

Б. НОВОСЯДЛИЙ^{1,2}

¹ Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка,
(Вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів 79005; e-mail: bohdan.novosyadlyj@lnu.edu.ua)

² Коледж фізики та Міжнародний центр наук майбутнього Цзілінського університету
(Вул. Цянцзінь 2699, Чанчунь, 130012, КНР)

ТЕМНИЙ СЕКТОР В КОСМОЛОГІЇ: ТЕМНА ЕНЕРГІЯ НА КОСМОЛОГІЧНИХ І АСТРОФІЗИЧНИХ МАСШТАБАХ¹

УДК 524.8+539

Обговорюються властивості та спостережні прояви динамічної темної енергії на космологічних і астрофізичних масштабах. Розглядається динамічна темна енергія у вигляді квінтесенційних та фантомних скалярних полів з різними значеннями параметра рівняння стану та ефективної швидкості звуку. Аналізується еволюція динамічної темної енергії і її вплив на динаміку розширення Всесвіту, формування гало і великих порожнин, її поведінка в статичному світі галактик, в околицях зірок та чорних дір. Розглянуто можливі випробування для встановлення природи темної енергії.

Ключові слова: космологічні моделі, темна енергія, прискорене розширення Всесвіту, гало, порожнини, галактики.

1. Вступ

Позагалактичні та космологічні спостережувані дані, отримані до цього часу та інтерпретовані в рамках сучасних фізичних теорій, підтверджують, що близько 70% вмісту енергії в нашому світі – це темна енергія, яка майже рівномірно заповнює Всесвіт та прискорює його розширення. Її фізична природа досі невідома через її “темноту” та виключно космологічні масштаби її “відбитків пальців”. Близько 25% вмісту енергії у Всесвіті складає темна матерія, інша прихована компонента невідомої природи, і лише близько 5% – це звичайна матерія, що описується Стандартною моделлю фізики частинок. Отже, як ми можемо констатувати зараз понад 95% вмісту нашого Всесвіту є абсолютно темною, не бере участі в електромагнітних та сильних взаємодіях і проявляє себе лише гравітаційною дією на звичайну матерію на космологічних та астрофізичних масштабах. Ці дві компоненти, темна енергія і темна матерія, складають темний сектор космології. Встановлення фізичної природи цих компонент є надзвичайно важливим у вивченні фізики галактик і скупчень галактик, космології та фізики елементарних частинок поза межами Стандартної моделі. Сукупність спостережуваних

даних вказує на те, що найбільш ймовірним кандидатом у темну матерію є масивні беззіткнувальні фундаментальні частинки, які не беруть участі в електромагнітній та сильній взаємодіях. Серед гіпотез про природу темної енергії, які обговорюються у літературі, найбільш перспективною з точки зору можливості порівняння теоретичних передбачень із даними спостережень, видається гіпотеза, що це скалярне поле з порушеною слабкою або нульовою енергетичною умовою. Скалярне поле може бути квінтесенційною темною енергією, фантомною, квінтотною, що змінює свій тип від одного до іншого у різні моменти часу, може маскуватися під енергію вакууму чи космологічну сталу Λ . Тут ми проаналізуємо поведінку, властивості та можливі спостережувані прояви динамічної темної енергії на космологічних та астрофізичних масштабах.

2. Скалярне поле як темна енергія

Космологи мають достатньо спостережуваних доказів того, що наш Всесвіт розширюється з додатним прискоренням, замість сповільнення, яке ма-

¹ Ця робота базується на результатах, які доповідалися на міжнародній конференції “XI Bolyai–Gauss–Lobachevsky (BGL-2019): Non–Euclidean, Noncommutative Geometry and Quantum Physics.”

ло б місце у світі, наповненому звичайною матерією і який описується в рамках загальної теорії відносності. Фізична сутність, яка спричиняє таку незвичну динаміку Всесвіту, отримала назву “темна енергія” [1]. Від першого надійного спостережного доказу її існування у 1998 році [2–4] опубліковано десятки тисяч наукових праць, присвячених аналізу різних моделей темної енергії (див., наприклад, книги та кілька оглядових статей [5–9]). Однією з найбільш розроблених моделей з точки зору порівняння теоретичних передбачень із даними спостережень, визначенням параметрів моделі та їх довірчих інтервалів є скалярне поле, яке майже однорідно заповнює Всесвіт і повільно спадає (скочується) до мінімуму власного потенціалу у випадку квінтесенційного скалярного поля, або повільно зростає (викочується) до максимуму у випадку фантомного. Тут ми з’ясуємо основні властивості та прояви темної енергії у вигляді скалярного поля в космологічній моделі з метрикою Фрідмана–Леметра–Робертсона–Волкера (ФЛРВ), у згущеннях (гало) і розрідженнях (порожнини чи войди) матерії, у статичному світі з метрикою Мінковського та поблизу компактних сферичних тіл з метрикою Шварцшильда. Існує багато теоретичних реалізацій таких полів та моделей темної енергії, тому необхідні додаткові спостережні або експериментальні тести, які могли б обмежити кількість кандидатів хоча б у класі скалярних полів.

Темну енергію у вигляді скалярного поля можна задати лагранжіаном $\mathcal{L}(X, U)$ з кінетичним членом $X \equiv \partial_i \varphi \partial^i \varphi / 2$ і заданим потенціалом $U(\varphi)$, або тензором енергії–імпульсу $T_{ij}(\rho_{de}, p_{de})$ у феноменологічному підході. В останньому випадку, як правило, темною енергією вважається ідеальна рідина, яка описується найменшою кількістю параметрів: густиною в одиницях критичної густини в сучасну епоху $\Omega_{de} \equiv \rho_{de}^0 / \rho_{cr}^0$, параметром рівняння стану $w_{de} \equiv p_{de} / \rho_{de} < -1/3$ та квадратом ефективної швидкості звуку $c_s^2 \equiv \delta p_{de} / \delta \rho_{de} > 0$. Змінні феноменологічного підходу пов’язані зі змінними лагранжіана скалярного поля відомими співвідношеннями:

$$\begin{aligned} \rho_{de} &= 2X\mathcal{L}_{,X} - \mathcal{L}, & p_{de} &= \mathcal{L}, \\ w_{de} &= \frac{\mathcal{L}}{2X\mathcal{L}_{,X} - \mathcal{L}}, & c_s^2 &= \frac{\mathcal{L}_{,X}}{2X\mathcal{L}_{,XX} + \mathcal{L}_{,X}}, \end{aligned} \quad (1)$$

де $\mathcal{L}_{,X} \equiv \partial \mathcal{L} / \partial X$. Феноменологічний підхід зручний для практичних обчислень та встановлення

спостережуваних обмежень на значення параметрів моделей, однак дає мало інформації про фізичну природу темної енергії. З іншого боку, підхід скалярного поля добре підходить для вивчення фізики темної енергії, але на практиці не такий корисний, як попередній. Тому варто поєднувати обидва методи моделювання темної енергії та використовувати в числових обчисленнях феноменологічну ідеальну рідину, вивчаючи фізичні особливості скалярних полів, реконструйованих для імітації поведінки такої рідини. Наприклад, якщо припустити, що $c_s^2 = \text{const}$, то отримаємо з (1) загальну форму лагранжіана:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= VX^\alpha - U, & U &= \frac{c_s^2 - w_{de}}{1 + c_s^2} \rho_{de}, \\ V &= V_0(w_{de} - c_s^2) \rho_{de}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$X = \left[\frac{1}{V_0} \frac{c_s^2}{1 + c_s^2} \frac{1 + w_{de}}{w_{de} - c_s^2} \right]^{\frac{1}{\alpha}},$$

де $\alpha \equiv (1 + c_s^2)/(2c_s^2)$, а V_0 є довільною сталою інтегрування. Коли $c_s^2 = 1$ лагранжіан (2) стає канонічним: $\mathcal{L} = \pm X - U$. Ми проаналізуємо тут властивості скалярно-польової темної енергії з таким лагранжіаном на нестационарному космологічному фоні, а також у статичному просторі-часі галактик та сферичних об’єктів. Метрику простору-часу представимо у вигляді

$$ds^2 = e^{\nu(t,r)} dt^2 - e^{\lambda(t,r)} dr^2 - r^2 e^{\mu(t,r)} Y(\theta, \varphi), \quad (3)$$

де $e^{\lambda(t,r)} = e^{\mu(t,r)} = a^2(t)$ і $\nu(t,r) = 0$ для космологічного фону ($a(t)$ – масштабний множник), $\nu(t,r) = \lambda(t,r) = \mu(t,r) = 0$ для статичного світу Мінковського і $e^{\nu(r)} = e^{-\lambda(r)} = 1 - r_g/r$ та $\mu = 0$ для околиць сферичних статичних об’єктів з масою M , $r_g \equiv 2GM/c^2$ – гравітаційний радіус, $Y(\theta, \varphi) = (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$.

Залежність густини темної енергії від часу або масштабного множника a отримується інтегруванням рівняння неперервності $T^i_{0,i} = 0$ у світі з метрикою (3).

Отже, для нестационарного однорідного ізотропного світу з метрикою ФЛРВ густина має загальну форму для будь-якої залежності параметра рівняння стану w_{de} від масштабного множника: $\rho_{de} = \rho_{de}^{(0)} a^{-3(1+\tilde{w}_{de})}$ з $\tilde{w}_{de} = (\ln a)^{-1} \int_1^a w_{de}(a) d \ln a$. Щоб конкретизувати $w_{de}(a)$ ми приймаємо $c_s^2 \equiv \dot{\rho}_{de} / \dot{\rho}_{de} = \text{const}$ (тут і далі крапкою над величиною позначаємо її похідну по часу t), що дає

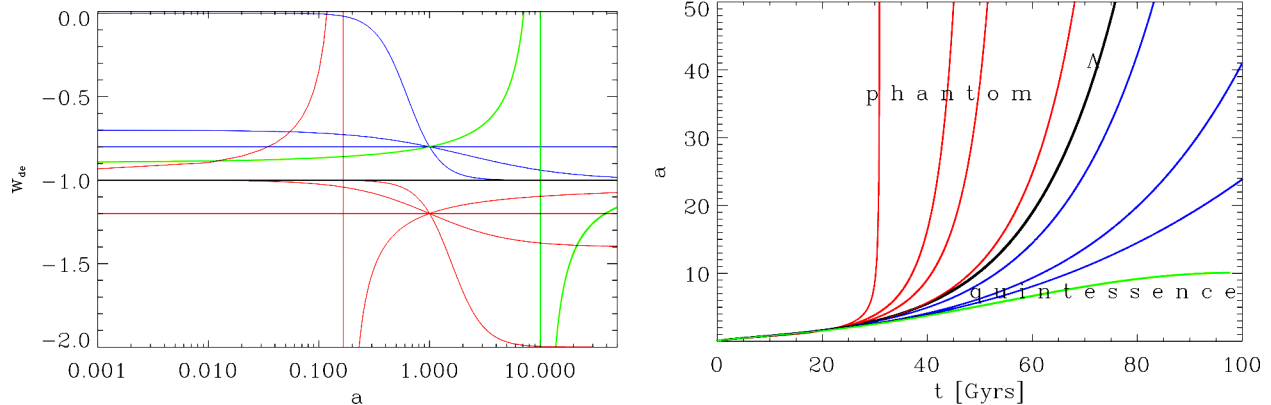


Рис. 1. Зліва: $w_{de}(a)$ у Всесвіті, що розширюється, для різних значень w_0 та c_a^2 . Праворуч: $a(t)$ для космологічних моделей з $w_{de}(a)$ з лівої панелі. ($H = 70$ км/с/Мпс, $\Omega_m = 0,3$, $\Omega_{de} = 0,7$ та різних наборів значень (w_0, c_a^2)): червоні лінії – $(-1,2, -2,0)$, $(-1,2, -1,4)$, $(-1,2, -1,2)$, $(-1,2, -1,03)$, чорна лінія – $(-1,0, -1,0)$, сині лінії – $(-0,8, -0,0)$, $(-0,8, -0,7)$, $(-0,8, -0,8)$ і зелена лінія – $(-0,8, -0,9)$

аналітичні залежності w_{de} і ρ_{de} від a [10, 11]:

$$w_{de} = \frac{(1 + c_a^2)(1 + w_0)}{1 + w_0 - (w_0 - c_a^2)a^{3(1+c_a^2)}} - 1, \quad (4)$$

$$\rho_{de} = \rho_{de}^{(0)} \frac{(1 + w_0)a^{-3(1+c_a^2)} + c_a^2 - w_0}{1 + c_a^2},$$

де w_0 параметр рівняння стану в сучасну епоху ($a = 1$). Для такого скалярного поля його густина ρ_{de} і тиск p_{de} є аналітичними функціями a для будь-яких значень констант c_a^2 і w_0 , що визначають тип і динаміку скалярного поля. Обидва мають очевидний фізичний зміст: w_0 – параметр рівняння стану w_{de} в сучасну епоху, c_a^2 – асимптотичне значення w_{de} у ранні часи ($a \rightarrow 0$) для $c_a^2 > -1$ і в далекому майбутньому ($a \rightarrow \infty$) для $c_a^2 < -1$. Асимптотичне значення w_{de} у протилежному часовому напрямку становить -1 в обох випадках. Приклади треків еволюції параметра рівняння стану w_{de} для різних значень w_0 та c_a^2 представлені на рис. 1. Густина енергії ρ_{de} і тиск p_{de} – це неперервні монотонні функції a для довільних співвідношень між c_a^2 і w_0 , тоді як w_{de} має розрив другого роду у випадку $w_0 < c_a^2 < -1$ і $-1 < c_a^2 < w_0 < 0$, коли густина енергії скалярного поля проходить через нуль. Отже, лагранжیان такої моделі темної енергії може бути реконструйований з точністю до постійної V_0 , якщо параметри Ω_{de} , w_0 , c_a^2 і c_s^2 є заданими, або визначеними на основі даних спостережень.

Для стаціонарного світу Мінковського або Шварцшильда і скалярно-польової темної енергії

з $p_{de}(r)/\rho_{de}(r) = w_{de}(r) < 0$ і $c_s^2 = \text{const} > 0$ можна отримати [12]:

$$w_{de} = c_s^2 - (c_s^2 - \bar{w}_{de})\bar{\rho}_{de}/\rho_{de}(r), \quad (5)$$

де $\bar{\rho}_{de}$ і \bar{w}_{de} – є значеннями фоновієї густини та параметра рівняння стану. Як впливає з рівняння (2), кінетичний член та потенціал є такими:

$$X = \left[\frac{c_s^2}{V_0 \bar{\rho}_{de}} \left(\frac{\bar{\rho}_{de}}{1 + c_s^2} + \frac{\rho_{de}}{\bar{w}_{de} - c_s^2} \right) \right]^{\frac{1}{\alpha}},$$

$$U = \frac{c_s^2 - \bar{w}_{de}}{1 + c_s^2} \bar{\rho}_{de}.$$

Таким чином ідеальною рідиною з рівнянням стану (5) може бути статичне скалярне поле з постійним потенціалом та залежним від густини кінетичним членом.

Фантомна темна енергія з негативним кінетичним членом має незвичайні властивості і спричиняє Космічний Судний день [13]. Станом на сьогодні у нас немає жодних фізичних мотивацій забороняти поля з негативним кінетичним членом у їхніх лагранжіанах. Можливо, глибокий аналіз їхніх мікрофізичних властивостей, їхнього впливу на квантову стійкість вакууму дасть такі обмеження. Було показано [14, 15], що мінімально зв'язані скалярні поля з лінійним від'ємним кінетичним членом можуть спричинити УФ-квантову нестабільність вакууму, що проявляється у виробництві пар так званих привидів (ghosts), фотонів чи гравітонів, як наслідок порушення нульової енергетичної умови. Його можна запобігти, якщо ввести у

лагранжіан квадрат кінетичного члена, як у моделі конденсату привидів [16, 17], або за допомогою інших похідних скалярного поля, як при кінетичному переплетінні (kinetic braiding model) скалярно-тензорної моделі [18]. Для таких фантомних скалярних полів вироблені привиди, як правило, мають малу енергію, тому їхній розпад дуже повільний. З іншого боку, часовий масштаб цієї нестійкості для фантомної темної енергії може бути набагато більшим, ніж космологічний, що робить цей ефект непридатним для обмеження параметрів моделі на сучасному рівні спостережень, тому далі сконцентруємо свою увагу на класичних властивостях скалярно-польових моделей темної енергії та на можливості визначення їхніх параметрів шляхом порівняння теоретичних передбачень із доступними спостережуваними даними.

3. Прискорене розширення Всесвіту і космологічні тести $d_L - z$ і $d_A - z$

Ми розглядаємо багатокомпонентну модель Всесвіту, наповнену матерією (холодна темна матерія та баріони) з густиною Ω_m в одиницях критичної в сучасну епоху, релятивістські частинки (теплове електромагнітне випромінювання та безмасові нейтрино) з густиною енергії Ω_r в одиницях критичної та скалярним полем, що описане в попередньому розділі. Вважаємо, що у найбільших масштабах Всесвіт є просторово-плоским (евклідовим), однорідним та ізотропним із метрикою ФЛРВ. Динаміку розширення Всесвіту можна отримати з рівнянь Ейнштейна

$$R_{ij} - \frac{1}{2}g_{ij}R = 8\pi G \left(T_{ij}^{(m)} + T_{ij}^{(r)} + T_{ij}^{(de)} \right), \quad (6)$$

де R_{ij} є тензором Річчі, а $T_{ij}^{(m)}$, $T_{ij}^{(r)}$, $T_{ij}^{(de)}$ є тензорами енергії-імпульсу нерелятивістської матерії (m), релятивістської (r) і темної енергії (de) відповідно. Якщо припустити, що взаємодія між цими компонентами є лише гравітаційною, то кожна з них окремо задовольняє диференційному закону збереження енергії-імпульсу: $T_{j;i}^{i(N)} = 0$. Рівняння Ейнштейна разом із рівняннями закону збереження приводять до рівнянь Фрідмана, які описують швидкість і прискорення розширення Всесвіту:

$$H = H_0 \sqrt{\Omega_r/a^4 + \Omega_m/a^3 + \Omega_{de}f(a)}, \quad (7)$$

$$q = \frac{1}{2} \frac{2\Omega_r + \Omega_m a + (1 + 3w_{de})\Omega_{de}a^4 f(a)}{\Omega_r + \Omega_m a + \Omega_{de}a^4 f(a)},$$

де $f(a) = \rho_{de}(a)/\rho_{de}(1)$. Тут $H \equiv \dot{a}/a$ є параметр Хаббла, $q \equiv -a\ddot{a}/\dot{a}^2$ є параметр сповільнення. Рівняння (7) повністю описують динаміку розширення однорідного та ізотропного Всесвіту. У минулому в ній домінували за густиною випромінювання і матерія, зараз і в майбутньому переважає і буде домінувати темна енергія. Інтегрування першого рівняння Фрідмана (7) дає залежність $a(t)$, показану на правій панелі рис. 1 для Всесвіту з темною енергією з різними значеннями w_0 і c_a^2 . Додатня космологічна стала, або спеціальний випадок в нашій моделі, коли $w_0 = c_a^2 = -1$, приведе до експоненційного вічного розширення $a \propto e^{Ht}$ в далекому майбутньому (темна лінія на рис. 1, позначена символом Λ), що називається пізньою інфляцією або пізнім розширенням де Сіттера. Темна енергія у вигляді квінтесенційного скалярного поля приведе до степеневому закону розширення чи так званого квазі-де Сіттерівського розширення (сині лінії). Моделі з $-1 < c_a^2 < w_0 < -1/3$ розширюватимуться до точки зупинки, а потім знову стискаються (зелена лінія) до сингулярності Великий тріск. Коли $c_a^2 < w_0 < -1$, маємо фантомну скалярно-польову темну енергію, яка приведе до надшвидкого розширення Всесвіту (червона лінія). У цьому випадку безмежне a , яке називають сингулярністю Великий розрив (Big Rip), досягається за скінченний час [13]: $t_{BR} - t_0 \approx H_0^{-1} |1 + c_a^2|^{-1} \sqrt{(1 + c_a^2)/(1 + w_0)}/\Omega_{de}$.

У просторі-часі ФЛРВ відстань за світністю до джерела на червоному зміщенні z з відомою світністю L та вимірним потоком на Землі F , яка означається як $d_L \equiv \sqrt{L/4\pi F}$, а відстань за вимірним кутовим розміром джерела Θ , що знаходиться на червоному зміщенні z , з відомим його лінійним розміром D , означає як $d_A \equiv D/\Theta$, у моделях із заданими космологічними параметрами та моделлю темної енергії розраховуються наступним чином:

$$d_L = (1 + z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}, \quad d_A = \frac{1}{1 + z} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}. \quad (8)$$

де червоне зміщення $z \equiv a^{-1} - 1$. Співвідношення $d_L - z$ для “стандартних свічок” і $d_A - z$ для “стандартних метрів” – є добре відомими космологічними тестами, реалізації яких було присвячено багато зусиль космологів і астрофізиків двох поколінь. Перша успішна реалізація $d_L - z$ для наднових ти-

Середні значення та 2σ довірчі інтервали параметрів скалярно-польової темної енергії

| Ω_{de} | w_0 | c_a^2 | c_s^2 |
|------------------|------------------|------------------|---------------|
| $0,71 \pm 0,025$ | $-1,13 \pm 0,13$ | $-1,33 \pm 0,25$ | $0,5 \pm 0,5$ |

пу Ia (SNe Ia) була здійснена двома незалежними групами [2–4] і стала першим надійним спостережним свідченням існування темної енергії. З того часу обидва космологічні тести були реалізовані для різних червоних зміщень, класів об'єктів та діапазонів електромагнітного випромінювання. Десятьки незалежних вимірювань підтвердили це відкриття і обмежили параметри темної енергії (див. цитовані огляди вище) Ω_{de} і w_{de} . Для обмеження c_s^2 слід враховувати збурення темної енергії при розрахунках формування структур великого масштабу. Оскільки амплітуди збурень темної енергії суттєво менші, ніж темної матерії у всіх масштабах і в усі епохи [10, 11], то ефект впливу є занадто малим для встановлення обмежень на c_s^2 сучасними космологічними даними спостережень [19]. В недавніх роботах для визначення найоптимальніших значень та довірчих інтервалів космологічних параметрів та параметрів темної енергії ми використовували дані про спектри потужності кутових флюктуацій температури і поляризації реліктового випромінювання (WMAP9 та Planck) [20, 21], вимірювання сталої Габбла (HST) [22], баріонних акустичних осциляцій (BAO) [23–25] та відстаней за світністю до SNe Ia (компіляція SNLS3 та Union2.1) [26, 27]. Для розрахунків функції правдоподібності у багатовимірному параметричному просторі, знаходження найбільш оптимальних значень усіх параметрів та їх довірчих інтервалів ми використали метод марківських ланцюжків Монте Карло, реалізований у комп'ютерних програмах *camb* та *CosmoMC* [28]. В таблиці представлено визначення параметрів темної енергії, отримані на основі набору даних Planck + HST + BAO + SNLS3 [19]. Ці результати, що вказують на фантомний тип темної енергії, узгоджуються з іншими визначеннями [29–32].

4. Темна енергія у гало і порожнинах

Для аналізу поведінки динамічної темної енергії у гало і порожнинах, що формуються, моделюється еволюція сферичних збурень густини та швидкості

у чотирикомпонентному середовищі – темна матерія, темна енергія, баріонна матерія та випромінювання – від лінійної понадгоризонтної стадії (коли хвильове число фур'є-моди збурення $k \ll 1/ct$) в епоху домінування випромінювання до нелінійної субгоризонтної ($k \gg 1/ct$) в сучасну епоху. Для цього використовується напіваналітична модель, що базується на інтегруванні системи диференціальних рівнянь в частинних похідних, які описують еволюцію збурень. Числові розв'язки для збурень густини та швидкості темної матерії та темної енергії дозволили оцінити вплив останньої на розвиток елементів великомасштабної структури Всесвіту. Такий підхід детально описаний у наших роботах [33–36].

Встановлено, що динаміка квінтесенційної темної енергії в центрі гало або порожнини сильно залежить від значення ефективної швидкості звуку. Рис. 2 ілюструє формування гало темної матерії (суцільна лінія) і динаміку темної енергії (штрихована лінія) в термінах збурень густини і швидкості в системі відліку, супутній до космологічного фону (незбуреного розширення). Коли $c_s \sim 1$, темна енергія (тип класичного скалярного поля) лише трохи збурена, і її щільність практично така ж, як щільність на космологічному фоні (рис. 2, зліва). Темна енергія з невеликим значенням ефективної швидкості звуку ($c_s \ll 1$) є важливою динамічною складовою гало: вона здатна акретувати в гало темної матерії і впливати на кінцеві значення їхніх параметрів (рис. 2, справа) [33]. Після віріалізації гало темної матерії (на рис. 2 цей момент відповідає $a_{vir} \approx 0,032$ ($z_{vir} \approx 30$)) густина матерії $\rho_m^{vir} = \text{const}$, збурення густини матерії $\delta_m^{vir} \sim a^3$, оскільки $\delta_m \equiv \rho_m/\bar{\rho}_m - 1$, а пекулярна швидкість v_m дорівнює габблівській з протилежним знаком: $V_m^{vir} \equiv v_m/Hr = -1$. На підставі аналізу формування сферичних гало у три- та чотирикомпонентному Всесвіті в [33, 36] ми зробили висновок, що фізичні та статистичні властивості найбільш ранніх масивних звіріалізованих структур дають можливість розрізнити темну енергію з $c_s \sim 1$ і $c_s \sim 0$. Зараз їх активно вивчають за допомогою найбільших телескопів та числових моделювань, і незабаром вони можливо пролиють більше світла на природу темної енергії.

Гігантські порожнини у великомасштабній структурі Всесвіту також можуть бути корисними для визначення параметрів темної енергії. Дійсно, від-

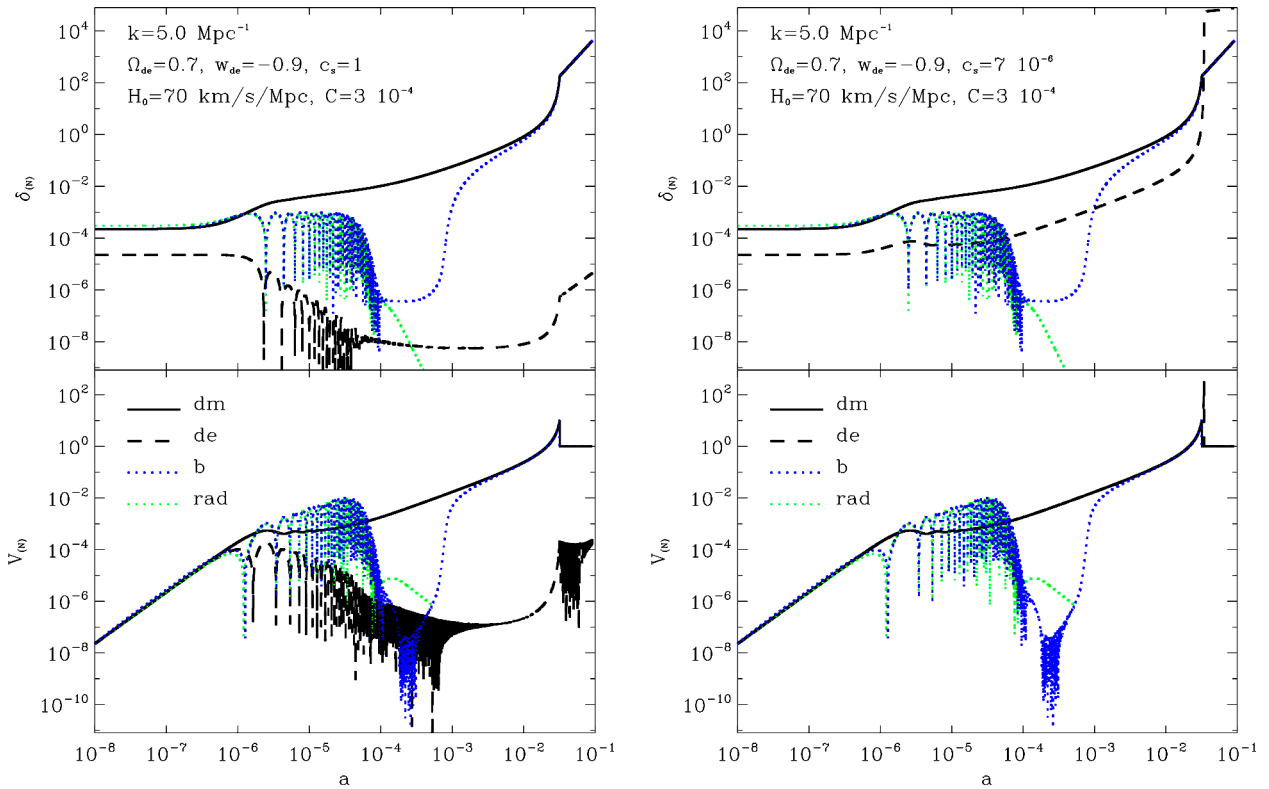


Рис. 2. Еволюція збурень густини та швидкості темної матерії, темної енергії, баріонів та випромінювання, які формують гало $M \approx 5 \cdot 10^9 M_{\odot}$. На лівій панелі темною енергією є скалярне поле з $c_s = 1$, на правій з $c_s \ll 1$. На лівій панелі темною енергією є скалярне поле з $c_s = 1$, на правій $c_s \ll 1$. (Взято з [33, 36])

ношення густини темної енергії до густини матерії (темна матерія плюс баріони)

$$\frac{\rho_{de}^{\text{void}}}{\rho_m^{\text{void}}} = \frac{1 + \delta_{de}^{\text{void}} \Omega_{de}}{1 + \delta_m^{\text{void}} \Omega_m}, \quad (9)$$

є найбільшими у порожнинах, оскільки $-1 < \delta_m^{\text{void}} < 0$, $|\delta_m^{\text{void}}| \gg |\delta_{de}^{\text{void}}|$. Для реальних порожнин з $\delta_m^{\text{void}} \approx -(0,8 - 0,9)$ в космології з $\Omega_m \approx 0,3$ і $\Omega_{de} \approx 0,7$ таке відношення складає $\approx 12-23$, в той час як на космологічному фоні 2,3.

Утворення гігантських порожнин з початкових адіабатичних космологічних збурень метрики простору-часу, густини та швидкості матерії в космологічній моделі з динамічною темною енергією було проаналізовано в [34, 35] (див. також цитування в ній). Було показано, що від'ємні збурення густини з початковим радіусом близько 50 Мпк та амплітудою, яка відповідає середньоквадратичній амплітуді флюктуацій температури реліктового випромінювання, приводять до утворення порожнин з контрастом густини матерії до $-0,9$, макси-

альною пекулярною швидкістю близько 400 км/с і радіусом в супутніх координатах, близьким до початкового. Важливою особливістю формування порожнин з початковими амплітудами та профілями густини, що задавались, є формування оболонки підвищеної густини матерії довкола порожнини. Еволюція збурень густини та швидкості темної енергії суттєво залежить від значень w_{de} та c_s . Показано також, що відношення пекулярної швидкості матерії в одиницях потоку Габбла до контрасту густини матерії в центральній частині порожнини чутливе до значень параметрів темної енергії, що показано на рис. 3. Отже, дані вимірювань масової густини та пекулярних швидкостей галактик у порожнинах можуть бути використані для визначення параметрів темної енергії.

5. Темна енергія у галактиках

Ми припускаємо, що простір-час у стаціонарних галактиках та скупченнях є простором-часу Мін-

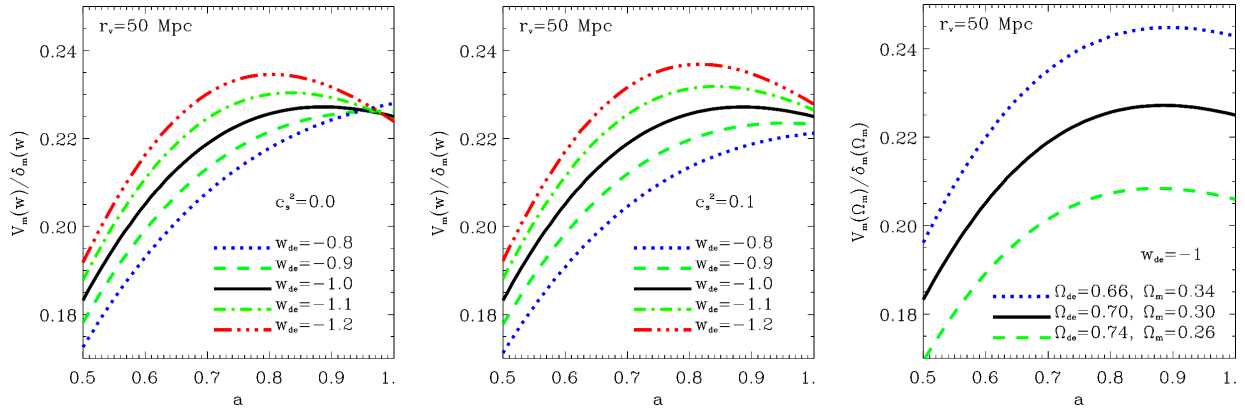


Рис. 3. Відношення $V_m/|\delta_m|$ для моделей динамічної темної енергії з різними значеннями параметра рівняння стану w_{de} , ефективного швидкості звуку c_s та параметра густини Ω_{de} в космологічних моделях з нульовою кривиною 3-простору. (Взято з [35])

ковського, а параметр рівняння стану w_{de} змінюється залежно від локальної густини скалярного поля ρ_{de} відповідно до рівняння. (5). Для оцінки значення фонові густини темної енергії $\bar{\rho}_{de}$ і значення $\bar{\rho}_m$ у галактиках можна використовувати модель гало формування галактик і скупчення галактик [37, 38]. Відповідно до цієї моделі середня густина матерії після віріалізації та встановлення динамічної рівноваги дорівнює $\rho_m^{vir} = \Delta_{vc}\rho_{cr}(z_{col})$, де $\Delta_{vc} \approx 100$ в поточну епоху, ≈ 150 при $z = 1$ і ≈ 180 при $z > 10$, а критична густина тут береться на момент колапсу центральної частини однорідного пілоподібного гало. Для подальшої оцінки вважаємо, що червоне зміщення колапсу z_{col} дорівнює 20 для типової галактики і 1 для типового скупчення галактик. Прості оцінки (див. деталі [39]) дають середню густину матерії в типовій масивній галактиці та багатому скупченні галактик $\rho_m^{gal} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ g/cm}^3$, $\rho_m^{cl} \approx 5 \cdot 10^{-27} \text{ g/cm}^3$.

Скалярне поле як темна енергія, яка майже рівномірно заповнює весь Всесвіт, практично не бере участі у віріалізації темної матерії, але відчуває зміни гравітаційного потенціалу гало у часі та просторі. Після того, як гало (галактика або скупчення галактик) відокремелось від розширення Всесвіту, що відбувається в момент зупинки чи розвороту (turn-around) z_{ta} ($t_{ta} = t_{col}/2$ в моделі Ейнштейна-де Сіттера), динаміка темної енергії змінюється відповідно до динаміки локального світу. Коли гало після віріалізації стабілізується, статичний світ у своєму об'ємі можна розглядати як світ Мінковського (тут ми ігноруємо локаль-

ні неоднорідності та кривину простору-часу). Для оцінки вважаємо, що динаміка темної енергії в галактиках і скупченнях стабілізується на їх z_{col} і з цього моменту її густина не змінюється. Оскільки $\rho_{de}(z) = \Omega_{de}\rho_{cr}^{(0)}(1+z)^{3(1+w_{de})}$, для квінтесенційного скалярного поля з $w_{de} = -0.9$ для галактики і скупчення галактик ми отримуємо $\rho_{de}^{gal} \approx 2 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3$, $\rho_{de}^{cl} \approx 8 \cdot 10^{-30} \text{ g/cm}^3$, а для фантомного поля відповідно $\rho_{de}^{gal} \approx 2,5 \cdot 10^{-30} \text{ g/cm}^3$, $\rho_{de}^{cl} \approx 5,2 \cdot 10^{-30} \text{ g/cm}^3$. Отже, в галактиках і скупченнях галактик $\rho_{de} \ll \rho_m$.

Ще одне важливе питання, пов'язане з властивостями темної енергії у статичному світі, стосується її гравітаційної нестійкості. Наш аналіз [39] показав, що темна енергія у вигляді скалярного поля з лагранжіаном (2) та параметром рівняння стану (5) є стабільною і може лише осцилювати при постійній амплітуді на шкалах менших за шкалу Джинса $\lambda_J \approx 2660(1+3c_s^2)^{-1/2}(1+w_{de})^{-1/2} \times (6,4 \cdot 10^{-30}/\rho_{de})^{1/2} \text{ Мпс}$, що для реалістичних значень ρ_{de} (в г/см^3) набагато більше, ніж масштаби спостережуваних структур на астрофізичних масштабах. Фантомна темна енергія не має масштабу Джинса – збурення на всіх масштабах можуть лише осцилювати з постійною амплітудою.

У двокомпонентному середовищі амплітуди збурень густини темної матерії значно більші, ніж темної енергії, і визначають гравітаційний потенціал збурень у заданому масштабі [39]. Темна енергія може монотонно падати (акретувати) в гравітаційні потенціальні ями позитивних збурень густини

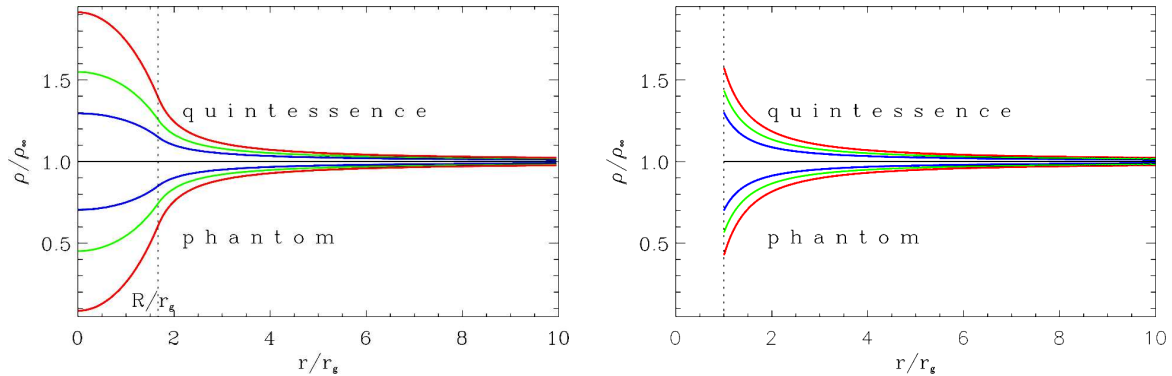


Рис. 4. Залежність густини темної енергії від відстані від центру центрального тіла для квінтесенційного ($w_\infty = -0,8$) та фантомного ($w_\infty = -1,2$) скалярного поля з ефективною швидкістю звуку $c_s^2 = 1$ (сині лінії), $2/3$ (зелені лінії), $1/2$ (червоні лінії) знизу вгору для квінтесенційної темної енергії і зверху вниз для фантомної. Ліва панель: однорідний сферичний об'єкт з $R/r_g = 5/3$, розподіл за умовою статичної рівноваги; права панель: чорна діра, розподіл для стаціонарної акреції

матерії ($\delta_m > 0$), осцилюючи зі значно меншою амплітудою і утворюючи згущення темної енергії ($\delta_{de} > 0$) у випадку квінтесенційної темної енергії ($-1 < w_{de} < -1/3$) або розрідження ($\delta_{de} < 0$) у випадку фантомного поля ($w_{de} < -1$). Слід зазначити, однак, що амплітуди збурень темної енергії у галактичних масштабах та масштабах скупчень нехтовно малі у порівнянні з амплітудами збурень темної матерії ($\delta_{de} \ll \delta_m$, $V_{de} \ll V_m$). Тільки в моделях темної енергії з $c_s \rightarrow 0$ збурення швидкості темної енергії близькі до збурень швидкості матерії: $V_{de} \rightarrow V_m$, тоді як $\delta_{de} \rightarrow (1 + w_{de})\delta_m$. Якщо $c_s \geq 0,1$, то $V_{de} \leq 10^{-3}V_m$ на масштабах галактик і $V_{de} \leq 10^{-2}V_m$ на масштабах скупчень галактик. Таким чином, амплітуди збурень темної енергії можуть бути більшими в динамічних моделях темної енергії з невеликим значенням швидкості звуку і можуть мати спостережні прояви в масштабах галактик чи скупчень галактик.

6. Темна енергія в околицях компактних астрофізичних об'єктів

6.1. Статичний розподіл

Ще одне важливе питання щодо динамічної темної енергії пов'язане з її поведінкою в сильних гравітаційних полях масивних компактних об'єктів у галактиках, наприклад, кульових скупчень, зір або чорних дір. Його можна сформулювати так: чи може темна енергія бути агломерована в достатній кількості, щоб мати певний прояв, незважаючи на її незначну середню щільність у галактиках? Щоб відповісти на це запитання, ми проаналізували в

[12] динаміку скалярного поля з лагранжіаном (2) та параметром рівняння стану (5) у гравітаційних полях зір і чорних дір, у околиці яких метрика простору-часу є метрикою Шварцшильда.

Перший важливий висновок такого аналізу – це наявність статичного розв'язку для темної енергії в гравітаційних полях сферичних статичних об'єктів. Рівняння, що виражає статичну умову, є єдиним рівнянням закону збереження енергії-імпульсу $T_{1;k}^k = 0$:

$$\frac{dp_{de}}{dr} + \frac{1}{2}(\rho_{de} + p_{de})\frac{d\nu}{dr} = 0, \quad (10)$$

де p_{de} and ρ_{de} є невідомим функціями r , $\nu(r)$ є метрична функція простору-часу Мінковського (див. рівняння (3) і текст під ним). Для скалярного поля з лагранжіаном (2) та параметром рівняння стану (5) рівняння (10) інтегрується і дає залежність густини темної енергії від радіальної координати,

$$\rho_{de}(r) = \bar{\rho}_{de} \left(\frac{c_s^2 - \bar{w}_{de}}{1 + c_s^2} + \frac{1 + \bar{w}_{de}}{1 + c_s^2} \left[e^{\nu(r)} \right]^{-\frac{1+c_s^2}{2c_s^2}} \right), \quad (11)$$

де $e^{\nu(r)} = 1 - r_g/r$ зовні сферичного об'єкта і $e^{\nu(r)} = (1 - \alpha)^{3/2} / (1 - \alpha r^2/R^2)^{1/2}$ всередині, $\alpha \equiv r_g/R$ і R є радіус об'єкта. Такі залежності для квінтесенційної та фантомної темної енергії з різними значеннями ефективною швидкості звуку показані на лівій панелі рис. 4. Отже, густина темної енергії поступово відхиляється від $\bar{\rho}_{de}$, коли ми наближаємось до сферичного статичного об'єкта. Характер (збільшення чи зменшення) та швидкість зміни залежать від типу темної енергії (квінтесенція чи

фантом), параметрів фонові темної енергії, c_s^2 та \bar{w}_{de} , а також від гравітаційного радіуса центрального тіла. Слід зазначити, що для $c_s^2 \rightarrow 0$ розв'язок (11) втрачає зміст. Це означає, що для темної енергії з $c_s^2 = 0$ статичних розв'язків не існує: вона може лише акретувати на сферичний статичний об'єкт або витікати з його околиць. Видно, що густина квінтесенційної темної енергії зростає з наближенням до сферичного статичного об'єкта і досягає максимального значення в центрі, яке для об'єктів з $\alpha \ll 1$ є $\rho_{de}(0) \approx \bar{\rho}_{de} (1 + \alpha(1 + \bar{w}_{de})/c_s^2)$. Оцінки величини $(\rho_{de}(0) - \bar{\rho}_{de})/\bar{\rho}_{de}$ для планет, зір, галактик та скупчень галактик показують, що вона є дуже малою: $\sim 10^{-7}$ – 10^{-10} для $c_s^2 \sim 1$. Беручи до уваги малість величини середньої густини темної енергії в галактиках і скупченнях галактик можна зробити висновок, що вплив темної енергії з $c_s^2 \sim 1$ на структуру цих об'єктів або динаміку інших тіл у їхньому гравітаційному полі є нехтовно малим. І навпаки, темна енергія з $c_s^2 \sim 0$ може агломеруватися в околицях і всередині компактних сферичних об'єктів і впливати на їх динаміку, орбіти супутників тощо. Таким чином, для такої темної енергії можна очікувати спостережуваних проявів в астрофізичних масштабах. Їх відсутність може дати нижню межу для значення c_s^2 . Більше того, скалярно-польова темна енергія з лагранжіаном (2) та параметром рівняння стану (5) перетворюється в скалярно-польову темну матерію, для якої задовольняються енергетичні умови $\rho_{de}(r) + p_{de}(r) > 0$ і $\rho_{de}(r) + 3p_{de}(r) > 0$ в областях з підвищеною густиною темної енергії $\rho_{de}(r) \geq 3\bar{\rho}_{de}(c_s^2 - \bar{w}_{de})/(1 + 3c_s^2)$.

Здатність динамічної темної енергії з $c_s^2 \ll 1$ змінювати форму і глибину гравітаційної потенціальної ями компактних об'єктів була використана в [40, 41] для оцінки нижньої межі ефективної швидкості звуку темної енергії на основі точності елементів орбіт тіл Сонячної системи в межах орбіти Сатурна, а також співвідношення маса-радіус Чандрасекхара для білих карликів. Обидві оцінки вказують, що ефективна швидкість звуку темної енергії перевищує 10^{-4} в одиницях швидкості світла.

Рисунок 4 (ліва панель) показує також, що густина фантомної темної енергії в гравітаційних потенціальних ямах сферичних статичних об'єктів є нижчою, ніж фонові густина і прямує до нуля (для позитивно означеної густини енергії), коли розмір

об'єкта наближається до величини його гравітаційного радіуса. Це може означати, що фантомна темна енергія витісняється з нейтронних зірок і чорних дір, у них $\rho_{de} \rightarrow 0$.

6.2. Стаціонарна акреція на чорну діру

Рівняння (11) також показує, що статичного розв'язку для чорних дір не існує, оскільки є особливість для ρ_{de} при $r = r_g$. Отже, динамічна темна енергія може надходити (акреція) або витікати (вітер) із околиць чорних дір. У припущеннях про тестову темну енергію, яка не змінює метрику простору-часу, а також стаціонарний потік темної енергії, такі проблеми були вирішені різними авторами для різного фізичного сценарію (див. недавній огляд [42] та цитування в ньому).

Припущення про стаціонарну акрецію темної енергії означає, що вона надходить в околиці чорної діри, але її густина і швидкість течії залежать від радіальної координати і не залежать від часу. У [12] ми проаналізували акрецію скалярно-польової темної енергії з лагранжіаном (2) та параметром рівняння стану (5) на чорну діру і отримали аналітичні розв'язки рівнянь $T_{k,i}^i = 0$ для густини та швидкості темної енергії в якості тестової складової в полі Шварцшильда. Аналітична залежність густини $\rho_{de}(r)$ і 3-швидкості $v_{de}(r)$ темної енергії від радіальної координати отримується для деяких значень c_s^2 . На правій панелі рис. 4 залежності $\rho_{de}(r)$ для квінтесенційного ($w_\infty = -0,8$) та фантомного ($w_\infty = -1,2$) скалярних полів з ефективною швидкістю звуку $c_s^2 = 1, 2/3$ та $1/2$ представлено для випадку стаціонарної акреції на чорну діру. Вони подібні на статичні розподіли ρ_{de} поблизу нейтронної зорі з $r_g/R = 0,6$, що показано на лівій панелі цього рисунка. Сказане вище щодо стаціонарного розподілу темної енергії в околицях сферичних статичних об'єктів справедливе для розподілів густини темної енергії для випадку акреції тестового скалярного поля як темної енергії на чорну діру.

Важливою характеристикою акреції темної енергії на чорну діру є швидкість зміни маси темної енергії, що прибуває, яка в нашому випадку є [12]:

$$\dot{m} = \pi \frac{(1 + 3c_s^2)^{\frac{1+3c_s^2}{2c_s^2}}}{4c_s^3} (1 + w_\infty) \rho_\infty R_g^2. \quad (12)$$

Вона показує, що маса квінтесенційної темної енергії ($\dot{m} > 0$) в околицях чорної діри зростає, а фан-

томної убуває ($\dot{m} < 0$). Це легко зрозуміти в рамках ньютонівської динаміки, якщо взяти до уваги, що інерційна маса темної енергії в одиниці об'єму $\propto (\rho_{de} + p_{de})$ і є позитивною для квінтесенційної темної енергії та негативною для фантомної. Отже, квінтесенційне скалярне поле гравітаційно притягується компактними об'єктами, тоді як фантомне поле відштовхується. Напрямок руху залежить від результуючої сили, яка є векторною сумою сили тяжіння та градієнта тиску. Для оцінки напрямку результуючої сили можна обчислити праву частину рівняння (10), використовуючи (5) та аналітичні розв'язки для $\rho_{de}(r)$ для стаціонарної акреції на чорну діру, представлені в [12]. Можна бачити, що результуюча сила, що діє на елемент квінтесенційної темної енергії, спрямована в центр, тоді як для фантомної – вона спрямована від центру. Це пояснює витікання фантомної темної енергії з потенційних ям астрофізичних об'єктів.

Рівняння (12) також показує, що маса квінтесенційної темної енергії, накопиченої в околицях компактних об'єктів чи чорної діри, більша для моделі з меншим значенням ефективної швидкості звуку. Отже, для деякого малого значення c_s^2 припущення про тестове скалярне поле стає невірним і слід враховувати зворотну реакцію поля на метрику простору-часу. Такі моделі найцікавіші, оскільки можуть мати спостережувані прояви, які можна використовувати для розкриття природи темної енергії.

1. D. Huterer, M.S. Turner. Prospects for probing the dark energy via supernova distance measurements. *Phys. Rev. D*, **60**, 081301 (1999).
2. S. Perlmutter, *et al.* Discovery of a supernova explosion at half the age of the Universe. *Nature* **391**, 51 (1998).
3. A. Riess, *et al.* Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant, *Astron. J.* **16**, 1009 (1998).
4. B. Schmidt, *et al.* The High-Z Supernova Search: Measuring Cosmic Deceleration and Global Curvature of the Universe Using Type IA Supernovae, *Astrophys. J.* **507**, 46 (1998).
5. *Special issue on dark energy*, edited by G. Ellis, H. Nicolai, R. Durrer, R. Maartens. *General Relativ. Gravit.* **40**, 219 (2008).
6. L. Amendola, S. Tsujikawa. *Dark Energy: Theory and Observations* (Cambridge Univ. Press, 2010).
7. *Lectures on Cosmology: Accelerated Expansion of the Universe*. Edited by G. Wolschin (Springer, 2010).
8. *Dark Energy: Observational and Theoretical Approaches*. Edited by P. Ruiz-Lapuente (Cambridge Univ. Press, 2010).
9. B. Novosyadlyj, V. Pelykh, Yu. Shtanov, F. Zhuk. *Dark Energy: Observational Evidence and Theoretical Models*. Edited by V. Shulga (Akademperiodyka, 2013).
10. B. Novosyadlyj *et al.* Do the cosmological observational data prefer phantom dark energy? *Phys. Rev. D* **86**, 083008 (2012).
11. B. Novosyadlyj *et al.* Quintessence versus phantom dark energy: the arbitrating power of current and future observations. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **06**, 042 (2013).
12. B. Novosyadlyj *et al.* Dynamics of dark energy in the gravitational fields of matter inhomogeneities. *Phys. Rev. D* **90**, 063004 (2014).
13. R.R. Caldwell *et al.* Phantom energy: Dark energy with causes a cosmic doomsday. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 071301 (2003).
14. S.M. Carroll, M. Hoffman, M. Trodden. Can the dark energy equation-of-state parameter w be less than -1 ? *Phys. Rev. D* **68**, 023509 (2003).
15. J.M. Cline, S. Jeon, G.D. Moore. The phantom menaced: Constraints on lowenergy effective ghosts. *Phys. Rev. D* **70**, 043543 (2004).
16. N. Arkani-Hamed, H.C. Cheng, M.A. Luty, S. Mukohyama. Ghost condensation and a consistent IR modification of gravity. *J. High Energy Phys.* **05**, 074 (2004).
17. F. Piazza, S. Tsujikawa. Dilatonic ghost condensate as dark energy. *J. Astropart. Phys. Cosmol.* **07**, 004 (2004).
18. C. Deffayet, O. Pujolas, I. Sawicki, A. Vikman. Imperfect dark energy from kinetic gravity braiding, *J. Astropart. Phys. Cosmol.* **10**, 026 (2010).
19. O. Sergijenko, B. Novosyadlyj. Sound speed of scalar field dark energy: Weak effects and large uncertainties, *Phys. Rev. D* **91** 083007 (2015).
20. C.L. Bennett *et al.* Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: Final maps and results. *Astrophys. J. Suppl.* **208**, 20 (2013).
21. Planck Collaboration: P.A.R. Ade *et al.* Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.* **594**, A13 (2016).
22. A.G. Riess *et al.* A 3% solution: Determination of the Hubble constant with the Hubble space telescope and wide field camera 3. *Astrophys. J.* **730**, 119 (2011).
23. N. Padmanabhan *et al.* A 2 per cent distance to $z = 0.35$ by reconstructing baryon acoustic oscillations – I. Methods and application to the Sloan Digital Sky Survey. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **427**, 2132 (2012).
24. L. Anderson *et al.* The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon oscillation spectroscopic survey: Baryon acoustic oscillations in the data release 9 spectroscopic galaxy sample. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **427**, 3435 (2012).
25. F. Beutler *et al.* The 6dF Galaxy Survey: Baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **416**, 3017 (2011).

26. A. Conley *et al.* Supernova constraints and systematic uncertainties from the first three years of the supernova legacy survey. *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 1 (2011).
27. N. Suzuki *et al.* The Hubble Space Telescope cluster supernova survey. V. Improving the dark-energy constraints above $z > 1$ and building an early-type-hosted supernova sample. *Astrophys. J.* **746**, 85 (2012).
28. A. Lewis, S. Bridle. Cosmological parameters from CMB and other data: A Monte Carlo approach. *Phys. Rev. D* **66**, 103511 (2002).
29. J.-Q. Xia *et al.* Dark energy constraints after the new Planck data. *Phys. Rev. D* **88**, 063501 (2013).
30. A. Rest *et al.* Cosmological constraints from measurements of type Ia supernovae discovered during the first 1.5 yr of the Pan-STARRS1 survey. *Astrophys. J.* **795**, 44 (2014).
31. C. Cheng, Q.-G. Huang. Dark side of the universe after Planck data. *Phys. Rev. D* **89**, 043003 (2014).
32. D. Shafer, D. Huterer. Chasing the phantom: A closer look at type Ia supernovae and the dark energy equation of state. *Phys. Rev. D* **89**, 063510 (2014).
33. B. Novosyadlyj *et al.* Dynamics of minimally coupled dark energy in spherical halos of dark matter. *Gen. Relat. Gravit.* **48**, 30 (2016).
34. B. Novosyadlyj *et al.* Evolution of density and velocity profiles of dark matter and dark energy in spherical voids. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 482 (2017).
35. B. Novosyadlyj *et al.* Voids in the Cosmic Web as a probe of dark energy. *Condens. Matt. Phys.* **20**, 13901 (2017).
36. B. Novosyadlyj, V. Shulga, W. Han, Yu. Kulinich, M. Tsizh. Halos in Dark Ages: Formation and chemistry. *Astrophys. J.* **865**, 38 (2018).
37. R. Smith *et al.* Stable clustering, the halo model and non-linear cosmological power spectra. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **341**, 1311 (2003).
38. Yu. Kulinich *et al.* Nonlinear power spectra of dark and luminous matter in the halo model of structure formation. *Phys. Rev. D* **88**, 103505 (2013).
39. B. Novosyadlyj *et al.* Gravitational stability of dark energy in galaxies and clusters of galaxies. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies* **30**, 53 (2014).
40. M. Tsizh *et al.* *WDS'14 Proceedings of Contributed Papers – Physics*, 21 (2014)
41. S. Smerechynskiy *et al.* submitted to *Phys. Rev. D* (2019).
42. E. Babichev *et al.* Black holes in the presence of dark energy. *Usp. Fiz. Nauk* **183**, 1257 (2013).

Одержано 31.08.19

B. Novosyadlyj

DARK SECTOR IN COSMOLOGY:
DARK ENERGY ON COSMOLOGICAL
AND ASTROPHYSICAL SCALES

Р е з ю м е

The properties and observational manifestations of the dynamical dark energy on the cosmological and astrophysical scales are discussed. We consider the dynamical dark energy in the form of quintessential and phantom scalar fields with different parameters of the equation of state and the effective sound speed. The evolution of the dynamical dark energy and its impact on the dynamics of expansion of the Universe, halos, and voids, and its behavior in the static gravitational fields of astrophysical objects are analyzed. The current state and possible tests designed to establish the nature of dark energy are highlighted.