

ТАХІОННІ ПОЛЯ В КОСМОЛОГІЇ

Богдан НОВОСЯДЛИЙ

Астрономічна обсерваторія
Львівський національний університет ім. Івана Франка
вул. Кирила і Мефодія 8, Львів 79005
e-mail: bnovos@gmail.com

Редакція отримала статтю 6 жовтня 2013 р.

Обговорюється можливість пояснення прискореного розширення Всесвіту наявністю тахіонного скалярного поля, що рівномірно заповнює світ. Виводиться залежність потенціалу та кінетичного члена тахіонного поля від часу для випадків квінтесенційної та фантомної темної енергії. Аналізуються можливості розрізнення моделі темної енергії у вигляді тахіонного скалярного поля від інших моделей, зокрема класичного скалярного поля.

ВСТУП

Концепції тахіонів [1] як несуперечливої фізичної теорії частинок, що рухаються з надсвітловими швидкостями, уже понад 50 років, однак експериментальних доказів існування таких частинок чи незаперечних аргументів проти за цей час так і не з'явилося. Тим не менше, гіпотеза виявилась надзвичайно плідною для фізики в цілому, не тільки розвитку теорії відносності. Тахіонні моди коливань бран та струн уже тривалий час обговорюються в бозонних та суперструнних теоріях фундаментальних взаємодій (див., напр., [2, 3]). Тахіонні поля розглядаються також і як можливі кандидати у фізичні сутності, що зумовили експоненціальне розширення і фізичні процеси у дуже ранньому Всесвіті [4], та прискорене розширення Всесвіту в сучасну епоху [5, 6, 7, 8, 9, 12, 13, 14]. Із всіх фізичних теорій, в яких вживається термін “тахіон”, запропонований Дж. Файнбергом у 1967 р., останнє є поки-що єдиним фізичним явищем, доведеним експериментально [16, 17, 18], за що керівникам двох наукових груп було присуджено Нобелівську премію з фізики за 2011 рік. Це стимулює дослідників використати дані спостережувальної космології для пошуку вказівок на можливе існування у нашому світі чогось тахіонного, наприклад, космологічного скалярного поля. Виявилось, що таке поле має ряд цікавих фізичних властивостей та космологічних наслідків, вивчення яких розширює наш фізичний “кругозір” та збагачує світову скарбницю “наукової творчості” – наших здогадок про можливі форми матерії у нашому чи інших всесвітах.

У цій статті, написаній за мотивами однойменної доповіді автора, виголошеній на фізичному семінарі НТШ, присвяченому 50-літтю концепції тахіонів, наведено основні властивості космологічних тахіонних скалярних полів та можливості встановлення їх параметрів на основі сучасних та очікуваних даних спостережувальної космології.

1. ТАХІОННЕ СКАЛЯРНЕ ПОЛЕ ЯК ТЕМНА ЕНЕРГІЯ, ЩО ПРИСКОРЮЄ РОЗШИРЕННЯ ВСЕСВІТУ

Вважаємо, що Всесвіт є однорідним та ізотропним, а метрика 4-простору має вигляд:

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{ij} dx^i dx^j \\ &= a^2(\eta) [d\eta^2 - dr^2 - \chi^2(r)(d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2)], \end{aligned} \quad (1)$$

де η – конформний час, означений як $dt = a(\eta)d\eta$ (тут і надалі ми покладемо $c = 1$, тому часова змінна $t \equiv x^0$ має розмірність довжини), а множник $a(\eta)$ є радіусом 3-сфери у випадку 3-простору додатньої кривини, радіусом 3-псевдосфери у випадку 3-простору від'ємної кривини, або масштабним множником у випадку 3-простору нульової кривини (плоский чи Евклідов 3-простір). В останньому випадку його зручно нормувати на 1 в сучасну епоху. Тут і далі латинські індекси i, j, \dots пробігають значення 0, 1, 2, 3, а грецькі ν, μ, \dots – 1, 2, 3. Вигляд функції $\chi(r)$ залежить від кривини 3-простору K ,

$$\chi(r) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{K}} \sin \sqrt{K}r, & K > 0, \\ r, & K = 0, \\ \frac{1}{\sqrt{|K|}} \operatorname{sh} \sqrt{|K|}r, & K < 0. \end{cases} \quad (2)$$

Ми припускаємо, що Всесвіт заповнений нерелятивістськими (холодна темна матерія і баріони) та релятивістськими частинками (теплове електромагнітне випромінювання і безмасові нейтрино), а також темною енергією, що взаємодіє з іншими компонентами лише гравітаційно (minimal coupling – мінімальний зв'язок), так що динаміка розширення Всесвіту повністю описується рівняннями Айнштайна

$$R_{ij} - \frac{1}{2}g_{ij}R = 8\pi G \left(T_{ij}^{(m)} + T_{ij}^{(r)} + T_{ij}^{(de)} \right), \quad (3)$$

де R_{ij} – тензор Річчі та $T_{ij}^{(m)}$, $T_{ij}^{(r)}$, $T_{ij}^{(de)}$ – тензори енергії-імпульсу нерелятивістської m і релятивістської r матерії та темної енергії de відповідно.

У випадку, коли взаємодія між компонентами є лише гравітаційною, кожен з них задовольняє диференційному закону збереження енергії-імпульсу окремо:

$$T_{j;i}^i = 0. \quad (4)$$

Тут і надалі “ $\dot{}$ ” позначає коваріантну похідну за координатою з даним індексом у просторі з метрикою (1) та n означає m , r або de . Для ідеальної рідини з густиною ρ_n і тиском p_n , зв’язаними між собою рівнянням стану $p_n = w_n \rho_n$, рівняння (4) приводить до

$$\dot{\rho}_{(n)} = -3\frac{\dot{a}}{a}\rho_{(n)}(1 + w_{(n)}), \quad (5)$$

тут і далі крапкою позначена похідна за конформним часом, “ $\dot{}$ ” $\equiv d/d\eta$. Для нерелятивістської матерії $w_m = 0$ і $\rho_m = \rho_m^{(0)}a^{-3}$, для релятивістської $w_r = 1/3$ і $\rho_r = \rho_r^{(0)}a^{-4}$. Тут і надалі “0” позначає теперішні значення величин.

Вважаємо також, що Всесвіт однорідно (з точністю до космологічних збурень) заповнений скалярним полем, яке відіграє роль темної енергії, що тільки гравітаційно взаємодіє з матеріальними складовими. Важливою задачею сучасної космології є звуження числа допустимих моделей таких полів шляхом порівняння теоретичних передбачень із відповідними спостережуваними даними. Міриади моделей космологічних скалярних полів класифікуються за областю значень параметра рівняння стану на квінтесенційні ($-1 < w_{de} < -1/3$) та фантомні ($w_{de} < -1$), за часовою зміною параметра рівняння стану на застигаючі (freezing, $\dot{w}_{de} < 0$) та танучі (thawing, $\dot{w}_{de} > 0$), за типом лагранжіана на класичні, тахіонні, квінтомні, К-ессенційні і т.д. З них тахіонні скалярні поля є одними з найперспективніших, оскільки пов’язуються з теоріями суперструн та моделями дуже раннього Всесвіту.

Скалярне поле $\phi(x^i)$ з лагранжіаном Дірака-Борна-Інфельда

$$\mathcal{L} = -U(\phi)\sqrt{1 - 2X}, \quad (6)$$

де $X \equiv \phi_{;i}\phi^{;i}/2$ - кінетичний член, а U - потенціал, називають тахіонним. У однорідному ізотропному Всесвіті з метрикою Фрідмана-Робертсона-Вокера поле є однорідним, $\phi(x^0)$, і його ефективні густина енергії та тиск у будь-який момент часу визначаються значеннями X та U

$$\rho_{de} \equiv 2X\mathcal{L}_{,X} - \mathcal{L} = \frac{U(\phi)}{\sqrt{1 - 2X}}, \quad p_{de} \equiv \mathcal{L} = -U(\phi)\sqrt{1 - 2X}. \quad (7)$$

Їх відношення, $w_{de} \equiv p_{de}/\rho_{de}$, яке за аналогією до матеріальних складових теж називають параметром рівняння стану, визначається тільки значенням кінетичного члена X :

$$w_{de} = 2X - 1. \quad (8)$$

Їх можна обчислити, розв’язавши рівняння руху (чи рівняння Ейлера-Лагранжа) поля

$$\left(\ddot{\phi} + 2aH\dot{\phi}\right)\mathcal{L}_{,X} - a^2\frac{\partial U}{\partial\phi}\mathcal{L}_{,U} + \frac{\ddot{\phi}\dot{\phi}^2 - aH\dot{\phi}^3}{a^2}\mathcal{L}_{,XX} + \frac{\partial U}{\partial\phi}\dot{\phi}^2\mathcal{L}_{,XU} = 0. \quad (9)$$

яке в нашому випадку (6) набуває вигляду [23]

$$\frac{\ddot{\phi} - aH\dot{\phi}}{1 - (\dot{\phi}/a)^2} + 3aH\dot{\phi} + a^2 \frac{1}{U} \frac{dU}{d\phi} = 0, \quad (10)$$

де $H \equiv \dot{a}/a^2$ – стала (на гіперповерхні постійного часу) Габбла. Для його розв'язку мають ще бути задані явні функціональні залежності потенціалу U від змінної поля ϕ та параметра Габбла H від часу. Остання визначається рівнянням Фрідмана, як одним із рівнянь Айнштайна (3) у світі з метрикою (1)

$$H = H_0 \sqrt{\Omega_r \frac{a_0^4}{a^4} + \Omega_m \frac{a_0^3}{a^3} + \Omega_K \frac{a_0^2}{a^2} + \Omega_{de} f(a)}, \quad (11)$$

в якому безрозмірні сталі

$$\Omega_m \equiv \left(\frac{\rho_m}{\rho_{cr}} \right)_{\eta_0}, \quad \Omega_r \equiv \left(\frac{\rho_r}{\rho_{cr}} \right)_{\eta_0}, \quad \Omega_{de} \equiv \left(\frac{\rho_{de}}{\rho_{cr}} \right)_{\eta_0}, \quad \Omega_K \equiv \left(\frac{-K}{(\dot{a}/a)^2} \right)_{\eta_0}. \quad (12)$$

є густинами складових Всесвіту в сучасну епоху в одиницях критичної густини та кривини в одиницях Фрідманівського радіуса світу. Із цих безрозмірних сталих найкраще встановленою є густина релятивістської складової,

$$\Omega_r = 4.17 \cdot 10^{-5} \left(\frac{1 + \rho_\nu/\rho_\gamma}{1.6813} \right) \left(\frac{T_0}{2.726} \right)^4 \approx 4.17 \cdot 10^{-5} h^{-2}. \quad (13)$$

Функція $f(a)$ описує динаміку зміни густини енергії скалярного поля таким чином, що $f(a_0) = 1$. Вона може бути отримана за допомогою (7) та $\phi(a)$, як розв'язку (10). Таким чином, в такому підході еволюцію поля із заданою функціональною залежністю $U(\phi)$ та динаміку розширення Всесвіту із заданими параметрами H_0 , Ω_m , Ω_K і Ω_{de} можна описати сумісним розв'язком рівнянь (10)-(11) та (7). Інший, значно продуктивніший підхід полягає в тому, щоб замість розв'язку квазілінійного диференційного рівняння 2-го порядку (10) розв'язувати просте диференціальне лінійне однорідне рівняння першого порядку (5), задаючи залежність $w_{de}(\eta)$, а за допомогою рівнянь (7) реконструювати $\phi(\eta)$, $U(\eta)$ та $U(\phi)$. Однак зручно замість залежностей величин від конформного часу η та похідних за ним використовувати залежності від a та похідні по ньому ($\dot{(\cdot)} \equiv d/d\eta = a^2 H d/da$). Рівняння (5) в цьому випадку набуває вигляду

$$\frac{d \ln \rho_{de}}{d \ln a} = -3(1 + w_{de}), \quad (14)$$

що зразу дає залежність $f(a)$ в (11) при заданій залежності $w_{de}(a)$,

$$f(a) = (a_0/a)^{3(1+\tilde{w}_{de})}, \quad \tilde{w}_{de} = \frac{1}{\ln(a/a_0)} \int_{a_0}^a w_{de} d \ln a, \quad (15)$$

Польова змінна $\phi(a)$, потенціал $U(a)$ і кінетичний член $X(a)$ виражаються через них так:

$$\begin{aligned}\phi(a) - \phi_0 &= \pm \int_1^a \frac{da' \sqrt{1 + w_{de}(a')}}{a' H(a')}, \\ U(a) &= \rho_{de}(a) \sqrt{-w_{de}(a)}, \\ X(a) &= \frac{1 + w_{de}(a)}{2}.\end{aligned}\quad (16)$$

Бачимо, що польова змінна $\phi(a)$ є завжди дійсною величиною, якщо $w_{de}(a) > -1$. Кінетичний член у цьому випадку завжди додатний. При позитивно визначеній густині енергії тахіонного поля потенціал є додатним якщо $w_{de}(a) < 0$. За цієї умови густина енергії $\rho_{de}(a)$ і тиск $p_{de}(a)$ є завжди дійсними величинами. З іншого боку, (α) -рівняння Айнштайна у світі з метрикою (1) дають рівняння Фрідмана з другою похідною радіуса світу за часом,

$$q = \frac{H_0^2}{H^2} \left[\Omega_r \frac{a_0^4}{a^4} + \frac{1}{2} \Omega_m \frac{a_0^3}{a^3} + \frac{1}{2} (1 + 3w_{de}) \Omega_{de} f(a) \right], \quad (17)$$

де $q \equiv - (a\ddot{a}/\dot{a}^2 - 1)$ традиційно називають параметром сповільнення. Спостережуване за надновими типу Ia прискорене розширення Всесвіту в сучасну епоху¹ можна отримати за умови

$$w_{de} < -\frac{1}{3} - \frac{\Omega_m}{\Omega_{de}}. \quad (18)$$

Таким чином, дійсне скалярне поле ϕ з тахіонним потенціалом (6) матиме позитивні дійсні значення потенціалу, кінетичного члена і густини енергії та зумовлюватиме прискорене розширення Всесвіту, якщо його параметр рівняння стану w_{de} є в діапазоні значень

$$-1 < w_{de} < -\frac{1}{3} - \frac{\Omega_m}{\Omega_{de}}. \quad (19)$$

Для польових величин ця умова має вигляд

$$\text{a) } 0 < X^{(0)} < \frac{1}{3} - \frac{\Omega_m}{2\Omega_{de}}, \quad \text{b) } U^{(0)} \frac{1 + 3X^{(0)}}{\sqrt{1 - 2X^{(0)}}} > \rho_m^{(0)}/2. \quad (20)$$

Важливою характеристикою поля є також ефективна швидкість поширення збурень поля, квадрат якої визначається заданим лагранжіаном як

$$c_s^2 \equiv \frac{\delta p}{\delta \rho} = \frac{\mathcal{L}_{,X}}{\mathcal{L}_{,X} + 2X\mathcal{L}_{,XX}}. \quad (21)$$

¹Тут і далі складову з Ω_r ми опускаємо оскільки в епоху $a \sim 1$ $\rho_r \ll \rho_m$.

У випадку поля з тахіонним лагранжіаном (6) $c_s^2 = -w_{de}$, а з умовою (19) величина квадрату ефективної швидкості звуку є в межах від $1/3$ до 1 , що забезпечує гравітаційну стійкість цієї складової Всесвіту. Таким чином, тахіонне скалярне поле цілком може бути квінтесенційною темною матерією, оскільки умови (19) та (20) є несуперечливими, польові величини та густина енергії є дійсними змінними, а швидкість поширення збурень менша від швидкості світла. Таке тахіонне скалярне поле практично нічого спільного з надсвітловими тахіонами не має.

Конкретизуємо поле заданням w_{de} так, що параметр рівняння стану темної енергії w_{de} та її адіабатична швидкість звуку $c_a^2(de) \equiv \dot{p}_{de}/\dot{\rho}_{de}$ пов'язані між собою звичайним диференціальним рівнянням

$$w'_{de} = \frac{3}{a}(1 + w_{de})(w_{de} - c_a^2), \quad (22)$$

де штрихом позначена похідна за a . Необхідно зауважити, що насправді величина c_a^2 не відіграє ролі швидкості звуку в темній енергії – вона є лише одним з феноменологічних параметрів, що описують темну енергію, проте ми називаємо її “адіабатичною швидкістю звуку” за аналогією з термодинамічною величиною, що має таке саме означення. Легко зауважити, що похідна параметра рівняння стану за масштабним фактором є від'ємною для $w_{de} < c_a^2$ і додатною для $w_{de} > c_a^2$. У першому випадку в процесі еволюції Всесвіту темна енергія набуває здатність прискорювати розширення, у другому її втрачає. В загальному випадку c_a^2 може бути функцією часу, а рівняння (22) є диференціальним рівнянням Рікатті. Однак надалі ми покладемо, що вона є постійною: $c_a^2 = const$. Таке припущення є найпростішим і воно дає змогу отримати аналітичні розв'язки. Часова похідна тиску $p_{de}(\eta)$ є в такому випадку пропорційною до часової похідної густини $\rho_{de}(\eta)$. Інтегральна форма цієї умови – це узагальнене лінійне баротропне рівняння стану

$$p_{de} = c_a^2 \rho_{de} + C, \quad (23)$$

де C – стала величина. Космологічні сценарії еволюції Всесвіту, заповненого рідиною з таким рівнянням стану (яку ще називають “wet dark fluid”), аналізувалися в [19]-[20]. Розв'язок диференційного рівняння (22) з $c_a^2 = const$ є таким:

$$w_{de}(a) = \frac{(1 + c_a^2)(1 + w_0)}{1 + w_0 - (w_0 - c_a^2)(a/a_0)^{3(1+c_a^2)}} - 1, \quad (24)$$

де стала інтегрування w_0 вибрана рівною теперішньому значенню w_{de} , коли $a = a_0$. Легко зауважити, що означення w_{de} та вирази (23)-(24) дають $C = \rho_{de}^{(0)}(w_0 - c_a^2)$, де $\rho_{de}^{(0)}$ – сьогоденні значення густини темної енергії. Отже, дві величини w_0 та c_a^2 визначають параметр рівняння стану w_{de} на будь-якому червоному зміщенні $z = a_0/a - 1$. З (24) випливає, що c_a^2 відповідає параметру рівняння стану на початку розширення ($w_{init} \equiv w_{de}(0) = c_a^2$, $a = 0$, $z = \infty$). Диференціальне рівняння (5) з w_{de} у формі

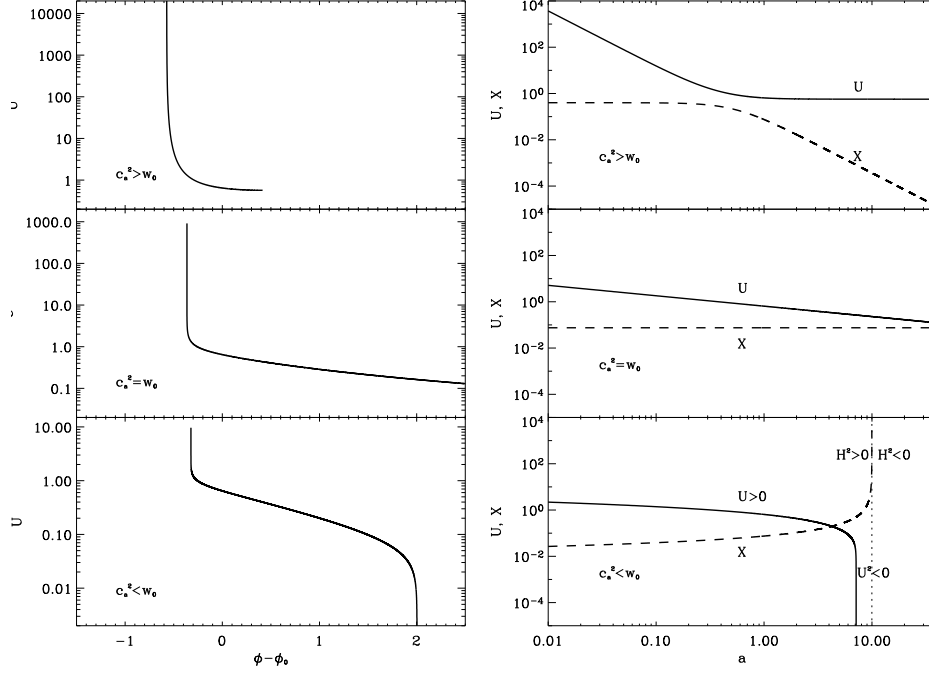


Рис. 1: Потенціали $U(\phi - \phi_0)$ (зліва) та залежності потенціалів і кінетичних членів від a/a_0 (справа) для тахіонних скалярних полів із спадним, незмінним та зростаючим параметром рівняння стану (зверху вниз). Потенціали і кінетичні члени представлені в одиницях критичної густини в сучасну епоху, $3c^2 H_0^2 / 8\pi G$, польова змінна ϕ в одиницях $\sqrt{3c^2 / 8\pi G}$. Сучасній епосі ($a/a_0 = 1$) на правій панелі на лівій відповідає значення $\phi - \phi_0 = 0$ і поле еволюціонує зліва направо.

(24) також має аналітичний розв'язок

$$\rho_{de} = \rho_{de}^{(0)} \frac{(1 + w_0)(a/a_0)^{-3(1+c_a^2)} + c_a^2 - w_0}{1 + c_a^2}, \quad (25)$$

що дає зразу і аналітичний вираз для $f(a) \equiv \rho_{de} / \rho_{de}^{(0)}$.

На рис. 1 показано залежність потенціалу U від змінної поля ϕ та масштабного множника a/a_0 для тахіонного скалярного поля із спадним, незмінним та зростаючим параметром рівняння стану (24). Таке поле зумовлює прискорене розширення Всесвіту із параметром сповільнення в сучасну епоху $q_0 \approx -0.5$ (детальніше див. [22, 24]), яке виявлене за співвідношенням відстань за світністю – червоне зміщення для наднових типу Ia.

Можна зауважити, що прискорене розширення Всесвіту зумовлене скочуванням потенціалу тахіонного поля до мінімуму. Динаміка розширення Всесвіту на всіх етапах, як впливає із (11) і (17), визначається тільки Ω_{de}

та w_{de} і не залежить від лагранжіана. Ми показали це на прикладі скалярного поля з класичним та тахіонним лагранжіанами [24, 25]) і прийшли до висновку, що мають бути знайдені інші тести, чутливі до фізичних особливостей різних полів.

В дослідженнях різних авторів за останні роки все наполегливіше акцентується на можливій фантомній природі темної енергії (див. [26] і цитування в ній), тому проаналізуємо можливість моделювання такої темної енергії тахіонним скалярним полем.

З виразів (16) випливає, що скалярне поле з лагранжіаном (6) може бути фантомним ($w_{de} < -1$) тільки тоді, коли змінна поля ϕ є уявною, а кінетичний член від'ємним. Тому змінимо знак перед кінетичним членом у лагранжіані Дірака-Борна-Інфельда, аналогічно до отримання фантомного поля на основі класичного в [27]:

$$\mathcal{L} = -\tilde{U}(\xi)\sqrt{1+2\tilde{X}}, \quad (26)$$

де \tilde{U} і \tilde{X} потенціал і кінетичний член фантомного тахіонного поля. Густина енергії, тиск і параметр рівняння стану в цьому випадку є такими:

$$\rho_{de} = \frac{\tilde{U}(\xi)}{\sqrt{1+2\tilde{X}}}, \quad p_{de} = -\tilde{U}(\xi)\sqrt{1+2\tilde{X}}, \quad w_{de} = -2\tilde{X} - 1. \quad (27)$$

Отже, при будь-якому додатньому \tilde{X} і \tilde{U} густина енергії є додатньою дійсною величиною, тиск і параметр рівняння стану є від'ємними дійсними величинами, причому $w_{de} \leq -1$ при $\tilde{X} \geq 0$ завжди. Для пояснення прискореного розширення Всесвіту в сучасну епоху величини поля \tilde{X} і \tilde{U} повинні задовольняти дві умови:

$$\text{a) } \tilde{X}^{(0)}, \tilde{U}^{(0)} > 0, \quad \text{b) } \tilde{U}^{(0)} \frac{1+3\tilde{X}^{(0)}}{\sqrt{1+2\tilde{X}^{(0)}}} > \rho_m^{(0)}/2. \quad (28)$$

У випадку фантомного поля (26) його польова змінна, потенціал і кінетичний член визначаються густиною енергії та параметром рівняння стану як

$$\begin{aligned} \xi(a) - \xi_0 &= \pm \int_1^a \frac{da' \sqrt{-(1+w_{de}(a'))}}{a'H(a')}, \\ \tilde{U}(a) &= \rho_{de}(a)\sqrt{-w_{de}(a)}, \\ \tilde{X}(a) &= -\frac{1+w_{de}(a)}{2}. \end{aligned} \quad (29)$$

Потенціали $\tilde{U}(\xi - \xi_0)$, еволюція потенціалів та кінетичних членів у моделях із спадним, незмінним та зростаючим параметром рівняння стану показані на рис. 2. Як і у випадку класичного поля з інверсним знаком біля кінетичного члена у лагранжіані потенціал фантомного поля (26) в процесі розширення Всесвіту викочується вгору, що і зумовлює прискорення $\ddot{a} > 0$ в сучасну епоху. Інша інтригуюча властивість такого фантомного поля полягає в тому, що його ефективна швидкість звуку, яка згідно (21) дорівнює $-w_{de}$, є більшою від швидкості світла ($c_s^2 > 1$). Але

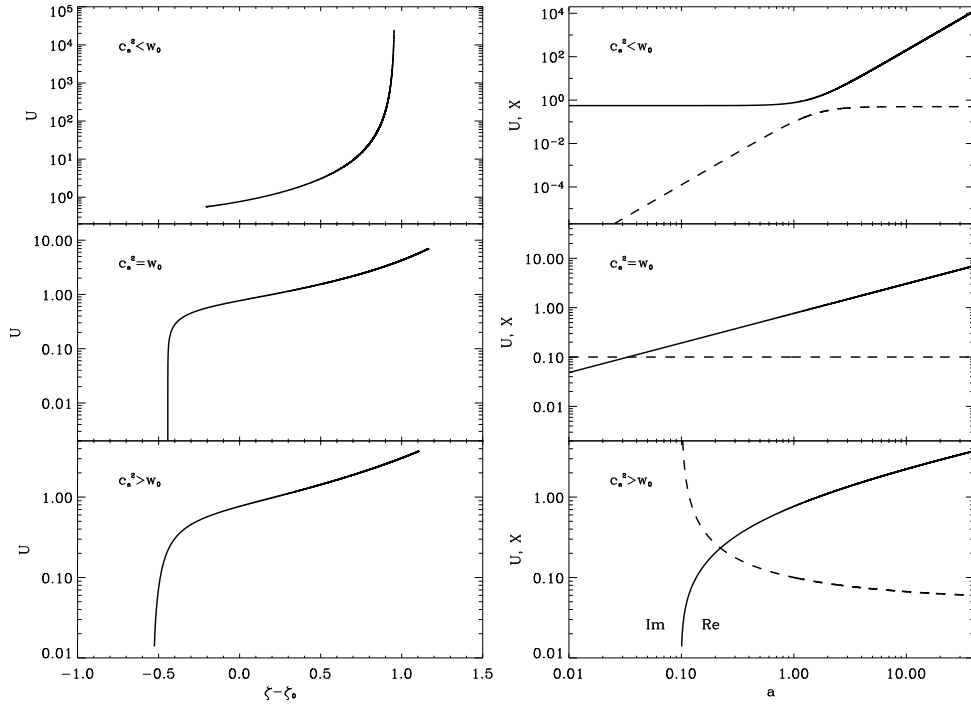


Рис. 2: Потенціали $\tilde{U}(\xi - \xi_0)$ (зліва) та залежності потенціалів і кінетичних членів від a/a_0 (справа) для фантомних тахіонних скалярних полів із спадним, незмінним та зростаючим параметром рівняння стану (зверху вниз). Одиниці величин ті ж, що й на рис. 1.

оскільки поле взаємодіє з іншими компонентами тільки гравітаційно, то це не призводить до порушення принципу причинності. Таким чином, таке поле представляє інтерес ще й з точки зору можливості поширення збурень поля з надсвітловими швидкостями, що, однак, потребує ще окремого детального аналізу. Подібний аналіз, здійснений для k -есенційних полів в [28], однак вказує на відсутність порушення принципу причинності для мінімально зв'язаної темної енергії, в якій ефективна швидкість поширення збурень є надсвітловою.

2. ГРАВІТАЦІЙНА НЕСТІЙКІСТЬ ТАХІОННИХ СКАЛЯРНИХ ПОЛІВ ТА МОЖЛИВІСТЬ РОЗРІЗНЕННЯ

Отже, тахіонне скалярне поле за впливом на динаміку розширення однорідного ізотропного Всесвіту невідрізне від класичного, хоч динаміка зміни польових величин є різною, що видно із порівняння рис. 1 з рис. 3 у [24] та рис. 2 тут із рис. 2 у [26]. Тому розглянемо еволюцію скалярних збурень густини в багатокомпонентному Всесвіті, яка залежить від ефективної швидкості звуку кожної компоненти та гравітаційного впливу збурень темної енергії на збурення матерії. Оскільки ефективна швидкість звуку

класичного поля завжди дорівнює швидкості світла, а тахіонного $-w_{de}(a)$, то можна очікувати особливостей формування великомасштабної структури Всесвіту та можливості розрізнення тахіонного і класичного скалярних полів.

Для цього розглянемо збурення в синхронній системі відліку з метрикою світу з евклідовим 3-простором

$$ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j = a^2(\eta) \left[d\eta^2 - (\delta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta})dx^\alpha dx^\beta \right]. \quad (30)$$

Масштабний множник у цьому випадку зручно пронормувати на 1, $a_0 = 1$. Скалярні збурення метрики $h_{\alpha\beta}$ можна розкласти на слідову $h \equiv h^\alpha_\alpha$ та безслідову $\tilde{h}_{\alpha\beta}$ компоненти як $h_{\alpha\beta} = h\delta_{\alpha\beta}/3 + \tilde{h}_{\alpha\beta}$. Для малих збурень ($h \ll 1$) всі рівняння лінеаризуються за збуреними змінними. У випадку багатокомпонентного Всесвіту кожна компонента рухається з невеликою пекулярною швидкістю $V^\alpha = dx^\alpha/d\eta$, що визначається внутрішніми властивостями даної компоненти (густина, тиск, ентропія і т. д.) та h . Оскільки холодна темна матерія (CDM) вважається ідеальною рідиною з нульовим тиском, що взаємодіє з іншими компонентами лише гравітаційно, синхронні координати зазвичай вибираються супутніми до частинок холодної темної матерії. У випадку лінійних збурень також зручно зробити перетворення Фур'є всіх залежних від просторових координат величин та отримати рівняння для відповідних Фур'є-амплітуд збурень.

Диференціальний закон збереження енергії-імпульсу $\delta T_{j;i}^{i(de)} = 0$ для збурень в просторі з метрикою (30) призводить до таких рівнянь для еволюції збурень густини та швидкості темної енергії в синхронних координатах:

$$\begin{aligned} \dot{\delta}_{de} + 3(c_s^2 - w_{de})aH\delta_{de} + (1 + w_{de})\frac{\dot{h}}{2} \\ + (1 + w_{de}) \left[k + 9a^2H^2 \frac{c_s^2 - c_a^2}{k} \right] V^{(de)} = 0, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\dot{V}_{de} + aH(1 - 3c_s^2)V_{de} - \frac{c_s^2 k}{1 + w_{de}}\delta_{de} = 0. \quad (32)$$

Рівняння для збурень метрики та густини і швидкості решти релятивістських і нерелятивістських компонент (фотони, безмасові нейтрино, баріони та холодна темна матерія) представлені у [29]. Важливим для аналізу еволюції космологічних збурень є задання початкових умов. Відомо, що спостережувана великомасштабна структура Всесвіту сформувалася з малих адіабатичних збурень, згенерованих у ранньому Всесвіті. Отже, для всіх складових багатокомпонентного Всесвіту окрім темної енергії використовуються адіабатичні початкові умови з [29]. Початкові умови для збурень темної енергії отримуються з асимптотичних розв'язків (31)-(32) для $k\eta \ll 1$ (збурення з масштабом, більшим за горизонт частинки) у

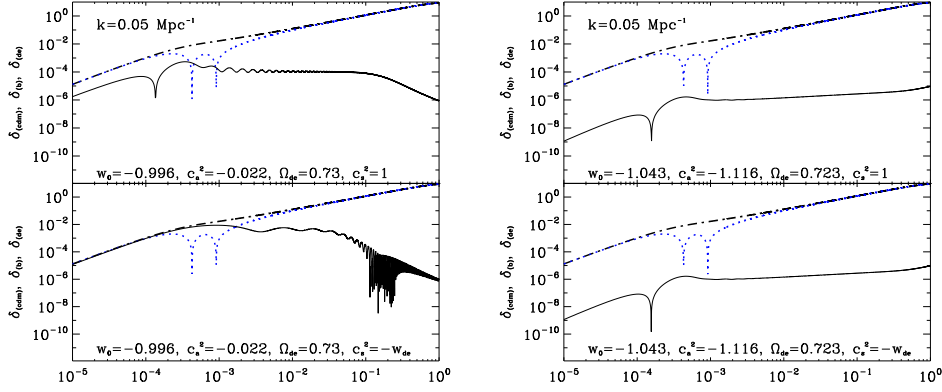


Рис. 3: Еволюція космологічних збурень густини темної енергії (суцільна лінія), темної матерії (штрихована лінія) та баріонної компоненти (точкова лінія) в моделях з темною енергією у вигляді класичного ($\mathcal{L} = \pm X - U$, верхні панелі) та тахіонного ($\mathcal{L} = -U(\phi)\sqrt{1 \mp 2X}$, нижні панелі) квінтесенційного (зліва, верхній знак у лагранжіані) та фантомного (справа, нижній знак у лагранжіані) скалярних полів.

ранню радіаційно-доміновану епоху і є такими:

$$\delta_{de}^{init} = -\frac{(4 - 3c_s^2)(1 + w_{de})}{8 + 6c_s^2 - 12w_{de} + 9c_s^2(w_{de} - c_a^2)} h_{init}, \quad (33)$$

$$V_{de}^{init} = -\frac{c_s^2 k \eta_{init}}{8 + 6c_s^2 - 12w_{de} + 9c_s^2(w_{de} - c_a^2)} h_{init}. \quad (34)$$

Детальніший аналіз гравітаційної стійкості тахіонного скалярного поля можна знайти також у роботах [21, 22, 23]. Для розв'язку системи диференціальних рівнянь, що описують еволюцію скалярних космологічних збурень із початковими адіабатичними умовами, ми використали загальнодоступну програму SAMB, модифікувавши її для нашої моделі темної енергії.

На рис. 3 приведено еволюцію амплітуди збурень густини темної енергії, темної матерії та баріонів з масштабом $k = 0.05 \text{ h/Mpc}$ в моделі з найбільш оптимальними космологічними параметрами \mathbf{q}_1 для квінтесенційного та \mathbf{p}_1 для фантомного полів, визначеними у [26], з класичним та тахіонним лагранжіанами. Зауважимо, що у випадку квінтесенційного поля різниця еволюції амплітуди збурень класичного і тахіонного скалярних полів є помітною і можна сподіватися на їх розрізнення за спостережуваними даними. У випадку фантомного поля ми не бачимо жодних відмінностей. Це пояснюється тим, що у випадку квінтесенційного тахіонного поля квадрат ефективної швидкості звуку c_s^2 змінюється від 0.022 в ранню епоху до 0.996 в сучасну, тоді як для класичного вона стала і дорівнює 1. У випадку ж фантомного тахіонного поля $c_s^2 = 1$ на початку і монотонно зростає до 1.043 в сучасну епоху, що практично не змінює еволюцію $\delta_{de}(a)$ порівняно з фантомним класичним полем.

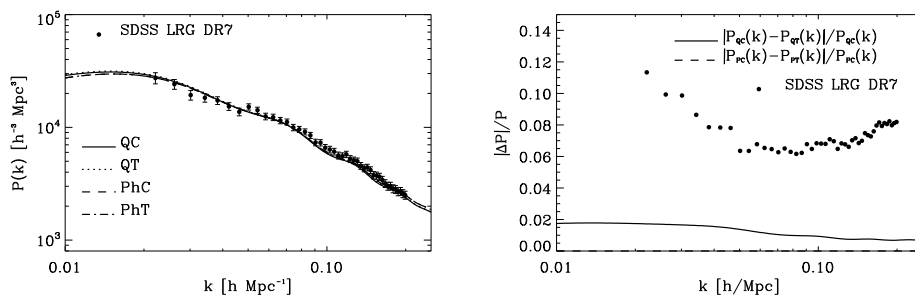


Рис. 4: Зліва: спектр потужності збурень густини матерії в моделях з квінтесенційним класичним і тахіонним (QC, QT) та фантомним класичним і тахіонним (PC, PT) скалярними полями з найбільш оптимальними значеннями космологічних параметрів \mathbf{q}_1 та \mathbf{p}_1 , визначених в роботі [26]; кружечками показано спостережуваний спектр потужності неоднорідностей просторового розподілу галактик SDSS LRG DR7 [30]. Справа: відносні різниці спектрів потужності в моделях з однаковими параметрами, але різними лагранжіанами (класичний і тахіонний) $|\Delta P(k)|/P(k)$; кружечками показано спостережувані невизначеності (1σ) даних SDSS LRG DR7 [30].

На рис. 4 наведено спектри потужності збурень густини матерії для тих самих моделей, що й на рис. 3, та їх відносну різницю з w_{de} в квінтесенційній та фантомній областях значень. Для порівняння подано спостережувані дані SDSS LRG DR7 [30]. Помічаємо, що навіть у квінтесенційній області ця різниця не перевищує 2% і значно менша спостережуваних невизначеностей у даних SDSS LRG DR7 ($\sim 6 - 12\%$). У фантомній області ця різниця не перевищує тисячних долей відсотка (штрихована лінія злилась з віссю абсцис) і є недосяжною для її встановлення за цими спостережуваними даними навіть у далекій перспективі.

3. ВИСНОВКИ

Скалярні поля з ефективним лагранжіаном Дірака-Борна-Інфельда описують тахіонні моди коливань космічних струн і бран в суперструнних теоріях фундаментальних взаємодій та експоненціальне розширення (інфляційну стадію) дуже раннього Всесвіту, разом з тим вони успішно описують сучасне прискорене розширення Всесвіту. За космологічними проявами тахіонне поле не відрізняє від класичного скалярного поля в моделі з однаковими параметрами на рівні точності сучасних спостережуваних даних. У фантомній області значень параметра рівняння стану ці поля практично невідмінні за космологічними даними. Їх особливістю у випадку фантомного поля є надсвітлова швидкість поширення збурень (ефективна швидкість звуку) при дійсних значеннях всіх інших фізичних характеристик поля. Чи суперечить це принципу причинності, якщо тахіонне поле взаємодіє з іншими полями і частинками тільки гравітаційно? Чи може ця особливість поля бути підставою для викреслення тахіонного поля із спи-

ску кандидатів у темну енергію? Автор не має безсумнівно аргументованої відповіді на ці запитання, але незалежно від того, якими вони будуть, чи яким буде майбутній результат встановлення природи темної енергії, незалежним залишається висновок про плідність ідеї тахіонів та користь дискусій, які точаться довкола них.

Подяки

Робота виконана в рамках проекту Міністерства освіти і науки України “Приховані компоненти та еволюційні стадії формування великомасштабної структури Всесвіту, галактик, зір і залишків наднових” (державний реєстраційний номер 0113U003059), Цільової програми НАН України “Наукові космічні дослідження” (державний реєстраційний номер 0113U002301) та за підтримки Швейцарським науковим фондом в рамках проекту SCOPES №IZ73Z0128040. Автор вдячний розробникам програмного пакету SAMB і CosmoMC за можливість їх вільного використання.

Література

- [1] Bilaniuk O.-M. P., Deshpande V. K., Sudarshan E. C. G., “Meta” Relativity, *American Journal of Physics* **30**, 718.
- [2] Garousi M. R., Tachyon couplings on non-BPS D-branes and Dirac-Born-Infeld action, *Nucl. Phys. B* **584**, 284 (2000).
- [3] Sen A., Tachyon Matter, *JHEP* **0207**, 065 (2002).
- [4] Garousi M. R., Sami M. and Tsujikawa S., Cosmology from a rolling massive scalar field on the anti-D3 brane of de Sitter vacua, *Phys. Rev. D* **70**, 043536 (2004).
- [5] Padmanabhan T., Accelerated expansion of the universe driven by tachyonic matter, *Phys. Rev. D* **66**, 021301, (2002).
- [6] Gibbons G.W., Cosmological evolution of the rolling tachyon, *Phys. Lett. B* **537**, 1 (2002).
- [7] Frolov A., Kofman L. and Starobinsky A., Prospects and problems of tachyon matter cosmology, *Phys. Lett. B* **545**, 8 (2002).
- [8] Bagla J.S., Jassal H.K. and Padmanabhan T., Cosmology with tachyon field as dark energy, *Phys. Rev. D* **67**, 063504 (2003).
- [9] Abramo L.R. and Finelli F., Cosmological dynamics of the tachyon with an inverse power-law potential, *Phys. Lett. B* **575**, 165 (2003).
- [10] Gibbons G.W., Thoughts on tachyon cosmology, *Clas. and Quant. Grav.* **20**, 321 (2003).
- [11] Abramo L.R., Finelli F. and Pereira T.S., Constraining Born-Infeld models of dark energy with CMB anisotropies, *Phys. Rev. D* **70**, 063517 (2004).

- [12] Gorini V., Kamenshchik A., Moschella U. and Pasquier V., Tachyons, scalar fields, and cosmology, *Phys. Rev. D.* **69**, 123512 (2004).
- [13] Sen A., Remarks on Tachyon Driven Cosmology, *Phys. Scripta T* **117**, 70 (2005).
- [14] Calcagni G. and Liddle A.R., Tachyon dark energy models: Dynamics and constraints, *Phys. Rev. D* **74**, 043528 (2006).
- [15] Feinberg G., Possibility of Faster-Than-Light Particles, *Phys. Rev.* **159**, 1089 (1967).
- [16] Perlmutter S., Aldering G., della Valle M. et al., Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe, *Nature*, **391**, 51 (1998).
- [17] Riess A. G., Filippenko A. V., Challis P. et al., Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant, *Astron. J.* **116**, 1009 (1998).
- [18] Schmidt B. P., Suntzeff N. B., Phillips M. M. 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).
- [19] Babichev E., Dokuchaev V., Eroshenko Yu. Dark energy cosmology with generalized linear equation of state, *Classical and Quantum Gravity*, **22**,143, (2005).
- [20] Holman R., Naidu S. Dark Energy from Wet Dark Fluid, *arXiv:astro-ph/0408102* (2004).
- [21] Jain R.K., Chingangbam P. and Sriramkumar L., On the evolution of tachyonic perturbations at super-Hubble scales, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **10**, 03 (2007).
- [22] Sergijenko O., Kulinich Yu., Novosyadlyj B., Pelykh V., Large-scale structure formation in cosmology with classical and tachyonic scalar fields, *Kinematics and Physics of celestial bodies* **25**, 1 (2009).
- [23] Sergijenko O. and Novosyadlyj B., Perturbed dark energy: Classical scalar field versus tachyon, *Phys. Rev. D*, **80**, 083007 (2009).
- [24] Novosyadlyj B., Sergijenko O., Apunevych S., Pelykh V., Properties and uncertainties of scalar field models of dark energy with barotropic equation of state, *Phys. Rev. D* **82**, 103008 (2010).
- [25] Novosyadlyj B., Sergijenko O., Apunevych S., Distinguishability of scalar field models of dark energy with time variable equation of state parameter, *Journal of Physical Studies* **15**, 1901 (2011).
- [26] Novosyadlyj B., Sergijenko O., Durrer R., Pelykh V. Do the cosmological observational data prefer phantom dark energy? *Phys. Rev. D* **86** (2012) 083008.

- [27] Caldwell R.R., A Phantom Menace? Cosmological consequences of a dark energy component with super-negative equation of state, *Phys. Lett. B* **545**, 23 (2002).
- [28] Babichev E., Mukhanov V., Vikman A., k-Essence, superluminal propagation, causality and emergent geometry, *Journal of High Energy Physics* **02**, 101 (2008).
- [29] Ma C.-P. & Bertschinger E., Cosmological perturbation theory in the synchronous and conformal newtonian gauges, *Astrophys. J.* **455**, 7 (1995).
- [30] Reid B.A., Percival W.J., Eisenstein D.J. et al., Cosmological constraints from the clustering of the Sloan Digital Sky Survey DR7 luminous red galaxies, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **404**, 60 (2010).

TACHYONIC SCALAR FIELDS IN COSMOLOGY

Bohdan NOVOSYADLYJ

Ivan Franko National University of L'viv,
8 Kyrylo and Mefodiy Street, L'viv, 79005, Ukraine
e-mail: bnovos@gmail.com

The possibility of explaining the accelerated expansion of the Universe by tachyonic scalar field which homogeneously fills the world is discussed. The dependencies of the potential and the kinetic term on the scale factor are deduced for the case of quintessential and phantom dark energy. The possibility of distinguishing the tachyonic scalar field as dark energy from its other models especially from classic scalar field is analyzed.