-10.0 кeВ діапазоні показаний в лінійному масштабі). Малі кола відповідають виключеним точковим джерелам, великі кола мають радіуси 5 та 13 кутових мінут.

Результати показані в таблицях 4.1-4.2. Ми бачимо, що наша оцінка маси темної матерії всередині області `circle5` співпадає з результатом [376] (модель **K2** в наших позначеннях): $M_5 = (1.3 \pm 0.2) \cdot 10^{10} M_\odot$. Слід зазначити, проте, що для отримання дифузного спектру, ми відкинули випромінювання від усіх точкових джерел, знайдених з значимістю $\geq 4\sigma$. Кожне точкове джерело було відкинуто разом з колом в $36''$. Для обчислення маси темної матерії в отриманих “сироподібних” областях було використане Монте-Карло інтегрування. Результати інтегрування наведені в табл. 4.2. Видно, що для профіля **K2** отримана оцінка маси темної матерії на $\sim 80\%$ менша, ніж в роботі [376].

Для перевірки нашого методу Монте-Карло інтегрування, ми також отримали значення маси всередині *сфери* радіусом $13'$, та порівняли їх з аналітичними розрахунками (всюди, де це можливо). З табл. 4.1 видно, що

похибка методу не перевищує статистичної похибки чисельного інтегрування.

З таблиць 4.1-4.2 випливає, що найбільш консервативні результати для регіонів `circle5` та `ring5-13` отримуються в рамках моделі **M31B** з роботи [382]. Для отримання подальших обмежень на параметри темної матерії, що розпадається (див. розділ 5.1), ми використовуємо значення маси з цієї моделі.

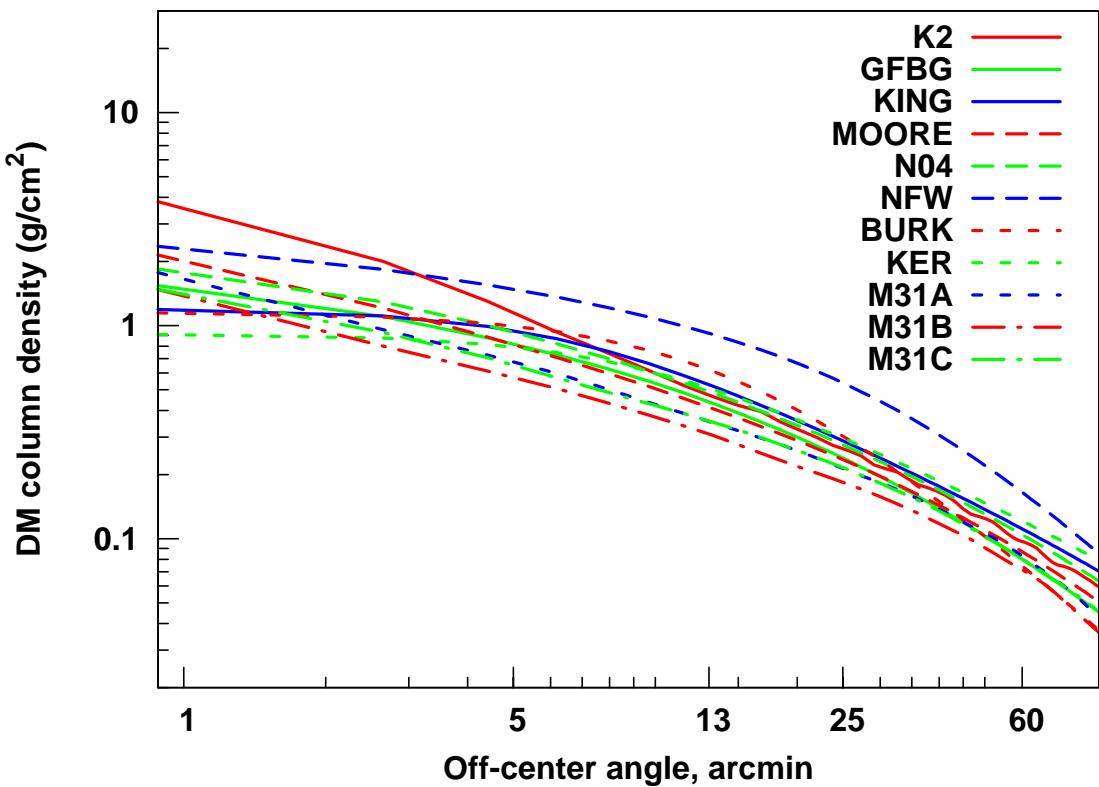


Рис. 4.2. Стовпчикова густина темної матерії в M31 як функція кута від центру M31, порахована за допомогою Монте-Карло інтегрування профілів темної матерії, описаних в розділі 4.3.1.. Точкові джерела не відкидались.

Для перечислених розподілів темної матерії ми також побудували стовпчикову густину S_{DM} як функцію кута від центру M31. Результат показано на рис. 4.2. Видно, що в областях, далеких від центру, знаходиться достатня кількість темної матерії. Разом з фактом, що світність дифузного випромінювання швидко падає за межами $5'$ кола [346], існує реальна можливість

покращити обмеження, отримані [376], за допомогою аналізу $5 - 13'$ кола. Більше того, як можна бачити з табл. 4.2, невизначеність темної матерії в цій області також менша за невизначеність в області `circle5`.

Для оцінки додаткового вкладу від гало нашої Галактики в напрямку M31, було використано ізотермальний розподіл темної матерії (як і в [80, 81]). Стовпчикова густина темної матерії дорівнює

$$S_{MW,DM} = \frac{v_h^2}{8\pi r_c G_N} K(\phi), \quad (4.12)$$

де $v_h = 170$ км сек $^{-1}$, $r_c = 4$ кпк – параметри ізотермального розподілу, $r_\odot = 8$ кпк – відстань від Землі до центра Галактики,

$$K(\phi) = \frac{r_c}{R(\phi)} \begin{cases} \frac{\pi}{2} + \arctan \left[\frac{r_\odot \cos \phi}{R(\phi)} \right], & \cos \phi \geq 0 \\ \arctan \left[\frac{R(\phi)}{r_\odot \cos \phi} \right], & \cos \phi < 0. \end{cases} \quad (4.13)$$

ϕ визначено так, щоб $\cos \phi = \cos l \cos b$ для об'єкту з галактичними координатами (b, l) , $R(\phi) = (r_c^2 + r_\odot^2 \sin^2 \phi)^{1/2}$. Для галактики Андромеди ($l = 121.17^\circ$, $b = -21.57^\circ$, тобто $\phi = 118.77^\circ$) звідси отримуємо

$$S_{MW,DM} \approx 6.2 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} = 3.5 \times 10^{27} \text{ кеВ} \cdot \text{см}^{-2} \quad (4.14)$$

Відповідно до рис. 4.2, вклад Галактики складає $< 5\%$ повної стовпчикової густини в напрямку центральної частини галактики Андромеди, і, таким чином, ним можна знехтувати в подальшому.

4.4. Отримання спектрів та віднімання фону

Для отримання кращих обмежень на параметри стерильного нейтрино, ми повинні аналізувати дані з темних областей M31. Проте подібний аналіз залежить від процедури віднімання фону. На даний момент розроблено декілька процедур віднімання фону для протяжних джерел (див., наприклад, *XMM-Newton SAS User Guide*¹, та роботи [264, 287]). Ми використовуємо два методи віднімання фону:

Примітка 1. http://xmm.esac.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/sas_usg/USG/

Метод *Extended Sources Analysis Software (ESAS)*, недавно розроблений ESAC/GSFC², дозволяє віднімати інструментальний та космічний фони окремо одинин від одного. Метод моделює інструментальний фон, використовуючи “перші принципи”, а саме дані з закритим фільтром та дані з незасвічених частин детекторів. Використовуючи цей метод, ми позбавляємося від можливої лінії розпаду темної матерії в фоні, на відміну методу віднімання фону чистого неба та, особливо, від методу віднімання локального фону (який, фактично, був використаний в [324]). Проте, в результаті ми маємо додатково моделювати космічний фон (процедура моделювання детально розглянута в розділі 4.5.).

Внаслідок стандартної процедури детектування точкових джерел було задетектовано 243 точкових джерела. Кожне джерело було вирізане разом з колом колом радіуса $36''$, що відповідає вирізанню $\sim 70 - 85\%$ подій від точкового джерела. Отримане мозаїчне зображення разом з детектованими точковими джерелами показане на рис.4.1. Після цього, за допомогою стандартної процедури були побудовані спектри дифузного випромінювання.

Описаний метод віднімання фону має декілька труднощів. Число параметрів моделювання значно збільшується (оскільки потрібно задавати космічний фон), таким чином, знайти справжній мінімум χ^2 стає складніше. Кількісний аналіз в області енергій 1.3–1.8 кeВ також неможливий, завдяки присутності двох сильних інструментальних ліній. Обробка даних з EPIC-PN [341] камери за допомогою програмного забезпечення ESAS на даний момент також неможлива.

Тому ми також віднімаємо фон іншим незалежним методом, тобто за допомогою методу *віднімання фону чистого неба* [287]. На відміну від по-переднього методу ESAS, були використані дані з MOS та PN камер.

Під час аналізу даних з камери PN, було отримано, що роль подій з невизначеними часом приходу (out-of-time events) є суттєвою. Причина цьо-

Примітка 2. Ми використовуємо ESAS версію 1.0.

го полягає в тому, що швидкість реєстрації подій з невизначеними часом приходу є пропорційною до повної швидкості реєстрації подій всередині камери PN, в той час як швидкість реєстрації подій від області дифузного випромінювання складає малу частину повної швидкості реєстрації подій. В результаті, для проведення подальшого аналізу даних необхідно видалити події з невизначеними часом приходу з камери PN. На щастя, більша частина таких подій, яка надійшла від яскравих точкових джерел в полі зору камери PN, формує вузькі стрічки на зображеннях і може бути легко видалена за допомогою просторового фільтрування. Оскільки це додаткове фільтрування також дещо змешує очікуваний сигнал від лінії розпаду темної матерії, цей ефект також необхідно враховувати.

4.5. Моделювання спектрів

В цьому розділі ми моделюємо спектри, отримані з центральних областей M31, за допомогою фізичної моделі дифузного випромінювання, та обговорюємо значення параметрів, знайдених за допомогою процедури моделювання (здійсненого за допомогою стандартного пакету програм для моделювання спектрів, Xspec 11.3.2, див. [16]).

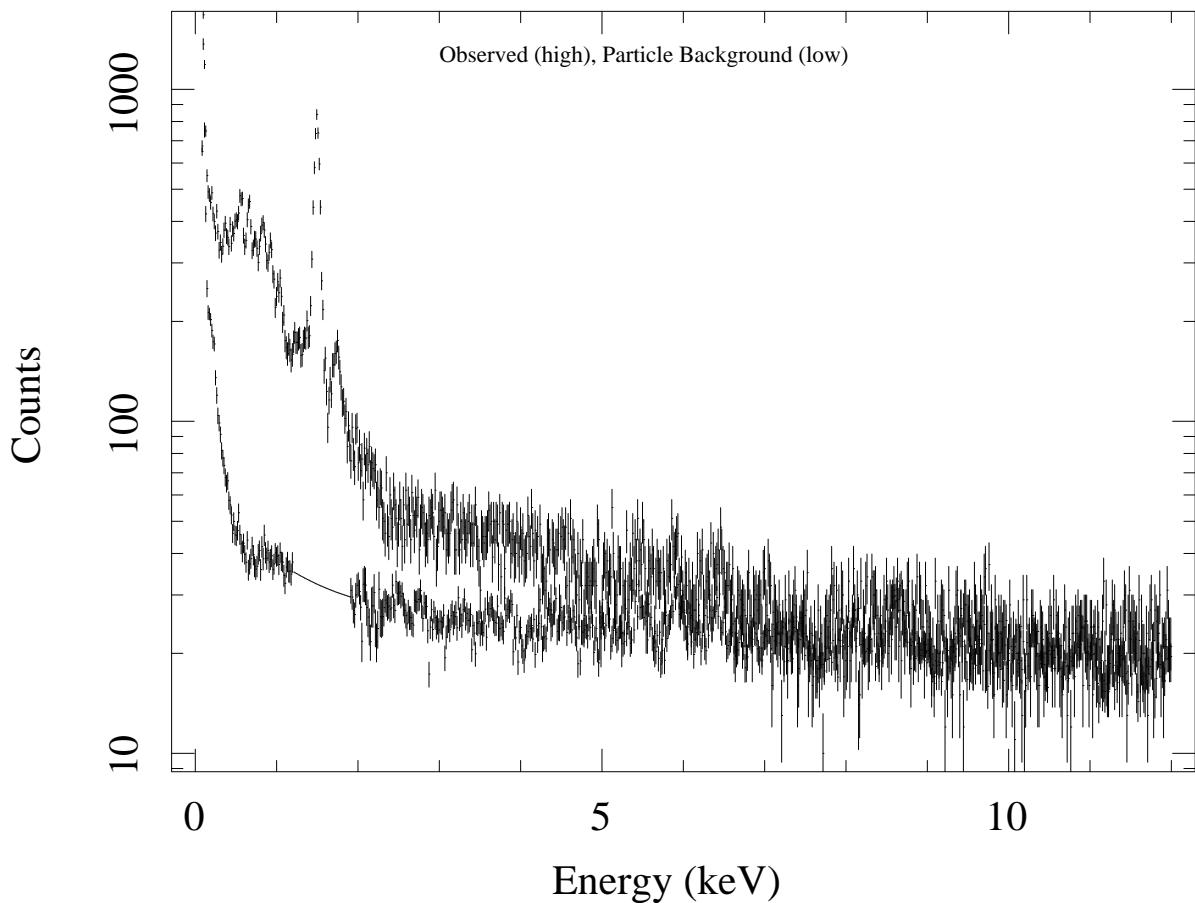


Рис. 4.3. Спостережуваний спектр (вище) та спектр моделюваного інструментального фону (нижче) для камери MOS1 зі спостереження 0112570101, регіон ring5-13. Зазначимо, що спектри джерела та моделюваного фону практично співпадають при $E > 7$ кeB.

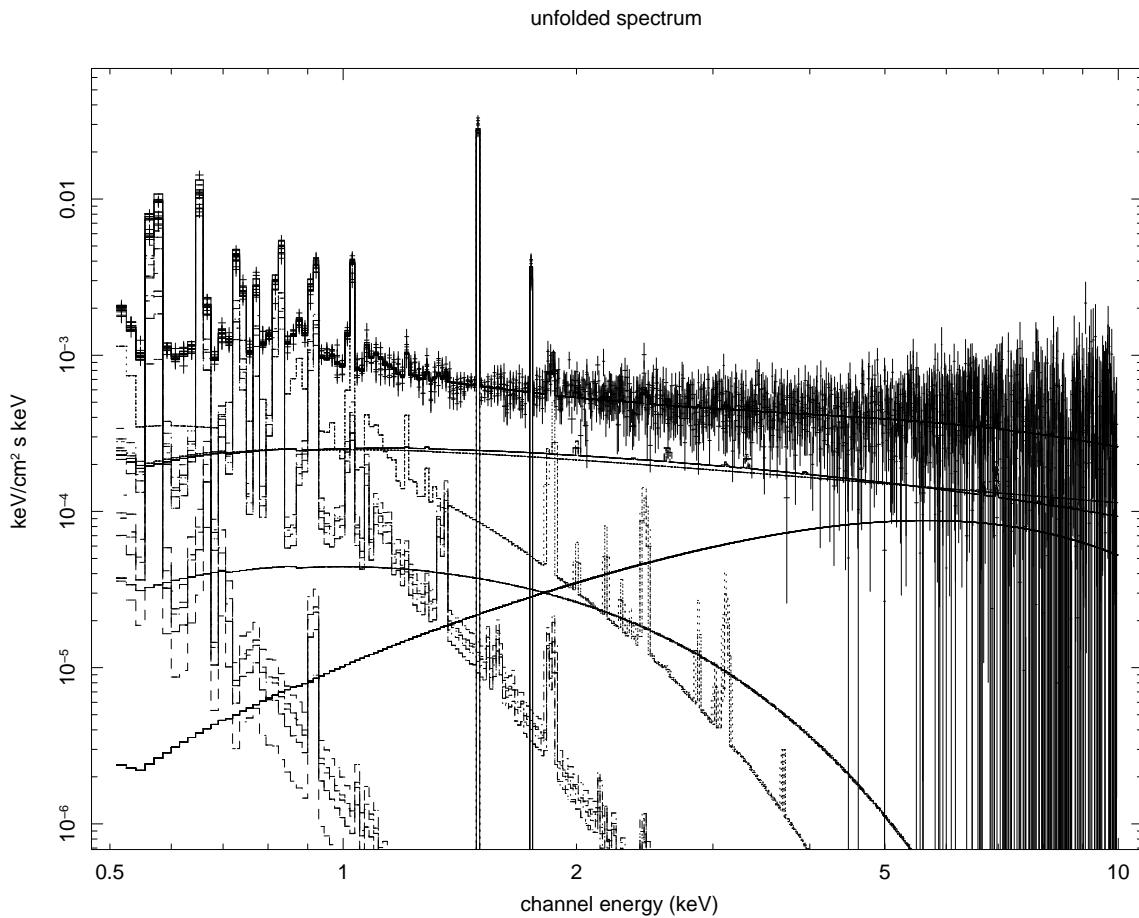


Рис. 4.4. Спектри з області ring5-13 та результат їх моделювання за допомогою методу ESAS, з виключенням точкових джерел. Чітко видно “ліс ліній” на енергіях, менших 2.0 кеВ.

Результати моделювань наведені в таб. 4.3. Слід зазначити, що результати, отримані за допомогою двох незалежних методів віднімання фону (ESAS та SBS) співпадають в межах 90% довірчого інтервалу. Також наведені результати з роботи [346] (де було проаналізовано дифузне випромінювання з центрального кола радіусом $6'$).¹

Примітка 1. Деяка відмінність від величинами похибок в даній роботи та похибок, наведених в [346] полягає в тому, що ми не фіксували відносні концентрації металів рівними одна одній, як це було зроблено в роботі [346]. Це є важливим для нашої мети – отримання обмежень на інтенсивність ліній дифузного випромінювання – особливо зважаючи на чітку присутність “лісу ліній” на енергіях нижче 2.0 кеВ, див. розділ 4.6. та рис. 4.4.

Оскільки деталі процедури моделювання для методів ESAS та SBS дещо відрізняються, вони будуть описані незалежно.

Для моделювання за допомогою метода ESAS, ми використовуємо спостереження MOS камерою, наведені в таб. 4.0, для побудови спектрів з областей `circle5` та `ring5-13` на енергіях 0.5 – 10.0 кeВ.¹

Таким чином, для кожного просторового регіону ми маємо одночасно моделювати 6 – 3 з MOS1 та 3 з MOS2. Оскільки спектри фону з різних спостережень дещо відрізняються, ми фіксуємо всі параметри моделі (крім константи невизначеності нормування MOS2/MOS1 та параметрів спектру залишкового фону м'яких фотонів, див. нижче) рівними для всіх шести спектрів, отриманих з того ж самого просторового регіону.

Оскільки програмне забезпечення ESAS віднімає лише складову інструментального фону, залишковий космічний фон має бути модельований за допомогою `Xspec`. Ми використовуємо модель космічного фону в вигляді `apres+(apres+pow)*wabs`, відповідно до документації ESAS. Теплова компонента холодної (~ 0.1 keV) неадсорбованої речовини `apres` [327] описує теплове випромінювання від локальної Гарячої Бульбашки. Теплова компонента гарячої (~ 0.25 keV), адсорбованої речовини `apres` описує випромінювання з гарячого гало та міжгалактичного середовища. Нетеплова адсорбована компонента `powerlaw` зі степеневим індексом $\Gamma = 1.41$ описує вклад далеких космологічних джерел, нерозділених інструментом як окремі джерела. Нормування останньої компоненти вважається сталим для обох регіонів; воно дорівнює 10.5 фотонів $\text{keV}^{-1} \text{ сек}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ср}^{-1}$. Відповідна стовпчикова густина теплого поглинача, використана в моделі `wabs` [251] обмежена згори її галактичним значенням в напрямку центру Анромеди, $n_H = 6.7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Для моделювання залишкової компоненти м'яких protonів, було використано модель `bknpow/b` (з фіксованою енергією зламу,

Примітка 1. Для подальшого аналізу, ми не використовуємо область 1.3–1.8 кeВ внаслідок наявності двох сильномінних інструментальних ліній.

3.3 кeВ), де індекс $/b$ означає, що ця компонента не інтегрується з ефективною площею інструменту.

Компонента `diskbb+bbody`, аналогічна до моделі LMXB в [346], описує вклад невиключених точкових джерел з галактики Андромеди. Дифузна компонента M31 моделюється за допомогою суми трьох компонент `vmekal` [215, 238] з фіксованими температурами та відносними вмістами елементів. Стовпчикова густина водню в моделі `wabs` тут фіксована на Галактичному рівні (див. нижче).

Після моделювання спектрів отримується обмеження на потік від додаткового тонкого гауссіану, який описує лінію розпаду темної матерії (див. описання “статистичного” методу в розділі 4.6.) з областей `circle5` та `ring5-13`. Результати показані на рис. 4.8.

Оскільки програмне забезпечення ESAS не віднімає інструментальний фон на енергіях 1.35–1.8 кeВ, ми будемо використовувати інший метод віднімання фону (що базується на роботі [287]), який дає нам можливість використати разом MOS та PN спостереження.

Очевидно, в даному методі віднімається сума космічного та інструментального фону. Тому спектри MOS та PN камер були змодельовані моделлю `wabs*(diskbb+bbody+cevmkl)` в області енергії 0.6–10.0 кeВ та 0.6–12.0 кeВ, відповідно. Величини нормованого χ^2 , отримані з моделювання спектрів, показані в таб. 4.5.

	kT_{disk} , кеВ	$norm_{disk}$	$norm_{bb}$, 10^{-6}	kT_1 , кеВ $norm_1, 10^{-3}$	kT_2 , кеВ $norm_2, 10^{-3}$	kT_3 , кеВ $norm_3, 10^{-3}$
circle5, ESAS	$0.722^{+0.236}_{-0.103}$	$0.098^{+0.098}_{-0.060}$	$6.71^{+1.07}_{-1.07}$	$0.634^{+0.169}_{-0.059}$ $0.16^{+11.55}_{-0.04}$	$0.396^{+0.113}_{-0.141}$ $0.69^{+0.75}_{-0.31}$	$0.171^{+0.031}_{-0.054}$ $1.08^{+63.44}_{-0.45}$
circle5, SBS	$0.549^{+0.171}_{-0.030}$	$0.117^{+0.116}_{-0.047}$	$8.61^{+0.92}_{-0.65}$	$0.640^{+0.144}_{-0.184}$ $0.26^{+1.09}_{-0.26}$	$0.385^{+0.069}_{-0.107}$ $0.60^{+0.64}_{-0.60}$	$0.146^{+0.104}_{-0.122}$ $0.35^{+2.65}_{-0.35}$
ring5-13, ESAS	$0.655^{+0.192}_{-0.037}$	$0.249^{+0.386}_{-0.162}$	$43.0^{+4.5}_{-9.3}$	$0.615^{+0.121}_{-0.138}$ $0.53^{+0.50}_{-0.53}$	$0.352^{+0.092}_{-0.118}$ $0.36^{+0.63}_{-0.36}$	$0.102^{+0.199}_{-0.033}$ $10.1^{+38.6}_{-7.7}$
ring5-13, SBS	$0.628^{+0.229}_{-0.139}$	$0.126^{+0.266}_{-0.092}$	$25.6^{+4.0}_{-3.2}$	$0.594^{+0.160}_{-0.082}$ $1.25^{+34.19}_{-0.69}$	$0.375^{+0.040}_{-0.087}$ $2.48^{+38.4}_{-1.93}$	$0.155^{+0.043}_{-0.074}$ $10.4^{+55.9}_{-10.4}$
TOKM, EPIC	$0.88^{+0.08}_{-0.07}$			$0.61^{+0.03}_{-0.02}$	$0.30^{+0.03}_{-0.02}$	$0.12^{+0.03}_{-0.02}$
TOKM, ACIS	$0.89^{+0.02}_{-0.01}$			$0.60^{+0.03}_{-0.02}$	$0.30^{+0.01}_{-0.01}$	$0.10^{+0.01}_{-0.01}$

Таблиця 4.4

Параметри моделі з областей circle5 та ring5-13. Також показані 90% довірчі інтервали. Аналогічні результати з роботи [346] (з кола радіусом 6 кутових мінут) позначені “TOKM”.

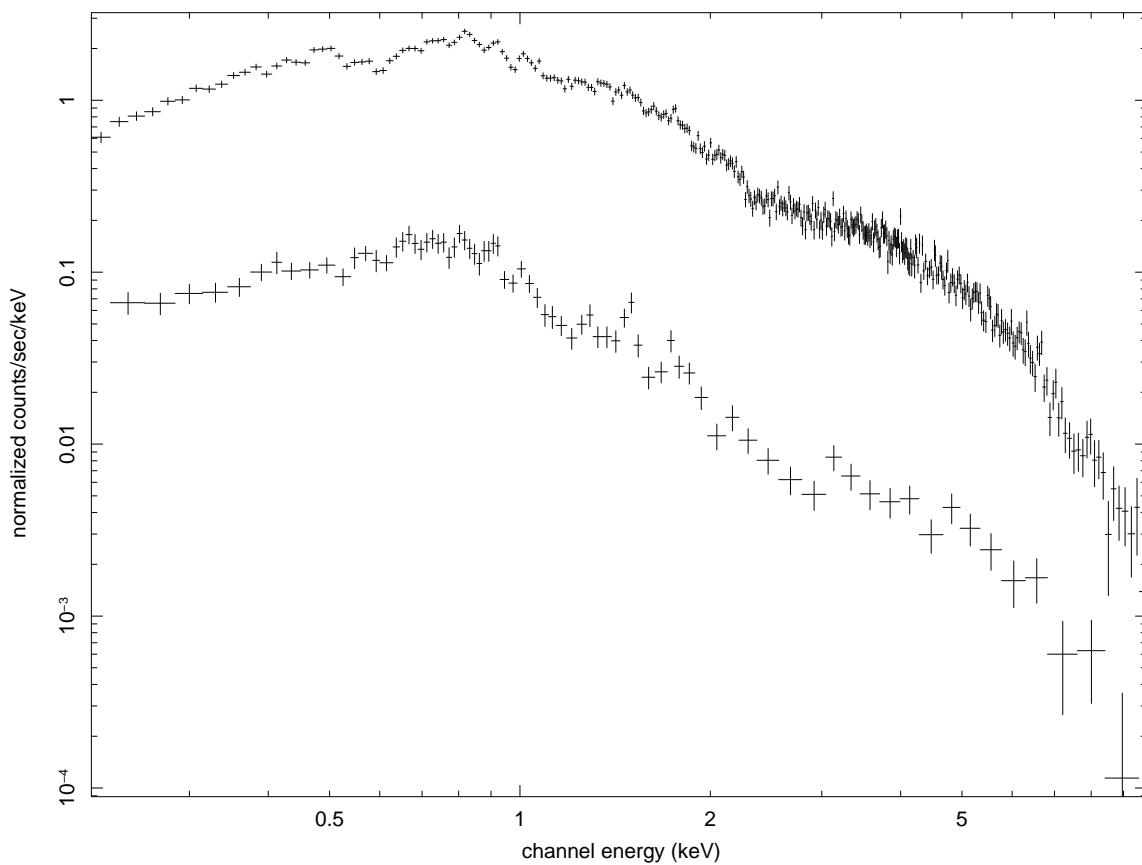


Рис. 4.5. Спектри з MOS1 камери, отримані з області `circle5`, спостереження 0112570401, без (вгорі) та з (внизу) виключенням точкових джерел.

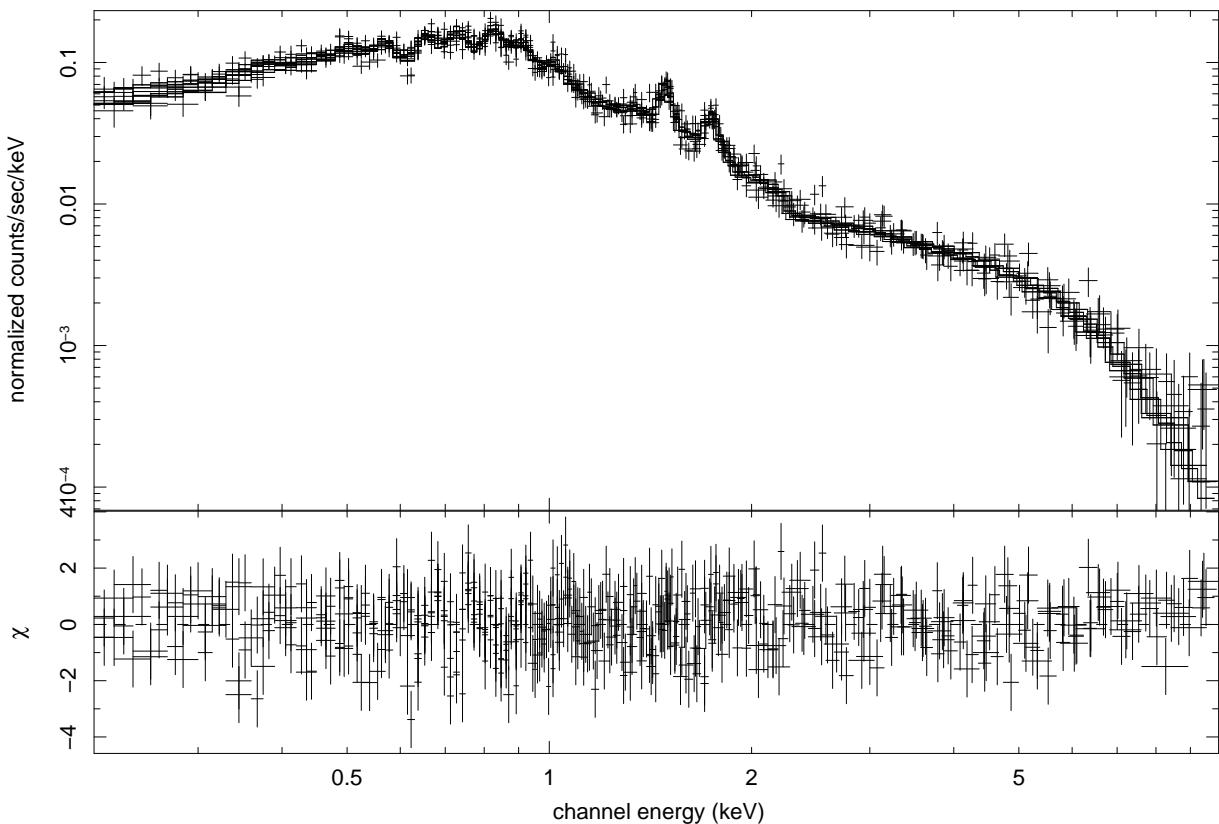


Рис. 4.6. Спектри та підібрана модель з області `circle5`, з виключенням точкових джерел.

Під час аналізу даних з камери PN з області `ring5-13`, були знайдені суттєві домішки подій з невизначенним часом приходу (які прийшли з яскравої центральної частини). Оскільки ці події формують тонкі яскраві стрічки на зображеннях, вони можуть бути легко видалені за допомогою додаткової просторової фільтрації з кожного спостереження. Після цього, для отриманих файлів подій потрібно зменшити величину маси темної матерії всередині області.

Після моделювання спектрів, була отримана границя на величину додаткового потоку, заданого тонким гаусіаном (див. опис “статистичного” методу в розділі 4.6.) з області `ring5-13`. Ця границя добре узгоджує-

	He	C	N	O	Ne	S	Ar
[171]	$1.3^{+0.3}_{-0.3}$	$1.0^{+0.7}_{-0.4}$	$1.1^{+1.0}_{-0.6}$	$0.3^{+0.2}_{-0.1}$	$0.3^{+0.2}_{-0.1}$	$1.5^{+1.2}_{-0.7}$	$0.3^{+0.2}_{-0.1}$
[172]	$1.3^{+0.4}_{-0.3}$	-	$0.5^{+0.3}_{-0.2}$	$0.4^{+0.1}_{-0.1}$	$0.5^{+0.2}_{-0.2}$	-	-
[115]	-	0.2	$1.0^{+0.2}_{-0.2}$	$0.3^{+0.1}_{-0.1}$	-	$0.8^{+0.5}_{-0.5}$	-
[56], залишки наднових	$1.6^{+0.3}_{-0.3}$	-	$0.6^{+0.3}_{-0.3}$	$0.4^{+0.1}_{-0.1}$	$0.9^{+0.1}_{-0.1}$	$0.4^{+0.1}_{-0.1}$	-
[56], області НII	-	-	$0.4^{+0.3}_{-0.3}$	$0.9^{+0.5}_{-0.5}$	-	$0.8^{+0.5}_{-0.5}$	-
Дозволені межі	1.0..1.9	0.2..1.7	0.1..2.1	0.2..1.4	0.2..1.0	0.3..2.7	0.2..0.5

Таблиця 4.5

Відносні концентрації важких елементів (в сонячних одиницях), отримані з оптичних спостережень. Також показані дозволені межі відносних концентрацій, що використовуються для побудови модельно-залежної границі (див. розділ 4.6.).

ться з аналогічною границею, отриманою за допомогою методу ESAS, див. рис. 4.9.

4.6. Отримання обмежень на параметри стерильного нейтрино.

Як показано вище, стерильні нейтрино мають призводити до появи вузької лінії в рентгенівському спектрі, яку ми хочемо знайти. В даному розділі ми описемо дві незалежні техніки, які ми будемо використовувати.

Вище 2.0 кeВ, в спектрі є невелика кількість емісійних ліній, і домінує спектральний континуум. В цьому випадку, ми можемо використовувати “статистичний” метод описаний, наприклад, в роботі [80]. Згідно даному методу, ми спочатку моделюємо спектри за допомогою вибраної “фізичної” моделі. Далі ми змінюємо модель, додаючи тонкий гауссіан за допомогою Xspec команди addcomp. Після цього, ми фіксуємо енергію гауссіану E_γ , залишаючи його напівширину σ змінною з інтервалі 0–10 eВ, та повторюємо моделювання. Для кожної енергії лінії, ми перероблюємо моделювання

Регіон	Нормована χ^2	Число ст.вільн.
ESAS, circle5	1.071	399
SBS MOS, circle5	1.102	371
ESAS, ring5-13	1.109	1608
SBS MOS, ring5-13	0.994	1735
SBS PN, ring5-13	1.007	2754
SBS PN-OOT, ring5-13	0.995	2715
SBS MOSPN-OOT, ring5-13	1.009	4082

Таблиця 4.6

Нормована величина χ^2 для наших областей.

та отримуємо верхню межу на інтенсивність додаткової лінії, дозволяючі всім іншим параметрам (включаючи відносні концентрації важких елементів що створюють теплові емісійні лінії) вільно змінюватися для того, щоб потік від доданої лінії міг би дорівнювати частині потоку від інших компонент моделі). Після цього, ми знаходимо 3σ верхню межу на потік від додаткового гауссіана за допомогою Xspec команди `error <line norm> 9.0`. Для отримання консервативних обмежень, ми дозволяємо якнайменше більше свободи для зміни інших параметрів моделі.

Нижче 2.0 кeВ, в спектрі присутні багато сильних емісійних ліній, які домінують над випромінюванням континууму, створюючи “ліс ліній”, в якому важко відрізити одну емісійну лінію від іншої. Крім того, в даному проміжку енергій присутні дві сильні інструментальні лінії від MOS камери (на енергіях ~ 1.49 та ~ 1.75 кeВ, відповідно). Це призводить до неможливості отримати модельно-незалежні обмеження за допомогою “статистичного” методу, описаного вище. Для отримання надійним обмежень в даній області енергій, був використаний так званий метод “повного потоку”. За цим методом, ми прирівнюємо потік від лінії розпаду темної матерії до пов-

ного потоку плюс три неоднозначності потоку на інтервалі енергій ΔE що дорівнює спектральній роздільній здатності інструменту.¹

Слід зауважити, що метод “повного потоку”, як правило, призводить до суттєво слабших обмежень, ніж “статистичний” метод. Причина полягає в тому, що в області доміювання континууму можна вибрати коректну модель континууму, і потік від цієї моделі не буде давати внесок в верхню межу інтенсивності додаткової лінії¹, тому інтенсивність випромінювання від можливої лінії розпаду темної матерії має приблизно дорівнювати трем *невизначеностям* повного потоку на інтервалі енергій ΔE . Слід також зауважити, що можна покращити обмеження за допомогою “статистичного” методу за допомогою комбінації декількох спостережень того ж регіону (що, фактично, зменшує похибку визначення потоку). Ця властивість робить “статистичний” метод особливо корисним під час аналізу просторових областей, незалежно спостережуваних *багато* разів, зокрема центральної частини M31. Це є причиною побудови додаткових *модельно-залежних* “статистичних” обмежень на енергіях нижче 2.0 кeВ. Для зменшення неоднозначності в вибору моделі, ми фіксуємо більшість відносних концентрацій важких елементів на їх значеннях, допустимих оптичними спостереженнями галактики M31 [171, 172, 115, 56]. Довірчі інтервали цих відносних концентрацій наведені в таб. 4.4.

Примітка 1. Для отримання правильних значень ΔE , потрідно згорнути тонкий гауссіан з відповідною функцією відгуку, обчислюючи ширину на половині максимуму отриманого сигналу. Величина ΔE , порахована таким чином, повільно зростає з енергією лінії та дорівнює 0.18-0.21 кeВ в області енергій 0.5-2.0 кeВ, на відміну від роботи [376], де було використано $\Delta E = E/30$.

Примітка 1. В іншому випадку, це буде означати *статистично недостовірне* співпадіння за енергіями лінії розпаду темної матерії та лінії поглинання невідомої природи, які мали б компенсувати одну одну.

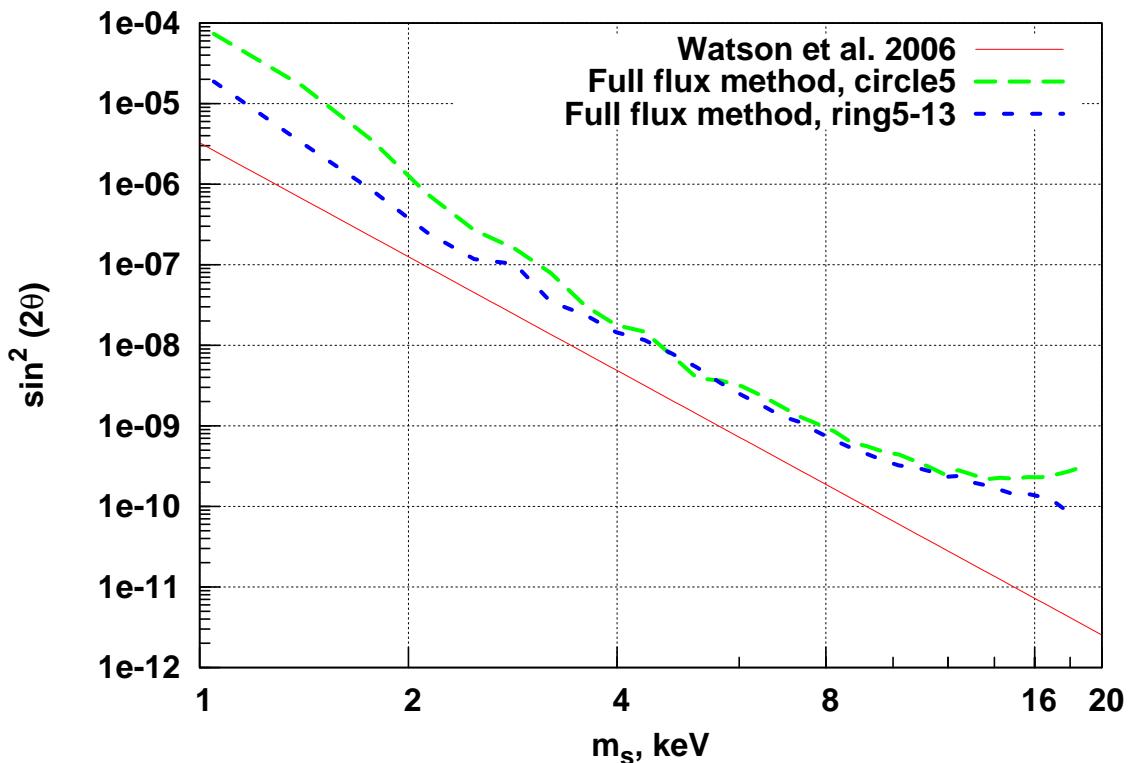


Рис. 4.7. Обмеження на параметри $(m_s, \sin^2(2\theta))$, отримані за допомогою методу повного потоку з різних областей М31 (область простору параметрів *вище* кривої є виключеною). Обмеження з роботи [376] наведені для порівняння.

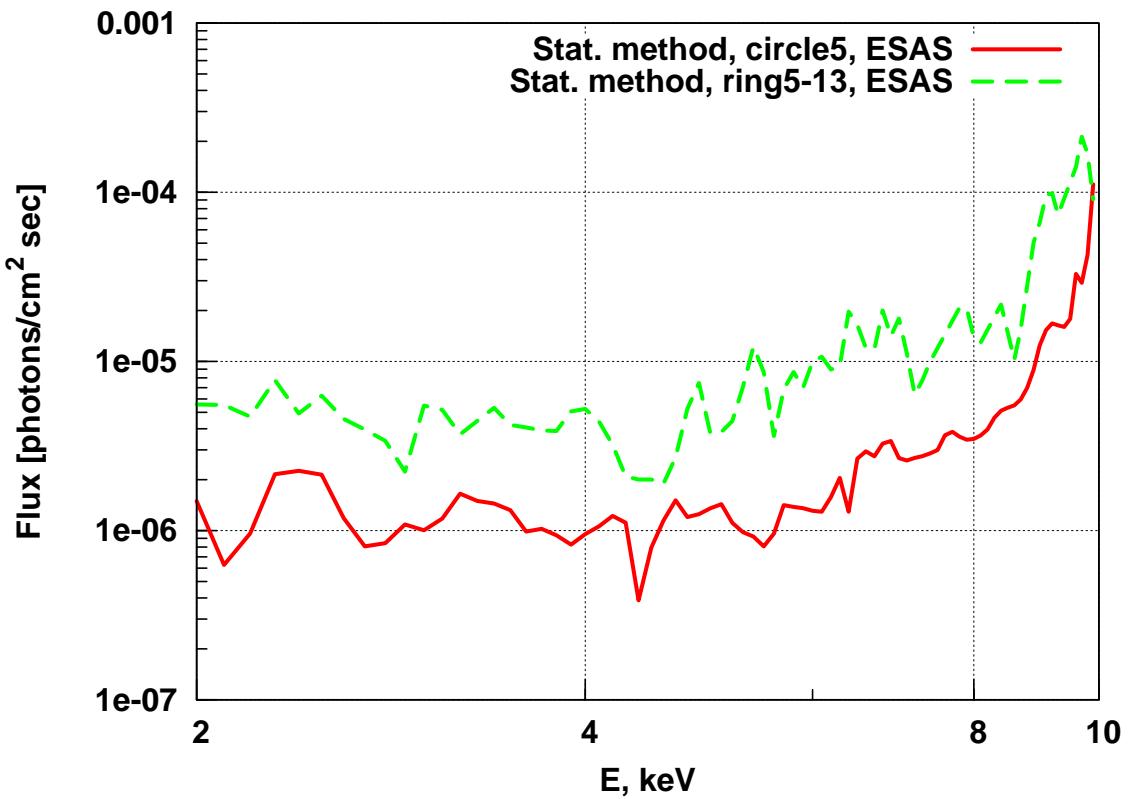


Рис. 4.8. Обмеження на потік вузької лінії від темної матерії, що розпадається, отримані за допомогою статистичного методу (фон відмівався за допомогою методу ESAS) з різних областей M31 (область простору параметрів *вище* кривої є виключеною).

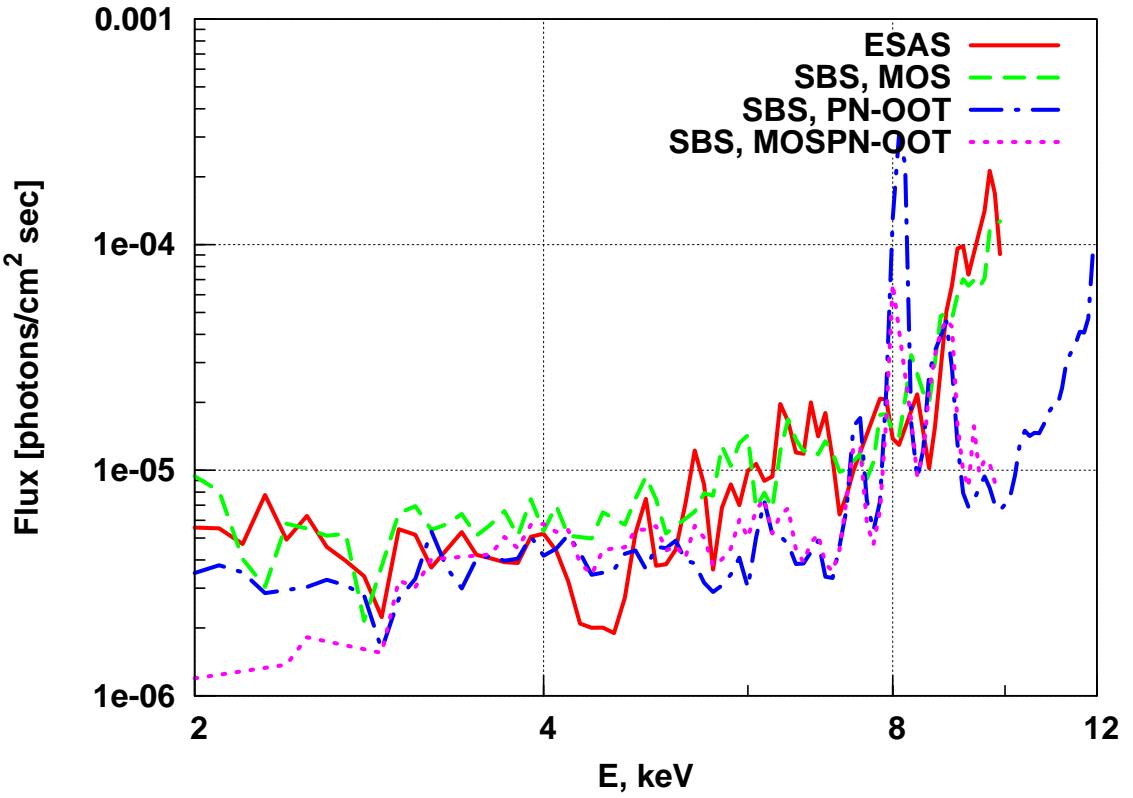


Рис. 4.9. Обмеження на потік вузької лінії від темної матерії, що розпадається, отримані за допомогою статистичного методу з області `ring5-13` (область простору параметрів *вище* кривої є виключеною).

Отримані обмеження показані на рис. 4.7, 4.8, 4.9 (два останніх обмеження побудовані в параметрах енергія фотона–потік замість параметрів $m_s, \sin^2(2\theta)$). Для порівняння наших результатів з попередніми результатами [376] також були побудувані обмеження методом “повного потоку” з обох областей M31. З рис. 4.7 видно що наші обмеження з області `circle5` є значно слабшими, ніж відповідні результати [376] (на фактор 2–3 в області $m_s \sim 4$ кеВ, та більш як на порядок величини в областях $m_s \lesssim 2$ кеВ та $m_s \gtrsim 12$ кеВ). Існує декілька причин для цього. Як відзначалося в розділі 4.3.1., ми використовуємо в ~ 7 разів більш консервативну оцінку кількості темної матерії всередині поля зору. Це повязано з тим, що ми використовуємо більш новий та більш консервативний профіль темної матерії [139] і визначаємо кількість темної матерії всередині поля зору за

допомогою точного інтегрування вздовж поля зору з виділенням точкових джерел, а не простим рескейлінгом сигналу з поля зору, що містить точкові джерела (див. розділ 4.3.1.). В той же час, порівнюючи наш спектр дифузного випромінювання (рис. 4.5-4.6) з рис. 1 в роботі [376], ми бачимо, що інтенсивність нашого дифузного спектру є в $\sim 2 - 3$ разів меншою. Таким чином, ми би мали очікувати відмінність в 2–3 рази між нашими результатами (як це видно, зокрема, в області $m_s \sim 4$ кeВ).

Додаткова відмінність на низьких енергіях полягає в різному виборі інтервалів енергій. В роботі [376] інтервал енергій дорівнює приблизно $E_\gamma/30 = m_s/60$, в той час як в даній роботі було використано функції відгуку *XMM-Newton* (як описано в помітці 1 вище). Цей ефект є особливо суттєвим на низьких енергіях: наприклад, при $E \sim 1$ кeВ ми отримали $\Delta E \approx 0.2$ кeВ, що є в ~ 6 разів більше ніж [376]. Таким чином, на малих енергіях потрідно очікувати обмеження, слабші на порядок за вказані в роботі [376].

Іншим важливим ефектом є поведінка на високих енергіях. Отримані нами обмеження залишаються приблизно однаковими при $m_s \gtrsim 10$ кeВ ($E_\gamma \gtrsim 5$ кeВ), що протирічить монотонно спадним обмеженням, отриманим в [376]. Це пов'язано з тим, що в роботі [376] використовувався множник переходу від швидкості подій до потоку (фактично, ефективна площа інструменту), усереднений за енергіями, див. розділ IV в [376]. Проте ефективна площа *XMM-Newton* (зокрема, MOS камери) сильно спадає на енергіях більших 5 кeВ, прямуючи фактично до нуля на енергіях 9–10 кeВ. Таким чином, після правильного переходу, постійна швидкість подій на високих енергіях, постульована в роботі [376] мала би призводити до різкого збільшення потоку в фотонах на секунду на см^2 , що є, звичайно, неправильним. Саме тому ми провели аналіз даних, беручи до уваги зміну ефективної площини з енергією, і наші обмеження сильно послабшуються на високих енергіях. Цей ефект є добре відомим і присутній в багатьох робо-

тах, які стосується спектрального аналізу даних з супутників *XMM-Newton* або *Chandra*.

4.7. Висновки

Використовуючи публічні дані спостередень супутником *XMM-Newton* центральної частини галактики Андромеди (M31), було отримано нові обмеження на параметри темної матерії, що розпадається. Було проаналізовано різні розподіли темної матерії, в результаті чого була отримана консервативна оцінка маси темної матерії всередині центральної області розміром $13'$ за допомогою моделі M31B з роботи [382]. Було знайдено, що виключення великої кількості точкових джерел з центральної частини M31 суттєво покращить наші обмеження, тому ми також підразували масу темної матерії в отриманих “сироподібних” областях за допомогою Монте Карло моделювання.

За рахунок низької поверхневої яскравості досліджуваних областей, вибір методу віднімання фону є важливим. Для обробки даних *XMM-Newton* з цих областей бали використані два суттєво різні методи віднімання фону – the Extended Sources Analysis Software (ESAS), та метод віднімання фону чистого неба (SBS). Було показано, що ці методи віднімання фону призводять до одинакових результатів.

Для порівняння даних результатів з отриманими в попередній роботі [376], було отримано обмеження (показані на рис. 4.7) за допомогою методу повного потоку з центральної $5'$ області M31, які в основному підтверджують результати роботи [376], зважаючи увагу на більш консервативну оцінку маси темної матерії та правильний аналіз даних, використані в нашій роботі (див. розділ 4.6. для детального обговорення).

Отримані (модельно-залежні та модельно-незалежні) обмеження згори на параметри стерильного нейтрино показані на рис. 4.11. Результати попередньої роботи [376] були покращені на порядок величини для області мас

$4 \text{ кeВ} \lesssim m_s \lesssim 8 \text{ кeВ}$. Враховуючи наявність суттєвої низькоенергетичної теплової компоненти в дифузному випромінюванні M31, для отримання модельно-незалежних обмежень був використаний метод “повного потоку” при $m_s < 4.0 \text{ кeВ}$ (тобто $E_\gamma < 2.0 \text{ кeВ}$). В цій області, найсильнішими обмеженнями залишаються попередні обмеження з роботи [81]. Також більші отримані модельно-залежні обмеження при $E_\gamma < 2.0 \text{ кeВ}$ за допомогою “статистичного” методу; в цьому випадку, модель космічного випромінювання була знайдена за допомогою фіксування концентрацій важких елементів в межах, отриманих з оптичних спостережень.

Порівняння отриманого обмеження згори на параметри стерильного нейтрино з обмеженням знизу для механізму пульсарних кіків [134] дозволяє виключити частину області параметрів даного механізму ($4 \text{ кeВ} < m_s < 20 \text{ кeВ}$). Більш детально ці обмеження будуть розглянуті в наступному розділі.

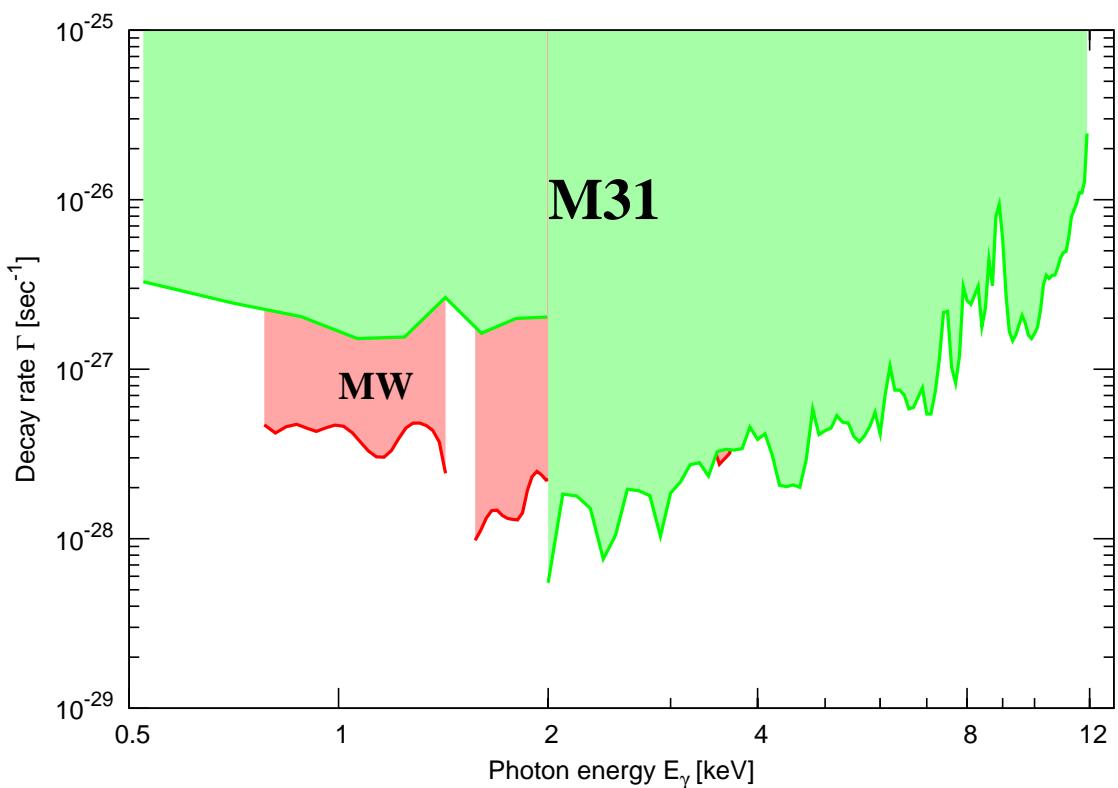


Рис. 4.10. Обмеження на ширину розпаду Γ темної матерії, яка розпадається з утворенням вузької фотонної лінії, отримані в даній роботі (“M31”) та попередній роботі [81] (“MW”). Зафарбована область параметрів є виключеною.

Слід також зазначити, що результати, отримані в даному розділі, можуть бути використані для обмеження області параметрів будь-якого кандидату в темну матерію, що розпадається (наприклад, гравітіно) з шириною розпаду Γ , випускаючи фотон з енергією E_γ . Отримані результати показані на рис. 4.10.

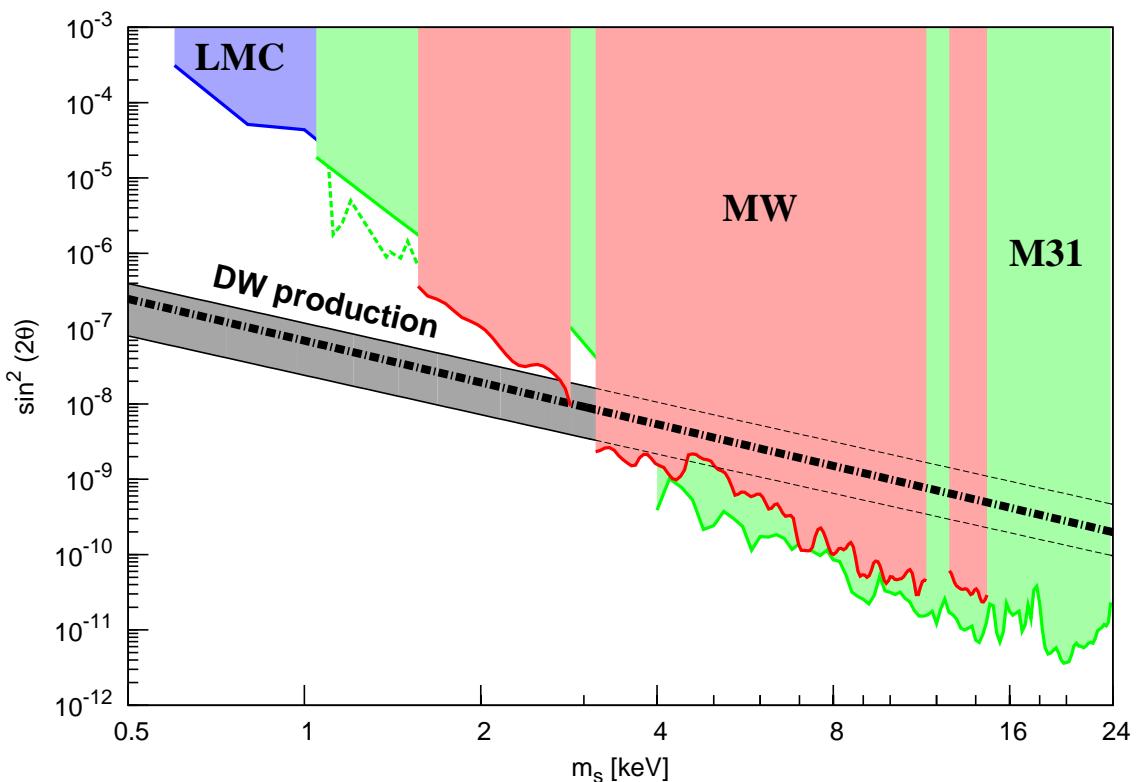


Рис. 4.11. Обмеження на параметри стерильних нейтрино, вироблених за допомогою нерезонансних осциляцій. Зафарбовані області є виключеними. Сірий регіон відповідає області параметрів, яка передбачає правильну густину темної матерії в рамках нерезонансного сценарію, згідно роботі [21]. Кольоровими зафарбованими областями показані обмеження з “LMC” [80], “MW” [81] та “M31” (дана робота). Модельно-залежні обмеження при $m_s < 2$ кеВ, отримані в даній роботі, показані зеленою штрафованою лінією.

Результати даного розділу є важливими для визначення моделі виробництва стерильних нейтрино. Зокрема, виявляється, що виробництва 100% темної матерії в рамках моделі стерильних нейтрино за допомогою нерезонансних осциляцій [117], фактично повністю виключається даними спостереженнями, разом з іншими обмеженнями з фазової густини [82] та аналізу Ly- α [75]. В той же час, механізми виробництва стерильних нейтрино за допомогою резонансних осциляцій [322] наразі не є виключеними. Крім того, залишається альтернативний механізм виробництва стерильних нейтрино за допомогою розпаду легкого інфлатона [320], який не може бути виключений за допомогою аналізу рентгенівських спостережень. Таким чином, стерильне нейтрино залишається цікавим кандидатом на роль темної матерії. Однією з найцікавіших областей параметрів стерильного нейтрино є область низьких мас, яка може бути перевірена за допомогою лабораторних експериментів [47] та майбутніх рентгенівських космічних спектрометрів [73, 158].

РОЗДІЛ 5

Проблеми теорії спалахів масивних наднових з врахуванням впливу стерильних нейтрино та кипіння ядерної речовини прото-нейтронних зірок

5.1. Вступ

Як було відмічено в розділі 1, стерильні нейтрино в рамках моделі ν MSM, крім пояснення явищ темної матерії, осциляцій нейтрино та баріонної асиметрії Всесвіту можуть мати багато інших астрофізичних проявів. Один з таких проявів - наявність вузької лінії розпаду - був детально досліджений в попередньому розділі 4. Іншим цікавим астрофізичним явищем, на який можуть суттєво впливати стерильні нейтрино, є *спалахи масивних наднових*¹.

Детальний опис стандартної картини спалаху масивних наднових наведений, наприклад, в [42]. Спалахи масивних наднових відбуваються, коли масивні зорі з масою $\gtrsim 8M_{\odot}$ наближаються до кінцевої стадії своєї еволюції. В центрі зірок такої маси формується залізне ядро, оточене оболонками кремнію, кисню, азоту, вуглецю, гелію, та зовнішньою водневовою оболонкою. Початкове залізне ядро має густину порядку $10^9 \text{ г}/\text{см}^3$, при цьому гравітаційний тиск стримується в основному тиском виродженого електронного газу. Під час еволюції, маса залізного ядра збільшується, поки не досягне значення порогу Чандрасекара [97],

$$M_{Ch} \approx 5.83 Y_e^2 \left[1 + \left(\frac{s_e}{\pi Y_e} \right)^2 \right] M_{\odot}, \quad (5.1)$$

Примітка 1. Слід зазначити, що *єдиним* достовірно зареєстрованим джерелом космічних нейтрино поза межами Сонячної системи є спалах масивної наднової SN 1987A, в процесі якого було зареєстровано близько 20 електронних антинейтрино з енергією в кілька десятків MeВ, див. [52, 161, 162].

де Y_e та s_e позначають середнє число та ентропію електронів на один баріон. Для типової масивної зорі з масою $15 M_\odot$ $Y_e = 0.45$, $s_e = 0.52$ [193], звідки отримуємо $M_{Ch} \approx 1.34 M_\odot$. Після досягнення порогу Чандрасекара, тиск вироджених електронів не може протидіяти гравітаційному тиску, і ядро зорі стискується. Під час стискування, частина вивільненої гравітаційної енергії випромінюється у вигляді нейтрино, а більша частина залишку - на фотодисоціацію ядер групи заліза, тому температура зростає дуже повільно, і ядро зорі колапсує майже вільно. Коли густота ядра досягає 10^{12} г/см³, час виходу нейтрино з ядра стає більшим за час колапсу. Дійсно, вже при густині порядку 10^{10} г/см³ довжина вільного пробігу нейтрино в ядрі,

$$\lambda_\nu \simeq 8.5 \cdot 10^6 \text{ см} \left(\frac{\rho}{3 \times 10^{10} \text{ г/см}^3} \right)^{-1} \left(\frac{E_\nu}{10.3 \text{ MeB}} \right)^{-2}, \quad (5.2)$$

стає меншою за радіус ядра,

$$R_{core} \approx 2.7 \times 10^7 \text{ см} \left(\frac{\rho}{3 \times 10^{10} \text{ г/см}^3} \right)^{-1/3}, \quad (5.3)$$

а при подальшому зростанні густини, час дифузії нейтрино з центра ядра,

$$t_{diff} \simeq \frac{3R^2}{c\lambda_\nu} \approx 0.23 \text{ сек} \left(\frac{\rho}{10^{12} \text{ г/см}^3} \right), \quad (5.4)$$

стає більшим за характерний час колапсу ядра [193],

$$t_{dyn} \approx 4 \times 10^{-3} \text{ сек} \left(\frac{\rho}{10^{12} \text{ г/см}^3} \right)^{-1/2}. \quad (5.5)$$

В результаті, інтенсивність випромінювання нейтрино зменшується і більша частина вивільненої енергії гравітаційного зв'язку переходить в енергію Фермі електронів та електронних нейтрино, яка досягає відповідно 300 та 200 MeB наприкінці колапсу. Колапс зупиняється силами ядерного відштовхування, коли густота речовини ядра перевищує нормальну ядерну густину, $\sim 10^{14}$ г/см³. Оскільки колапс центральної частини ядра є гомологічним [150], в результаті виникає ударна хвиля відскоку, яка рухається від центральної частини ядра [86].

Початкова енергія первинної ударної хвилі близько 10 Бете¹ [42], що перевищує спостережувану величину кінетичної енергії ударної хвилі (порядку 1-2 Бете, див. [44]). Проте, як виявляється, первинна ударна хвиля швидко втрачає енергію на фотодисоціацію ядер [106, 234] та випромінювання нейтрино [86]. Дійсно, фотоіонізація ядер забирає близько 8.8 МeВ на нуклон, або 1.7 Бете на $0.1M_{\odot}$. Оскільки первинна ударна хвиля народжується на масовій координаті² $0.7 M_{\odot}$, втрати енергії на фотодисоціацію та випромінювання нейтрино змушують первинну ударну хвиллю зупинитися на масовій координаті близько $1.3\text{-}1.4 M_{\odot}$ (що відповідає *максимальному* значенню радіальної координати 100-300 км), що не дозволяє первинній ударній хвилі вийти назовні (маса колапсуючої центральної частини близько $1.5\text{-}1.8 M_{\odot}$), створюючи, таким чином, проблему пояснення спалахів наднових.

Для пояснення спостережуваних спалахів наднових, Бете та Вілсоном [45] було запропоновано механізм *піджизивлення ударної хвилі* за допомогою поглинання невеликої частини гіантської енергії (кілька сотень Бете!), яка випромінюється в нейтрино та антineйтрино впродовж кількох секунд після утворення прото-нейтронної зорі [254]. Згідно моделі Бете та Вілсона, більша частина енергії нейтрино та антineйтрино випромінюється з області радіусом 25-50 км (так званої *нейтриносфери*; при цьому, середня енергія випромінених нейтрино та антineйтрино складає 15-20 МeВ, що узгоджується з результатами спостережень електронних антineйтрино від наднової SN 1987A, див. [52, 161, 162]). Між нейтриносферою та ударною хвилею існує область низьких температур (так звана *область нейтринного нагріву*, англ. gain layer), де швидкість виділення енергії за рахунок взаємодії нейтрино з нуклонами та електронами перевищує швидкість втрат

Примітка 1. $1 \text{ Бете} \equiv 10^{51} \text{ ерг}$ - величина, зручна для вимірювання енергії, яка вивільняється при спаласі масивних наднових.

Примітка 2. Для даного опису зручно використовувати так звану *масову координату* - масу речовини всередині сфери заданого радіуса.

енергії за рахунок випромінювання нейтрино. Наявність області нейтринного нагріву дозволяє, по-перше, стримати ударну хвилю на відстанях 200–400 км від центру прото-нейтронної зорі, поки більша частина речовини, падаючої на прото-нейтронну зорю, не сколапсує (при цьому в області нейтринного нагріву підтримується низька температура, $\lesssim 1$ MeВ, що суттєво зменшує втрати на фотоіонізацію падаючої речовини, на відміну від випадку розповсюдження первинної ударної хвилі).

Важливим додатковим припущенням Бете та Вільсона було суттєве збільшення потоку нейтрино з ядра, яке на той час вважалося маломовірним, оскільки основним джерелом переносу нейтрино вважалася повільна дифузія. Метод збільшення світності нейтрино був знайдений після того, як нейстійкість дифузії нейтрино відносно конвективних процесів в центрі прото-нейтронної зорі була передбачена [43] та знайдена (див. [89, 91] та посилання в них). Тим не менше, численні моделювання “підживлення” ударної хвилі за рахунок нейтрино до сих пір приводять до протиріч. В той час, як спалахи з кінетичною енергією до 1.72 Бете були отримані в [311] (0.5 Бете в [89], 0.1 Бете в [181], 0.94 Бете в [310]), також існують моделювання, в яких спалахи не відбуваються взагалі [214, 173].

Вказане протиріччя між спостережуваними даними та результатами чисельних моделювань стимулювало появу альтернативних механізмів спалаху масивних наднових. Магніто-ротаційний механізм, запропонований в [53], може забезпечити спалах з енергією до 0.61 Бете на протязі ~ 0.5 сек після відскоку ядра [55, 248]. Акустичний механізм, запропонований в [92], також призводить до спалаху наднової; незважаючи на те, що енергія вибуху є досить невизначеною (порядку 0.1–0.5 Бете), він розвивається на часовому масштабі в декілька сот мілісекунд. Таким чином, навіть якщо прийняти до уваги альтернативні механізми, результатуючий вихід енергії ударної хвилі буде меншим за спостережувані значення. Таким чином, задача отримання реалістичних спалахів за допомогою підсилення нейтрин-

ного механізму все ще залишається актуальною. Зазначимо також, що вивчення властивостей нейтрино, згенерованих під час спалахів наднових, дозволяє обмежити властивості стерильних нейтрино (зокрема, кут змішування з активними нейтрино). Саме тому, дослідження механізму спалахів наднових є важливим для отримання обмежень на властивості частинок темної матерії. В п. 5.2 буде даний огляд можливим механізмам перетворення активних нейтрино в стерильні (так званим осциляціям нейтрино), в п. 5.3 - будуть розглянуті два основні механізми впливу осциляцій активних нейтрино в стерильні (втрата лептонного числа та випадок подвійного резонансу) на нейтринний механізм спалахів масивних наднових. Після цього, в п. 5.4 буде розглянутий альтернативний механізм кипіння речовини прото-нейтронної зорі, та оцінена його ефективність в вирішенні проблеми недостачі кінетичної енергії вибуху масивних наднових. Висновки розділу наведені в п. 5.5.

5.2. Осциляції між активними та стерильними нейтрино

Основним джерелом впливу стерильних нейтрино на нейтринний механізм спалахів наднових є так звані *осциляції нейтрино*. Явище осциляцій активних нейтрино - переходу між нейтрино різних поколінь - є наразі добре вивченим на прикладі як природніх (сонячних та атмосферних), так і штучних (породжених ядерними реакторами та прискорювачами) нейтрино, див. огляди [131, 145, 342].

5.2.1. Нерезонансні осциляції. Розглянемо вираз, який описує переходи активних нейтрино $|\nu_a\rangle$ в стерильні $|\nu_s\rangle$ та навпаки. Для спостереження осциляцій нейтрино потрібне виконання двох умов. По-перше, стани $|\nu_a\rangle$ та $|\nu_s\rangle$ повинні відрізнятися від станів з фіксованою масою нейтрино (позначимо їх $|\nu_1\rangle$ та $|\nu_2\rangle$, де $m_2 > m_1$); цю умову можна переписати у

вигляді [1]

$$|\nu_a\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle + \sin\theta|\nu_2\rangle, \quad |\nu_s\rangle = -\sin\theta|\nu_1\rangle + \cos\theta|\nu_2\rangle, \quad (5.6)$$

де θ - кут змішування активного нейтрино зі стерильним. По-друге, маси станів $|\nu_1\rangle$ та $|\nu_2\rangle$ мають відрізнятися, в результаті чого, при проходженні відстані L в *вакуумі*, кінцеві стани нейтрино відрізняються від початкових на фазовий множник:

$$|\nu_j(t, L)\rangle = e^{-i(E_j t - p_j L)}|\nu_j(0)\rangle, \quad (5.7)$$

де p_j та E_j - імпульс та енергія нейтрино j -того сорту. Вважаючи, що енергія нейтрино фіксована¹ та використовуючи співвідношення між енергією та імпульсом ультрарелятивістських частинок, отримуємо, що еволюція станів в масовому базисі в залежності від пройденної відстані L описується виразом

$$|\nu_j(L)\rangle = e^{-i\frac{m_j^2}{2E}L}|\nu_j(0)\rangle. \quad (5.8)$$

Враховуючи рівняння 5.6, отримуємо вірогідність переходу між станами нейтрино

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} + (-1)^{\delta_{\alpha\beta}} \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} L \right), \quad (5.9)$$

що описує осциляції нейтрино з амплітудою $\sin^2 2\theta$ та довжиною

$$L_{osc} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}. \quad (5.10)$$

Для $E = 100$ МeВ та $\Delta m^2 \approx m_s^2 = 1$ кeВ² довжина вакуумних осциляцій нейтрино складає близько $2.5 \cdot 10^{-2}$ см, що є значно меншим за довжину вільного пробігу активних нейтрино (яка, згідно рівнянню (5.2), складає порядка кількох сантиметрів в центральній частині ядра). Враховуючи

Примітка 1. Слід зазначити, що питання про те, чи є стани народжених нейтрино власними станами оператора енергії або ж оператора імпульса, є важливим для розгляду осциляцій нерелятивістських нейтрино, а також для вивчення границь застосування картини осциляцій (зокрема, наближення осциляцій не виконуються, якщо нейтрино різних мас приходять в одну і ту ж точку за суттєво різний час). В даному розділі, ми будемо вважати нейтрино ультрарелятивістськими, що дозволяє обмежитись гіпотезою про те, що народжені нейтрино є власними станами оператора енергії.

розкид енергій нейтрино всередині наднової, вакуумні осциляції між активними та стерильними нейтрино сильно замиваються і за умови $\sin^2 2\theta \ll 1$ фактично не впливають на нейтринний механізм вибуху наднових.

5.2.2. Резонансні осциляції. Критерій адіабатичності. Оскільки середовище прото-нейтронної зорі являє собою щільну речовину, розповсюдження активних нейтрино всередині прото-нейтронної зорі суттєво модифікується в порівнянні з вакуумним випадком, розглянутим в попередньому розділі. Вплив середовища на розповсюдження нейтрино можна врахувати, вводячи ефективний доданок до гамільтоніану, який описує еволюцію станів системи:

$$H_{eff} = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} + V \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5.11)$$

де потенціал взаємодії задається виразом¹ [1, 266]

$$V = \begin{cases} \sqrt{2}G_F [2(n_{\nu_e} - n_{\bar{\nu}_e}) + (n_{e^-} - n_{e^+}) - n_n/2], \\ \sqrt{2}G_F [(n_{\nu_e} - n_{\bar{\nu}_e}) - n_n/2], \\ \sqrt{2}G_F [(n_{\nu_e} - n_{\bar{\nu}_e}) - n_n/2] \end{cases} \quad (5.12)$$

для осциляцій $\nu_e \rightleftarrows \nu_s$, $\nu_\mu \rightleftarrows \nu_s$ та $\nu_\tau \rightleftarrows \nu_s$, відповідно. Хвильове рівняння в однорідному середовищі,

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = H_{eff} \Psi, \quad \Psi = \begin{pmatrix} \nu_a \\ \nu_s \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

можна переписати у вигляді ефективного хвильового рівняння у вакуумі,

$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \nu_a \\ \nu_s \end{pmatrix} = \frac{\Delta m_m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_a \\ \nu_s \end{pmatrix}, \quad (5.14)$$

Примітка 1. В даному виразі було знехтувано вкладом від теплових нейтрино та антинейтрино, оскільки в прото-нейтронній зорі температури є значно меншими за хімічний потенціал електронних нейтрино, а також різницями концентрацій $n_{\nu_\mu} - n_{\bar{\nu}_\mu}$ та $n_{\nu_\tau} - n_{\bar{\nu}_\tau}$ нейтрино в порівнянні з різницею $n_{\nu_e} - n_{\bar{\nu}_e}$.

$$\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}, \quad (5.15)$$

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}}, \quad \xi \equiv \frac{2EV}{\Delta m^2}. \quad (5.16)$$

Ефективна довжина осциляцій в цьому випадку дорівнює

$$L_{osc,m} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m_m^2} = \frac{L_{osc}}{\sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}}. \quad (5.17)$$

Коли $\xi = \cos 2\theta$, ефективний кут змішування стає максимальним, $\theta_m = \pi/4$ (випадок резонансу *Міхеєва-Смірнова-Вольфенштейна* [239, 386]). Слід за-значити що, згідно результатам розділу 4, $\sin^2 2\theta \leq 10^{-6}$, звідки $L_{osc,res} \gg L_{osc}$, тобто довжина резонансних осциляцій, як правило, суттєво перевищує довжину вільного пробігу нейтрино в ядрі. Ми повернемося до цього нижче.

Під час виводу рівнянь, які описують резонанс Міхеєва-Смірнова-Вольфенштейна, було прийнято, що потенціал V слабко змінюється на масштабі довжини осциляції. Відповідна умова називається *критерієм адіабатичності* резонансних осциляцій. Більш точно, критерій адіабатичності можна записати у вигляді [193]

$$\gamma \equiv \frac{\Delta m^2}{E \left| \frac{\partial \log n_e}{\partial z} \right|_{res}} \sin 2\theta \tan 2\theta \gg 1. \quad (5.18)$$

5.2.3. Роль пружних зіткнень. “Квантовий ефект Зенона” та декогерентність. Результати, наведені вище, отримані в наближенні нехтовно малого вкладу зіткнень між частинками. В випадку резонансного перетворення нейтрино всередині протоннейtronnoї зорі ефективна довжина осциляцій $L_{osc,m}$ стає набагато більшим за середню довжину вільного пробігу, λ_ν . Оскільки кожне розсіяння призводить до фіксації стану нейтрино у вигляді $|\nu_a\rangle$, осциляції нейтрино сильно сповільнюються. В квантовій механіці даний ефект відомий під назвою *квантового ефекту Зенона* [246].

Слід зазначити, що всередині протоннейtronnoї зорі роль квантового ефекта Зенона може бути подавленою власлідок явища *декогерентності* нейтрино. Внаслідок втрати когерентності, стан системи перестає описуватися

за допомогою хвильової функції, тому для аналізу таких систем використовується формалізм матриці густини, що значно ускладнює розрахунки. На даний момент не існує загальновизнаного методу опису осциляцій між активними та стерильними нейтрино в рамках даного формалізму (див. відповідні спроби в роботах [70, 71]). Крім того, оскільки задачею даної роботи є оцінка впливу стерильних нейтрино на механізм вибуху масивних наднових, ми не будемо розглядати ці ефекти кількісно, зосередившись на випадку слабкості впливу зіткнень нейтрино з середовищем прото-нейтронної зорі.

5.3. Вплив стерильних нейтрино на ефективність нейтринного механізму

В літературі існує два сценарії впливу стерильних нейтрино на ефективність нейтринного механізму вибуху масивних наднових. Згідно першому сценарію, резонансне перетворення активних нейтрино та антинейтрино в стерильні призводить до втрати лептонного числа. Наприклад, як показано в роботах [284, 323], у випадку кутів змішування ν_e - ν_s

$$\sin^2 2\theta \gtrsim 10^{-8} \left(\frac{m_s}{1\text{keB}} \right)^{-2}, \quad 1\text{keB} \lesssim m_s \lesssim 10\text{keB}, \quad (5.19)$$

лептони виходять з ядра наднової ще до вибуху, тому нейтринний механізм вибуху наднової є неможливим. Інший механізм впливу стерильних нейтрино на перенос лептонного числа розглянутий в роботах [159, 160]. Зокрема, в даних роботах було показано, що для нейтрино високих енергій ($\gtrsim 100$ MeB) існує можливість утворення *двох* резонансів, один з яких знаходиться всередині ядра прото-нейтронної зорі, а інший - між прото-нейтронною зорою та ударною хвилею. В результаті, активні нейтрино високих енергій, перетворюючись в стерильні всередині ядра, знову перетворюються в активні нейтрино при перетині області другого резонансу. В результаті, посилюється перенос активних нейтрино з енергіями більше

100 МeВ, що призводить до сильного підвищення підігріву області поблизу ударної хвилі. В результаті, як показали попередні оцінки авторів робіт [159, 160] енергія ударної хвилі може суттєво підвищитися. На жаль, одним з побічних результатів такого підвищення ефективності нейтринного механізму має стати детектування земними детекторами нейтрино з енергією близько 100 МeВ. Аналіз сигналу від наднової SN 1987A показує відсутність таких нейтрино.

В результаті, в даній роботі ми вважаємо, що вплив стерильних нейтрино призводить до зменшення ефективності нейтринного механізму спалахів масивних наднових. Враховуючи сумніви в ефективності існуючого нейтринного механізму, висловлені, зокрема, в роботах [173, 214], ми ставимо задачу побудови альтернативного механізму спалахів масивних наднових, який би зміг підвищити ефективність нейтринного механізму.

5.4. Альтернативні моделі підвищення ефективності нейтринного механізму. Механізм кипіння

Згідно сучасним уявленням, ядерна речовина всередині масивних наднових може існувати в декількох фазах, або їх сумішах [156, 208, 286, 374, 375, 385]. Серед них виділяють наступні фази (в порядку росту густини):

- фаза сферичних ядер;
- фаза видовжених ядер (в літературі часто називається *вермишеель*);
- *пластино-подібні* ядра;
- фаза з циліндричними дірками, або *лапша*;
- фаза з зарядженими *мікроскопічними* бульбашками, або фаза *сиру* (ми будемо використовувати останній термін для того, щоб не плутати його з іншими, *макроскопічними* бульбашками, про які піде мова нижче);

- однорідна речовина.

Природно очікувати наявність декількох фазових переходів під час еволюції ядерної матерії після та під час колапсу ядра. Чисельні моделювання фазових переходів в масивних наднових були направлені на розрахунок термодинамічних властивостей ядерної матерії *перед*) відскоком, на стадії колапса ядра, і були необхідні для розуміння еволюції початкової ударної хвилі. Подібні переходи, що мають місце в швидкозмінному середовищі під час колапсу, ми будемо називати “короткостроковими” фазовими переходами. В нашій роботі, ми розглядаємо “довгострокові” фазові переходи, що мають місце в ядерній матерії після колапсу, за умови встановлення відносної механічної та локальної термодинамічної рівноваги. Основна задача цього розділу - дослідження потенційної важливості таких “довгострокових” фазових переходів для динаміки вибухів масивних наднових.

В “звичайному” випадку механічної та термодинамічної рівноваги, різні фази знаходяться в різних радіальних шарах прото-нейтронної зорі, і отримана просторова картина змінюється в часі неперервно та відносно повільно. Проте, якщо нагрів ядерної матерії (який відбувається, зокрема, внаслідок переносу нейтрино) стає достатньо сильним та неоднорідним, це може привести до ситуації, аналогічній тій, що отримується в звичайному чайнику. А саме, речовина певної фази перегрівається та стає нестійкою по відношенню до фазових переходів, та малі бульбашки більш стійкої фази можуть спонтанно народжуватись в її об’ємі. Ці бульбашки ростуть та, під дією сили Архімеда, піdnімаються нагору. Тому подібний процес, по аналогії, названий нами *кипінням*. В цій роботі, ми покажемо що процес кипіння може забезпечити більш ефективний механізм нагріву зовнішньої частини прото-нейтронної зорі (в порівнянні з нейтринними процесами дифузії та конвекції) та створювати додатковий тиск на більш високі шари наднової.

Відразу після “відскоку” ядра, доцентральний рух внутрішнього ядра значно сповільнується, виникає первинна ударна хвиля, яка, рухаючись від

центрю, втрачає свою енергію переважно на дисоціацію ядер та випромінювання $\nu\bar{\nu}$ -пар. Речовина всередині та навколо прото-нейтронної зорі приходить до стану механічної рівноваги (коли швидкості конвективного руху набагато менше за відповідні перші космічні швидкості). На відміну від попередньої стадії швидкого колапсу, локальна теплова рівновага є також добрим наближенням для фази після “відскоку”.

Завдяки наявності радіального градієнту густини, прото-нейтронна зоря на цій стадії має оболонкову структуру. Густина її внутрішнього ядра перевищує нормальну ядерну густину, і фаза однородної матерії є термодинамічно вигідною. В зовнішній частині прото-нейтронної зорі густина набагато менше, і ядерна речовина існує в формі звичайних ядер. Між цими крайніми випадками, існує декілька проміжних фаз, які відділені одна від одної поверхнями співіснування. Виведемо простий критерій співіснування таких фаз.

Розглянемо фазовий перехід, що характеризується фіксованими тиском p , температурою T , баріонним числом B , електричним зарядом C та лептонним числом L . Закони збереження трьох останніх величин означають існування відповідних хімічних потенціалів: μ_B , μ_C та μ_L . Ми можемо визначити їхні значення з величин хімічних потенціалів ядерної речовини (яка складається в основному з нейтронів, протонів, електронів та електронних нейтрино):

$$\mu_n = \mu_B, \quad \mu_p = \mu_B + \mu_C, \quad \mu_e = \mu_L - \mu_C, \quad \mu_\nu = \mu_L. \quad (5.20)$$

Оскільки число сортів частинок перевищує число незалежних зарядів, існує додаткове співвідношення між хімічними потенціалами частинок (так звана умова бета-рівноваги):

$$\mu_p + \mu_e = \mu_n + \mu_\nu. \quad (5.21)$$

Для фіксованих значень p та T , наша термодинамічна система прямує до стану з найменшим значенням вільної енергії Гіббса (див., наприклад, [207])

$$\Phi = \sum_i \mu_i N_i = \mu_B B + \mu_C C + \mu_L L. \quad (5.22)$$

Для електрично нейтральних фаз

$$C \equiv 0, \quad (5.23)$$

і другий доданок в (5.22) зануляється. Третій доданок, $\mu_L L$, також не змінюється впродовж фазового переходу, оскільки електронні нейтрино слабко взаємодіють з ядерної речовиною.

Таким чином, рівняння умови термодинамічної рівноваги між фазами 1 та 2:

$$\mu_{1n}(p_0, T_0, \mu_{\nu 0}) = \mu_{2n}(p_0, T_0, \mu_{\nu 0}), \quad (5.24)$$

де індексом “0” позначено значення параметрів на поверхні співіснування двох фаз.

Оскільки локальна термодинамічна рівновага постійно порушується процесом дифузії електронних нейтрино від центра прото-нейтронної зорі, це призводить до неоднорідного нагріву ядерної речовини. У випадку достатньо сильного нагріву, може відбутися перегрів відповідної фази, що призводить до її *kipіння* — появи бульбашок суміжної верхньої фази. Ці бульбашки будуть рости та рухатися нагору, ефективно переносячи тепло та лептонне число. Кипіння є частковим випадком нерівноважного фазового переходу першого роду. В цьому розділі, ми виведемо необхідну умову кипіння в формі співвідношення між параметрами ядерної речовини.

Відповідно до рівняння (5.24), в процесі зовнішнього нагріву, фаза 1 з більшою густинорою стає метастабільною по відношенню до її переходу в фазу 2 з меншою густинорою, якщо виконується умова

$$\mu_{1n}(p_0 + \delta p, T_0 + \delta T, \mu_{\nu 0} + \delta \mu_{\nu}) > \mu_{2n}(p_0 + \delta p, T_0 + \delta T, \mu_{\nu 0} + \delta \mu_{\nu}), \quad (5.25)$$

де додатні значення добавок до термодинамічних величин відповідають їх радіальним градієнтам. Звідси отримуємо

$$\left[\left(\frac{\partial \mu_{2n}}{\partial T} \right)_{p,\mu_\nu} - \left(\frac{\partial \mu_{1n}}{\partial T} \right)_{p,\mu_\nu} \right] \frac{dT}{dr} + \left[\left(\frac{\partial \mu_{2n}}{\partial \mu_\nu} \right)_{p,T} - \left(\frac{\partial \mu_{1n}}{\partial \mu_\nu} \right)_{p,T} \right] \frac{d\mu_\nu}{dr} + \left[\left(\frac{\partial \mu_{2n}}{\partial p} \right)_{T,\mu_\nu} - \left(\frac{\partial \mu_{1n}}{\partial p} \right)_{T,\mu_\nu} \right] \frac{dp}{dr} > 0 \quad (5.26)$$

В важливому частковому випадку гідростатичної рівноваги,

$$\frac{dp}{dr} = -\rho_m g, \quad (5.27)$$

де ρ_m – середнє значення густини, g локальне значення прискорення вільного падіння. Підставляючи це в (5.26), отримуємо

$$\left[\left(\frac{\partial \mu_{2n}}{\partial T} \right) - \left(\frac{\partial \mu_{1n}}{\partial T} \right) \right] \frac{dT}{dr} + \left[\left(\frac{\partial \mu_{2n}}{\partial \mu_\nu} \right) - \left(\frac{\partial \mu_{1n}}{\partial \mu_\nu} \right) \right] \frac{d\mu_\nu}{dr} + \left[\left(\frac{\partial \mu_{2n}}{\partial p} \right) - \left(\frac{\partial \mu_{1n}}{\partial p} \right) \right] \rho_m g. \quad (5.28)$$

Чисельні розрахунки. Перевіримо, чи може умова кипіння, отримана в попередньому розділі, виконуватися під час вибуху масивних наднових. Для цього оцінимо значення часткових похідних в рівнянні (5.28), використовуючи чисельні моделювання рівняння стану ядерної речовини, описаного в [344], де наведена достатньо точна табуляція параметрів, які описують ядерну речовину в трьох фазах: ядра, “сир” та однорідна матерія. В табл. 5.0 наведені параметри, необхідні для аналізу. Відповідні значення перших похідних отримуються за допомогою інтерполяції кінцевими різницями:

$$\mu_n(p_2, T_2, \mu_{\nu 2}) - \mu_n(p_1, T_1, \mu_{\nu 1}) \approx \frac{\partial \mu_n}{\partial p} \Delta p + \frac{\partial \mu_n}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial \mu_n}{\partial \mu_\nu} \Delta \mu_\nu, \quad (5.29)$$

нехтуючи вкладом від вищих похідних. Таким чином, для кожної фази виникає система трьох алгебраїчних рівнянь з трьома невідомими. Чисельні значення, отримані таким чином, представлені в табл. 5.1.

Фаза	n_B , фм^{-3}	μ_n , MeВ	p , MeВ/фм 3	T , MeВ	μ_ν , MeВ
Ядра	0.02	-2.230	0.1807	4.00	81.613
	0.04	-1.953	0.4556	4.88	105.363
	0.05	-1.837	0.6111	5.17	114.092
	0.06	-1.818	0.7738	5.44	121.699
Сир	0.05	-2.660	0.5615	5.07	114.149
	0.07	-2.189	0.9086	5.65	127.934
	0.09	-1.967	1.2726	6.08	139.143
	0.10	-2.093	1.4432	6.23	144.213
Однорідна	0.10	-2.536	1.4241	6.18	144.530
	0.11	-1.202	1.7203	6.64	147.952
	0.12	0.154	2.2267	7.09	169.312
	0.16	7.525	4.227	8.84	188.917

Таблиця 5.1

Параметри з [344], що використовуються для оцінки часткових похідних в рівнянні (5.28).

Фаза	$\left(\frac{\partial \mu_n}{\partial p}\right)_{T,\mu_\nu}$, фм 3	$\left(\frac{\partial \mu_n}{\partial T}\right)_{p,\mu_\nu}$	$\left(\frac{\partial \mu_n}{\partial \mu_\nu}\right)_{p,T}$
Ядра	-1.353	-2.626	0.125
Сир	0.666	5.182	-0.201
Однорідна	2.87	1.289	-0.0317

Таблиця 5.2

Отримані значення перших похідних.

Також використовуються стандартні значення параметрів, взяті з чисельних моделювань (див., наприклад, [214]):

$$g \approx 1.0 \times 10^{14} \text{ см/сек}^2, \quad \frac{d\mu_\nu}{dr} \approx -(10 - 20) \text{ МeВ/км}, \quad \frac{dT}{dr} < 0. \quad (5.30)$$

Разом з табл. 5.1, отримуємо наступні умови виникнення кипіння:

- для переходу між фазами ядер та “сиру” ($\rho_m \approx 0.8 \times 10^{14} \text{ г/см}^3$),

$$\frac{dT}{dr} < -(0.4 - 0.8) \text{ МeВ/км}; \quad (5.31)$$

- для переходу між фазою “сиру” та однорідною фазою ($\rho_m \approx 1.6 \times 10^{14} \text{ г/см}^3$),

$$\frac{dT}{dr} > -(1.0 - 1.5) \text{ МeВ/км}. \quad (5.32)$$

Різниця в знаках нерівностей в оцінках (5.31) та (5.32) пов’язана з різницею в знаках коефіцієнтів в (5.26) та (5.28) для двох розглянутих фазових переходів. Зауважимо, що умови (5.31) та (5.32) є додатковими та перетинаючимися, тому дуже ймовірно, що одна з них буде виконуватися. Таким чином, ми очікуємо наявності кипіння під час вибуху масивних наднових. Звичайно, вказаний аналіз лише показує можливість виникнення кипіння, підкреслюючи необхідність подальшого аналізу.

Оцінка ефектів кипіння. Розглянемо спрощену модель фазового переходу між фазою 1 (з більшою густиноро) та фазою 2 (з меншою густиноро). Для визначеності, розглянемо переход між фазами “сиру” та ядер.

Прото-нейтронна зоря вважається сферично-симетричною, тому фаза “сиру” знаходиться в сферичному шарі з радіальною координатою від $R - H$ до R . Прискорення вільного падіння на верхній границі цієї області дорівнює

$$g = \frac{GM}{R^2} = 1.33 \times 10^{14} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{10 \text{ км}}{R} \right)^2 \text{ см/сек}^2, \quad (5.33)$$

де M – повна маса речовини всередині сфери радіуса R .

Ми можемо оцінити H за допомогою умови гідростатичної рівноваги:

$$\rho g H \approx \Delta p, \quad (5.34)$$

де Δp – різниця тисків на поверхнях співіснування фази “сир” . З табл. 5.0 видно, що відповідна різниця тисків приблизно дорівнює 0.83 МеВ/фм³. Звідси отримуємо

$$H \approx 1.0 \left(\frac{\Delta p}{0.83 \text{ МеВ/фм}^3} \right) \left(\frac{10^{14} \text{ г/см}^3}{\rho} \right) \left(\frac{1.33 \cdot 10^{14} \text{ см/сек}^2}{g} \right) \text{ км.} \quad (5.35)$$

Припустимо, що кипіння відбувається в повному об’ємі фази “сир”, тоді повна маса киплячого шару дорівнює¹

$$M_b \approx 4\pi\rho R^2 H \approx 6.1 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\Delta p}{0.83 \text{ МеВ/фм}^3} \right) M_\odot. \quad (5.36)$$

Густини фаз 1 та 2 дорівнюють ρ_1 та $\rho_2 = \rho_1(1 - \epsilon)$, де $\epsilon \ll 1$. Відповідно до [267], ϵ дорівнює 0.1 для фазового переходу між фазою “сир” та однорідною речовиною, та 0.2 для переходу між фазами ядер та “сир”. Нижчі оцінки на ϵ представлені в [344]: воно дорівнює 0.07-0.08 для обох фазових переходів, якщо ентропія на баріон (яка зберігається під час розглянутого ними фазового переходу) $S/A = 1.0$; для $S/A = 1.5$, вони отримують $\epsilon = 0.05$ для переходу між фазою “сир” та однорідною речовиною, та $\epsilon = 0.01$ для переходу між фазами ядер та “сир”. Для консервативності оцінки, в даній роботі ми використовуємо найменше значення $\epsilon = 0.01$.

Максимальне прискорення, що діє на бульбашку (в випадку нехтування опором рідини) дорівнює

$$a_{\max} = \frac{\epsilon GM}{R^2}. \quad (5.37)$$

Максимальна швидкість бульбашки в даному наближенні дорівнює

$$v_{\max} \simeq 5100 \sqrt{\left(\frac{\epsilon}{10^{-2}} \right) \left(\frac{\Delta p}{0.83 \text{ МеВ/фм}^3} \right) \left(\frac{10^{14} \text{ г/см}^3}{\rho} \right)} \text{ км/сек.} \quad (5.38)$$

Примітка 1. Недавні чисельні моделювання [330] показують, що повна маса фаз між фазами ядер та однорідної ядерної речовини (названими в [330] сумарно “фазами вермишелі”) всередині наднової відразу перед “відскоком”, дорівнює 0.13-0.30 M_\odot . Цей результат дещо більший за нашу оцінку (5.36), оскільки перед “відскоком” градієнти тиску відносно малі, і речовина падає близько до за закону вільного падіння, в той час як після “відскоку” речовина в прото-нейтронній зорі близька до гідростатичної рівноваги, з великими градієнтами тиску. В принципі, існує також того, що кипіння перед “відскоком”, якщо воно виникає, може суттєво змінити умови проходження початкової ударної хвилі, проте ми не будемо розглядати тут це питання.

Речовина в киплячому середовищі буде конвективно рухатися в обох напрямках. Для оцінки ми вважаємо, що половина речовини (бульбашки та приєднане середовище) рухається вгору, а друга половина рухається вниз з такою ж середньою швидкістю (з локального закону збереження імпульсу). Таким чином, встановлюється кругооберт “конвективного кипіння”. Нижче ми спробуємо оцінити максимельну ефективність такого кругооберту.

Першим ефектом ми розглядаємо перенос тепла. Якщо бульбашки заповнюють половину киплячого шару, перенос тепла через верхню поверхню дорівнює

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{\max} &\simeq \frac{1}{2} \times 4\pi R^2 v_{\max} q = 7.7 \times 10^{52} \\ &\times \left(\frac{R}{10\text{км}} \right)^2 \left(\frac{v_{\max}}{5100\text{км/сек}} \right) \left(\frac{q}{0.015\text{МеВ/фм}^3} \right) \text{ерг/сек.}\end{aligned}\quad (5.39)$$

При цьому q – питома об'ємна теплота випарування. Її величина може бути оцінена з [286] як $q = 0.015 \text{ МеВ/фм}^3$. Величина (5.39) по порядку величини дорівнює повній світності нейтрино. Це, щоправда, верхня оцінка швидкості переноса тепла, що відповідає максимальному навантаженню “киплячої машини.” В дійсності, перенос тепла за допомогою кипіння пов'язаний з дифузією та/або конвекцією вище та нижче киплячого шару, збільшуючи повну швидкість переноса тепла.¹ Це призводить до зростання тиску нижче ударною хвилі, що полегшує регенерацію ударної хвилі.

Другим ефектом є перенос імпульсу. Максимальний механічний тиск бульбашок на верхню поверхню дорівнює

$$p_{\max} \sim \rho v_{\max}^2 = 2\epsilon \Delta p = 1.7 \times 10^{-2} \text{МеВ/фм}^3,\quad (5.40)$$

де чисельні величині відповідають кипінню в фазі “сиру”. Ця величина набагато менше Δp , оскільки $\epsilon \ll 1$; тому врахування цього ефекту не сильно змінить результати наших попередніх обчислень. Проте цей ефект забез-

Примітка 1. Цей ефект подібний до електричного ланцюга з рядом послідовно ввімкнених опорів. Коли один з опорів закорочується, повна сила струму збільшується.

печує додатковий бар'єр для падаючої матерії, зменшуючи кінцеву масу нейтронної зорі.

5.5. Висновки

Хоча феномен спалахів масивних наднових наразі залишається без повного фізичного пояснення, більшість дослідників вважає, що вирішальну роль в прискоренні ударної хвилі грають активні нейтрино. Оскільки активні нейтрино більшу частину часу існування прото-нейтронної зорі знаходяться в динамічно замкненому стані, навіть невелике значення кута змішування між активними та стерильними нейтрино може призвести до суттєвих втрат лептонного числа (зокрема, за рахунок резонансних осциляцій між активними та стерильними нейтрино), що унеможливлює подальше прискорення ударної хвилі. Слід зазначити, що сучасні обмеження кута змішування активних та стерильних нейтрино, отримані, зокрема, в попередньому розділі з аналізу рентгенівського випромінювання гало галактики Андромеди, не протирічать отриманим обмеженням на параметри стерильного нейтрино. Тим не менше, оскільки наявність стерильних нейтрино призводить до втрати лептонного числа і, таким чином, послаблення ефективності нейтринного механізму вибуху масивних наднових, який і без стерильних нейтрино, скоріш за все, потребує додаткового механізму підвищення своєї ефективності, в даному розділі було розглянуто можливість підвищення ефективності механізму вибуху наднових за допомогою механізму кипіння. Після цього, було показано, що кипіння ядерної речовини всередині прото-нейтронної зорі може мати місце, і отримана оцінка ефективності даного механізму.

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі було досліджено фазовий розподіл темної матерії в сферичних карликових галактиках, спіральних галактиках та групах галактик, просторовий розподіл темної матерії в сферичних та ірегулярних карликових галактиках, спіральних та еліптичних галактиках, групах та скupченнях галактик, лінія розпаду темної матерії в гало галактики Андромеди, ядерну речовину всередині прото-нейтронної зорі.

Основними результатами дисертаційної роботи є наступні:

1. Вперше показано, що широко застосовна гіпотеза незбільшення фазової густини Хогана та Далкантон для реалістичних розподілів ферміонної темної матерії не виконується. Замість підходу Хогана та Далкантон, було сформульовано два типи обмежень (модельно-незалежне, яке не залежить від типу частинки-ферміону, що складає темну матерії, та сильніше, модельно-залежне, яке розраховується для заданого первинного розподілу частинок темної матерії) знизу на масу частинок темної матерії, з аналізу максимального значення фазової густини темної матерії. Даний підхід був застосований до аналізу сучасних спостережуваних даних з сферичних карликових галактик, спіральних галактик та груп галактик. В результаті, були отримані обмеження на масу частинок темної матерії, з урахуванням статистичних та систематичних похибок. Показано, що обмеження, отримані з аналізу сферичних карликових галактик, є одного порядку з незалежними попередніми обмеженнями знизу на масу частинок, які випливають з аналізу великомасштабної структури Всесвіту.

2. Вперше показано, що стовпчикова густота темної матерії є універсальною величиною, яка характеризує властивості гало темної матерії та є нечутливою до деталей розподілу темної матерії. Проаналізовано значення стовпчикової густини для понад 1000 розподілів для близько 300 астрофізичних об'єктів з масами гало $10^8 - 10^{16} M_\odot$. Вперше показано, що зв'язок між стовпчиковою густиною та масою гало (як і відхилення від центрального значення) добре узгоджується між спостережувальними даними та чисельними моделюваннями в рамках моделі СДМ (для ізольованих гало - в діапазоні мас гало $2 \cdot 10^8 - 10^{16} M_\odot$, для субгало - в діапазоні $5 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^9 M_\odot$).
3. Вперше показано, що одним з найкращих джерел для пошуку ліній розпаду темної матерії в даний момент є гало найближчої до нас спіральної галактики Андромеди, яке інтенсивно спостерігалося за допомогою європейської рентгенівської космічної обсерваторії *XMM-Newton*. Для зменшення ефектів невизначеності розподілу були досліджені профілі стовпчикової густини в гало галактики Андромеди. Вперше показано, що для реалістичних профілів розподілу темної матерії величина сигналу від гало Андромеди слабко залежить від типу профіля. Проведений аналіз спектру дифузного випромінювання гало галактики Андромеди показав відсутність статистично значимої лінії, яку можна було би інтерпретувати як лінію розпаду темної матерії. Отримані результати були використані для покращення раніше існуючих обмежень на параметри темної матерії в моделі стерильного нейтрино, що, в поєднанні з результатами аналізу великомасштабної структури Всесвіту, дозволило вперше виключити сценарій нерезонансних осциляцій виробництва темної матерії у вигляді стерильних нейтрино. Сценарій резонансних осциляцій виробництва темної матерії у вигляді стерильних нейтрино виявився узгодженим з отриманими обмеженнями.

4. Вперше запропоновано механізм підвищення ефективності нейтринного нагріву області ударної хвилі за допомогою кипіння ядерної речовини. В рамках спрощеної моделі трьох фаз ядерної речовини (однорідної фази, фази “сир” та фази ядер) показано можливість виникнення кипіння в речовині прото-нейтронної зорі під час вибуху масивних наднових. Показано, що процес кипіння призводить до більш ефективного переносу енергії та лептонного заряду від ядра прото-нейтронної зорі до нейтриносфери, що, в свою чергу, збільшує ефективність нейтринного механізму вибуху наднових. Показано, що даний механізм є особливо актуальним в випадку існування стерильних нейтрино, оскільки осциляції звичайних нейтрино в стерильні, які можуть відбуватися в масивних наднових, зменшують ефективність нейтринного механізму.

ПОДЯКА

Автор висловлює щиру подяку своєму науковому керівникові, член-кореспонденту НАН України, д.ф.-м.н., проф. Фоміну Петру Івановичу за постійну підтримку і неоціненну допомогу в створенні дисертації.

Роботи, на яких базується дана дисертація, були зроблені в авторському колективі, вплив якого на отримання ключових результатів важко переоцінити. Автор висловлює щиру подяку всім співавторам наукових робіт, особливо канд.ф.-м.н. Боярському Олексію Михайловичу та канд.ф.-м.н. Штанову Юрію Володимировичу.

Дана робота була виконана в Інституті теоретичної фізики НАН України. Важливою організаційною, навчальною та мотиваційною структурою Інституту, яка спонукала автора та інших молодих науковців проводити дослідження на високому рівні, є Навчально-Освітній Центр Інституту. Автор вдячний працівникам та ідейним організаторам Центру, зокрема, канд.ф.-м.н. Шадурі Віталію Миколайовичу та канд.ф.-м.н. Йоргову Миколі Зіновійовичу, за неоціненну підтримку молодих вчених Інституту протягом багатьох років.

Результати, отримані в рамках даної роботи, були частково профінансовані в рамках державних науково-дослідних програм “Дослідження структури і динаміки фізичного вакууму та частинкових і колективних збуджень в фізиці високих енергій, квантових макросистемах, космології та астрофізиці” 2006-2010 рр. (шифр 1.4.7) та “Дослідження структури і складу Всесвіту, прихованої маси і темної енергії” (шифр “Космомікрофізика”), а також Державним фондом фундаментальних досліджень (грант №Ф/16-417-2007).

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Abazajian K., Fuller G. M., & Patel M. Sterile neutrino hot, warm, and cold dark matter // Phys. Rev. D – 2001. – Vol. 64, I. 2. – id. 023523.
2. Abazajian K. N., Markevitch M., Koushiappas S. M., & Hickox R. C. Limits on the radiative decay of sterile neutrino dark matter from the unresolved cosmic and soft X-ray backgrounds // Phys. Rev. D – 2007. – Vol. 75, I. 6. – id. 063511.
3. Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al. Measurement of the Cosmic Ray $e^+ + e^-$ Spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102, I. 18. – id. 181101.
4. Adriani O., Barbarino G. C., Bazilevskaya G. A., et al. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV // Nature – 2009. – Vol. 458, I. 7238. – P. 607 – 609.
5. Aharonian F. Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S. // 2009. – Препринт: 0905.0105. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
6. Aharonian F., Akhperjanian A. G., Barres de Almeida U., et al. Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electrons at TeV Energies // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 101, I. 26. – id. 261104.
7. Akerib D. S., Armel-Funkhouser M. S., Attisha M. J., et al. Limits on spin-dependent WIMP-nucleon interactions from the Cryogenic Dark Matter Search // Phys. Rev. D – 2006. Vol. 73, I. 1. – id. 011102.
8. Akerib D. S., Attisha M. J., Bailey C. N., et al. Limits on Spin-Independent Interactions of Weakly Interacting Massive Particles with Nucleons from the Two-Tower Run of the Cryogenic Dark Matter Search // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96, I. 1. – id. 011302.

9. Alcock C., Allsman R. A., Alves D., et al. Binary Microlensing Events from the MACHO Project // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 541, I. 1. – P. 270 – 297.
10. Alner G. J., Araujo H., Arnison G. J., et al. First limits on nuclear recoil events from the ZEPLIN I galactic dark // *Astropart. Phys.* – 2005. – Vol. 23, I. 5. – P. 444 – 462.
11. An J. H., Evans N. W. A Cusp Slope-Central Anisotropy Theorem // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 642, I. 2. – P. 752 – 758.
12. Angus G. W. Dwarf spheroidals in MOND // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 387, I. 4. – P. 1481 – 1488.
13. Angus G. W. Is an 11eV sterile neutrino consistent with clusters, the cosmic microwave background and modified Newtonian dynamics? // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 394, I. 1. – P. 527 – 532.
14. Angus G. W., Famaey B., Buote D. A. X-ray group and cluster mass profiles in MOND: unexplained mass on the group scale // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 387, I. 4, P. 1470 – 1480.
15. Antonov V. A. “*Solution of the problem of stability of stellar system Emden’s density law and the spherical distribution of velocities*” // *Vestnik Leningradskogo Universiteta*, Leningrad, USSR – 1962.
16. Arnaud K. A. XSPEC: The First Ten Years // *A.S.P. Conference Series* – 1996. – Vol. 101 – P. 17.
17. Arnett W. D. Gravitational collapse and weak interactions // *Canadian J. Phys.* – 1966. – Vol. 44. – P. 2253.
18. Asaka T., Blanchet S., & Shaposhnikov M. The ν MSM, dark matter and neutrino masses // *Phys. Lett. B* – 2005. – Vol. 631, I. 4. – P. 151 – 156.

19. Asaka T., Shaposhnikov M. The ν MSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe // Phys. Lett. B – 2005. – Vol. 620, I. 1–2. – P. 17 – 26.
20. Asaka T., Laine M., & Shaposhnikov M. On the hadronic contribution to sterile neutrino production // J. High Energy Phys. – 2006. – I. 06. – P. 053.
21. Asaka T., Shaposhnikov M., & Laine M. Lightest sterile neutrino abundance within the ν MSM // J. High Energy Phys. – 2007. – I. 01. – P. 091.
22. Asztalos S. J., Bradley R. F., Duffy L., et al. Improved RF cavity search for halo axions // Phys. Rev. D – 2004. – Vol. 69, I. 1. – id. 011101.
23. Athanassoula E., Bosma A., Papaioannou S. Halo parameters of spiral galaxies // Astron. & Astrophys. – 1987. – Vol. 179, I. 1 – 2. – P. 23 – 40.
24. Avila-Reese V., Colín, P., Valenzuela O., et al. Formation and Structure of Halos in a Warm Dark Matter Cosmology // Astrophys. J. – 2001. – Vol. 559, I. 2. – P. 516 – 530.
25. Baltz E. A., & Murayama H. Gravitino warm dark matter with entropy production // J. High Energy Phys. – 2003. – I. 05. – P. 067.
26. Bardeau S., Soucail G., Kneib J.-P., et al. A CFH12k lensing survey of X-ray luminous galaxy clusters. II. Weak lensing analysis and global correlations // Astron. & Astrophys. – 2007. – Vol. 470, I. 2. – P. 449 – 466.
27. Barger V. D., Phillips R. J. N., & Sarkar S. Remarks on the KARMEN anomaly // Phys. Lett. B – 1995. – Phys. Lett. B – Vol. 352, I. 3 – 4. – P. 365 – 371.

28. Battaglia G., Helmi A., Morrison H., et al. The radial velocity dispersion profile of the Galactic halo: constraining the density profile of the dark halo of the Milky Way // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2005. – Vol. 364, I. 2. – P. 433 – 442.
29. Begeman K. G., Broeils A. H., Sanders R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1991. – Vol. 249 – P. 523.
30. Begum A., Chengalur J. N. Kinematics of two dwarf galaxies in the NGC 6946 group // *Astron. & Astrophys.* – 2004. – Vol. 424 – P. 509 – 517.
31. Bekenstein J. D. Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm // *Phys. Rev. D.* – 2004. – Vol. 70, I. 8. – id. 083509.
32. Bellazzini M., Gennari N., Ferraro F. R. The red giant branch tip and bump of the Leo II dwarf spheroidal galaxy // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2005. – Vol. 360, I. 1. – P. 185 – 193.
33. Bellazzini M., Gennari N., Ferraro F. R., Sollima A. The distance to the Leo I dwarf spheroidal galaxy from the red giant branch tip // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2004. – Vol. 354, I. 3. – P. 708 – 712.
34. Belokurov V., Zucker D. B., Evans N. W., et al. A Faint New Milky Way Satellite in Bootes // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 647, I. 2. – P. L111 – L114.
35. Belokurov V., Zucker D. B., Evans N. W., et al. Cats and Dogs, Hair and a Hero: A Quintet of New Milky Way Companions // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 654, I. 2, P. 897-906.
36. Benson A. J., Lacey C. G., Baugh C. M., et al. The effects of photoionization on galaxy formation - I. Model and results at z=0 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2002. – Vol. 333, I. 1. – P. 156 – 176.

37. Bergstrom L. Dark Matter Candidates // 2009. – Препринт: 0903.4849. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
38. Bernabei R., Belli P., Cerulli R., et al. Search for WIMP annual modulation signature: results from DAMA/NaI-3 and DAMA/NaI-4 and the global combined analysis // Phys. Lett. B – 2000. – Vol. 480, I. 1 – 2. – P. 23 – 31.
39. Bertschinger E. COSMICS: Cosmological Initial Conditions and Microwave Anisotropy Codes // 1995. – Препринт: astro-ph/9506070. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
40. Bertone G., Buchmuller W., Covi L., Ibarra A. Gamma-rays from decaying dark matter // J. Cosmol. Astroparticle Phys. – 2007. – I. 11. – P. 003.
41. Bertone G., Hooper D., Silk J. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints // Phys. Rep. – 2005. – Vol. 405, I. 5 – 6. – P. 279 – 390.
42. Bethe H. A. Supernova mechanisms // Rev. Mod. Phys. – Vol. 62, I. 4. – P. 801 – 866.
43. Bethe H. A., Brown G. E., & Cooperstein J. Convection in supernova theory // Astrophys. J. – 1987. – Vol. 332. – P. 201 – 205.
44. Bethe H. A., Pizzochero P. Mass-energy relation for SN 1987A from observations // Astrophys. J. Lett. – 1990. – Vol. 350. – P. L33 – L35.
45. Bethe H. A., Wilson J. R. Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating // Astrophys. J. – 1985 – Vol. 295. – P. 14 – 23.
46. Bezrukov F., Gorbunov D., Shaposhnikov M. On initial conditions for the hot big bang // J. Cosmol. Astroparticle Phys. – 2009. – I. 06. – P. 029.
47. Bezrukov F., Shaposhnikov M. Searching for dark matter sterile neutrinos in the laboratory // Phys. Rev. D – 2007. – Vol. 75, I. 5. – id. 053005.

48. Biermann P. L., Kusenko A. Relic keV Sterile Neutrinos and Reionization // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96, I. 9. – id. 091301.
49. Bilić N., Lindebaum R. J., Tupper G. B., Viollier R. D. On the formation of degenerate heavy neutrino stars // Phys. Lett. B – 2001. – Vol. 515, I. 1 – 2. – P. 105 – 110.
50. Bilić N., Viollier R. D. Gravitational phase transition of fermionic matter // Phys. Lett. B – 1997. – V. 408. – P. 75 – 80.
51. Binney J., Tremaine S. “*Galactic Dynamics*” // Princeton University Press, Princeton NJ, USA – 2008.
52. Bionta R. M., Blewitt G., Bratton C. B., et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58, I. 14. – P. 1494 – 1496.
53. Bisnovatyi-Kogan G. S. The Explosion of a Rotating Star As a Supernova Mechanism // Soviet Astronomy – 1971. – Vol. 14. – P. 652.
54. Bisnovatyi-Kogan G. S. Cosmology with a nonzero neutrino rest mass // Soviet Astronomy – 1980. – Vol. 24. – P. 516 – 517.
55. Bisnovatyi-Kogan G. S., Moiseenko S. G., & Ardeljan N. V. Core collapse supernovae: magnetorotational explosion // 2005. – Препринт: astro-ph/0511173. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
56. Blair A., Kirshner R. S., & Chevalier R. S. Abundance gradients in M31 - Comparison of results from supernova remnants and H II regions // Astrophys. J. – 1982. – Vol. 254. – P. 50 – 69.
57. Blais-Ouellette S., Carignan C., Amram P., Côté S. Accurate Parameters of the Mass Distribution in Spiral Galaxies. I. Fabry-Perot Observations of NGC 5585 // Astron. J. – 1999. – Vol. 118, I. 5. – P. 2123 – 2131.

58. de Blok W. J. G., Bosma A. High-resolution rotation curves of low surface brightness galaxies // *Astron. & Astrophys.* – 2002. – Vol. 385. – P. 816 – 846.
59. de Blok W. J. G., McGaugh S. S. The dark and visible matter content of low surface brightness disc galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1997. – Vol. 290, I. 3. – P. 533 – 552.
60. de Blok W. J. G., Walter F., Brinks E., et al. High-Resolution Rotation Curves and Galaxy Mass Models from THINGS // *Astron. J.* – 2008. – Vol. 136, I. 6. P. 2648 – 2719.
61. Blumenthal G. R., Faber S. M., Flores R., Primack J. R. Contraction of dark matter galactic halos due to baryonic infall // *Astrophys. J.* – 1986. – Vol. 301. – P. 27 – 34.
62. Bode P., Ostriker J. P., & Turok N. Halo Formation in Warm Dark Matter Models // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 556, I. 1 – P. 93 – 107.
63. Bolton J. S., Viel M., Kim T.-S, et al. Possible evidence for an inverted temperature-density relation in the intergalactic medium from the flux distribution of the Ly α forest // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 386, I. 2. – P. 1131 – 1144.
64. Bolz M., Brandenburg A., Buchmüller W. Thermal production of gravitinos // *Nucl. Phys. B* – 2001. – Vol. 606, I. 1 – 2. – P. 518 – 544.
65. Bonanos A. Z., Stanek K. Z., Szentgyorgyi A. H., et al. The RR Lyrae Distance to the Draco Dwarf Spheroidal Galaxy // *Astron. J.* – 2004. – Vol. 127, I. 2. – P. 861 – 867.
66. Bond J. R., Efstathiou G., & Silk J. Massive neutrinos and the large-scale structure of the universe // *Phys. Rev. Lett.* – 1980. – Vol. 45. – P. 1980 – 1984.

67. Bond J. R., Szalay A. S. The collisionless damping of density fluctuations in an expanding universe // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 274. – P. 443 – 468.
68. van den Bosch F. C., Swaters R. A. Dwarf galaxy rotation curves and the core problem of dark matter haloes // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 325, I. 3. – P. 1017 – 1038.
69. Borgani S., Masiero A., Yamaguchi M. Light gravitinos as mixed dark matter // *Phys. Lett. B* – 1996. – Vol. 386. – P. 189 – 197.
70. Boyanovsky D., Ho C.-M. Sterile neutrino production via active-sterile oscillations: the quantum Zeno effect // *J. High Energy Phys.* – 2007. – I. 07. – P. 030.
71. Boyanovsky D., Ho C.-M. Production of a sterile species: Quantum kinetics // *Phys. Rev. D* – 2007. – Vol. 76, I. 8. – id. 085011.
72. Boyanovsky D., de Vega H. J., Sanchez N. G. Constraints on dark matter particles from theory, galaxy observations, and N-body simulations // *Phys. Rev. D* – 2008. – Vol. 77, I. 4. – id. 043518.
73. Boyarsky A., den Herder J. W., Neronov A., Ruchayskiy O. Search for the light dark matter with an X-ray spectrometer // *Astropart. Phys.* – 2007. – Vol. 28, I. 3. P. 303 – 311.
74. Boyarsky A., Iakubovskyi D., Ruchayskiy O., & Savchenko V. Constraints on decaying dark matter from XMM-Newton observations of M31 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 387, I. 4. – P. 1361 – 1373.
75. Boyarsky A., Lesgourges J., Ruchayskiy O., & Viel M. Lyman- α constraints on warm and on warm-plus-cold dark matter models // *J. Cosmol. Astroparticle Phys.* – 2009. – I. 05. – P. 012.

76. Boyarsky A., Lesgourges J., Ruchayskiy O., & Viel M. Realistic Sterile Neutrino Dark Matter with KeV Mass does not Contradict Cosmological Bounds // Phys. Rev. Lett. – Vol. 102, I. 20. – id. 201304.
77. Boyarsky A., Malyshev D., Neronov A., Ruchayskiy O. Constraining dark matter properties with SPI // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – Volume 387, Issue 4, pp. 1345-1360.
78. Boyarsky A., Neronov A., Ruchayskiy O., & Shaposhnikov M. Constraints on sterile neutrinos as dark matter candidates from the diffuse X-ray background // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2006. – Vol. 370, I. 1. – P. 213 – 218.
79. Boyarsky A., Neronov A., Ruchayskiy O., & Shaposhnikov M. Restrictions on parameters of sterile neutrino dark matter from observations of galaxy clusters // Phys. Rev. D – 2006. – Vol. 74, I. 10. – id. 103506.
80. Boyarsky A., Neronov A., Ruchayskiy O., et al. Strategy for Searching for a Dark Matter Sterile Neutrino // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97, I. 26. – id. 261302.
81. Boyarsky A., Nevalainen J., & Ruchayskiy O. Constraints on the parameters of radiatively decaying dark matter from the dark matter halos of the Milky Way and Ursa Minor // Astron. Astrophys. – 2007. – Vol. 471, I. 1. – P. 51 – 57.
82. Boyarsky A., Ruchayskiy O., & Iakubovskyi D. A lower bound on the mass of dark matter particles // J. Cosmol. Astroparticle Phys. – 2009. – I. 03. – P. 005.
83. Boyarsky A., Ruchayskiy O., & Markevitch M. Constraints on Parameters of Radiatively Decaying Dark Matter from the Galaxy Cluster 1E 0657-56 // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 673, I. 2. – P. 752 – 757.

84. Boyarsky A., Ruchayskiy O., Shaposhnikov M. The role of sterile neutrinos in cosmology and astrophysics // 2009. – Препринт: 0901.0011. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
85. Broadhurst T., Umetsu K., Medezinski E., et al. Comparison of Cluster Lensing Profiles with Λ CDM Predictions // *Astrophys. J. Lett.* – 2008. – Vol. 685, I. 1. – P. L9 – L12.
86. Bruenn S. W. Stellar core collapse - Numerical model and infall epoch // *Astrophys. J. Suppl.* – 1985. – Vol. 58. – P. 771 – 841.
87. Buchmüller W., Covi L., Hamaguchi K., et al. Gravitino dark matter in R-parity breaking vacua // *J. High Energy Phys.* – 2007. – I. 03. – P. 037.
88. Bullock J. S., Kolatt T. S., Sigad Y., et al. Profiles of dark haloes: evolution, scatter and environment // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 321, I. 3. – P. 559 – 575.
89. Buras R., Janka H.-Th., Rampp M., & Kifonidis K. Two-dimensional hydrodynamic core-collapse supernova simulations with spectral neutrino transport. I. Numerical method and results for a $15 M_{\odot}$ star // *Astron. & Astrophys.* – 2006. – Vol. 447, I. 3. – P. 1049 – 1092.
90. Burkert A. The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies // *Astrophys. J. Lett.* – 1995. – Vol. 447. – P. L25.
91. Burrows A. Convection and the mechanism of type II supernovae // *Astrophys. J.* – 1987. – Vol. 318. – p. L57 – L61.
92. Burrows A., Livne E., Dessart L., et al. A New Mechanism for Core-Collapse Supernova Explosions // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 640, I. 2. – P. 878 – 890.

93. Calchi Novati S. Microlensing in galactic halos // Il Nuovo Cimento B – 2007. – Vol. 122, I. 5. – P. 557 – 567.
94. Calchi Novati S., Paulin-Henriksson S., An J., et al. POINT-AGAPE pixel lensing survey of M 31. Evidence for a MACHO contribution to galactic halos // Astron. & Astrophys. – 2005. – Vol. 443, I. 3. – P. 911 – 928.
95. Carlberg R. G., Yee H. K. C., Ellingson E., et al. The Average Mass Profile of Galaxy Clusters // Astrophys. J. Lett. – 1997. – Vol. 485. – P. L13.
96. Chang J., Adams J. H., Ahn H. S., et al. An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800 GeV // Nature – 2008. – Vol. 456, I. 7220. – P. 362 – 365.
97. Chandrasekhar S. “*An introduction to the study of stellar structure*” // The University of Chicago Press, Ill, USA – 1939.
98. Chung D. J. H., Kolb E. W., Riotto A. Superheavy dark matter // Phys. Rev. D – 1999. – Vol. 59, I. 2. – id. 023501.
99. Chemin L., Carignan C., Drouin N., Freeman K. C. H I Studies of the Sculptor Group Galaxies. VIII. The Background Galaxies: NGC 24 and NGC 45 // Astron. J. – 2006. – Vol. 132, I. 6. – P. 2527 – 2538.
100. Cole S., Lacey C. The structure of dark matter haloes in hierarchical clustering models // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1996. – Vol. 281. – P. 716.
101. Coleman M. G., de Jong J. T. A., Martin N. F. The Elongated Structure of the Hercules Dwarf Spheroidal Galaxy from Deep Large Binocular Telescope Imaging // Astrophys. J. – 2007. – Vol. 668, I. 1. – P. L43 – L46.
102. Colgate S. A., White R. H. The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions // Astrophys. J. – 1966. – Vol. 143. – P. 626.

103. Colín P., Valenzuela O., Avila-Reese V. On the Structure of Dark Matter Halos at the Damping Scale of the Power Spectrum with and without Relict Velocities // *Astrophys. J.* – 2008. – Vol. 673, I. 1. – P. 203 – 214.
104. Comerford J. M., Natarajan P. The observed concentration-mass relation for galaxy clusters // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 379, I. 1. – P. 190 – 200.
105. Conlon J. P., Quevedo F. Astrophysical and cosmological implications of large volume string compactifications // *J. Cosmol. Astroparticle Phys.* – I. 08. – P. 019.
106. Cooperstein J., Bethe H. A., & Brown G. E. Shock propagation in supernovae: Concept of net ram pressure // *Nucl. Phys. A* – 1984. – Vol. 429, I. 3. – P. 527 – 555.
107. Corless V. L., King L. J., Clowe D. A new look at massive clusters: weak lensing constraints on the triaxial dark matter haloes of A1689, A1835 and A2204 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2009. – Vol. 393, I. 4. – P. 1235 – 1254.
108. Côté S., Carignan C., Freeman K. C. The Various Kinematics of Dwarf Irregular Galaxies in Nearby Groups and Their Dark Matter Distributions // *Astron. J.* – 2000. – Vol. 120, I. 6. – P. 3027 – 3059.
109. Côté S., Carignan C., Sancisi R. A dark-halo-dominated galaxy - NGC 5585 // *Astron. J.* – 1991. – Vol. 102. – P. 904 – 913.
110. Covi L., Kim J. E., Roszkowski L. Axinos as Cold Dark Matter // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82, I. 21. – P. 4180-4183.
111. Cowsik R., Ghosh P. Dark matter in the universe - Massive neutrinos revisited // *Astrophys. J.* – 1987. – Vol. 317. – P. 26 – 51.

112. Dalcanton J. J., Hogan C. J. Halo Cores and Phase-Space Densities: Observational Constraints on Dark Matter Physics and Structure Formation // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 561, I. 1. – P. 35 – 45.
113. Dall’Ora M., Clementini G., Kinemuchi K., et al. Variable Stars in the Newly Discovered Milky Way Satellite in Bootes // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 653, I. 2. – P. L109 – L112.
114. Dar A. Baryonic Dark Matter and Big Bang Nucleosynthesis. // *Astrophys. J.* – 1995. – Vol. 449. – P. 550.
115. Dennefeld M., Kunth D. Supernova remnants and H II regions in M31 // *Astron. J.* – 1981. – Vol. 86, P. 989 – 997.
116. Diemand J., Kuhlen M., & Madau P. Dark Matter Substructure and Gamma-Ray Annihilation in the Milky Way Halo // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 657, I. 1. – P. 262 – 270.
117. Dodelson S., Widrow L. M. Sterile neutrinos as dark matter // *Phys. Rev. Lett.* – 1994 – Vol. 72, I. 1. – P. 17 – 20.
118. Dolgov A. D., Hansen S. H. Massive sterile neutrinos as warm dark matter // *Astropart. Phys.* – 2002. – Vol. 16, I. 3. – P. 339 – 344.
119. Donato F., Gentile G., Salucci P., et al. A constant dark matter halo surface density in galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2009. – Vol. 397, I. 3. – P. 1169 – 1176.
120. Donnarumma A., Ettori S., Meneghetti M., Moscardini L. X-ray and strong lensing mass estimate of MS2137.3-2353 // 2009. – Препринт: 0902.4051. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
121. Doroshkevich A. G., Khlopov M. Iu., Sunyaev R. A., et al. Cosmological impact of the neutrino rest mass // *Annals of New York Academy of Sciences* – 1981. – Vol. 375. – P. 32 – 42.

122. Dubovsky S. L., Tinyakov P. G., Tkachev I. I. Massive Graviton as a Testable Cold-Dark-Matter Candidate // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94, I. 18. – id. 181102.
123. Dutton A. A., Courteau S., de Jong R., Carignan C. Mass Modeling of Disk Galaxies: Degeneracies, Constraints, and Adiabatic Contraction // Astrophys. J – 2005. – Vol. 619, I. 1. – P. 218 – 242.
124. Dvali G., Gabadadze G., Poratti M. 4D gravity on a brane in 5D Minkowski space // Phys. Lett. B – 2000. – Vol. 485, I. 1 – 3. – P. 208 – 214.
125. Einasto J., Jaaniste J., Jõeveer M. et al. Hypergalaxies. // 1974, Tartu Astrofüüs. Obs. Teated – 1974. – Nr. 48. – P. 3 – 57.
126. Ettori S., De Grandi S., Molendi S. Gravitating mass profiles of nearby galaxy clusters and relations with X-ray gas temperature, luminosity and mass // Astron. & Astrophys. – 2002. – Vol. 391. – P. 841 – 855.
127. Evans N. W., An J., Walker M. G. Cores and cusps in the dwarf spheroidals // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2009. – Vol. 393, I. 1. – P. L50 – L54.
128. Evans N. W., Wilkinson M. I. The Haloes of the Milky Way and Andromeda Galaxies // ASPC Series – 2001 – Vol. 239. – P. 299.
129. van Eymeren J., Trachternach C., Koribalski B. S., Dettmar R.-J. Non-circular motions and the cusp-core discrepancy in dwarf galaxies // 2009. – Препринт: 0906.4654. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
130. Feldstein B., Fitzpatrick A. L., Katz E. Form Factor Dark Matter // 2009. – Препринт: 0908.2991. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
131. Fogli G. L., Lisi E., Marrone A., et al. Global analysis of neutrino masses and mixing // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2006. – Vol. 57, I. 1. – P. 71 – 78.

132. Fomin P., Iakubovskyi D., & Shtanov Y. Boiling of nuclear liquid in core-collapse supernova explosions // Ukr. J. Phys. – 2008. – Vol. 53 – P. 213 – 219.
133. Frigerio Martins C. The distribution of the dark matter in galaxies as the imprint of its Nature // 2009. – Препринт: 0903.4588. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
134. Fuller G. M., Kusenko A., Mocioiu I., & Pascoli S. Pulsar kicks from a dark-matter sterile neutrino // Phys. Rev. D – 2003. – Vol. 68, I. 10. – id. 103002.
135. Gao L., Navarro J. F., Cole S., et al. The redshift dependence of the structure of massive Λ cold dark matter haloes // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2008. – Vol. 387, I. 2. – P. 536 – 544.
136. Gastaldello F., Buote D. A., Humphrey P. J., et al. Probing the Dark Matter and Gas Fraction in Relaxed Galaxy Groups with X-Ray Observations from Chandra and XMM-Newton // Astrophys. J – 2007. – Vol. 669, I. 1. – P. 158 – 183.
137. Gates E. I., Gyuk G., & Turner M. S. The Local Halo Density // Astrophys. J. Lett. – 1995. – Vol. 449, P. L123.
138. Gavazzi R., Adami C., Durret F., et al. A weak lensing study of the Coma cluster // Astron. & Astrophys. – 2009. – Vol. 498, I. 2. – P. L33 – L36.
139. Geehan J. J., Fardal M. A., Babul A., & Guhathakurta P. Investigating the Andromeda stream - I. Simple analytic bulge-disc-halo model for M31 // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2006. – Vol. 366, I. 3. – P. 996 – 1011.
140. Gentile G., Salucci P., Klein U., et al. The cored distribution of dark matter in spiral galaxies // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2004. – Vol. 351, I. 3. – P. 903 – 922.

141. Ghigna S., Moore B., Governato F., et al. Density Profiles and Substructure of Dark Matter Halos: Converging Results at Ultra-High Numerical Resolution // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 544, I. 2. — P. 616 — 628.
142. Gilmore G., Wilkinson M., Kleyna J., et al. Observed Properties of Dark Matter: dynamical studies of dSph galaxies // *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* — 2006. — Vol. 173. — P.15 — 18.
143. Gilmore G., Wilkinson M. I., Wyse R. F. G., et al. The Observed Properties of Dark Matter on Small Spatial Scales // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 663, I. 2. — P. 948 — 959.
144. Gilmore G. Dark Matter on small scales; Telescopes on large scales // 2007. — Препринт: astro-ph/0703370. — Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
145. Giunti C. Theory and Phenomenology of Neutrino Mixing // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* — 2007. — Vol. 169. — P. 309 — 320.
146. Gnedin N. Y., Hamilton A. J. S. Matter power spectrum from the Lyman-alpha forest: myth or reality? // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* — 2002. — Vol. 334, I. 1. — P. 107 — 116.
147. Gnedin O. Y., Kravtsov A. V., Klypin A. A., Nagai D. Response of Dark Matter Halos to Condensation of Baryons: Cosmological Simulations and Improved Adiabatic Contraction Model // *Astrophys. J.* — 2004. — Vol. 616, I. 1. — P. 16 — 26.
148. Goerdt T., Moore B., Read J. I., et al. Does the Fornax dwarf spheroidal have a central cusp or core? // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* — 2006. — Vol. 368, I. 3. — P. 1073 — 1077.
149. Goldhaber A.S., Nieto M. M. Photon and Graviton Mass Limits // 2008. — Препринт: 0809.1003. — Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.

150. Goldreich P., Weber S. V. Homologously collapsing stellar cores // *Astrophys. J.* – 1980. – Vol. 238. – P. 991 – 997.
151. Gorbunov D., Khmelnitsky A., Rubakov V. Is gravitino still a warm dark matter candidate? // *J. High Energy Phys.* – I. 12. – P. 055.
152. Grasso D., Profumo S., Strong A. W., et al. On possible interpretations of the high energy electron-positron spectrum measured by the Fermi Large Area Telescope // 2009. – Препринт: 0905.0636. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
153. Hansen S. H., Egli D., Hollenstein L., Salzmann C. Dark matter distribution function from non-extensive statistical mechanics // *New Astron.* – 2005. – Vol. 10, I. 5. – P. 379 – 384.
154. Hansen S. H., Lesgourgues J., Pastor S., Silk J. Constraining the window on sterile neutrinos as warm dark matter // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 2002. – Vol. 333, I. 3. – P. 544 – 546.
155. Hansen S. H., Moore B. A universal density slope Velocity anisotropy relation for relaxed structures // *New Astron.* – 2006. – Vol. 11, I. 5. – P. 333 – 338.
156. Hashimoto M., Seki H., & Yamada M. Shape of nuclei in the crust of a neutron star // *Prog. Theor. Phys.* – 1984. – Vol. 71, No. 2. – P. 320 – 326.
157. Hayashi E., Navarro J. F., Taylor J. E., et al. The Structural Evolution of Substructure // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 584, I. 2. – P. 541 – 558.
158. Herder J. W. d., Boyarsky A., Ruchayskiy O., et al. The search for decaying Dark Matter // 2009. Препринт: 0906.1788. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.

159. Hidaka J., Fuller G. M. Dark matter sterile neutrinos in stellar collapse: Alteration of energy/lepton number transport, and a mechanism for supernova explosion enhancement // Phys. Rev. D – 2006. – Vol. 74, I. 12. – id. 125015.
160. Hidaka J., Fuller G. M. Sterile neutrino-enhanced supernova explosions // Phys. Rev. D – 2008. – Vol. 76, I. 8. – id. 083516.
161. Hirata K. S., Kajita T., Koshiba M., et al. Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A. // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58. – P. 1490 – 1493.
162. Hirata K. S., Kajita T., Koshiba M., et al. Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A // Phys. Rev. D – 1988. – Vol. 38, I. 2. – P. 448 – 458.
163. Hoffman Y., Romano-Díaz E., Shlosman I., Heller C. Evolution of the Phase-Space Density in Dark Matter Halos // Astrophys. J. – Vol. 671, I. 2. – P. 1108 – 1114.
164. Hogan C. J., Dalcanton J. J. New dark matter physics: Clues from halo structure // Phys. Rev. D – 2000. – Vol. 62, I. 6. – id. 063511.
165. Hooper D., Finkbeiner D. P., Dobler G. Possible evidence for dark matter annihilations from the excess microwave emission around the center of the Galaxy seen by the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe // Phys. Rev. D – 2007. – Vol. 76, I. 8. – id. 083012.
166. Hooper D., Profumo S. Dark matter and collider phenomenology of universal extra dimensions // Phys. Rep. – 2007. – Vol. 453, I. 2 – 4. – P. 29 – 115.
167. Hui L., Gnedin N. Y., & Zhang Y. The Statistics of Density Peaks and the Column Density Distribution of the Ly alpha Forest // Astrophys. J. – 1997. – Vol. 486. – P.599.

168. Humphrey P. J., Buote D. A., Gastaldello F., et al. A Chandra View of Dark Matter in Early-Type Galaxies // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 646, I. 2. – P. 899 – 918.
169. Iakubovskiy D., Boyarsky A., Ruchayskiy O. Lower Bounds on the Mass of Fermionic Dark Matter Particles // *Ukr. J. Phys.* – 2009. – Vol. 54, No. 7. – P. 730 – 738.
170. Irwin M. J., Belokurov V., Evans N. W., et al. Discovery of an Unusual Dwarf Galaxy in the Outskirts of the Milky Way // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 656, I. 1. – P. L13 – L16.
171. Jacoby G. H., Ciardullo R. Chemical Abundances of Planetary Nebulae in the Bulge and Disk of M31 // *Astrophys. J.* – 1999. – Vol. 515, I. 1. – P. 169 – 190.
172. Jacoby G. H., Ford H. C. Chemical abundances of planetary nebulae in M31 // *Astrophys. J.* – 1986. – Vol. 304. – P. 490 – 500.
173. Janka H.-Th., Buras R., Kitaura Joyanes F. S., et al. Core-Collapse Supernovae: Modeling between Pragmatism and Perfectionism // 2004. Препринт: astro-ph/0405289. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
174. Jansen F., Lumb D., Altieri B., et al. XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations // *Astron. & Astrophys.* – 2001. – Vol. 365. – P. L1 – L6.
175. de Jong J. T. A., Harris J., Coleman M. G., et al. The Structural Properties and Star Formation History of Leo T from Deep LBT Photometry // *Astrophys. J.* – 2008. – Vol. 680, I. 2. – P. 1112 – 1119.
176. Kazantzidis S., Mayer L., Mastropietro C., et al. Density Profiles of Cold Dark Matter Substructure: Implications for the Missing-Satellites Problem // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 608, I. 2. – P. 663 – 679.

177. Kent S. M. Dark matter in spiral galaxies. I - Galaxies with optical rotation curves // Astron. J. – 1986. – Vol. 91. – P. 1301 – 1321.
178. Kent S. M. Dark matter in spiral galaxies. II - Galaxies with H I rotation curves // Astron. J. – 1987. – Vol. 93 – P. 816 – 832.
179. Kim T.-S., Bolton J. S., Viel M., Haehnelt M. G., Carswell R. F. An improved measurement of the flux distribution of the Ly α forest in QSO absorption spectra: the effect of continuum fitting, metal contamination and noise properties // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2007. – Vol. 382, I. 4. – P. 1657 – 1674.
180. King I. The structure of star clusters. I. an empirical density law // Astron. J. – 1962 – Vol. 67. – P. 471.
181. Kitaura F. S., Janka F. S., & Hillebrandt W. Explosions of O-Ne-Mg Cores, the Crab Supernova, and Subluminous Type II-P Supernovae // Astron. & Astrophys. – 2006. – Vol. 450, I. 1. – P. 345 – 350.
182. Kleyna J. T., Wilkinson M. I., Gilmore G., & Evans N. W. A Dynamical Fossil in the Ursa Minor Dwarf Spheroidal Galaxy // Astrophys. J. Lett. – 2003 – Vol. 588, I. 1. – P. L21 – L24.
183. Kleyna J. T., Wilkinson M. I., Gilmore G., & Evans N. W. Erratum: “A Dynamical Fossil in the Ursa Minor Dwarf Spheroidal Galaxy” // Astrophys. J. Lett. – 2003. – Vol. 589, I. 1. – P. L59 – L59.
184. Klimentowski J., Łokas E. L., Kazantzidis S. Mass modelling of dwarf spheroidal galaxies: the effect of unbound stars from tidal tails and the Milky Way // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2007. – Vol. 378, I. 1. – P. 353 – 368.
185. Klypin A. Numerical Simulations in Cosmology I: Methods // 2000. – Препринт: astro-ph/0005502. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.

186. Klypin A., Holtzman J. // 1997. – Препринт: astro-ph/9712217. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
187. Klypin A., Kravtsov A. V., Valenzuela O., & Prada F. Where Are the Missing Galactic Satellites? // *Astrophys. J.* – 1999 – Vol. 522, I. 1. – P. 82 – 92.
188. Klypin A., Zhao H., & Somerville R. S. Λ CDM-based Models for the Milky Way and M31. I. Dynamical Models // *Astrophys. J.* – 2002 – Vol. 573, I. 2. – P. 597 – 613.
189. Kolb E., Turner M. “*The Early Universe*” // Reading, MA, USA – 1990.
190. Komatsu E., Dunkley J., Nolta M. R., et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation // *Astrophys. J. Suppl.* – 2009. – Vol. 180, I. 2. – P. 330 – 376.
191. Koposov S., Belokurov V., Evans N. W. et al. The Luminosity Function of the Milky Way Satellites // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 686, I. 1. – P. 279 – 291.
192. Koposov S. E., Yoo J., Rix, H.-W., et al. A Quantitative Explanation of the Observed Population of Milky Way Satellite Galaxies // *Astrophys. J.* – 2009. – Vol. 696, I. 2. – P. 2179 – 2194.
193. Kotake K., Sato K., Takahashi K. Explosion mechanism, neutrino burst and gravitational wave in core-collapse supernovae // *Rep. Progr. Phys.* – 2006. – Vol. 69, I. 4. – P. 971 – 1143.
194. Kraus C., Bornschein B., Bornschein L., et al. Final results from phase II of the Mainz neutrino mass searchin tritium β decay // *European Phys. J. C* – 2005. – Vol. 40, I. 4. – P. 447 – 468.

195. Kravtsov A. V., Klypin A. A., Bullock J. S., Primack J. R. The Cores of Dark Matter-dominated Galaxies: Theory versus Observations // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 502. — P. 48.
196. Kubo J. M., Stebbins A., Annis J., et al. The Mass of the Coma Cluster from Weak Lensing in the Sloan Digital Sky Survey // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 671, I. 2. — P. 1466 — 1470.
197. Kuhlen M., Diemand J., Madau P. The Shapes, Orientation, and Alignment of Galactic Dark Matter Subhalos // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 671, I. 2. — P. 1135 — 1146.
198. Kurylov A., Kamionkowski M. Generalized analysis of the direct weakly interacting massive particle searches // *Phys. Rev. D* — 2004. — Vol. 69, I. 6. — id. 063503.
199. Kusenko A. Sterile neutrinos: the dark side of the light fermions // 2009. — Препринт: 0906.2968. — Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
200. Kusenko A. Sterile Neutrinos, Dark Matter, and Pulsar Velocities in Models with a Higgs Singlet // *Phys. Rev. Lett.* — 2006 — Vol. 97, I. 24. — id. 241301.
201. Kusenko A., Shaposhnikov M. Supersymmetric Q-balls as dark matter // *Phys. Lett. B* — 1998. — Vol. 418, I. 1 — 2. — P. 46 — 54.
202. Kuzmin V. A., Tkachev I. I. Ultrahigh-energy cosmic rays, superheavy long-lived particles, and matter creation after inflation // *J. Experim. Theor. Phys. Lett.* — 1998. — Vol. 68, I. 4. — P. 271 — 275.
203. Laine M., Shaposhnikov M. Sterile neutrino dark matter as a consequence of ν MSM-induced lepton asymmetry // *J. Cosmol. Astroparticle Phys.* — 2008. — I. 06. — P. 031.

204. Lake G., Feinswog L. The distribution of dark matter in galaxies. I - Models of spiral galaxies // Astron. J. – 1989. – Vol. 98. – P. 166 – 179.
205. Lake G., Schommer R. A., van Gorkom J. H. The distribution of dark matter in the dwarf galaxy DDO 170 // Astron. J. – 1990. – Vol. 99. – P. 547 – 560.
206. Landau L. D., Lifshitz E. M. “*The classical theory of fields*” // Pergamon Press, Oxford, UK – 1975.
207. Landau L. D., Lifshitz E. M. “*Statistical physics*” // Pergamon Press, Oxford, UK – 1959.
208. Lassaut M., Flocard H., Bonche P., et al. Equation of state of hot dense matter // Astron. Astrophys. – 1987. – Vol. 183, No. 1. – L3 – L6.
209. Lattanzi M., Valle J. W. F. Decaying Warm Dark Matter and Neutrino Masses // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99, I. 12. – id. 121301.
210. Lee B. W., Weinberg S. Cosmological lower bound on heavy-neutrino masses // Phys. Rev. Lett. – 1977. – Vol. 39, I. 4. – P. 165 – 168.
211. Lee M. G., Park H. S., Park J.-H., et al. Deep Wide-Field BVI CCD Photometry of the Sextans Dwarf Spheroidal Galaxy // Astron. J. – 2003. – Vol. 126, I. 6. – P. 2840 – 2866.
212. Lewis A., Bridle S. Cosmological parameters from CMB and other data: A Monte Carlo approach // Phys. Rev. D – 2002. – Vol. 66, I. 10. – id. 103511.
213. Lesgourges J., Pastor S. Massive neutrinos and cosmology // Phys. Rep. – 2006. – Vol. 429, I. 6. – P. 307 – 379.
214. Liebendörfer M., Rampp M., Janka H.-Th., and Mezzacappa A. Supernova Simulations with Boltzmann Neutrino Transport: A Comparison of Methods // Astrophys. J. – 2005. – Vol. 620, I. 2. – P. 840 – 860.

215. Liedahl D. A., Osterheld A. L., Goldstein W. H. New calculations of Fe L-shell X-ray spectra in high-temperature plasmas // *Astrophys. J.* – 1995. – Vol. 438, No. 2. – P. L115 – L118.
216. Lin D. N. C., Faber S. M. Some implications of nonluminous matter in dwarf spheroidal galaxies // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 266. – P. L21 – L25.
217. Lobashev V. M., Aseev V. N., Belesev A. I., et al. Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum // *Phys. Lett. B* – 1999. – Vol. 460, I. 1 – 2. – P. 227 – 235.
218. Lynden-Bell D., Wood R. The gravo-thermal catastrophe in isothermal spheres and the onset of red-giant structure for stellar systems // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1968. – Vol. 138. – P. 495.
219. Macciò A. V., Dutton A. A., van den Bosch F. C. Concentration, spin and shape of dark matter haloes as a function of the cosmological model: WMAP1, WMAP3 and WMAP5 results // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 391, P. 1940 – 1954.
220. Macciò A. V., Dutton A. A., van den Bosch F. C., et al. Concentration, spin and shape of dark matter haloes: scatter and the dependence on mass and environment // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 378, I. 1. – P. 55 – 71.
221. Macciò A. V., Kang X., Moore B. Central Mass and Luminosity of Milky Way Satellites in the Λ Cold Dark Matter Model // *Astrophys. J. Lett.* – 2009. – Vol. 692, I. 2. – P. L109 – L112.
222. Madsen J. Phase-space constraints on bosonic and fermionic dark matter // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – Vol. 64, I. 23. – P. 2744 – 2746.
223. Madsen J. Generalized Tremaine-Gunn limits for bosons and fermions // *Phys. Rev. D* – 1991. – Vol. 44, I. 4. – P. 999 – 1006.

224. Madsen J. Dark matter phase space densities // Phys. Rev. D – 2001. – Vol. 64, I. 2. – id. 027301.
225. Madsen J., Epstein R. I. Firm bounds on the neutrino mass from the distribution of dark matter in galaxies // Astrophys. J. – 1984. – Vol. 282. – P. 11 – 18.
226. Mapelli M., Ferrara A., Pierpaoli E. Impact of dark matter decays and annihilations on reionization // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2006. – Vol. 369, I. 4. – P. 1719 – 1724.
227. Marchesini D., D’Onghia E., Chincarini G., et al. H α Rotation Curves: The Soft Core Question // Astrophys. J. – 2002. – Vol. 575, I. 2. – P. 801 – 813.
228. Martin N. F., de Jong J. T. A., Rix H.-W. A Comprehensive Maximum Likelihood Analysis of the Structural Properties of Faint Milky Way Satellites // Astrophys. J. – 2008. – Vol. 684, I. 2. – P. 1075 – 1092.
229. Mastropietro C., Moore B., Mayer L. et al. Morphological evolution of discs in clusters // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2005. – Vol. 364, I. 2. – P. 607 – 619.
230. Mateo M., Olszewski E., Welch D. L., et al. A kinematic study of the Fornax dwarf spheroidal galaxy // Astron. J. – 1991. – Vol. 102. – P. 914 – 926.
231. Mateo M. L. Dwarf Galaxies of the Local Group // Annual Rev. Astron. Astrophys. – 1998. – Vol. 36. – P. 435 – 506.
232. Mayer L., Kazantzidis S., Mastropietro C., Wadsley J. Early gas stripping as the origin of the darkest galaxies in the Universe // Nature – 2007. – Vol. 445, I. 7129. – P. 738 – 740.

233. Mayer L., Mastropietro C., Wadsley J., et al. Simultaneous ram pressure and tidal stripping; how dwarf spheroidals lost their gas // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2006. – Vol. 369, I. 3. – P. 1021 – 1038.
234. Mazurek T. J. The energetics of adiabatic shocks in stellar collapse // Astrophys. J. – 1982. – Vol. 259. – P. L13 – L17.
235. McDonald P., Seljak U., Burles S., et al. The Ly α Forest Power Spectrum from the Sloan Digital Sky Survey // Astrophys. J. Suppl. Series – 2006. – Vol. 163, I. 1. – P. 80 – 109.
236. McGaugh S. S. The Baryonic Tully-Fisher Relation of Galaxies with Extended Rotation Curves and the Stellar Mass of Rotating Galaxies // Astrophys. J. – 2005. – Vol. 632, I. 2. – P. 859 – 871.
237. McLaughlin D. E. Evidence in Virgo for the Universal Dark Matter Halo // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 512, I. 1. – P. L9 – L12.
238. Mewe R., Lemen J. R., van den Oord G. H. J. Calculated X-radiation from optically thin plasmas. VI - Improved calculations for continuum emission and approximation formulae for nonrelativistic average Gaunt factors // Astron. Astrophys. Suppl. – 1986. – Vol. 65, No. 3. – P. 511 – 536.
239. Mikheev S. P., Smirnov A. Iu. Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar-neutrino spectroscopy // Nuovo Cimento C – 1986. – vol. 9C. – P. 17 – 26.
240. Milgrom M. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis // Astrophys. J. – 1983. – Vol. 270. – P. 365 – 370.
241. Milgrom M. A modification of the Newtonian dynamics - Implications for galaxies // Astrophys. J. – 1983. – Vol. 270. – P. 371 – 389.

242. Milgrom M. A Modification of the Newtonian Dynamics - Implications for Galaxy Systems // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 270. – P. 384.
243. Milgrom M. MOND and the Seven Dwarfs // *Astrophys. J.* – 1995. – Vol. 455. – P. 439.
244. Milgrom M. Marriage à-la-MOND: Baryonic dark matter in galaxy clusters and the cooling flow puzzle // *New Astron. Rev.* – 2008. – Vol. 51, I. 10 – 12. – P. 906 – 915.
245. Miranda M., Macciò A. V. Constraining warm dark matter using QSO gravitational lensing // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 382, I. 3. – P. 1225 – 1232.
246. Misra B., Sudarshan E. C. G. The Zeno's paradox in quantum theory // *J. Math. Phys.* – 1977. – Vol. 18, I. 4. – P. 756 – 763.
247. Moffat J. W. Scalar tensor vector gravity theory // *J. Cosmol. Astroparticle Phys.* – 2006. – I. 03. – P. 004.
248. Moiseenko S. G., Bisnovatyi-Kogan G. S., & Ardeljan N. V. Magnetorotational supernovae with jets // 2006. – Препринт: astro-ph/0603789. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
249. Moore B. Evidence against dissipation-less dark matter from observations of galaxy haloes // *Nature* – 1994. – Vol. 370, I. 6491. – P. 629 – 631.
250. Moore B., Quinn T., Governato F., et al. Cold collapse and the core catastrophe // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1999. – Vol. 310, I. 4. – P. 1147 – 1152.
251. Morrison R., McCammon D. Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 270. – P. 119 – 122.

252. Muñoz R. R., Carlin J. L., Frinchaboy P. M. Exploring Halo Substructure with Giant Stars: The Dynamics and Metallicity of the Dwarf Spheroidal in Boötes // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 650, I. 1. – P. L51 – L54.
253. Munyaneza F., Biermann P. L. Degenerate sterile neutrino dark matter in the cores of galaxies // *Astron. & Astrophys.* – 2006. – Vol. 458, I. 2. – P. L9 – L12.
254. Nadyozhin D. K. The neutrino radiation for a hot neutron star formation and the envelope outburst problem // *Astrophys. Space Sci.* – 1978. – Vol. 53, No. 1. – P. 131 – 153.
255. Kuzio de Naray R., McGaugh S. S., de Blok W. J. G. Mass Models for Low Surface Brightness Galaxies with High-Resolution Optical Velocity Fields // *Astrophys. J.* – 2008. – Vol. 676, I. 2. – P. 920 – 943.
256. Kuzio de Naray R., McGaugh S. S., de Blok W. J. G., Bosma A. High-Resolution Optical Velocity Fields of 11 Low Surface Brightness Galaxies // *Astrophys. J. Suppl. Series* – 2006. – Vol. 165, I. 2. – P. 461 – 479.
257. Naab T., Johansson P. H., Ostriker J. P., Efstathiou G. Formation of Early-Type Galaxies from Cosmological Initial Conditions // *Astrophys. J.* – Vol. 658, I. 2. – P. 710 – 720.
258. Napolitano N. R., Romanowsky A. J., Coccato L., et al. The Planetary Nebula Spectrograph elliptical galaxy survey: the dark matter in NGC 4494 // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 2009. – Vol. 393, I. 2. – P. 329 – 353.
259. Natarajan P., Zhao H. MOND plus classical neutrinos are not enough for cluster lensing // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – Vol. 389, I. 1. – P. 250 – 256.
260. Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. The Structure of Cold Dark Matter Halos // *Astrophys. J.* – 1996. – Vol. 462. – P. 563.

261. Navarro J. F., Frenk C. S., & White S. D. M. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering // *Astrophys. J.* – 1997. – Vol. 490. – P. 493.
262. Navarro J. F., Hayashi E., Power C., et al. The inner structure of Λ CDM haloes - III. Universality and asymptotic slopes // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2004. – Vol. 349, I. 3. – P. 1039 – 1051.
263. Neto A. F., Gao L., Bett P., et al. The statistics of Λ CDM halo concentrations // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 381, I. 4. – P. 1450 – 1462.
264. Nevalainen J., Markevitch M., & Lumb D. XMM-Newton EPIC Background Modeling for Extended Sources // *Astrophys. J.* – 2005. – Vol. 629, I. 1. – P. 172 – 191.
265. Nojiri S., Odintsov S. D. Modified gravity with negative and positive powers of curvature: Unification of inflation and cosmic acceleration // *Phys. Rev. D* – 2003. – Vol. 68, I. 12. – id. 123512.
266. Nötzold D., Raffelt G. Neutrino dispersion at finite temperature and density // *Nucl. Phys. B* – 1988. – Vol. 307, I. 4. – P. 924 – 936.
267. Ogasawara R., Sato K. Nuclei in Neutrino-Degenerate Dense Matter. I –Cold Case— // *Prog. Theor. Phys.* – 1982. – Vol. 68, No. 1. – P. 222 – 235.
268. Okamoto S., Arimoto N., Yamada Y., Onodera M. A Suprime-Cam study of the stellar population of the Ursa Major I dwarf spheroidal galaxy // *Astron. & Astrophys.* – 2008. – Vol. 487, I. 1. – P. 103 – 108.
269. Osmond J. P. F., Ponman T. J. The GEMS project: X-ray analysis and statistical properties of the group sample // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2004. – Vol. 350, I. 4. – P. 1511 – 1535.

270. Pagels H., Primack J. R. Supersymmetry, cosmology, and new physics at teraelectronvolt energies // Phys. Rev. Lett. – 1982. – Vol. 48. – P. 223 – 226.
271. Pal P. B., & Wolfenstein L. Radiative decays of massive neutrinos // Phys. Rev. D. – 1982. – Vol. 25, I. 3. – P. 766 – 773.
272. Palazzo A., Cumberbatch D., Slosar A., & Silk J. Sterile neutrinos as subdominant warm dark matter // Phys. Rev. D – 2007. – Vol. 76, I. 10. – id. 103511.
273. Peccei R. D., Quinn H. R. CP conservation in the presence of pseudoparticles // Phys. Rev. Lett. – 1977. – Vol. 38, I. 25. – P. 1440 – 1443.
274. Peebles P. J. E. The origin of galaxies and clusters of galaxies // Science – 1984. – Vol. 224. – P. 1385 – 1391.
275. Peirani S., Durier F., de Freitas Pacheco J. A. Evolution of the phase-space density of dark matter haloes and mixing effects in merger events // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2006. – Vol. 367, I. 3. – P. 1011 – 1016.
276. Peirani S., de Freitas Pacheco J. A. Phase-Space Evolution of Dark Matter Halos // 2007. – Препринт: astro-ph/0701292. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
277. Peterson C. J., Rubin V. C., Ford W. K. Jr. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. III - The spiral galaxy NGC 7217 // Astrophys. J. – 1978. – Vol. 226. – P. 770 – 776.
278. Pietrzyński G., Gieren W.; Szewczyk O., et al. The Araucaria Project: the Distance to the Sculptor Dwarf Spheroidal Galaxy from Infrared Photometry of RR Lyrae Stars // Astron. J. – 2008. – Vol. 135, I. 6. – P. 1993 – 1997.

279. Penarrubia J., McConnachie A., & Navarro J. F. The Cold Dark Matter Halos of Local Group Dwarf Spheroidals // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 672, I. 2. – P. 904 – 913.
280. Pospelov M., Trott M. R-parity preserving super-WIMP decays // *J. High Energy Phys.* – I. 04. – P. 044.
281. Pryor C., Kormendy J. The dark matter halos of Draco and Ursa Minor // *Astron. J.* – 1990. – Vol. 100. – P. 127 – 140.
282. Puche D., Carignan C. H I studies of the Sculptor group galaxies. VII - Implications on the distribution and nature of dark matter in groups // *Astrophys. J.* – 1991. – Vol. 378. – P. 487 – 495.
283. Raffelt G. G. Axions - motivation, limits and searches // *J. Phys. A* – 2007. – Vol. 40, I. 25. – P. 6607 – 6620.
284. Raffelt G., Sigl G. Neutrino flavor conversion in a supernova core // *Astropart. Phys.* – 1993. – Vol. 1, I. 2. – P. 165 – 183.
285. Randall L., Sundrum R. An Alternative to Compactification // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 83, I. 23. – P. 4690 – 4693.
286. Ravenhall D. G., Pethick C. J., & Wilson J. R. Structure of Matter below Nuclear Saturation Density // *Phys. Rev. Lett.* – 1983. – Vol. 50, I. 26. – P. 2066 – 2069.
287. Read A. M., Ponman T. J. The XMM-Newton EPIC background: Production of background maps and event files // *Astron. Astrophys.* – 2003. – Vol. 409. – P. 395 – 410.
288. Read J. I., Pontzen A. P., Viel M. On the formation of dwarf galaxies and stellar haloes // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 371, I. 2. – P. 885 – 897.

289. Regan J. A., Haehnelt M. G., Viel M. Numerical simulations of the Lyman α forest - a comparison of GADGET-2 and ENZO // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2007. – Vol. 374, I. 1. – P. 196 – 205.
290. Riemer-Sørensen S., Hansen S. H., & Pedersen, K. Sterile Neutrinos in the Milky Way: Observational Constraints // Astrophys. J. Lett. – 2006. – Vol. 644, I. 1. – P. L33 – L36.
291. Richter M. C., Tupper G. B., Viollier R. D. A symbiotic scenario for the rapid formation of supermassive black holes // J. Cosmol. Astroparticle Phys. – 2006. – I. 12. – P. 015.
292. Rines K., Geller M. J., Kurtz M. J., Diaferio A. CAIRNS: The Cluster and Infall Region Nearby Survey. I. Redshifts and Mass Profiles // Astron. J. – 2003. Vol. 126, I. 5. – P. 2152 – 2170.
293. Ripamonti E., Mapelli M., Ferrara A. Intergalactic medium heating by dark matter // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2007. – Vol. 374, I. 3. – P. 1067 – 1077.
294. Ripamonti E., Mapelli M., Ferrara A. The impact of dark matter decays and annihilations on the formation of the first structures // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2007. – Vol. 375, I. 4. – P. 1399 – 1408.
295. Rizzi L., Held E. V., Saviane I., et al. The distance to the Fornax dwarf spheroidal galaxy // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2007. – Vol. 380, I. 3. – P. 1255 – 1260.
296. Romano-Díaz E., Hoffman Y., Heller C., et al. Evolution of Characteristic Quantities for Dark Matter Halo Density Profiles // Astrophys. J. – 2007. – Vol. 657, I. 1, P. 56 – 70.
297. Romano-Díaz E., Faltenbacher A., Jones D., et al. Constrained Cosmological Simulations of Dark Matter Halos // Astrophys. J. – Vol. 637, I. 2. – P. L93 – L96.

298. Romanowsky A. J., Strader J., Spitler L. R., et al. Mapping The Dark Side with DEIMOS: Globular Clusters, X-Ray Gas, and Dark Matter in the NGC 1407 Group // *Astron. J.* – 2009. – Vol. 137, I. 6. – P. 4956 – 4987.
299. Rubin V. C., Thonnard N., Ford W. K. Jr. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. I - The angle between the rotation axis of the nucleus and the outer disk of NGC 3672 // *Astrophys. J.* – 1977. – Vol. 217. – P. L1 – L4.
300. Rubin V. C., Ford W. K. Jr., Strom K. M., et al. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. II - The anemic SA galaxy NGC 4378 // *Astrophys. J.* – 1978. – Vol. 224. – P. 782 – 795.
301. Rubin V. C., Thonnard N., Ford W. K. Jr. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV - Systematic dynamical properties, SA through SC // *Astrophys. J.* – 1978. – Vol. 225. – P. L107 – L111.
302. Ruchayskiy O. Restrictions on sterile neutrino parameters from astrophysical observations // 2007. – Препринт: 0704.3215. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
303. Rychkov V. S., Strumia A. Thermal production of gravitinos // *Phys. Rev. D* – 2007. – Vol. 75, I. 7. – id. 075011.
304. Sahni V., Shtanov Yu. Braneworld models of dark energy // *J. Cosmol. Astroparticle Phys.* – 2003. – I. 11. – P. 014.
305. Sánchez-Salcedo F. J., Reyes-Iturbide J., Hernandez X. An extensive study of dynamical friction in dwarf galaxies: the role of stars, dark matter, halo profiles and MOND // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 370, I. 4. – P. 1829 – 1840.
306. Sanders R. H. Clusters of galaxies with modified Newtonian dynamics // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – Vol. 342, I. 3. – P. 901 – 908.

307. Sanders R. H. Neutrinos as cluster dark matter // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 380, I. 1. – P. 331 – 338.
308. Sanders R. H., McGaugh S. S. Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 2002. – Vol. 40. – P. 263 – 317.
309. Sanglard V., Benoit A., Bergé L., et al. Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors // *Phys. Rev. D* – 2005. – Vol. 71, I. 12. – id. 122002.
310. Scheck L., Janka H.-Th., Foglizzo T., & Kifonidis K. Multidimensional supernova simulations with approximative neutrino transport. II. Convection and the advective-acoustic cycle in the supernova core // *Astron. & Astrophys.* – 2008. – Vol. 477, I. 3. – P. 931 – 952.
311. Scheck L., Kifonidis K., Janka H.-Th., & Müller E. Multidimensional supernova simulations with approximative neutrino transport. I. Neutron star kicks and the anisotropy of neutrino-driven explosions in two spatial dimensions // *Astron. & Astrophys.* – 2006. – Vol. 457. – P. 963.
312. Schmidt R. W., Allen S. W. The dark matter haloes of massive, relaxed galaxy clusters observed with Chandra // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 379, I. 1. – P. 209 – 221.
313. Schwetz T., Tórtola M., Valle J. W. F. Three-flavour neutrino oscillation update // *New J. Phys.* – 2008. – Vol. 10, I. 11. – P. 113011.
314. Seljak U., Makarov A., McDonald P., & Trac H. Can Sterile Neutrinos Be the Dark Matter? // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 97, I. 19. – id. 191303.
315. Sereno M., Lubini M., Jetzer P. A multi-wavelength strong lensing analysis of baryons and dark matter in the dynamically active cluster

- AC 114 // 2009. – Препринт: 0904.0018. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
316. Seto O., Yamaguchi M. Axino warm dark matter and Ω_b - Ω_{DM} coincidence // Phys. Rev. D – 2007. – Vol. 75, I. 12. – id. 123506.
 317. Sicotte V., Carignan C. NGC 5204: A Strongly Warped Magellanic Spiral.II.H I Kinematics and Mass Distribution // Astron. J. – 1997. – Vol. 113. – P. 609 – 617.
 318. Sikivie P. Axion Cosmology // Lecture Note Phys. – 2008. – Vol. 741. – P. 19.
 319. Shapiro S. L., Teukolsky S. A., “Black Holes, White Dwarves and Neutron Stars” // John Wiley & Sons, New York, USA. – 1983.
 320. Shaposhnikov M., Tkachev I. The ν MSM, inflation, and dark matter // Phys. Lett. B – 2006. – Vol. 639, I. 5. – P. 414 – 417.
 321. Shaposhnikov M. The ν MSM, leptonic asymmetries, and properties of singlet fermions // J. High Energy Phys. – 2008. – I. 08. – P. 008.
 322. Shi X.-d., Fuller G. M. New Dark Matter Candidate: Nonthermal Sterile Neutrinos // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 82, I. 14. – P. 2832 – 2835.
 323. Shi X.-d., Sigl G. A type II supernovae constraint on ν_e - ν_s mixing // Phys. Lett. B. – 1994. – Vol. 323, I. 3 – 4. – P. 360 – 366.
 324. Shirey R., Soria R., Borozdin K., et al. The central region of M 31 observed with XMM-Newton. I. Group properties and diffuse emission // Astron. Astrophys. – 2001. – Vol. 365. – P. L195 – L201.
 325. Simon J. D., Geha M. The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites: Solving the Missing Satellite Problem // Astrophys. J. – 2007. – Vol. 670, I. 1. – P. 313 – 331.

326. Skordis C. The tensor-vector-scalar theory and its cosmology // *Class. Quant. Grav.* – 2009. – Vol. 26, I. 14. – P. 143001.
327. Smith R. K., Brickhouse N. S., Liedahl D. A., & Raymond J. C. Collisional Plasma Models with APEC/APED: Emission-Line Diagnostics of Hydrogen-like and Helium-like Ions // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 556, I. 2. – P. L91 – L95.
328. Smith D., Weiner N. Inelastic dark matter // *Phys. Rev. D* – 2001. – Vol. 64, I. 4. – id. 043502.
329. Sommer-Larsen J., Dolgov A. Formation of Disk Galaxies: Warm Dark Matter and the Angular Momentum Problem // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 551, I. 2. – P. 608 – 623.
330. Sonoda H., Watanabe G., Sato K., et al. Impact of nuclear “pasta” on neutrino transport in collapsing stellar cores // *Phys. Rev. C* – 2007. – Vol. 75, I. 4. – id. 042801.
331. Spano M., Marcelin M., Amram P., et al. GHASP: an H α kinematic survey of spiral and irregular galaxies - V. Dark matter distribution in 36 nearby spiral galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 383, I. 1. – P. 297 – 316.
332. Spergel D. N., Bean R., Doré O., et al. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Implications for Cosmology // *Astrophys. J. Suppl. Series* – 2007. – Vol. 170, I. 2. – P. 377 – 408.
333. Springel V., Wang J., Vogelsberger M., et al. The Aquarius Project: the subhaloes of galactic haloes // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2008. – Vol. 391, I. 12. – P. 1685 – 1711.
334. Stasielak J., Biermann P. L., & Kusenko A. Thermal Evolution of the Primordial Clouds in Warm Dark Matter Models with keV Sterile Neutrinos // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 654, I. 1. – P. 290 – 303.

335. Stanek K. Z. & Garnavich P. M. Distance to M31 with the Hubble Space Telescope and HIPPARCOS Red Clump Stars // *Astrophys. J. Lett.* – 1998. – Vol.503. – P. L131.
336. Strigari L. E., Bullock J. S., Kaplinghat M., et al. A Large Dark Matter Core in the Fornax Dwarf Spheroidal Galaxy? // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 652, I. 1. – P. 306 – 312.
337. Strigari L. E., Kaplinghat M., Bullock J. S. Dark matter halos with cores from hierarchical structure formation // *Phys. Rev. D* – 2007. – Vol. 75, I. 6. – id. 061303.
338. Strigari L. E., Bullock J. S., Kaplinghat M., et al. Redefining the Missing Satellites Problem // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 669, I. 2. – P. 676 – 683.
339. Strigari L. E., Koushiappas S. M., Bullock J. S., et al. The Most Dark-Matter-dominated Galaxies: Predicted Gamma-Ray Signals from the Faintest Milky Way Dwarfs // *Astrophys. J.* – 2008. – Vol. 678, I. 2. – P. 614 – 620.
340. Strigari L. E., Bullock J. S., Kaplinghat M., et al., A common mass scale for satellite galaxies of the Milky Way // *Nature* – 2008. – Vol. 454, I. 7208. – P. 1096 – 1097.
341. Strüder L., Briel U., Dennerl K., et al. The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera // *Astron. & Astrophys.* – 2001. – Vol. 365. – P. L18 – L26.
342. Strumia A., Vissani F. Neutrino masses and mixings // 2006. – Препринт: hep-ph/0606054. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
343. Sun M., Voit G. M., Donahue M., et al. Chandra Studies of the X-Ray Gas Properties of Galaxy Groups // *Astrophys. J.* – 2009. – Vol. 693, I. 2. – P. 1142 – 1172.

344. Suraud E. Thomas-Fermi study of the bubble phase in hot dense matter // Astron. & Astrophys. – 1985. – Vol. 143, No. 1. – P. 108 – 115.
345. Swaters R. A., Madore B. F., van den Bosch F. C., & Balcells M. The Central Mass Distribution in Dwarf and Low Surface Brightness Galaxies // Astrophys. J. – 2003. – Vol. 583, I. 2. – P. 732 – 751.
346. Takahashi H., Okada Y., Kokubun M., & Makishima K. XMM-Newton and Chandra Observations of the Central Region of M31 // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 615, I. 1. – P. 242 – 252.
347. Takayama F., Yamaguchi M. Gravitino dark matter without R-parity // Phys. Lett. B – 2000. – Vol. 485, I. 4. – P. 388 – 392.
348. Tamm A., Tenjes P. Structure of visible and dark matter components in spiral galaxies at redshifts $z=0.5-0.9$ // Astron. & Astrophys. – 2005. – Vol. 433, I. 1. – P. 31 – 41.
349. Taoso M., Bertone G., Masiero A. Dark matter candidates: a ten-point test // J. Cosmol. Astroparticle Phys. – 2008. – I. 03. – P. 022.
350. Taylor J. E., Navarro J. F. The Phase-Space Density Profiles of Cold Dark Matter Halos // Astrophys. J. – Vol. 563, I. 2. – P. 483 – 488.
351. Tegmark M., Strauss M. A., Blanton M. R., et al. Cosmological parameters from SDSS and WMAP // Phys. Rev. D – 2004. – Vol. 69, I. 10. – id. 103501.
352. Tempel E., Tamm A., & Tenjes P. Visible and dark matter in M 31 - II. A dynamical model and dark matter density distribution // 2007. – Препринт: 0707.4374. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
353. Theuns Tom., Leonard A., Efstathiou G., et al. P^3M -SPH simulations of the Ly- α forest // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1998. – Vol. 301, I. 2. – P. 478 – 502.

354. Tisserand P., Le Guillou L., Afonso C., et al. Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds // Astron. & Astrophys. – 2007. – Vol. 469, I. 2. – P. 387 – 404.
355. Torii S., Yamagami T., Tamura T., et al. High-energy electron observations by PPB-BETS flight in Antarctica // 2008. – Препринт: 0809.0760. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
356. Tremaine S., Gunn J. E. Dynamical role of light neutral leptons in cosmology // Phys. Rev. Lett. – 1979. – Vol. 42, I. 6. – P. 407 – 410.
357. Tremaine S., Henon M., Lynden-Bell D. H-functions and mixing in violent relaxation // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1986. – Vol. 219. – P. 285 – 297.
358. Turner, M. J. L., Abbey A., Arnaud M., et al. The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The MOS cameras // Astron. & Astrophys. – 2001. – Vol. 365 – P. L27 – L35.
359. Ullio P., Kamionkowski M., Vogel P. Spin-dependent WIMPs in DAMA? // J. High Energy Phys. – 2001. – I. 07. – P. 044.
360. Umetsu K., Broadhurst T. Combining Lens Distortion and Depletion to Map the Mass Distribution of A1689 // Astrophys. J. – 2008. – Vol. 684, I. 1. – P. 177 – 203.
361. Van Hese E., Baes M., Dejonghe H. The Dynamical Structure of Dark Matter Halos with Universal Properties // Astrophys. J. – Vol. 690, I. 2. – P. 1280 – 1291.
362. de Vega H. J., Sanchez N. G. On the constant surface density in dark matter galaxies and interstellar molecular clouds // 2009. – Препринт: 0907.0006. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.

363. Viel M., Becker G. D., Bolton J. S., et al. How Cold Is Cold Dark Matter? Small-Scales Constraints from the Flux Power Spectrum of the High-Redshift Lyman- α Forest // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100, I. 4. – id. 041304.
364. Viel M., Haehnelt M. G. Cosmological and astrophysical parameters from the Sloan Digital Sky Survey flux power spectrum and hydrodynamical simulations of the Lyman α forest // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2006. – Vol. 365, I. 1. – P. 231 – 244.
365. Viel M., Haehnelt M. G., Carswell R. F. & Kim T.-S. The effect of (strong) discrete absorption systems on the Lyman α forest flux power spectrum // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2004. – Vol. 349, I. 3. – P. L33 – L37.
366. Viel M., Haehnelt M. G., Springel V. Inferring the dark matter power spectrum from the Lyman α forest in high-resolution QSO absorption spectra // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2004. – Vol. 354, I. 3. – P. 684 – 694.
367. Viel M., Haehnelt M. G., Springel V. Testing the accuracy of the hydrodynamic particle-mesh approximation in numerical simulations of the Lyman α forest // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2006. – Vol. 367, I. 4. – P. 1655 – 1665.
368. Viel M., Lesgourgues J., Haehnelt M. G., et al. Constraining warm dark matter candidates including sterile neutrinos and light gravitinos with WMAP and the Lyman- α forest // Phys. Rev. D – Vol. 71, I. 6. – id. 063534.
369. Viel M., Lesgourgues J., Haehnelt M. G., et al. Can Sterile Neutrinos Be Ruled Out as Warm Dark Matter Candidates? // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97, I. 7. – id. 071301.

370. Viel M., Matarrese S., Mo H. J., et al. Probing the intergalactic medium with the Ly α forest along multiple lines of sight to distant QSOs // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – Vol. 329, I. 4. – P. 848 – 862.
371. Viel M., Matarrese S., Mo H. J., et al. Modelling the IGM and the Ly α forest at high redshift from the dark matter distribution // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2002. – Vol. 336, I. 2. – P. 685 – 698.
372. Viollier R. D. Neutrino halos around baryonic stars and supermassive neutrino stars - Atoms of the macrocosm? // Progress Part. Nucl. Phys. – 1994. – Vol. 32. – P. 51 – 74.
373. Walker M. G., Mateo M., Olszewski E. W., et al. A Universal Mass Profile for Dwarf Spheroidal Galaxies? // 2009. – Препринт: 0906.0341. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.
374. Watanabe G., Sato K., Yasuoka K., & Ebisuzaki T. Phases of hot nuclear matter at subnuclear densities // Phys. Rev. C – 2004. – Vol. 69, I. 5. – id. 055805.
375. Watanabe G. T., Maruyama S. E., Sato K., et al. Simulation of Transitions between “Pasta” Phases in Dense Matter // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94, I. 3. – id. 031101.
376. Watson C. R., Beacom J. F., Yuksel H., & Walker T. P. Direct X-ray constraints on sterile neutrino warm dark matter // Phys. Rev. D – 2006. – Vol. 74, I. 3. – id. 033009.
377. Weijmans A.-M., Cappellari M., Bacon R., et al. Stellar velocity profiles and line strengths out to four effective radii in the early-type galaxies NGC 3379 and 821 // 2009. – Препринт: 0906.0018. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.

378. Weijmans A.-M., Krajnović D., van de Ven G., et al. The shape of the dark matter halo in the early-type galaxy NGC 2974 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2008. – Vol. 383, I. 379. – P. 1343 – 1358.
379. Weinberg S. A new light boson? // Phys. Rev. Lett. – 1978. – Vol. 40, I. 4. – P. 223 – 226.
380. Weinberg D. H., Davé R., Katz N., & Kollmeier J. A. The Lyman- α Forest as a Cosmological Tool // AIP Conference Proceedings – 2003. – Vol. 666. – P. 157 – 169.
381. Weldrake D. T. F., de Blok W. J. G., Walter F. A high-resolution rotation curve of NGC 6822: a test-case for cold dark matter // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2003. – Vol. 340, I. 1. – P. 12 – 28.
382. Widrow L. M., Dubinski J. Equilibrium Disk-Bulge-Halo Models for the Milky Way and Andromeda Galaxies // Astrophys. J. – 2005. – Vol. 631, I. 2. – P. 838 – 855.
383. Wilczek F. Problem of strong P and T invariance in the presence of instantons // Phys. Rev. Lett. – 1978. – Vol. 40, I. 5. – P. 279 – 282
384. White S. D. M., Frenk C. S., Davis M. Clustering in a neutrino-dominated universe // Astrophys. J. – Vol. 274. – P. L1 – L5.
385. Williams R. D., Koonin S. E. Sub-saturation phases of nuclear matter // Nucl. Phys. A – 1985. – Vol. 435, I. 3 – 4. – P. 844 – 858.
386. Wolfenstein L. Neutrino oscillations in matter // Phys. Rev. D – 1978. – Vol. 17, I. 9. – P. 2369 – 2374.
387. Wu X. The mass distribution of dwarf spheroidal galaxies from stellar kinematics: Draco, Ursa Minor and Fornax // 2007. – Препринт: astro-ph/0702233. – Режим доступу до архіву: <http://arxiv.org>.

388. Zait A., Hoffman Y., Shlosman I. Dark Matter Halos: Velocity Anisotropy-Density Slope Relation // *Astrophys. J.* – 2008. – Vol. 682, I. 2. – P. 835 – 840.
389. Zel'Dovich Ya. B. Gravitational instability: An approximate theory for large density perturbations. // *Astron. & Astrophys.* – 1970. – Vol. 5. – P. 84 – 89.
390. Zhang Z., Xu H., Wang Y., et al. Probing the Mass Distributions in NGC 1407 and Its Associated Group with the X-Ray Imaging Spectroscopic and Optical Photometric and Line-Strength Indices Data // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 656, I. 2. – P. 805 – 817.
391. Zucker D. B., Belokurov V., Evans N. W. A Curious Milky Way Satellite in Ursa Major // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 650, I. 1. – P. L41 – L44.
392. Zurek K. M. Multicomponent dark matter // *Phys. Rev. D* – 2009. – Vol. 79, I. 11. – id. 115002.
393. Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln // *Helvetica Phys. Acta.* – 1933. – Vol. 6. – P. 110 – 127.