

УДК 524.85

С. Апуневич¹, Ю. Кулініч¹, Б. Новосядлий¹, В. Пелих²

¹Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка
79005 м. Львів, вул. Кирила і Мефодія 8

²Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я. С. Підстригача
79060 м. Львів, вул. Наукова 3б

Темна матерія та темна енергія у Всесвіті: астрофізичні підстави та теоретичні моделі

Подається загальний огляд проблеми темної матерії та темної енергії у спостережуваному Всесвіті. Питання висвітлено з точок зору галузей, на межі котрих лежить ця фундаментальна задача — астрофізичної та теоретико-фізичної, та підкреслено, що міждисциплінарний характер проблеми «темного» сектору Всесвіту може сприяти її вирішенню. Робота не описує історичного розвитку проблематики, а радше зосереджена на виявленні головних тенденцій та перспективних напрямків.

ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ И ТЕМНАЯ ЭНЕРГИЯ ВО ВСЕЛЕННОЙ: АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ, Апуневич С., Кулинич Ю., Новосядлый Б., Пельх В. — Представлен обзор проблемы темной материи и темной энергии в наблюдаемой Вселенной. Вопрос освещен с точки зрения отраслей, на границе которых расположена эта фундаментальная задача — астрофизической и теоретико-физической, также подчеркнута, что междисциплинарный характер проблемы «темного» сектора Вселенной может благоприятствовать ее решению. Работа не описывает исторического развития проблематики, а сосредоточена на выявлении основных тенденций и перспективных направлений.

DARK MATTER AND DARK ENERGY IN THE UNIVERSE: ASTROPHYSICAL BASIS AND THEORETICAL MODELS, Apunevych S., Kulnich Yu., Novosyadlyj B., Pelykh V. — The general review on the problem of dark matter and dark energy in observable Universe is given. The problem is treated from the point of view of the research fields on the boundary of which this fundamental task is situated, namely, astrophysics and theoretical physics. We emphasise that interdisciplinary nature of the problem of “dark sector” of Universe can assist in its resolution. The paper does not describe the history of the question, but is centred on revealing the main trends and perspectives.

ВСТУП

На сучасному етапі космологія — це поле активних теоретичних та експериментальних досліджень. Саме у цій галузі фундаментальні дослідження природи взаємодій та елементарних частинок знаходять точки дотику із астрофізикою (теорією еволюції зір та галактик, теорією раннього Всесвіту). На межі релятивістської астрофізики і космології та теорії елементарних частинок формується нова галузь знань — космомікрофізика (astroparticle physics), яка у багатьох країнах світу визнана найбільш пріоритетним напрямком фундаментальних досліджень. У 2005 р. сформовано міжгалузевий координаційний план досліджень у галузі космомікрофізики в Україні, а у 2007 р. розпочато цільову комплексну програму наукових досліджень НАН України «Дослідження структури та складу Всесвіту, прихованої маси і темної енергії».

Ситуації у космології та фізиці частинок схожі. В обох є докладно розроблені, випробувані та протестовані стандартні моделі. Однак космологія йде із певним випередженням — із публікацією даних експерименту WMAP та огляду SDSS галузь вступила у фазу «прецизійної» космології, коли точність визначення параметрів становить кілька відсотків.

Стандартна космологічна модель як сукупність встановлених фактів щодо природи спостережуваного Всесвіту дає міцний фундамент для розбудови стандартної моделі фізики частинок. До встановлених фактів можна зарахувати такі властивості Всесвіту: його нестационарність (розширення із прискоренням), ізотропність, однорідність у великих масштабах та структурованість у малих, існування реліктового випромінювання із високим рівнем ізотропності, відсутність топологічних дефектів, наявність темної матерії. Відповідно до цих фактів формулюються основні положення стандартної моделі: 1) розбігання галактик описується рівняннями Айнштейна для однорідного ізотропного Всесвіту, заповненого звичайною баріонною речовиною, випромінюванням, темною матерією та темною енергією; 2) на ранньому етапі еволюції Всесвіт пройшов через фазу експоненціального розширення (інфляція); 3) спостережуваний Всесвіт розвинувся із однієї причинно-зв'язаної області простору-часу, яка розтягнулась до розмірів сучасного горизонту частинки чи значно більших; 4) спостережувана великомасштабна структура Всесвіту є наслідком розвитку квантових флуктуацій метрики простору-часу, згенерованих до чи в період інфляції.

Із всіх частин космологічної моделі найпроблематичнішою залишається її «темний» сектор — темна енергія та темна матерія. Природа цих головних складових Всесвіту невідома, відомі лише загальні характеристики. Ця робота присвячена висвітленню методів і тенденцій, які у найближчому часі можуть пролити світло на сутність цих надзвичайно цікавих явищ.

ТЕМНА ЕНЕРГІЯ

Означення і параметризація. Темна енергія — це домінуюча в сучасну епоху енергетична складова Всесвіту, яка зумовлює його розширення з додатним прискоренням $\ddot{a} > 0$, де $a(t)$ — радіус 3-сфери у випадку 3-простору Рімана постійної додатної кривини, або радіус 3-псевдосфери у випадку 3-простору Рімана постійної від'ємної кривини (3-простір Лобачевського), або масштабний множник у випадку 3-простору Евкліда. Ця величина описує динаміку розширення однорідного ізотропного Всесвіту у

великих масштабах як розв'язок рівнянь Айнштейна

$$R_{ij} - \frac{1}{2} g_{ij} R = 8\pi \frac{G}{c^4} (T_{ij}^{(m)} + T_{ij}^{(de)}),$$

де R_{ij} — тензор Річчі 4-простору, $T_{ij}^{(m)}$ і $T_{ij}^{(de)}$ — тензори енергії-імпульсу матерії (m) і темної енергії (de), а g_{ij} — фундаментальний метричний тензор 4-простору

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \right], \quad (1)$$

де r, θ, φ — сферичні координати, $k = +1, 0, -1$ у 3-просторах з додатною, нульовою та від'ємною кривиною відповідно. Тут і далі латинські індекси i, j, \dots пробігають значення $0, 1, 2, 3$, а грецькі $\nu, \mu, \dots = 1, 2, 3$. Якщо матерію, яка включає баріонну речовину і темну матерію, та темну енергію описувати тензором енергії-імпульсу ідеальної рідини з густинами ρ_m і ρ_{de} та тисками $p_m = 0$ і $p_{de} = w_{de} \rho_{de}$ відповідно та перейти до безрозмірених величин

$$\Omega_m = \frac{\rho_m^{(0)}}{\rho_{cr}^{(0)}}, \quad \Omega_{de} = \frac{\rho_{de}^{(0)}}{\rho_{cr}^{(0)}}, \quad \Omega_k = -\frac{ka_0^{-2}}{H_0^2},$$

де H_0 — стала Габбла у сучасну епоху, а $\rho_{cr}^{(0)} = 3H_0^2/8\pi G$ — критична густина Всесвіту, то рівняння Айнштейна приводяться до вигляду

$$H = H_0 \sqrt{\Omega_m (a_0/a)^3 + \Omega_k (a_0/a)^2 + \Omega_{de} (a_0/a)^{3(1+w_{de})}}, \quad (2)$$

$$q = \frac{1}{2} \frac{\Omega_m (a_0/a)^3 + (1 + 3w_{de}) \Omega_{de} (a_0/a)^{3(1+w_{de})}}{\Omega_m (a_0/a)^3 + \Omega_k (a_0/a)^2 + \Omega_{de} (a_0/a)^{3(1+w_{de})}}, \quad (3)$$

де $H \equiv \dot{a}/a$ — стала Габбла, $q \equiv -\ddot{a}/(aH^2)$ — параметр прискорення в довільний момент часу t . Для сучасної епохи ($a = a_0$) отримаємо $\Omega_{de} + \Omega_m + \Omega_k = 1$, $q = (\Omega_m + (1 + 3w_{de})\Omega_{de})/2$. Додатне прискорення ($q < 0$) можливе лише за умови $w_{de} < -1/3$. Таким чином, для заданих властивостей матерії (густина та рівняння стану) динаміка розширення Всесвіту визначається вмістом Ω_{de} темної енергії та параметром рівняння стану $w_{de} \equiv p_{de}/\rho_{de}$.

Спостережені дані. Червоне зміщення $z = \Delta\lambda/\lambda$ ліній у спектрах далеких галактик, яке безпосередньо визначається із спостережень, пов'язане із масштабним множником $a(t)$ у момент випромінювання простим співвідношенням: $z = a_0/a - 1$. А оскільки залежність масштабного множника від часу визначається параметрами темної енергії (рівняння (2)—(3)), то можна будувати спостережені тести, які базуються на співвідношеннях «відстань, визначена за світністю, — червоне зміщення» та «відстань, визначена за кутовими розмірами, — червоне зміщення». Саме ці тести, реалізовані з допомогою космічного телескопа імені Габбла (HST) та зонда анізотропії мікрохвильового випромінювання імені Вілкінсона (WMAP), дали незаперечні докази існування у нашому Всесвіті домінантної за густиною темної енергії.

Перший із тестів можна представити у вигляді залежності «видима зоряна величина — червоне зміщення» для джерел випромінювання з відомою світністю або абсолютною зоряною величиною M :

$$m = 42.38 + M - 5lgh + 5lgz - 1.086(q_0 - 1)z,$$

де $h \equiv H_0/100$ км/(с·Мпк). Реалізований для Наднових зір типу Ia (SNIa) в далеких галактиках (до $z = 1.62$) за допомогою найпотужніших оптичних

телескопів світу [12, 13, 90, 91, 96–98, 117], він дає значення параметра прискорення в діапазоні $-1.08 \leq q_0 \leq -0.55$ [98], тобто $\ddot{a} > 0$ і $\Omega_{de} > 0$ на рівні достовірності 3σ . Найбільш оптимальні значення параметрів темної енергії: $\Omega_{de} = 0.71_{-0.05}^{+0.03}$ і $w_{de} = -1.02_{-0.19}^{+0.13}$, похибки 1σ отримані маргіналізацією за всіма параметрами.

У роботі [112] тест «видима зоряна величина — червоне зміщення» було застосовано до γ -спалахів із визначеними червоними зміщеннями. Сьогодні відомо 63 таких спалахи в діапазоні червоних зміщень $0.3 < z < 5.6$. Спалахи із червоними зміщеннями $z < 1.62$ були використані для нормування залежності $m(z)$ за Надновими типу Ia, а з діапазону $1.62 < z < 5.6$ — для визначення основних параметрів темної енергії. Точність такого визначення значно менша, ніж за Надновими типу Ia, але найбільш оптимальні значення є близькими. Це важливий результат, оскільки покриває значно більші масштаби у просторі і часі.

Тест «відстань, визначена за кутовими розмірами — червоне зміщення» може бути реалізований для структур з відомими лінійними розмірами D . Зіставляючи відстань $d_A = D/\alpha_D$, визначену за кутовими розмірами об'єкта α_D , із відстанню, обчисленою за його червоним зміщенням, можна визначити параметри темної енергії. Найбільш фізично обгрунтованим є застосування цього тесту до даних про кутовий спектр потужності флуктуацій температури реліктового випромінювання, отриманих в ряді наземних, стратосферних та космічних експериментів [19, 41, 61, 64, 86, 87]. Цей кутовий спектр містить акустичні піки, положення n -го акустичного піка визначається простим співвідношенням

$$l_n = n\pi \frac{d_A(\Omega_m + \Omega_{de}, h)}{r_s(\Omega_m, \Omega_b, h)},$$

де d_A — відстань до сфери останнього розсіювання, r_s — акустичний горизонт на момент космологічної рекомбінації, який відіграє роль «стандартного метра». Саме положення піків чутливе до суми $\Omega_m + \Omega_{de} = 1 - \Omega_k$, тобто до параметра кривини Ω_k . Вже перші визначення у стратосферних експериментах та перші дані WMAP показали [19, 41, 61, 86], що $\Omega_k \approx 0$. Беручи до уваги положення та амплітуди всіх піків та впадин між ними, можна з великою точністю встановити значення вмістів усіх компонентів — баріонної речовини Ω_b , темної матерії Ω_{dm} та темної енергії Ω_{de} . За результатами п'яти років вимірювань космічного мікрохвильового фону в експерименті WMAP отримано такі значення для параметрів темної енергії: $\Omega_{de} = 0.73 \pm 0.1$, $w_{de} = -1.06 \pm 0.4$ [48].

Інші застосування тесту «відстань, визначена за кутовими розмірами — червоне зміщення» пов'язані із оптичними спостереженнями на малих червоних зміщеннях. Зокрема, у спектрах потужності збурень густини речовини $P(k) = \langle \delta(k)\delta^*(k) \rangle$, де $\delta(k) \equiv F(\delta\rho(x)/\rho)$, отриманих у цифрових оглядах неба SDSS та 2dFGRS, було виявлено баріонні акустичні осциляції (BAO), передбачені А. Сахаровим ще у 1960-х рр., тому їх інколи ще називають «сахарівськими осциляціями». Їхнє положення у спектрі є своєрідним «стандартним метром». Порівняння спостережуваних положень із положеннями, обчисленими в космологічній моделі із заданими параметрами, дає можливість визначити параметри темної енергії [52]. Точність самих цих даних ще не достатня, щоб конкурувати з даними за Надновими типу Ia чи флуктуаціями температури реліктового випромінювання, але вони є важливим доповненням до них, оскільки у площині $\Omega_{de} - w_{de}$ ізолінії

функції правдоподібності мають інший нахил. Так, комбінація даних за Надновими типу Ia та ВАО дає такі значення для параметрів темної енергії: $\Omega_{de} = 0.73 \pm 0.02$, $w_{de} = -1.02 \pm 0.09$ [13], а комбінація WMAP + SNIa + ВАО: $\Omega_{de} = 0.722 \pm 0.02$, $w_{de} = -0.972 \pm 0.06$ [75]. (На сайті <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map> можна знайти результати 57 визначень із різних комбінацій даних для різних моделей.) Комбінація більшої кількості даних спостережної космології [1, 75] дає результати, близькі до цитованих тут у межах довірчих інтервалів 1σ .

Величини параметрів темної енергії отримуються також за визначенням масової частки міжгалактичного газу f_{gas}^{obs} у рентгенівських скупченнях галактик, відстані до них — за кутовими розмірами d_A та їхнім червоним зміщенням z . Порівняння із теоретично обчисленою величиною масової частки газу

$$f_{gas}^{th}(z, h, \Omega_m, p, \Omega_b, Q) = \frac{K A y b_0 (1 + \alpha_b z) \left(\frac{\Omega_b}{\Omega_m} \right) \left[\frac{d_A^{de}(z)}{d_A(z)} \right]^{1.5}}{1 + s_0 (1 + \alpha_s z)},$$

де перший дріб у правій частині — це параметри моделі рентгенівського скупчення [7], d_A^{de} — відстань, визначена за кутовими розмірами у космологічній моделі із заданими параметрами, дозволяє визначити параметри темної енергії. У роботі [101] цей метод був застосований до результатів визначень масової частки газу 42 рентгенівських скупчень галактик на основі даних космічного телескопа Chandra, та отримано наступний результат: $\Omega_{de} = 0.89 \pm 0.3$, $w_{de} = -1.2 \pm 0.5$. Точність методу невисока у порівнянні з іншими, але його цінність полягає у тому, що астрофізичні дані добре узгоджуються з космологічними.

Реліктове випромінювання, яке ми зараз спостерігаємо, дійшло до нас від сфери останнього розсіяння крізь неоднорідний Всесвіт. Наявність темної енергії зумовлює зміну із часом глибин потенціальних ям, утворених збуреннями матерії на шляху від сфери останнього розсіяння до нас. Оскільки відстань до сфери останнього розсіяння є скінченною, то збурення великих розмірів спричиняють появу анізотропії у накопичувальному зміщенні частоти реліктових квантів внаслідок різниці потенціалів, як це передбачає загальна теорія відносності. Такий накопичувальний ефект має назву інтегрального ефекту Сакса — Вольфа. Внаслідок цього ефекту кутовий розподіл матерії на великих масштабах має корелювати із кутовими неоднорідностями температури реліктового випромінювання. Виявлені кореляції [82] підтверджують попередні значення параметрів темної енергії.

Ще одним непрямим доказом існування темної енергії з параметрами $\Omega_{de} \approx 0.73$, $w_{de} \approx -1$ є добре узгодження теоретично обчисленого віку Всесвіту $t_0 = 13.73 \pm 0.12$ млрд років [65] із віком найстарших білих карликів 14.5 ± 1.5 млрд років [95], кулястих скупчень 13.5 ± 2 млрд років [32—34, 70] та віком старих зір гало Галактики 14.0 ± 2.4 млрд років, визначеним за вмістом урану U-238 [63].

Як бачимо, усі оцінки параметра рівняння стану темної енергії w_{de} дають значення, близькі до -1 , що відповідає космологічній сталій Айнштайна [50]. Більше того, це значення потрапляє в діапазон довірчих інтервалів 1σ у всіх визначеннях, цитованих тут. Таким чином, можна ствержувати, що теоретичні передбачення моделей з космологічною сталою узгоджуються із усією сукупністю космологічних та астрофізичних спостережних даних. Різниця максимальних значень функції правдоподібності для різних спостережних даних у Λ -моделях з найбільш оптимальними значеннями параметрів та моделях темної енергії з $w_{de} = \text{const}$ є статистично

несуттєвою [106]. Уведення змінного із червоним зміщенням параметра рівняння стану темної енергії $w_{de}(z)$ не змінює суттєво значень параметрів темної енергії [75], приведених у цьому параграфі.

Отже, моделі Всесвіту із космологічною сталою ще залишаються «життєздатними» з точки зору спостережних даних, але не мають поки що задовільної інтерпретації в рамках фізичних теорій фундаментальних взаємодій та моделей раннього Всесвіту.

Проблеми фізичної інтерпретації Λ -сталюї. Космологічна стала Λ була введена Айнштайном у рівняння загальної теорії відносності в 1917 р. [50] з метою компенсації гравітаційної дії однорідно розподіленої матерії на гранично великих масштабах, і отримання стаціонарних розв'язків для Всесвіту як цілого — у відповідності з тодішніми уявленнями про його вічність та стаціонарність. Однак Фрідман довів, що розв'язки Айнштайна з космологічною сталою не є стаціонарними у загальному випадку [55]. У 1929 р. Габбл [69], вимірявши відстані до далеких галактик за допомогою цефеїд та зіставивши їх із спектрами, отриманими Слайфером, виявив, що значення червоних доплерівських зміщень у середньому пропорційні відстаням до цих галактик — галактики віддаляються із швидкістю, яка пропорційна відстані до них. Це відкриття остаточно розвіяло уявлення про стаціонарність, а отже про вічність та незмінність Всесвіту і започаткувало еволюційні моделі Всесвіту. Одночасно зникла і пряма підстава для введення Λ -сталюї, однак зацікавлення нею не згасло. Зокрема, Леметр у 1933 р. [77, 78] інтерпретував скупчення галактик як квазістаціонарні області, у яких гравітаційне притягання компенсується розштовхуванням Λ -сталюю.

Згодом, в роботах [92, 107] було висунуто припущення, що спостережуваний пік у розподілі квазарів на червоному зміщенні $z \approx 2$ може свідчити про існування квазістаціонарної стадії розширення Всесвіту, спричиненої ненульовим значенням Λ -сталюї. Зельдович, натхненний цим аргументом, показав [2], що енергія нульових коливань вакууму є лоренц-інваріантною: — $\rho_{vac} = -\rho_{vac}c^2$, тобто еквівалентною Λ -сталюї: $T_{\mu\nu}^{vac} = \Lambda g_{\mu\nu}$. Важливість такого отождоження полягає у тому, що існування енергії вакууму є незаперечним з точки зору квантової механіки, оскільки призводить до спостережуваних неусувних природних ширин та лембівських зсувів* спектральних ліній. З іншого боку, загальна теорія відносності стверджує, що всі відомі типи енергій є джерелом гравітаційного поля і мають бути представлені у вигляді відповідних тензорів енергії-імпульсу у правій частині рівнянь Айнштайна: $G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} (T_{\mu\nu} + T_{\mu\nu}^{vac})$. Це означає, що введення Λ -сталюї у ці рівняння є необхідним для врахування гравітаційної дії енергії вакууму.

Однак пояснення числового значення спостережуваної величини Λ -сталюї виявилось непротим. Числове значення енергії нульових коливань вакууму виражається наступним інтегралом [80]:

$$\rho_{vac} \propto \int_0^{k_{cut}} \sqrt{k^2 + m^2} k^2 dk \propto k_{cut}^4,$$

де $k_{cut} \gg m$ — ультрафіолетова межа, або масштаб обрізання спектру, необхідний для отримання скінченного значення енергії вакууму. (У кван-

* У 1955 р. Лемб був удостоєний Нобелівської премії за відкриття зсуву в структурі енергетичного спектра атома водню. Цей зсув виміряно та розраховано з точністю до 11 значущих цифр. В основу теоретичного розрахунку покладено взаємодію електронів з нульовими коливаннями електромагнітного поля.

товій електродинаміці як завгодно велике значення енергії вакууму усувається перенормуванням, тому її абсолютне значення (скінченність) у цій теорії, на відміну від теорії гравітації, не є принциповим). Найбільш вірогідним масштабом обрізання є планківський масштаб $k_{cut} \propto M_{pl}$, з якого впливає величина для густини енергії вакууму: $\rho_{vac} \propto M_{pl}^4 \approx 10^{96}$ кг/м³. Ця густина на 123 порядки більша за спостережувану величину Λ -сталю: $\rho_\Lambda = 8\pi G\Lambda = 1.88 \cdot 10^{-26} \Omega_\Lambda h^2$ кг/м³. Оскільки необхідний масштаб обрізання $k_{cut} \propto M_X \approx 10^3$ еВ неможливо отримати в рамках відомих теорій елементарних частинок, Зельдович [2] висунув ідею упорядкування поляризованого вакууму — вакууму, який можна представити у вигляді народження і анігіляції однотипних пар «частинка-античастинка». Упорядкування полягає у зануленні сумарної маси спокою пар «частинка-античастинка», внаслідок чого залишається лише енергія їхньої гравітаційної взаємодії. Для маси m частинок, віддалених одна від одної на відстань $\lambda = \hbar/(mc)$, матимемо, що густина енергії гравітаційної взаємодії і енергія вакууму дорівнює $\rho_{vac} c^2 \approx (Gm^2/\lambda)/\lambda^3 = Gm^6 c^4/\hbar^4$. Необхідне значення енергії вакууму отримується для маси піона, меншої від маси протона і більшої від маси електрона. Цей результат є одночасно як обнадійливим — отримано необхідний порядок для значення енергії вакууму, так і непевним — очікуваного розвитку в теорії елементарних частинок ця ідея не отримала, внаслідок чого немає додаткових її обґрунтувань. Ще менш обґрунтованими виявились спроби сконструювати спостережувану величину ρ_Λ з густини енергії вакууму на планківських масштабах $\rho_{vac} \propto 10^{96}$ кг/м³ множенням її на $e^{-2/\alpha}$ [110], де $\alpha = e^2/(\hbar c)$ — стала тонкої структури, або на $(M_{SUSY}/M_{pl})^8$ [8], де $M_{SUSY} \approx 10^3$ GeV — енергетичний масштаб електрослабкої взаємодії, на якому порушується суперсиметрія.

Інша невирішена проблема енергії вакууму пов'язана з обставинами її виникнення. Цілковито природно вважати, що ця енергія є залишком процесів, які мали місце в ранньому Всесвіті. Оскільки густина енергії вакууму не змінюється під час його розширення, то у момент свого виникнення вона була на багато порядків менша за густини усіх інших компонентів середовища. У зв'язку із цим постає проблема тонкого налаштування густини енергії вакууму у ранньому Всесвіті, щоб на даний момент часу вона була сумірною із густиною матерії. При цьому несуттєва зміна її значення на порядок у ранньому Всесвіті призводить до трагічних наслідків для формування великомасштабної структури у майбутньому.

Ці проблеми спонукають, з одного боку, переглянути наші погляди на природу вакууму, з іншого — розглянути альтернативні можливості інтерпретації Λ -сталю.

Класичне скалярне поле як альтернатива Λ -сталю. Спостережні факти можна цілком адекватно описати без уведення Λ -сталю у космологічних моделях із скалярним полем [94, 113]. Для цього необхідно припустити, що скалярні поля, які є невід'ємною частиною сучасних теорій елементарних частинок*, наявні у Всесвіті як один із його компонентів. Коваріантна густина лагранжіана скалярного поля у найпростішому випад-

* У квантовій теорії поля скалярне поле асоціюється з частинками, які мають нульовий spin, зокрема бозонами та мезонами. У рамках стандартної теорії елементарних частинок маси лептонів пояснюються як наслідок їхньої взаємодії із бозонами Хітса [62]. Гіпотезу про існування бозона Хітса можуть спростувати або підтвердити експерименти на Великому адронному колайдері, <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>. Мезони не розглядаються як кандидати на утворення космологічних скалярних полів, оскільки час життя цих частинок є незначним.

ку має такий загальний вигляд: $L_\varphi = (1/2)g^{ij}\nabla_i\varphi\nabla_j\varphi - U(\varphi)$, де $U(\varphi)$ — потенціальна енергія. Врахування скалярного поля приводить до появи у правій частині рівнянь Айнштейна тензора енергії-імпульсу

$$T_{(\varphi)ij} = \nabla_i\varphi\nabla_j\varphi - g_{ij}\left(\frac{1}{2}g^{kl}\nabla_k\varphi\nabla_l\varphi - U(\varphi)\right).$$

У фоновій метриці (1) цей тензор має діагональний вигляд $T_{(\varphi)ij} = \text{diag}(\rho_\varphi, -p_\varphi, -p_\varphi, -p_\varphi)$, де $\rho_\varphi = \dot{\varphi}^2/2 + U(\varphi)$ та $p_\varphi = \dot{\varphi}^2/2 - U(\varphi)$, точка позначає похідну по координаті x^0 . З рівняння збереження $\nabla_i T_{(\varphi)j}^i = 0$ отримуємо рівняння

$$\ddot{\varphi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\varphi} + \frac{\partial U(\varphi)}{\partial\varphi} = 0,$$

з якого при відомій залежності $U(\varphi)$ та заданих початкових значеннях функцій $\dot{\varphi}_i$ і φ_i отримуємо величини ρ_φ та p_φ на заданий момент часу. Близька до нуля спостережувана кривина простору вимагає, щоб у теперішній момент часу $\rho_\varphi \approx 3H_0^2/(8\pi G) - \rho_m$, де H_0 — стала Габбла. Для прискореного розширення Всесвіту ($\ddot{a} > 0$) на основі рівнянь Фрідмана також необхідно, щоб у теперішній момент часу $p_\varphi < -(\rho_\varphi + \rho_m)/3$. Скалярне поле буде альтернативою Λ -сталій, коли у наш час кінетична складова енергії скалярного поля $\dot{\varphi}^2/2$ буде значно меншою за його потенціальну енергію $U(\varphi)$, щоб параметр стану $w_{de} = (\dot{\varphi}^2/2 - U(\varphi))/(\dot{\varphi}^2/2 + U(\varphi))$ був близький до значення -1 . Це можливо, якщо зміна потенціальної енергії за час існування галактик значно менша за значення потенціальної енергії у теперішній момент часу: $|\Delta U| \ll U_0$. Цю умову можна послабити, розглядаючи складніший випадок, коли скалярне поле внаслідок взаємодії із певним компонентом Всесвіту (скажімо, із ще одним скалярним полем) втрачає кінетичну енергію.

Моделі темної енергії. Окрім класичного скалярного поля, в космології на роль темної енергії розглядають чимало інших кандидатів. Якщо спосіб опису темної енергії є таким, що задається залежність її густини від часу або, що те ж саме, від масштабного фактора, або коли задається рівняння стану у вигляді $p_{de}(\rho_{de}, s)$, де s — ентропія, то таку темну енергію називають динамічною. Якщо темну енергію представляють у вигляді скалярного поля, то, в залежності від вигляду його лагранжіана, таку темну енергію називають квінтесенцією [30, 94, 113], фантомом [29, 31], К-есенцією [11, 56] чи тахіонним полем [103–105].

Серед динамічних описів темної енергії поширеним є спосіб, при якому задається залежність від масштабного фактора параметра стану $w_{de} = p_{de}/\rho_{de}$. Густина темної енергії у цьому випадку буде залежати від масштабного фактора за законом

$$\rho_{de} = \rho_{de}^0 a^{-3} e^{-3 \int_0^a w_{de}(a') da'}.$$

Якщо при цьому значення параметра стану w_{de} покласти сталим у часі, то отримуємо, що $\rho_{de} = \rho_{de}^0 a^{-3(1+w_{de})}$. Якщо $w_{de} = -1$, то темна енергія відповідатиме енергії вакууму, або Λ -сталій, тоді як при $w_{de} = -2/3$ темна енергія може описувати гіпотетичну наявність топологічних дефектів у вигляді стінок доменів. До динамічних типів темної енергії також належить газ Чаплигіна з рівнянням стану $p = -A\rho^{-1}$ [21, 72], де A — додатна константа. Газ Чаплигіна допускає зміну параметра стану в межах $-1 < w_{de} < 0$, причому у ранньому Всесвіті $w_{de} \rightarrow 0$, тоді як у безмежному

майбутньому $w_{de} \rightarrow -1$. Подібним чином може поводитися і тахіонне поле з лагранжіаном $L_\varphi = -U(\varphi)\sqrt{1 - g^{jk}\varphi_j\varphi_k}$. Покладаючи в лагранжіані тахіонного поля потенціальну енергію рівною величині \sqrt{A} , отримаємо скалярне поле, яке у випадку однорідного розподілу темної енергії є еквівалентним до газу Чаплигіна. Подібну залежність параметра стану також матимемо для класичного скалярного поля. Скажімо, якщо для такого поля квадрат швидкості звукових хвиль $c_s^2 \equiv \dot{\rho}_\varphi/\dot{\rho}_\varphi$ покласти сталим у часі, то у ранньому Всесвіті матимемо $w_{de} \rightarrow c_s^2$, тоді як у безмежно віддаленому майбутньому $w_{de} \rightarrow -1$.

Цілком інші значення параметра стану має фантомне скалярне поле, для якого $w_{de} < -1$. Лагранжіан такого поля має вигляд $L_\varphi = -(1/2)g^{jk}\varphi_j\varphi_k - U(\varphi)$. Його особливістю є те, що густина енергії фантомного поля з часом збільшується, тоді як для всіх інших типів скалярних полів густина з часом зменшується. Темна енергія у вигляді фантомного скалярного поля не призводить до проблеми тонкого налаштування, оскільки ми можемо покласти її енергію в ранньому Всесвіті рівною нулеві. Запровадження інших типів скалярних полів не вирішує даної проблеми остаточно. Тим не менше, розбіжність густини темної енергії та густин усіх інших компонентів у ранньому Всесвіті значно менша, ніж для Λ -сталої, особливо якщо розглядати скалярні поля, для котрих виконується нерівність $0 \leq \lim_{a \rightarrow 0} w_{de}(a) \leq 1/3$.

Погляди на проблему енергії вакууму. Стандартна модель фізики елементарних частинок передбачає існування скалярного поля Хіггса — комплексного $SU(2)$ -дублета з потенціальною енергією $U(\varphi) = -(1/2)\mu^2\varphi^+\varphi + (1/2)\lambda(\varphi^+\varphi)^2$, де знаком «плюс» позначене ермітове спряження, μ та λ — дійсні числа. При низьких енергіях скалярне поле «скочується» до мінімуму потенціальної енергії $\varphi^+\varphi = \mu^2/(2\lambda) \equiv v^2/2$, внаслідок чого порушується $SU(2)$ -симетрія, і безмасові W^\pm та Z^0 бозони набувають скінченних мас: $M_{W^\pm} = vg_2/2 \approx 80.4$ ГеВ та $M_{Z^0} = v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}/2 \approx 91.2$ ГеВ відповідно, де $g_1 \approx 1.14(4\pi\alpha)^{1/2}$ та $g_2 \approx 2.09(4\pi\alpha)^{1/2}$ — константи взаємодії, $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$ — стала тонкої структури. Поряд з тим встановлюється ненульове значення потенціальної енергії скалярного поля $U_{\min} = (1/4)\lambda v^4 \approx (1/4)\lambda(254)^4$ ГеВ⁴. Стала λ пов'язана з масою частинки Хіггса співвідношенням $m_H = (2\lambda)^{1/2}v$ [9, 46], звідки $\lambda = (1/8)g_2^{2(m_H/M_{W^\pm})^2}$. Покладаючи, у відповідності із результатами експериментів, що 114.4 ГеВ $< m_H < 205$ ГеВ з вірогідністю 95 % [53, 118], отримуємо $0.0074 < \lambda < 0.024$. При таких значеннях сталої λ потенціальна енергія у 10^{54} разів перевищує значення, необхідне для пояснення спостережуваної величини Λ -сталої [3]. І хоча потенціальну енергію ще можна перенормувати до необхідної величини $-U(\varphi) \rightarrow U(\varphi) + U_0$, це призведе до вже згаданої вище проблеми тонкого налаштування. Уникнути цієї проблеми можна вибором потенціальної енергії Хіггса у вигляді $U(\varphi) = \lambda(\varphi^+\varphi - (1/2)v^2)^2$, так що у мінімумі її величина дорівнює нулеві. Однак у цьому випадку поле Хіггса не буде темною енергією чи вакуумним полем, яке дає значення Λ -сталої.

Незважаючи на значний успіх в описі електрослабких взаємодій між елементарними частинками, Стандартна модель містить ряд невирішених проблем. Перш за все це проблема ієрархії, яка походить від несумірності енергетичного масштабу електрослабкої взаємодії ($\approx 10^3$ ГеВ) з масштабом Планка ($M_{pl} \approx 10^{19}$ ГеВ). Як наслідок, радіаційні поправки до маси

частинки Хіггса набагато більші за її очікуване значення. Однопетлевий внесок до маси частинки Хіггса за рахунок взаємодії із ферміонним полем можна спрощено зобразити як $m_H^2 = m_0^2 - C^2 \Lambda^2$ [14, 15], де Λ — енергетичний масштаб ультрафіолетового обрізання, $C \approx \lambda_f$, λ_f — стала взаємодії частинки Хіггса із ферміоном та його суперпартнером. Якщо $\Lambda \approx M_{pl}$, то поправка до квадрата маси m_0^2 щонайменше на 30 порядків перевищує значення m_H^2 ! Хоча значення m_0^2 є довільним, скорочення 30 порядків внаслідок віднімання двох величин є неймовірним. Тобто, стандартна модель елементарних частинок містить проблему тонкого налаштування. Таку розбіжність можна зменшити, якщо припустити існування «нової фізики» на енергетичних масштабах, значно менших за планківський, зокрема на енергетичному масштабі Великого об'єднання порядку 10^{16} GeV [76]. Однак цей масштаб лише на шість порядків зменшує розбіжність.

Найбільш обґрунтованим вирішенням проблеми ієрархії є розширення стандартної моделі елементарних частинок до мінімальної суперсиметричної стандартної моделі (MSSM) [44, 47], яка передбачає наявність суперпартнерів: кожному бозону відповідає еквівалентний за масою ферміон, і навпаки — кожному ферміону відповідає еквівалентний за масою бозон. Внаслідок існування суперпартнерів однопетлеві розбіжні внески порядку Λ^2 скорочуються. Однак у цієї теорії є одна суттєва вада — вона не підтверджується експериментом: не існує бозона с-електрона з масою 0.511 MeV, або бозона с-мюона з масою 106 MeV. Дослідження, проведені на e^+e^- -колайдері LEP, вказують на те, що маси всіх заряджених суперсиметричних партнерів до відомих частинок мусять бути більшими, ніж 60–80 GeV. Дослідження $p\bar{p}$, проведені на Теватроні, вказують на можливі значення мас с-кварка та глюіно (суперпартнера глюона) в межах 150–200 GeV [4, 6]. Існування суперсиметричних частинок мають найближчим часом підтвердити або спростувати експерименти, які щойно стартували на Великому адронному колайдері LHC (<http://lhc.web.cern.ch/lhc/>). Якщо суперсиметричні частинки будуть виявлені, то суперсиметричну теорію слід доповнити механізмом (додавши певні доданки до суперсиметричного лагранжіана), який порушуватиме суперсиметрію, приводячи до різниці між масами відомих частинок та їхніми суперпартнерами. У випадку, коли порушення суперсиметрії зберігає скорочення доданків порядку Λ^2 , то його, а також механізм, який спричинив таке порушення, називають м'якими [47]. М'яке порушення суперсиметричної теорії здатне повністю вирішити проблему ієрархії, якщо енергетичний масштаб, на якому відбувається це порушення, не перевищує 1 TeV. У протилежному випадку, коли енергетичний масштаб порушення суперсиметрії є вищим, проблема ієрархії вирішується лише частково — розбіжність залишається суттєвою, однак значно меншою, ніж у несуперсиметричній стандартній моделі. Розглядають три основні механізми м'якого порушення суперсиметрії: 1) порушення суперсиметрії, спричинене гравітацією (Gravity Mediated Supersymmetry Breaking) [35], 2) порушення суперсиметрії, спричинене калібрувальними полями (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) [58]; 3) порушення суперсиметрії, спричинене конформними аномаліями (Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking) [57, 93].

Якщо суперсиметрична теорія виявиться правильною, то слід переглянути наші погляди щодо природи вакууму. З точки зору квантової електродинаміки вакуум є суперпозицією віртуальних частинок та античастинок, які народжуються і зникають за час $\Delta t < \hbar/(mc^2)$. Якщо (порушена)

суперсиметрія має місце у природі, то вакуум повинен містити віртуальні суперпартнери частинок і античастинок. Іншими словами, вакуум є суперсиметричним. Якщо суперсиметрія не є порушеною, то дія оператора Гамільтона суперсиметричної моделі на вакуумний стан має приводити до нульової густини енергії вакууму $E_{vac} = 0$ [47]. Внаслідок порушення суперсиметрії енергія вакууму стає більшою за нуль ($E_{vac} > 0$). Таким чином, порушення суперсиметрії приводить до ненульового позитивного значення густини енергії вакууму. Це дає підстави сподіватися, що існує фізично обґрунтований механізм м'якого порушення суперсиметрії, який приводить до спостережуваного значення Λ -сталой.

На жаль, урахування механізмів порушення суперсиметрії дуже часто приводить до розширення теорії суперсиметрії до ще складніших і загальніших теорій, які передбачають уведення більш загальних видів симетрій та/або додаткових вимірів. Це тягне за собою перегляд наших поглядів на природу вакууму, і, в перспективі, переадресацію проблеми вмісту темної енергії до ще не створеної найбільш загальної теорії, що буде здатна поєднати усі відомі взаємодії. Деякі розширення теорії суперсиметрії настільки екзотичні, що допускають відсутність порушення суперсиметрії [115, 116], і покладають енергію вакууму рівною нулеві. Це може вирішити проблему тонкого налаштування у ранньому Всесвіті, однак не пояснює значення густини темної енергії у наш час. Наприкінці відзначимо, що у тому випадку, якщо суперсиметрія не підтвердиться в експериментах на Великому адронному колайдері, все одно залишатимуться можливості усунення проблеми ієрархії [10]. Однак перш ніж розвивати альтернативні напрямки вирішення вказаних проблем, доцільно дочекатися результатів цих експериментів. Тим більше, що суперсиметрія здатна допомогти вирішити не лише проблему темної енергії, а й темної матерії.

Проблема темної енергії з точки зору альтернативних теорій гравітації. Оскільки припущення про існування темної енергії зроблено для пояснення прискореного розширення Всесвіту на основі рівнянь загальної теорії відносності Айнштейна, то необхідно також обговорити деякі можливі аспекти розвитку цієї теорії гравітації.

Цілком виправданим шляхом узагальнення загальної теорії відносності є ускладнення геометрії [49, 51, 114] та/або топології [42, 71, 73, 81], які лежать в її основі. Згідно із основним постулатом цієї теорії рух частинки в гравітаційному полі є її рухом у викривленому матеріальними полями просторі. Тому ускладнення геометрії та/або топології можуть бути виправданими з точки зору врахування нових ступенів вільності або нових джерел гравітаційного поля. На даний момент часу немає аргументів, які б змусили відмовитись від ріманової геометрії. Запровадження додаткових вимірів (що еквівалентно зміні топології без зміни ріманової геометрії), дає можливість інтерпретувати темну енергію як їхній прояв.

Істотного перегляду теорія гравітації може зазнати на малих масштабах, де проявляються квантові властивості. У цьому випадку координати та імпульси перестають бути спостережуваними величинами і відіграють роль параметрів, за посередництвом яких спостережувані величини визначаються. Відповідь на питання «якою має бути теорія гравітації на цих масштабах?» залежить від відповіді на питання «чи існують квантові системи утворені на основі гравітаційної взаємодії?» Такі системи повинні поглинати та випромінювати кванти гравітаційного поля — гравітони, подібно до того, як атоми та молекули випромінюють і поглинають кванти електромагнітного поля — фотони. Якщо такі системи існують, то на малих масштабах

загальна теорія відносності повинна переходити у квантову теорію гравітації. Ця теорія у перспективі покликана об'єднати усі відомі взаємодії природи в рамках «теорії усього». На жаль, сьогодні недостатньо аргументів для побудови квантової теорії гравітації, оскільки її вигляд залежить від того, які базові положення квантової теорії та загальної теорії відносності слід зберегти незмінними, а які й яким чином слід змінити для їхнього остаточного узгодження. Одним із різновидів квантової теорії гравітації є супергравітація. Можливе вирішення проблеми темної енергії в рамках цієї теорії запропоновано у роботі [28]. Теорія струн, основною метою якої є пояснення відсутності вільних кварків, включає гравітон, і тому одночасно є варіантом теорії гравітації. Ця теорія може включати суперсиметрію (теорія суперструн), однак вирішення проблеми вакууму в її рамках не є простим [116]. Існують й інші варіанти квантової теорії гравітації, такі як М-теорія або петлева квантова теорія гравітації тощо. Однак на даний момент немає вказівок на шляхи розв'язання проблеми темної енергії з точки зору зазначених теорій.

Будь-яка якісна зміна теорії гравітації пов'язана з переглядом уявлень про простір і час. У механіці Ньютона простір і час є окремими сутностями, їхні параметри не залежать ні від розподілу матерії у просторі, ані від спостерігачів, які їх вимірюють. У спеціальній теорії відносності простір і час утворюють єдину сутність — простір-час, внаслідок чого значення параметрів простору і часу залежать від відносного руху спостерігачів, які їх вимірюють, однак не залежать від розподілу матерії у просторі-часі. У загальній теорії відносності, яка є релятивістською теорією тяжіння, властивості простору-часу визначаються розподілом у ньому матерії.

У квантовій теорії на точність визначення параметрів простору-часу накладаються принципові обмеження. Скажімо, якщо еталоном міри приладу, за допомогою якого визначають час і координати, є частинки (фотони, електрони, протони тощо) з енергіями E , то точність визначення часу і координат становитиме $\Delta t \geq h/E \geq t_p = \sqrt{\hbar G/c^5} \approx 5.39 \cdot 10^{-44}$ с і $\Delta x \geq hc/E \geq l_p = \sqrt{\hbar G/c^3} \approx 1.62 \cdot 10^{-35}$ м відповідно. Квантова теорія не враховує залежності простору-часу від розподілу матерії, тоді як загальна теорія відносності не враховує принципові обмеження на точність характеристик частинок. Обмежене поєднання принципів квантової фізики та загальної теорії відносності, у якому гравітаційне поле, на відміну від інших полів, продовжує трактуватися у класичному дусі, реалізоване у квантовій теорії поля у викривленому просторі-часі [22, 60]. На противагу до квантових теорій гравітації, гравітаційне поле на малих масштабах залишається класичним. Тобто ми покладаємо, що квантових систем, утворених гравітаційною взаємодією, не існує, як і носіїв гравітаційної взаємодії (гравітонів). Перенормування, яке необхідно зробити в даній теорії, зумовлює появу поправочних доданків до рівнянь загальної теорії відносності, що дає можливість пояснити наявність темної енергії у Всесвіті [60].

Ми обговорили необхідність перегляду загальної теорії відносності на малих просторових масштабах, де проявляються квантові властивості. Однак залишаються аргументи, врахування яких призводить до зміни загальної теорії відносності загалом. Одним із таких аргументів є твердження, що принцип Маха в рівняннях загальної теорії відносності необхідно врахувати у явному вигляді. Згідно із цим принципом інерційні властивості тіл обумовлюються глобальним розподілом матерії. Необхідність врахування принципу Маха в рівняннях теорії гравітації розглядалась ще Айнштайном, однак цей принцип в остаточному вигляді рівнянь загальної теорії від-

носності так і не був врахований. Тим не менше, загальна теорія відносності не суперечить принципу Маха, що дозволяє стверджувати, що він наявний у цій теорії неявним чином. Спосіб урахування принципу Маха явним чином запропонували в 1961 р. Бранс і Діке [26, 27]. Він полягає у тому, що константу гравітаційної взаємодії покладено залежною від координат і часу та представлено у вигляді скалярного поля $\varphi = 1/(8\pi G)$. При цьому лагранжіан теорії гравітаційного поля змінено наступним чином:

$$L_{BD} = \sqrt{-g} \left(\varphi R - \frac{\omega}{\varphi} g^{ij} \nabla_i \varphi \nabla_j \varphi - U(\varphi) \right).$$

Ця теорія належить до гравітаційних теорій, у яких припускається зміна з часом константи гравітаційної взаємодії G . Про можливість зміни у часі фундаментальних констант уперше заявив в 1938 р. Дірак [45] у своїй гіпотезі «великих чисел», яка базується на припущенні, що відношення електростатичної і гравітаційної сил між двома елементарними частинками має приблизно той же порядок, що й вік Всесвіту, виражений в атомних одиницях. Дірак припустив, що вказане відношення є фундаментальним і тому справедливим у будь-який момент часу. Це означає, що принаймні одна із констант взаємодії, що входить до цього співвідношення, залежить від часу. Зокрема він поклав, що $G(t) \approx G_0 + \dot{G}_0(t - t_0)$. На сьогодні є чимало оцінок величини \dot{G}_0/G_0 [36]. Ми не будемо їх перераховувати, відзначимо лише, що сучасні дані накладають обмеження на зміну константи гравітаційної взаємодії $|\dot{G}_0/G_0| \lesssim 10^{-12}$ років⁻¹. Тобто, характерний час її зміни перевищує вік Всесвіту $t_0 \approx 10^{10}$ років. Іншими словами, поле φ має повільно змінюватись у часі. Власне таку вимогу накладають на скалярне поле, яке є альтернативою до Λ -сталого.

Інша обставина, яка дозволяє змінити загальну теорію відносності, є неоднозначність лагранжіана гравітаційного поля [108] $L_g = (16\pi G)^{-1} (-g)^{-1/2} \cdot f(R)$, де залежність $f(R)$ можна покладати довільною. У загальній теорії відносності для простоти покладено, що $f(R) = R$. Однак у більш загальному випадку рівняння гравітаційного поля матимуть вигляд

$$f'(R) R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} f(R) = \kappa T_{ik}.$$

Дивергенція від лівої частини такого рівняння загалом не дорівнює нулеві. Це означає, що тензор енергії-імпульсу матерії не зберігається ($\nabla_i T^i_k \neq 0$). У цьому випадку не лише матерія є джерелом гравітаційного поля, а й гравітаційне поле є джерелом матерії. Така теорія має обмеження — подібно до скалярно-тензорної теорії Бранса — Діке вона передбачає зміну з часом сталої гравітаційної взаємодії $G_{\text{ef}} = G/f'(R)$. Така теорія активно розвивається, оскільки є наближенням складніших теорій модифікованої гравітації (теорії бран, скалярно-тензорних теорій гравітації, скалярно-векторно-тензорних теорій гравітації тощо).

ТЕМНА МАТЕРІЯ

Означення і параметризація. За означенням «темна матерія» (або прихована маса) — це матеріальна складова Всесвіту (маса), котра не бере участі в електромагнітній взаємодії, її наявність можна непрямо виявити лише за гравітаційною дією на видиму (світну) речовину. У рамках сучасної стандартної космологічної моделі для опису темної матерії використовують

параметр вмісту (густини енергії) $\Omega_{dm} \equiv \rho_{dm}^0 / \rho_{cr}^0$. Цей параметр не описує реального наповнення темної матерії, себто із яких саме частинок (чи класу частинок) вона складається, з якими масами та квантовими числами, у яких концентраціях та пропорціях. За отриманими до цього часу відомостями можна лише стверджувати, що переважна частина маси має небаріонну природу. З цього боку проблема темної матерії межує із фізикою елементарних частинок, головне завдання якої на сучасному етапі — запропонувати узгоджених кандидатів на ці частинки. Таким чином, проблема темної матерії є у своїй суті міждисциплінарною, на межі фізики елементарних частинок, високих енергій, астрофізики та космології.

Загалом частинки темної матерії у космологічному контексті вважаються реліктовими, оскільки припускається, що вони утворилися на ранніх етапах еволюції Всесвіту, у певний момент внаслідок розширення Всесвіту припинили взаємодію із іншими компонентами (окрім гравітаційного). Залежно від швидкостей частинок уведено поділ темної матерії на гарячу (ультрарелятивістські швидкості), теплу (релятивістські) та холодну (нерелятивістські). У цьому контексті постають додаткові параметри, наприклад: температура (червоне зміщення) відокремлення цих частинок; довжина вільного пробігу (пов'язана із перерізом взаємодії та швидкістю), яка визначає властивості скупчування темної матерії та масштаб загасання збурень густини у цьому компоненті.

Темна матерія має проявлятися у широкому діапазоні масштабів: на локальному (на рівні гравітаційних систем Землі, Сонячної системи), на рівні окремих астрофізичних об'єктів (галактики різних типів та скупчення), на рівні великомасштабної структури та Всесвіту в цілому.

Очевидно, що в основу самого поняття темної матерії закладено припущення про справедливість теорії тяжіння в її сучасному вигляді (класична теорія Ньютона і загальна теорія відносності). Як альтернатива до темної матерії пропонуються різноманітні модифікації теорії тяжіння [17, розд. 11] та [88, ч. 3]. У цьому огляді ми будемо сповідувати консерватизм, і не розглядатимемо таких гіпотез, позаяк їм бракує всебічної перевірки спостережними даними, а гіпотеза про темну матерію є найпростішою та найбільш правдоподібною як з точки зору астрофізики, так і фізики елементарних частинок.

Спостережні підстави. Темна матерія за приблизно 70-річну історію обговорення отримала велику кількість доказів (переважно непрямих) на користь свого існування. На сучасному етапі дискусія вже відбувається не у площині існування чи неіснування цього компонента, а радше щодо пошуку найповнішого та відповідного до спостережень пояснення численних астрофізичних проявів.

Самі астрофізичні прояви ТМ можна класифікувати умовно за методикою досліджень:

- астрофізичні (вивчається роль ТМ у динаміці формування певного об'єкта, наприклад окремої галактики, групи чи скупчення галактик);
- гравітаційне лінзування;
- формування великомасштабної структури Всесвіту;
- загальні космологічні підстави.

Астрофізичні методи. Історично перший доказ на користь існування темної матерії було отримано Цвікі [119], який застосував теорему віріала до багатого скупчення галактик у сузір'ї Кома (Coma cluster). Скупчення галактик вважаються найбільшими гравітаційно зв'язаними об'єктами у Всесвіті, їх розглядають як систему, що вже динамічно релаксувала. За

рухами галактик на краю скупчення на основі теореми віріала можна оцінити повну гравітаційну масу скупчення, і таким чином отримати оцінку відношення гравітаційної маси скупчення до його загальної маси, отриманої на основі сумарної світності M/L , яке може сягати кількох сотень. Вимірювання рентгенівської температури міжгалактичного газу у скупченнях галактик дають змогу незалежно визначити масу і профіль густини цих об'єктів. Фізика скупчень галактик — одне із найбагатших джерел інформації у космології, див. огляд [24] та [88, розд. 6]. За функціями рентгенівської температури скупчень галактик було отримано [102]: $\Omega_m = 0.34_{-0.08}^{+0.03}$ і $\sigma_8 = 0.71_{-0.14}^{+0.03}$.

Іншим джерелом інформації є динаміка утворення скупчення галактик, яка може проявлятися до моменту віріалізації. За допомогою аналізу зображень унікального явища злиття двох скупчень галактик внаслідок зіткнення, 1E0657-56 (скупчення «Куля»), отриманих наземними телескопами і космічним телескопом Габбла, було реконструйовано розподіл темної матерії цього об'єкту. Його порівняння із зображенням з орбітальної рентгенівської обсерваторії Chandra [37] свідчить, що на високому рівні достовірності виявлено просторове відокремлення світної плазми від загального центру мас. За аналогічною методикою, доповненою даними сильного лінзування, було проаналізовано ще одне масивне злиття скупчень галактик, MACS J0025.4-1222 [25]. Очевидна відмінність у розподілі темної та світної мас однозначно вказує, що у цих об'єктах переважна частина поводить як беззіткнювальний пил (тобто є холодною темною матерією), а внутрішня щодо скупчення плазма має складнішу поведінку. Об'єкти такого типу практично неможливо пояснити за допомогою модифікацій теорії гравітації, або припущенням про самовзаємодію темної матерії.

В еліптичних галактиках вміст темної матерії визначається за вимірюваннями дисперсії швидкостей зір або кулястих скупчень зір, як, наприклад, у роботі [99].

Дослідження процесу формування галактик різної морфології, астрофізичних проявів динаміки формування подає засіб для вивчення темної матерії. Наприклад, застосування ньютонівської динаміки (законів Кеплера) до пояснення швидкості обертання рукавів класичної спіральної галактики дає передбачення, що крива обертання зір (залежність швидкості обертання від відстані до центра галактики) повинна спадати до периферії. Здійснені у 1970-х рр. спектроскопічні спостереження спіральних галактик «з ребра» [100] виявили плоску криву обертання, що найкраще пояснювалося домінуванням маси темної матерії. Це було практично першим твердим свідченням про існування ТМ у галактиках.

Дослідження структури галактик вказують на їхню доволі складну внутрішню будову. Динаміка утворення галактик (точніше її темної складової — гало) моделюється за допомогою комп'ютерних симуляцій із N тіл, що обчислюється на суперкомп'ютерах. Яскравий приклад таких обчислень — недавні результати моделювань GHALO [109] та Via Lactea [43]. Але під час порівняння результатів моделювання із спостереженнями з'являється ряд концептуальних проблем. Наприклад, потрібно побудувати складну модель для процесу виносу галактичних баріонів у так зване «тепло-гаряче» міжгалактичне середовище. Це явище можна описати за допомогою вітрів, що спричиняються вибухами Наднових зір, динамічними ефектами навколо активних ядер галактик або надмасивних чорних дір. Щоб правдоподібно змодельовати ці процеси, потрібно докладно вивчити фізику зореутворення та її динамічного зворотного зв'язку із формуванням галактики.

По-друге, числові моделювання передбачають занадто велику кількість супутників малої маси (гало карликових галактик), аніж це спостерігається сьогодні. Також виникають проблеми у відтворенні деталізованої структури розподілу темної матерії у галактиці — профілю густини, для якого моделювання передбачає гострий перелом у центрі замість плоского плато [38].

Для тестування результатів такого моделювання природно використати нашу галактику — Молочний Шлях, яка складається із зоряного диску, гало старих зір, центрального балджу із зір, а також із гало темної матерії, галактик-супутників. Дослідження мас 23 галактик-супутників Молочного Шляху [111] виявило, що, незважаючи на суттєві відмінності між цими галактиками, усім їм властивий спільний мінімальний масштаб мас на рівні $10^7 M_{\odot}$, що суперечить властивостям холодної темної матерії і може свідчити на користь її теплового виду. Для карликових галактик загалом характерний високий вміст темної матерії [18]. У 2005 р. за спостереженнями у радіолінії нейтрального водню було відкрито темну галактику, що є практично окремим гало із темної матерії [83]. У підсумку дедалі більше спостережних фактів дають змогу деталізувати роль темної матерії у формуванні конкретних астрофізичних об'єктів.

Формування структури Всесвіту. Як зазначалося вище, темна матерія відіграє головну роль у формуванні динамічних систем типу галактик і скупчень галактик, які у сукупності формують великомасштабну структуру Всесвіту. Формування великомасштабної структури описується теорією гравітаційної нестійкості, яка описує розвиток первинних збурень густини на фоні однорідного ізотропного Всесвіту, що заповнений випромінюванням, баріонною речовиною, темною матерією та темною енергією.

У цьому механізмі також важливим є питання ієрархії виникнення структури, тобто у якому порядку відбувається скупчування речовини. У моделі із домінуючою холодною темною матерією структура має формуватися за принципом «знизу догори» — першими утворюються структури найменшого масштабу, із яких складаються структури більших масштабів. Незважаючи на успіхи моделей з холодною темною матерією у поясненні великомасштабної структури Всесвіту, а саме відтворення спостережуваного галактичного спектру потужності та картини павутиноподібного розподілу галактик, залишаються неузгодженості, переважно пов'язані із неоднозначностями у тлумаченні фізики утворення галактик. Динамічні ефекти формування (від'ємний зворотний зв'язок) можуть призводити до «антиієрархічної» поведінки, коли масивні галактики раннього типу є старшими за своїх відповідників із малою масою.

Дослідження пекулярних швидкостей галактик на фоні габблівського розбігання є важливим засобом визначення розподілу речовини, оскільки ці швидкості прямо відслідковують поле швидкостей речовини, що у свою чергу лінійно пов'язано із полем збурень густини. Із аналізу пекулярних швидкостей спіральних та еліптичних галактик в околицях Місцевої групи галактик знайдено, що $\Omega_m = 0.30_{-0.07}^{+0.17}$ [54], 0.22 ± 0.02 [84], $0.21_{-0.09}^{+0.22}$ [89].

Важливим є також аналіз співвідношення просторового розподілу галактик і темної матерії. Фізика формування галактик пов'язує функцію розподілу заселеності гало із просторовим зміщенням (байсінгом) та зміщенням швидкостей галактик у гало. Для заданого набору космологічних параметрів та функції розподілу заселеності гало можна розрахувати статистику кластеризації галактик на різних масштабах. На основі порівняння змодельованого розподілу просторово-обмеженої вибірки 200 000

яскравих галактик із спостережними даними з каталогу SDSS у роботі [5] було знайдено оптимальні значення трьох параметрів: $\Omega_m = 0.278 \pm 0.027$, $h = 0.698 \pm 0.026$ і $\sigma_8 = 0.812 \pm 0.028$.

Обмеження на значення параметра Ω_m та амплітуди збурення густини речовини σ_8 впливають із порівняння змодельованої функції мас багатих скупчень галактик та отриманої на основі каталогу SDSS у роботі [16]: $\sigma_8 \Omega_m^{0.6} = 0.33 \pm 0.05$.

Гравітаційне лінзування. Дослідження гравітаційного лінзування є незалежною методикою, бо покладається лише на загальну теорію відносності і не потребує припущень щодо внутрішньої будови об'єкта. Сильне гравітаційне лінзування спостерігається у випадку, коли масивні скупчення галактик сильно спотворюють зображення галактик поля (тла). Вимірюванням форми спотворень у вигляді кілець (дуг) можна оцінити масу скупчення-лінзи, а сучасні методики дають можливість визначити профіль густини і навіть картографувати розподіл маси у скупченні. Гравітаційне лінзування у слабкому режимі призводить до спотворень у розподілі об'єктів тла під дією поля гравітації об'єкта переднього фону, що виявляються статистичними методами. За допомогою гравітаційного лінзування було проаналізовано вміст темної матерії багатьох скупчень галактик, дані досліджень сильного і слабого лінзування для 139 скупчень зведено у препринті [40]. Успіхи у методиках картографування розподілу темної матерії у кількох наймасивніших галактиках описано у роботі [79].

Із появою великих оглядів неба стало можливим космологічне застосування слабого гравітаційного лінзування для отримання статистичної оцінки середньої густини речовини, а точніше комбінації параметрів $\sigma_8 \Omega_m^{0.52}$. Огляд сучасного стану досліджень слабого гравітаційного лінзування подано у оглядових роботах [66, 85].

І ще один вид явища гравітаційного лінзування — мікролінзування. Воно дає змогу в'яснити, чи може баріонна речовина складати суттєву частку темної матерії у Галактиці. Для досліджень мікролінзування використовуються фотометричні спостереження блиску далеких зір у режимі моніторингу, таким чином можна виявити компактні об'єкти малої маси та низької світності — темні зорі, планети тощо. Таким чином було встановлено верхню межу на масову частку матерії баріонної природи у диску Галактики — у декілька разів меншу за гравітаційну масу галактики [59].

Загальні космологічні підстави. В узгодженій космологічній моделі Ω_{dm} є одним із найголовніших параметрів серед близько 11 параметрів. Визначення параметрів космологічної моделі (тестування) здійснюється на основі спостережних даних із різних джерел:

- глобальні властивості Всесвіту — динаміка розширення Всесвіту;
- анізотропія реліктового випромінювання;
- великомасштабна структура Всесвіту.

Велика сукупність даних, що належать до різних червоних зміщень та масштабів, дає змогу визначити космологічні параметри вмісту із точністю кілька відсотків [1], тому говорять про епоху прецизійної космології. Досягнення такої точності можливе саме завдяки комплексному підходові та широкому наборові використаних даних. Наприклад, за даними із анізотропії температури реліктового випромінювання при фіксованому значенні сталої Габбла H_0 фіксуються не самі параметри, а приблизно комбінація $\Omega_m + \Omega_{de}$, дані аналізу швидкості розширення Всесвіту за Надновими зорями фіксують приблизно $\Omega_m - \Omega_{de}$, слабе лінзування, пекулярні швидкості,

L_α -ліс ліній поглинання згрубува фіксують значення $\sigma_8 \Omega_m^{-0.6}$, виявлені баріонні акустичні осциляції — Ω_m/Ω_b .

Таким чином отримується значення для вмісту всіх видів матерії $\Omega_m = 0.27$. З іншого боку, теорія космологічного нуклеосинтезу у застосуванні до даних про вміст легких елементів у міжгалактичному середовищі (дейтерій) та атмосферах найстаріших зір (гелій, літій та ін.) визначає густину баріонної речовини не вище за 5 % від середньої повної густини енергії Всесвіту. Отже, речовина у Всесвіті повинна складатися головним чином із небаріонної темної матерії. Цей факт встановлено шляхом спільного визначення параметрів космологічної моделі із сукупності даних. Визначені таким чином параметри дають передбачення, що найкраще відповідають різномірним даним із різних джерел. Найточніше вміст темної матерії визначено за даними експерименту WMAP: $\Omega_{dm} = 0.22 \pm 0.04$.

Кількісні визначення вмісту баріонної речовини та прихованої маси, базовані на різних методах, добре узгоджуються між собою: баріонна речовина складає 3—5 %, а темна матерія — 20—30 % повної густини енергії Всесвіту.

Темна матерія з точки зору фізики частинок. *Теоретичні гіпотези.* У фізиці елементарних частинок у рамках певної фізичної теорії виникає ряд частинок, які можуть бути кандидатами на склад небаріонної темної матерії. Існування певних частинок у теорії не вмотивовано безпосередньо астрофізичними чи космологічними міркуваннями, тому збіг у прогнозованих властивостях свідчить на користь обидвох сусідніх галузей.

Згідно із спостережними підставами можна висунути такі вимоги до кандидатів:

- стабільність або тривалий період піврозпаду;
- нейтральність щодо електромагнітних та сильних ядерних взаємодій, участь лише у слабких взаємодіях;
- масивність (радше мала швидкість).

Клас частинок, які відповідають таким вимогам, отримав назву «масивних частинок із слабкою взаємодією», WIMP (Weakly Interacting Massive Particles).

Стандартна модель елементарних частинок (SM, Standard Model) може запропонувати на роль темної матерії лише масивні нейтрино, але вони, очевидно, не задовільняють третю із перерахованих вимог, бо є гарячою темною матерією. Нейтрино можуть складати незначну частину загальної темної матерії, тобто має місце модель із змішаною темною матерією.

Згрубува частинки-кандидати можна класифікувати як аксіони, суперсиметричні частинки та інші.

Аксіони — це природне вирішення так званої «сильної CP-проблеми» (це очевидна відсутність порушення симетрії зарядової спряженості та парності у сильній ядерній взаємодії, що впливає із експериментальних обмежень на електричний диполь нейтрона). Аксіони є добрими кандидатами на холодну темну матерію, хоча вони й легкі, бо утворюються у стані спокою. Обмеження (вікно) на масу аксіона із загальних міркувань та стандартних припущень $m_a \leq 0.01$ eV є доволі вузьким. Тому аксіони можуть призводити до великих амплітуд ізокривинних збурень густини, і не можуть складати усю масу темної матерії, а лише її частину.

Найлегші суперсиметричні частинки (LSP) — природний наслідок практично всіх суперсиметричних теорій елементарних частинок (SUSY). При умові збереження P_R -парності ці частинки є стабільними. До цього класу частинок належать нейтраліно, гравітіно, аксіно чи с-нейтрино. На

сучасному етапі найімовірнішим кандидатом на WIMP виглядає нейтраліно, із масою $m_{\tilde{\chi}} \approx 100$ ГеВ. Нейтраліно — типова холодна матерія. Реалістичні значення для реліктової густини прямо впливають із найбільш економних суперсиметричних розширень стандартної моделі [20]. Нейтраліно — це ферміони Майорана (частинки є власними античастинками), лінійна суперпозиція нейтральних компонентів суперпартнерів хіггсіно, віно і біно. Отримані із різних джерел обмеження на властивості цього кандидата трансформуються в обмеження у просторі параметрів відповідної частинкової моделі, наприклад обмеженої мінімальної суперсиметричної моделі (Constrained Minimal Super Symmetric Model). Це стало іще однією причиною «популярності» кандидатури нейтраліно, оскільки область параметрів, котру найближчим часом має дослідити Великий адронний колайдер, відповідає нейтраліно. Цікавою з астрофізичної точки зору властивістю нейтраліно є також його здатність до самоанігіляції, що може відбуватися у гало Галактики, її центрі, і навіть у ядрі Сонця, утворюючи надлишок антипротонів, гамма-променів і нейтрино відповідно.

Гравітіно $g_{3/2}$ — це суперпартнер гравітона у теоріях Супергравітації, наприклад mSUGRA. Хоча гравітіно може бути добрим кандидатом на холодну темну матерію, із ним виникають проблеми, пов'язані із первинним нуклеосинтезом та постінфляційним перенагріванням.

Категорія «інші» може містити практично неохопну кількість пропозицій. Тут можна згадати «легку» темну матерію (light dark matter) [23], скалярні частинки із масою порядку 1 МеВ, які мають переваги теплої ТМ, і можуть анігілювати. Ще один кандидат — гіперзарядові калібровочні бозони Калуци — Кляйна у моделях із додатковими вимірами (Universal Extra Dimensions) [68]. Більшість із цих частинок мають різного роду проблеми — або вони мають бурхливі прояви, або теорії, на основі яких запропоновано ці частинки, не повні.

Підсумовуючи, можна твердити, що сучасні теорії елементарних частинок пропонують достатньо широкий вибір кандидатів на темну матерію. Спільною проблемою всіх цих теорій є надто велика кількість ступенів свободи, що не дає змоги обмежити простір параметрів моделі за допомогою одного експерименту. Лише комплексний підхід, який включатиме численні експерименти із прямого і непрямого детектування частинок, а також астрофізичні та космологічні дані, зможе зібрати необхідний об'єм інформації. Великі надії також покладаються на Великий адронний колайдер, що найближчим часом зможе дати обмеження на базові припущення стандартної моделі — існування частинок Хіггса.

Стратегія пошуку ТМ. Загалом пошуки частинок темної матерії йдуть у двох напрямках: пряме детектування енергії віддачі ядра під час пружного розсіяння частинки ТМ на нуклоні та непрямі пошуки слідів чи наслідків анігіляції чи взаємодії частинок ТМ у вигляді надміру на фоні електромагнітного випромінювання, нейтрино чи антиречовини. Слід зауважити, що виявлення частинок ТМ в одному із напрямків не буде достатньо для отримання висновків щодо їхньої природи [67] — астрофізичним даним бракуватиме інформації, щоб обґрунтувати фундаментальну фізику (наприклад, чинність суперсиметрії), а експерименти на прискорювачах не можуть відрізнити стабільні частинки від частинок із довгим часом життя, або визначити їхню реліктову концентрацію. Лише комплексний і взаємодоповнювальний підхід може забезпечити успіх.

— *Пряме детектування.* У першому напрямку за останні десятиліття прикладено значних зусиль. Проводиться понад десяток підземних

експериментів, спрямованих на пошуки WIMP. Із них лише DAMA/NaI і DAMA/Libra оголосили про імовірне детектування часової (річної) модуляції сигналу, що передбачається у сценарії із нейтраліно внаслідок річного руху Землі по навколосонячній орбіті. Усі ці експерименти залежні від передбачень, які має надати теорія щодо залежності поперечного перерізу взаємодії WIMP-частинки із нуклоном та від маси самої частинки. Зростаюча чутливість експериментів поволи звужує область у цій площині, що прийнятна з експериментальної точки зору.

- *Непрямі пошуки.* Нейтраліно можуть анігілювати різним шляхом, залежно від їхньої маси і параметрів конкретного розширення теорії Суперсиметрії. Обчислення можливого сигналу антипротонів від анігіляції WIMP-частинок у гало Галактики (попередні результати експерименту PAMELA вказують на існування такого сигналу) вимагає розуміння процесів дифузії й перерозподілу енергії під час поширення у міжзоряному середовищі. До того ж цей сигнал у приймачі накладається на фонові космічні промені. У цьому сенсі більш перспективним виглядає пошук сигналу антидейтерона, у якого фон малий. На це спрямовані місії AMS та GAPS, що найближчим часом запрацюють на повну потужність. У 2005 р. було опубліковано дані вимірювання неба у лінії електрона-позитрона 511 кеВ, отримані спектрометром SPI на борту γ -обсерваторії INTEGRAL [74], які імовірно містять сигнал від анігіляції легкої темної матерії. Майбутні результати орбітальної обсерваторії імені Фермі (GLAST) повинні дати відповіді на ці запитання.

Аналіз слідів анігіляції WIMP-частинок ускладнюється, якщо взяти до уваги виявлені властивості «грудкуватості». У грудках швидкість анігіляції може суттєво зростати, а отже, вона може впливати шляхом інжекції енергії на теплову та іонізаційну історію міжгалактичного водню у «темні віки» (проміжок часу від рекомбінації до виникнення перших джерел світла). Цей вплив можна виявити за допомогою радіоінтерферометричних спостережень зміщеного 21-см сигналу від нейтрального водню, проведені оцінки [39] вказують, що майбутні експерименти (наприклад LOFAR <http://www.lofar.org>) будуть достатньо чутливими, щоб його детектувати.

1. Апуневич С., Венгльовська Б., Кулініч Ю., Новосядлий Б. WMAP-2006: космологічні параметри і великомасштабна структура Всесвіту // Кинематика и физика небес. тел.—2007.—23, № 1.—С. 67—82.
2. Зельдович Я. Б. Космологическая постоянная и теория элементарных частиц // Успехи физ. наук.—1968.—91.—С. 209—230.
3. Кейн Г. Современная физика элементарных частиц. — М.: Мир, 1990.
4. Abachi S., Abbott B., Abolins M. et al. Search for squarks and gluinos in $p\bar{p}$ Collisions at $s^{1/2} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett.—1995.—75.—P. 618—623.
5. Abazajian K., Zheng Z., Zehavi I., et al. Cosmology and the halo occupation distribution from small-scale galaxy clustering in the sloan digital sky survey // Astrophys. J.—2005.—625.—P. 613—620.
6. Abe F., Akimoto H., Akopian A., et al. Search for gluino and squark cascade decays at the Fermilab Tevatron Collider // Phys. Rev. Lett.—1996.—76.—P. 2006—2010.
7. Allen S. W., Rapetti D. A., Schmidt R. W. et al. Improved constraints on dark energy from Chandra X-ray observations of the largest relaxed galaxy clusters // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2008.—383.—P. 879—895.
8. Antoniadis I., Dimopoulos S., Dvali G. Millimetre-range forces in superstring theories with weak-scale compactification // Nucl. Phys.—1998.—B516.—P. 70—82.
9. Arbuzov A. B., Glinka L. A., Pervushin V. N. Higgs particle mass in cosmology // 2007.—arXiv:0705.4672.
10. Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter // Phys. Lett. B.—1998.—429, N 3—4.—P. 263—272.
11. Armendariz-Picon C., Damour T., Mukhanov V. k-inflation // Phys. Lett. B.—1999.—458,

- N 2-3.— P. 209—218.
12. Astier P., Guy J., Regnault N., et al. SNLS: measurement of Ω_M , Ω_Λ and w from the first year data set // Amer. Astron. Soc.—2005.—37.—P. 1176.
 13. Astier P., Regnault N., Pain R., et al. The supernova legacy survey: Measurement of Ω_m , Ω_Λ and w from the first year data set // Astron. and Astrophys.—2006.—447.—P. 31—48.
 14. Athron P., Miller D. J. A new measure of fine tuning // Phys. Rev. D.—2007.—76, N 7.—id. 075010.
 15. Athron P., Miller D. J. Measuring fine tuning in supersymmetry // SUSY07 Proceedings. — 2007.—arXiv:0710.2486A.
 16. Bahcall N. A., Dong F., Bode P., et al. The cluster mass function from early sloan digital sky survey data: Cosmological implications // Astrophys. J.—2003.—585.—P. 182—190.
 17. Bahcall J., Piran T., Weinberg S. Dark matter in the Universe.—2ed. — World Scientific, 2004.
 18. Baumgardt H., Mieske S. High mass-to-light ratios of UCDs — Evidence for dark matter? // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2008.—eprint arXiv:0809.2783.
 19. Bennett C. L., Halpern M., Hinshaw G., et al. First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Preliminary maps and basic results // Astrophys. J. Suppl. Ser.—2003.—148.—P. 1—28.
 20. Bertone G., Hooper D., Silk J. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints // Phys. Rept.—2005.—405.—P. 279—390.
 21. Bilic N., Lindebaum R. J., Tupper G. B., Viollier R. D. Nonlinear evolution of dark matter and dark energy in the Chaplygin-gas cosmology // J. Cosmology and Astroparticle Phys.—2004.—2004, N 11.—P. 008—019.
 22. Birrell N. D., Davis P. C. W. Quantum field in curved space. — Cambridge: Univ. Press, 1982.
 23. Boehm C., Fayet P. Scalar dark matter candidates // Nucl. Phys. B.—2004.—683.—P. 219—263.
 24. Borgani S. Cosmology with clusters of galaxies // 2006.—arXiv:astro-ph/0605575.
 25. Bradac M., Allen S. W., Treu T., et al. Revealing the properties of dark matter in the merging cluster MACSJ0025.4-1222 // eprint arXiv:0806.2320.
 26. Brans C., Dicke R. H. Mach's principle and a relativistic theory of gravitation // Phys. Rev.—1961.—124.—P. 925—935.
 27. Brans C. H. The roots of scalar-tensor theory: an approximate history // 2005.—arXiv:gr-qc/0506063.
 28. Brax P. H., Martin J. Quintessence and supergravity // Phys. Lett. B.—1999.—468, N 1-2.—P. 40—45.
 29. Caldwell R. R. A phantom menace? Cosmological consequences of a dark energy component with super-negative equation of state // Phys. Lett. B.—2002.—545, N 1-2.—P. 23—29.
 30. Caldwell R. R., Dave R., Steinhardt P. J. Cosmological imprint of an energy component with general equation of state // Phys. Rev. Lett.—1998.—80, N 8.—P. 1582—1585.
 31. Caldwell R. R., Kamionkowski M., Weinberg N. N. Phantom energy: Dark energy with $w < -1$ causes a cosmic doomsday // Phys. Rev. Lett.—2003.—91, N 7.—id. 071301.
 32. Carretta E., Gratton R. C., Clementini G., Fusi Pecci, F. Distances, ages, and epoch of formation of globular clusters // Astrophys. J.—1999.—533.—P. 215—235.
 33. Chaboyer B. The age of the Universe // Phys. Repts.—1998.—307.—P. 23—30.
 34. Chaboyer B., Demarque P., Kernan P. J., Krauss L. M. The age of globular clusters in light of hipparcos: resolving the age problem? // Astrophys. J.—1998.—494.—P. 96—110.
 35. Chamseddine A., Arnowitt R., Nath P. Locally supersymmetric grand unification // Phys. Rev. Lett.—1982.—49.—P. 970—974.
 36. Chiba T. Constancy of the constants of nature // «Frontiers of Cosmology and Gravitation»: Proceedings of International Workshop at Yukawa Institute for Theoretical Physics (YITP) on April 25—27, 2001 / Ed. by M. Sakagami. — Kyoto, Japan: Yukawa Institute, 2001.—P. 121.—arXiv:gr-qc/0110118.
 37. Clowe D., Bradac M., Gonzalez A. H., et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter // Astrophys. J. Lett.—2006.—648.2.—P. L109—L113.
 38. Colin P., Valenzuela O., Avila-Reese V. On the structure of dark matter halos at the damping scale of the power spectrum with and without relic velocities // Astrophys. J.—2008.—673.—P. 203—214.
 39. Cumberbatch D. T., Lattanzi M., Silk J. Signatures of clumpy dark matter in the global 21 cm background signal // 2008.—arXiv:0808.0881.
 40. Dahle H. A compilation of weak gravitational lensing studies of clusters of galaxies // 2007.—arXiv:astro-ph/0701598.
 41. de Bernardis P., Ade P. A. R., Bock J. J., et al. A flat Universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation // Nature.—2000.—404.—P. 995—999.

42. *DeBroglie L.* L'Univers'a cinq dimensions et la me'canique ondulatoire // *J. de Physique.*—1927.—8.—P. 65—73.
43. *Diemand J., Kuhlen M., Madau P.* Formation and evolution of galaxy dark matter halos and their substructure // *Astrophys. J.*—2007.—667, N 1.2.—P. 859—877.
44. *Dimopoulos S., Georgi H.* Softly broken supersymmetry and SU(5) // *Nucl. Phys. B.*—1981.—193.—P. 150—162.
45. *Dirac P. A. M.* A New basis for cosmology // *Proc. Roy. Soc. London. A.*—1938.—165.—P. 199—208.
46. *Dobado A., Tabares-Cheluci L., Pe naranda S.* Higgs effective potential in the littlest Higgs model at the one-loop level // *Phys. Rev. D.*—2007.—75.—id. 083527.
47. *Drees M.* An Introduction to Supersymmetry // Lectures given at Seoul summer symposium on field theory, August 1996; P. 42.—arXiv:hep-ph/9611409.
48. *Dunkley J., Komatsu E., Nolita M. R., et al.* Five-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological interpretation // 2008.—arXiv: 0803.0586.
49. *Eddington A. S.* // *Proc. Roy. Soc. London A.*—1921.—99.—P. 104.
50. *Einstein A.* Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitatstheorie // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys.-Math.*—1917.—P. 142—152.
51. *Einstein A.* Einheitliche Feldtheorie von Gravitation und Elektrizitat // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*—1925.—1.—P. 414—419.
52. *Eisenstein D., Zehavi I., Hogg D. W., et al.* Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies // *Astrophys. J.*—2005.—633.—P. 560—574.
53. *Erler J.* Fundamental parameters from precision tests // *J. Phys. G: Nucl. and Particle Phys.*—2003.—29.—P. 49—56.
54. *Feldman H., Juszkiewicz R., Ferreira P., et al.* An estimate of Ω_m without conventional priors // *Astrophys. J.*—2003.—596.—P. 131—134.
55. *Friedmann A.* Raum Krueimmung // *Z. Phys.*—1922.—10.—P. 377—386.
56. *Garriga J., Mukhanov V. F.* Perturbations in k-inflation // *Phys. Lett. B.*—1999.—458, N 2-3.—P. 219—225.
57. *Giudice G. F., Rattazzi R.* Theories with gauge-mediated supersymmetry breaking // *Phys. Rep.*—1999.—322, N 6.—P. 419—499.
58. *Giudice G., Luty M., Murayama H., Rattazzi R.* Gaugino mass without singlets // *J. High Energy Phys.*—1998.—id.9812:027.
59. *Gould A.* Recent developments in gravitational microlensing // Review presented at «The Variable Universe: A Celebration of Bohdan Paczynski».—2008.—eprint arXiv:0803.4324.
60. *Grib A. A., Pavlov Yu. V.* Quantum field theory in curved space-time and the early Universe // *Grav. Cosmol. Suppl.*—2002.—8, N 1.—P. 148—153. arXiv:gr-qc/0206040.—(Talk on V Int. Conf. on Cosmoparticle Physics «COSMION-2001», Moscow — St. Petersburg, Russia, May 21—30, 2001).
61. *Hanany S., Ade P., Balbi A., et al.* MAXIMA-1: a measurement of cosmic microwave background on angular scales of $10'—5^\circ$ // *Astrophys. J.*—2000.—545.—P. 5—9.
62. *Higgs P. W.* Broken symmetries and masses of gauge bosons // *Phys. Rev. Lett.*—1964.—13.—P. 508—509.
63. *Hill V., Plez B., Cayrel R., et al.* First stars. I. The extreme r-element rich, iron-poor halo giant CS 31082-001. Implications for the r-process site(s) and radioactive cosmochronology // *Astron. and Astrophys.*—2002.—387.—P. 560—579.
64. *Hinshaw G., Nolita M. R., Bennett C. L., et al.* Three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Temperature analysis // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—2007.—170.—P. 288—334.
65. *Hinshaw G., Weiland J. L., Hill R. S., et al.* Five-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Data processing, sky map & basic results // 2008.—arXiv: 0803.0732.
66. *Hoekstra H., Jain B.* Weak gravitational lensing and its cosmological applications // *Annu. Rev. Nucl. and Part. Sci.*—eprint arXiv:0805.0139.
67. *Hooper D., Baltz E. A.* Strategies for determining the nature of dark matter // *Annu. Rev. Nucl. and Part. Sci.*—2008.—58.
68. *Hooper D., Profumo S.* Dark matter and collider phenomenology of universal extra dimensions // *Phys. Repts.*—2007.—453.—P. 29—115.
69. *Hubble E.* A Relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the USA.*—1929.—15.—P. 168—173.
70. *Jimenez R., Thejll P., Jorgensen U. G., et al.* Ages of globular clusters: a new approach // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1996.—282.—P. 926—942.
71. *Kaluza T.* On the problem of unity in physics // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*—1921.—P. 966—972.

72. Kamenshchik A., Moschella U., Pasquier V. An alternative to quintessence // *Phys. Lett. B.*—2001.—511, N 2-4.—P. 265—268.
73. Klein O. Quantum theory and five dimensional theory of relativity // *Z. Phys.*—1926.—37.—P. 895—906.
74. Knödseder J., Jean P., Lonjou V., et al. The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission // *Astron. and Astrophys.*—2005.—441.—P. 513—532.
75. Komatsu E., Dunkley J., Nolte M. R., et al. Five-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Cosmological interpretation // 2008.—arXiv: 0803.0547.
76. Langacker P. Grand unified theories and proton decay // *Phys. Repts.*—1981.—72.—P. 185—385.
77. Lemaitre G. Le discussion l'evolucion de l'universe // *Ann. Soc. sci. Bruxelles. A.*—1933.—53.—P. 51.
78. Lemaitre G. Evolution of the expanding universe // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the USA.*—1934.—20.—P. 12—17.
79. Limousin M. Mapping dark matter in galaxy clusters: gravitational lensing & numerical simulations // *Contribution to the Moriond 2008 Cosmology conference.*—2008.—arXiv:0807.2753.
80. Linde A. D. Particle physics and inflationary cosmology. — New York, 1990.
81. Mandel H. Zur Herleitung der Feldgleichungen in der allgemeinen Relativitätstheorie // *Z. Phys.*—1926.—39.—P. 136.
82. McEwen J. D., Wiaux Y., Hobson M. P., et al. Probing dark energy with steerable wavelets through correlation of WMAP and NVSS local morphological measures // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2008.—384, N 4.—P. 1289—1300.
83. Minchin R., Davies J., Disney M., et al. A Dark hydrogen cloud in the Virgo cluster // *Astrophys. J. Lett.*—2005.—622, N 1.—P. L21—L24.
84. Mohayaee R., Tully R. B. The cosmological mean density and its local variations probed by peculiar velocities // *Astrophys. J.*—2005.—635.—P. 113—116.
85. Munshi D., Valageas P., Van Waerbeke L., Heavens A. Cosmology with weak lensing surveys // *Phys. Repts.*—462, N 3.—P. 67—121.
86. Netterfield C. B., Ade P. A. R., Bock J. J., et al. A measurement by BOOMERANG of multiple peaks in the angular power spectrum of the cosmic microwave background // *Astrophys. J.*—2002.—571.—P. 604—614.
87. Nolte M. R., Dunkley J., Hill R. S., et al. Five-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Angular power spectra // 2008.—arXiv.org:0803.0593.
88. Papantonopoulos L. The invisible universe: Dark matter and dark energy. — Berlin, Heidelberg: Springer, 2007.
89. Parnovsky S. L., Sharov P. Yu., Gaydamaka O. Z. Estimation of cosmological parameters from peculiar velocities of flat EDGE-ON galaxies // *Astrophys. Space Sci.*—2006.—302.—P. 207—211.
90. Perlmutter S., Aldering G., della Valle M., et al. Discovery of a supernova explosion at half the age of the Universe // *Nature.*—1998.—391.—P. 51—54.
91. Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 high-redshift supernovae // *Astrophys. J.*—1999.—517.—P. 565—586.
92. Petrosian V., Salpeter E., Szekeres P. Quasi-stellar objects in universes with non-zero cosmological constant // *Astrophys. J.*—1967.—147.—P. 1222—1226.
93. Randall L., Sundrum R. Out of this world supersymmetry breaking // *Nucl. Phys. B.*—1999.—557.—P. 79—118.
94. Ratra B., Peebles P. J. E. Cosmological consequences of a rolling homogeneous scalar field // *Phys. Rev. D — Part. and Fields.*—1988.—37.—P. 3406—3427.
95. Renzini A., Bragaglia A., Ferraro F. R., et al. The white dwarf distance to the globular cluster NGC 6752 (and its age) with the Hubble Space Telescope // *Astrophys. J.*—1996.—465.—P. 23—26.
96. Riess A. G., Filippenko A. V., Challis P., et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating Universe and a cosmological constant // *Astron. J.*—1998.—116.—P. 1009—1038.
97. Riess A. G., Strolger L. G., Casertano S., Ferguson H. C., et al. New Hubble Space Telescope discoveries of type Ia supernovae at $z > 1$: Narrowing constraints on the early behavior of dark energy // *Astrophys. J.*—2007.—659.—P. 98—121.
98. Riess A. G., Strolger L. G., Tonry J., et al. Type Ia supernova discoveries at $z > 1$ from the Hubble Space Telescope: Evidence for past deceleration and constraints on dark energy evolution // *Astrophys. J.*—2004.—607.—P. 665—687.
99. Romanowsky A. J., Strader J., Spitler L. R., et al. Mapping the dark side with DEIMOS: globular clusters, X-ray gas, and dark matter in the NGC 1407 group // *eprint arXiv:0809.2088.*

100. *Rubin V. C., Ford W. K., Thonnard N., Burstein D.* Rotational properties of 23 SB galaxies // *Astrophys. J.*—1982.—261.—P. 439—456.
101. *Samushia L., Ratra B.* Constraints on dark energy from galaxy cluster gas mass fraction versus redshift data // *Astrophys. J.*—2008.—680, N 1.—P. L1—L4.
102. *Schuecker P., Bohringer H., Collins C. A., Guzzo L.* The REFLEX galaxy cluster survey. VII. Ω_m and σ_8 from cluster abundance and large-scale clustering // *Astron. and Astrophys.*—2003.—398.—P. 867—877.
103. *Sen A.* Rolling tachyon // *J. High Energy Phys.*—2002.—2002, N 4.—P. 048—065.
104. *Sen A.* Tachyon matter // *J. High Energy Phys.*—2002.—2002, N 7.—P. 065—076.
105. *Sen A.* Field Theory of Tachyon Matter // *Mod. Phys. Lett. A.*—2002.—17, N 27.—P. 1797—1804.
106. *Sergijenko O., Kulinich Yu., Novosyadlyj B., Pelykh V.* Large-scale structure formation in cosmology with classical and tachyonic scalar fields // *Кинематика и физика небес. тел.*—2009.—25, № 1.—С. 26—39.
107. *Shklovsky J.* On the nature of «standard» absorption spectrum of the quasi-stellar objects // *Astrophys. J.*—1967.—150.—P. L1—L3.
108. *Sotiriou T. P., Faraoni V.* f(R) theories of gravity // *Rev. Mod. Phys.*—2008.—arXiv:0805.1726.
109. *Stadel J., Potter D., Moore B., et al.* Quantifying the heart of darkness with GALO — a multi-billion particle simulation of our galactic halo // 2008.—arXiv:0808.2981.
110. *Starobinsky A. A.* Beyond the simplest inflationary cosmological models. // *Gravit. and Cosmol. Suppl.*—1998.—4.—P. 88—99.
111. *Strigari L. E., Bullock J. S., Kaplinghat M., et al.* A common scale for satellite galaxies of the Milky Way // *Nature.*—2008.—454, N 7208.—P. 1096—1097.
112. *Tsutsui R., Nakamura T., Yonetoku D., et al.* Constraints on w_0 and w_a of dark energy from high redshifts GAMMA ray bursts // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2008.—arXiv: 0807.2911.
113. *Wetterich C.* Cosmology and the fate of dilatation symmetry // *Nucl. Phys. B.*—1988.—302.—P. 668—696.
114. *Weyl H.* Gravitation und Elektrizitat // *Sitzungsber. Konigl. Preuss. Akad. Wiss.*—1918.—P. 465.
115. *Witten E.* Is supersymmetry really broken? // *Int. J. Mod. Phys. A.*—1995.—10, N 8.—P. 1247—1248.
116. *Witten E.* The cosmological constant from the viewpoint of string theory // *Sources and detection of dark matter and dark energy in the Universe. Fourth International Symposium, held February 23—25, 2000, at Marina del Rey, California, USA / Ed. by D. B. Cline. — Berlin, New York: Springer, 2001.—P. 27.*
117. *Wood-Vasey W. M., Miknaitis G., Stubbs C. W., et al.* Observational constraints on the nature of dark energy: first cosmological results from the ESSENCE supernova survey // *Astrophys. J.*—2007.—666.—P. 694—715.
118. *Yao W.-M.* Review of particle physics // *J. Phys. G.*—2006.—33.—P. 1—1232.
119. *Zwicky F.* Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln // *Helv. Phys. Acta.*—1933.—6.—P. 110—127.

Надійшла до редакції 30.09.08