

ІНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ ІМ. М.М. БОГОЛЮБОВА  
НАН УКРАЇНИ

ІНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ ІМ. М.М. БОГОЛЮБОВА  
НАН УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису

**Савченко Денис Олександрович**

УДК 524.8, 539.1

## **ДИСЕРТАЦІЯ**

# **РОЗПОДІЛ І СПОСТЕРЕЖНІ ПРОЯВИ ЛЕГКОЇ ТЕМНОЇ МАТЕРІЇ**

01.04.02 – теоретична фізика

природничі науки

(104 – фізика та астрономія)

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

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

---

підпис, ініціали та прізвище здобувача

Науковий керівник:

Штанов Юрій Володимирович  
доктор фізико-математичних наук,  
старший науковий співробітник



# АНОТАЦІЯ

**Савченко Д. О. Розподіл і спостережні прояви легкої темної матерії – Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ, 2020.**

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 – теоретична фізика (природничі науки, 104 - фізика та астрономія). – Рукопис.

Існування темної матерії у Всесвіті показано численими спостереженнями та космологічними міркуваннями, однак її природа і досі залишається нез'ясованою. Найбільш обґрунтованим є припущення, що темна матерія складається з елементарних частинок за рамками Стандартної моделі. Отже, з'ясування природи темної матерії є не лише першочерговою задачею в астрофізиці і космології, а й становить значний інтерес для фізики частинок.

Дисертаційна робота присвячена дослідженню моделей темної матерії, що складається з легких (з масою порядку кількох кеВ) частинок – ферміонів. Одною з найбільш вмотивованих моделей такого типу є Мінімальне нейтринне розширення стандартної моделі фізики частинок ( $\nu$ MSM), що не лише містить частинку темної матерії, а й дозволяє пояснити явище осциляції нейтрино та пропонує механізм генерації барионної асиметрії Всесвіту. В цій теорії частинки темної матерії можуть розпадатись. Одним з каналів є радіаційний розпад з утворенням вузької лінії випромінювання. Знайдена в спектрах космічних об'єктів неідентифікована лінія на енергії близько 3.5 кеВ може виявитись саме таким сигналом. Значна частина роботи присвячена дослідженню цієї лінії випромінювання за даними рентгенівських спостережень – пошуку сигналу в нових об'єктах і порівнянню властивостей сигналу з передбаченнями для лінії розпаду темної матерії. Значну увагу приділено дослідженню можливих джерел похибок, що виникають під час аналізу даних

спостережень і моделювання спектрів космічних об'єктів. Такими джерелами похибок є компоненти інструментального фону, що спричинені космічними променями, а також сонячними протонами, що прискорюються магнітосферою. Врахування цих фонових компонент передбачає знаходження та виключення з аналізу періодів з їх високим рівнем і моделювання залишкових компонент.

Під час моделювання спектрів на обмеженому інтервалі енергій також виникає систематична похибка визначення параметрів слабкої лінії випромінювання, що спричинена неточним моделюванням неперервної компоненти спектра. В роботі оцінена величина цієї похибки і показано, що її врахування дозволяє узгодити між собою протиріччя в результатах аналізу різних груп авторів.

Неідентифікована лінія випромінювання в рентгенівських спектрах космічних об'єктів може бути статистичною флуктуацією. Для перевірки цієї гіпотези необхідно проаналізувати великі набори даних різних спостережень і дослідити залежність значущості детектування сигналу від сумарного часу експозиції. Для виключення інструментального походження лінії необхідно досліджувати положення детектованого сигналу від червоного зміщення об'єкту, що спостерігається. Походження сигналу від атомних переходів може бути враховане введенням в модель спектрів додаткової компоненти. Нарешті, для перевірки гіпотези про походження лінії від розпадів темної матерії необхідно порівняти спостережані інтенсивності сигналу в різних космічних об'єктах з передбаченнями, заснованими на даних щодо кількості і розподілу темної матерії в гало об'єктів. В роботі виконано аналіз природи сигналу на основі спостережень скупчень галактик рентгенівською обсерваторією XMM-Newton.

Фазова густина частинок темної матерії, що є ферміонами, в гало космічних об'єктів обмежена згідно принципу Паулі. Це дає змогу побудувати обмеження на масу таких частинок. В роботі виконано детальний комбінований аналіз спостережної кінематики сфероїдальних карлико-

вих галактик для побудови такого обмеження. Для цього використано новий напіваналітичний метод побудови розподілу густини в гало легкої ферміонної темної матерії. Враховано можливу анізотропію дисперсії швидкостей зір у галактиці, що робить обмеження консервативним. Використання комбінованого аналізу всіх класичних сфероїдальних карликових галактик дає змогу побудувати більш сильне обмеження в порівнянні з аналогічними роботами.

Окремий розділ присвячено аналізу статистичних властивостей флуктуацій космічного мікрохвильового фону. Вони визначають властивості початкових флуктуацій густини речовини на ранніх стадіях розвитку Всесвіту, з яких у подальшому формується великомасштабна структура Всесвіту за участі темної матерії.

В дисертаційній роботі отримано такі наукові результати:

1. Створено карту неба в рентгенівському діапазоні на основі публічних даних обсерваторії XMM-Newton. Створено метод швидкого пошуку об'єктів для дослідження природи лінії на 3.5 кеВ – можливого сигналу розпаду ТМ, метод застосований до отриманої карти неба.
2. Показано, що неузгодженості в потоках і рівнях значущості сигналу на 3.5 кеВ в роботах різних груп авторів можуть бути спричинені систематичною похибкою, що виникає при моделюванні спектрів на обмеженому діапазоні енергій внаслідок невизначеності в нормуванні фону.
3. Проведено пошук лінії на енергії 3.5 кеВ у спектрах скупчень галактик з найбільшим очікуваним потоком від розпаду темної матерії. У 8 об'єктах з 19 задетектовано лінію зі значущістю  $> 2\sigma$ . Показано, що поведінка положення лінії виключає її інструментальне походження, а потоки узгоджуються з передбаченнями для сигналу ТМ, що розпадається.
4. З аналізу спостережної кінематики сфероїдальних карликових галактик, з використанням нового напів-аналітичного методу обчислення

розподілу густини легкої ферміонної темної матерії в гало галактик, отримано  $2\sigma$  обмеження знизу  $m \gtrsim 190$  eV на масу частинки ТМ.

5. Побудовано оцінювачі статистичної анізотропії квадрупольного масштабно-інваріантного типу. Знайдені оцінювачі не залежать від параметрів космологічної моделі, і, таким чином, не потребують варіювання цих параметрів при виконанні спостережних тестів статистичної анізотропії.

Матеріали дисертації представлені в 5 журнальних публікаціях [1—5], препринті [6] та збірці трудів конференції [7].

Робота складається із вступу, шести розділів, що відповідають логічно завершеним етапам досліджень, висновків та бібліографії, яка містить 204 посилань. Дисертація включає 17 рисунків та 7 таблиць. Загальний об'єм роботи становить 122 сторінки друкованого тексту.

**Ключові слова:** темна матерія, стерильні нейтрино, рентгенівські спостереження, розпади темної матерії, маса частинки темної матерії, космічний мікрохвильовий фон, статистичний аналіз даних.

#### **Список публікацій здобувача:**

- [1] Y. V. Shtanov and D. O. Savchenko, «Model-independent estimators for the statistical anisotropy of the cosmic microwave background», *Ukr. J. Phys.* **56**, 750–755 (2011).
- [2] D. O. Savchenko and D. A. Iakubovskiy, «Creation of 2 – 5 keV and 5 – 10 keV sky maps using XMM-Newton data», *Advances in Astronomy and Space Physics* **4**, 51–53 (2014) DOI: 10.17721/2227-1481.4.51-53, arXiv: 1409.6567 [astro-ph.HE].
- [3] D. O. Savchenko and D. A. Iakubovskiy, «Identification of the  $\sim 3.55$  keV emission line candidate objects across the sky», *Advances in Astronomy and Space Physics* **5**, 89–92 (2015) DOI: 10.17721/2227-1481.5.89-92, arXiv: 1511.02698 [astro-ph.HE].
- [4] D. Savchenko and D. Iakubovskiy, «Towards robust detection of a faint narrow line in X-rays – the role of continuum-induced

systematics», *Ukr. J. Phys.* **62**, 642–649 (2017) DOI: 10.15407/ujpe62.07.0642.

- [5] D. Savchenko and A. Rudakovskiy, «New mass bound on fermionic dark matter from a combined analysis of classical dSphs», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **487**, 5711–5720 (2019) DOI: 10.1093/mnras/stz1573, arXiv: 1903.01862 [astro-ph.CO].
- [6] D. Iakubovskiy, E. Bulbul, A. R. Foster, D. Savchenko and V. Sadova, «Testing the origin of  $\sim 3.55$  keV line in individual galaxy clusters observed with XMM-Newton», arXiv e-prints (2015), arXiv: 1508.05186 [astro-ph.HE].
- [7] I. B. Vavilova, Y. S. Yatskiv, L. K. Pakuliak, I. L. Andronov, V. M. Andruk, Y. I. Protsyuk, V. E. Savanevych, D. O. Savchenko and V. S. Savchenko, «UkrVO Astroinformatics Software and Web-services», in *Astroinformatics*, Vol. 325, edited by M. Brescia, S. G. Djorgovski, E. D. Feigelson, G. Longo and S. Cavuoti (2017), pp. 361–366, DOI: 10.1017/S1743921317001661.





# ABSTRACT

**Savchenko D. O. Distribution and observational manifestations of light dark matter – Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2020.**

Thesis for the Candidate of Science in Physics and Mathematics degree in speciality 01.04.02 – theoretical physics (natural sciences, 104 - physics and astronomy). – Manuscript.

Though the existence of dark matter in the Universe has been shown by numerous observations and cosmological considerations, its microscopical nature still remains unclear. The most reasonable assumption is that dark matter consists of elementary particles. However, the Standard model of particle physics does not contain the viable particle candidate. Thus, elucidating the nature of dark matter is not only a priority in astrophysics and cosmology, but is also of considerable interest to particle physics.

The dissertation is devoted to the study of models of dark matter, consisting of light (with a mass of the order of several keV) fermions. One of the most motivated models of this type is the Minimal neutrino extension of the Standard model of particle physics ( $\nu$ MSM), which not only contains a particle of dark matter but also explains the neutrino oscillations and offers a mechanism to generate the baryon asymmetry of the Universe. In this theory, particles of dark matter can decay. One of the channels is a radiation decay with the formation of a relatively narrow line in the spectrum. An unidentified line found in the spectra of space objects at the energy of about 3.5 keV may appear to be such a signal. A substantial part of this work is devoted to the study of this line in the X-ray observational data: the search for a signal in new objects and comparing the properties of the signal with predictions for the decay line of dark matter. Considerable attention is paid to the study of possible sources of errors that occur in the analysis of observational data and modelling of the spectra of space objects. Such sources of errors are the

components of the instrumental background caused by cosmic rays, as well as solar protons accelerated by the magnetosphere. To take into account these components one needs to find and exclude from the analysis high-background time periods and properly model the residual contamination.

When modeling spectra at a limited energy range, the systematic error in the determination of parameters of the weak line also occurs. This error is caused by inaccurate modeling of the continuum. We estimate this error and show that its consideration allows one to reconcile the contradictions between the results of different groups.

An unidentified line in the X-ray spectra of cosmic objects can be just a statistical fluctuation. To test this hypothesis it is necessary to analyze large datasets of different observations and to test the dependence of the signal significance on the total exposure time. To exclude the instrumental origin of the line, it is necessary to investigate the position of the detected signal from the redshift of the observed object. The astrophysical origin of the signal (e.g. atomic transition line) can be taken into account by introducing additional components into the fitting spectral model. Finally, to test the hypothesis that the origin of the line is the dark matter decays, it is necessary to compare the observed signal intensities in different cosmic objects with the predictions based on the dark matter mass and halo profiles in the objects. We analyze the nature of the 3.5 keV line using XMM-Newton observations of galaxy clusters.

The phase density of fermionic dark matter particles in the halo of space objects is limited according to the Pauli principle. This makes it possible to construct a bound on the mass of such particles. We perform a detailed combined analysis of the observational kinematics of spherical dwarf galaxies to obtain such constraint. We use a new semi-analytical method to construct the density distribution profile of the light fermionic dark matter halo. We take into account possible anisotropy in the velocity dispersion, which leads to the conservative constraint. The use of a combined analysis of all classical dwarf

spheroidals makes it possible to construct a stronger constraint as compared with other similar works.

A separate section is devoted to the analysis of statistical properties of fluctuations of the cosmic microwave background. The cosmic microwave background imprints the properties of the initial density fluctuations in the early stages of the evolution of the Universe, from which later formed a large-scale structure under the influence of dark matter.

The following scientific results were obtained in the dissertation:

1. An X-ray sky map based on public data from the XMM-Newton Observatory has been created. The method to quickly search for objects potentially containing considerable signal on 3.5 keV is created. The method is applied to the X-ray sky map.
2. It is shown that inconsistencies in the fluxes and significance levels of the 3.5 keV signal in the works of different groups of authors can be caused by a systematic error that occurs when modelling spectra in a limited energy range due to uncertainty in background normalization.
3. The line was searched for at an energy of 3.5 keV in the spectra of galaxy clusters with the highest expected flux from the dark matter decays. In 8 objects out of 19, a line with significance  $> 2\sigma$  was detected. It is shown that the behaviour of the line position excludes its instrumental origin, and the fluxes agree with the predictions for the decaying DM signal.
4. Using a new semi-analytical method for calculating the density profile of the halo of light fermionic dark matter, from the analysis of the observable kinematics of the dwarf spheroidal galaxies, we obtained a  $2\sigma$  lower bound  $m \gtrsim 190$  eV on the mass of the DM particle.
5. Estimators for the scale-invariant quadrupole type statistical anisotropy of the cosmic microwave background are constructed. These estimators are independent of the parameters of the cosmological model, and thus do not require a variation of these parameters when performing observational tests of statistical anisotropy.

The materials of the thesis are presented in 5 journal publications [1–5], one preprint [6] and one publication in the proceedings of a conference [7].

The work consists of an introduction, six sections which correspond to the logically completed stages of research, conclusions and a bibliography that contains 204 links. The thesis includes 17 figures and 7 tables. The total number of printed pages are 122.

**Keywords:** dark matter, sterile neutrino, X-ray observations, dark matter decays, dark matter particle mass, cosmic microwave background, statistical data analysis.

**List of publications:**

- [1] Y. V. Shtanov and D. O. Savchenko, «Model-independent estimators for the statistical anisotropy of the cosmic microwave background», *Ukr. J. Phys.* **56**, 750–755 (2011).
- [2] D. O. Savchenko and D. A. Iakubovskiy, «Creation of 2 – 5 keV and 5 – 10 keV sky maps using XMM-Newton data», *Advances in Astronomy and Space Physics* **4**, 51–53 (2014) DOI: 10.17721/2227-1481.4.51-53, arXiv: 1409.6567 [astro-ph.HE].
- [3] D. O. Savchenko and D. A. Iakubovskiy, «Identification of the  $\sim 3.55$  keV emission line candidate objects across the sky», *Advances in Astronomy and Space Physics* **5**, 89–92 (2015) DOI: 10.17721/2227-1481.5.89-92, arXiv: 1511.02698 [astro-ph.HE].
- [4] D. Savchenko and D. Iakubovskiy, «Towards robust detection of a faint narrow line in X-rays – the role of continuum-induced systematics», *Ukr. J. Phys.* **62**, 642–649 (2017) DOI: 10.15407/ujpe62.07.0642.
- [5] D. Savchenko and A. Rudakovskiy, «New mass bound on fermionic dark matter from a combined analysis of classical dSphs», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **487**, 5711–5720 (2019) DOI: 10.1093/mnras/stz1573, arXiv: 1903.01862 [astro-ph.CO].

- [6] D. Iakubovskiy, E. Bulbul, A. R. Foster, D. Savchenko and V. Sadova, «Testing the origin of  $\sim 3.55$  keV line in individual galaxy clusters observed with XMM-Newton», arXiv e-prints (2015), arXiv: 1508.05186 [astro-ph.HE].
- [7] I. B. Vavilova, Y. S. Yatskiv, L. K. Pakuliak, I. L. Andronov, V. M. Andruk, Y. I. Protsyuk, V. E. Savanevych, D. O. Savchenko and V. S. Savchenko, «UkrVO Astroinformatics Software and Web-services», in *Astroinformatics*, Vol. 325, edited by M. Brescia, S. G. Djorgovski, E. D. Feigelson, G. Longo and S. Cavuoti (2017), pp. 361–366, DOI: 10.1017/S1743921317001661.



# ЗМІСТ

<b>Вступ</b>	<b>17</b>
<b>Розділ 1 Легка темна матерія: розширення Стандартної моделі фізики частинок</b>	<b>25</b>
1.1 Мінімальне нейтринне розширення Стандартної моделі .	27
1.2 Природа лінії на енергії 3.5 кеВ . . . . .	29
<b>Розділ 2 Рентгенівська карта неба і відбір об'єктів для пошуку сигналу на енергії 3.5 кеВ</b>	<b>33</b>
2.1 Обробка даних спостережень . . . . .	33
2.2 Пошук регіонів, перспективних для детального аналізу .	35
<b>Розділ 3 Пошук лінії розпаду ТМ в спектрі: систематична похибка при моделюванні континууму</b>	<b>43</b>
3.1 Проста аналітична оцінка . . . . .	44
3.2 Симуляції . . . . .	46
3.3 Результати . . . . .	49
<b>Розділ 4 Лінія на енергії 3.5 кеВ в індивідуальних спектрах скупчень галактик</b>	<b>53</b>
4.1 Вибір об'єктів для аналізу . . . . .	53
4.2 Моделювання спектрів спостережень . . . . .	56
4.3 Отримані результати та їх інтерпретація . . . . .	60
<b>Розділ 5 Обмеження на масу частинки ферміонної темної матерії</b>	<b>65</b>
5.1 Метод . . . . .	66
5.2 Результати . . . . .	68
5.3 Аналіз результатів . . . . .	72

<b>Розділ 6</b>	<b>Оцінки статистичної анізотропії космічного мікрохвильового фону</b>	<b>77</b>
6.1	Кореляційна функція температури космічного мікрохвильового фону . . . . .	79
6.2	Пропоновані оцінювачі . . . . .	80
6.3	Визначення величини дисперсії оцінювачів . . . . .	83
6.4	Симуляції . . . . .	86
6.5	Результат . . . . .	87
<b>Висновки</b>		<b>89</b>
<b>Список використаних джерел</b>		<b>91</b>
<b>Додаток А</b>	<b>Список публікацій за темою та відомості про апробацію</b>	<b>119</b>



# Вступ

Швидкий розвиток астрономічних інструментів в останні десятиліття дозволив накопичити великий об'єм спостережень, таких як: спостереження наднових типу Ia, дані про анізотропію космічного реліктового випромінювання і великомасштабну структуру Всесвіту, спостереження галактичних і позагалактичних об'єктів на різних довжинах хвиль. Аналіз цих спостережних даних породжує низку фундаментальних питань, одним з ключових серед яких є питання про природу темної матерії. Попри те, що наявність цього компоненту майже не залишає сумнівів, її природа залишається не з'ясованою.

Дисертаційна робота присвячена дослідженню властивостей темної матерії, що складається з елементарних частинок – ферміонів малої маси, за даними спостережень.

**Актуальність роботи.** Хоча інші варіанти і не є повністю виключеними, найбільш обґрунтованим припущенням є те, що темна матерія складається з елементарних частинок. Стандартна модель фізики частинок не містить частинки, що могла б утворювати всю темну матерію. Таким чином дослідження її властивостей становить фундаментальний інтерес не лише для космології і астрофізики, а й для фізики частинок. Існує велика кількість моделей частинок темної матерії, параметри яких покривають значний діапазон значень.

На початку 2014 року, незалежно двома групами, в спектрах космічних об'єктів було виявлено неідентифікований сигнал на енергії близько 3.5 кеВ, що може бути інтерпретований як лінія розпаду темної матерії. Низка моделей частинок темної матерії передбачає наявність такої лінії розпаду. Одною з найбільш вмотивованих серед цих моделей є Мінімальне нейтринне розширення Стандартної моделі фізики частинок.

Для дослідження природи цього сигналу необхідно проводити пошук останнього в багатьох об'єктах різної природи і порівнювати інтенсив-

ність знайденого сигналу з передбаченнями, що ґрунтуються на даних про розподіл густини темної матерії в спостережуваних об'єктах. Розділ 2 присвячений пошуку регіонів, де може бути виявлена лінія на 3.5 кеВ, а Розділ 4 – пошуку сигналу в скупченнях галактик і дослідженню природи виявленого сигналу.

Лінія темної матерії є досить слабкою на фоні астрофізичного континууму (близько 2%). Це призводить до того, що з використанням тих самих даних спостережень, в залежності від процедури моделювання астрофізичного фону, різні групи отримують різні результати щодо значущості лінії і значення інтенсивності сигналу. В Розділі 3 досліджено величину систематичної похибки, що виникає в процесі моделювання фону.

На частинки темної матерії, що є ферміонами, розповсюджується принцип Паулі. Таким чином, густина в фазовому просторі є обмеженою, а кількість частинок, що можуть бути «упакованими» в гало темної матерії, залежить від їхньої маси. Це дає змогу побудувати обмеження на масу таких частинок, виходячи зі спостережних даних щодо гравітаційного потенціалу об'єктів. В Розділі 5 виконано детальний комбінований аналіз спостережної кінематики сфероїдальних карликових галактик для побудови такого обмеження.

Розділ 6 присвячено аналізу статистичних властивостей флуктуацій космічного мікрохвильового фону. Властивості космічного мікрохвильового фону є відображенням відповідних властивостей початкових флуктуацій густини речовини на ранніх стадіях розвитку Всесвіту, що в подальшому трансформуються у статистичні властивості великомасштабної структури Всесвіту, сформованої за участі темної матерії.

### **Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.**

Дослідження за темою дисертації проводились згідно з темами відділу астрофізики та елементарних частинок інституту теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України:

- «Динаміка квантово-польових конденсатів в фізиці і астрофізиці високих енергій та квантовій космології» (2011 – 2015 рр., шифр 1.4.7, номер державної реєстрації 0110U007541)
- «Квантово-польові ефекти в фізиці і астрофізиці високих енергій та квантовій макрофізиці» (2016 – 2020 рр., шифр 1.4.1, номер державної реєстрації 0116U003191).

Окрім того, робота пов'язана з такими державними та академічними програмами:

1. Проєкт в рамках Державної цільової науково-технічної програми впровадження і застосування грід-технологій на 2009 – 2013 роки «Створення і підтримка грід-віртуальної організації virgo.ua з астрофізики і космології» (2011 р., шифр 1.4.9.4, номер державної реєстрації 0111U003886)
2. Проєкт в рамках Державної цільової науково-технічної програми впровадження і застосування грід-технологій на 2009 – 2013 роки «Розвиток грід-віртуальної організації virgo.ua з астрофізики та космології» (2012 р., шифр 1.4.9.4, номер державної реєстрації 0112U005038)
3. Проєкт в рамках Державної цільової науково-технічної програми впровадження і застосування грід-технологій на 2009 – 2013 роки «Створення науково-орієнтованих веб-інтерфейсів для астрофізики та космології на базі грід-віртуальної організації virgo.ua» (2013 р., шифр 1.4.9.4, номер державної реєстрації 0113U001812)
4. Проєкт в рамках комплексної програми наукових досліджень НАН України «Грід інфраструктура і грід технології для наукових і науково-прикладних застосувань», «Грід-технології в задачах фізичної програми ЦЕРНу, астрофізики і космології» (2014 – 2017 рр., номери державної реєстрації 0114U005068, 0115U005180, 0116U006785, 0117U003170)

5. Swiss National Science Foundation SCOPE IZ7370-152581 project «Magnetic fields in the Universe: their generation and evolution» (2016 – 2017 pp.)
6. Грант ДФФД Ф64 за темою «Ефекти нової фізики в астрофізичних об'єктах та космології» (2015 – 2016 pp., номери державної реєстрації 0115U004891, 0116U006218)
7. Проєкт Національної академії наук України в рамках програми «Цільова комплексна програма Національної академії наук України з наукових космічних досліджень», «Створення Українського Астро-космічного центру обробки даних для вирішення задач багатохвильової астрофізики» (2013 – 2017 pp., шифр 1.4.9.5, номери державної реєстрації 0113U001813, 0114U001872, 0115U001930, 0116U006441)
8. Грант 6Ф Відділення цільової підготовки Київського національного університету імені Тараса Шевченка при Національній академії наук України «Прояви темної енергії і темної матерії в модифікаціях стандартної космологічної моделі» (2017 – 2018 pp., номер державної реєстрації 0117U006354)
9. Проєкт Національної академії наук України в рамках Цільової комплексної програми з наукових космічних досліджень на 2018 – 2022 pp. «Новітні методи та нові знання про будову матерії у Всесвіті: опрацювання та наповнення бази даних рентгенівських космічних місій. Етап 1. Обробка та інтерпретація даних вибраних позагалактичних рентгенівських джерел» (2018 p.)
10. Грант дослідницькій лабораторії молодих вчених за проєктом «Визначення властивостей темної матерії за допомогою астрофізичних та космологічних спостережень» (2018 – 2019 pp., шифр 1.4.9, номер державної реєстрації 0118U005385)

**Метою дисертаційної роботи** є дослідження природи темної матерії за даними спостережень. Зокрема: визначення природи сигналу на енергії 3.5 кеВ, що може бути свідченням розпаду частинок темної

матерії, і отримання обмежень на параметри частинок легкої ферміонної темної матерії. Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі основні задачі:

1. Визначити найбільш перспективні космічні об'єкти для пошуку і дослідження сигналу на енергії 3.5 кеВ.
2. Детально дослідити можливі джерела похибок при моделюванні спектрів об'єктів для пошуку такого слабкого сигналу.
3. Безпосередньо змоделювати спостережувані спектри ряду об'єктів, визначити значущості, потоки і положення лінії-кандидата, порівняти їх з передбаченнями від розпаду частинок темної матерії.
4. В рамках гіпотези легкої ферміонної темної матерії отримати обмеження на масу частинки темної матерії за даними спостережуваної кінематики сфероїдальних карликових галактик.
5. Дослідити статистичні властивості космічного мікрохвильового фону, що в подальшому визначають властивості великомасштабної структури Всесвіту, утвореної за рахунок темної матерії.

Об'єктами дослідження є космічні об'єкти різних типів, такі як: карликові сфероїдальні галактики, спіральні галактики, скупчення галактик, а також космічний мікрохвильовий фон.

Предметами дослідження є можлива лінія розпаду темної матерії на енергії близько 3.5 кеВ в рентгенівських спектрах космічних об'єктів, фазовий розподіл густини темної матерії в сфероїдальних карликових галактиках і спостережна динаміка руху зір у них, статистичні властивості космічного рентгенівського фону.

Методи дослідження включають статистичний аналіз даних астрофізичних спостережень. Особлива увага приділялась модельно-незалежному аналізу рентгенівських спектрів об'єктів і врахуванню можливих систематичних вкладів при визначенні властивостей слабкої лінії на фоні астрофізичного спектру. Під час обробки даних обсерваторії ХММ-Newton виконувались комп'ютерні моделювання.

**Наукова новизна одержаних результатів.** В рамках дисертаційної роботи отримано такі оригінальні наукові результати:

- Створено карту неба в рентгенівському діапазоні на основі публічних даних обсерваторії XMM-Newton. Створено метод швидкого пошуку об'єктів для дослідження природи лінії на 3.5 кеВ – можливого сигналу розпаду ТМ, метод застосований до отриманої карти неба.
- Показано, що неузгодженості в потоках і рівнях значущості сигналу на 3.5 кеВ в роботах різних груп авторів можуть бути спричинені систематичною похибкою, що виникає при моделюванні спектрів на обмеженому діапазоні енергій внаслідок невизначеності у нормуванні фону.
- Проведено пошук лінії на енергії 3.5 кеВ в спектрах скупчень галактик з найбільшим очікуваним потоком від розпаду темної матерії. У 8 об'єктах з 19 задетектовано лінію зі значущістю  $> 2\sigma$ . Показано, що поведінка положення лінії виключає її інструментальне походження, а потоки узгоджуються з передбаченнями для сигналу ТМ, що розпадається.
- З аналізу спостережної кінематики сфероїдальних карликових галактик, з використанням нового напів-аналітичного методу обчислення розподілу густини легкої ферміонної темної матерії в гало галактик, отримано  $2\sigma$  обмеження знизу  $m \gtrsim 190$  еВ на масу частинки ТМ.
- Побудовано оцінювачі статистичної анізотропії квадрупольного масштабно-інваріантного типу. Ці оцінювачі є незалежними від параметрів космологічної моделі, і, таким чином, не потребують варіювання цих параметрів при виконанні спостережних тестів статистичної анізотропії.

**Практичне значення одержаних результатів.** Робота має фундаментальний характер, отримані результати можуть бути використані для подальших досліджень природи частинок темної матерії.

**Особистий внесок здобувача.** В роботі [1] здобувачем отримано вираз для оцінювачів статистичної анізотропії космічного мікрохвильово-

го фону і проведено симуляції методом Монте-Карло для оцінки похибки оцінювачів. В роботах [2, 6] здобувачем виконано обробку великого масиву даних спостережень з використанням ґрид-інфраструктури для отримання спектрів і зображень об'єктів. В роботі [6] виконувались моделювання спектрів з метою визначення параметрів лінії випромінювання на 3.5 кеВ. В роботах [3, 4] проводились симуляції реалістичних спектрів космічних об'єктів для статистичного аналізу чутливості і величини похибки визначення слабкої лінії випромінювання на фоні астрофізичного спектру. В роботі [5] безпосередньо проведений статистичний аналіз даних спостережень кінематики зір у сфероїдальних карликових галактиках і побудоване обмеження на масу частинки темної матерії.

**Апробація результатів дисертації.** Матеріали роботи було представлено на семінарах в Інституті теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України. Окремі результати доповідалися на низці конференцій:

- Конференція молодих вчених «Modern Problems of Theoretical Physics», 22 – 24 грудня 2010 р., Київ, Україна
- Міжнародна конференція «Astroparticle Physics, Gravitation and Cosmology», 7-10 червня 2011 р., Київ, Україна
- 13-та Одеська міжнародна астрономічна Гамовська конференція-школа, 19 – 25 серпня 2013 р., Одеса, Україна
- Українська конференція з космічних досліджень, 2 – 6 вересня 2013 р., Євпаторія, Україна
- 14-та Одеська міжнародна астрономічна Гамовська конференція-школа, 17 – 24 серпня 2014 р., Одеса, Україна
- 5-та Гамовська меморіальна міжнародна конференція, 16 – 23 серпня 2015 р., Одеса, Україна
- Українська конференція з космічних досліджень, 24 – 28 серпня 2015 р., Одеса, Україна
- 16-та Одеська міжнародна астрономічна Гамовська конференція-школа, 14-20 серпня 2016 р., Одеса, Україна

- VII конференція молодих вчених «Problems of Theoretical Physics», 13 – 15 грудня 2016 р., Київ, Україна
- 17-та Одеська міжнародна астрономічна Гамовська конференція-школа, 13 – 20 серпня 2017 р., Одеса, Україна
- VIII конференція молодих вчених «Problems of Theoretical Physics», 12 – 14 жовтня 2017 р., Київ, Україна
- Семінар «Проблеми теоретичної фізики» пам'яті академіка Олексія Ситенка, 12 лютого 2018 р., Київ, Україна
- 18-та Одеська міжнародна астрономічна Гамовська конференція-школа, 12 – 18 серпня 2018 р., Одеса, Україна
- X конференція молодих вчених «Problems of Theoretical Physics», 23 – 29 грудня 2019 р., Київ, Україна
- AstroMatera2019: Cosmology and Dark Matter within Galaxies and Clusters, 2 – 6 вересня 2019 р., Матера, Італія

**Публікації.** Результати даної дисертаційної роботи представлено у 5-и журнальних публікаціях [1—5], одному препринті [6] та у збірці трудів конференцій [7].

**Структура дисертаційної роботи.** Робота складається із вступу, шести розділів, що відповідають логічно завершеним етапам досліджень, висновків та бібліографії, яка містить 204 посилань. Дисертація включає 17 рисунків та 7 таблиць. Загальний об'єм роботи становить 122 сторінки друкованого тексту.



# РОЗДІЛ 1 ЛЕГКА ТЕМНА МАТЕРІЯ: РОЗШИРЕННЯ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ ФІЗИКИ ЧАСТИНОК

Визначення природи темної матерії є одною з основних фундаментальних задач сучасної фізики. Вона є у списку пріоритетних задач у плануванні більшості експериментів у галузях фізики частинок, астрофізики та космології. На сьогодні накопичено великий набір свідчень наявності у Всесвіті невідомої субстанції, що не складається з відомих частинок, проте складає більшість маси Всесвіту. Зокрема, спостереження кінематики зір в галактиках і галактик в скупченнях не можуть бути пояснені гравітаційним потенціалом, що утворений лише видимою матерією. Аналогічний висновок випливає і зі спостережень гравітаційного лінзування. Спостереження статистичних властивостей космічного реліктового випромінювання і властивостей великомасштабної структури Всесвіту також вказують на те, що звичайна матерія кластеризувалась під впливом попередньо утворених потенціальних ям. Можливими складовими темної матерії могли б бути макроскопічні компактні об'єкти, або ж спостережувана кінематика об'єктів галактичного масштабу могла б бути пояснена за допомогою модифікацій законів гравітації, однак, згадані підходи наразі не можуть одночасно описати спостереження на всіх масштабах (див., наприклад, огляди [8, 9]). Таким чином, найбільш прийнятною гіпотезою є темна матерія, що складається з елементарних частинок.

Серед частинок Стандартної моделі єдиними кандидатами на роль частинок темної матерії є нейтрино – єдині довгоживучі нейтральні частинки. Оскільки експериментально показано, що нейтрино мають ненульову масу, вони, в принципі, могли б утворювати темну матерію. Кількість темної матерії у Всесвіті визначається параметром густини

$\Omega_{\text{DM}} = \rho_{\text{DM}}/\rho_0$ , де  $\rho_{\text{DM}}$  – густина темної матерії в супутній системі відліку, а  $\rho_0 = 3H^2/(8\pi G)$  – критична густина, де  $H$  – параметр Габла,  $G$  – гравітаційна стала. За сучасними даними [10], значення цього параметру рівне  $\Omega_{\text{DM}}h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$ , де  $h$  – параметр Габла, виражений у 100км/(с Мпк). В той же час, параметр густини для нейтрино Стандартної моделі визначається як

$$\Omega_{\nu}h^2 = \frac{\sum m_{\nu}}{93.14\text{eV}}. \quad (1.1)$$

Таким чином, для того, аби скласти всю темну матерію, сума мас нейтрино має становити

$$\sum m_{\nu} \simeq 11\text{eV}, \quad (1.2)$$

що значно перевищує наявні експериментальні обмеження [10, 11].

Окрім того, оскільки нейтрино Стандартної моделі є ферміонами, на них розповсюджується принцип Паулі, згідно з яким два ферміона не можуть одночасно перебувати в однаковому квантовому стані. Таким чином, густина в фазовому просторі частинок темної матерії обмежена зверху величиною фазової густини виродженого Фермі–газу. З цього факту випливає обмеження на масу частинок темної матерії знизу

$$m^4 \geq \frac{9(2\pi\hbar)^3}{(2\pi)^{5/2}gG\sigma r_c^2}, \quad (1.3)$$

де  $g$  – кількість внутрішніх ступенів вільності частинки,  $r_c$  – радіус ядра гало у формі ізотермальної сфери (в припущенні якого отримане дане обмеження),  $G$  – Ньютонвська гравітаційна стала. В грубому наближенні це обмеження рівне кільком сотням еВ [12, 13] – так зване обмеження Трімейна-Ганна.

Ще одним аргументом проти того, що темна матерія складається з нейтрино є історія формування структур у Всесвіті. Нейтрино стандартної

моделі відщеплюються від термодинамічної рівноваги з релятивістськими швидкостями, і, таким чином, не здатні сформувати видимі структури за час життя Всесвіту [14].

Таким чином, нейтрино не можуть складати переважну частину темної матерії, і Стандартна модель фізики частинок не містить кандидата на роль частинки темної матерії. Тому, щоб пояснити наявність у Всесвіті темної матерії в рамках фізики частинок, необхідно розглядати розширення Стандартної моделі.

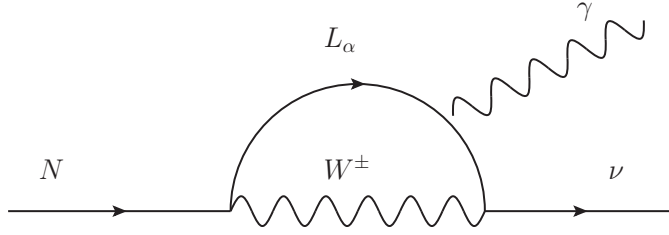
## 1.1. Мінімальне нейтринне розширення Стандартної моделі

Природнім розширенням Стандартної моделі є так зване мінімальне нейтринне розширення Стандартної моделі ( $\nu$ MSM), що пропонує додавання трьох правих нейтрино  $N_I$ :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + i\bar{N}_I \partial_\mu \gamma^\mu N_I - \left( F_{\alpha I} \bar{L}_\alpha N_I \tilde{\phi} - \frac{M_I}{2} \bar{N}_I^c N_I + h.c. \right), \quad (1.4)$$

де  $F_{\alpha I}$  – Юкавські константи взаємодії,  $M_I$  – Майоранівська маса правих нейтрино,  $L_\alpha$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ),  $\phi$  – лептонні дублети і Хіггсівський дублет. Така теорія дозволяє пояснити явище осциляцій нейтрино [15], містить частинку, що є кандидатом на роль темної матерії – найлегше стерильне нейтрино, а також здатна пояснити баріонну асиметрію Всесвіту за рахунок осциляцій правих нейтрино з порушенням CP-симетрії [16]. Правокіральні нейтрино, введені таким чином, не мають електромагнітного, слабкого та сильного зарядів, а тому названі стерильними нейтрино, на протигагу звичайним, активним, нейтрино.

Взаємодія стерильних нейтрино з частинками Стандартної моделі реалізовується за рахунок змішування з активними нейтрино. Величина змішування параметризується кутом змішування, що для найлегшого



**Рис. 1.1** Діаграма Фейнмана радіаційного розпаду стерильного нейтрино.

стерильного нейтрино (можливої частинки темної матерії) рівний

$$\theta_1^2 = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{v^2 |F_{\alpha 1}|^2}{M_1^2}, \quad (1.5)$$

де  $v = 246 \text{ GeV}$  – вакуумне очікуване значення поля Хіггса. Індекс 1, що позначає найлегше стерильне нейтрино надалі опускатимемо. Темна матерія, утворена зі стерильних нейтрино, не є стабільною і може розпадатись. Домінуючим каналом розпаду є  $N \rightarrow \nu_\alpha \nu_\beta \bar{\nu}_\beta$  (за всіма можливими комбінаціями ароматів), з повною шириною розпаду, що дорівнює [17]

$$\Gamma_{N \rightarrow 3\nu} = \frac{G_F^2 M^5}{96\pi^3} \theta^2 \approx 6.7 \times 10^{-15} \theta^2 \left( \frac{M}{10 \text{ keV}} \right)^5 \text{ c}^{-1}. \quad (1.6)$$

Природною умовою є великий відносно віку Всесвіту ( $t_U = 4.4 \times 10^{17} \text{ c}$ ) час життя темної матерії, таким чином [18]

$$\theta^2 < 3.3 \times 10^{-4} \left( \frac{10 \text{ keV}}{M} \right)^5. \quad (1.7)$$

Субдомінантним каналом є петльовий процес, що призводить до радіаційного розпаду  $N \rightarrow \nu + \gamma$  (Рис. 1.1) з шириною [17]

$$\Gamma_{N \rightarrow \gamma\nu} = \frac{9\alpha G_F^2}{256\pi^4} \theta^2 M^5 = 5.5 \times 10^{-17} \theta^2 \left( \frac{M}{10 \text{ keV}} \right)^5 \text{ c}^{-1}. \quad (1.8)$$

Цей канал розпаду подавлений відносно основного каналу (на  $\frac{27\alpha}{8\pi} \approx \frac{1}{128}$ ), однак продукує моноенергетичний сигнал з енергією  $E = M/2$ , що може бути задетектованим в об'єктах зі значною густиною темної матерії.

У випадку спостереження гало темної матерії, що віддалені від спостерігача набагато далі, аніж розмір цих гало, інструментом з малим полем зору  $\Omega_{\text{fov}} \ll 1$ , інтенсивність сигналу від розпаду темної матерії (в одиницях фот.  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ) дорівнює

$$F = \frac{S_{\text{DM}} \Omega_{\text{fov}} \Gamma_{N \rightarrow \gamma \nu}}{4\pi M}, \quad (1.9)$$

де

$$S_{\text{DM}} \equiv \int \rho_{\text{DM}}(l) dl \quad (1.10)$$

– стовпчикова густина вздовж променя зору.

Слід зазначити, що на відміну від моделей темної матерії, що анігілює (наприклад, WIMPs), що передбачають інтенсивність спостережуваного сигналу пропорційною до квадрату густини темної матерії, сигнал у випадку темної матерії, що розпадається, залежить від густини лінійно. Таким чином, потенційно детектовний сучасними інструментами сигнал від розпаду темної матерії очікується з близькою інтенсивністю від значно ширшого кола об'єктів різної природи [19]. Якщо така лінія в спектрах знайдена – поверхнева яскравість її може бути досліджена в межах одного гало та порівняна поміж різними об'єктами. Поведінка її передбачається відмінною від ліній астрофізичного походження.

## 1.2. Природа лінії на енергії 3.5 кеВ

Неідентифікована лінія, що може походити від розпадів темної матерії з масою частинки близько 7кеВ, була виявлена двома незалежними групами в спектрах деяких скупчень галактик [20, 21], спектрах галактик Андромеда [21] та Чумацький шлях [22]. Наявність сигналу в спектрах галактик і скупчень галактик надалі була підтверджена рядом робіт [23—

27]. Пошук лінії в спектрах інших об'єктів не виявив значущого сигналу [28—33].

Окрім походження від розпаду частинок темної матерії, лінія на енергії 3.5 кеВ може мати й інші пояснення:

*Систематика (невідомий інструментальний ефект).* Калібрування рентгенівських обсерваторій є неточним, тому не виключено виникнення артефактів, що можуть бути помилково інтерпретовані, як сигнал космічного походження. Для перевірки такої гіпотези необхідно визначити залежність енергетичного положення лінії в спектрі від червоного зміщення відповідних об'єктів. Положення інструментальної лінії має залишатись незмінним, в той час як положення сигналу, що походить з об'єкту, залежить лінійно від його червоного зміщення. Також важливо зазначити, що лінію на енергії близько 3.5 кеВ було виявлено в спектрах спостережень, отриманих чотирма різними інструментами: рентгенівськими обсерваторіями XMM-Newton, Chandra, Suzaku, NuSTAR, конструкції яких, а відповідно і ефекти інструментальної систематики, відрізняються. Таким чином інтерпретація лінії як систематичного ефекту видається малоімовірною.

*Статистична флуктуація.* Сигнал може виявитись статистичною флуктуацією, однак наразі формальна значущість детектувань в різних об'єктах перевищує  $5\sigma$ . Якщо ж взяти до уваги детектування сигналу з регіону «чистого неба» зі значущістю  $11\sigma$  за даними обсерваторії NuSTAR [26], можна стверджувати, що таке пояснення сигналу не варто вважати єдиним.

*Походження лінії від неврахованого атомного переходу.* Сигнал на енергії близькій до 3.5 кеВ може бути лінією атомного переходу (комплексом ліній К XVIII на 3.47 кеВ, 3.51 кеВ [34—36] або ж лінією S XVI, підсиленою за рахунок обміну зарядів між нейтральним воднем і йонами сірки [37—39]). Однак, для пояснення ефекту, концентрації цих елементів мають значно перевищувати сонячні.

Таким чином, для дослідження природи сигналу на 3.5 кеВ необхідно досліджувати багато об'єктів різної природи на предмет наявності лінії в їх спостережних спектрах, порівнювати поверхневу яскравість лінії з передбаченням, отриманим з густини темної матерії в об'єктах, а також перевіряти залежність інтенсивності сигналу від червоного зміщення об'єкта.





# **РОЗДІЛ 2 РЕНТГЕНІВСЬКА КАРТА НЕБА І ВІДБІР ОБ'ЄКТІВ ДЛЯ ПОШУКУ СИГНАЛУ НА ЕНЕРГІЇ 3.5 КЕВ**

Відбір найкращих об'єктів для пошуку в них можливої лінії розпаду темної матерії можна виконувати, виходячи з інформації про розподіл густини темної матерії в них. З іншого боку, ці дані не завжди є точними, а можливість виявлення лінії залежить від загальної яскравості об'єкта, сумарної експозиції спостережень та ін. В даному розділі запропоновано метод грубого попереднього відбору регіонів для аналізу з огляду на наявні дані спостережень.

## **2.1. Обробка даних спостережень**

Згідно з [40], камера European Cosmic Imaging Camera (EPIC) на борту обсерваторії XMM-Newton – найбільш чутливий інструмент з наявних для пошуку слабких ліній у рентгенівських спектрах.

Для обробки даних спостережень рентгенівської обсерваторії XMM-Newton ми використовували пакет для аналізу протяжних джерел ESAS, що є частиною програмного забезпечення XMM-Newton Science Analysis System (SAS). Методологія ESAS полягає в детальному моделюванні і/або відніманні різних компонент дифузного фону, що виникає під час спостережень камерами MOS і PN на борту обсерваторії, з перших принципів (наскільки це можливо). Фон тоді складається з кількох компонент, основними з яких в діапазоні енергій  $> 2$  кеВ є:

1. Космічний рентгенівський фон, що являє собою комбінацію випромінювання нерозділених точкових джерел за межами Галактики [41], і має степеневий спектр з показником 1.4. В аналізі враховується на етапі моделювання спектра як додаткова фонові компоненти моделі.

2. Протонні спалахи – компонента фону, що викликана м'якими сонячними протонами з енергією кількох сот еВ, прискорених в магнітосфері. Інтенсивність і спектр цієї компоненти є непередбачуваними, а розподіл подібним до сигналу рентгенівського випромінювання. Єдиним способом «боротьби» з цією компонентою фону є виключення періодів спостережень з загальним потоком, що перевищує середній потік, що є ознакою наявності додаткової протонної компоненти [42].

3. Фон, спричинений взаємодією космічних променів з детектором. Для моделювання цієї компоненти фону, в пакеті ESAS використовується набір даних, отриманих в режимі «закритого фільтру», коли рентгенівські фотони не потрапляють до детектора, а також дані з неекспонованих кутів CCD матриць, на відміну від багатьох інших методів, що використовують дані «чистого неба» (які містять невідомий вклад від інших змінних компонент фону) [42, 43]. Це принципово при аналізі спостережень, домінованих фоновими компонентами випромінювання, а не випромінюванням джерела.

Загалом, процес підготовки даних починається з отримання очищених списків подій (event lists) з допомогою процедур mos-filter і pn-filter. Ці скрипти видаляють періоди експозиції, що містять внесок від протонної компоненти фону. При цьому використовуються стандартні фільтри і пороги, визначені в пакеті ESAS. Таким чином, очищений список подій містить лише події з поля зору відповідної камери і не містить «проблемних» подій, як от «гарячих» пікселів і т.п. Наступним (опціональним) кроком є автоматичний пошук (і виключення) точкових джерел. Для цього використовувалась процедура edetect\_chain. Ми вибрали радіус вирізання таким, на якому поверхнева яскравість точкового джерела дорівнює 0.1 від фону, що його оточує. Нарешті, списки подій обробляються процедурами mos-spectra, mos\_back (pn-spectra, pn\_back для камери PN) для отримання моделі фону, спричиненого космічними променями, спектрів джерела, матриць відгуку інструмента, а також зображень об'єкта і модельних зображень фону.

Шляхом обробки і комбінації всіх публічно доступних архівних даних спостережень обсерваторії нами була створена карта неба в діапазонах 2 – 5 кеВ і 5 – 10 кеВ [2, 7], що є інструментом візуалізації для потреб рентгенівської астрономії, на додачу до раніше наявної карти неба в м'якому рентгенівському діапазоні (0.1 – 2.4 кеВ) за даними обсерваторії ROSAT і каталогів точкових джерел. Дані карти неба використовуються для пошуку і аналізу можливого сигналу темної матерії на енергії 3.5 кеВ.

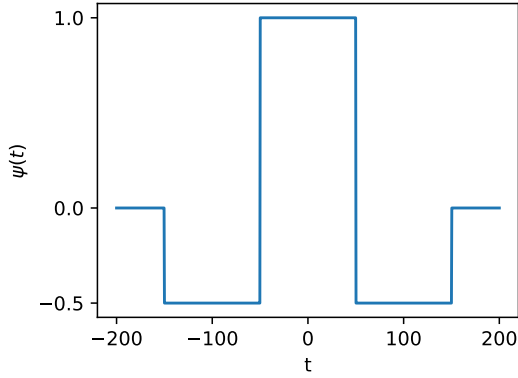
## 2.2. Пошук регіонів, перспективних для детального аналізу

Описана вище карта неба в рентгенівському діапазоні, побудована за даними ХММ-Newton, дозволяє проаналізувати велику кількість спектрів об'єктів (до 80 Мсек чистої експозиції). Оскільки докладний аналіз тисяч індивідуальних спостережень видається надто складною задачею, ми пропонуємо процедуру відбору потенційних джерел для пошуку лінії на  $\sim 3.55$  кеВ з використанням техніки близької до вейвлет-аналізу.

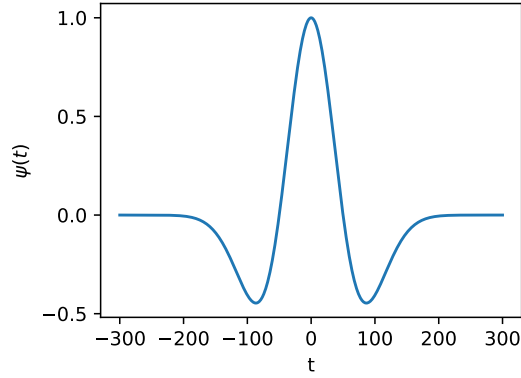
Зазвичай, вейвлети в астрофізиці використовуються для пошуку точкових джерел [44—46] та аналізу періодичності [47—49], однак також можуть бути використаними для пошуку локальних неоднорідностей спектрів. Для простоти, розглянемо неперервний спектр з вузькою лінією випромінювання на енергії, що відповідає енергетичному біну  $E_i$  з потоком  $F_i$  в цьому біні. Обраховуючи надлишок потоку по відношенню до сусідніх бінів

$$\Delta F_i = F_i - \frac{1}{2} (F_{i-1} + F_{i+1}), \quad (2.1)$$

видно, що внесок неперервної компоненти (континуума) майже скоротиться, в той час як внесок від лінії, локалізованої в  $i$ -му біні, – ні. Переміщуючись по цікавій нам області спектра і обраховуючи найбільшу  $\Delta F_i$ ,



**Рис. 2.1** Сходінкова вейвлет функція (2.4) з шириною  $W = 100$ .



**Рис. 2.2** Mexican hat вейвлет (2.5) з шириною  $\sigma = 50$ .

можемо визначити положення лінії  $E_0$ . Іншою важливою величиною є значущість лінії  $S$ , що може бути виражена як

$$S(E_0) = \frac{F_i - \frac{1}{2}(F_{i-1} + F_{i+1})}{\sqrt{F_i + \frac{1}{2}(F_{i-1} + F_{i+1})}}. \quad (2.2)$$

Її узагальнення на довільну функцію вейвлету має вигляд

$$S(E_0) = \frac{\int dE \psi(E - E_0) F(E)}{\sqrt{\int dE |\psi(E - E_0)| F(E)}}. \quad (2.3)$$

Ми використовуємо два типи функцій вейвлету  $\psi$ :

- сходінкова вейвлет функція, що використана в Рівн. 2.2, див. Рис. 2.1:

$$\psi(t) = \frac{3}{2} \theta\left(t + \frac{W}{2}\right) - \frac{3}{2} \theta\left(t - \frac{W}{2}\right) - \frac{1}{2} \theta\left(t + \frac{3W}{2}\right) + \frac{1}{2} \theta\left(t - \frac{3W}{2}\right), \quad (2.4)$$

де  $\theta(t)$  – функція Хевісайда,  $W$  – ширина вейвлету;

- вейвлет МНат (“mexican hat”)

$$\psi(t) = \left(1 - \frac{t^2}{\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.5)$$

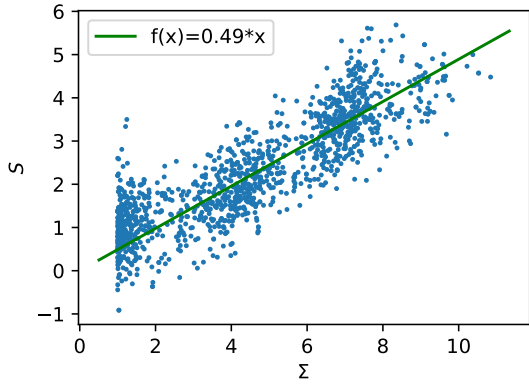
де  $\sigma$  – ширина вейвлету, див. Рис. 2.2.

На практиці, використання методу вейвлет-аналізу має зменшити значущість задетектованої лінії. Причинами цього є наявність інструментальних ліній (таких як лінія К К $\alpha$  на 3.31 кеВ і лінія Са К $\alpha$  на 3.69 кеВ), комплекси астрофізичних ліній випромінювання гарячої плазми (див., наприклад, таблицю 1 в [50]) і значущі викривлення ефективної площі інструментів обсерваторії ХММ-Newton в області енергій, що нас цікавить.

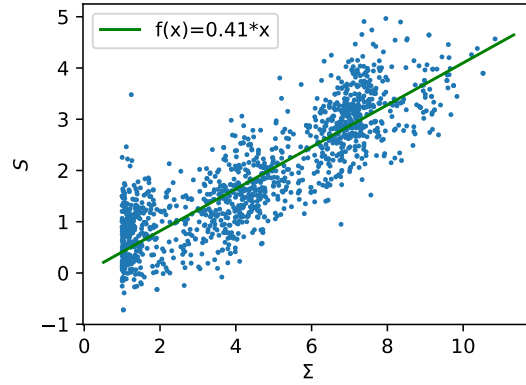
Для перевірки чутливості нашого підходу ми згенерували 5000 незалежних реалізацій спектрів спостережень галактики Андромеда камерою MOS обсерваторії ХММ-Newton. Лінія на енергії близько 3.5 кеВ в цьому об'єкті була знайдена в роботі [21]. Симуляції виконувались використовуючи стандартну команду `fakeit` пакету спектральних моделювань `Xspec`. Параметри моделі були вибрані рівними параметрам найкращої підгонки реально спостережуваного спектру галактики Андромеда з [21]. Нові лінії випромінювання включались до вхідної моделі симуляцій `fakeit` як вузькі гаусіани (модель `gaussian`) з різними інтенсивностями. Ми моделювали кожен симульований спектр в пакеті `Xspec` і оцінювали нову значущість лінії  $\Sigma$  з використанням процедури `steppar`. Для двох додаткових ступенів вільності (положення і потік вузької лінії), доданих до моделі, значення  $\Sigma$  і відповідні локальні значення  $p$  (ймовірність спостереження додаткової лінії на  $\sim 3.5$  кеВ є не меншою, аніж спостережені в симульованому спектрі за умови відсутності її в моделі, що використовувалась для генерації спектру, див., наприклад, [51]) можуть бути вираженими через  $\Delta\chi^2$  – зменшення статистики  $\chi^2$  при додаванні вузької гаусової лінії у модель:

$$p = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\Sigma/\sqrt{2}} dt \exp(-t^2) = 1 - e^{-\frac{\Delta\chi^2}{2}}. \quad (2.6)$$

Після цього ми використовували запропоновану процедуру вейвлет-аналізу до отриманих спектрів і визначали максимальне значення



**Рис. 2.3** Залежність оцінки значущості  $S$  з використанням сходиноквої функції вейвлету від локальної значущості лінії  $\Sigma$ . Ширина вейвлету  $W = 120$  еВ.



**Рис. 2.4** Те ж, що на Рис. 2.3, але з використанням вейвлету Mhat зі значенням  $\sigma = 60$  еВ.

параметру вейвлету  $S$  серед значень на положеннях лінії  $E_0$  в інтервалі енергій 3.45 – 3.60 кеВ. Таким чином, ми брали до уваги можливі зміни положень лінії внаслідок статистичних флуктуацій. Для цього ми використовували сходинокву функцію вейвлету з шириною біну  $W = 120$  еВ і Mhat вейвлет з  $\sigma = 60$  еВ. Отримане співвідношення між значущістю лінії  $\Sigma$  і значенням параметру вейвлету  $S$  для двох вибраних вейвлет-функцій наведені на Рис. 2.3 і Рис. 2.4.

Після цього ми проаналізували всі спостереження камери MOS обсерваторії XMM-Newton, використані при побудові карти неба, описаної вище, для пошуку лінії на  $\sim 3.5$  кеВ (ми варіювали положення лінії в межах 3.45 – 3.60 кеВ), з використанням сходиноквої вейвлет-функції з шириною  $W = 120$  еВ. Формат карти неба дозволяє комбінувати всі дані з визначених областей неба (квадрати  $25' \times 25'$ , що грубо відповідає області зору обсерваторії XMM-Newton). Ми вибрали всі дані, в яких нова лінія задетектована на  $S > 2$  (що в середньому відповідає рівню локальної значущості  $\Sigma > 4\sigma$ , згідно з найкращою підгонкою на Рис. 2.3). Отриманий список 235 просторових регіонів наведений в Таблиці 2.1. Знайдені запропонованим грубим методом регіони потребують утотоження з

об'єктами і подальшого детального аналізу для підтвердження наявності лінії в цих об'єктах.

**Табл. 2.1** Список 235 областей розміром  $25' \times 25'$ , в яких зареєстроване перевищення на енергії  $\sim 3.5$  keV на рівні  $S > 2$ . Координати центрів областей наведені в градусах.

<i>S</i>	RA	DEC	<i>S</i>	RA	DEC	<i>S</i>	RA	DEC
3.569	255.696	33.438	3.272	141.929	-5.960	3.219	255.422	78.910
3.174	162.793	33.770	3.060	150.368	55.633	3.056	160.302	5.934
3.011	221.502	40.729	3.010	334.134	-17.251	2.914	318.248	13.434
2.888	98.016	-60.384	2.878	355.905	-53.423	2.863	37.253	0.620
2.833	31.458	-7.660	2.796	177.711	-28.667	2.795	283.981	1.450
2.764	217.554	42.042	2.754	331.878	10.297	2.749	296.753	34.207
2.744	278.495	-10.191	2.721	162.084	-59.971	2.717	260.130	26.500
2.715	196.287	-40.454	2.707	70.230	25.607	2.694	187.932	25.592
2.690	168.905	18.123	2.675	70.688	25.192	2.670	219.889	53.553
2.650	197.542	37.054	2.633	93.722	-33.513	2.633	168.542	9.695
2.618	66.338	15.603	2.616	186.339	32.285	2.613	282.338	0.206
2.609	118.707	22.058	2.606	86.844	-31.890	2.604	349.648	-53.980
2.596	13.565	-73.127	2.582	265.456	-38.870	2.582	17.417	-45.779
2.576	349.659	-52.747	2.561	109.772	-24.366	2.560	25.237	-34.301
2.533	230.877	-44.777	2.529	8.079	13.973	2.524	146.463	-8.870
2.492	154.135	-40.968	2.489	239.146	-22.034	2.474	243.486	-22.574
2.464	210.425	-60.624	2.460	229.351	-16.047	2.457	145.877	16.837
2.443	34.367	-5.179	2.440	63.889	-59.232	2.429	267.965	23.109
2.405	276.842	6.386	2.395	167.980	43.934	2.383	85.155	35.536
2.379	30.208	-2.290	2.378	27.689	-74.381	2.378	261.521	2.265
2.377	73.993	-68.840	2.373	38.886	-3.905	2.369	83.329	-70.178
2.352	14.384	-26.364	2.351	147.732	-62.688	2.350	94.278	22.649
2.348	148.905	18.123	2.336	156.019	-7.213	2.335	165.428	76.838
2.326	225.219	1.868	2.319	350.208	8.071	2.317	70.287	-43.537
2.309	313.772	44.304	2.306	54.337	-35.556	2.289	268.126	-6.016
2.285	103.866	-24.243	2.283	3.169	-19.662	2.280	137.884	52.896
2.274	355.503	-55.510	2.268	78.095	-67.460	2.268	263.816	-25.477
2.267	61.609	-71.335	2.266	191.874	2.705	2.261	336.019	-1.864
2.255	162.005	-25.390	2.253	80.212	-69.013	2.251	7.164	-77.279
2.248	191.874	8.475	2.246	181.851	28.236	2.243	348.258	-53.556

## Продовження Таблиці 2.1...

<i>S</i>	RA	DEC	<i>S</i>	RA	DEC	<i>S</i>	RA	DEC
2.242	196.813	-19.248	2.231	292.013	21.446	2.228	5.219	-1.868
2.226	188.844	26.427	2.223	216.445	42.110	2.219	154.216	-33.497
2.213	225.787	-42.213	2.212	312.121	29.276	2.208	218.470	-36.163
2.200	149.375	2.706	2.199	259.437	-59.451	2.192	25.041	-67.997
2.187	150.235	28.886	2.186	65.051	15.578	2.183	9.689	48.479
2.180	251.169	57.704	2.175	164.393	1.451	2.169	185.633	4.354
2.167	138.074	18.371	2.160	230.799	-38.539	2.160	132.290	-2.704
2.147	245.280	-77.252	2.144	352.413	-53.133	2.144	267.647	-37.270
2.141	254.773	-42.191	2.139	50.210	11.114	2.138	159.754	41.875
2.134	89.259	-33.156	2.134	163.171	-40.423	2.133	139.292	46.464
2.132	308.751	-33.974	2.131	68.988	-78.124	2.131	244.312	12.279
2.123	265.687	-23.892	2.121	263.285	-33.798	2.116	263.813	-33.415
2.112	26.911	61.840	2.111	227.306	57.265	2.111	157.884	30.873
2.108	67.006	25.989	2.107	18.820	-47.323	2.102	181.945	-32.489
2.099	291.067	13.978	2.098	136.842	0.621	2.097	8.103	39.776
2.093	179.233	52.798	2.086	86.087	-25.967	2.084	50.652	16.877
2.082	177.689	-28.263	2.082	13.019	27.220	2.080	147.337	76.449
2.079	165.122	-77.666	2.079	157.829	-34.967	2.079	140.755	30.379
2.073	64.594	29.184	2.073	37.289	-29.498	2.070	351.883	-10.702
2.065	77.516	-69.129	2.063	220.125	64.432	2.061	14.866	-72.689
2.059	40.445	-59.862	2.057	127.269	-33.539	2.056	272.428	-19.359
2.053	200.159	-63.615	2.050	178.886	6.761	2.049	10.208	-9.293
2.047	179.419	26.530	2.043	34.367	-6.823	2.042	93.492	-27.619
2.042	144.735	41.338	2.041	154.435	-58.882	2.039	89.482	-66.430
2.033	230.222	20.208	2.031	52.140	30.285	2.029	281.929	-3.091
2.027	103.129	40.837	2.025	182.005	25.390	2.021	163.093	35.850
2.016	325.166	-43.020	2.014	323.903	-54.653	2.014	243.469	-22.987
2.009	86.957	-70.276	2.006	35.194	-4.761	2.004	267.710	-6.837
2.002	14.723	-66.772	2.001	67.169	-17.274	2.000	83.981	-4.754
3.174	356.664	-53.796	2.378	1.673	-34.934	2.135	192.706	5.188
3.041	31.042	-6.430	2.365	64.393	1.037	2.132	333.952	0.208
2.913	159.427	53.609	2.348	344.075	-36.316	2.128	128.854	25.190
2.852	298.943	26.153	2.326	76.960	-70.983	2.115	20.302	-0.205
2.792	237.169	27.070	2.313	222.965	-55.847	2.109	341.392	28.208
2.748	160.009	39.777	2.286	231.655	51.509	2.100	23.563	-36.290



Продовження Таблиці 2.1...

<i>S</i>	RA	DEC	<i>S</i>	RA	DEC	<i>S</i>	RA	DEC
2.715	310.385	-57.293	2.278	167.710	2.704	2.095	39.196	61.565
2.690	24.393	-8.439	2.268	209.564	-61.457	2.082	255.367	59.682
2.659	13.952	-1.039	2.260	354.881	-56.367	2.079	314.896	43.847
2.626	131.623	-50.696	2.251	357.499	36.642	2.079	122.056	-76.337
2.610	202.074	-31.276	2.243	34.240	42.628	2.069	248.988	78.124
2.601	165.722	22.649	2.227	40.997	-48.534	2.060	348.913	78.957
2.577	264.565	60.097	2.218	187.227	13.965	2.055	195.897	-83.920
2.553	186.691	-63.914	2.204	183.196	29.120	2.047	58.479	-0.206
2.520	318.665	13.420	2.188	12.186	31.910	2.042	237.051	-32.141
2.465	349.655	-53.157	2.183	186.782	-63.085	2.035	304.006	37.142
2.444	213.247	71.493	2.168	66.108	25.143	2.027	133.227	33.527
2.421	125.722	22.649	2.153	258.771	-38.629	2.018	321.130	51.185
2.381	55.039	-18.475	2.142	283.769	15.546	2.014	181.895	-27.427
2.002	80.552	-68.144						



# **Розділ 3 Пошук лінії розпаду ТМ В СПЕКТРІ: СИСТЕМАТИЧНА ПОХИБКА ПРИ МОДЕЛЮВАННІ КОНТИНУУМУ**

Пошук слабких особливостей на фоні неперервного спектра – давня та поширена задача в астрономії, див. наприклад [52—59]. Конкретний приклад такої задачі, цікавий нам – пошук лінії розпаду темної матерії в рентгенівських спектрах космічних об’єктів. Як було згадано, можливим кандидатом на роль сигналу розпаду темної матерії в рентгенівському діапазоні є вузька лінія випромінювання на  $\sim 3.5$  кеВ. В роботі [20] ця лінія виявлена в об’єднаному спектрі близьких скупчень галактик (з аналізу даних спостережень рентгенівської обсерваторії XMM-Newton) і в центральній частині скупчення Персей (з аналізу даних обсерваторій XMM-Newton і Chandra). В роботі [21] показана наявність даної лінії в центральній частині галактики Андромеда і в віддалених областях скупчення галактик Персей. Наразі існує невідповідність між значеннями потоку і значущістю сигналу на 3.5 кеВ в дослідженнях різних груп авторів. Наприклад, у роботі [34] вказано значно нижчу значущість лінії в спектрі галактики Андромеда з використанням того ж набору даних, що й у [21]. Така невідповідність породила дискусію, викладену в наступних роботах, див. [60, 61]. Дві інші недавні роботи [25, 62] отримують суперечливі результати щодо наявності лінії на енергії 3.5 кеВ в протяжному спостереженні сфероїдальної карликової галактики Драко. В [62] не виявлено ознак сигналу в жодному зі спектрометрів на борту місії XMM-Newton: ані в MOS, ані в PN камері. В [25], натомість, виявлено лінієподібне перевищення в PN камері (однак не в MOS), параметри якого співпадають з передбаченнями від розпадів темної матерії. Подальше виявлення сигналу в спостереженнях центральної частини скупчення галактик

Персей обсерваторією Suzaku в роботах [23, 24] супроводжувалось відсутністю спостереження сигналу у даних обсерваторій Suzaku [29] і Hitomi [63]. Окрім того, в той час коли у [64] показана наявність слабого (з рівнем значущості  $2\sigma$ ) сигналу в об'єднаному наборі спостережень скупчень галактик обсерваторією Suzaku, в роботах [65, 66] не виявлено лінії на 3.5 кеВ в інших комбінаціях об'єктів, в яких темна матерія домінує, використовуючи дані XMM-Newton і Chandra. Звісно, варто зазначити, що рівень статистики і повний час експозиції наборів даних, що використовувались в [64—66], є меншими в порівнянні з тими, що використані в аналізі [20].

Задачею роботи в даному розділі є більш детальний розгляд деяких зі згаданих невідповідностей щодо відсутності спостереження слабких особливостей в спектрах.

### 3.1. Проста аналітична оцінка

Для того аби оцінити величину систематичної похибки, що вноситься моделюванням спектрів, розглянемо плаский рентгенівський спектр, що спостерігався протягом часу експозиції  $T_{\text{exp}}$  інструментом з ефективною площею  $A_{\text{eff}}$  і спектральною роздільною здатністю  $\Delta E_{\text{line}}$ . Варто зазначити, що отримані тут результати є досить загальними, і можуть бути використані для опису не лише рентгенівських спектрів, а і для інших діапазонів електромагнітного випромінювання, як от: ультрафіолет, гама-діапазон, а також для інших типів частинок, що реєструються, наприклад, космічних променів, нейтрино.

Моделюючи цей спектр на діапазоні енергій  $\Delta E$ , матимемо  $n$  спектральних бінів з розміром  $E_{\text{bin}} = \Delta E/n$ . Різниця в значеннях  $\chi^2$  статистики між реальною моделлю і моделлю найкращої підгонки становитиме

$$\Delta\chi^2 \equiv \chi^2_{\text{actual}} - \chi^2_{\text{best-fit}} = \sum_{i=1}^n \frac{(N_{\text{mod},i} - N_i)^2}{N_i}. \quad (3.1)$$

Тут  $\Delta\chi^2 = 9$ , що відповідає, наприклад, рівню значущості  $3\sigma$  для 1 додаткового ступеня вільності,  $2.5\sigma$  для 2 додаткових ступенів вільності і т. д.

Припустимо, що неперервний спектр (континуум) змінюється на однакове відношення для всіх спектральних бінів, тобто  $N_{\text{mod},i}/N_i = \text{const}$ , де  $N_i = T_{\text{exp}} \times F_{\text{cont},i} \times E_{\text{bin}}$  – кількість відліків неперервного спектру в  $i$ -му біні,  $N_{\text{mod},i}$  – кількість відліків неперервного спектру, що передбачає модель в тому ж біні. Рис. 3.1 показує, що таке припущення добре працює для об'єктів, що описуються одною моделлю неперервного спектру, що згортається з відгуком інструмента, таких як центр галактики Андромеда.

Матимемо:

$$N_{\text{mod},i} - N_i = \frac{3}{C_{\text{cont}} T_{\text{exp}}} N_i.$$

Тут  $C_{\text{cont}} = \sum N_i \times T_{\text{exp}}$  – повний потік неперервного спектру (у відліках на одиницю часу) на всьому діапазоні енергій моделювання, фактор 3 виникає внаслідок обраної величини  $\sqrt{\Delta\chi^2}$ . Тоді різниця у відліках в лінії буде рівною

$$\Delta N_{\text{line}} \equiv \sum_{\text{line}} (N_{\text{mod},i} - N_i) = 3 \frac{F_{\text{cont}} \Delta E_{\text{line}} T_{\text{exp}}}{C_{\text{cont}} T_{\text{exp}}},$$

а невизначеність потоку  $\Delta F_{\text{line,est}}$  ph/cm<sup>2</sup>/s становитиме

$$\Delta F_{\text{line,est}} \simeq 3 \frac{\Delta E_{\text{line}}}{A_{\text{eff}}} \times \frac{F_{\text{cont}}}{T_{\text{exp}}^{1/2} C_{\text{cont}}^{1/2}}, \quad (3.2)$$

де  $F_{\text{cont}}$  – рівень континууму (в відліках на одиницю часу на одиницю енергії) в околі лінії. Варто зазначити, що якщо переозначити  $F_{\text{cont}} = f_{\text{cont}} A_{\text{eff}}$  (як має бути у випадку, якщо космічне випромінювання домінує в потоці фону), оціночне значення  $\Delta F_{\text{line,est}}$  за Рівн. 3.2 буде пропорційним до  $(A_{\text{eff}} T_{\text{exp}})^{-1/2}$ , у відповідності до очікувань. Також за-

значимо, що Рівн. 3.2 є вірним лише для статистично незалежних бінів. Ця умова виконується, якщо мінімальна кількість відліків на спектральний бін більша за 20, і, таким чином, використання статистики  $\chi^2$  є виправданим, див., наприклад, розд. 6.5 у [67].

Підсумовуючи, для зменшення  $\Delta F_{\text{line,est}}$  необхідно:

1. підвищувати спектральну роздільну здатність (оскільки  $\Delta F_{\text{line,est}}$  змінюється як  $\Delta E_{\text{line}}$ );
2. збільшувати ефективну площу інструмента (оскільки  $\Delta F_{\text{line,est}}$  змінюється як  $A_{\text{eff}}^{-1}$ );
3. підвищувати сумарну експозицію спостережень (оскільки  $\Delta F_{\text{line,est}}$  змінюється як  $T_{\text{exp}}^{-1/2}$ );
4. знижувати рівень фону (оскільки  $\Delta F_{\text{line,est}}$  змінюється як  $F_{\text{cont}}/C_{\text{cont}}^{1/2}$ );
5. розширювати діапазон енергій під час моделювання спектра (оскільки  $\Delta F_{\text{line,est}}$  змінюється як  $C_{\text{cont}}^{-1/2}$ ).

Перші два пункти досяжні за допомогою використання нових кращих інструментів, наприклад, експеримент на метеорологічній ракеті Micro-X, спектрометр SXS на борту місії XRISM (наступник невдалої місії Hitomi), та інші майбутні інструменти [26, 40, 50, 68—73]. Наступні два пункти досягаються з допомогою протяжних спостережень (з більшим  $T_{\text{exp}}$ ) тьмяних об'єктів (з нижчими  $F_{\text{cont}}$  та  $C_{\text{cont}}$ ). Зрештою, останній пункт залежить виключно від реалізації процедури моделювання спектра і, таким чином, може бути оптимізованим без використання нових інструментів чи виконання нових спостережень.

## 3.2. Симуляції

Для того аби точно розрахувати значення  $\Delta F_{\text{line}}$ , ми виконали ряд чисельних симуляцій спектрів об'єктів, розгляд результатів аналізу яких ми виконуємо, див. Таблицю 3.2. Відповідні моделі найкращої підгонки і файли відгуку інструментів XMM-Newton і Suzaku були взяті з [21, 23, 25].

**Табл. 3.1** Моделі, що використовувались для моделювання симульованих спектрів. Перша компонента моделі згорталася з відгуком інструмента, друга компонента – не згорталася.  $F_1$  – значення повного потоку компоненти степеневого спектра на діапазоні енергій  $\Delta E$ . Нормування задається на 3.5 кеВ.

Об'єкт	$\Delta E$ , кеВ	Моделі спектра	Значення параметрів континууму
M31	2-2.7, 3-8.1	1. $\frac{K_l}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(\frac{-(E-E_l)^2}{2\sigma^2}\right)$ + $K \cdot E^{-\alpha}$ 2. $K \cdot E^{-\alpha}$	$\alpha=1.706$ , $K=1.17 \cdot 10^{-3} \frac{\text{фот.}}{\text{см}^2 \cdot \text{с кеВ}}$ $\alpha=0.397$ , $K=0.0585 \frac{\text{фот.}}{\text{с кеВ}}$
M31	3-4	1. $\frac{K_l}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(\frac{-(E-E_l)^2}{2\sigma^2}\right)$ 2. $K \cdot E^{-\alpha}$	$\alpha=1.414$ , $K=0.4 \frac{\text{фот.}}{\text{с кеВ}}$
Draco	2.4-7, 10-11	1. $\frac{K_l}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(\frac{-(E-E_l)^2}{2\sigma^2}\right) +$ $+\exp[-\eta_H \sigma(E)] \cdot K \cdot E^{-\alpha}$ 2. $K \cdot E^{-\alpha}$	$\eta_H = 0.0225 \cdot 10^{22} \frac{\text{атомів}}{\text{см}^2}$ , $\alpha=1.59$ , $F_1=0.32 \cdot 10^{-11} \frac{\text{ерг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ $\alpha=0.355$ , $K=0.1919 \frac{\text{фот.}}{\text{с кеВ}}$
Draco	2.5-5	1. $\frac{K_l}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(\frac{-(E-E_l)^2}{2\sigma^2}\right)$ 2. $K \cdot E^{-\alpha}$	$\alpha=0.55$ , $K=0.24 \frac{\text{фот.}}{\text{с кеВ}}$

Використані моделі підсумовані в Таблиці 3.1. Додана лінія мала нормування  $3 \cdot 10^{-5} \text{ фот. см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  і положення 3.55 кеВ. Параметр гаусіани Sigma був зафіксований на рівні 0.001 кеВ. Параметри підгонки гаусіани обирались відповідно. Під час моделювання на широкому діапазоні енергій, друга компонента моделі відповідає інструментальному фону. Моделювання на вузькому діапазоні, як у роботах [34, 62], не є мотивованим фізично в загальному випадку. В такому випадку ця, не згорнута з відгуком інструмента, компонента описує загальну поведінку неперервного спектра. Ми не включали інших астрофізичних ліній в процедуру симуляції, оскільки в модельованих об'єктах в діапазоні енергій, що роз-

**Табл. 3.2** Зводна таблиця вимірних значень потоку  $\sim 3.5$  кеВ лінії ( $F_{\text{line}}$ ) і розрахованих значень систематичної похибки моделювання континууму для центральних областей галактики Андромеда і сфероїдальної карликової галактики Драко, на основі оцінки Рівн. 3.2 ( $\Delta F_{\text{line,est}}$ ) і детальних симуляцій ( $\Delta F_{\text{line}}$ ).

Ref.	$F_{\text{line}}$ , $10^{-6}$ фот./см <sup>2</sup> /с	$\Delta E$ , кеВ	$E_{\text{bin}}$ , еВ	$\Delta F_{\text{line,est}}$ , $10^{-6}$ фот./см <sup>2</sup> /с	$\Delta F_{\text{line}}$ , $10^{-6}$ фот./см <sup>2</sup> /с
МЗ1, 14', MOS, див. лівий Рис. 3.1:					
[21]	$4.9^{+1.6}_{-1.3}$	8.0	60	0.56	0.9
[34]	$2.1^{+1.5}_{-1.5}$	1.0	5	1.16	1.5
Драко, 14', PN, див. правий Рис. 3.1:					
[25]	$1.65^{+0.67}_{-0.70}$	5.6	65	0.22	0.45
[62]	$\lesssim 2.5$	2.5	5	0.31	0.72

глядається, сильні астрофізичні лінії відсутні. Таким чином, отримані результати зберуться і в більш реалістичному сценарії.

Використовуючи процедуру `fakeit` з пакету для аналізу рентгенівських спектрів `Xspec`, ми згенерували 100 незалежних реалізацій рентгенівських спектрів для кожного з об'єктів, додали до них окремо згенерований спектр вузької лінії випромінювання на 3.5 кеВ і перегрупували отримані спектри у файли з ширшими спектральними бінами, використовуючи процедуру `grppha`, частину пакета `HEASOFT`. Кількість відліків в симуляціях варіювалась у відповідності до гаусового розподілу. Ми переконались, що кількість відліків в окремих спектральних бінах усіх спектрів більша 20, таким чином, розподіл дійсно гаусовий, і ми можемо використовувати статистику  $\chi^2$  для аналізу, див., наприклад, розділ 6.5 у [67]. Всі згенеровані спектри моделювались відповідною моделлю континууму на діапазоні енергій  $\Delta E$ , наведеному в Таблиці 3.2. Після цього, ми визначали параметри моделі, мінімізуючи значення статистики  $\chi^2$ . Потім ми чисельно визначали максимальний розкид нормування континууму в околі 3.5 кеВ, що відповідає зміні статистики  $\Delta\chi^2 = 9$ , та мінімальне і максимальне значення найкращої підгонки нормування лінії,

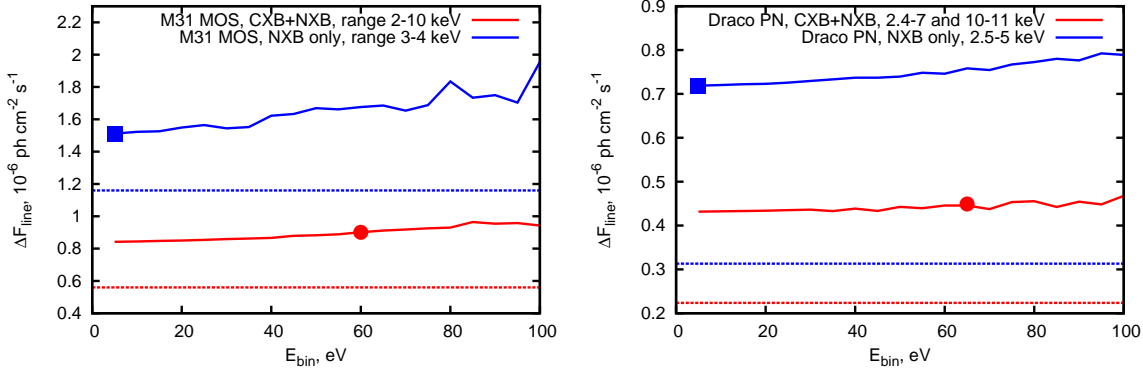


що відповідають максимальним змінам континууму (включає в себе як фоновий неперервний спектр космічної природи, так і інструментальний фон та компоненту випромінювання джерела). Для цього використовувалася процедура `steppar` пакету `Xspec`. Зрештою, ми визначали значення  $\Delta F_{\text{line}}$ , як напів-різниця між максимальним і мінімальним значеннями нормування гаусової компоненти моделі, усереднюючи за всіма незалежними реалізаціями.

### 3.3. Результати

Основні результати розділу підсумовані в Таблиці 3.2. Таблиця містить інформацію про виміряне значення потоку в лінії на  $\sim 3.5$  keV ( $F_{\text{line}}$ ), розраховане на основі оцінки з Рівн. 3.2 значення систематичної похибки моделювання ( $\Delta F_{\text{line,est}}$ ), а також значення, отримане з допомогою симуляцій ( $\Delta F_{\text{line}}$ ). Бачимо, що отримані значення  $\Delta F_{\text{line}}$  для спостережень центральної області галактики Андромеда камерою MOS обсерваторії XMM-Newton і сфероїдальної карликової галактики Драко, спостереженої камерою PN, дозволяють узгодити між собою детектування лінії в роботах [21, 25] і відсутності значущих детектувань в роботах [34, 62]. Оскільки значення  $\Delta F_{\text{line}}$ , отримані для випадків, де детектування лінії відсутні, виявляються значно більшими за відповідні значення  $\Delta F_{\text{line}}$  для випадків виявлення сигналу (в основному, за рахунок значно меншої ширини діапазону моделювання  $\Delta E$  в [34, 62], як показує Рівн. 3.2), можемо зробити висновок, що успішне детектування сигналу в [21, 25] не містить великої систематичної похибки моделювання. Натомість, врахування цього ефекту значно знижує верхню границю часу життя частинки темної матерії, отриману в [62], узгоджуючи її із фактом виявлення сигналу іншими групами.

Дійсно, розглянемо виміряне значення потоку в лінії  $F_{\text{line,Draco,R15}} = 1.65_{-0.70}^{+0.67} \times 10^{-6}$  фот./см<sup>2</sup>/с, отримане в [25] з аналізу сфероїдальної карликової галактики Драко. Використовуючи досить широкі спектральні біни (65 eV на бін) і діапазон моделювання, резуль-



**Рис. 3.1** Середнє відхилення  $\Delta F_{\text{line}}$  (неперервні лінії) для спостережень центральної частини галактики Андромеда камерою MOS обсерваторії XMM-Newton [21, 34, 60, 61] (лівий рис.) і спостережень сфероїдальної карликової галактики Драко камерою PN обсерваторії XMM-Newton [25, 62] (правий рис.) як функція величини спектрального біна  $E_{\text{bin}}$ . Відповідні аналітичні оцінки (незалежні від  $E_{\text{bin}}$ ), отримані за Рівн. 3.2, показані горизонтальними лініями. На відміну від них, значення  $\Delta F_{\text{line}}$ , отримані з симуляцій, дещо зростають зі збільшенням  $E_{\text{bin}}$  у відповідності до очікувань [74]. Кола і квадрати позначають відповідні значення  $\Delta F_{\text{line}}$  для часткових випадків розмірів біну, наведених у Таблиці 3.2.

тат [25] містить відносно малу систематичну похибку моделювання,  $\Delta F_{\text{line,Draco,R15}} = 0.45 \times 10^{-6} \text{ ph/cm}^2/\text{s}$  (круг на правому Рис. 3.1), що складає лише близько 35% значення кращої підгонки потоку, або ж  $\sim 0.8$  чистої статистичної похибки. На відміну від цього, у роботі [62] використовуються значно вужчі спектральні біни (5 еВ на бін) і вужчий діапазон моделювання. Це призводить до значно більшої величини систематичної похибки моделювання:  $\Delta F_{\text{line,Draco,JP16}} \simeq 0.72 \times 10^{-6} \text{ фот./см}^2/\text{с}$ , див. квадрат на правому Рис. 3.1, що може легко «сховати» лінію, спостережену в [25].

Те ж саме справджується і для центральних спостережень галактики Андромеда. В роботі [21]  $F_{\text{line,M31,B14}} = 4.9_{-1.3}^{+1.6} \times 10^{-6} \text{ фот./см}^2/\text{с}$  майже не містить вкладу систематичної похибки моделювання ( $\Delta F_{\text{line,M31,B14}} = 0.9 \times 10^{-6} \text{ фот./см}^2/\text{с}$ , див. круг на лівому Рис. 3.1) внаслідок використання широких спектральних бінів (60 еВ на бін) і діапазону моделювання. Наступне дослідження [34], що заявляє  $F_{\text{line,M31,JP15}} = (2.1 \pm 1.5) \times 10^{-6}$

фот./см<sup>2</sup>/с, містить значно сильніший внесок від систематики моделювання,  $\Delta F_{\text{line, M31, JP15}} = 1.5 \times 10^{-6}$  фот./см<sup>2</sup>/с, див. квадрат на лівому Рис. 3.1.

Діапазони моделювання вибирались точно такими, як вказано в Таблиці 3.1, симуляції не виконувались для інших значень  $\Delta E$ , оскільки ми не ставили задачу точного визначення залежності систематики від ширини діапазону моделювання. Однак, як було згадано, рівень систематики є нижчим для ширших діапазонів. Залежність систематики від ширини спектрального біна, натомість, чисельно досліджена, і наведена на Рис. 3.1. Варто зазначити, що малі спектральні біни не можна вважати повністю статистично незалежними, оскільки досліджувані інструменти мають малу спектральну роздільну здатність. Різниця між простою оцінкою за рівнянням 3.2 і значеннями, отриманими з детальних симуляцій можуть, хоча б частково, пояснюватись цією статистичною залежністю. Вибір  $\Delta \chi^2 = 9$  в такому випадку може бути погано обґрунтованим. Для перевірки, ми згенерували 5000 реалізацій спектрів галактики Андромеда і отримали значення найкращої підгонки нормування лінії для кожного з них, використовуючи  $\Delta E = 8 \text{ keV}$ ,  $\Delta E_{\text{line}} = 5 \text{ eV}$ . Дисперсія отриманих значень виявилась рівною  $\sim 10^{-6}$  фот./см<sup>2</sup>/с, що дає іншу оцінку на  $\Delta F_{\text{line}}$ , близьку до значення, що було отримане в попередньому аналізі ( $0.84 \times 10^{-6}$  фот./см<sup>2</sup>/с). Така оцінка не потребує припущення щодо статистичної незалежності спектральних бінів.



# Розділ 4 ЛІНІЯ НА ЕНЕРГІЇ

## 3.5 КЕВ В ІНДИВІДУАЛЬНИХ

### СПЕКТРАХ СКУПЧЕНЬ ГАЛАКТИК

В роботі [20] лінія на енергії близько 3.5 кеВ була задетектована в комбінованому спектрі групи скупчень галактик. Для більш детального дослідження чи є сигнал на  $\sim 3.5$  кеВ лінією розпаду темної матерії, ми відібрали скупчення галактик з найбільшим очікуваним потоком від розпаду темної матерії для індивідуального аналізу.

#### 4.1. Вибір об'єктів для аналізу

Для віддалених об'єктів потік від розпаду темної матерії (в одиницях фот.  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ) визначається як:

$$F = \frac{S_{\text{DM}} \Omega_{\text{fov}}}{4\pi m_{\text{DM}} \tau_{\text{DM}}}, \quad (4.1)$$

де  $S_{\text{DM}} \equiv \int \rho_{\text{DM}}(l) dl$  – стовпчикова густина вздовж променя зору,  $\Omega_{\text{fov}} \ll 1$  – поле зору інструмента,  $m_{\text{DM}}$  – маса частинки темної матерії,  $\tau_{\text{DM}}$  – час життя частинки темної матерії, що розпадається.

Ми визначаємо співвідношення сигнал-шум, як:

$$\text{SNR} = \frac{N_{\text{line}}}{\Delta N_{\text{back}}}, \quad (4.2)$$

де  $N_{\text{line}} \propto S_{\text{DM}} t_{\text{obs}}$  – кількість відліків, що очікується від розпаду темної матерії за час експозиції спостереження  $t_{\text{obs}}$ , а  $\Delta N_{\text{back}}$  – невизначеність на кількість відліків від фону. Нехтуючи систематичними похибками і припускаючи гаусову статистику, маємо  $\Delta N_{\text{back}} = \sqrt{B t_{\text{obs}}}$ , де  $B$  – швидкість відліку фону (у відл./сек), поміряна на діапазоні 3.4–3.65 кеВ в системі випромінювача. Таким чином, співвідношення сигнал-шум

пропорційне до

$$\text{SNR} \propto S_{\text{DM}} \sqrt{\frac{t_{\text{obs}}}{B}}. \quad (4.3)$$

Внаслідок сильної залежності співвідношення сигнал-шум від  $S_{\text{DM}}$ , ми визначали об'єкти з найбільшою очікуваною стовпчиковою густиною в полі зору інструменту EPIC обсерваторії XMM-Newton. Ми обмежувались скупченнями галактик – об'єктами з найбільшими стовпчиковими густинами всередині характерних розмірів гало темної матерії [19, 75]. Для кожного з них ми порахували стовпчикову густину темної матерії  $S_{\text{obj}}$  всередині радіуса  $R_{14}$  – центральних  $14'$  (що приблизно відповідає полю зору інструмента EPIC обсерваторії XMM-Newton), використовуючи розподіли темної матерії з розширеного набору даних в [75], див. Таблицю 4.1.

Всі розподіли описувались профілем Наварро-Френка-Уайта [76]

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_s r_s}{r(1 + r/r_s)^2} \quad (4.4)$$

з параметрами профілю  $\rho_s$  і  $r_s$ .

Стовпчикова густина всередині радіуса  $R_{14} = D_L \times \frac{14\pi}{60 \times 180}$ , що відповідає полю зору обсерваторії XMM-Newton, виражається як:

$$S = \frac{2}{R_{14}^2} \int_0^{R_{14}} r dr \int dz \rho_{\text{NFW}}(\sqrt{r^2 + z^2}). \quad (4.5)$$

Для розподілу Наварро-Френка-Уайта (4.4)

$$S_{\text{NFW}}(R) = \frac{4\rho_s r_s^3}{R^2} \left[ \frac{\arctan \sqrt{R^2/r_s^2 - 1}}{\sqrt{R^2/r_s^2 - 1}} + \log \left( \frac{R}{2r_s} \right) \right]. \quad (4.6)$$

Отримані діапазони значень стовпчикової густини темної матерії були розширені на 0.15 dex для врахування типових невизначеностей в розподілах темної матерії [75]. Також була обрахована стовпчикова густина

**Табл. 4.1** Параметри розподілів темної матерії скупчень галактик, використані в роботі. Профілі густини темної матерії відповідають розподілу Наварро-Френка-Уайта.

Об'єкт	Джерело	$R_{14}$ кпк	$r_s$ кпк	$\rho_s$ $10^6 M_\odot / \text{кпк}^3$	$S_{obj}$ $M_\odot / \text{пк}^2$
Virgo	[77]	73	560	0.32	808
Centaurus	[78]	180	345	1.51	1087
Abell 85	[78]	867	1282	0.25	549
Abell 85	[79]	922	650	0.37	210
Abell 478	[80]	1978	1140	0.85	686
Abell 478	[81]	1518	488	0.77	134
Abell 2199	[78]	526	560	0.76	552
Abell 2199	[82]	509	214	1.7	180
Abell 496	[78]	545	738	0.45	530
Abell 496	[79]	550	420	0.48	191
2A0335+096	[78]	593	626	0.52	420
2A0335+096	[83]	593	130	3.6	101
Abell 1060	[84]	195	140	7.2	899
Abell 1060	[79]	211	140	5.8	667
Abell 3266	[78]	991	1576	0.19	543
Abell S805	[79]	232	190	2.0	386
Coma	[78]	397	459	1.23	788
Coma	[85]	407	326	0.85	275
Abell S239	[86]	1095	792	0.55	391
Abell S239	[86]	1095	576	0.98	361
Abell 2142	[78]	1469	1654	0.18	406
Abell 2142	[79]	1520	990	0.18	144
Abell 2319	[78]	943	1301	0.24	506
Abell 1795	[78]	1052	1024	0.34	417
Abell 1795	[87]	1052	393	0.82	139
Abell 209	[88]	3460	2513	0.18	408
Abell 209	[89]	3435	502	0.386	24
Perseus	[90]	305	360	1.1	563
PKS 0745-191	[78]	1665	1148	0.33	324
PKS 0745-191	[91]	1779	230	2.5	59
Triangulum	[78]	856	666	0.83	534

темної матерії нашої Галактики  $S_{MW}$ , використовуючи розподіли темної матерії, зібрані в [22]. Оскільки для більшості об'єктів спектральна роздільна здатність камер EPIC обсерваторії XMM-Newton є співмірною з енергетичним розділенням положень очікуваних сигналів від розпаду темної матерії в гало цих об'єктів і гало нашої Галактики, ми домножили останній на коригуючий множник:

$$S_{DM} = S_{obj} + S_{MW} \times \exp\left(-\frac{z_{obj}^2 E_{line}^2}{2\sigma_{instr}^2}\right), \quad (4.7)$$

де  $z_{obj}$  – червоне зміщення відповідного об'єкту,  $E_{line} \approx 3.55$  кеВ – положення лінії,  $\sigma_{instr}$  - ширина гаусіани, що відповідає спектральній роздільній здатності інструмента. Спектральна роздільна здатність характеризується повною шириною на половині висоти лінії,  $2\sigma\sqrt{2\log(2)} \approx 2.35\sigma_{instr}$ . Згідно рис. 5.24 в [92], для спектрометрів EPIC обсерваторії XMM-Newton  $\sigma_{instr} \approx 60$  еВ в діапазоні енергій, що розглядається.

Ми вибрали 20 скупчень галактик з найвищими значеннями  $S_{DM}$ . Одне з них, Abell 539, не спостерігалось обсерваторією XMM-Newton. Параметри дев'ятнадцяти об'єктів, що залишились, підсумовані в Таблиці 4.2.

## 4.2. Моделювання спектрів спостережень

Ми використовували всі публічні дані спостережень, оброблені для побудови карти неба в рентгенівському діапазоні, як описано в Розділі 2, вирізаючи точкові джерела. Після отримання fits-файлів спостережуваних спектрів і матриць відгуку камер MOS і PN, ми комбінували їх з використанням спеціалізованої процедури addspec з пакету FTOOLS, подібно до [21, 22], і групували отримані спектри по 60 еВ на бін за енергією, щоб зробити біни приблизно статистично незалежними.

Після цього ми моделювали об'єднані спектри з камер MOS та PN для кожного з окремих об'єктів за допомогою пакету Xspec.



**Табл. 4.2** Скупчення галактик, спостережені обсерваторією ХММ-Newton, сортовані за очікуваною значущістю сигналу від розпадів темної матерії в їхніх центральних областях.

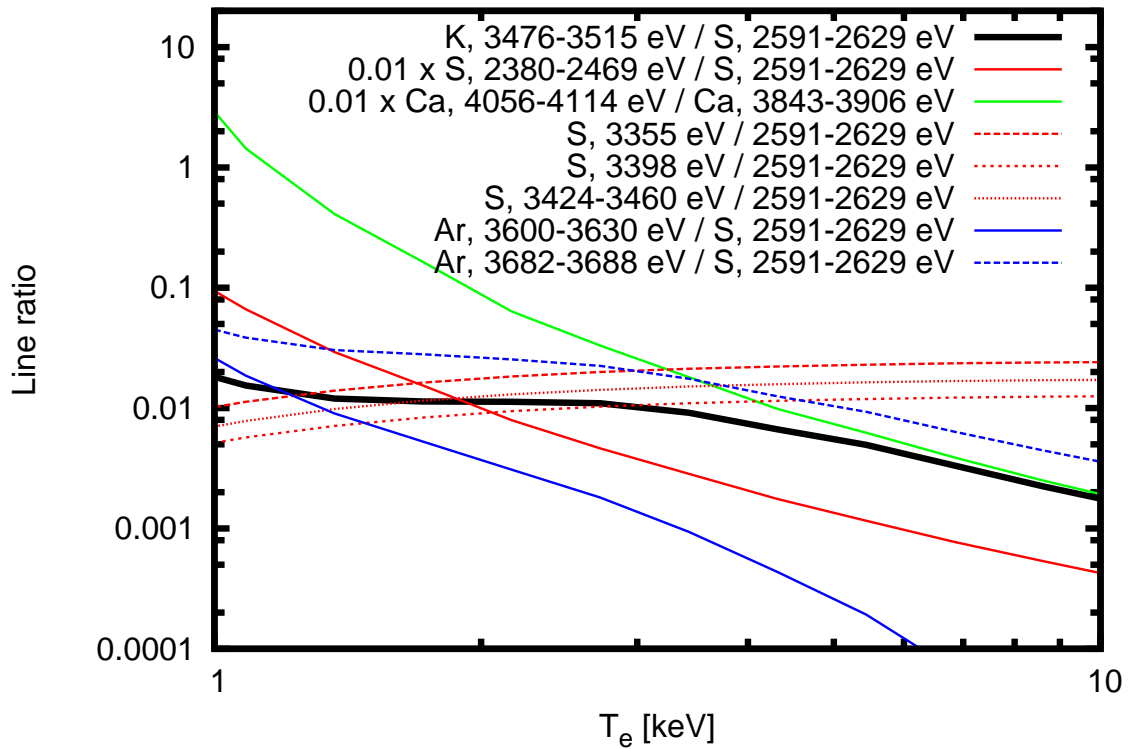
Об'єкт (1)	Червоне зміщення (2)	$S_{DM}$ , $M_{\odot}/\text{пк}^2$ (3)	Експозиція MOS/PN, ks (4)	SNR MOS/PN, дов. величини (5)
Virgo	0.0036	624-1338	193.2 / 62.9	3.1-6.7 / 2.3-5.0
Centaurus	0.0114	818-1721	348.2 / 123.7	2.9-6.0 / 2.2-4.6
Abell 85	0.0551	130-777	401.6 / 136.7	0.6-3.8 / 0.5-2.7
Abell 478	0.0881	83-969	111.8 / 43.2	0.3-3.5 / 0.2-2.7
Abell 2199	0.0302	123-826	254.4 / 97.5	0.5-3.4 / 0.4-2.6
Abell 496	0.0329	124-772	250.6 / 81.0	0.5-3.1 / 0.4-2.2
2A0335+096	0.0363	75-608	225.2 / 89.0	0.4-2.9 / 0.3-2.4
Abell 1060	0.0126	451-1420	66.7 / 24.7	0.9-2.8 / 0.8-2.4
Abell 3266	0.0589	385-768	179.8 / 63.9	1.4-2.8 / 1.1-2.2
Abell S805	0.0139	286-660	92.2 / 12.5	1.2-2.7 / 0.5-1.1
Coma	0.0231	191-1193	343.8 / 122.0	0.4-2.6 / 0.3-2.1
Abell S239	0.0635	256-553	81.0 / 28.1	0.9-1.9 / 0.6-1.3
Abell 2142	0.0909	88-573	104.8 / 40.9	0.3-1.7 / 0.2-1.3
Abell 2319	0.0557	359-716	159.7 / 60.7	0.8-1.5 / 0.6-1.2
Abell 1795	0.0625	83-589	71.7 / 23.2	0.2-1.5 / 0.2-1.1
Abell 209	0.2060	67-500	33.5 / 11.2	0.2-1.4 / 0.1-1.0
Perseus	0.0179	418-871	316.4 / 44.2	0.7-1.4 / 0.3-0.7
PKS0745-191	0.1028	59-458	31.9 / 5.2	0.1-0.8 / 0.1-0.5
Triangulum	0.0510	379-757	18.6 / —	0.3-0.6 / —

Модель спектра вибиралась у вигляді суми нетеплового компонента (powerlaw) і теплового (арес без ліній) для неперервного спектра і кількох вузьких ліній астрофізичної природи, розташованих відповідно до червоного зміщення (zgaussian) і нової лінії, поглинених за моделлю фотоелектричного поглинання (phabs). Обрана модель згорталась з файлами відгуку інструмента. Показник степені моделі powerlaw  $\Gamma = 1.41$  і її нормування  $11.6 \text{ фот. см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ кеВ}^{-1}$  на енергії 1 кеВ фіксувались значеннями найкращої підгонки з [93].

Діапазон моделювання 2.1 – 6.0 кеВ обирався таким, аби в нього не попадали сильні лінії випромінювання. Для врахування залишкових лінієподібних невизначеностей калібрування інструмента ми додали 0.4% і 0.25% систематики в квадратурах для даних камер MOS і PN відповідно, використовуючи параметр systematic пакету Xspec, згідно з розділом 5.3.5 роботи [92].

Стовпчикова густина водню в моделі phabs фіксувалась зваженими значеннями з огляду Лейден-Аргентіна-Бонн [94], отриманими з використанням інструмента  $n_{\text{H}}$  центру архіву даних астрофізики високих енергій NASA (NASA High Energy Astrophysics Science Archive Research Center, HEASARC).

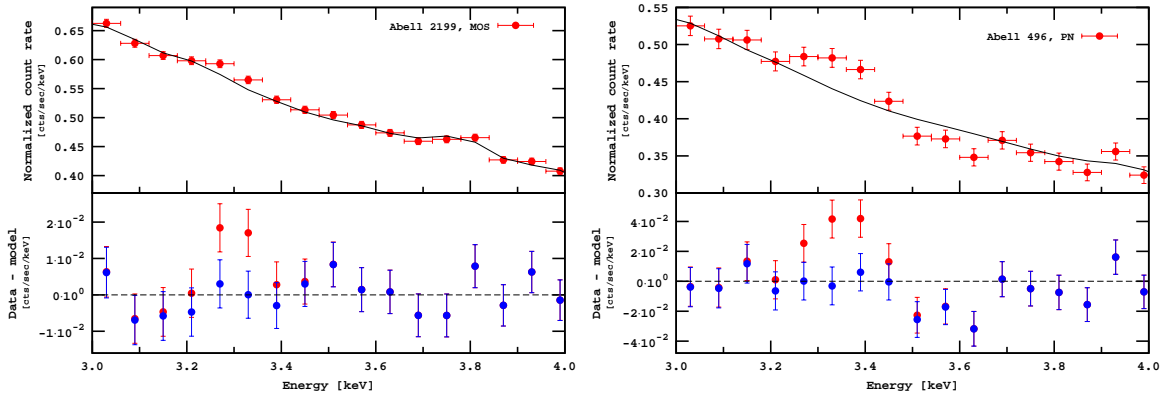
Червоні зміщення в моделях арес і zgaussian фіксувались значеннями з позагалактичної бази даних NASA (NASA Extragalactic Database, NED). Положення нової лінії варіювалось в діапазоні 3.35 – 3.70 кеВ. Для перевірки астрофізичного походження нової лінії ми додавали вузькі лінії у формі моделі zgaussian, що відповідають сигналам відомих астрофізичних ліній на цьому діапазоні енергій. Наприклад, згідно бази даних атомних ліній AtomDB v.3.0.3, в спектрі присутні комплекси ліній випромінювання сірки S XVI на 3.355, 3.398, 3.424, 3.441, 3.452 і 3.460 кеВ. На щастя, інтенсивність цих ліній може бути точно передбачена на основі спостережної інтенсивності комплексу ліній S XV на  $\sim 2.63$  кеВ, див. Рис. 4.1.



**Рис. 4.1** Співвідношення випромінювальних здатностей комплексу ліній калію K XVIII на  $\sim 3.51$  кеВ і інших ліній випромінювання в залежності від електронної температури плазми  $T_e$ . Випромінювальні здатності обраховані з використанням бази атомних ліній AtomDB v.3.0.3 з нижньою межею  $> 10^{-22}$  фот. см<sup>3</sup>/с.

Особлива увага приділена можливому вкладу ліній калію K XVIII в околі 3.51 кеВ, див., наприклад, [50] для подробиць. Відстань між положеннями цих ліній менша ніж спектральна роздільна здатність XMM-Newton/EPIC, тому ми моделюємо комплекс K XVIII як один компонент *zgaussian* з середньою енергією 3.51 кеВ. Оскільки в рентгенівському діапазоні не існує «опорної» сильної лінії калію для відтворення потоку лінії на 3.51 кеВ, ми фіксували лише верхню межу потоку лінії, співвідносячи її до потоку лінії S XVI на 2.63 кеВ (або ж до її  $2\sigma$  верхньої межі, якщо лінія на 2.63 кеВ не детектується в спектрі), використовуючи процедуру, описану в [50].

Для отримання електронної температури ми використовували співвідношення потоків яскравих атомних ліній, а саме: комплексу ліній S XV



**Рис. 4.2** Приклади спектрів з наявною додатковою лінією, подробиці див. у Таблиці 4.3. Спектр розбитий на біни по 60 eV і представлений в системі відліку детектора, подібно до [21]. Сині і червоні лишки (на нижніх панелях) показані у відношенні до моделі найкращої підгонки з додаванням і без додавання лінії на  $\sim 3.5$  keV відповідно. *Зліва*: Спектр скупчення галактик Abell 2199 за даними камери MOS. *Справа*: Спектр скупчення галактик Abell 496 за даними камери PN.

на 2.45 keV, комплексу ліній S XVI на 2.63 keV, комплексу ліній Ca XIX на 3.90 keV і комплексу ліній Ca XX на 4.10 keV. Оскільки співвідношення ліній 3.51/2.63 keV – монотонно спадна функція електронної температури  $T_e$ , див. Рис. 4.1, ми використовуємо мінімальне значення температури,  $T_{e,line} = \min [T_{e,S}, T_{e,Ca}]$ , для отримання консервативної оцінки.

Іншим джерелом невизначеності є погано відоме співвідношення розповсюдженостей елементів K та S. Для врахування можливих неточностей [34, 36, 95] ми дозволяємо цьому співвідношенню приймати значення до 3 Сонячних, визначених в [96].

### 4.3. Отримані результати та їх інтерпретація

Якість підгонки, температури плазми, максимальні очікувані потоки від комплексу ліній K XVIII на 3.51 keV, положення і нормування нової лінії, а також зменшення статистики  $\chi^2$  при додаванні лінії, підсумовані в Таблиці 4.3. Якщо лінія не виявлена на рівні значущості  $1\sigma$ , показана  $2\sigma$  верхня межа на потік.

Таким чином, ми підтвердили попередні результати щодо наявності нової лінії в спектрах центральних областей скупчень галактик Персей

**Табл. 4.3** Параметри моделювання комбінованих спектрів скупчень галактик. Положення лінії вказане у власній системі відліку об'єктів. Похибки положень і потоків лінії вказані на рівні  $1\sigma$  для 2 ступенів вільності, тобто для  $\Delta\chi^2 = 2.3$ . Потоки лінії наведені у  $10^{-6}$  фот. см $^{-2}$  с $^{-1}$ . Нова лінія задетектована на рівні  $> 2\sigma$  (відповідає  $\Delta\chi^2 > 6.2$ ) у 8 об'єктах (виділені жирним шрифтом), підтверджуючи попередні детектування в скупченнях Персей [20, 24] і Кома [24].

Об'єкт	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	$T_e$ , кеВ	$F_{3.51, \text{max}}$	Положення лінії	Потік в лінії	$\Delta\chi^2$
Virgo	68.9/48 / 60.0/43	1.4 / 1.4	0.9 / 0.7	3.38 $^{+0.05}_{-0.05}$ / —	4.2 $^{+3.1}_{-3.3}$ / < 9.3	3.8 / 0.4
Centaurus	64.1/47 / 64.3/46	2.2 / 2.2	5.8 / 5.6	3.51 $^{+0.12}_{-0.19}$ / —	25.2 $^{+19.4}_{-24.2}$ / < 15.6	2.9 / 0.1
<b>Abell 85</b>	37.5/49 / 61.9/46	2.2 / 3.4	0.7 / 0.9	<b>3.44<math>^{+0.06}_{-0.05}</math></b> / —	<b>6.3<math>^{+3.9}_{-3.6}</math></b> / < 4.2	7.0 / 0.0
Abell 478	54.1/47 / 48.9/49	2.2 / 1.4	0.4 / 0.5	— / —	< 20.4 / < 13.6	0.1 / 0.4
<b>Abell 2199</b>	46.8/47 / 70.6/52	2.7 / 2.7	1.8 / 1.6	<b>3.41<math>^{+0.04}_{-0.04}</math></b> / —	<b>10.1<math>^{+5.1}_{-4.8}</math></b> / < 10.0	10.2 / 0.1
<b>Abell 496</b>	36.3/45 / 66.7/48	3.4 / 2.2	1.3 / 0.5	<b>3.55<math>^{+0.06}_{-0.09}</math> / 3.45<math>^{+0.04}_{-0.03}</math></b>	<b>7.5<math>^{+6.1}_{-4.4}</math> / 16.8<math>^{+5.9}_{-6.4}</math></b>	6.2 / 18.8
2A0335+096	70.9/49 / 65.3/49	2.2 / 2.7	1.5 / 1.3	— / —	< 15.5 / < 10.7	0.5 / 1.6
Abell 1060	67.4/48 / 63.0/50	2.2 / 2.7	2.9 / 1.8	— / —	< 27.1 / < 21.2	0.2 / 0.0
<b>Abell 3266</b>	40.7/47 / 67.2/50	1.7 / 1.7	0.3 / 0.3	3.64 $^{+0.05}_{-0.08}$ / <b>3.53<math>^{+0.04}_{-0.06}</math></b>	6.5 $^{+4.3}_{-5.3}$ / <b>8.7<math>^{+5.1}_{-4.5}</math></b>	3.9 / 8.0
<b>Abell S805</b>	49.0/45 / 33.4/26	1.7 / 1.4	0.2 / 0.3	— / <b>3.63<math>^{+0.05}_{-0.06}</math></b>	< 8.7 / <b>17.1<math>^{+9.3}_{-7.4}</math></b>	0.3 / 10.8
<b>Coma</b>	41.2/37 / 54.7/48	2.2 / 4.3	1.9 / 2.0	<b>3.49<math>^{+0.04}_{-0.05}</math> / 3.41<math>^{+0.11}_{-0.10}</math></b>	<b>23.7<math>^{+10.7}_{-9.0}</math> / 14.8<math>^{+9.2}_{-9.6}</math></b>	16.6 / 3.5
Abell S239	56.7/48 / 60.8/52	1.4 / 1.7	0.1 / 0.2	— / —	< 12.3 / < 13.6	0.3 / 0.5
Abell 2142	63.9/50 / 56.9/50	1.4 / 1.4	0.3 / 0.3	— / —	< 9.8 / < 17.4	0.0 / 0.8
<b>Abell 2319</b>	49.4/47 / 61.6/51	1.4 / 2.2	0.4 / 1.4	<b>3.59<math>^{+0.05}_{-0.06}</math> / 3.53<math>^{+0.11}_{-0.21}</math></b>	<b>18.6<math>^{+10.7}_{-7.4}</math> / 10.5<math>^{+12.6}_{-10.2}</math></b>	13.9 / 2.4
Abell 1795	61.5/51 / 64.6/50	1.7 / 1.7	0.3 / 0.5	— / —	< 12.4 / < 16.5	0.7 / 0.0
Abell 209	62.3/50 / 68.0/48	1.4 / 1.4	0.5 / 0.2	— / —	< 17.4 / < 9.4	0.6 / 0.0
<b>Perseus</b>	69.6/48 / 81.2/47	2.7 / 2.7	4.5 / 6.1	<b>3.58<math>^{+0.05}_{-0.08}</math></b> / —	<b>25.2<math>^{+12.5}_{-12.6}</math> / &lt; 70.4</b>	9.8 / 0.7
PKS0745-191	68.9/47 / 56.0/53	2.2 / 1.4	0.9 / 1.5	3.63 $^{+0.07}_{-0.23}$ / —	12.5 $^{+11.0}_{-12.3}$ / < 40.7	2.4 / 1.6
Triangulum	56.7/49 / —	2.2 / —	1.4 / —	— / —	< 47.1 / —	0.7 / —

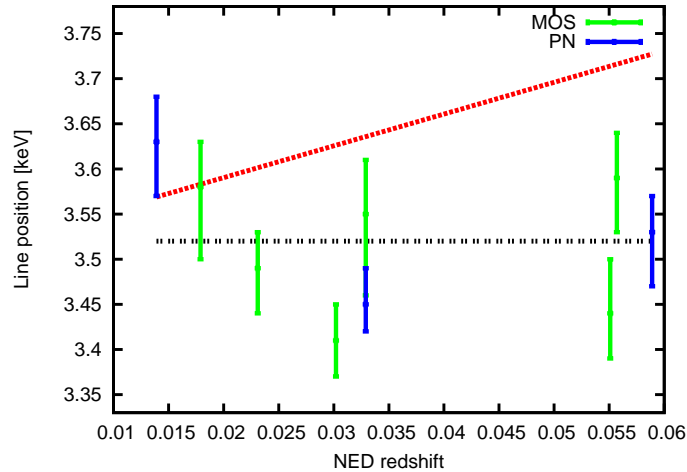
[20, 24] і Кома [24] і знайшли лінієподібні перевищення в спектрах 6 нових об'єктів на рівні значущості  $>2\sigma$ .

Ми розглядаємо такі традиційні можливі варіанти природи лінії:

1. статистична флуктуація;
2. внесок від ближніх астрофізичних ліній випромінювання;
3. (невідомий) систематичний ефект.

Для перевірки, чи статистичні флуктуації можуть бути відповідальними за спостережуваний ефект, ми згенерували спектри всіх скупчень, що розглядались в роботі, використовуючи інструмент `fakeit` пакету `Xspec`. В основу симуляцій закладались моделі найкращої підгонки, отримані при моделюванні реальних спектрів без додавання нової лінії на 3.40 – 3.65 кеВ. Симульовані спектри аналізувались аналогічно до реальних спектрів спостережень, визначалася зміна статистики  $\Delta\chi^2$  при додаванні нової вузької лінії у формі моделі `zgaussian` на діапазоні 3.40–3.65 кеВ. Середні значення трьох максимальних  $\Delta\chi^2$  для кожної симуляції лежать в діапазоні 2.1 – 5.2, що значно менше за 13.6 (12.5), отримані з реальних спостережень камерами MOS (PN) відповідно. Таким чином, робимо висновок, що лише статистичні флуктуації не можуть бути причиною детектувань лінії в Таблиці 4.3.

Пояснення нової лінії неврахованим внеском від астрофізичних ліній випромінювання також видається малоімовірним. Максимальний внесок комплексу ліній калію K XVIII на  $\sim 3.51$  кеВ – найбільш імовірного з атомних ліній кандидата на пояснення ефекту – вже включений до моделі спектру, див. Таблицю 4.3. Інші астрофізичні лінії в цьому діапазоні енергій одночасно надто слабкі і мають супроводжуватись помітними лініями на інших енергіях. Наприклад, щоб пояснити перевищення в скупченні Virgo (сумісне з гіпотезою про чисту статистичну флуктуацію), необхідно припустити інтенсивність лінії сірки S XVI на 3.398 кеВ у  $\sim 5$  разів вищим за максимальний внесок від яскравого комплексу ліній на  $\sim 2.63$  кеВ. З іншого боку, не можна повністю виключити можливість значного перевищення Сонячних

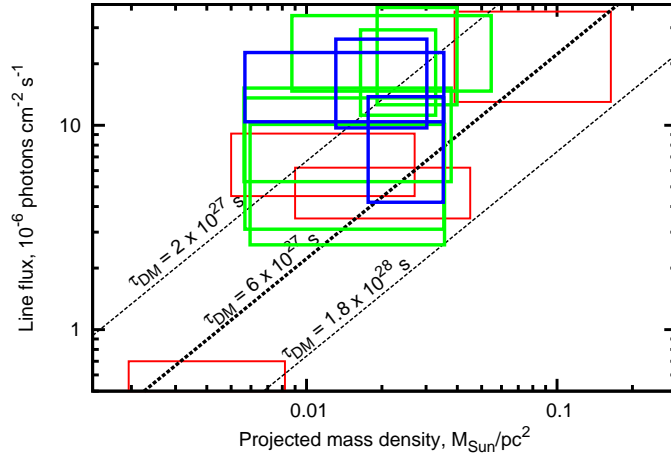


**Рис. 4.3** Положення нової лінії в системі відліку випромінювача як функція червоного зміщення. Показані лише детектування зі значущістю  $> 2\sigma$  (відповідає  $\Delta\chi^2 > 6.2$  для 2 ступенів вільності). Червона і чорна пунктирні лінії показують очікувану поведінку у випадках повністю систематичної природи і повністю космічного походження (припускаючи положення рівним 3.52 кеВ, як очікується з [21, 22]) відповідно.

значень співвідношення поширеностей калію і сірки. Поширеність калію може варіюватись до 1 dex [36, 95].

Систематична природа нової лінії ставилась під сумнів ще в перших роботах [20, 21]. На додачу, на Рис. 4.3 ми зобразили залежність визначеного положення лінії від червоного зміщення об'єкта. Якщо нова лінія – прояв систематичних ефектів, можна очікувати залежність цього положення від відстані до об'єкта. Середнє значення положення лінії на Рис. 4.3 рівне 3.52 кеВ. Середній розкид положень рівний 75 eV, що близько до  $\sigma_{\text{instr}} \approx 60$  eV і узгоджується з симуляціями, що показують, що положення  $\sim 3\sigma$  лінії може бути відновлене з точністю  $\pm 110$  eV в 90% випадків.

Інтерпретуючи нову лінію в термінах темної матерії, що розпадається (4.1), отримуємо час життя  $\tau_{\text{DM}} \approx (3 - 6) \times 10^{27}$  s, що узгоджується з попередніми детектуваннями [20—22, 24, 97], див. Рис. 4.4. Відсутність детектувань лінії в деяких скупченнях не виключає гіпотезу походження



**Рис. 4.4** Залежність потоку нової лінії від очікуваної проекції маси темної матерії. Цей рисунок взятий з [22]; додані межі наших  $2\sigma$  детектувань (зелений відповідає камері MOS, синій – камері PN). Відсутність детектувань не враховувалась. Найсильніше обмеження на  $\tau_{\text{DM}} \gtrsim 3.5 \times 10^{27}$  s отримується зі скупчення галактик Virgo.

сигналу від розпаду частинок темної матерії. Найсильніше обмеження на час життя  $\tau_{\text{DM}} \gtrsim 3.5 \times 10^{27}$  s отримується зі скупчення галактик Virgo.

Відсутність лінії на  $\sim 3.55$  keV в об'єднаному спектрі сфероїдальних карликових галактик за результатами роботи [32] також частково узгоджується з нашим результатом. Відсутність лінії в комбінованому спектрі галактик у [33] формально виключає  $\tau_{\text{DM}} < 1.8 \times 10^{28}$  s, однак врахування систематичних ефектів в спектрі (наприклад таких, що створюють відчутні від'ємні надлишки) і очевидну невизначеність в розподілах темної матерії [75] приводить до значно слабших обмежень, наприклад  $\tau_{\text{DM}} \gtrsim 3.5 \times 10^{27}$  s [98], де використано об'єднаний спектр близьких галактик з [92] із порівняною експозицією. Інші обмеження на параметри темної матерії (див. [30, 92, 99] і посилання в них) також узгоджуються з результатами детектувань після врахування залишкових ефектів систематики та невизначеностей розподілів темної матерії.



## Розділ 5 ОБМЕЖЕННЯ НА МАСУ ЧАСТИНКИ ФЕРМІОННОЇ ТЕМНОЇ МАТЕРІЇ

Маса частинки темної матерії в різних розширеннях стандартної моделі фізики частинок варіюється в широкому діапазоні: від  $\sim 10^{-22}$  еВ для надлегкої темної матерії (див., наприклад, [100—102]) до ТеВ-ів у WIMP-моделях (див., наприклад, [103, 104]) або до  $\sim 10^{13}$  ГеВ у моделях типу WIMP-ZILLA (напр. [105]).

Принцип Паулі забороняє «упаковувати» надто багато ферміонів в гравітаційно зв'язані об'єкти. Таким чином, середня фазова густина такого об'єкта з масою  $M$  всередині області радіусу  $R$ ,  $\bar{F} \propto \frac{M}{R^3 \sigma^3}$ , не може перевищувати деякого максимального значення  $f_{\max}(m)$ , де  $m$  – маса ферміона,  $\sigma$  – дисперсія швидкостей частинок. Ці міркування дозволяють отримати обмеження знизу на масу  $m \gtrsim 0.5$  кеВ на основі розширеного підходу Трімейна-Ганна ([12], див. також [106—108]) за допомогою аналізу компактних об'єктів, домінованих темною матерією – карликових сфероїдальних галактик – супутників Молочного шляху (dSph). Цей підхід потребує оцінки динамічної маси  $M$  всередині сфери радіусу  $R$  [109—111]. В роботі [112] наведено детальне дослідження невизначеностей в оцінці маси, а в роботі [13] – оцінка об'єму фазового простору, що займають частинки темної матерії.

Інший метод отримання обмеження на масу частинки ферміонної темної матерії використовує пряме порівняння між детальними передбаченнями кінематики карликової сфероїдальної галактики та спостережуваними даними (див., наприклад, [113—115]). Такий метод не потребує оцінки усередненої фазової густини в деякому просторовому регіоні. Пряме моделювання кінематики також дозволяє врахувати в аналізі анізотропію дисперсії швидкостей. Більше того, на відміну від підходу Трімейна-Ганна цей метод дає можливість комбінувати дані спостере-

жень кількох об'єктів для отримання кращих обмежень на маси частинок. Водночас, цей метод потребує (напів)аналітичну модель профіля густини темної матерії і профілю зоряної густини. Наразі розроблено велику кількість моделей профілю гало ферміонної темної матерії, див., наприклад, [113, 114, 116—127].

Ми отримуємо нове обмеження знизу на масу частинки ферміонної темної матерії на основі спостережної кінематики [128] і фотометрії [129] «класичних» карликових сфероїдальних галактик з використанням моделі густини гало темної матерії з роботи [125]. У порівнянні з [113, 115] наш підхід дозволяє аналізувати не лише індивідуальні спостереження окремих карликових сфероїдальних галактик, а виконати об'єднаний статистичний аналіз на основі повної  $\chi^2$  статистики в припущенні єдиної частинки темної матерії у всіх об'єктах.

## 5.1. Метод

Для отримання профілю гало темної матерії ми використовуємо напіваналітичний метод, запропонований в [125]. В результаті застосування даного методу отримуємо «корове» гало (cored halo) теплої ферміонної темної матерії, не використовуючи додаткових припущень про фізику частинок. Коротко підсумуємо цей метод. У моделі ферміонної темної матерії з масою частинки  $m_{\text{DM}}$  і  $g$  початковими ступенями вільності (в подальшому вважаємо  $g = 2$ ) фазова густина не може перевищувати (див., наприклад, [13])

$$f_{\text{max}} = \frac{gm_{\text{DM}}^4}{2(2\pi\hbar)^3}. \quad (5.1)$$

У випадку стаціонарного ізотропного сферично-симетричного гало темної матерії (застосовність такого наближення детально розглянуто в [125]) фазова густина  $f$  отримується за допомогою перетворення Еддінгтона [130, 131]

$$f(\mathcal{E}) = \frac{1}{\pi^2\sqrt{8}} \frac{d}{d\mathcal{E}} \int_{\mathcal{E}}^0 \frac{d\rho}{d\Phi} \frac{d\Phi}{\sqrt{\mathcal{E} - \Phi}}, \quad (5.2)$$

де  $\Phi$  – локальне значення гравітаційного потенціалу. Ми використовуємо ітеративну процедуру, що, стартуючи з профіля Наварро-Френка-Уайта, полягає в обрізанні фазової густини таким чином, щоб її значення не перевищувало граничного значення:

$$f_{\text{tNFW}}(\mathcal{E}) = \begin{cases} f(\mathcal{E}), & f(\mathcal{E}) < f_{\text{max}}, \\ f_{\text{max}}, & f(\mathcal{E}) \geq f_{\text{max}}. \end{cases} \quad (5.3)$$

Після такого обрізання густина темної матерії в гало реконструюється згідно [131]

$$\rho_{\text{tNFW}}(r) = 4\pi \int_{\Phi(r)}^0 f_{\text{tNFW}}(\mathcal{E}) \sqrt{2(\mathcal{E} - \Phi(r))} d\mathcal{E}. \quad (5.4)$$

Отриманий розподіл густини використовується в наступному кроці. В роботі [125] показано, що наведений алгоритм добре сходиться за декілька кроків. Отриманий розподіл густини темної матерії в подальшому називатимемо tNFW (truncated Navarro–Frenk–White, усічений профіль Наварро–Френка–Уайта). Такі розподіли густини гало добре узгоджуються з багаточастинковими (N-body) моделюваннями [107, 132, 133].

Маючи розподіл густини гало темної матерії, ми використовуємо підхід, запропонований в [113, 115] для того, аби отримати дисперсію швидкостей зір вздовж променя зору. А саме, розв'язується сферично-симетричне рівняння Джинса на радіальну компоненту дисперсії швидкостей  $\sigma_r$ ,

$$\left( \frac{\partial}{\partial r} + \frac{2\beta}{r} \right) (n_{\star} \sigma_r^2) = -n_{\star} \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (5.5)$$

з анізотропією дисперсії швидкостей  $\beta = 1 - \sigma_{\perp}^2 / \sigma_r^2$ . Тут  $M(r)$  – маса темної матерії в сферичній області радіусу  $r$ , а  $n_{\star}$  – густина зір, що представляється нами у вигляді профіля Пламмера [134]

$$n_{\star}(r) = n_0 \left( 1 + r^2/r_h^2 \right)^{-5/2}. \quad (5.6)$$

Ми використовуємо [129] як джерело значень ефективного радіусу галактики (радіус тієї частини галактики, яка випромінює половину всього її світла)  $r_h$  для об'єктів, що розглядалися. Ці значення наведені в Таблиці 5.1.

Після цього обраховується дисперсія швидкостей вздовж променя зору згідно:

$$\sigma_{\text{los}}^2(R) = \frac{1}{\Sigma_{\star}} \int_{R^2}^{\infty} dr^2 \frac{n_{\star}}{\sqrt{r^2 - R^2}} \sigma_r^2 \left[ 1 - \beta \frac{R^2}{r^2} \right], \quad (5.7)$$

де  $\Sigma_{\star}(R) = \int_{R^2}^{\infty} dr^2 n_{\star}(r) / \sqrt{r^2 - R^2}$  [115, 131].

Для знаходження найкращої підгонки параметрів моделюються дані щодо дисперсії швидкостей для восьми класичних сфероїдальних карликових галактик, отримані в [128]. Для кожного значення маси частинки темної матерії в діапазоні 100 eV – 900 eV ми виконуємо оптимізацію відносно параметрів профілю tNFW  $c_{200}$ ,  $M_{200}$ , і анізотропії дисперсії швидкостей  $\beta$ , мінімізуючи статистику  $\chi^2$

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\sigma_{\text{los,obs}}(r_i) - \sigma_{\text{los,th}}(r_i))^2}{\delta^2(r_i)}, \quad (5.8)$$

де  $\sigma_{\text{los,obs}}(r_i)$  позначає  $i$ -ту точку спостережних даних,  $\delta^2(r_i)$  –  $1\sigma$  похибка в ній, а  $\sigma_{\text{los,th}}(r_i)$  – передбачуване значення в цій точці; сумування відбувається за всіма точками спостережуваних даних.

## 5.2. Результати

Залежність найкращого значення статистики якості підгонки  $\chi^2$  від маси частинки темної матерії в кожному з об'єктів зображено на Рис. 5.1, а значення параметрів моделі, що забезпечують найкращу підгонку, підсумовані в Таблиці 5.1.

Якість підгонки є прийнятною для всіх об'єктів окрім, карликової сфероїдальної галактики Carina, що є єдиним об'єктом з досліджуваних,

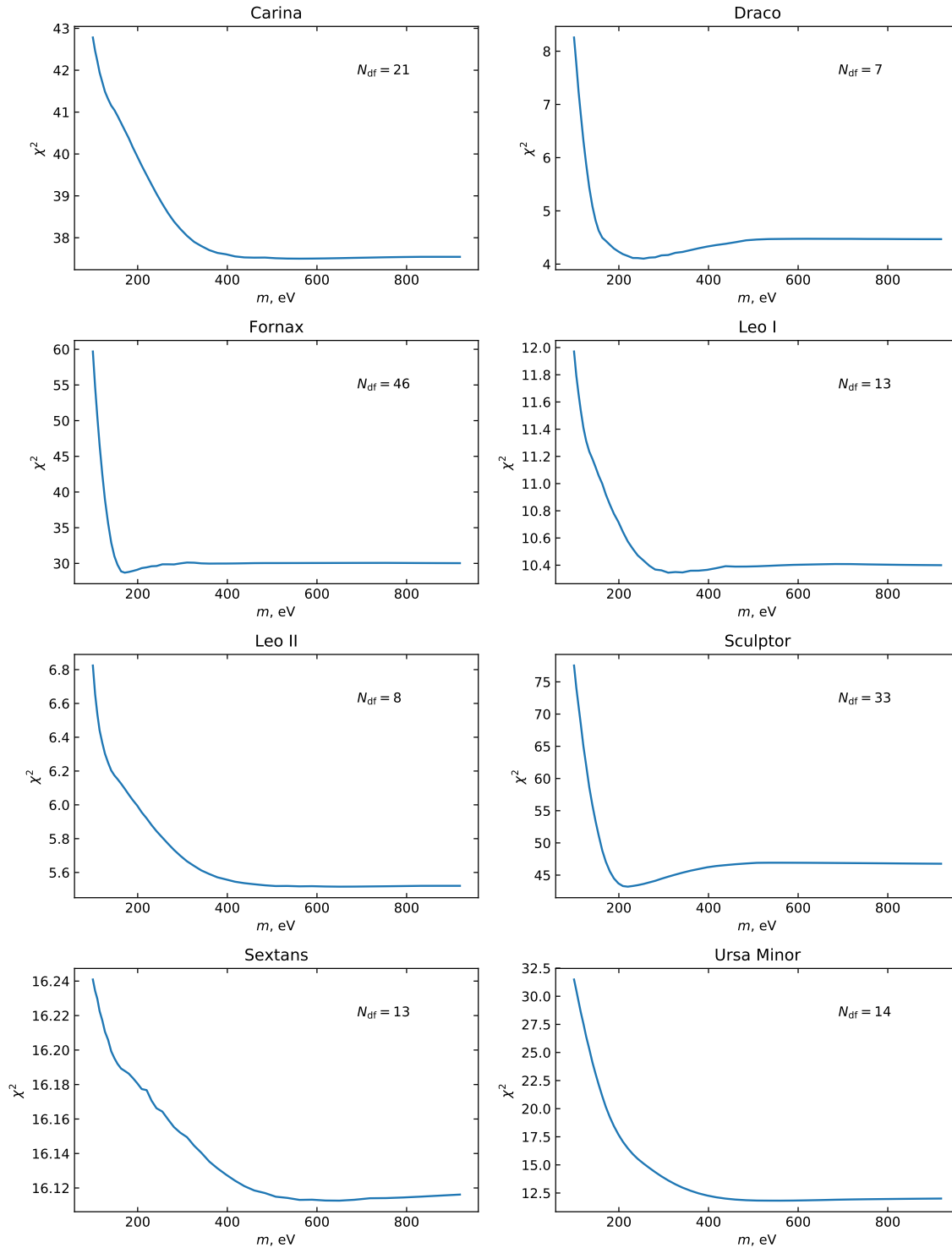
**Табл. 5.1** Значення параметрів, що забезпечують найкращу підгонку даних кінематики об'єктів, що досліджуються, і відповідне значення статистики якості підгонки. Відповідні значення параметрів використовуються в якості параметрів початкового розподілу густини Наварро-Френка-Уайта в ітеративній процедурі генерації профілю tNFW. Також наведені ефективні радіуси галактик, що використовувались під час підгонки. Радіуси ядер  $r_c$  в розподілах густини з найкращими значеннями параметрів обчислені для  $\rho_{\text{tNFW}}(r_c) = \frac{\rho_{\text{tNFW}}(0)}{4}$  згідно визначення, використовуваного в [125].

Об'єкт	$r_h$ , кпк	$\chi^2/N_{\text{df}}$	$m_{\text{DM}}$ , eV	$M_{200}$ , $10^8 M_{\odot}$	$c_{200}$	$\beta$	$r_c$ кпк
Carina	0.25	37.5/21	561	111.7	5	0.21	0.25
Draco	0.221	4.1/7	255	177.8	10	0.34	0.66
Fornax	0.71	28.7/46	171	9.57	53	-0.05	0.93
Leo1	0.251	10.4/13	310	155.7	8	0.44	0.54
Leo2	0.176	5.5/8	650	127.6	9	0.61	0.17
Sculptor	0.283	43.2/33	220	6.01	59	0.10	0.59
Sextans	0.695	16.1/13	650	875.6	2	-0.38	0.22
Ursa Minor	0.181	11.8/14	561	4.92	36	-1.32	0.15

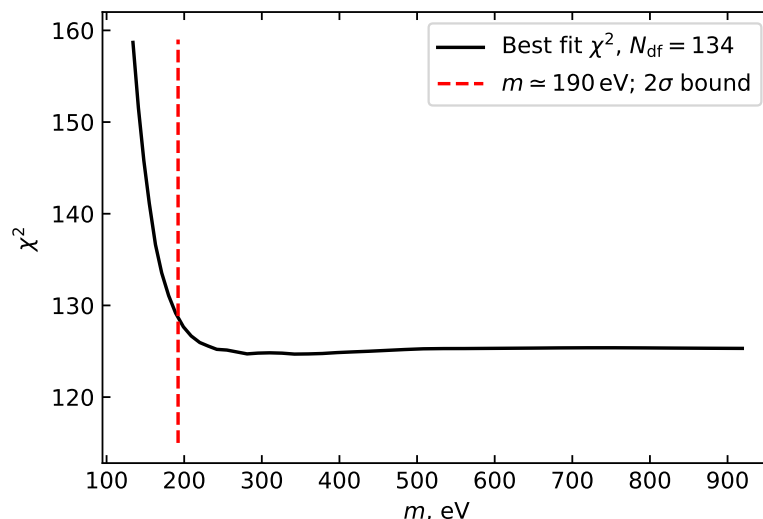
підгонка якого має статистику якості  $\chi^2$  більшу, ніж два стандартних відхилення ( $2\sqrt{2N_{\text{df}}}$ ) понад середнім значенням  $\chi^2_{\text{mean}} = N_{\text{df}}$  розподілу хі-квадрат. Зважаючи на це, ми виключили сфероїдальну карликову галактику Carina з подальшого об'єднаного аналізу.

Окрім аналізу індивідуальних об'єктів, цікавою є комбінована якість підгонки. Вважатимемо повну статистику якості підгонки  $\chi^2$  сумою хі-квадрат статистик в підгонках даних щодо індивідуальних об'єктів для кожного зі значень маси частинки темної матерії. Таке означення є природнім, зважаючи на визначення хі-квадрат статистики, що виражається через логарифм від функції правдоподібності.

Найкраща підгонка в спільному моделюванні семи об'єктів отримується для маси частинки темної матерії, рівної 342 eV з  $\chi^2 = 124.7$  на 134 ступені вільності. Це значення маси, однак, статистично невідрізненні від вищих значень маси, оскільки різниці між відповідними значення-



**Рис. 5.1** Залежність мінімального значення статистики якості підгонки  $\chi^2$  від маси частинки темної матерії для кожної з восьми класичних карликових сфероїдальних галактик. Також наведено кількість ступенів вільності в підгонці. Чітко виділяються мінімуми в чотирьох об'єктах: Draco, Fornax, Leo I, Sculptor.

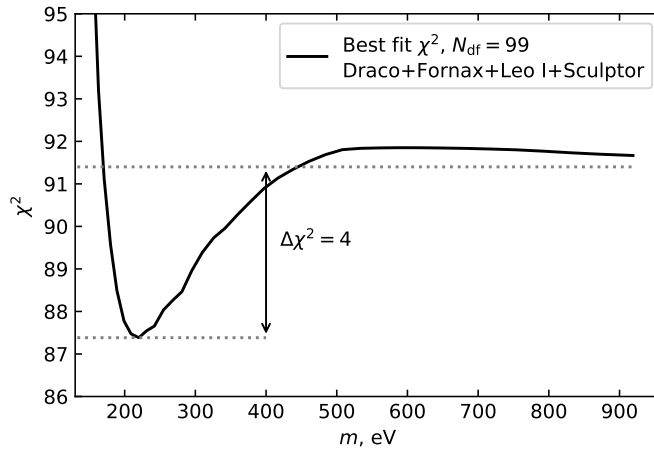


**Рис. 5.2** Значення повної статистики найкращої підгонки  $\chi^2$  в залежності від маси частинки темної матерії. Для високих мас крива прямує до значення, що відповідає аналізу в припущенні розподілу густини гало Наварро-Френка-Уайта, внаслідок того, що її профіль гало tNFW наближається до профіля NFW. Пунктиром показане  $2\sigma$  обмеження на масу частинки темної матерії.

ми статистики хі-квадрат є нехтовними. Дані для порівняння також були змодельовані в припущенні розподілу густини темної матерії Наварро-Френка-Уайта [76, 135], типового для стандартної моделі холодної темної матерії CDM. Значення статистики якості підгонки  $\chi^2$  в цьому випадку становить 125.1 на 134 ступеня вільності, таким чином, жодне з цих значень не може розглядатись виділеним в аналізі.

Використовуючи залежність повної статистики якості підгонки від маси частинки, можемо побудувати довірчий інтервал для значень маси, використовуючи стандартний підхід, описаний в Розд. 15.6 [136]. Нижньою межею маси частинки є таке значення, при якому  $\chi^2 = \chi^2_{\text{best-fit}} + \Delta\chi^2$ , де для  $2\sigma$  довірчого рівня  $\Delta\chi^2 = 4$ . Відповідне обмеження на масу частинки темної матерії  $m_{2\sigma} \simeq 190 \text{ eV}$  показане на Рис. 5.2.

На Рис. 5.4 показаний ефект зміни маси частинки на розподіл дисперсії швидкостей зір вздовж променя зору в об'єктах, що досліджуються. Добре простежується, що малі значення маси частинки сильно змінюють цей розподіл.



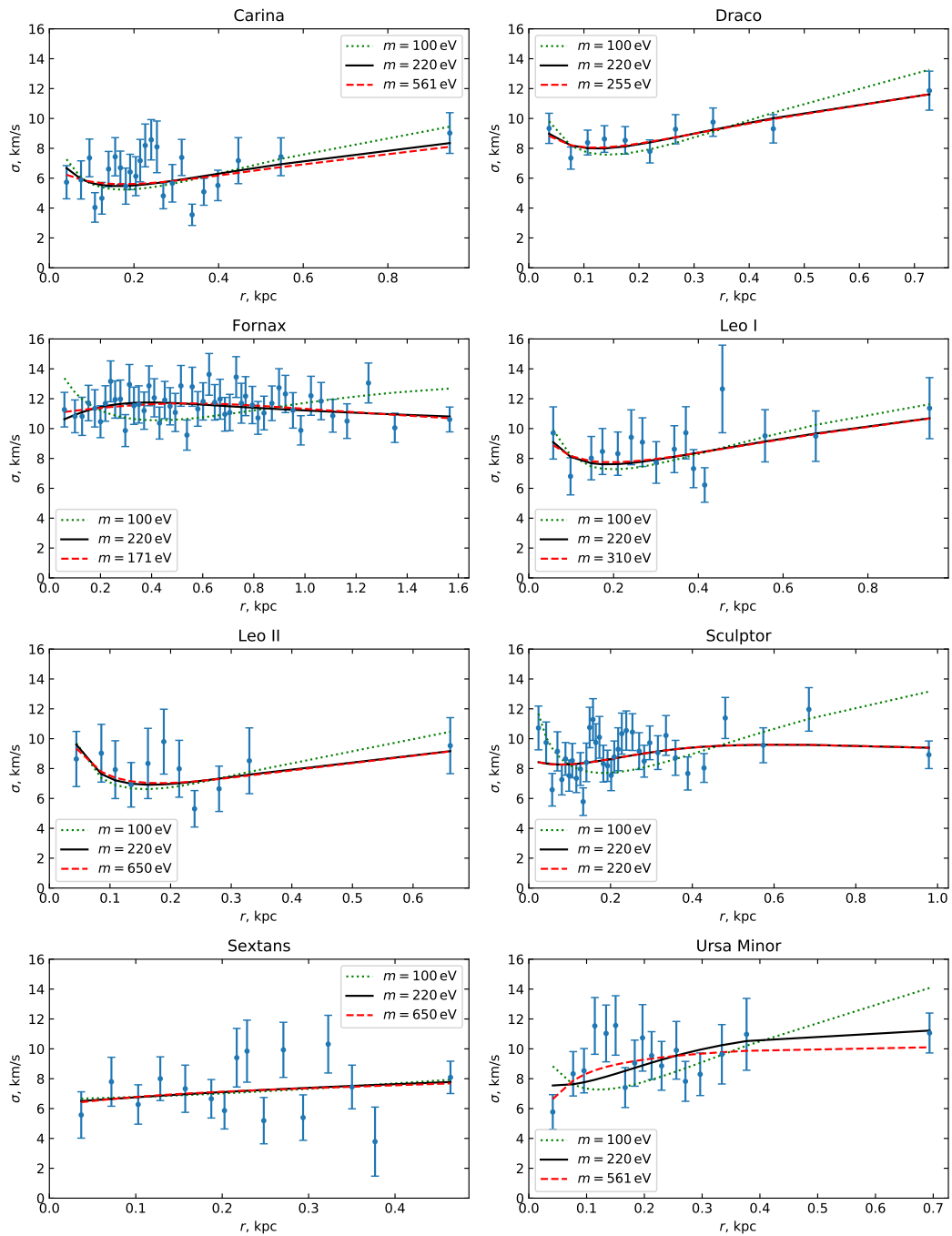
**Рис. 5.3** Повна статистика  $\chi^2$  в залежності від маси частинки темної матерії в об'єднаному аналізі лише чотирьох вибраних об'єктів: Draco, Fornax, Leo1 і Sculptor. Чітко видно мінімум на 220 eV, що визначає виділене значення маси. Глибина провалу відповідає значущості  $2\sigma$  ( $\Delta\chi^2 = 4$ ). Однак, провал стає нехтовно малим ( $\Delta\chi^2 = 0.4$ ), коли в аналіз додаються інші об'єкти, див. Рис. 5.2.

Ми також комбінували чотири об'єкти, що мають помітні мінімуми в залежності  $\chi^2$  від маси частинки, а саме: Draco, Fornax, Leo1 і Sculptor. Об'єднана статистика якості підгонки в залежності від маси в цьому випадку зображена на Рис. 5.3. Мінімальне значення  $\chi_{\min}^2 = 87.4$  на 99 ступенів вільності отримується за значення маси частинки темної матерії  $m = 220$  eV, в той час як в моделі з розподілом густини Наварро-Френка-Уайта найкраща підгонка має значення статистики  $\chi^2 = 91.4$ . Таким чином, можна зробити висновок, що ферміонна темна матерія з масою частинки 220 eV статистично виділена відносно стандартної холодної темної матерії (CDM) з  $\Delta\chi^2 = 4$ . Однак, це спостереження не можна вважати точним результатом, оскільки включення в аналіз інших об'єктів знижує глибину локального мінімуму до статистично незначущої глибини  $\Delta\chi^2 = 0.4$ .

### 5.3. Аналіз результатів

Таким чином, отримано нове, модельно незалежне, обмеження на масу частинки ферміонної темної матерії. Використовувалась оригінальна





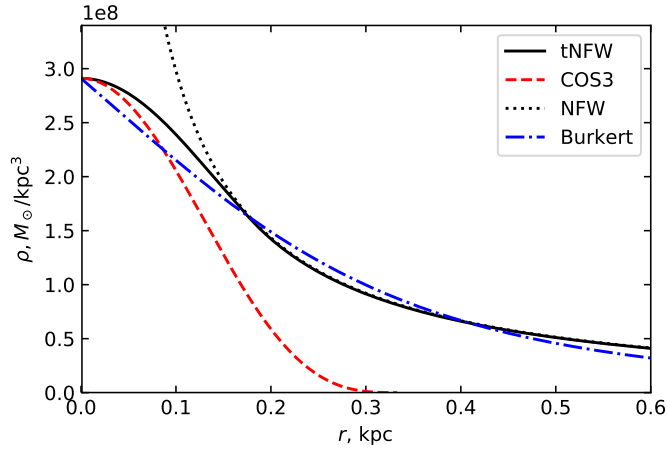
**Рис. 5.4** Розподіл дисперсії швидкостей вздовж променя зору в залежності від відстані до центру об'єкта. Точки з хвостами похибок зображають спостережувані дані з [128]. Лінії – залежність, отриману в моделі профіля густини tNFW з різними значеннями маси частинки ТМ, а саме:  $m = 100$  eV, що є нижчою за отримане  $2\sigma$  обмеження; значення  $m = 220$  eV, виділене за результатом аналізу чотирьох обраних об'єктів; і маса, що мінімізує  $\chi^2$  під час моделювання окремого об'єкта.

напіваналітична модель гало з роботи [125] і рівняння Джинса для моделювання дисперсії швидкостей вздовж променя зору. Консервативне  $2\sigma$  обмеження знизу на масу частинки дорівнює  $m \gtrsim 190\text{eV}$ . Ферміонна темна матерія з вищою масою частинок невідрізнена від холодної темної матерії. Цей результат базується на аналізі семи «класичних» сфероїдальних карликових галактик. Модель не описує достатньо якісно кінематику сфероїдальної карликової галактики Carina. Однак, в цій галактиці спостерігаються найбільші прояви дії припливної взаємодії [137—142]. Видається, що Carina була перетворена на сфероїдальну з дискової галактики внаслідок сильної припливної взаємодії з Чумацьким шляхом, і різні суб-популяції зір мають різну кінематику [141, 143].

Для перевірки точності результату відносно змін ефективного радіусу  $r_h$ , ми повторили аналіз, використовуючи верхню і нижню довірчі границі на значення  $r_h$  з [129]. Було показано, що отримувана нижня границя маси частинки змінюється менше ніж на 10 відсотків, дещо знижуючись при вищих значеннях  $r_h$  і навпаки.

Головною перевагою нашого аналізу є комбіноване дослідження кількох об'єктів: ми одночасно виконували підгонку моделі до даних кінематики семи сфероїдальних карликових галактик. В той час як для індивідуальних об'єктів визначаються різні значення маси частинки, що найкраще задовольняють даним, і отримуються різні нижні границі, комбінований аналіз дозволяє отримати точніші результати. Більше того, моделюючи кілька об'єктів, маємо можливість отримати і сильніші обмеження. Для прикладу, найсильніше обмеження у 100 eV в [115] отримане з аналізу найменших карликових галактик, позаяк аналіз кінематики класичних сфероїдальних карликових галактик дозволив отримати обмеження в кілька десятків електрон-вольт.

Загалом, модель гало темної матерії, що використана в [115], систематично надає перевагу більш легким частинкам внаслідок його повністю виродженої природи, що виражається в різкому обрізанні профілю густини. На відміну від [115], в нашій моделі гало має дві області: повні-



**Рис. 5.5** Розподіл густини темної матерії в моделі tNFW з масою частинки  $m = 380$  eV,  $M_{200} = 1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ ,  $c_{200} = 10$  у порівнянні з повністю виродженою моделлю COS3, що використана в [115], з тими ж центральною густиною і масою частинки. Профіль NFW має тут відповідну асимптотичну поведінку. Також зображено профіль Буркерта [144] з  $r_0 = 0.38$  кпк (вдвічі більше за розмір ядра в моделі COS3).

стю вироджене ядро і невироджена зовнішня частина. На Рис. 5.5 видно швидке спадання цього розподілу і менший розмір ядра в порівнянні з більш «розмитим» профілем tNFW.

Недавні прямі вимірювання 3D кінематики зір в сфероїдальній карликовій галактиці Скульптор [145] та моделювання даних кінематики за допомогою методу Шварцшильда [146] показали, що дисперсії швидкостей зір в карликових сфероїдальних галактиках, ймовірно, не є ізотропними, однак невизначеність значення  $\beta$  – велика. Тому для простоти ми припускаємо незалежність цієї величини від радіуса. Включення ненульової анізотропії швидкостей в аналіз призводить до консервативнішого обмеження на масу частинки темної матерії у порівнянні з попередніми даними (наприклад [13]). У випадку ненульового  $\beta$  ми виявили, що маси частинок темної матерії статистично невідрізненні у широкому діапазоні. Це якісно узгоджується з результатами [115] та [114] для моделей неповністю вироджених ферміонних гало. Це, так зване,  $\beta$ -виродження можна подолати, припустивши кілька зоряних субпопуля-

цій [110, 147—149] або використовуючи віріальні рівняння замість рівнянь Джинса [150]. Однак наявних даних (що не містять тривимірну кінематику) наразі недостатньо для подолання такого виродження [112, 143, 151].

Ефекти баріонного зворотного зв'язку [152—158] та динамічне тертя [159—162] можуть спричинити додаткове згладжування профілю темної матерії та зменшення фазової густини в центрі галактики. Таким чином, ці ефекти є виродженими з механізмом утворення ядра за рахунок властивостей частинок темної матерії. Врахування таких ефектів може збільшити обмеження знизу на масу.

У майбутньому прогрес у дослідженні мікрофізики темної матерії може бути досягнутий за рахунок спостережень надтуманних карликових галактик (UFD), які є найбільш домінованими темною матерією галактиками серед відомих (див., наприклад, [163, 164]). Їх компактність також дає можливість дослідити розподіл темної матерії на найменших масштабах, наприклад, десятки парсеків. Крім того, процеси утворення зірок в UFD не повинні бути настільки потужними, щоб істотно змінити їх внутрішню структуру [158]. Однак навіть найновіші дослідження (наприклад, [165, 166]) дозволяють отримувати спектри лише для десятків зір у надтуманних супутниках Чумацького Шляху (на відміну від «класичних» сфероїдальних карликових галактик, де вимірюються спектри сотень або тисяч зірок). Цих даних недостатньо для отримання будь-якого детального розподілу дисперсії швидкостей. Тривалі спостереження на  $\sim 10$  м телескопах або заплановані надвеликі телескопи можуть отримати спектри багатьох інших зір [167—170].

# Розділ 6 Оцінки статистичної Анізотропії космічного мікрохвильового фону

Спостережуваний Всесвіт є однорідним та ізотропним лише приблизно. Відхилення від однорідності та ізотропії є малими в минулому та/або на великих масштабах і відображаються у спостереженнях великомасштабної структури і космічного мікрохвильового фону (реліктового випромінювання). Тобто, температура реліктового випромінювання  $T(\mathbf{n})$  дещо залежна від одиничного вектора  $\mathbf{n}$ , що задає напрямок спостереження.

Останнім часом, найбільшу цікавість викликають статистичні властивості збурень в ранньому Всесвіті, зокрема, неоднорідностей космічного мікрохвильового фону. Основним об'єктом дослідження тут є кореляційна функція

$$C(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2) = \langle \Delta T(\mathbf{n}_1) \Delta T(\mathbf{n}_2) \rangle, \quad (6.1)$$

де  $\Delta T(\mathbf{n}) = T(\mathbf{n}) - T_0$ , а  $T_0$  – температура, усереднена за всіма напрямками. Статистична ізотропність початкових збурень густини – загальне припущення моделей формування структур, що передбачає статистичну ізотропію кореляційної функції (6.1), тобто, її інваріантність відносно поворотів небесної сфери. В цьому випадку вона залежатиме лише від кутів між напрямками  $\mathbf{n}_1$  і  $\mathbf{n}_2$ :

$$C(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2) = f(\mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2). \quad (6.2)$$

Останнім часом гіпотеза статистичної ізотропії піддається сумніву і розробляються теоретичні і експериментальні способи її перевірки. З точки зору теорії, питання статистичної (ан-)ізотропії кореляційної функції космічного мікрохвильового фону загалом описане в [171—177]

(див. також огляд в [178]). Хоча вважається, що в інфляційних сценаріях передбачається статистично ізотропний початковий спектр потужності, існує ряд моделей, що порушують статистичну ізотропію. Зазвичай, це моделі типу Bianchi I, що безпосередньо порушують ізотропію інфляційного Всесвіту з допомогою різних механізмів: анізотропні початкові умови [179—181], спеціальні однорідні векторне [182—187] або тензорне [188] поля, що задають виділений напрямок, анізотропне рівняння стану [189] або градієнти скалярних полів [190—192]. Існують і більш екзотичні теорії, розглянуті в [193, 194].

На експерименті було знайдено декілька відхилень від передбачень стандартної космологічної моделі  $\Lambda$ CDM, що полягають в Гаусовій статистиці та ізотропії флуктуацій температури космічного мікрохвильового фону (огляд див. в [195]). Одним зі спостережуваних типів анізотропії є дипольні модуляції в кутовому спектрі потужності температурної анізотропії космічного мікрохвильового фону, що виділяють північну і південну небесні півсфери [196—200]. Окрім того, була зареєстрована асиметрія парності [201, 202] мультиполів, напрямок максимуму якої перпендикулярний до напрямку, виділеного дипольною компонентою, і є близьким до напрямку згаданої вище асиметрії у відношенні до півкуль [201]. Ще одною особливістю є те, що октупольний момент є де-що планарним, з площиною, що дуже близька до площини квадруполя. Більш того, обидві ці площини перпендикулярні до площини Екліптики [203]. Згадані відхилення присутні в останньому релізі даних обсерваторії Planck щодо флуктуацій температури космічного рентгенівського фону, однак не спостерігаються в даних щодо поляризації реліктового випромінювання [204].

Останнім часом багато уваги приділялось особливій формі статистичної анізотропії (див., наприклад, [177]). Вона задається загальним виглядом

$$P_k = P_k \left[ 1 + \sum_{LM} g_{LM}(k) Y_{LM}(\hat{k}) \right], \quad (6.3)$$

де  $P_k$  – ізотропна частина анізотропного спектра потужності  $P_k$ , а  $g_{LM}(k)$  – коефіцієнти розкладу статистичної анізотропії за сферичними гармоніками  $Y_{LM}(\hat{\mathbf{k}})$ , and  $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$ . В частковому випадку, як передбачається, наприклад, в [182], сума в (6.3) містить лише гармоніки з  $L = 2$ , з коефіцієнтами  $g_{2M}$ , що не залежать від  $k$ .

Нашою задачею було побудувати набір статистичних оцінювачів для коефіцієнтів  $g_{2M}$  в (6.3), що не залежать від  $k$ , таких, що не залежатимуть від космологічних параметрів на кшталт густин різних компонентів Всесвіту, рівняння стану темної енергії та ін.

## 6.1. Кореляційна функція температури космічного мікрохвильового фону

Температурна карта  $T(\mathbf{n})$  може бути розкладена за сферичними гармоніками  $Y_{lm}(\mathbf{n})$  наступним чином:

$$T(\mathbf{n}) = T_0 \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\mathbf{n}) . \quad (6.4)$$

Матриця коваріації анізотропії температури задається як [177]

$$\langle a_{lm} a_{l'm'}^* \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'} C_l + \sum_{LM} \xi_{lml'm'}^{LM} D_{ll'}^{LM} . \quad (6.5)$$

Тут

$$\begin{aligned} \xi_{lml'm'}^{LM} &= \int Y_{lm}^*(\mathbf{n}) Y_{l'm'}(\mathbf{n}) Y_{LM}(\mathbf{n}) d\mathbf{n} = \\ &= (-1)^{m'} (G_{ll'}^L)^{1/2} C_{lml'-m'}^{LM} , \end{aligned} \quad (6.6)$$

$$G_{ll'}^L \equiv \frac{(2l+1)(2l'+1)}{4\pi(2L+1)} (C_{l0l'0}^{L0})^2 , \quad (6.7)$$

а  $C_{lml'm'}^{LM}$  – коефіцієнти Клебша-Гордона. Величини  $C_l$  описують звичайну ізотропну частину кутового спектра потужності і задаються

виразом

$$C_l = (4\pi)^2 \int_0^\infty dk k^2 P_k [\Theta_l(k)]^2. \quad (6.8)$$

Анізотропна частина кутового спектра потужності задається величинами  $D_{ll'}^{LM}$  в (6.5). Якщо коефіцієнти  $g_{LM}$  не залежать від  $k$ , то

$$D_{ll'}^{LM} = g_{LM} F_{ll'}, \quad (6.9)$$

де

$$F_{ll'} = (4\pi)^2 (-i)^{l-l'} \int_0^\infty dk k^2 P_k \Theta_l(k) \Theta_{l'}(k). \quad (6.10)$$

Зокрема

$$F_{ll} = C_l. \quad (6.11)$$

Тут  $\Theta_l(k)$  – внесок від хвильового числа  $k$  в  $l^{\text{th}}$ , що залежить від параметрів космологічної моделі.

## 6.2. Пропоновані оцінювачі

В роботі [177] наведено докладний аналіз статистики космічного мікрохвильового фону з анізотропним спектром описаної вище форми. Зокрема, запропонований ряд оцінювачів для постійних параметрів  $g_{LM}$ . Однак, побудовані там оцінювачі містять величини  $C_l$  та  $F_{ll'}$ , що залежать від параметрів ізотропної космологічної моделі (таких як: спектр потужності, параметри концентрації  $\Omega$  тощо). Нашою ідеєю є побудова модельно-незалежних оцінювачів параметрів  $g_{LM}$  і дослідження їхніх статистичних властивостей у випадку квадрупольної ( $L = 2$ ) анізотропії.

Розглянемо рівняння (6.5) для  $l = l'$  :

$$\langle a_{lm} a_{lm'}^* \rangle = C_l \left( \delta_{mm'} + \sum_{LM} \xi_{lmlm'}^{LM} g_{LM} \right). \quad (6.12)$$



З цього виразу і з (6.9) та (6.11) очевидно, що величини

$$\zeta_{lmm'} = a_{lm} a_{lm'}^* - \hat{C}_l \left( \delta_{mm'} + \sum_{LM} \xi_{lmlm'}^{LM} g_{LM} \right), \quad (6.13)$$

де

$$\hat{C}_l = \frac{1}{2l+1} \sum_m |a_{lm}|^2, \quad (6.14)$$

можуть розглядатись як набір оцінювачів для параметрів  $g_{LM}$ . Зокрема, «справжній» набір величин  $\{g_{LM}\}$  має мінімізувати відхилення від нуля набору величин  $\{\zeta_{lmm'}\}$ . Рівність  $\langle \hat{C}_l \rangle = C_l$  слідує з (6.5).

Запропонований набір оцінювачів є досить універсальним, і може використовуватись для визначення всіх коефіцієнтів  $g_{LM}$ . Якщо статистична анізотропія обмежується квадрупольною ( $L = 2$ ), маємо визначити п'ять дійсних величин (одна дійсна  $g_{20}$  і дві комплексні  $g_{21}$  і  $g_{22}$ ). Величини (6.13) можуть бути найбільш ефективно використані для  $m \neq m'$ . Коефіцієнти  $\xi_{lmlm'}^{2M}$  є ненульовими лише для  $|m' - m| \leq 2$ . Вони виражаються наступним чином:

$$\xi_{lmlm'}^{2M} = \xi_{lm}^M \delta_{m,m'+M} = \xi_{lm}^M \delta_{m',m-M}, \quad (6.15)$$

де

$$\xi_{lm}^{-2} = (-1)^l \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \times \frac{\sqrt{(l-m)(l-m-1)(l+m+1)(l+m+2)}}{(2l-1)(2l+3)}, \quad (6.16)$$

$$\xi_{lm}^{-1} = (-1)^l \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \frac{(1+2m)\sqrt{(l-m)(l+m+1)}}{(2l-1)(2l+3)}, \quad (6.17)$$

$$\xi_{lm}^0 = -(-1)^l \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \frac{l(l+1) - 3m^2}{(2l-1)(2l+3)}, \quad (6.18)$$

$$\xi_{lm}^1 = (-1)^l \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \frac{(1-2m)\sqrt{(l+m)(l-m+1)}}{(2l-1)(2l+3)}, \quad (6.19)$$

$$\begin{aligned} \xi_{lm}^2 &= (-1)^l \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \times \\ &\times \frac{\sqrt{(l+m-1)(l+m)(l-m+1)(l-m+2)}}{(2l-1)(2l+3)}. \end{aligned} \quad (6.20)$$

Бачимо, що для заданого  $l$  всі ці величини обмежені сталою  $O(l)$ .

Для визначеності, розглянемо процедуру знаходження  $g_{22}$ . Розглянемо функцію комплексного параметра  $z$

$$\begin{aligned} \zeta_{lm}(z) &\equiv (-1)^l l(l+1) \zeta_{lm,m-2} = \\ &= (-1)^l l(l+1) \left( a_{lm} a_{l,m-2}^* - z \xi_{lm}^2 \hat{C}_l \right). \end{aligned} \quad (6.21)$$

Статистичне середнє від (6.21) задається як

$$\langle \zeta_{lm}(z) \rangle = (-1)^l \xi_{lm}^2 S_l (g_{22} - z), \quad (6.22)$$

і рівне нулю лише для  $z = g_{22}$ . Введемо величини  $S_l = l(l+1)C_l$ , що (з точністю до множника) є канонічним представленням кутового спектру потужності космічного мікрохвильового фону. Величини  $S_l$  близькі за порядком величини. Для  $z = 0$  (що означає статистичну ізотропію) маємо

$$\langle \zeta_{lm}(0) \rangle = (-1)^l \xi_{lm}^2 S_l g_{22}. \quad (6.23)$$

Варто зазначити, що добуток  $(-1)^l \xi_{lm}^2$  завжди додатній, як і  $\hat{C}_l$  та  $C_l$ .

Оцінювачем для  $g_{22}$  є розв'язок рівняння

$$\frac{1}{N} \sum_{lm} W_l \zeta_{lm}(z) = 0, \quad (6.24)$$

де сумування проводиться за відповідно обраними  $N$  членами, дійсні додатні  $W_l$  є довільними функціями вікна. Це буде обґрунтованою

процедурою для визначення статистичної анізотропії, якщо статистичні флуктуації величини

$$E(z) = \frac{1}{N} \sum_{lm} W_l \zeta_{lm}(z) \quad (6.25)$$

для  $z = g_{22}$  набагато менші за її статистичне середнє при  $z = 0$ :

$$\langle |E(g_{22})|^2 \rangle \ll |\langle E(0) \rangle|^2, \quad (6.26)$$

або

$$\left\langle \left| \sum_{lm} W_l \zeta_{lm}(g_{22}) \right|^2 \right\rangle \ll |g_{22}|^2 \left[ \sum_{lm} (-1)^l W_l \xi_{lm}^2 S_l \right]^2. \quad (6.27)$$

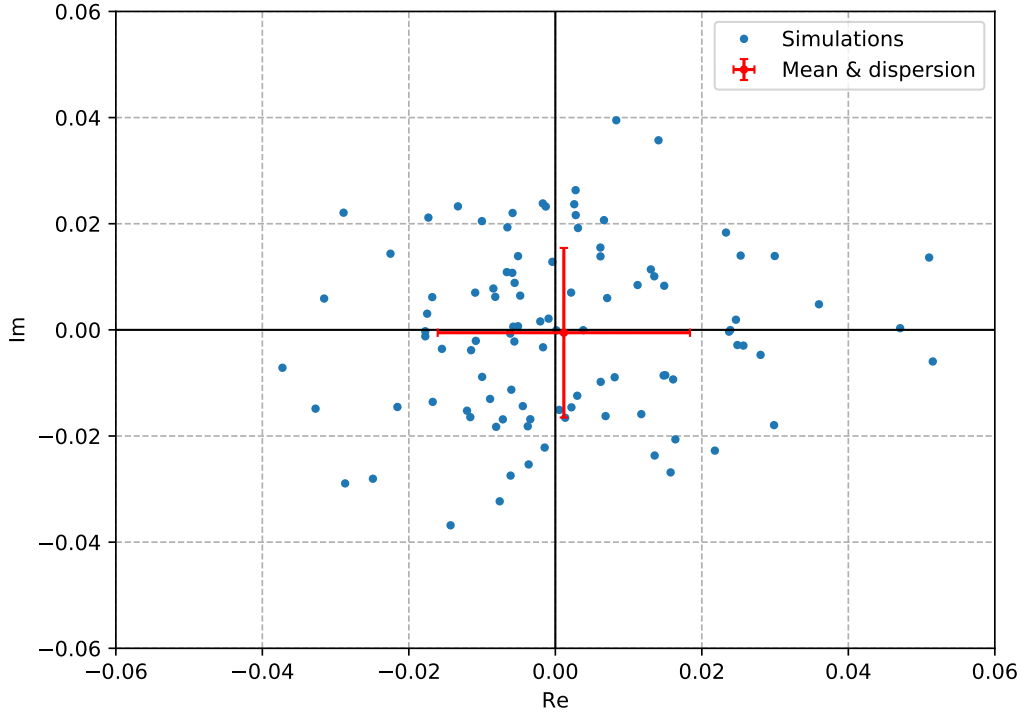
Можливий статистичний оцінювач для  $g_{22}$  тоді виражається як

$$\hat{g}_{22} = \frac{\sum_l (-1)^l l(l+1) W_l \sum_{m=2-l}^l a_{lm} a_{l,m-2}^*}{\sum_l (-1)^l l(l+1) \hat{C}_l W_l \sum_{m=2-l}^l \xi_{lm}^2}. \quad (6.28)$$

Цей оцінювач є зміщеним, оскільки знаменник – випадкова змінна. Однак зміщення є малим, оскільки відносна дисперсія знаменника – мала (див. нижче).

### 6.3. Визначення величини дисперсії оцінювачів

Оцінюючи дисперсію в лівій частині (6.27), можемо знехтувати крос-кореляцією членів з різними значеннями  $l$ , оскільки вони дають вклад вищого порядку за малими коефіцієнтами  $g_{2M}$ . Ліва частина (6.27) тоді



**Рис. 6.1** Результати симуляцій зі 100 реалізаціями з нульовим значенням  $g_{2M}$ . Точками показано розподіл статистичних оцінювачів (6.28) на комплексній площині, для  $l = 1000$ , з сумуванням за  $l$  з кроком три. Точкою із зазначенням похибок показані середнє значення і дисперсія окремо для дійсної і уявної частин цього розподілу. Бачимо, що величина зміщення оцінювача (6.28) є малою, а дисперсія узгоджується зі значенням згідно (6.36).

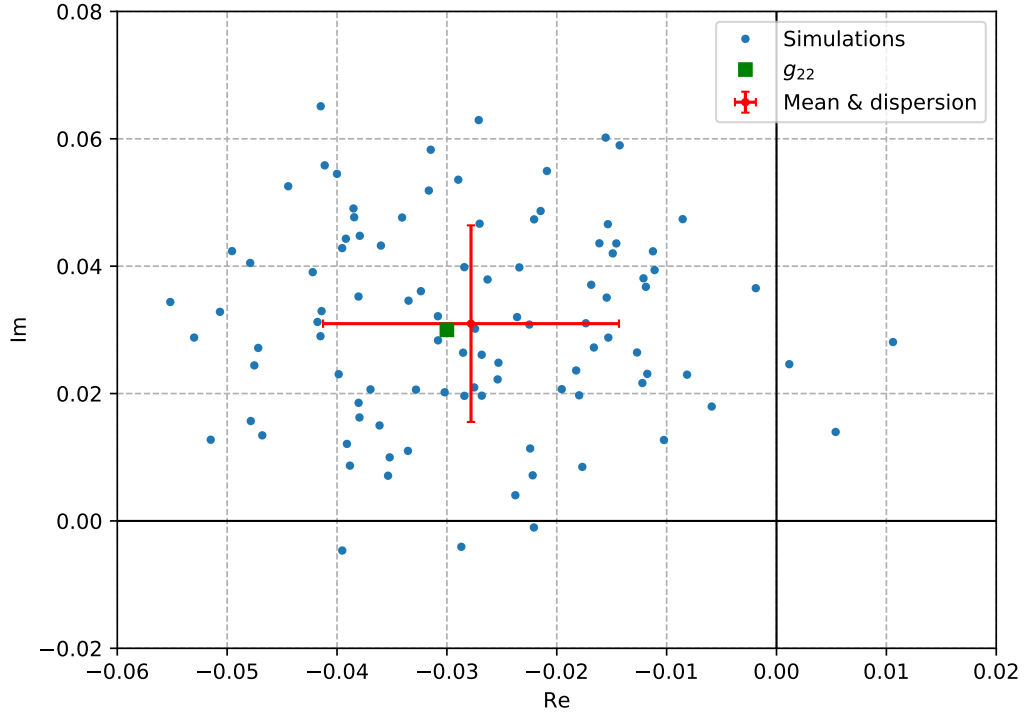
приблизно виражається як

$$\begin{aligned} & \left\langle \left| \sum_{lm} W_l \zeta_{lm}(g_{22}) \right|^2 \right\rangle \\ & \approx \sum_l W_l^2 \sum_{m=2-l}^l \sum_{n=2-l}^l \langle \zeta_{lm}(g_{22}) \zeta_{ln}^*(g_{22}) \rangle, \end{aligned} \quad (6.29)$$

з точністю до  $O(g_{2M})$ .

Вираз для кореляції в (6.29) записується як

$$\frac{\langle \zeta_{lm}(g_{22}) \zeta_{ln}^*(g_{22}) \rangle}{S_l^2} = \delta_{nm} + \delta_{n,2-m} + O(g_{2M}). \quad (6.30)$$



**Рис. 6.2** Те ж, що й на Рис. 6.1, але з ненульовим значенням  $g_{2M}$ . Точка, що позначена квадратом, відповідає значенню  $g_{22}$ , використаному при генерації  $a_{lm}$ . Тут також бачимо, що величина зміщення статистичного оцінювача (6.28) є малою, а дисперсія узгоджується з (6.36).

Обраховуючи внесок у (6.29) нульового порядку по величинам  $g_{2M}$ , маємо

$$\begin{aligned} \sum_l W_l^2 S_l^2 \sum'_{mn} (\delta_{nm} + \delta_{n,2-m}) &= 2 \sum_l W_l^2 S_l^2 \sum'_m 1 = \\ &= 2 \sum_l (2l - 1) W_l S_l^2 \simeq 6 N_l^2 \overline{S_l^2}, \quad N_l \gg 1, \end{aligned} \quad (6.31)$$

де, для стислості, введені символи сумування:

$$\sum'_m = \sum_{m=2-l}^l, \quad \sum'_{mn} = \sum'_m \sum'_n. \quad (6.32)$$

Тут

$$\overline{S_l^2} = \frac{1}{N_l^2} \sum_l l W_l S_l^2, \quad N_l = \left( \frac{2}{3} \sum_l l W_l \right)^{1/2}, \quad (6.33)$$

квадратичне усереднення  $S_l$  і ефективна кількість членів в сумі по  $l$ .

Член в правій частині (6.27) оцінюється як

$$\begin{aligned} \sum_l W_l S_l \sum_m' (-1)^l \xi_{lm}^2 &\simeq \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} \sum_l l W_l S_l \simeq \\ &\simeq \frac{3}{4} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} N_l^2 \overline{S_l}, \end{aligned} \quad (6.34)$$

де  $\overline{S_l}$  означене аналогічно до (6.33). Критерій (6.27) в такому випадку виражається як

$$6 \overline{S_l^2} \ll \frac{15}{32\pi} |g_{22}|^2 N_l^2 \overline{S_l^2} \lesssim \frac{15}{32\pi} |g_{22}|^2 N_l^2 \overline{S_l^2}. \quad (6.35)$$

Таким чином, величини, що можуть бути визначені за цим методом:

$$|g_{22}| \gtrsim \frac{6.5}{N_l}. \quad (6.36)$$

З плоскими функціями вікна  $W_l = 1$ , для  $N_l \simeq 2000$ , маємо  $|g_{22}| \simeq 3.3 \times 10^{-3}$ . Таке грубо оцінене значення співпадає за порядком величини з оцінками на модельно-залежні оцінювачі в [177].

## 6.4. Симуляції

Для підтвердження наших теоретичних розрахунків ми провели чисельні перевірки. Для простоти, величини  $a_{lm}$  генерувались незалежно для кожного  $l$  з коваріацією, що визначалась кореляційною функцією (6.12) з наперед заданими значеннями  $g_{2M}$ . Однак, потім в оцінювачі (6.28) ми чисельно підсумовували за значеннями  $l$  з кроком три. В цьому випадку кореляція між  $a_{lm}$  для різних значень  $l$  відсутня. Для кожної незалежної реалізації ми обраховували значення статистичних оцінювачів

чів  $\hat{g}_{22}$  згідно (6.28). Результати симуляції представлені на Рис. 6.1 та Рис. 6.2. Вони підтверджують наші теоретичні передбачення (6.36) і демонструють мале зміщення оцінювача (6.28).

## 6.5. Результат

Ми побудували і протестували на симуляціях статистичні оцінювачі для масштабно-незалежних коефіцієнтів  $g_{LM}$  статистично анізотропно-го початкового спектра потужності (6.3). Вони є подібними до мінімально-дисперсних оцінювачів, запропонованих в [177], однак мають перевагу в тому, що є незалежними від параметрів космологічної моделі і, таким чином, не потребують варіювання цих параметрів під час виконання спостережних тестів статистичної анізотропії. Дисперсія оцінювача для параметру  $g_{22}$  близька за величиною до тих, що запропоновані в [177], таким чином, вона дозволяє « $3\sigma$ » детектування статистичної анізотропії на рівні 2%.

Однак, ми не враховували можливі ефекти шуму і систематики, що вноситимуть похибки у визначення амплітуд  $a_{lm}$  в (6.4). Ці проблеми, наряду з розробкою процедури практичного визначення статистичної анізотропії з реальних спостережних даних, потребують подальших досліджень.

За останніми даними обсерваторії Planck [202] статистична анізотропія квадрупольного типу не зареєстрована. Точність визначення анізотропії, при цьому, співставна з точністю пропонованого нами методу (6.36).





## ВИСНОВКИ

Для дослідження природи сигналу на 3.5 кеВ, що може бути проявом темної матерії, що розпадається, необхідно дослідити залежність його потоку і положення в космічних об'єктах різної природи і порівняти з передбаченнями для лінії розпаду темної матерії. Для цього використовувалась карта неба в рентгенівському діапазоні (2-10 кеВ). Карта неба створена на основі публічних даних обсерваторії ХММ-Newton з урахуванням вкладів у спостережуваний спектр від м'яких протонів і космічних променів.

Створено метод швидкого пошуку об'єктів, спектр яких містить перевищення на 3.5 кеВ на фоні неперервного континууму. Підхід є спрощеним варіантом вейвлет аналізу і дозволяє модельно-незалежно провести пошук відповідних областей неба. Цей метод був застосований до отриманої карти неба.

Показано, що параметри слабкої лінії на фоні астрофізичного спектра, що визначаються за допомогою моделювання спектрів, містять систематичну похибку (що залежить від ширини діапазону енергій, на якій моделюються спектри, а також від обраної величини енергетичного біна), спричинену невизначеністю в нормуванні неперервної компоненти фону. Врахування такої невизначеності дозволяє узгодити значення потоків і рівні значущості сигналу на 3.5 кеВ в роботах різних груп авторів.

Проведено пошук лінії на енергії 3.5 кеВ в спектрах скупчень галактик з найбільшим очікуваним потоком від розпаду темної матерії. У 8 об'єктах з 19 задетектовано лінію зі значущістю  $> 2\sigma$ . Залежність положення лінії в системі відліку випромінювача від червоного зміщення об'єкта сумісна з константою, що є аргументом проти гіпотези інструментального походження сигналу. Окрім того, інтенсивність сигналу в різних об'єктах лінійно залежить від стовпчикової густини гало темної

матерії в них, тобто узгоджується з передбаченнями для лінії розпаду темної матерії.

Для моделювання гало класичних сфероїдальних карликових галактик

був використаний напів-аналітичний метод обчислення розподілу густини легкої ферміонної темної матерії, що ґрунтується на обмеженні фазової густини частинок. З аналізу спостережної кінематики зір в цих об'єктах було отримано обмеження на масу частинки темної матерії знизу, що є точнішим за обмеження Тремейна-Ганна, оскільки враховує можливу несферичність розподілу дисперсії швидкостей. Отримане значення  $2\sigma$  обмеження  $m \gtrsim 190$  eV є вищим за аналогічні обмеження в інших роботах завдяки комбінованому аналізу всіх восьми класичних сфероїдальних карликових галактик.

Побудовано оцінювачі статистичної анізотропії космічного мікрохвильового випромінювання квадрупольного масштабно-інваріантного типу. Ці оцінювачі є незалежними від параметрів космологічної моделі, і, таким чином, не потребують варіювання цих параметрів під час виконання спостережних тестів статистичної анізотропії.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Y. V. Shtanov and D. O. Savchenko, «Model-independent estimators for the statistical anisotropy of the cosmic microwave background», *Ukr. J. Phys.* **56**, 750–755 (2011).
- [2] D. O. Savchenko and D. A. Iakubovskiy, «Creation of 2 – 5 keV and 5 – 10 keV sky maps using XMM-Newton data», *Advances in Astronomy and Space Physics* **4**, 51–53 (2014) DOI: 10.17721/2227-1481.4.51-53, arXiv: 1409.6567 [astro-ph.HE].
- [3] D. O. Savchenko and D. A. Iakubovskiy, «Identification of the  $\sim 3.55$  keV emission line candidate objects across the sky», *Advances in Astronomy and Space Physics* **5**, 89–92 (2015) DOI: 10.17721/2227-1481.5.89-92, arXiv: 1511.02698 [astro-ph.HE].
- [4] D. Savchenko and D. Iakubovskiy, «Towards robust detection of a faint narrow line in X-rays – the role of continuum-induced systematics», *Ukr. J. Phys.* **62**, 642–649 (2017) DOI: 10.15407/ujpe62.07.0642.
- [5] D. Savchenko and A. Rudakovskiy, «New mass bound on fermionic dark matter from a combined analysis of classical dSphs», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **487**, 5711–5720 (2019) DOI: 10.1093/mnras/stz1573, arXiv: 1903.01862 [astro-ph.CO].
- [6] D. Iakubovskiy, E. Bulbul, A. R. Foster, D. Savchenko and V. Sadova, «Testing the origin of  $\sim 3.55$  keV line in individual galaxy clusters observed with XMM-Newton», arXiv e-prints (2015), arXiv: 1508.05186 [astro-ph.HE].
- [7] I. B. Vavilova, Y. S. Yatskiv, L. K. Pakuliak, I. L. Andronov, V. M. Andruk, Y. I. Protsyuk, V. E. Savanevych, D. O. Savchenko and V. S. Savchenko, «UkrVO Astroinformatics Software and Web-services», in *Astroinformatics*, Vol. 325, edited by M. Brescia, S. G. Djorgovski,

- E. D. Feigelson, G. Longo and S. Cavuoti (2017), pp. 361–366, DOI: 10.1017/S1743921317001661.
- [8] S. S. McGaugh, «A tale of two paradigms: the mutual incommensurability of  $\Lambda$ CDM and MOND», *Canadian Journal of Physics* **93**, 250–259 (2015) DOI: 10.1139/cjp-2014-0203, arXiv: 1404.7525 [astro-ph.CO].
- [9] P. Bull et al., «Beyond  $\Lambda$  CDM: Problems, solutions, and the road ahead», *Physics of the Dark Universe* **12**, 56–99 (2016) DOI: 10.1016/j.dark.2016.02.001, arXiv: 1512.05356 [astro-ph.CO].
- [10] M. Tanabashi et al., **Particle Data Group** Collaboration, «Review of Particle Physics», *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018) DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [11] P. Ade et al., **Planck** Collaboration, «Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters», *A&A* **594**, A13, A13 (2016) DOI: 10.1051/0004-6361/201525830, arXiv: 1502.01589 [astro-ph.CO].
- [12] S. Tremaine and J. E. Gunn, «Dynamical role of light neutral leptons in cosmology», *Physical Review Letters* **42**, 407–410 (1979) DOI: 10.1103/PhysRevLett.42.407.
- [13] A. Boyarsky, O. Ruchayskiy and D. Iakubovskiy, «A lower bound on the mass of dark matter particles», *J. Cosmology Astropart. Phys.* **3**, 005, 005 (2009) DOI: 10.1088/1475-7516/2009/03/005, arXiv: 0808.3902 [hep-ph].
- [14] S. D. M. White, C. S. Frenk and M. Davis, «Clustering in a neutrino-dominated universe», *ApJ* **274**, L1–L5 (1983) DOI: 10.1086/184139.
- [15] T. Asaka, S. Blanchet and M. Shaposhnikov, «The  $\nu$ MSM, dark matter and neutrino masses [rapid communication]», *Physics Letters B* **631**, 151–156 (2005) DOI: 10.1016/j.physletb.2005.09.070, arXiv: hep-ph/0503065 [astro-ph].

- [16] T. Asaka and M. Shaposhnikov, «The nuMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe», *Phys.Lett.* **B620**, 17–26 (2005) DOI: 10.1016/j.physletb.2005.06.020, eprint: hep-ph/0505013.
- [17] P. B. Pal and L. Wolfenstein, «Radiative decays of massive neutrinos», *Phys. Rev. D* **25**, 766–773 (1982) DOI: 10.1103/PhysRevD.25.766.
- [18] A. Boyarsky, M. Drewes, T. Lasserre, S. Mertens and O. Ruchayskiy, «Sterile Neutrino Dark Matter», *Prog. Part. Nucl. Phys.* **104**, 1–45 (2019) DOI: 10.1016/j.pnpnp.2018.07.004, arXiv: 1807.07938 [hep-ph].
- [19] A. Boyarsky, A. Neronov, O. Ruchayskiy and I. Tkachev, «Universal Properties of Dark Matter Halos», *Physical Review Letters* **104**, 191301, 191301 (2010) DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.191301, arXiv: 0911.3396 [astro-ph.CO].
- [20] E. Bulbul, M. Markevitch, A. Foster, R. K. Smith, M. Loewenstein and S. W. Randall, «Detection of an Unidentified Emission Line in the Stacked X-Ray Spectrum of Galaxy Clusters», *ApJ* **789**, 13, 13 (2014) DOI: 10.1088/0004-637X/789/1/13, arXiv: 1402.2301 [astro-ph.CO].
- [21] A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, D. Iakubovskiy and J. Franse, «Unidentified Line in X-Ray Spectra of the Andromeda Galaxy and Perseus Galaxy Cluster», *Physical Review Letters* **113**, 251301, 251301 (2014) DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.251301, arXiv: 1402.4119 [astro-ph.CO].
- [22] A. Boyarsky, J. Franse, D. Iakubovskiy and O. Ruchayskiy, «Checking the dark matter origin of a 3.53 keV line with the Milky Way center», *Phys. Rev. Lett.* **115**, 161301 (2015) DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.161301, arXiv: 1408.2503 [astro-ph.CO].
- [23] J. Franse, E. Bulbul, A. Foster, A. Boyarsky, M. Markevitch, M. Bautz, D. Iakubovskiy, M. Loewenstein, M. McDonald, E. Miller, S. W. Randall, O. Ruchayskiy and R. K. Smith, «Radial Profile of the 3.55 keV line out to  $R_{200}$  in the Perseus Cluster», *ApJ* **829**, 124, 124

- (2016) DOI: 10.3847/0004-637X/829/2/124, arXiv: 1604.01759 [astro-ph.CO].
- [24] O. Urban, N. Werner, S. W. Allen, A. Simionescu, J. S. Kaastra and L. E. Strigari, «A Suzaku search for dark matter emission lines in the X-ray brightest galaxy clusters», *MNRAS* **451**, 2447–2461 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv1142, arXiv: 1411.0050 [astro-ph.CO].
- [25] O. Ruchayskiy, A. Boyarsky, D. Iakubovskiy, E. Bulbul, D. Eckert, J. Franse, D. Malyshev, M. Markevitch and A. Neronov, «Searching for decaying dark matter in deep XMM-Newton observation of the Draco dwarf spheroidal», *MNRAS* **460**, 1390–1398 (2016) DOI: 10.1093/mnras/stw1026, arXiv: 1512.07217 [astro-ph.HE].
- [26] A. Neronov, D. Malyshev and D. Eckert, «Decaying dark matter search with NuSTAR deep sky observations», *Phys. Rev. D* **94**, 123504, 123504 (2016) DOI: 10.1103/PhysRevD.94.123504, arXiv: 1607.07328 [astro-ph.HE].
- [27] N. Cappelluti, E. Bulbul, A. Foster, P. Natarajan, M. C. Urry, M. W. Bautz, F. Civano, E. Miller and R. K. Smith, «Searching for the 3.5 keV Line in the Deep Fields with Chandra: the 10 Ms observations», *Astrophys. J.* **854**, 179 (2018) DOI: 10.3847/1538-4357/aaaa68, arXiv: 1701.07932 [astro-ph.CO].
- [28] S. Riemer-Sørensen, «Constraints on the presence of a 3.5 keV dark matter emission line from Chandra observations of the Galactic centre», *Astron. Astrophys.* **590**, A71 (2016) DOI: 10.1051/0004-6361/201527278, arXiv: 1405.7943 [astro-ph.CO].
- [29] T. Tamura, R. Iizuka, Y. Maeda, K. Mitsuda and N. Y. Yamasaki, «An X-ray spectroscopic search for dark matter in the Perseus cluster with Suzaku», *PASJ* **67**, 23, 23 (2015) DOI: 10.1093/pasj/psu156, arXiv: 1412.1869 [astro-ph.HE].
- [30] N. Sekiya, N. Y. Yamasaki and K. Mitsuda, «A Search for a keV Signature of Radiatively Decaying Dark Matter with Suzaku XIS

- Observations of the X-ray Diffuse Background», *PASJ*, DOI: 10.1093/pasj/psv081 (2015) DOI: 10.1093/pasj/psv081, arXiv: 1504.02826 [astro-ph.HE].
- [31] S. Riemer-Sørensen et al., «Dark matter line emission constraints from NuSTAR observations of the Bullet Cluster», *Astrophys. J.* **810**, 48 (2015) DOI: 10.1088/0004-637X/810/1/48, arXiv: 1507.01378 [astro-ph.CO].
- [32] D. Malyshev, A. Neronov and D. Eckert, «Constraints on 3.55 keV line emission from stacked observations of dwarf spheroidal galaxies», *Phys. Rev. D* **90**, 103506, 103506 (2014) DOI: 10.1103/PhysRevD.90.103506, arXiv: 1408.3531 [astro-ph.HE].
- [33] M. E. Anderson, E. Churazov and J. N. Bregman, «Non-detection of X-ray emission from sterile neutrinos in stacked galaxy spectra», *MNRAS* **452**, 3905–3923 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv1559, arXiv: 1408.4115 [astro-ph.HE].
- [34] T. Jeltema and S. Profumo, «Discovery of a 3.5 keV line in the Galactic Centre and a critical look at the origin of the line across astronomical targets», *MNRAS* **450**, 2143–2152 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv768, arXiv: 1408.1699 [astro-ph.HE].
- [35] E. Carlson, T. Jeltema and S. Profumo, «Where do the 3.5 keV photons come from? A morphological study of the Galactic Center and of Perseus», *J. Cosmology Astropart. Phys.* **2**, 009, 9 (2015) DOI: 10.1088/1475-7516/2015/02/009, arXiv: 1411.1758 [astro-ph.HE].
- [36] K. J. H. Phillips, B. Sylwester and J. Sylwester, «The X-Ray Line Feature at 3.5 KeV in Galaxy Cluster Spectra», *ApJ* **809**, 50, 50 (2015) DOI: 10.1088/0004-637X/809/1/50, arXiv: 1507.04619 [astro-ph.SR].
- [37] L. Gu, J. Kaastra, A. J. J. Raassen, P. D. Mullen, R. S. Cumbee, D. Lyons and P. C. Stancil, «A novel scenario for the possible X-ray line feature at  $\sim 3.5$  keV. Charge exchange with bare sulfur ions», *A&A*

- 584**, L11, L11 (2015) DOI: 10.1051/0004-6361/201527634, arXiv: 1511.06557 [astro-ph.HE].
- [38] C. Shah, S. Dobrodey, S. Bernitt, R. Steinbrügge, J. R. C. López-Urrutia, L. Gu and J. Kaastra, «Laboratory measurements compellingly support charge-exchange mechanism for the 'dark matter'  $\sim 3.5$  keV X-ray line», *Astrophys. J.* **833**, 52 (2016) DOI: 10.3847/1538-4357/833/1/52, arXiv: 1608.04751 [astro-ph.HE].
- [39] L. Gu, J. Mao, J. de Plaa, A. J. J. Raassen, C. Shah and J. S. Kaastra, «Charge exchange in galaxy clusters», *Astron. Astrophys.* **611**, A26 (2018) DOI: 10.1051/0004-6361/201731861, arXiv: 1710.04784 [astro-ph.HE].
- [40] A. Boyarsky, J. den Herder, A. Neronov and O. Ruchayskiy, «Search for the light dark matter with an X-ray spectrometer», *Astroparticle Physics* **28**, 303–311 (2007) DOI: 10.1016/j.astropartphys.2007.06.003, eprint: arXiv:astro-ph/0612219.
- [41] T. Shanks, I. Georgantopoulos, G. C. Stewart, K. A. Pounds, B. J. Boyle and R. E. Griffiths, «The origin of the cosmic X-ray background», *Nature* **353**, 315–320 (1991) DOI: 10.1038/353315a0.
- [42] K. D. Kuntz and S. L. Snowden, «The EPIC-MOS particle-induced background spectra», *A&A* **478**, 575–596 (2008) DOI: 10.1051/0004-6361:20077912.
- [43] *Cookbook for analysis procedures for XMM-Newton EPIC observations of extended objects and the diffuse background*, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/esas/cookbook/xmm-esas.html>.
- [44] E. Slezak, F. Durret and D. Gerbal, «A wavelet analysis search for substructures in eleven X-ray clusters of galaxies», *The Astronomical Journal* **108**, 1996–2008 (1994).
- [45] F. Damiani, A. Maggio, G. Micela and S. Sciortino, «A method based on wavelet transforms for source detection in photon-counting detector



- images. I. Theory and general properties», *The Astrophysical Journal* **483**, 350 (1997).
- [46] P. E. Freeman, V. Kashyap, R. Rosner and D. Q. Lamb, «A wavelet-based algorithm for the spatial analysis of Poisson data», *The Astrophysical Journal Supplement Series* **138**, 185 (2002).
- [47] G. Foster, «Wavelets for period analysis of unevenly sampled time series», *The Astronomical Journal* **112**, 1709 (1996).
- [48] N. Krivova and S. Solanki, «The 1.3-year and 156-day periodicities in sunspot data: wavelet analysis suggests a common origin», *Astronomy & Astrophysics* **394**, 701–706 (2002).
- [49] J. Ellis, N. Mavromatos, D. V. Nanopoulos and A. S. Sakharov, «Quantum-gravity analysis of gamma-ray bursts using wavelets», *Astronomy & Astrophysics* **402**, 409–424 (2003).
- [50] D. Iakubovskiy, «Checking the potassium origin of the new emission line at 3.5 keV using the K XIX line complex at 3.7 keV», *MNRAS* **453**, 4097–4101 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv1955, arXiv: 1507.02857 [astro-ph.HE].
- [51] G. J. Babu and E. D. Feigelson, «Astrostatistics: Goodness-of-Fit and All That!», in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*, Vol. 351, edited by C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz and S. Enrique, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (July 2006), p. 127.
- [52] J. Truemper, W. Pietsch, C. Reppin, W. Voges, R. Staubert and E. Kendziorra, «Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1», *ApJ* **219**, L105–L110 (1978) DOI: 10.1086/182617.
- [53] T.-P. Li and Y.-Q. Ma, «Analysis methods for results in gamma-ray astronomy», *ApJ* **272**, 317–324 (1983) DOI: 10.1086/161295.

- [54] R. Protassov, D. A. van Dyk, A. Connors, V. L. Kashyap and A. Siemiginowska, «Statistics, Handle with Care: Detecting Multiple Model Components with the Likelihood Ratio Test», *ApJ* **571**, 545–559 (2002) DOI: 10.1086/339856, eprint: astro-ph/0201547.
- [55] K. Nandra, P. M. O’Neill, I. M. George and J. N. Reeves, «An XMM-Newton survey of broad iron lines in Seyfert galaxies», *MNRAS* **382**, 194–228 (2007) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2007.12331.x, arXiv: 0708.1305.
- [56] M. G. Malygin and D. A. Iakubovskiy, «Search for cyclotron absorptions from magnetars in the quiescence with XMM-Newton», in *Young Scientists 17th Proceedings*, edited by V. Editors: Choliy, G. Ivashchenko and O. Ivaniuk (Jan. 2011), pp. 43–46, arXiv: 1009.2113 [astro-ph.GA].
- [57] M. Ackermann et al., **FERMI-LAT** Collaboration, «Fermi LAT search for dark matter in gamma-ray lines and the inclusive photon spectrum», *Phys. Rev. D* **86**, 022002, 022002 (2012) DOI: 10.1103/PhysRevD.86.022002, arXiv: 1205.2739 [astro-ph.HE].
- [58] A. Abramowski et al., **H.E.S.S.** Collaboration, «Search for Photon-Linelike Signatures from Dark Matter Annihilations with H.E.S.S.», *Physical Review Letters* **110**, 041301, 041301 (2013) DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.041301, arXiv: 1301.1173 [astro-ph.HE].
- [59] S. Campana, V. Braito, P. D’Avanzo, G. Ghirlanda, A. Melandri, A. Pescalli, O. S. Salafia, R. Salvaterra, G. Tagliaferri and S. D. Vergani, «Searching for narrow absorption and emission lines in XMM-Newton spectra of gamma-ray bursts», *A&A* **592**, A85, A85 (2016) DOI: 10.1051/0004-6361/201628402, arXiv: 1606.03876 [astro-ph.HE].
- [60] A. Boyarsky, J. Franse, D. Iakubovskiy and O. Ruchayskiy, «Comment on the paper ”Dark matter searches going bananas: the contribution of Potassium (and Chlorine) to the 3.5 keV line” by T.

- Jeltema and S. Profumo», ArXiv e-prints (2014), arXiv: 1408.4388 [astro-ph.CO].
- [61] T. Jeltema and S. Profumo, «Reply to Two Comments on ”Dark matter searches going bananas the contribution of Potassium (and Chlorine) to the 3.5 keV line”», ArXiv e-prints (2014), arXiv: 1411.1759 [astro-ph.HE].
- [62] T. Jeltema and S. Profumo, «Deep XMM Observations of Draco rule out at the 99% Confidence Level a Dark Matter Decay Origin for the 3.5 keV Line», MNRAS **458**, 3592–3596 (2016) DOI: 10.1093/mnras/stw578, arXiv: 1512.01239 [astro-ph.HE].
- [63] F. A. Aharonian et al., **Hitomi** Collaboration, «Hitomi Constraints on the 3.5 keV Line in the Perseus Galaxy Cluster», ApJ **837**, L15, L15 (2017) DOI: 10.3847/2041-8213/aa61fa, arXiv: 1607.07420 [astro-ph.HE].
- [64] E. Bulbul, M. Markevitch, A. Foster, E. Miller, M. Bautz, M. Loewenstein, S. W. Randall and R. K. Smith, «Searching for the 3.5 keV Line in the Stacked Suzaku Observations of Galaxy Clusters», ApJ **831**, 55, 55 (2016) DOI: 10.3847/0004-637X/831/1/55, arXiv: 1605.02034 [astro-ph.HE].
- [65] F. Mernier, J. de Plaa, C. Pinto, J. S. Kaastra, P. Kosec, Y.-Y. Zhang, J. Mao and N. Werner, «Origin of central abundances in the hot intra-cluster medium. I. Individual and average abundance ratios from XMM-Newton EPIC», A&A **592**, A157, A157 (2016) DOI: 10.1051/0004-6361/201527824, arXiv: 1606.01165.
- [66] F. Hofmann, J. S. Sanders, K. Nandra, N. Clerc and M. Gaspari, «7.1 keV sterile neutrino constraints from X-ray observations of 33 clusters of galaxies with Chandra ACIS», A&A **592**, A112, A112 (2016) DOI: 10.1051/0004-6361/201527977, arXiv: 1606.04091.

- [67] P. R. Bevington and D. K. Robinson, *Data reduction and error analysis for the physical sciences* (McGraw-Hill Education, Boston, MA, USA, 2003), ISBN: 0-07-247227-8.
- [68] A. Boyarsky, D. Iakubovskiy and O. Ruchayskiy, «Next decade of sterile neutrino studies», *Physics of the Dark Universe* **1**, 136–154 (2012) DOI: 10.1016/j.dark.2012.11.001, arXiv: 1306.4954 [astro-ph.CO].
- [69] A. Neronov, A. Boyarsky, D. Iakubovskiy and O. Ruchayskiy, «Potential of the Large Observatory for X-ray Timing telescope for the search for dark matter», *Phys. Rev. D* **90**, 123532, 123532 (2014) DOI: 10.1103/PhysRevD.90.123532, arXiv: 1312.5178 [astro-ph.CO].
- [70] A. Neronov and D. Malyshev, «Toward a full test of the  $\nu$  MSM sterile neutrino dark matter model with Athena», *Phys. Rev. D* **93**, 063518, 063518 (2016) DOI: 10.1103/PhysRevD.93.063518, arXiv: 1509.02758 [astro-ph.HE].
- [71] F. Zandanel, C. Weniger and S. Ando, «The role of the eROSITA all-sky survey in searches for sterile neutrino dark matter», *J. Cosmology Astropart. Phys.* **9**, 060, 060 (2015) DOI: 10.1088/1475-7516/2015/09/060, arXiv: 1505.07829.
- [72] K. Perez, K. C. Y. Ng, J. F. Beacom, C. Hersh, S. Horiuchi and R. Krivonos, «Almost closing the  $\nu$  MSM sterile neutrino dark matter window with NuSTAR», *Phys. Rev. D* **95**, 123002, 123002 (2017) DOI: 10.1103/PhysRevD.95.123002, arXiv: 1609.00667 [astro-ph.HE].
- [73] F. A. Harrison and et al., **NuSTAR** Collaboration, «The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High-energy X-Ray Mission», *ApJ* **770**, 103, 103 (2013), arXiv: 1301.7307 [astro-ph.IM].

- [74] J. S. Kaastra and J. A. M. Bleeker, «Optimal binning of X-ray spectra and response matrix design», *A&A* **587**, A151, A151 (2016) DOI: 10.1051/0004-6361/201527395, arXiv: 1601.05309 [astro-ph.IM].
- [75] A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, D. Iakubovskiy, A. V. Maccio' and D. Malyshev, «New evidence for dark matter», ArXiv e-prints (2009), arXiv: 0911.1774 [astro-ph.CO].
- [76] J. F. Navarro, C. S. Frenk and S. D. M. White, «A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering», *ApJ* **490**, 493–508 (1997) DOI: 10.1086/304888, eprint: astro-ph/9611107.
- [77] D. E. McLaughlin, «Evidence in Virgo for the Universal Dark Matter Halo», *ApJ* **512**, L9–L12 (1999) DOI: 10.1086/311860, eprint: astro-ph/9812242.
- [78] S. Ettori, S. De Grandi and S. Molendi, «Gravitating mass profiles of nearby galaxy clusters and relations with X-ray gas temperature, luminosity and mass», *A&A* **391**, 841–855 (2002) DOI: 10.1051/0004-6361:20020905, eprint: astro-ph/0206120.
- [79] R. Wojtak and E. L. Łokas, «Mass profiles and galaxy orbits in nearby galaxy clusters from the analysis of the projected phase space», *MNRAS* **408**, 2442–2456 (2010) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.17297.x, arXiv: 1004.3771.
- [80] A. Mahdavi, H. Hoekstra, A. Babul, J. Sievers, S. T. Myers and J. P. Henry, «Joint Analysis of Cluster Observations. I. Mass Profile of Abell 478 from Combined X-Ray, Sunyaev-Zel'dovich, and Weak-Lensing Data», *ApJ* **664**, 162–180 (2007) DOI: 10.1086/517958, eprint: astro-ph/0703372.
- [81] E. Pointecouteau, M. Arnaud and G. W. Pratt, «The structural and scaling properties of nearby galaxy clusters. I. The universal mass profile», *A&A* **435**, 1–7 (2005) DOI: 10.1051/0004-6361:20042569, eprint: astro-ph/0501635.

- [82] K. Rines, M. J. Geller, M. J. Kurtz and A. Diaferio, «CAIRNS: The Cluster and Infall Region Nearby Survey. I. Redshifts and Mass Profiles», *AJ* **126**, 2152–2170 (2003) DOI: 10.1086/378599, eprint: astro-ph/0306538.
- [83] L. M. Voigt and A. C. Fabian, «Galaxy cluster mass profiles», *MNRAS* **368**, 518–533 (2006) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.10199.x, eprint: astro-ph/0602373.
- [84] T. Richtler, R. Salinas, I. Misgeld, M. Hilker, G. K. T. Hau, A. J. Romanowsky, Y. Schuberth and M. Spolaor, «The dark halo of the Hydra I galaxy cluster: core, cusp, cosmological? Dynamics of NGC 3311 and its globular cluster system», *A&A* **531**, A119, A119 (2011) DOI: 10.1051/0004-6361/201015948, arXiv: 1103.2053.
- [85] R. Gavazzi, C. Adami, F. Durret, J.-C. Cuillandre, O. Ilbert, A. Mazure, R. Pelló and M. P. Ulmer, «A weak lensing study of the Coma cluster», *A&A* **498**, L33–L36 (2009) DOI: 10.1051/0004-6361/200911841, arXiv: 0904.0220.
- [86] J. Démoclès, G. W. Pratt, D. Pierini, M. Arnaud, S. Zibetti and E. D’Onghia, «Testing adiabatic contraction of dark matter in fossil group candidates», *A&A* **517**, A52, A52 (2010) DOI: 10.1051/0004-6361/201014328, arXiv: 1005.0320.
- [87] Y. Ikebe, H. Böhringer and T. Kitayama, «X-Ray Measurement of Dark Matter “Temperature” in A1795», *ApJ* **611**, 175–185 (2004) DOI: 10.1086/421986, eprint: astro-ph/0402634.
- [88] N. Okabe, M. Takada, K. Umetsu, T. Futamase and G. P. Smith, «LoCuSS: Subaru Weak Lensing Study of 30 Galaxy Clusters», *PASJ* **62**, 811– (2010) DOI: 10.1093/pasj/62.3.811, arXiv: 0903.1103.
- [89] S. Bardeau, G. Soucail, J.-P. Kneib, O. Czoske, H. Ebeling, P. Hudelot, I. Smail and G. P. Smith, «A CFH12k lensing survey of X-ray luminous galaxy clusters. II. Weak lensing analysis and global

- correlations», *A&A* **470**, 449–466 (2007) DOI: 10.1051/0004-6361:20077443, eprint: astro-ph/0703395.
- [90] A. Simionescu, S. W. Allen, A. Mantz, N. Werner, Y. Takei, R. G. Morris, A. C. Fabian, J. S. Sanders, P. E. J. Nulsen, M. R. George and G. B. Taylor, «Baryons at the Edge of the X-ray-Brightest Galaxy Cluster», *Science* **331**, 1576 (2011) DOI: 10.1126/science.1200331, arXiv: 1102.2429 [astro-ph.CO].
- [91] M. R. George, A. C. Fabian, J. S. Sanders, A. J. Young and H. R. Russell, «X-ray observations of the galaxy cluster PKS0745-191: to the virial radius, and beyond», *MNRAS* **395**, 657–666 (2009) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.14547.x, arXiv: 0807.1130.
- [92] D. Iakubovskiy, «Constraining properties of dark matter particles using astrophysical data», PhD thesis (Leiden University, Feb. 2013).
- [93] A. De Luca and S. Molendi, «The 2-8 keV cosmic X-ray background spectrum as observed with XMM-Newton», *A&A* **419**, 837–848 (2004) DOI: 10.1051/0004-6361:20034421, eprint: arXiv: astro-ph/0311538.
- [94] P. M. W. Kalberla, W. B. Burton, D. Hartmann, E. M. Arnal, E. Bajaja, R. Morras and W. G. L. Pöppel, «The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI. Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections», *A&A* **440**, 775–782 (2005) DOI: 10.1051/0004-6361:20041864, eprint: astro-ph/0504140.
- [95] D. Romano, A. I. Karakas, M. Tosi and F. Matteucci, «Quantifying the uncertainties of chemical evolution studies. II. Stellar yields», *A&A* **522**, A32, A32 (2010) DOI: 10.1051/0004-6361/201014483, arXiv: 1006.5863 [astro-ph.GA].
- [96] E. Anders and N. Grevesse, «Abundances of the elements - Meteoritic and solar», *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197–214 (1989) DOI: 10.1016/0016-7037(89)90286-X.

- [97] M. R. Lovell, G. Bertone, A. Boyarsky, A. Jenkins and O. Ruchayskiy, «Decaying dark matter: the case for a deep X-ray observation of Draco», *MNRAS* **451**, 1573–1585 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv963, arXiv: 1411.0311 [astro-ph.CO].
- [98] D. A. Iakubovskiy, «New emission line at 3.5 keV - observational status, connection with radiatively decaying dark matter and directions for future studies», *Advances in Astronomy and Space Physics* **4**, 9–14 (2014), arXiv: 1410.2852 [astro-ph.HE].
- [99] S. Horiuchi, P. J. Humphrey, J. Oñorbe, K. N. Abazajian, M. Kaplinghat and S. Garrison-Kimmel, «Sterile neutrino dark matter bounds from galaxies of the Local Group», *Phys. Rev. D* **89**, 025017, 025017 (2014) DOI: 10.1103/PhysRevD.89.025017, arXiv: 1311.0282 [astro-ph.CO].
- [100] W. Hu, R. Barkana and A. Gruzinov, «Fuzzy Cold Dark Matter: The Wave Properties of Ultralight Particles», *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1158–1161 (2000) DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.1158, arXiv: astro-ph/0003365 [astro-ph].
- [101] L. Hui, J. P. Ostriker, S. Tremaine and E. Witten, «Ultralight scalars as cosmological dark matter», *Phys. Rev. D* **95**, 043541 (2017) DOI: 10.1103/PhysRevD.95.043541, arXiv: 1610.08297 [astro-ph.CO].
- [102] J.-W. Lee, «Brief History of Ultra-light Scalar Dark Matter Models», in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 168, European Physical Journal Web of Conferences (Jan. 2018), p. 06005, DOI: 10.1051/epjconf/201816806005, arXiv: 1704.05057 [astro-ph.CO].
- [103] L. Roszkowski, E. M. Sessolo and S. Trojanowski, «WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects», *Rept. Prog. Phys.* **81**, 066201 (2018) DOI: 10.1088/1361-6633/aab913, arXiv: 1707.06277 [hep-ph].
- [104] G. Arcadi, M. Dutra, P. Ghosh, M. Lindner, Y. Mambrini, M. Pierre, S. Profumo and F. S. Queiroz, «The waning of the WIMP? A review



- of models, searches, and constraints», *Eur. Phys. J.* **C78**, 203 (2018) DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5662-y, arXiv: 1703.07364 [hep-ph].
- [105] D. J. Chung, E. W. Kolb and A. Riotto, «Superheavy dark matter», *Phys. Rev. D* **59**, 023501 (1999) DOI: 10.1103/PhysRevD.59.023501, arXiv: hep-ph/9802238 [hep-ph].
- [106] D. Gorbunov, A. Khmelnitsky and V. Rubakov, «Constraining sterile neutrino dark matter with phase space density observations», *JCAP* **0810**, 041, 041 (2008) DOI: 10.1088/1475-7516/2008/10/041, arXiv: 0808.3910 [hep-ph].
- [107] S. Shao, L. Gao, T. Theuns and C. S. Frenk, «The phase-space density of fermionic dark matter haloes», *MNRAS* **430**, 2346–2357 (2013) DOI: 10.1093/mnras/stt053, arXiv: 1209.5563 [astro-ph.CO].
- [108] M.-Y. Wang, J. F. Cherry, S. Horiuchi and L. E. Strigari, «Bounds on Resonantly-Produced Sterile Neutrinos from Phase Space Densities of Milky Way Dwarf Galaxies», *ArXiv e-prints*, arXiv:1712.04597 (2017), arXiv: 1712.04597 [astro-ph.CO].
- [109] J. Wolf, G. D. Martinez, J. S. Bullock, M. Kaplinghat, M. Geha, R. R. Muñoz, J. D. Simon and F. F. Avedo, «Accurate masses for dispersion-supported galaxies», *MNRAS* **406**, 1220–1237 (2010) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.16753.x, arXiv: 0908.2995 [astro-ph.CO].
- [110] M. G. Walker and J. Peñarrubia, «A Method for Measuring (Slopes of) the Mass Profiles of Dwarf Spheroidal Galaxies», *ApJ* **742**, 20, 20 (2011) DOI: 10.1088/0004-637X/742/1/20, arXiv: 1108.2404 [astro-ph.CO].
- [111] D. J. R. Campbell, C. S. Frenk, A. Jenkins, V. R. Eke, J. F. Navarro, T. Sawala, M. Schaller, A. Fattahi, K. A. Oman and T. Theuns, «Knowing the unknowns: uncertainties in simple estimators of galactic dynamical masses», *MNRAS* **469**, 2335–2360 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stx975, arXiv: 1603.04443 [astro-ph.GA].

- [112] K. Kowalczyk, E. L. Łokas, S. Kazantzidis and L. Mayer, «Can we measure the slopes of density profiles in dwarf spheroidal galaxies?», *MNRAS* **431**, 2796–2807 (2013) DOI: 10.1093/mnras/stt376, arXiv: 1212.3438 [astro-ph.CO].
- [113] V. Domcke and A. Urbano, «Dwarf spheroidal galaxies as degenerate gas of free fermions», *J. Cosmology Astropart. Phys.* **1501**, 002, 002 (2015) DOI: 10.1088/1475-7516/2015/01/002, arXiv: 1409.3167 [hep-ph].
- [114] L. Randall, J. Scholtz and J. Unwin, «Cores in Dwarf Galaxies from Fermi Repulsion», *MNRAS* **467**, 1515–1525 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stx161, arXiv: 1611.04590.
- [115] C. Di Paolo, F. Nesti and F. L. Villante, «Phase-space mass bound for fermionic dark matter from dwarf spheroidal galaxies», *MNRAS* **475**, 5385–5397 (2018) DOI: 10.1093/mnras/sty091, arXiv: 1704.06644 [astro-ph.GA].
- [116] R. Ruffini and L. Stella, «On semi-degenerate equilibrium configurations of a collisionless self-gravitating Fermi gas», *A&A* **119**, 35–41 (1983).
- [117] N. Bilić and R. D. Viollier, «Gravitational phase transition of fermionic matter», *Phys. Lett. B* **408**, 75–80 (1997) DOI: 10.1016/S0370-2693(97)00825-3, eprint: astro-ph/9607077.
- [118] G. W. Angus, «A lower limit on the dark particle mass from dSphs», *J. Cosmology Astropart. Phys.* **3**, 026, 026 (2010) DOI: 10.1088/1475-7516/2010/03/026, arXiv: 0907.1526 [astro-ph.CO].
- [119] H. J. de Vega, P. Salucci and N. G. Sanchez, «Observational rotation curves and density profiles versus the Thomas-Fermi galaxy structure theory», *MNRAS* **442**, 2717–2727 (2014) DOI: 10.1093/mnras/stu972, arXiv: 1309.2290.

- [120] H. J. de Vega and N. G. Sanchez, «The dark matter distribution function and halo thermalization from the Eddington equation in galaxies», *Int. J. Mod. Phys. A* **31**, 1650073, 1650073 (2016) DOI: 10.1142/S0217751X16500731, arXiv: 1401.0726.
- [121] M. Merafina and G. Alberti, «Self-gravitating Newtonian models of fermions with anisotropy and cutoff energy in their distribution function», *Phys. Rev. D* **89**, 123010, 123010 (2014) DOI: 10.1103/PhysRevD.89.123010, arXiv: 1402.0756.
- [122] R. Ruffini, C. R. Argüelles and J. A. Rueda, «On the core-halo distribution of dark matter in galaxies», *MNRAS* **451**, 622–628 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv1016, arXiv: 1409.7365.
- [123] P.-H. Chavanis, M. Lemou and F. Méhats, «Models of dark matter halos based on statistical mechanics: The fermionic King model», *Phys. Rev. D* **92**, 123527, 123527 (2015) DOI: 10.1103/PhysRevD.92.123527, arXiv: 1409.7840.
- [124] C. R. Argüelles, A. Krut, J. A. Rueda and R. Ruffini, «Novel constraints on fermionic dark matter from galactic observables», *ArXiv e-prints* (2016), arXiv: 1606.07040 [astro-ph.GA].
- [125] A. Rudakovskiy and D. Savchenko, «New model of density distribution for fermionic dark matter halos», *Ukr. J. Phys.* **63**, 769–776 (2018) DOI: 10.15407/ujpe63.9.769.
- [126] B. G. Giraud and R. Peschanski, «Profile of a Galactic Spherical Cloud of Self-Gravitating Fermions», *ArXiv e-prints* (2018), arXiv: 1806.07283 [hep-th].
- [127] J. Barranco, A. Bernal and D. Delepine, «Constraining ultra light fermionic dark matter with galactic observations», *ArXiv e-prints* (2018), arXiv: 1811.11125 [hep-ph].
- [128] V. Bonnard, C. Combet, M. Daniel, S. Funk, A. Geringer-Sameth, J. A. Hinton, D. Maurin, J. I. Read, S. Sarkar, M. G. Walker and M. I.

Wilkinson, «Dark matter annihilation and decay in dwarf spheroidal galaxies: The classical and ultrafaint dSphs», *MNRAS* **453**, 849–867 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv1601, arXiv: 1504.02048 [astro-ph.HE].

- [129] A. W. McConnachie, «The Observed Properties of Dwarf Galaxies in and around the Local Group», *AJ* **144**, 4, 4 (2012) DOI: 10.1088/0004-6256/144/1/4, arXiv: 1204.1562 [astro-ph.CO].
- [130] A. S. Eddington, «The distribution of stars in globular clusters», *MNRAS* **76**, 572–585 (1916) DOI: 10.1093/mnras/76.7.572.
- [131] J. Binney and S. Tremaine, *Galactic Dynamics: Second Edition* (Princeton University Press, Princeton, NJ USA, 2008), ISBN: 978-0-691-13026-2.
- [132] A. V. Macciò, O. Ruchayskiy, A. Boyarsky and J. C. Muñoz-Cuartas, «The inner structure of haloes in Cold+Warm dark matter models», *MNRAS* **428**, 882–890 (2013) DOI: 10.1093/mnras/sts078, arXiv: 1202.2858 [astro-ph.CO].
- [133] A. V. Macciò, S. Paduroiu, D. Anderhalden, A. Schneider and B. Moore, «Erratum: Cores in warm dark matter haloes: a Catch 22 problem», *MNRAS* **428**, 3715–3716 (2013) DOI: 10.1093/mnras/sts251.
- [134] H. C. Plummer, «On the problem of distribution in globular star clusters», *MNRAS* **71**, 460–470 (1911) DOI: 10.1093/mnras/71.5.460.
- [135] J. F. Navarro, C. S. Frenk and S. D. M. White, «The Structure of Cold Dark Matter Halos», *ApJ* **462**, 563–575 (1996) DOI: 10.1086/177173, arXiv: astro-ph/9508025.
- [136] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling and B. P. Flannery, *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*,

3rd ed. (Cambridge University Press, New York, NY, USA, 2007), ISBN: 0521880688.

- [137] R. R. Muñoz, S. R. Majewski, S. Zaggia, W. E. Kunkel, P. M. Frinchaboy, D. L. Nidever, D. Crnojevic, R. J. Patterson, J. D. Crane, K. V. Johnston, S. T. Sohn, R. Bernstein and S. Shectman, «Exploring Halo Substructure with Giant Stars. XI. The Tidal Tails of the Carina Dwarf Spheroidal Galaxy and the Discovery of Magellanic Cloud Stars in the Carina Foreground», *ApJ* **649**, 201–223 (2006) DOI: 10.1086/505620, arXiv: astro-ph/0605098 [astro-ph].
- [138] R. R. Muñoz, S. R. Majewski and K. V. Johnston, «Modeling the Structure and Dynamics of Dwarf Spheroidal Galaxies with Dark Matter and Tides», *ApJ* **679**, 346–372 (2008) DOI: 10.1086/587125, arXiv: 0712.4312 [astro-ph].
- [139] G. Battaglia, M. Irwin, E. Tolstoy, T. de Boer and M. Mateo, «The Extensive Age Gradient of the Carina Dwarf Galaxy», *ApJ* **761**, L31, L31 (2012) DOI: 10.1088/2041-8205/761/2/L31, arXiv: 1211.4875 [astro-ph.CO].
- [140] G. Battaglia, A. Helmi and M. Breddels, «Internal kinematics and dynamical models of dwarf spheroidal galaxies around the Milky Way», *New Astronomy Reviews* **57**, 52–79 (2013) DOI: 10.1016/j.newar.2013.05.003, arXiv: 1305.5965 [astro-ph.CO].
- [141] M. Fabrizio, G. Bono, M. Nonino, E. L. Łokas, I. Ferraro, G. Iannicola, R. Buonanno, S. Cassisi, G. Coppola, M. Dall’Ora, R. Gilmozzi, M. Marconi, M. Monelli, M. Romaniello, P. B. Stetson, F. Thévenin and A. R. Walker, «The Carina Project. X. On the Kinematics of Old and Intermediate-age Stellar Populations<sup>1,2</sup>», *ApJ* **830**, 126, 126 (2016) DOI: 10.3847/0004-637X/830/2/126, arXiv: 1607.03181 [astro-ph.GA].
- [142] B. McMonigal, N. F. Bate, G. F. Lewis, M. J. Irwin, G. Battaglia, R. A. Ibata, N. F. Martin, A. W. McConnachie, M. Guglielmo and

- A. R. Conn, «Sailing under the Magellanic Clouds: a DECam view of the Carina dwarf», *MNRAS* **444**, 3139–3149 (2014) DOI: 10.1093/mnras/stu1659, arXiv: 1408.2907 [astro-ph.GA].
- [143] K. Hayashi, M. Fabrizio, E. L. Łokas, G. Bono, M. Monelli, M. Dall’Ora and P. B. Stetson, «Dark halo structure in the Carina dwarf spheroidal galaxy: joint analysis of multiple stellar components», *MNRAS* **481**, 250–261 (2018) DOI: 10.1093/mnras/sty2296, arXiv: 1804.01739 [astro-ph.GA].
- [144] A. Burkert, «The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies», *ApJ* **447**, L25–L28 (1995) DOI: 10.1086/309560, eprint: astro-ph/9504041.
- [145] D. Massari, M. A. Breddels, A. Helmi, L. Posti, A. G. A. Brown and E. Tolstoy, «Three-dimensional motions in the Sculptor dwarf galaxy as a glimpse of a new era», *Nature Astronomy* **2**, 156–161 (2018) DOI: 10.1038/s41550-017-0322-y, arXiv: 1711.08945 [astro-ph.GA].
- [146] K. Kowalczyk, A. del Pino, E. L. Łokas and M. Valluri, «Schwarzschild dynamical model of the Fornax dwarf spheroidal galaxy», *MNRAS* **482**, 5241–5249 (2019) DOI: 10.1093/mnras/sty3100, arXiv: 1807.07852 [astro-ph.GA].
- [147] G. Battaglia, A. Helmi, E. Tolstoy, M. Irwin, V. Hill and P. Jablonka, «The Kinematic Status and Mass Content of the Sculptor Dwarf Spheroidal Galaxy», *ApJ* **681**, L13, L13 (2008) DOI: 10.1086/590179, arXiv: 0802.4220 [astro-ph].
- [148] A. Agnello and N. W. Evans, «A Virial Core in the Sculptor Dwarf Spheroidal Galaxy», *ApJ* **754**, L39, L39 (2012) DOI: 10.1088/2041-8205/754/2/L39, arXiv: 1205.6673 [astro-ph.GA].
- [149] N. C. Amorisco and N. W. Evans, «A Troublesome Past: Chemodynamics of the Fornax Dwarf Spheroidal», *ApJ* **756**, L2, L2 (2012) DOI: 10.1088/2041-8205/756/1/L2, arXiv: 1206.6691.

- [150] T. Richardson and M. Fairbairn, «On the dark matter profile in Sculptor: breaking the  $\beta$  degeneracy with Virial shape parameters», *MNRAS* **441**, 1584–1600 (2014) DOI: 10.1093/mnras/stu691, arXiv: 1401.6195 [astro-ph.GA].
- [151] A. Genina, A. Benítez-Llambay, C. S. Frenk, S. Cole, A. Fattahi, J. F. Navarro, K. A. Oman, T. Sawala and T. Theuns, «The core-cusp problem: a matter of perspective», *MNRAS* **474**, 1398–1411 (2018) DOI: 10.1093/mnras/stx2855, arXiv: 1707.06303 [astro-ph.GA].
- [152] J. F. Navarro, V. R. Eke and C. S. Frenk, «The cores of dwarf galaxy halos», *MNRAS* **283**, L72–L78 (1996) DOI: 10.1093/mnras/283.3.72L;10.1093/mnras/283.3.L72, arXiv: astro-ph/9610187 [astro-ph].
- [153] A. Pontzen and F. Governato, «How supernova feedback turns dark matter cusps into cores», *MNRAS* **421**, 3464–3471 (2012) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20571.x, arXiv: 1106.0499 [astro-ph.CO].
- [154] S.-H. Oh, C. Brook, F. Governato, E. Brinks, L. Mayer, W. J. G. de Blok, A. Brooks and F. Walter, «The Central Slope of Dark Matter Cores in Dwarf Galaxies: Simulations versus THINGS», *AJ* **142**, 24, 24 (2011) DOI: 10.1088/0004-6256/142/1/24, arXiv: 1011.2777.
- [155] R. Teyssier, A. Pontzen, Y. Dubois and J. I. Read, «Cusp-core transformations in dwarf galaxies: observational predictions», *MNRAS* **429**, 3068–3078 (2013) DOI: 10.1093/mnras/sts563, arXiv: 1206.4895.
- [156] A. Zolotov, A. M. Brooks, B. Willman, F. Governato, A. Pontzen, C. Christensen, A. Dekel, T. Quinn, S. Shen and J. Wadsley, «Baryons Matter: Why Luminous Satellite Galaxies have Reduced Central Masses», *ApJ* **761**, 71, 71 (2012) DOI: 10.1088/0004-637X/761/1/71, arXiv: 1207.0007.
- [157] T. K. Chan, D. Kereš, J. Oñorbe, P. F. Hopkins, A. L. Muratov, C.-A. Faucher-Giguère and E. Quataert, «The impact of baryonic physics on the structure of dark matter haloes: the view from the FIRE

- cosmological simulations», *MNRAS* **454**, 2981–3001 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv2165, arXiv: 1507.02282.
- [158] J. Oñorbe, M. Boylan-Kolchin, J. S. Bullock, P. F. Hopkins, D. Kereš, C.-A. Faucher-Giguère, E. Quataert and N. Murray, «Forged in FIRE: cusps, cores and baryons in low-mass dwarf galaxies», *MNRAS* **454**, 2092–2106 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv2072, arXiv: 1502.02036 [astro-ph.GA].
- [159] A. A. El-Zant, Y. Hoffman, J. Primack, F. Combes and I. Shlosman, «Flat-cored Dark Matter in Cuspy Clusters of Galaxies», *ApJ* **607**, L75–L78 (2004) DOI: 10.1086/421938, eprint: astro-ph/0309412.
- [160] M. A. Sanchez-Conde, F. Prada and E. L. Lokas, «Dark Matter in Draco: New considerations of the expected gamma flux in IACTs», in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 878 (Nov. 2006), pp. 125–131, DOI: 10.1063/1.2409077, eprint: astro-ph/0609652.
- [161] E. Romano-Díaz, I. Shlosman, Y. Hoffman and C. Heller, «Erasing Dark Matter Cusps in Cosmological Galactic Halos with Baryons», *ApJ* **685**, L105 (2008) DOI: 10.1086/592687, arXiv: 0808.0195.
- [162] A. Del Popolo and F. Pace, «The Cusp/Core problem: supernovae feedback versus the baryonic clumps and dynamical friction model», *Ap&SS* **361**, 162, 162 (2016) DOI: 10.1007/s10509-016-2742-z, arXiv: 1502.01947 [astro-ph.GA].
- [163] J. S. Bullock and M. Boylan-Kolchin, «Small-Scale Challenges to the  $\Lambda$ CDM Paradigm», *ARA&A* **55**, 343–387 (2017) DOI: 10.1146/annurev-astro-091916-055313, arXiv: 1707.04256 [astro-ph.CO].
- [164] J. D. Simon, «The Faintest Dwarf Galaxies», ArXiv e-prints (2019), arXiv: 1901.05465 [astro-ph.GA].
- [165] T. K. Fritz, G. Battaglia, M. S. Pawlowski, N. Kallivayalil, R. van der Marel, S. T. Sohn, C. Brook and G. Besla, «Gaia DR2 proper motions of dwarf galaxies within 420 kpc. Orbits, Milky Way mass,



- tidal influences, planar alignments, and group infall», *A&A* **619**, A103, A103 (2018) DOI: 10.1051/0004-6361/201833343, arXiv: 1805.00908 [astro-ph.GA].
- [166] J. D. Simon, «Gaia Proper Motions and Orbits of the Ultra-faint Milky Way Satellites», *ApJ* **863**, 89, 89 (2018) DOI: 10.3847/1538-4357/aacdfb, arXiv: 1804.10230 [astro-ph.GA].
- [167] L. E. Strigari, «Dark matter in dwarf spheroidal galaxies and indirect detection: a review», *Reports on Progress in Physics* **81**, 056901, 056901 (2018) DOI: 10.1088/1361-6633/aaae16, arXiv: 1805.05883 [astro-ph.CO].
- [168] D. R. Weisz and M. Boylan-Kolchin, «Near-Field Cosmology with the Lowest-Mass Galaxies», *ArXiv e-prints* (2019), arXiv: 1901.07571 [astro-ph.GA].
- [169] A. Drlica-Wagner et al., *LSST Collaboration*, «Probing the Fundamental Nature of Dark Matter with the Large Synoptic Survey Telescope», *ArXiv e-prints* (2019), arXiv: 1902.01055 [astro-ph.CO].
- [170] J. D. Simon, K. Bechtol, A. Drlica-Wagner, M. Geha, V. Gluscevic, A. Ji, E. Kirby, T. S. Li, E. O. Nadler, A. B. Pace, A. Peter and R. Wechsler, «Dynamical Masses for a Complete Census of Local Dwarf Galaxies», *ArXiv e-prints*, arXiv:1903.04743 (2019), arXiv: 1903.04743 [astro-ph.GA].
- [171] P. G. Ferreira and J. Magueijo, «Closet non-Gaussianity of anisotropic Gaussian fluctuations», *Phys. Rev. D* **56**, 4578–4591 (1997) DOI: 10.1103/PhysRevD.56.4578, arXiv: astro-ph/9704052 [astro-ph].
- [172] E. F. Bunn and D. Scott, «A preferred-direction statistic for sky maps», *MNRAS* **313**, 331–337 (2000) DOI: 10.1046/j.1365-8711.2000.03212.x, arXiv: astro-ph/9906044 [astro-ph].

- [173] A. Hajian and T. Souradeep, «Measuring the Statistical Isotropy of the Cosmic Microwave Background Anisotropy», *ApJ* **597**, L5–L8 (2003) DOI: 10.1086/379757, arXiv: astro-ph/0308001 [astro-ph].
- [174] A. Hajian and T. Souradeep, «The Cosmic Microwave Background Bipolar Power Spectrum: Basic Formalism and Applications», arXiv e-prints, astro-ph/0501001, astro-ph/0501001 (2004), arXiv: astro-ph/0501001 [astro-ph].
- [175] S. Basak, A. Hajian and T. Souradeep, «Statistical isotropy of CMB polarization maps», *Phys. Rev. D* **74**, 021301, 021301 (2006) DOI: 10.1103/PhysRevD.74.021301, arXiv: astro-ph/0603406 [astro-ph].
- [176] T. Souradeep, A. Hajian and S. Basak, «Measuring statistical isotropy of CMB anisotropy», *New A Rev.* **50**, 889–895 (2006) DOI: 10.1016/j.newar.2006.09.010, arXiv: astro-ph/0607577 [astro-ph].
- [177] A. R. Pullen and M. Kamionkowski, «Cosmic microwave background statistics for a direction-dependent primordial power spectrum», *Phys. Rev. D* **76**, 103529, 103529 (2007) DOI: 10.1103/PhysRevD.76.103529, arXiv: 0709.1144 [astro-ph].
- [178] S. M. Carroll, C.-Y. Tseng and M. B. Wise, «Translational invariance and the anisotropy of the cosmic microwave background», *Phys. Rev. D* **81**, 083501, 083501 (2010) DOI: 10.1103/PhysRevD.81.083501, arXiv: 0811.1086 [astro-ph].
- [179] T. S. Pereira, C. Pitrou and J.-P. Uzan, «Theory of cosmological perturbations in an anisotropic universe», *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **2007**, 006, 006 (2007) DOI: 10.1088/1475-7516/2007/09/006, arXiv: 0707.0736 [astro-ph].
- [180] C. Pitrou, T. S. Pereira and J.-P. Uzan, «Predictions from an anisotropic inflationary era», *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **2008**, 004, 004 (2008) DOI: 10.1088/1475-7516/2008/04/004, arXiv: 0801.3596 [astro-ph].

- [181] A. Emir Gümrükçüoğlu, C. R. Contaldi and M. Peloso, «Inflationary perturbations in anisotropic backgrounds and their imprint on the cosmic microwave background», *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **2007**, 005, 005 (2007) DOI: 10.1088/1475-7516/2007/11/005, arXiv: 0707.4179 [astro-ph].
- [182] L. Ackerman, S. M. Carroll and M. B. Wise, «Imprints of a primordial preferred direction on the microwave background», *Phys. Rev. D* **75**, 083502, 083502 (2007) DOI: 10.1103/PhysRevD.75.083502, arXiv: astro-ph/0701357 [astro-ph].
- [183] T. Koivisto and D. F. Mota, «Vector field models of inflation and dark energy», *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **2008**, 021, 021 (2008) DOI: 10.1088/1475-7516/2008/08/021, arXiv: 0805.4229 [astro-ph].
- [184] S. Yokoyama and J. Soda, «Primordial statistical anisotropy generated at the end of inflation», *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **2008**, 005, 005 (2008) DOI: 10.1088/1475-7516/2008/08/005, arXiv: 0805.4265 [astro-ph].
- [185] S. Kanno, M. Kimura, J. Soda and S. Yokoyama, «Anisotropic inflation from vector impurity», *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **2008**, 034, 034 (2008) DOI: 10.1088/1475-7516/2008/08/034, arXiv: 0806.2422 [hep-ph].
- [186] M.-A. Watanabe, S. Kanno and J. Soda, «Inflationary Universe with Anisotropic Hair», *Phys. Rev. Lett.* **102**, 191302, 191302 (2009) DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.191302, arXiv: 0902.2833 [hep-th].
- [187] K. Dimopoulos, M. Karčiauskas, D. H. Lyth and Y. Rodríguez, «Statistical anisotropy of the curvature perturbation from vector field perturbations», *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **2009**, 013, 013 (2009) DOI: 10.1088/1475-7516/2009/05/013, arXiv: 0809.1055 [astro-ph].

- [188] C. G. Böhrer and D. F. Mota, «CMB anisotropies and inflation from non-standard spinors», *Physics Letters B* **663**, 168–171 (2008) DOI: 10.1016/j.physletb.2008.04.008, arXiv: 0710.2003 [astro-ph].
- [189] T. Koivisto and D. F. Mota, «Accelerating Cosmologies with an Anisotropic Equation of State», *ApJ* **679**, 1–5 (2008) DOI: 10.1086/587451, arXiv: 0707.0279 [astro-ph].
- [190] C. Armendariz-Picon, «Creating statistically anisotropic and inhomogeneous perturbations», *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **2007**, 014, 014 (2007) DOI: 10.1088/1475-7516/2007/09/014, arXiv: 0705.1167 [astro-ph].
- [191] M. Libanov and V. Rubakov, «Cosmological density perturbations from conformal scalar field: infrared properties and statistical anisotropy», *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **2010**, 045, 045 (2010) DOI: 10.1088/1475-7516/2010/11/045, arXiv: 1007.4949 [hep-th].
- [192] M. Libanov, S. Ramazanov and V. Rubakov, «Scalar perturbations in conformal rolling scenario with intermediate stage», *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* **2011**, 010, 010 (2011) DOI: 10.1088/1475-7516/2011/06/010, arXiv: 1102.1390 [hep-th].
- [193] E. Akofor, A. P. Balachandran, S. G. Jo, A. Joseph and B. A. Qureshi, «Direction-dependent CMB power spectrum and statistical anisotropy from noncommutative geometry», *Journal of High Energy Physics* **2008**, 092, 092 (2008) DOI: 10.1088/1126-6708/2008/05/092, arXiv: 0710.5897 [astro-ph].
- [194] E. Akofor, A. P. Balachandran, A. Joseph, L. Pekowsky and B. A. Qureshi, «Constraints from the cosmic microwave background on spacetime noncommutativity and causality violation», *Phys. Rev. D* **79**, 063004, 063004 (2009) DOI: 10.1103/PhysRevD.79.063004, arXiv: 0806.2458 [astro-ph].

- [195] D. J. Schwarz, C. J. Copi, D. Huterer and G. D. Starkman, «CMB anomalies after Planck», *Classical and Quantum Gravity* **33**, 184001, 184001 (2016) DOI: 10.1088/0264-9381/33/18/184001, arXiv: 1510.07929 [astro-ph.CO].
- [196] F. K. Hansen, A. J. Banday, K. M. Górski, H. K. Eriksen and P. B. Lilje, «Power Asymmetry in Cosmic Microwave Background Fluctuations from Full Sky to Sub-Degree Scales: Is the Universe Isotropic?», *ApJ* **704**, 1448–1458 (2009) DOI: 10.1088/0004-637X/704/2/1448, arXiv: 0812.3795 [astro-ph].
- [197] H. K. Eriksen, F. K. Hansen, A. J. Banday, K. M. Górski and P. B. Lilje, «Asymmetries in the Cosmic Microwave Background Anisotropy Field», *ApJ* **605**, 14–20 (2004) DOI: 10.1086/382267, arXiv: astro-ph/0307507 [astro-ph].
- [198] J. Hoftuft, H. K. Eriksen, A. J. Banday, K. M. Górski, F. K. Hansen and P. B. Lilje, «Increasing Evidence for Hemispherical Power Asymmetry in the Five-Year WMAP Data», *ApJ* **699**, 985–989 (2009) DOI: 10.1088/0004-637X/699/2/985, arXiv: 0903.1229 [astro-ph.CO].
- [199] L. Cayón, «Variograms of the cosmic microwave background temperature fluctuations: confirmation of deviations from statistical isotropy», *MNRAS* **405**, 1084–1088 (2010) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.16512.x, arXiv: 1001.4680 [astro-ph.CO].
- [200] Y. Akrami, Y. Fantaye, A. Shafieloo, H. K. Eriksen, F. K. Hansen, A. J. Banday and K. M. Górski, «Power Asymmetry in WMAP and Planck Temperature Sky Maps as Measured by a Local Variance Estimator», *ApJ* **784**, L42, L42 (2014) DOI: 10.1088/2041-8205/784/2/L42, arXiv: 1402.0870 [astro-ph.CO].
- [201] K. Land and J. Magueijo, «Examination of Evidence for a Preferred Axis in the Cosmic Radiation Anisotropy», *Phys. Rev. Lett.* **95**, 071301, 071301 (2005) DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.071301, arXiv: astro-ph/0502237 [astro-ph].

- [202] P. A. R. Ade et al., **Planck** Collaboration, «Planck 2015 results. XVI. Isotropy and statistics of the CMB», *A&A* **594**, A16, A16 (2016) DOI: 10.1051/0004-6361/201526681, arXiv: 1506.07135 [astro-ph.CO].
- [203] C. J. Copi, D. Huterer, D. J. Schwarz and G. D. Starkman, «Large-scale alignments from WMAP and Planck», *MNRAS* **449**, 3458–3470 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv501, arXiv: 1311.4562 [astro-ph.CO].
- [204] Y. Akrami et al., **Planck** Collaboration, «Planck 2018 results. VII. Isotropy and statistics of the CMB», *A&A* **641**, A7, A7 (2020) DOI: 10.1051/0004-6361/201935201, arXiv: 1906.02552 [astro-ph.CO].

# ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ТА ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ

Результати даної дисертаційної роботи представлено у 5-и роботах, що опубліковані у провідних фізичних журналах [1—5], одному препринті [6] та у збірці трудів конференції [7].

- [1] Y. V. Shtanov and D. O. Savchenko, «Model-independent estimators for the statistical anisotropy of the cosmic microwave background», *Ukr. J. Phys.* **56**, 750–755 (2011).
- [2] D. O. Savchenko and D. A. Iakubovskiy, «Creation of 2 – 5 keV and 5 – 10 keV sky maps using XMM-Newton data», *Advances in Astronomy and Space Physics* **4**, 51–53 (2014) DOI: 10.17721/2227-1481.4.51-53, arXiv: 1409.6567 [astro-ph.HE].
- [3] D. O. Savchenko and D. A. Iakubovskiy, «Identification of the  $\sim 3.55$  keV emission line candidate objects across the sky», *Advances in Astronomy and Space Physics* **5**, 89–92 (2015) DOI: 10.17721/2227-1481.5.89-92, arXiv: 1511.02698 [astro-ph.HE].
- [4] D. Savchenko and D. Iakubovskiy, «Towards robust detection of a faint narrow line in X-rays – the role of continuum-induced systematics», *Ukr. J. Phys.* **62**, 642–649 (2017) DOI: 10.15407/ujpe62.07.0642.
- [5] D. Savchenko and A. Rudakovskiy, «New mass bound on fermionic dark matter from a combined analysis of classical dSphs», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **487**, 5711–5720 (2019) DOI: 10.1093/mnras/stz1573, arXiv: 1903.01862 [astro-ph.CO].
- [6] D. Iakubovskiy, E. Bulbul, A. R. Foster, D. Savchenko and V. Sadova, «Testing the origin of  $\sim 3.55$  keV line in individual galaxy clusters

observed with XMM-Newton», arXiv e-prints (2015), arXiv: 1508.05186 [astro-ph.HE].

- [7] I. B. Vavilova, Y. S. Yatskiv, L. K. Pakuliak, I. L. Andronov, V. M. Andruk, Y. I. Protsyuk, V. E. Savanevych, D. O. Savchenko and V. S. Savchenko, «UkrVO Astroinformatics Software and Web-services», in *Astroinformatics*, Vol. 325, edited by M. Brescia, S. G. Djorgovski, E. D. Feigelson, G. Longo and S. Cavuoti (2017), pp. 361–366, DOI: 10.1017/S1743921317001661.

Матеріали роботи було представлено на семінарах в Інституті теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України. Окремі результати доповідалися на низці конференцій:

- D. Savchenko, Yu. V. Shtanov, «Estimators for the statistical anisotropy of the CMB in the inflationary universe», Young Scientists Conference «Modern Problems of Theoretical Physics», December 22 – 24, 2010, Kyiv, Ukraine
- D. Savchenko, Yu. V. Shtanov, «Model-independent estimators for statistical anisotropy of the cosmic microwave background», International Conference «Astroparticle Physics, Gravitation and Cosmology», June 7 – 10, 2011, Kyiv, Ukraine
- D. Savchenko, D. Iakubovskiy, «Creation of sky map in hard X-ray (2 – 10 keV) band using XMM-Newton archival observations and its application to study of hard X-ray background and Fe K $\alpha$  line tomography», 13-th Odessa International Astronomical Gamow Conference-School, August 19 – 25, 2013, Odesa, Ukraine
- D. Savchenko, D. Iakubovskiy, «Creation of sky map in hard X-ray (2 – 10 keV) band using XMM-Newton archival observations and its application to study of hard X-ray background and Fe K $\alpha$  line tomography», Ukrainian conference on space research, September 2 – 6, 2013, Yevpatoria, Ukraine
- D. Savchenko, D. Iakubovskiy, «Creation of 2 – 5 and 5 – 10 keV sky maps using XMM-Newton archival observations and their application to study of



- extragalactic X-ray background», 14-th Odessa International Astronomical Gamow Conference-School, August 17 – 24, 2014, Odesa, Ukraine
- D. Savchenko, D. Iakubovskyi, «Identifying decaying DM targets using wavelet sliding window technique», 5-th Gamow Memorial International Conference, August 16 – 23, 2015, Odesa, Ukraine
  - D. Savchenko, D. Iakubovskyi, «Identifying decaying DM targets using wavelet sliding window technique», Ukrainian conference on space research, August 24 – 28, 2015, Odesa, Ukraine
  - D. Savchenko, «The role of continuum induced systematics in the narrow X-ray lines detection procedure», 16-th Odessa International Astronomical Gamow Conference-School, August 14 – 20, 2016, Odesa, Ukraine
  - D. Savchenko, D. Iakubovskyi, «Summary of 3.5 keV line searches», VII Young Scientists Conference «Problems of Theoretical Physics», December 13 – 15, 2016, Kyiv, Ukraine
  - D. Savchenko, D. Iakubovskyi, «Recent results of 3.5 keV line searches», 17-th Odessa International Astronomical Gamow Conference-School, August 13 – 20, 2017, Odesa, Ukraine
  - D. Savchenko, D. Iakubovskyi, «Testing the origin of  $\sim 3.55$  keV line in individual galaxy clusters observed with XMM-Newton», VIII Young Scientists Conference «Problems of Theoretical Physics», October 12 – 14, 2017, Kyiv, Ukraine
  - Д. Савченко, «Перевірка природи лінії на енергії  $\sim 3.55$  кеВ в індивідуальних спектрах скупчень галактик за даними обсерваторії XMM-Newton», Семінар «Проблеми теоретичної фізики» пам'яті академіка Олексія Ситенка, 12 лютого 2018, Київ, Україна
  - D. Savchenko, D. Iakubovskyi, «Recent results on 3.5 keV line searches», 18-th Odessa International Astronomical Gamow Conference-School, August 12 – 18, 2018, Odesa, Ukraine
  - D. Savchenko, A. Rudakovskiy, «New mass bound on fermionic dark matter from a combined analysis of classical dSphs», X Young Scientists

Conference «Problems of Theoretical Physics», December 23 – 29, 2019,  
Kyiv, Ukraine

- A. Rudakovskyi, D. Savchenko, «New mass bound on fermionic dark matter», AstroMatera2019: Cosmology and Dark Matter within Galaxies and Clusters, September 2 – 6, 2019, Matera, Italy