

О.П. ЛЕЛЯКОВ, А.С. КАРПЕНКО, Р.-Д.О. БАБАДЖАН

Таврійський національний університет ім. В.І. Вернадського
(Просп. Вернадського 4, Сімферополь, 95007; e-mail: lelyakov@crimea.edu)

**ДИНАМІКА ПРОБНОЇ НУЛЬ-СТРУНИ,
БЕЗ ОБЕРТАННЯ, В ГРАВІТАЦІЙНОМУ ПОЛІ
“РОЗМАЗАНОЇ” ЗАМКНЕНОЇ НУЛЬ-СТРУНИ,
ЯКА ПРЯМУЄ В ПЛОЩИНІ $z = 0$**

УДК 539.391+517.764.2

У роботі розглянуто динаміку пробної нуль-струни в гравітаційному полі замкненої “розмазаної” нуль-струни, яка радіально розширюється в площині $z = 0$ або радіально колапсує в площині $z = 0$, за умови, що в початковий момент часу обертання пробної нуль-струни було відсутнє.

Ключові слова: “розмазана” нуль-струна, гравітаційне поле.

1. Вступ

У сучасній фізиці вже достатньо чітко закріпилася думка про те, що дослідження багатовимірних об'єктів, частиною яких і є струни, може стати основою в нашому розумінні природи. Одним з напрямків теорії струн є дослідження ролі цих об'єктів у космології. Калібровані теорії Великого об'єднання, які засновані на ідеї спонтанного порушення симетрії, пророкують можливість утворення в процесі фазових переходів у ранньому Всесвіті одновимірних топологічних дефектів, що отримали назву космічних струн [1–7]. У роботі [8] було показано, що наявність таких об'єктів у Всесвіті не суперечить мікрохвильовому реліктовому випромінюванню, що спостерігається. Нуль-струни реалізують границю нульового натягу в теорії струн [5, 7], а оскільки натяг вимірюється в одиницях масштабу планківської маси M , то з фізичної точки зору границя нульового натягу відповідає асимптотично великим масштабам енергії $E \gg M$. З цієї точки зору нуль-струни, які реалізують високотемпературну фазу струн, могли виникати в момент Великого Вибуху і вплинути тим самим на структуру Всесвіту, яка спостерігається.

Так, наприклад, у роботі [9] було показано, що розглядаючи газ нуль-струн як домінуюче джерело гравітації в D -вимірних просторах Фрідмана–Робертсона–Уокера з $k = 0$, можна описати механізм інфляції, характерний для цих просторів. У низці робіт газ реліктових нуль-струн розглядається як один з можливих кандидатів на роль носія так званої “темної” матерії, існування якої у Всесвіті можна вважати встановленим фактом. І хоча об'єктом дослідження в наведених прикладах є вже не відокремлена нуль-струна, а газ нуль-струн, властивості цього газу ще залишаються неясними. На наш погляд, першим кроком до розуміння властивостей газу нуль-струн можуть стати задачі про гравітаційне поле, яке породжує нуль-струна, що прямує за різними траєкторіями, а також динаміка пробної нуль-струни в цих гравітаційних полях.

Так, наприклад, наявність розв'язків рівнянь руху пробної нуль-струни, з яких випливає, що при русі форма пробної нуль-струни, яка визначається початковими умовами, не змінюється із часом, а її траєкторія подібна до траєкторії руху нуль-струни, що породжує гравітаційне поле, може говорити про можливість існування стану (фази) ідеального газу тотожних нуль-струн. Існування якого надалі може стати основою для постановки різноманітних мультиструнних задач.

© О.П. ЛЕЛЯКОВ, А.С. КАРПЕНКО,
Р.-Д.О. БАБАДЖАН, 2014

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2014. Т. 59, № 11

У запропонованій роботі розглянута динаміка пробної нуль-струни в гравітаційному полі замкненої “розмазаної” нуль-струни, яка або радіально розширюється в площині $z = 0$, або радіально колапсує в площині $z = 0$. У цьому дослідженні нас, насамперед, буде цікавити наявність розв’язків рівнянь руху, з яких би випливала можливість існування стану (фази) ідеального газу тотожних нуль-струн у цих гравітаційних полях, а також особливості взаємодії пробної нуль-струни з нуль-струною, що породжує гравітаційне поле.

2. Рівняння руху нуль-струни

Квадратична форма, що описує гравітаційне поле замкненої “розмазаної” нуль-струни, яка радіально розширюється або радіально колапсує в площині $z = 0$, може бути представлена у такому вигляді [10, 11]:

$$dS^2 = e^{2\nu} ((dt)^2 - (d\rho)^2) - B(d\theta)^2 - e^{2\mu}(dz)^2, \quad (1)$$

де

$$e^{2\nu(\eta,z)} = \frac{|\lambda_{,\eta}|}{(\lambda(\eta))^2} \left(\frac{\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z)}{\lambda(\eta)^{1/(1-\chi)}} \right)^{2-\sqrt{4-2\chi}}, \quad (2)$$

$$B(\eta, z) = \left(\frac{\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z)}{\lambda(\eta)^{1/(1-\chi)}} \right)^{\sqrt{4-2\chi}}, \quad (3)$$

$$e^{2\mu(\eta,z)} = (f(z))^2 \left(\frac{\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z)}{\lambda(\eta)^{1/(1-\chi)}} \right)^{2-\sqrt{4-2\chi}}, \quad (4)$$

$$\eta = t \pm \rho, \quad (5)$$

знак “+” відповідає випадку колапсу нуль-струни в площині $z = 0$, а знак “-” – випадку радіального розширення нуль-струни в площині $z = 0$, функції $\lambda(\eta)$ та $\alpha(\eta)$ зв’язані співвідношенням

$$\lambda(\eta) = (1 - \alpha(\eta))/f_0, \quad f_0 = \text{const}, \quad (6)$$

$\lambda_{,\eta} = \frac{d\lambda(\eta)}{d\eta}$, $f_{,z} = \frac{df(z)}{dz}$, $\chi = 8\pi G$, функції $\alpha(\eta)$ та $f(z)$ обмежені і для всіх $\eta \in (-\infty, +\infty)$ і $z \in (-\infty, +\infty)$ набувають значень в інтервалі

$$0 < \alpha(\eta) < 1, \quad 0 < f(z) < f_0, \quad (7)$$

причому [10, 11]:

$$\alpha(\eta)|_{\eta \in (-\infty, -\Delta\eta) \cup (+\Delta\eta, +\infty)} \rightarrow 1, \quad \alpha(\eta)|_{\eta \rightarrow 0} \rightarrow 0,$$

1116

відповідно

$$\lambda(\eta)|_{\eta \in (-\infty, -\Delta\eta) \cup (+\Delta\eta, +\infty)} \rightarrow 0, \quad (8)$$

$$\lambda(\eta)|_{\eta \rightarrow 0} \rightarrow \frac{1}{f_0},$$

$$f(z)|_{z \in (-\infty, -\Delta z) \cup (+\Delta z, +\infty)} \rightarrow f_0, \quad (9)$$

$$f(z)|_{z \rightarrow 0} \rightarrow 0,$$

$\Delta\eta$ і Δz малі позитивні константи, що визначають “товщину” “розмазаної” нуль-струни, яка породжує гравітаційне поле ($\Delta\eta \ll 1$, $\Delta z \ll 1$).

Також у границі стиску в одновимірний об’єкт (нуль-струну) повинні бути виконані такі умови (при $\Delta\eta \rightarrow 0$, $\Delta z \rightarrow 0$):

$$\left| \frac{\alpha_{,\eta}}{\alpha(\eta)} \right|_{\eta \rightarrow 0} \rightarrow \infty, \quad \left| \frac{f_{,z}}{f(z)} \right|_{z \rightarrow 0} \rightarrow 0, \quad (10)$$

$$\frac{\alpha_{,\eta}}{\alpha(\eta)} \frac{f_{,z}}{f(z)} \Big|_{\eta \rightarrow 0, z \rightarrow 0} \rightarrow 0.$$

Як приклад можна навести такий вибір функцій $\alpha(\eta)$ і $f(z)$ [10, 11], які задовольняють умови (10):

$$\alpha(\eta) = \exp\left(\frac{-1}{\epsilon + (\xi\eta)^2}\right), \quad (11)$$

$$f(z) = f_0 \exp\left(-\gamma \left(1 - \exp\left(\frac{-1}{(\zeta z)^2}\right)\right)\right),$$

де константи ξ і ζ визначають розмір (“товщину”) “розмазаної” нуль-струни, яка породжує гравітаційне поле відповідно за змінними η і z , а позитивні константи ϵ і μ забезпечують виконання умов (10) при $\eta \rightarrow 0$, $z \rightarrow 0$, а саме

$$\xi, \zeta, \mu \rightarrow \infty, \quad \epsilon \rightarrow 0. \quad (12)$$

Динаміка нуль-струни в псевдорімановому просторі визначається такою системою рівнянь:

$$x_{,\tau\tau}^m + \Gamma_{pq}^m x_{,\tau}^p x_{,\tau}^q = 0, \quad (13)$$

$$g_{mn} x_{,\tau}^m x_{,\tau}^n = 0, \quad g_{mn} x_{,\tau}^m x_{,\sigma}^n = 0, \quad (14)$$

де g_{mn} та Γ_{pq}^m – відповідно метричний тензор і символи Кристофеля зовнішнього простору, $x_{,\tau}^m = \partial x^m / \partial \tau$, $x_{,\sigma}^n = \partial x^n / \partial \sigma$, індекси m, n, p, q набувають значень 0, 1, 2, 3, функції $x^m(\tau, \sigma)$ визначають траєкторію руху нуль-струни, τ і σ –

параметри на світовій поверхні нуль-струни, σ – простір-подібний параметр, який помічає точки нуль-струни, τ – час-подібний параметр.

У циліндричній системі координат

$$x^0 = t, \quad x^1 = \rho, \quad x^2 = \theta, \quad x^3 = z,$$

функції $x^m(\tau, \sigma)$, які визначають траєкторії руху нуль-струни, що породжує гравітаційне поле, і розглядалися в роботі, мають такий вигляд:

$$t = \tau, \quad \rho = \mp \tau, \quad \theta = \sigma, \quad z = 0, \quad (15)$$

де знак “–” відповідає випадку колапсу нуль-струни в площині $z = 0$ і для нього параметр $\tau \in (-\infty, 0]$, а знак “+” відповідає випадку радіального розширення нуль-струни в площині $z = 0$ і для нього $\tau \in [0, +\infty)$.

З наведених рівностей (15) випливає, що для випадку $\rho = \tau$ ($\tau \in [0, +\infty)$) у початковий момент часу нуль-струна, яка породжує гравітаційне поле, нескінченно малого радіуса, перебуває в площині $z = 0$. Надалі, зі збільшенням значень часу t нуль-струна, перебуваючи в тій самій площині $z = 0$, тільки збільшує свій радіус, тобто радіально розширюється в площині $z = 0$. Для випадку $\rho = -\tau$ ($\tau \in (-\infty, 0]$), у початковий момент часу нуль-струна, яка породжує гравітаційне поле, нескінченно великого радіуса, перебуває в площині $z = 0$. Надалі, зі збільшенням значень часу t нуль-струна, перебуваючи в тій же площині $z = 0$, тільки зменшує свій радіус, тобто радіально колапсує в площині $z = 0$.

Рівняння руху пробної нуль-струни, що прямує в гравітаційному полі нуль-струни, яка радіально розширюється або радіально колапсує в площині $z = 0$, мають такий вигляд:

$$\eta_{,\tau\tau} + 2\nu_{,\tau}\eta_{,\tau} = 0, \quad (16)$$

$$q_{,\tau\tau} + 2\nu_{,z}q_{,\tau}z_{,\tau} + e^{-2\nu}B_{,\eta}(\theta_{,\tau})^2 + 2e^{2(\mu-\nu)}\mu_{,\eta}(z_{,\tau})^2 = 0, \quad (17)$$

$$z_{,\tau\tau} + e^{2(\nu-\mu)}\nu_{,z}\eta_{,\tau}q_{,\tau} + 2\mu_{,\eta}\eta_{,\tau}z_{,\tau} - \frac{e^{-2\mu}}{2}B_{,z}(\theta_{,\tau})^2 + \mu_{,z}(z_{,\tau})^2 = 0, \quad (18)$$

$$\theta_{,\tau\tau} + \frac{B_{,\tau}}{B}\theta_{,\tau} = 0, \quad (19)$$

$$e^{2\nu}\eta_{,\tau}q_{,\tau} - B(\theta_{,\tau})^2 - e^{2\mu}(z_{,\tau})^2 = 0, \quad (20)$$

$$\frac{1}{2}e^{2\nu}(\eta_{,\tau}q_{,\sigma} + \eta_{,\sigma}q_{,\tau}) - B\theta_{,\tau}\theta_{,\sigma} - e^{2\mu}z_{,\tau}z_{,\sigma} = 0, \quad (21)$$

де

$$q = t \mp \rho, \quad (22)$$

знак “–” відповідає випадку колапсу нуль-струни, яка породжує гравітаційне поле, в площині $z = 0$, а знак “+” випадку радіального розширення в площині $z = 0$.

При інтегруванні рівняння (16) необхідно розглянути два випадки:

$$\eta_{,\tau} = 0, \rightarrow \eta = \eta(\sigma), \quad (23)$$

$$\eta_{,\tau} \neq 0, \rightarrow \eta = \eta(\tau, \sigma). \quad (24)$$

3. Розв’язок рівнянь руху пробної нуль-струни для випадку $\eta_{,\tau} = 0$

Для випадку (23) рівняння (20) має такий вигляд:

$$B(\theta_{,\tau})^2 + e^{2\mu}(z_{,\tau})^2 = 0. \quad (25)$$

Оскільки функції $B = B(\eta, z)$ і $e^{2\mu(\eta, z)}$ позитивні для всіх $\eta \in (-\infty, +\infty)$ і $z \in (-\infty, +\infty)$, то з (20) випливає

$$z_{,\tau} = 0, \rightarrow z = z(\sigma), \quad (26)$$

$$\theta_{,\tau} = 0, \rightarrow \theta = \theta(\sigma). \quad (27)$$

Для (23), (26), (27) рівняння (16), (18), (19) виконуються тотожно, а рівняння (17), (21) набувають такого вигляду:

$$q_{,\tau\tau} = 0, \quad (28)$$

$$q_{,\tau}\eta_{,\sigma} = 0. \quad (29)$$

Інтегруючи (28), знаходимо

$$q_{,\tau} = P_q(\sigma), \rightarrow q(\tau, \sigma) = q_0(\sigma) + P_q(\sigma)\tau, \quad (30)$$

де $q_0(\sigma)$ і $P_q(\sigma)$ – “константи” інтегрування, причому

$$P_q(\sigma) \neq 0, \quad (31)$$

оскільки при $P_q(\sigma) = 0$ маємо $q = q_0(\sigma)$, що разом з (23), (26), (27) говорить про реалізацію статичного розв’язку для нуль-струни, що неможливо.

Для (23), (30) рівняння (29) набуває такого вигляду:

$$\eta_{,\sigma} P_q(\sigma) = 0, \quad (32)$$

звідки, враховуючи (5), (31), впливає

$$\eta_{,\sigma} = 0, \rightarrow \eta = t \pm \rho = \text{const}. \quad (33)$$

З розв'язку (26), (27), (30), (33) впливає, що для (23) замкнена пробна нуль-струна прямує у тому самому напрямку, що і нуль-струна, яка породжує гравітаційне поле, тобто для випадку $\eta = t - \rho$ – розширюється, а для випадку $\eta = t + \rho$ – колапсує. У кожний фіксований момент часу t всі точки замкненої пробної нуль-струни перебувають на однаковій відстані від осі z , при цьому, як впливає із рівності (26), пробна нуль-струна, у загальному випадку, не локалізована в одній площині z , тобто для отриманого розв'язку пробна замкнена нуль-струна у кожний фіксований момент часу повністю локалізована між двома площинами $z = z_1 = \text{const}$ і $z = z_2 = \text{const}$, де $z_1 = \min(z(\sigma))$, $z_2 = \max(z(\sigma))$, $\sigma \in [0, 2\pi]$ і знаходиться на поверхні циліндра радіуса $\rho = \mp t + \text{const}$, де знак “–” відповідає випадку колапсу пробної нуль-струни і для нього $t \in (-\infty, 0]$, а знак “+” відповідає випадку радіального розширення пробної нуль-струни і для нього $t \in [0, +\infty)$. Якщо ж в (27) зафіксувати $z(\sigma) = z_0 = \text{const}$, то цей випадок буде описувати радіальне розширення або колапс пробної нуль-струни, яка в кожний момент часу повністю лежить у площині $z = z_0$, і має форму окружності.

Таким чином, з отриманого розв'язку впливає, що для газу нуль-струн може існувати стан (фаза), у якому замкнені нуль-струни, що мають форму окружності, перебуваючи в паралельних площинах $z = \text{const}$ (ефект поляризації), одночасно радіально або розширюються або колапсують, не змінюючи своєї форми, тобто без взаємодії (фаза ідеального газу нуль-струн).

4. Розв'язок рівнянь руху пробної нуль-струни для випадку $\eta_{,\tau} \neq 0$

Інтегруючи рівняння (19), знаходимо

$$\theta(\tau, \sigma) = \theta_0(\sigma) + P_\theta(\sigma) \int (B)^{-1} d\tau, \quad (34)$$

де функції $\theta_0(\sigma)$ і $P_\theta(\sigma)$ (“константи” інтегрування) визначають, за змінною θ , відповідно, положення

та швидкості точок нуль-струни в початковий момент часу. З рівності (34) впливає, що у випадку, коли в початковий момент часу функція $P_\theta(\sigma) = 0$ (тобто в початковий момент часу відсутнє обертання пробної нуль-струни), то і вся наступна динаміка пробної замкненої нуль-струни буде відбуватися без обертання, тобто

$$\theta = \theta(\sigma). \quad (35)$$

У запропонованій роботі нами був знайдений розв'язок рівнянь руху пробної, замкненої нуль-струни для (24) за умови, що в початковий момент часу її обертання було відсутнє, тобто для

$$\eta = \eta(\tau, \sigma), \quad \theta = \theta(\sigma). \quad (36)$$

Оскільки в цьому випадку змінна η залежить від параметра τ (змінюється із часом), то (36) відповідає руху пробної нуль-струни “назустріч” нуль-струні, яка породжує гравітаційне поле. При цьому, значення полярного кута, яке відповідає кожній точці пробної нуль-струни, не повинно змінюватися із часом.

При русі пробної нуль-струни “назустріч” нуль-струні, що породжує гравітаційне поле, значення змінної η тільки збільшуються, тому

$$\eta_{,\tau} > 0. \quad (37)$$

Випадок $\eta_{,\tau} < 0$ описує рух пробної нуль-струни в тому самому напрямку, що і нуль-струна, яка породжує гравітаційне поле, але з більшою швидкістю (тобто зі швидкістю більшої швидкості світла), що неможливо.

Для (36) рівняння (20) набуває вигляду

$$e^{2\nu} \eta_{,\tau} q_{,\tau} = e^{2\mu} (z_{,\tau})^2, \quad (38)$$

звідки, враховуючи (37) та позитивну визначеність метричних функцій, впливає

$$q_{,\tau} \geq 0. \quad (39)$$

Для випадку

$$q_{,\tau} = 0, \rightarrow q = q_0(\sigma), \quad (40)$$

де $q_0(\sigma)$ “константа” інтегрування, наслідком рівняння (38) є

$$z_{,\tau} = 0, \rightarrow z = z_0(\sigma), \quad (41)$$

де $z_0(\sigma)$ "константа" інтегрування. Для (36), (40), (41) рівняння руху пробної нуль-струни (17)–(20) виконуються тотожно, а рівняння (21) набуває такого вигляду

$$\eta, \tau q, \sigma = 0, \quad (42)$$

звідки, враховуючи (22), (37), (40), впливає

$$q = t \mp \rho = q_0 = \text{const}. \quad (43)$$

Підсумовуючи, випадок (36), (40) описує рух замкненої пробної нуль-струни довільної форми "назустріч" нуль-струні, що породжує гравітаційне поле, за якого у кожний фіксований момент часу t всі точки замкненої пробної нуль-струни знаходяться на однаковій відстані від осі z , а форма пробної нуль-струни, яка зумовлена функціями $z_0(\sigma)$ і $\theta_0(\sigma)$, залишається незмінною. Якщо в початковий момент часу пробна нуль-струна повністю перебуває в площині $z = z_0 = \text{const}$, то і вся наступна її динаміка буде проходити в цій площині, єдиною можливою формою для неї є окружність і з часом радіус цієї окружності, для випадку $\eta = t + \rho$, тільки збільшується (пробна замкнена нуль-струна радіально розширюється в площині $z = z_0$), а для $\eta = t - \rho$ тільки зменшується (пробна замкнена нуль-струна радіально колапсує у площині $z = z_0$).

Таким чином, вимога (40) приводить до розв'язку, з якого впливає можливість існування стану (фази) газу нуль-струн, що складається із двох не взаємодіючих підсистем, у кожній з яких замкнені нуль-струни, які мають форму окружності, знаходяться у паралельних площинах $z = \text{const}$ (ефект поляризації), і одночасно, в одній підсистемі радіально розширюються, а в іншій – радіально колапсують, не змінюючи своєї форми, тобто без взаємодії.

Для (36), (37) перший інтеграл рівняння (16) є

$$\eta, \tau = P_1(\sigma) e^{2\nu}, \quad (44)$$

де $P_1(\sigma)$ – "константа" інтегрування, при цьому

$$P_1(\sigma) > 0. \quad (45)$$

Можна показати, що для випадку

$$q, \tau > 0, \quad (46)$$

(друга можливість в нерівності (39)), враховуючи (38), перші інтеграли рівнянь (17), (18) є

$$|f, z z, \tau| = \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \frac{|\lambda, \eta|}{(\lambda(\eta))^2} \eta, \tau, \quad (47)$$

$$q, \tau = \left(\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right)^2 \frac{|\lambda, \eta|}{(\lambda(\eta))^2} \eta, \tau, \quad (48)$$

де функція $P_2(\sigma)$ ("константа" інтегрування) визначає в початковий момент часу швидкості точок пробної нуль-струни за змінною z , причому, як впливає з (37), (45), (47)

$$P_2(\sigma) > 0. \quad (49)$$

З рівнянь (47), (48) впливає, що для випадку (36), (46) змінні η , q , і z , які визначають положення пробної нуль-струни в кожний фіксований момент часу, перестають бути незалежними, і зв'язані між собою.

З (8), (9) впливає, що для рівнянь (47), (48) вся область зміни перемінних η і z , залежно від знака похідних функцій $\lambda(\eta)$ і $f(z)$, розпадається на чотири області:

Область I:

$\eta \in (-\infty, 0)$, $z \in (0, +\infty)$, у якій $f, z > 0$, $\lambda, \eta > 0$.

Область II:

$\eta \in (-\infty, 0)$, $z \in (-\infty, 0)$, у якій $f, z < 0$, $\lambda, \eta > 0$.

Область III:

$\eta \in (0, +\infty)$, $z \in (0, +\infty)$, у якій $f, z > 0$, $\lambda, \eta < 0$.

Область IV:

$\eta \in (0, +\infty)$, $z \in (-\infty, 0)$, у якій $f, z < 0$, $\lambda, \eta < 0$.

Інтегруючи рівняння (48), спочатку для $\eta < 0$ (області I, II, ($\lambda, \eta > 0$)), потім для $\eta > 0$ (області III, IV, ($\lambda, \eta < 0$)), і вимагаючи безперервності розв'язків на границі $\eta = 0$ (використовуючи $\lambda(\eta)|_{\eta=0} = (f_0)^{-1}$), знаходимо

в області I, II ($\eta < 0$)

$$q = q_0(\sigma) + 2f_0 \left(\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right)^2 - \left(\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right)^2 (\lambda(\eta))^{-1}, \quad (50)$$

в області III, IV ($\eta > 0$)

$$q = q_0(\sigma) + \left(\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right)^2 (\lambda(\eta))^{-1}, \quad (51)$$

де $q_0(\sigma)$ – "константа" інтегрування.

Розв'язок рівняння (47) для кожної з областей, враховуючи те, що в кожній із них може бути реалізовано два випадки $z, \tau > 0$ і $z, \tau < 0$, які відповідають двом можливим напрямкам руху пробної нуль-струни вздовж осі z , можна представити у такому вигляді:

$$f_L^i = U_L^i(\sigma) + \gamma_L^i \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} (\lambda(\eta))^{-1}, \quad (52)$$

де індекс L набуває значення I, ..., IV і позначає номер області, в якій реалізується знайдений розв'язок, індекс i набуває значення 0, 1 і позначає при $i = 0$ випадок $z, \tau > 0$ (рух пробної нуль-струни в позитивному напрямку осі z), а при $i = 1$ випадок $z, \tau < 0$ (рух пробної нуль-струни в негативному напрямку осі z), константи γ_L^i набувають значення

$$\begin{aligned} \gamma_I^0 &= \gamma_{II}^1 = \gamma_{III}^1 = \gamma_{IV}^0 = -1, \\ \gamma_I^1 &= \gamma_{II}^0 = \gamma_{III}^0 = \gamma_{IV}^1 = 1, \end{aligned} \quad (53)$$

функції $U_L^i(\sigma)$, враховуючи безперервність отриманого розв'язку на границі $\eta = 0$, мають такий вигляд:

$$\begin{aligned} U_I^0 &= F_1(\sigma), \quad U_{III}^0 = F_1(\sigma) - 2f_0 \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)}, \\ U_I^1 &= \tilde{F}_1(\sigma), \quad U_{III}^1 = \tilde{F}_1(\sigma) + 2f_0 \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)}, \\ U_{II}^0 &= F_2(\sigma), \quad U_{IV}^0 = F_2(\sigma) + 2f_0 \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)}, \\ U_{II}^1 &= \tilde{F}_2(\sigma), \quad U_{IV}^1 = \tilde{F}_2(\sigma) - 2f_0 \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)}, \end{aligned} \quad (54)$$

функції $F_1(\sigma)$, $\tilde{F}_1(\sigma)$, $F_2(\sigma)$, $\tilde{F}_2(\sigma)$ "константи" інтегрування.

З рівності (52) випливає, що при русі розмір, тобто радіус пробної нуль-струни, жорстко пов'язаний з її положенням щодо нуль-струни, яка породжує гравітаційне поле, тобто залежить від значення змінної η . Так само, оскільки функція $f(z)$, яка стоїть в лівій частині рівностей (52), обмежена, а функція $\lambda(\eta)$, згідно з (8), що стоїть в знаменнику правої частини цієї рівності прагне до нуля для $\eta \in (-\infty, -\Delta\eta) \cup (+\Delta\eta, +\infty)$, то для будь-якого вибору "констант" інтегрування завжди буде існувати тільки деяка обмежена і симетрична за змінною η область, де буде виконана рівність (52). Але тоді, оскільки ніяких обмежень на координати z і t , для пробної нуль-струни, немає (у загальному випадку $\eta \in (-\infty, +\infty)$), то тільки ті пробні нуль-струни, які перебувають у цій вузькій області ("зоні взаємодії"), будуть "видимі", тобто будуть взаємодіяти з нуль-струною, що породжує гравітаційне поле. Ті ж пробні нуль-струни, які в цей момент часу перебувають поза цією зоною, згідно з (52) залишаються "невидимі" для нуль-струни, яка породжує гравітаційне поле. Тут не можна сказати не

взаємодіють, оскільки у ЗТВ відсутність взаємодії проявляється в збереженні без зміни траєкторії руху, а в нашому випадку, неможливо нічого сказати про траєкторію руху пробної нуль-струни поза даною областю, однак не можна виключати, що в деякий момент часу така "невидима" нуль-струна може потрапити в цю область і тоді її подальша динаміка буде визначена, принаймні, до того моменту часу, коли пробна нуль-струна її покине. Іншими словами, пробна нуль-струна, потрапляючи в цю вузьку "зону взаємодії", вже має деяку передісторію, а її динаміка в ній залежить від розміру, місця розташування, а також від напрямку руху вздовж осі z (прямує в позитивному або негативному напрямку осі z (тобто $z, \tau > 0$ або $z, \tau < 0$)), і визначається рівністю (52).

Для (44), (50)–(52), рівняння (21) у кожній з областей, номер якої визначається індексом L , набуває такого вигляду:

$$\begin{aligned} &\left(q_0(\sigma) + 2f_0 \left(\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right)^2 \right)_{,\sigma} + \\ &+ 2 \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} F_L^i(\sigma)_{,\sigma} = 0, \end{aligned} \quad (55)$$

де індекси i, L мають ту ж інтерпретацію та набувають ті самі значення, що і для рівняння (52), а функції $F_L^i(\sigma)$ мають такий вигляд:

$$\begin{aligned} F_I^0 &= F_{III}^0 = -F_1(\sigma), \quad F_I^1 = F_{III}^1 = \tilde{F}_1(\sigma), \\ F_{II}^0 &= F_{IV}^0 = F_2(\sigma), \quad F_{II}^1 = F_{IV}^1 = -\tilde{F}_2(\sigma). \end{aligned} \quad (56)$$

Функції $P_k(\sigma)$, $k = 1, 2$, визначають початкові імпульси точок пробної нуль-струни. Як впливає із рівностей (52), вимога

$$P_k(\sigma), F_k(\sigma), \tilde{F}_k(\sigma) = \text{const}, \quad k = 1, 2, \quad (57)$$

описує випадок, у якому форма пробної нуль-струни, при русі не змінюється (залишається округністю), а зміна радіуса та положення на осі z пробної нуль-струни визначається виглядом функцій $f(z)$ і $\lambda(\eta)$.

Можна помітити, що для (57), рівняння (55) зводяться до єдиної вимоги

$$q_0(\sigma)_{,\sigma} = 0, \rightarrow q_0(\sigma) = q_0 = \text{const}. \quad (58)$$

З (50), (51) випливає, що значення константи q_0 визначає поверхню, на якій "зустрічаються", при

русі “назустріч”, пробна нуль-струна і нуль-струна, яка породжує гравітаційне поле.

Використовуючи (2), представимо рівняння (44) у такому вигляді:

$$\eta, \tau \frac{|\lambda, \eta| (\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z))^{2-\sqrt{4-2\chi}}}{(\lambda(\eta))^{2+(2-\sqrt{4-2\chi})/(1-\chi)}} = P_1(\sigma). \quad (59)$$

Оскільки, при всіх η і z , функція $0 < \alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z) < 1$, константа $\chi = 8\pi G \ll 1$ і відповідно різниця $2 - \sqrt{4-2\chi} \approx 0$, то рівняння (59) можна представити у такому вигляді:

$$\eta, \tau \frac{|\lambda, \eta|}{(\lambda(\eta))^2} = P_1(\sigma).$$

Інтегруючи отримане рівняння, знаходимо зв’язок змінної η з параметрами τ і σ на світовій поверхні пробної нуль-струни

в області I, II ($\eta < 0$)

$$(\lambda(\eta))^{-1} = \eta_0(\sigma) - P_1((\sigma)\tau), \quad (60)$$

в області III, IV ($\eta > 0$)

$$(\lambda(\eta))^{-1} = \tilde{\eta}_0(\sigma) + P_1((\sigma)\tau), \quad (61)$$

де “константи” інтегрування $\eta_0(\sigma)$ і $\tilde{\eta}_0(\sigma)$ визначають значення параметра τ , при якому, при русі “назустріч”, пробна нуль-струна і нуль-струна, яка породжує гравітаційне поле, зустрічаються на одній поверхні. Так, для (57), фіксує в (60), (61)

$$\eta_0(\sigma) = \tilde{\eta}_0(\sigma) = f_0 = \text{const}, \quad (62)$$

одержуємо, що при $\eta = 0$, значення параметра $\tau = 0$. При цьому:

в області I, II ($\eta < 0$) при $\eta \in (-\infty, 0)$ значення параметра $\tau \in (-\infty, 0)$,

в області III, IV ($\eta > 0$) при $\eta \in (0, +\infty)$ значення параметра $\tau \in (0, +\infty)$.

Для (57), (58), (62) змінні η , q , зумовлені рівностями (50), (51), (60), (61), є функціями тільки параметра τ і зв’язані з ним такими співвідношеннями:

$$\eta = \Lambda(f_0 \mp P_1\tau), \quad (63)$$

$$q = q_0 + f_0 \left(\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right)^2 + \frac{(P_2(\sigma))^2}{P_1(\sigma)} \tau, \quad (64)$$

де вибір знака в (63) визначається областю, в якій перебуває пробна нуль-струна (знак “-” при $\eta < 0$, знак “+” при $\eta > 0$), функція $\Lambda(f_0 \mp P_1\tau)$ визначається явним виглядом функції $\lambda(\eta)$, так, наприклад, для (11)

$$\Lambda(f_0 \mp P_1\tau) = \mp \frac{1}{\xi} \sqrt{\ln^{-1} \left(1 - \frac{f_0}{f_0 \mp P_1\tau} \right)} - \epsilon.$$

Можна зауважити, що рівності (52) дають обмеження на значення параметра τ (тобто задають границі області, потрапляючи в яку пробна нуль-струна при своєму русі стає “видимою” для нуль-струни, що породжує гравітаційне поле та взаємодіє з нею.

5. Приклади руху

пробної нуль-струни для $\eta = t - \rho$

Для випадку $z, \tau > 0$ в областях I і III, відповідно до (52), (53), (54), (63), (64), розв’язок рівнянь руху пробної нуль-струни є

$$t - \rho = \mp \frac{1}{\xi} \sqrt{\ln^{-1} \left(1 - \frac{f_0}{f_0 \mp P_1\tau} \right)} - \epsilon, \quad (65)$$

$$t + \rho = q_0 + f_0 \left(\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right)^2 + \frac{(P_2(\sigma))^2}{P_1(\sigma)} \tau, \quad (66)$$

$$f(z) = F_1 - \frac{P_2}{P_1} f_0 \mp P_2 |\tau|. \quad (67)$$

В рівностях (65), (67) вибирається верхній знак для області I ($\tau \in (-\infty, 0)$) і нижній знак для області III ($\tau \in (0, +\infty)$). Границі зони взаємодії в цих областях визначають мінімально можливе значення правої частини рівності (67) в області I, яке є нуль і досягається при $|\tau| = F_1(P_2)^{-1} - f_0(P_1)^{-1} > 0$ (крайня ліва границя зони взаємодії) і відповідно максимально можливе значення правої частини рівності (67) в області III, яке є f_0 і досягається при $\tau \rightarrow f_0((P_2)^{-1} + (P_1)^{-1}) - F_1(P_2)^{-1} > 0$ (крайня права границя зони взаємодії).

На рис. 1, 2 (відповідно в області I і області III), для випадку $z, \tau > 0$, фіксованого значення констант P_1 , P_2 і трьох різних значень константи F_1 наведені графіки функцій: $t(\tau)$, $\rho(\tau)$ і $z(\tau)$. З наведених рисунків випливає, що пробна нуль-струна, наближаючись до правої границі зони взаємодії (рис. 2), завжди, за дуже короткий проміжок часу, виштовхується гравітаційним полем (за змінною z) на нескінченність.

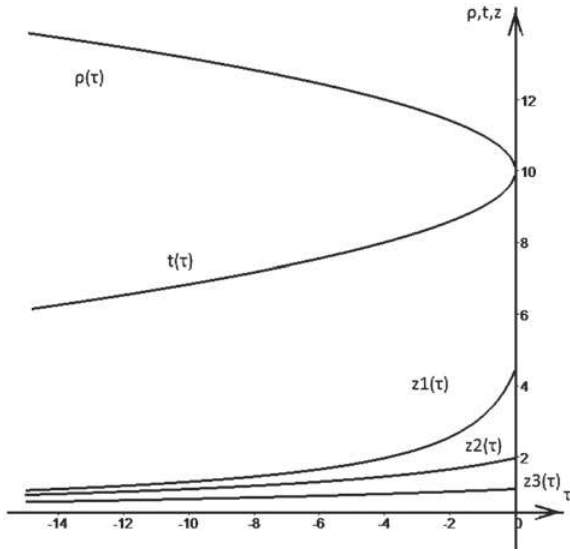


Рис. 1. На рисунку для значення констант: $f_0 = 100$, $P_1 = f_0^2$, $P_2 = 1$, $\xi = \zeta = \mu = 5$, $\epsilon = 10^{-7}$, $q_0 = 20$, $F_1 = (99, 95, 85)$ відповідно для $z_1(\tau)$, $z_2(\tau)$ і $z_3(\tau)$ наведені графіки функцій $t(\tau)$, $\rho(\tau)$ і $z(\tau)$, що реалізуються в області I

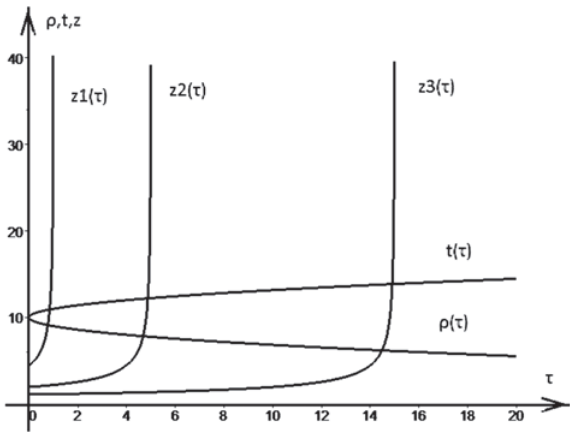


Рис. 2. На рисунку для значення констант: $f_0 = 100$, $P_1 = f_0^2$, $P_2 = 1$, $\xi = \zeta = \mu = 5$, $\epsilon = 10^{-7}$, $q_0 = 20$, $F_1 = (99, 95, 85)$ відповідно для $z_1(\tau)$, $z_2(\tau)$ і $z_3(\tau)$ наведені графіки функцій $t(\tau)$, $\rho(\tau)$ і $z(\tau)$, що реалізуються в області III

В областях II і IV, для випадку $z_{,\tau} > 0$, рівність (52), враховуючи (53), (54), (60), (61), (62), набуває такого вигляду:

$$f(z) = F_2 + \frac{P_2}{P_1} f_0 \pm P_2 |\tau|, \quad (68)$$

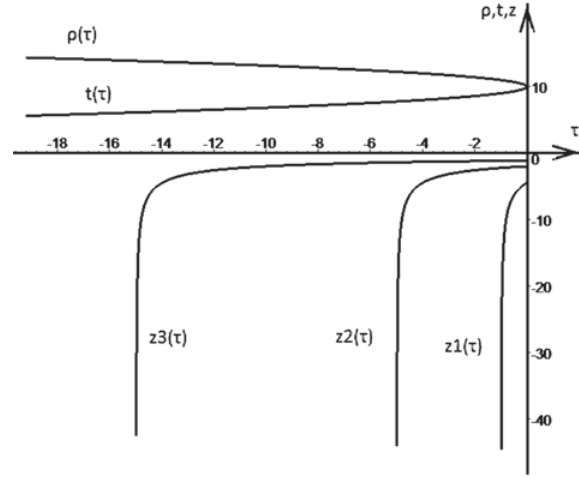


Рис. 3. На рисунку для значення констант: $f_0 = 100$, $P_1 = f_0^2$, $P_2 = 1$, $\xi = \zeta = \mu = 5$, $\epsilon = 10^{-7}$, $q_0 = 20$, $F_2 = (99, 95, 85)$ відповідно для $z_1(\tau)$, $z_2(\tau)$ і $z_3(\tau)$ наведені графіки функцій $t(\tau)$, $\rho(\tau)$ і $z(\tau)$, що реалізуються в області II

де вибирається верхній знак для області II ($\tau \in (-\infty, 0)$) і нижній знак для області IV ($\tau \in (0, +\infty)$).

Границі зони взаємодії в цих областях визначають максимально можливе значення правої частини рівності (68) в області II, яке є f_0 і досягається при $|\tau| \rightarrow (f_0((P_2)^{-1} - (P_1)^{-1}) - F_2(P_2)^{-1}) > 0$ (крайня ліва границя зони взаємодії) і відповідно мінімально можливе значення правої частини рівності (68) в області IV, яке є нуль і досягається при $\tau = F_2(P_2)^{-1} + f_0(P_1)^{-1} > 0$ (крайня права границя зони взаємодії).

На рис. 3, 4 (відповідно в області II і області IV), для випадку $z_{,\tau} > 0$, фіксованого значення констант P_1 , P_2 і трьох різних значень константи F_2 наведені графіки функцій: $t(\tau)$, $\rho(\tau)$ і $z(\tau)$. З наведених рисунків випливає, що ширина і положення зони взаємодії для пробної нуль-струни залежать від значення константи F_2 .

Пробна нуль-струна (як би далеко по осі z вона не знаходилася), потрапляючи на ліву границю зони взаємодії (рис. 3), завжди, за дуже короткий проміжок часу притягається гравітаційним полем (за змінною z) до площини, в якій знаходиться нуль-струна, що породжує гравітаційне поле.

Приклади і графіки руху пробної нуль-струни для випадку $z_{,\tau} < 0$ аналогічні наведеним і можуть бути отримані зміною напрямку осі z і від-

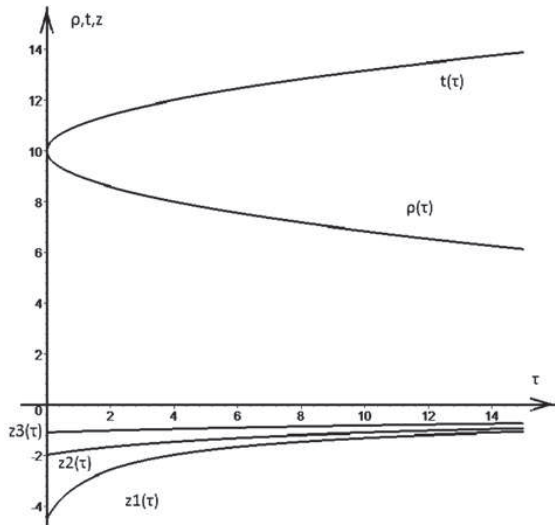


Рис. 4. На рисунку для значення констант: $f_0 = 100$, $P_1 = f_0^2$, $P_2 = 1$, $\xi = \zeta = \mu = 5$, $\epsilon = 10^{-7}$, $q_0 = 20$, $F_2 = (99, 95, 85)$ відповідно для $z_1(\tau)$, $z_2(\tau)$ і $z_3(\tau)$ наведені графіки функцій $t(\tau)$, $\rho(\tau)$ і $z(\tau)$, що реалізуються в області IV

повідним перепозначенням областей, так, наприклад, на рис. 5 і рис. 6 для випадку $z, \tau < 0$ наведені графіки функцій: $t(\tau)$, $\rho(\tau)$ і $z(\tau)$ відповідно в області I і області IV. З яких випливає:

- пробна нуль-струна (як би далеко по осі z вона не знаходилась), потрапляючи на ліву границю зони взаємодії в області I (рис. 5), завжди, за дуже короткий проміжок часу притягається гравітаційним полем (за змінною z) до площини, в якій знаходиться нуль-струна, що породжує гравітаційне поле,

- пробна нуль-струна перебуваючи поблизу площини $z = 0$, і наближаючись до правої границі зони взаємодії (рис. 6), завжди, за дуже короткий проміжок часу виштовхується гравітаційним полем (за змінною z) на нескінченність.

6. Приклади руху пробної нуль-струни для $\eta = t + \rho$

З рівностей (52), (53), (54), (63), (64) випливає, що динаміка пробної нуль-струни, в областях I, ..., IV, для випадків $\eta = t - \rho$ та $\eta = t + \rho$ подібна. Так, наприклад, для випадку $\eta = t + \rho$, $z, \tau > 0$ в областях I і III розв'язок рівнянь руху пробної нуль-струни є

$$t + \rho = \mp \frac{1}{\xi} \sqrt{\ln^{-1} \left(1 - \frac{f_0}{f_0 \mp P_1 \tau} \right)} - \epsilon, \quad (69)$$

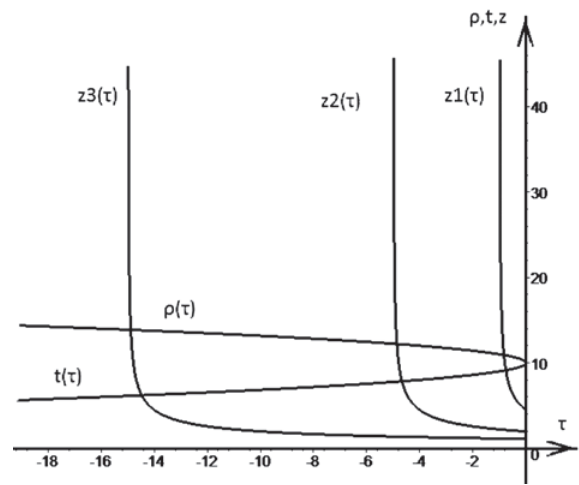


Рис. 5. На рисунку для значення констант: $f_0 = 100$, $P_1 = f_0^2$, $P_2 = 1$, $\xi = \zeta = \mu = 5$, $\epsilon = 10^{-7}$, $q_0 = 20$, $\tilde{F}_1 = (99, 95, 85)$ відповідно для $z_1(\tau)$, $z_2(\tau)$ і $z_3(\tau)$ наведені графіки функцій $t(\tau)$, $\rho(\tau)$ і $z(\tau)$, що реалізуються в області I

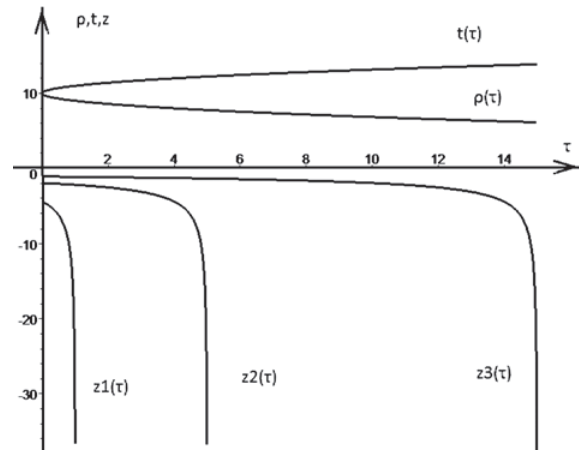


Рис. 6. На рисунку для значення констант: $f_0 = 100$, $P_1 = f_0^2$, $P_2 = 1$, $\xi = \zeta = \mu = 5$, $\epsilon = 10^{-7}$, $q_0 = 20$, $\tilde{F}_2 = (99, 95, 85)$ відповідно для $z_1(\tau)$, $z_2(\tau)$ і $z_3(\tau)$ наведені графіки функцій $t(\tau)$, $\rho(\tau)$ і $z(\tau)$, що реалізуються в області IV

$$t - \rho = q_0 + f_0 \left(\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right)^2 + \frac{(P_2(\sigma))^2}{P_1(\sigma)} \tau, \quad (70)$$

$$f(z) = F_1 - \frac{P_2}{P_1} f_0 \mp P_2 |\tau|. \quad (71)$$

В рівностях (69), (71) вибирається верхній знак для області I ($\tau \in (-\infty, 0)$) і нижній знак для області III ($\tau \in (0, +\infty)$). Границі зони взаємодії в цих

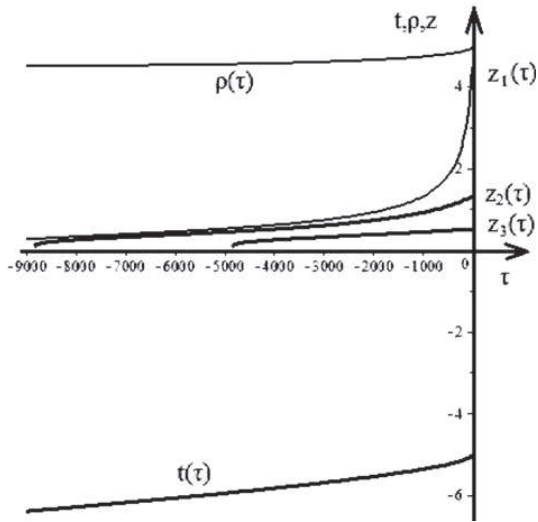


Рис. 7. На рисунку для випадку $\eta = t + \rho, z, \tau > 0$, значення констант: $f_0 = 100, P_1 = 1, P_2 = (f_0)^{-1}, \xi = \zeta = \mu = 5, \epsilon = 10^{-7}, q_0 = -10, F_1 = (100; 90; 50)$ відповідно для $z_1(\tau), z_2(\tau)$ і $z_3(\tau)$ наведені графіки функцій $t(\tau), \rho(\tau)$ і $z(\tau)$, що реалізуються в області I

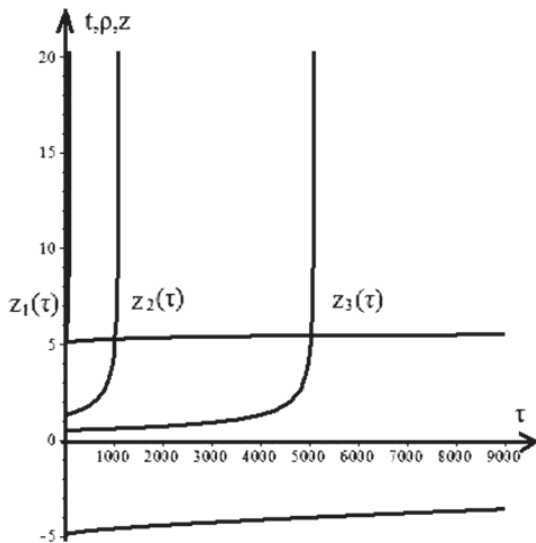


Рис. 8. На рисунку для випадку $z, \tau > 0$, значення констант: $f_0 = 100, P_1 = 1, P_2 = (f_0)^{-1}, \xi = \zeta = \mu = 5, \epsilon = 10^{-7}, q_0 = -10, F_1 = (100; 90; 50)$ відповідно для $z_1(\tau), z_2(\tau)$ і $z_3(\tau)$ наведені графіки функцій $t(\tau), \rho(\tau)$ і $z(\tau)$, що реалізуються в області III

областях визначають мінімально можливе значення правої частини рівності (71) в області I, яке є нуль і досягається при $|\tau| = F_1(P_2)^{-1} - f_0(P_1)^{-1} > 0$ (крайня ліва границя зони взаємодії) і відпо-

відно максимально можливе значення правої частини рівності (67) в області III, яке є f_0 і досягається при $\tau \rightarrow f_0((P_2)^{-1} + (P_1)^{-1}) - F_1(P_2)^{-1} > 0$ (крайня права границя зони взаємодії).

На рис. 7, 8 (відповідно в області I і області III), для випадку $\eta = t + \rho, z, \tau > 0$, фіксованого значення констант P_1, P_2 і трьох різних значень константи F_1 , наведені графіки функцій: $t(\tau), \rho(\tau)$ і $z(\tau)$. З наведених рисунків випливає, що пробна нуль-струна, наближаючись до правої границі зони взаємодії (рис. 8), завжди, за дуже короткий проміжок часу виштовхується гравітаційним полем (за змінною z) на нескінченність.

З наведених прикладів руху пробної нуль-струни випливає, що у випадку, коли початкові імпульси точок пробної нуль-струни в напрямку осі z відмінні від нуля ($P_2(\sigma) \neq 0$), то кожна пробна нуль-струна, яка потрапила в “зону взаємодії”, залежно від свого положення щодо площини, в якій знаходиться нуль-струна, що породжує гравітаційне поле, та напрямку руху уздовж осі z , завжди, за дуже короткий проміжок часу або виштовхується гравітаційним полем (за змінною z) на нескінченність (рис. 2, 6, 8), або за дуже короткий проміжок часу притягається гравітаційним полем (за змінною z), як би далеко вона не знаходилась, до площини, в якій перебуває нуль-струна, що породжує гравітаційне поле (рис 3, 5). На наш погляд, наявність для кожної пробної нуль-струни, що потрапила в “зону взаємодії”, ділянок траєкторії з такою аномальною поведінкою може побічно свідчити про те, що здатність до інфляції (причому як до прискореного розширення, так і до прискореного стиску) може бути внутрішньою властивістю газу нуль-струн, однак це твердження ще потребує додаткового дослідження.

7. Висновки

Аналіз розв’язків рівнянь руху пробної нуль-струни, яка прямує в гравітаційному полі замкненої “розмазаної” нуль-струни, що радіально розширюється в площині $z = 0$ або радіально колапсує в площині $z = 0$, показав таке:

1. Пробна нуль-струна в розглянутих гравітаційних полях може рухатися як в “одному напрямку”, так і “назустріч” нуль-струні, яка породжує гравітаційне поле.
2. Коли пробна нуль-струна прямує в той самий бік, що і нуль-струна, яка породжує гравітаційне

поле (тобто колапсує для випадку $\eta = t + \rho$, і радіально розширюється для випадку $\eta = t - \rho$), то в кожний момент свого руху вона цілком перебуває в одній із площин, паралельних площині, в якій знаходиться нуль-струна, що породжує гравітаційне поле (що можна інтерпретувати як ефект поляризації), не змінюючи своєї початкової форми із часом, тобто без взаємодії (фаза ідеального газу нуль-струн).

3. Коли пробна нуль-струна прямує “назустріч” нуль-струні, яка породжує гравітаційне поле, то у випадку коли:

– початковий імпульс точок пробної нуль-струни в напрямку осі z ($P_2(\sigma)$) дорівнює нулю, то в кожний фіксований момент часу t всі точки замкненої пробної нуль-струни перебувають на однаковій відстані від осі z і початкова форма пробної нуль-струни при русі залишається незмінною. Коли, крім цього, у початковий момент часу пробна нуль-струна повністю перебуває в площині $z = z_0$, то і вся наступна її динаміка буде проходити в цій площині, єдиною можливою формою для неї буде окружність і з часом радіус цієї окружності, для випадку $\eta = t + \rho$, тільки збільшується (пробна нуль-струна радіально розширюється в площині $z = z_0$), а для $\eta = t - \rho$ тільки зменшується (пробна нуль-струна радіально колапсує в площині $z = z_0$). Тобто з отриманого розв'язку випливає можливість існування стану (фази) газу нуль-струн, що складається із двох незв'язаних підсистем, у кожній з яких замкнені нуль-струни, які мають форму окружності, знаходяться у паралельних площинах $z = \text{const}$ і одночасно, в одній підсистемі радіально розширюються, а в іншій – радіально колапсують, не змінюючи своєї форми, тобто без взаємодії;

– початковий імпульс точок пробної нуль-струни $P_2(\sigma) \neq 0$, то, як було показано в роботі, змінні η , q і z , які визначають положення пробної нуль-струни в кожний фіксований момент часу, перестають бути незалежними, і зв'язані між собою. Радіус пробної нуль-струни жорстко пов'язаний з її положенням щодо нуль-струни, яка породжує гравітаційне поле. Для будь-якого вибору “констант” інтегрування завжди буде існувати тільки деяка “вузька” область (“зона взаємодії”), де виконані всі рівності, що визначають динаміку пробної нуль-струни і тільки ті пробні нуль-струни, які перебувають у цій вузькій області, будуть “видимі”, тобто

будуть взаємодіяти з нуль-струною, що породжує гравітаційне поле.

4. Наявність для кожної пробної нуль-струни, що потрапила в “зону взаємодії”, ділянок траєкторії, на якій пробна нуль-струна за дуже короткий проміжок часу або прискорено виштовхується на нескінченність, або притягається з нескінченності, може побічно свідчити про те, що здатність до інфляції (причому як до прискореного розширення, так і до прискореного стиску) може бути внутрішньою властивістю газу нуль-струн, однак це твердження ще потребує додаткового дослідження.

5. Аналізуючи результати цієї роботи можна припустити і те, що оскільки в початковий момент часу окремі області газу нуль-струн (елементами якого є замкнені нуль-струни, що одночасно або радіально розширюються, або радіально колапсують в паралельних площинах) є причинно незв'язані, то, на наш погляд, існує можливість виникнення доменної структури цього газу. Тобто, можна припустити можливість існування великого числа відокремлених областей, усередині яких нуль-струни одночасно або радіально розширюються, або радіально колапсують у паралельних площинах (тобто строго поляризовані). При цьому орієнтація у просторі цих площин для кожного такого домену є випадковим і не скорельованим з орієнтацією у сусідніх доменах. Умови виникнення таких доменів, а також їх подальше існування та фізичні процеси в областях, які відокремлюють домени один від одного, можуть стати темою подальшого дослідження газу нуль-струн.

1. P.J.E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology* (Princeton Univ. Press, Princeton, 1994).
2. А.Д. Линде, *Физика элементарных частиц и космология* (Наука, Москва, 1990).
3. T. Vachaspati and A. Vilenkin, *Phys. Rev. D* **30**, 2036 (1984).
4. A. Vilenkin and E.P.S. Shellard, *Cosmic String and Other Topological Defects* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1994).
5. T.W.B. Kibble and M.B. Hindmarsh, e-print hep-th/9411342.
6. D.P. Bennet, *Formation and Evolution of Cosmic Strings* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1990).
7. A. Schild, *Phys. Rev. D* **16**, 1722 (1977).
8. C.T. Hill, D.N. Schramm, and J.N. Fry, *Commun Nucl. Part. Phys.* **19**, 25 (1999).
9. S.N. Roshchupkin and A.A. Zheltukhin, *Class. Quantum. Grav.* **12**, 2519 (1995).

10. A.P. Lelyakov and A.S. Karpenko, Uchen. Zapis. Tavr. Nat. Univ. Ser. Fiz. **24**, 3 (2011).
11. A.P. Lelyakov, A.S. Usachyov, and R.A. Babadzhan, Uchen. Zapis. Tavr. Nat. Univ. Ser. Fiz. **26**, 18 (2013).

Одержано 28.02.14

А.П. Леляков, А.С. Карпенко, Р.-Д.А. Бабаджан

ДИНАМИКА ПРОБНОЙ НУЛЬ-СТРУНЫ,
БЕЗ ВРАЩЕНИЯ, В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ
“РАЗМАЗАННОЙ” ЗАМКНУТОЙ НУЛЬ-СТРУНЫ,
ДВИЖУЩЕЙСЯ В ПЛОСКОСТИ $z = 0$

Резюме

В работе рассмотрена динамика пробной нуль-струны в гравитационном поле замкнутой (“размазанной”) нуль-струны, радиально расширяющейся в плоскости $z = 0$ и

радиально коллапсирующей в плоскости $z = 0$, при условии, что в начальный момент времени вращение пробной нуль-струны отсутствовало.

O.P. Lelyakov, A.S. Karpenko, R.-D.O. Babadzhan

DYNAMICS OF A NON-ROTATING TEST NULL
STRING IN THE GRAVITATIONAL FIELD OF A CLOSED
“THICK” NULL STRING RADIALLY EXPANDING
OR COLLAPSING IN THE PLANE $z = 0$

S u m m a r y

The dynamics of a test null string moving in the gravitational field of a closed “thick” null string radially expanding or collapsing in the plane $z = 0$ is considered, provided that the former string does not rotate initially.