

DOI: <https://doi.org/10.36910/6775-2524-0560-2023-53-24>

УДК 524.8

Пастернак Роман Михайлович, к. фіз.-м. н., доцент<https://orcid.org/0000-0001-9668-9161>

Луцький національний технічний університет, м. Луцьк, Україна

ПАРАМЕТР ГАББЛА В ЧОТИРИВИМІРНІЙ КОРПУСКУЛЯРНІЙ МОДЕЛІ ВСЕСВІТУ

Пастернак Р.М. Параметр Габбла в чотиривимірній корпускулярній моделі Всесвіту. Для моделювання Всесвіту, де присутні як спостережувані частинки, так і частинки холодної темної матерії та темної енергії, запропоновано використовувати альтернативний апарат релятивістської механіки в евклідовому 4-просторі, в якому наявні засоби опису фізичного вакууму та усіх різновидів частинок, включно з темними. Показано, що вибір виділеної за Г. А. Лоренцом системи відліку обмежує застосування в релятивістській механіці апарату простору-часу. Подано порівняння ряду критеріїв визначення віддалі до космічних об'єктів за величиною космологічного червоного зсуву.

Ключові слова: релятивістська механіка, параметр Габбла, хід часу, фізичний вакуум.

Pasternak R. The Hubble parameter in the four-dimensional corpuscular model of the universe. To model the universe, where both observed particles and particles of cold dark matter and dark energy are present, it is proposed to use an alternative apparatus of relativistic mechanics in Euclidean 4-space, which has means of describing the physical vacuum and all types of particles, including dark ones. It is shown that the choice of the reference system selected by G. A. Lorentz limits the application of the space-time apparatus in relativistic mechanics. A comparison of a number of criteria for determining the distance to space objects by the size of the cosmological redshift is presented.

Key words: relativistic mechanics, Hubble's constant, passage of time, physical vacuum.

Постановка завдання. Розрахунки параметра Габбла, проведені на основі аналізу спектрів зірок [1], значно відрізняються від отриманих при вивченні властивостей космічного мікрохвильового фону (КМФ) [2]. У пропонованій роботі розглянуто можливі причини такої невідповідності.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Астрономічні вимірювання та розрахунки, виконані відповідно до метрики Фрідмана-Леметра-Робертсона-Вокера (ФЛРВ) [3], вказують на можливе нерівномірне розширення Всесвіту. Якщо в [3] зроблено спробу пояснити його впливом кривини Всесвіту, то в [4] – еволюцією світності наднових типу 1a (SN 1a) [1]. У роботі [5] представлено порівняння апарату Спеціальної теорії відносності (СТВ) з тестовими теоріями (включаючи теорії Г.П. Робертсона та Мансурі-Секста) [5], що допускають розширення перетворень Лоренца додатковими параметрами. При побудові релятивістської хвильової механіки П. Дірак показав [6], що адекватним їй є 4-вимірний простір імпульсів частинок. У [7] запропоновано апарат релятивістської корпускулярної механіки (АРМ) в евклідовому 4-просторі, що має засоби опису також темних різновидів матерії.

Метою роботи є перевірка виконання закону Габбла-Леметра у чотиривимірному Всесвіті, для моделювання якого запропоновано використовувати апарат АРМ [7]. Задля сумісного виконання законів збереження імпульсу та енергії, на відміну від криволінійного простору Б. Рімана Загальної теорії відносності [1], використано поняття непланарного дисипативного вузла взаємодії частинок в евклідовому 4-просторі АРМ.

1. Простори 4-переміщень та 4-імпульсів у АРМ

У цьому розділі основні поняття АРМ [7] модифіковано відповідно до моделі центральносиметричного 4-вимірного Всесвіту [1].

1.1. Простір 4-переміщень. Час. У механіці доступними спостереженню є лише вузли взаємодії частинок [8]. В АРМ [7] для запису просторових позицій (вузлів) взаємодії частинок використано евклідовий 4-простір R^4 , що є розширенням евклідового 3-простору СТВ неспостережуваною четвертою координатою (замість часової координати в просторі-часі [8]). Усе розмаїття частинок в АРМ представлено сукупністю графів взаємодій, що містять точкові вузли взаємодії частинок та орієнтовані прямолінійні вітки між ними – вільні частинки [7]. Стабільні частинки, що охоплюють багато вузлів взаємодій, в АРМ виділяють ламаними лініями (4-траєкторіями). Як наслідок, в АРМ вводять поняття часу t , що пропорційний параметру 4-траєкторії частинки [7]

$$dR = cdt, \quad (1)$$

де c – фундаментальна стала. Тобто, хід часу t пов'язаний з метрикою Всесвіту [1].

1.2. *Космічні системи відліку. Власні напрями КСВ.* При моделюванні Всесвіту, як правило, використовують дві системи відліку: КСВ – космічну, виміри в якій відбуваються відносно Всесвіту, як цілісного центральносиметричного космічного об'єкту [1], та ССВ – супутню з розширенням Всесвіту, де тіло відліку належить ССВ. Таким чином, властивості космічних систем відліку узгоджені з симетрією центральносиметричного Всесвіту.

Відповідно до космологічного принципу [1] у Всесвіті існує безліч КСВ, а напрям неспостережуваної в ССВ координати збігається з напрямом $\vec{\zeta}_s$ радіального променя, що виходить з точки B центру симетрії Всесвіту і проходять через точку C спостерігача [7]. На рис. 1 наведено переріз Всесвіту, де радіальні промені – *власні напрями КСВ* \vec{L}_O випромінювача та \vec{L}_C спостерігача, а дуга радіусом R_H із центром у точці B характеризує фронт розширення динамічного Всесвіту.

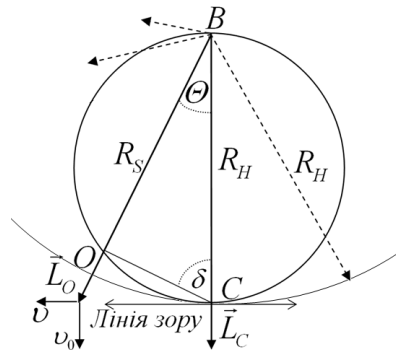


Рис. 1. Власні лінії КСВ

1.3. *Простір 4-імпульсів частинок в АРМ.* Основною характеристикою кожної частинки є її 4-імпульс $\vec{P} = P\vec{\chi} = \vec{p} + \vec{p}_0$ в евклідовому 4-просторі P^4 , де $\vec{p} = p\vec{\tau}$ – спостережуваний в ССВ релятивістський імпульс, а $\vec{p}_0 = p_0\vec{\zeta}_s$ – неспостережуваний в ССВ *власний імпульс* частинки [7]. Тут $\vec{\tau}$ та $\vec{\zeta}_s$ – одиничні 4-вектори. Наслідком виконання принципів П. Дірака $E = c|\vec{P}|$ [6] та А. Айнштейна $E = c^2m$, де E – повна енергія частинки, а m – її повна маса [7], є умова:

$$|\vec{P}| = ct. \quad (2)$$

Зважаючи на принцип Л. Ейлера [8] $\vec{P} = m\vec{V}$, із (2) випливає, що в релятивістській механіці величина 4-швидкості довільної частинки незмінна і не залежить від напрямку її поширення: $|\vec{V}| = c$.

При аналізі поведінки усього різноманіття частинок в АРМ користуються Стандартною моделлю частинок [9], розширеною на 4-простір двома типами фундаментальних бозонів: частинок неспостережуваної холодної темної матерії (DaM) (гіпотетично відповідає нерухомому ефіру Г. А. Лоренца [10]), та неспостережуваної темної енергії (DaE) (гіпотетично, фотони). Напрямок поширення частинок DaM збігається з *власним напрямом* $\vec{\zeta}_s$ КСВ [7]. Напрямок поширення частинок DaE ортогональний до $\vec{\zeta}_s$. У кожній КСВ частинки DaM мають 4-імпульси $\vec{P}_s = P_s\vec{\zeta}_s$, (займають одновимірний підпростір P^1), а частинки DaE – 4-імпульси $\vec{P}_0 = P_0\vec{\tau}$ (займають 3-вимірний підпростір P^3). Відповідно до означення підпростору P^1 та P^3 не перетинаються, тобто:

$$(\vec{\zeta}_s, \vec{\tau}) = 0. \quad (3)$$

Виконання умови (3) для частинок DaM та DaE є основою стійкості фізичного вакууму.

Елементарні спостережувані частинки – баріони [11] – що є гібридом названих фундаментальних частинок, займають простір P^4 (за виключенням підпросторів бозонів P^1 чи P^3) та можуть поширюватися під кутом α до власного напрямку КСВ.

1.4. *Нативні частинки та номади.* АРМ розглядає поведінку частинок лише в інерційних КСВ. Відповідно до умови (3) Г.А. Лоренца, інерційність КСВ пов'язана з існуванням холодної темної матерії [7]:

$$\vec{p}_0 = p_0\vec{\zeta}_s = const \forall t. \quad (4)$$

Враховуючи космологічний принцип, кожна окрема КСВ пов'язана з кластером S власних (нативних) частинок, для яких виконується умова (4). Решта частинок Всесвіту є позакластерними. Окрему групу позакластерних фотонів (для яких $p_0 = 0$, тобто мова (4) незастосовна), складають номади (частинки-мігранти), які можуть вільно переміщатися Всесвітом. Лише для нативних фотонів виконується умова (3); за відсутності холодної темної матерії (ефіру) принцип А. Айнштейна незмінності швидкості поширення світла у вакуумі [8] не має раціонального пояснення.

1.5. Порівняння ходу часів АРМ та ФЛРВ. Релятивістська механіка 4-вимірна. В основу метрики ФЛРВ покладено одне з найбільш контраверсійних для релятивістської механіки поняття 3-вимірного простору та координатного часу t' [8], які за допомогою перетворень Лоренца [10] лише імітують властивості 4-простору. Оскільки в просторі-часі означення ходу часу відсутнє, порівняємо його з означенням ходу часу в АРМ, для чого розпишемо величину елементарного 4-переміщення $d\vec{R}$ з використанням його розкладу на спостережувану $d\vec{r}$ та неспостережувану $d\vec{s}$ складові в КСВ [7]:

$$dR^2 = dr^2 + ds^2 = c^2 dt^2. \quad (5)$$

Пов'язавши неспостережувану величину ds^2 зі спостережуваними величинами

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 = (c^2 - v^2) dt^2 = c^2 \gamma^{-2} d(t)^2 = c^2 d(t')^2, \quad (6)$$

де $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$ – Лоренц-фактор [8], а час $t' = \gamma^{-1} t$, перейдемо до гіперкомплексного простору-часу [8], в якому ds називають скаляром Лоренца [8] (чи сферичною поверхнею у ФЛРВ [1]). Якщо в просторі R^4 $d\vec{s}$ є вектором, а час t скаляром, що пропорційний його метриці, то в СТВ усе навпаки – координатний час t' є вектором (за означенням простору-часу), а $ds = v_0 dt = cd t'$ – скаляром що пов'язаний з величиною неспостережуваної складової 4-швидкості v_0 .

З позиції АРМ перехід від параметризації спостережуваної складової 4-траєкторії частинки до параметризації її неспостережуваної складової принципово нічого не змінює. Формально хід часу t в просторі-часі збігається з його ходом у 4-просторі R^4 . Однак, у просторі R^4 мова йде про інше означення інерційної системи відліку (привілейованої), виключно для якої виконується умова (5). Г. Мінковський, провівши для спостережуваної складової релятивістського імпульсу $\vec{p} = m\vec{v} = (m_0 \gamma^{-1})\vec{v}$ [7] фізично необґрунтовану перестановку коефіцієнта γ^{-1} від m_0 до \vec{v} , тобто $\vec{p} = m_0(\gamma^{-1}\vec{v})$, взагалі позбавив апарат СТВ принципу еквівалентності маси та енергії частинок та зробив неоднорідним хід часу. Фізичне трактування самого поняття виділена за Г.А. Лоренцом інерційна система відліку стало можливими лише після доповнення апарату механіки фундаментальними частинками DaM та DaE. Отже, математично бездоганний апарат простору-часу з не менш елегантними перетвореннями Лоренца в ньому [8] є необхідними, але не достатніми для побудови апарату релятивістської механіки.

2. Взаємодія частинок

У АРМ класичні закони збереження сумарної енергії та імпульсу частинок [1] у точковому вузлі взаємодії поширено на простір 4-імпульсів (доповнивши їх умовами збереження результуючого власного імпульсу). У цьому розділі розглянуто процеси випромінювання та поглинання фотонів у різних КСВ.

2.1. Непланарний дисипативний вузол взаємодії. Запишемо сумісно закони збереження імпульсу та енергії для вузла взаємодії двох частинок з 4-імпульсами \vec{P}_1 та \vec{P}_2 , результатом якої могла б бути частинка з 4-імпульсом \vec{P}_3 :

$$\vec{P}_3 = \vec{P}_1 + \vec{P}_2; \quad P_3 = P_1 + P_2. \quad (7)$$

Незалежно від значень векторів \vec{P}_1 та \vec{P}_2 забезпечити виконання умов (7) в евклідовому просторі R^4 неможливо, оскільки відсутня частинка-акцептор надлишку сумарної енергії взаємодії:

$$E_A = c \left(P_1 + P_2 - \sqrt{P_1^2 + P_2^2 + 2(\vec{P}_1, \vec{P}_2)} \right). \quad (8)$$

Для забезпечення сумісного виконання законів збереження імпульсу та енергії у тривітковому вузлі взаємодії та можливості застосування у фізиці детермінізму диференціального числення Ньютона–Лейбніца, А. Айнштейн у Загальній теорії відносності запропонував використовувати

криволінійний простір Б. Рімана [1]. Натомість в АРМ замість тривіткового, використано чотиривітковий вузол взаємодії, а для тягості апарату динаміки запропоновано використовувати середньостатистичний дисипативний п'ятивітковий вузол взаємодії [7] частинок в евклідовому 4-просторі.

2.2. *Балістичний принцип.* Нехай випромінювач, що нерухомий в КСВ, породжує нативні фотони з 4-імпульсами $\vec{P}_R(0) = P_R(0)\vec{\zeta}_\tau$, для яких $(\vec{\zeta}_\tau, \vec{\zeta}_S) = 0$. При куті аберації випромінювача $\alpha_R \neq 0$ зв'язані з випромінювачем фотони матимуть додатковий імпульс $\Delta\vec{P}_R = P_R(0)\sin\alpha_R\vec{\tau}$, де $\vec{\tau}$ – одиничний вектор напряму спостережуваної швидкості $\vec{v}_R = v_R\vec{\tau}$ випромінювача.

Якщо випромінювання фотонів відбувається під кутом φ до напряму $\vec{\tau}$ руху випромінювача, де $\cos\varphi = (\vec{\tau}, \vec{\zeta}_\tau)$, то кожен фотон винесе додатковий імпульс $\Delta\vec{P}_\varphi = \Delta P_R(\vec{\tau}, \vec{\zeta}_\tau)\vec{\zeta}_\tau$. Відповідно до закону збереження енергії:

$$P'_R = P_R(0)(1 + \sin\alpha_R \cos\varphi). \quad (9)$$

Дослід Майкельсона-Морлі [8] показав, що процеси випромінювання і поглинання фотонів речовиною в одній КСВ оборотні.

2.3. *Космологічна натуралізація фотонів.* Розглянемо фотон, що по чергово перебуває в двох локальних КСВ з різними опорними напрямками $\vec{\zeta}_R$ та $\vec{\zeta}_A$, як наведено на рис. 2. Фотон, нативний у КСВ_R випромінювача, не відповідає умові (3) у КСВ_A (у даній КСВ у нього є надлишкова енергія). Для узгодження властивостей фотона-мігранта із умовою (3) запропоновано гіпотезу космологічної натуралізації фотонів (КНФ): випромінений в КСВ_R фотон з імпульсом \vec{P}_R взаємодіє в КСВ_A з гібридною частинкою (на рис. 2 вона не наведена), що є акцептором енергії, з випромінюванням нативного в КСВ_A фотона з 4-імпульсом \vec{P}_A та породженням частинки ДаМ з 4-імпульсом \vec{P}_S . Як наслідок, для реєстратора, що нерухомий ($\alpha_A = 0$) в КСВ_A, отримаємо:

$$P_A = P_R(\vec{\zeta}_R, \vec{\zeta}_A) = P_R \cos\Theta, \quad (10)$$

де Θ – кут між власними напрямками КСВ_R та КСВ_A. Оскільки основна маса гібридних частинок галактик зосереджена, в основному, в їхніх газопилових хмарах, КНФ відбуватиметься переважно тут, що підтверджено астрономічними спостереженнями (дифузне розосередження темної матерії на околицях галактик, розігрів газопилових хмар [1]).

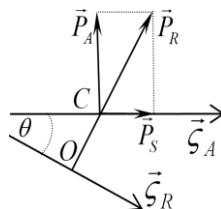


Рис. 2. Схема вузла КНФ

Гіпотезу КНФ введено на заміну формулі Х. Доплера [3], що порушує закони збереження та породжує парадокси. Наприклад, відповідно до метрики ФЛРВ [3], фотони у динамічному Всесвіті змінюють довжину хвилі, тоді як енергія решти вільних частинок залишається незмінною.

2.4. *Спектроскопія зірок.* При астрономічних спостереженнях оперують не величинами імпульсів фотонів, а їхніми спектральними характеристиками. Відповідно до формули М. Планка [8], для векторних частинок $P = p = \hbar k$, де \hbar – стала Дірака, а k – хвильове число [10]. Отже, замість величин P_R та P_A імпульсів фотонів, у формулі (10) можна використовувати їхні хвильові числа, – відповідно k_R та k_A . Застосовуючи параметр z відносного зсуву спектру $z = k_R / k_A - 1$ [1], пов'яжемо величину неспостережуваного кута Θ зі спостережуваною величиною z :

$$\cos\Theta = (z + 1)^{-1}. \quad (11)$$

Враховуючи останні позначення, перепишемо (10) у вигляді:

$$k_A = k_R(z + 1)^{-1}. \quad (12)$$

Для нативних фотонів їхнє випромінювання (реєстрація) рухомим об'єктом (в одній КСВ), відповідно до (9) отримаємо

$$k'_R = k_R \left(1 + \frac{v}{c} \cos \varphi\right), \quad (13)$$

що збігається зі стандартною формулою Х. Доплера [1].

3. Космічні відстані

3.1. *Лінії реєстрованих подій.* Вектори 4-імпульсів нативних у КСВ_R фотонів, що випромінюються космічним об'єктом O , ортогональні до променя \vec{L}_O . Лінія зору спостерігача в КСВ_R ортогональна до променя \vec{L}_C , (див. рис. 1). У загальному випадку в точці C можна спостерігати лише ті космічні об'єкти, які перебувають на лінії реєстрованих подій – колі $COBC$ діаметром, що дорівнює радіусу Габбла $R_H = (4,235 \pm 0,002)$ Гпк [2]. Доступними спостереженню будуть об'єкти, що знаходяться на усіх можливих лініях реєстрованих подій (в гіпероб'ємі реєстрованих подій).

3.2. *Стала Габбла.* Е. Габбл (та незалежно Ж. Леметр) запропонували процедуру визначення величини R_H , що зводиться до використання деякого допоміжного параметра H_0 (сталі Габбла), однакового для усіх зірок [1]. Відповідно до означення [3], стала Габбла $H_0 = v / D_H$ є відношенням променевої швидкості v зірки до відстані $D_H = OC$ від спостерігача до неї (див. рис. 1). З геометричних співвідношень рис. 1 випливає, що в АРМ променева (спостережувана) швидкість $v = c \sin \alpha$, а відстань до джерела $D_H = R_H \sin \alpha$, тобто $H_0 = const$, а її асимптотичне значення $H_0 = cR_H^{-1}$. Аналізуючи лінійчаті спектри випромінювання зірок, за величиною параметра z відносного зсуву спектру та формулою (7) балістичного принципу можна розрахувати спостережувану швидкість випромінювача і провести подальші викладки. Оскільки в релятивістському варіанті спостережуваною в ССВ буде лише частина 4-вимірного відрізка $D_R = D_H \cos \alpha$, параметр Габбла виявиться змінним:

$$H_{0R} = \frac{H_0}{\cos \alpha} = H_0(z + 1). \quad (14)$$

Неузгодженість розгляду задачі Габбла-Леметра в ССВ спостерігача полягає також у тому, що випромінені в КСВ_R фотони є нативними лише біля спостерігача, а поширення властивостей КСВ_A на весь Всесвіт є некоректним. У [12] показано, що в межах космічної комірки (при $z < 0,03$ [1]), де фотони нативні, використання критерію Габбла-Леметра дає значення сталої Габбла до 3 % більше, ніж його асимптотичне значення.

3.3. *Відстань до випромінювача в АРМ.* У роботі запропоновано замість задачі про відстань від спостерігача в КСВ_A до випромінювача в КСВ_R, розглянути еквівалентну їй одновимірну задачу про поведінку фотонів, нативних в КСВ_R випромінювача. Враховуючи центральну симетрію Всесвіту та поняття нативних частинок в конкретних КСВ на лінії спостережуваних подій доходимо висновку, що уздовж променя \vec{L}_O (див. рис. 1) відстань R_S в КСВ_R пов'язана з доповняльною їй відстанню $D_S = R_H - R_S$ від випромінювача до умовного спостерігача на фронті розширення Всесвіту в КСВ_R. Оскільки величина R_S залежить від кута Θ між власними напрямками КСВ_A спостерігача та КСВ_R випромінювача, відстань $D_S = R_H(1 - \cos \Theta)$. Підстановкою (11) отримуємо:

$$D_S = R_H(1 - \cos \Theta) = \frac{c}{H_0} \frac{z}{z + 1}. \quad (15)$$

Тут враховано, що асимптотичне значення відстані при $D_S \rightarrow R_H$ збігається з результатом, отриманим за критерієм Габбла-Леметра. Відповідно до космологічного принципу, отриманий висновок можна поширити на КСВ усіх випромінювачів на лінії реєстрованих подій.

3.4. *Космічні відстані у ФЛРВ.* Відповідно до метрики ФЛРВ для Всесвіту, що розширюється

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1+r^2} + r^2(d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \right], \quad (16)$$

де $a(t)$ – масштабний фактор, а r, ϑ, φ – сферичні координати [1]. Враховуючи, що $a = (1+z)^{-1}$, отримують іншу формулу залежності від z відстані від спостерігача до випромінювача [1]:

$$D_F = \frac{c}{H_{0F}} \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1}. \quad (17)$$

3.5. Порівняння космічних відстаней в АРМ та ФЛРВ. Для того, щоб формули (15) та (17) давали однакові значення віддалі $D_S = D_F$ при однакових z необхідно, щоб

$$H_{0F} = H_0 \frac{(z+1)((z+1)^2 - 1)}{z((z+1)^2 + 1)}. \quad (18)$$

Формула (18) має максимумом $H_{0F} = 1,2H_0$ при $z = 1,418$. У [13] (р. 27, fig. 16) наведено результати астрономічних спостережень, які в межах $0 < z < 1,5$ відповідають розрахункам, що виконані відповідно до формули (18).

У [2] (р. 33, Fig. 7, right) подано дані астрономічних вимірювань параметра Габбла для діапазону $D_F = (0,04 \div 0,18)R_H$. Розрахунки відповідно до Λ CDM-моделі показують, що в цьому діапазоні параметра Габбла менший від H_0 , тобто не узгоджується з формулою (17). Більше того, швидкість розширення Всесвіту змінна.

У КСВ більш інформативним, поряд із z , є використання безрозмірної змінної x , що характеризує відносний радіус R_S фронту розширення Всесвіту: $x = R_S R_H^{-1}$. Оскільки в КСВ $R_S = R_H x$, $x = (z+1)^{-1} = \cos \Theta$, $DS = 1 - x$, $DF = (1 - x^2)(1 + x^2)^{-1}$, а

$$DIF(x) = \frac{d(DS - DF)}{dx} = -1 + 2x(1 + x^2)^{-1} + 2x(1 - x^2)(1 + x^2)^{-2},$$

для аналізу швидкості розширення Всесвіту відповідно до формули (17), порівняємо швидкості зміни DS , DF та $DS - DF$ хід яких наведено на рис. 3.

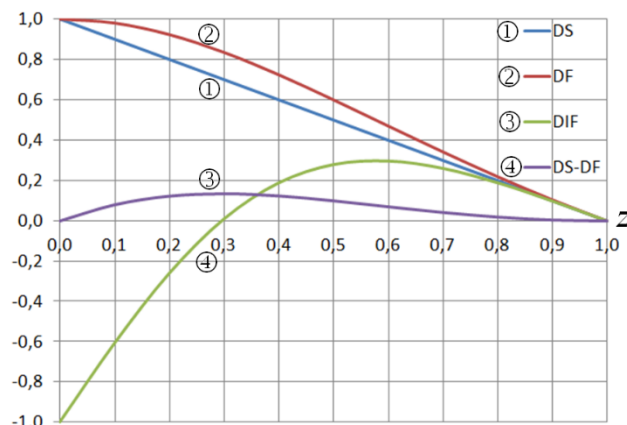


Рис. 4. Хід залежностей DS , DF , $DS - DF$ та $DIF(x)$.

Якщо в АРМ залежність $DS(x)$ лінійна, тобто швидкість розширення Всесвіту незмінна, то в ФЛРВ залежність $DF(x)$ нелінійна. Для перевірки формули (17) порівняємо швидкість зміни величин DS та DF , утворивши їхню різницю $DS - DF$. Із ходу кривої $DIF(x)$ на графіку рис. 3 випливає, що використання формули (17) еквівалентне сповільненню швидкості розширення Всесвіту до радіусу його фронту $R_S < 0,3R_H$ (при зменшенні z до $z = 2,4$) та пришвидшенню його розширення при $z < 2,4$ (тобто, вже при $R_S > 0,3R_H$). Отже, спостережуване нерівномірне розширення Всесвіту не є результатом фізичних впливів, а лише артефактом апарату ФЛРВ. Дійсно, на відміну від АРМ, у ФЛРВ виходять з гіпотези, що лінія реєстрованих подій є прямою. З іншого боку, можливий також вплив викладених у підрозділі 1.5 обмежень на використання апарату 3+1-вимірного простору-часу, чи перевипромінювання КМФ на значних об'ємах реіонізованого водню.

Висновки.

Для моделювання Всесвіту, де присутні як спостережувані частинки, так і частинки холодної темної матерії та темної енергії, запропоновано використовувати альтернативний апарат релятивістської механіки в евклідовому 4-просторі, в якому наявні засоби опису усіх різновидів частинок. Показано, що вибір виділеної за Г. А. Лоренцом системи відліку обмежує застосування у релятивістській механіці апарату простору-часу. Отримано нову формулу зв'язку параметра зсуву

спектру з 4-вимірною відстанню до космічних об'єктів. Для пояснення зсуву спектру випромінювання зірок та КМФ замість формули Доплера запропоновано гіпотезу космологічної натуралізації фотонів.

Список бібліографічного опису:

1. Weinberg S. *Cosmology* (Oxford University Press, 2008).
2. Aghanim N. et al. [Planck 13] arXiv:1303.5076v3 [astro-ph.CO] 20 Mar 2014.
3. Krishnan C. et al. arXiv:2105.09790v3 [astro-ph.CO] 24 Aug 2021.
4. Kang Y. et al. arXiv:1912.04903v2 [astro-ph.GA] 18 Jan 2020.
5. Lämmerzahl C, Braxmaier C. et al. Kinematical Test Theories for Special Relativity: a comparison. *International Journal of Modern Physics D*. 11 (8): (2002), pp. 1109–1136. doi:10.1142/S021827180200261X
6. Дирак П. А. М. *Принципы квантовой механики* (Наука, М., 1979).
7. Pasternak R. Means of the restrictions elimination of the space-time apparatus in relativistic mechanics. *Вісник ТНТУ*, № 1 (89), 2018, с. 64-71.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Теория поля* (Наука, М., 1988).
9. Окунь Л. Б. *Физика элементарных частиц* (Наука, М., 1988).
10. Эйнштейн А. Принцип относительности и его следствия в современной физике // Эйнштейн А. *Сборник научных трудов*. Наука, М., 1965. Т. 1, с. 138-164.
11. Smoot G. F. *UFN*. 177, 12 (2007). <https://doi.org/10.3367/UFNr.0177.200712d.1294>.
12. Riess A. G. et al. *Astrophys. J.* 826:56, 2016, 20 Jul DOI <https://doi:10.3847/0004-637X/826/1/56>.
13. Aghanim N. et al. [Planck 2018 results] arXiv:1807.06209v4 [astro-ph.CO] 9 Aug 2021.

References:

1. Weinberg S. *Cosmology* (Oxford University Press, 2008).
2. Aghanim N. et al. [Planck 13]. arXiv:1303.5076v3 [astro-ph.CO] 20 Mar 2014.
3. Krishnan C. et al. arXiv:2105.09790v3 [astro-ph.CO] 24 Aug 2021.
4. Kang Y. et al. arXiv:1912.04903v2 [astro-ph.GA] 18 Jan 2020.
5. Lämmerzahl C, Braxmaier C. et al. Kinematical Test Theories for Special Relativity: a comparison. *International Journal of Modern Physics D*. 11 (8): (2002), pp. 1109–1136. doi:10.1142/S021827180200261X
6. Dirac P. A. M. *Printsipyi kvantovoy mehaniki* (Nauka, M., 1979).
7. Pasternak R. Means of the restrictions elimination of the space-time apparatus in relativistic mechanics. *Visnyk TNTU*, No 1 (89), 2018, с. 64-71.
8. Landau L. D. Lifshits E. M. *Teoriya polya* (Nauka, M., 1988).
9. Okun L. B. *Fizika elementarnyih chastits* (Nauka, M., 1988).
10. Einstein A. *Printsyp otноситelnosti i ego sledstviya v sovremennoy fizike*. // Einstein A. *Sbornik nauchnyih trudov*. Nauka, M., 1965. Т. 1, с. 138-164.
11. Smoot G. F. *UFN*. 177, 12 (2007). doi.org/10.3367/UFNr.0177.200712d.1294.
12. Riess A. G. et al. *Astrophys. J.* 826:56, 2016, 20 Jul: DOI <https://doi:10.3847/0004-637X/826/1/56>.
13. Aghanim N. et al. [Planck 2018 results] arXiv:1807.06209v4 [astro-ph.CO] 9 Aug 2021.