

**СКАЛЯР-ФЕРМИОНДЫҚ МОДЕЛЬДІҢ ЭВОЛЮЦИЯЛЫҚ ТЕНДЕУЛЕРІНІҢ
НАҚТЫ ШЕШІМІ**

Рүстемова Ботакөз Ерденқызы

rustemova-b@bk.ru

Л.Н.Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық Университеті, Нұр-Сұлтан, Қазақстан
Ғылыми жетекші-Разина О.В.

g -эссенция үшін әсер келесі түрде болады [1-5]

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[R + 2K(X, Y, \phi, \psi, \bar{\psi}) \right], \quad (1)$$

мұндағы R - скалярлық қисықтық K оның аргументінің кейбір функциясы, ϕ скалярлық функция, $\psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4)^T$ фермиондық функция және $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ оның түйндес функциясы. Мұнда

$$X = 0,5 g^{\mu\nu} \nabla_\mu \phi \nabla_\nu \phi, \quad (2)$$

скаляр өрістің кинетикалық мүшесі және

$$Y = 0,5i [\bar{\psi} \Gamma^\mu D_\mu \psi - (D_\mu \bar{\psi}) \Gamma^\mu \psi], \quad (3)$$

фермиондық өрістің кинетикалық мүшесі. ∇_μ және D_μ ковариантты туындылар, g – эссенция моделі бұл k – эссенциясының және f – эссенциясының модельдерін жалпылау.

Енді біз g -эссенциясымен толтырылған біртекті, изотропты және жалпақ Фридман-Робертсон-Уокер әлемін қарастырамыз. Бұл жағдайда метрикамыз келесідей болады

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (4)$$

g - эссенция Лагранжианы мынаған тең

$$K = X + Y - V_1(\phi) - V_2(\phi) - \eta u, \quad (5)$$

мұндағы η байланыс тұрақтысы және біз $u = \bar{\psi} \psi$ ауыстыруды қоссыздықты функция ретінде енгіздік.

Қозғалыс үшін (1) және ФРУ метрикасы (4) үшін қозғалыс теңдеулері мынаған тең

$$3H^2 = \rho, \quad (6)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 = -p, \quad (7)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V_{1\phi} + \eta u = 0, \quad (8)$$

$$\dot{\psi} + \frac{3}{2}H\psi + iV_{2u}\gamma^0\psi + i\eta\phi\gamma^0\psi = 0, \quad (9)$$

$$\dot{\bar{\psi}} + \frac{3}{2}H\bar{\psi} - iV_{2u}\bar{\psi}\gamma^0 - i\eta\phi\bar{\psi}\gamma^0 = 0, \quad (10)$$

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0, \quad (11)$$

мұндағы

$$\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V_1 + V_2 + \eta\phi u, \quad (12)$$

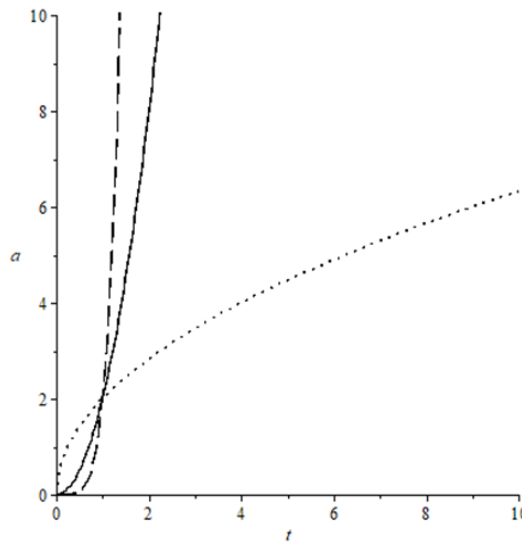
$$p = X + Y - V_1 - V_2 - \eta\phi u. \quad (13)$$

Мұнда (6), (7) Фридман теңдеуі, (8) Клейн-Гордон теңдеуі, (9) және (10) Дирак теңдеуі, (11) күй теңдеуі, (12) күнгірт энергияның тығыздығы, (13) қысым.

Масштабты фактор мен скаляр өрістің экспоненциалды функцияларын қолдана отырып, қозғалыс теңдеулері жүйесінің (6)-(12) шешімін құрамыз

$$a = a_0 t^\alpha.$$

Ғаламның жедел кеңеюі үшін $\alpha > 1$ болуы қажет. 1-ші суретте α параметрінің әртүрлі мәндері үшін a масштабты факторының t уақытынан тәуелділігі



1-сурет. a масштабты факторының t уақытынан тәуелділігі

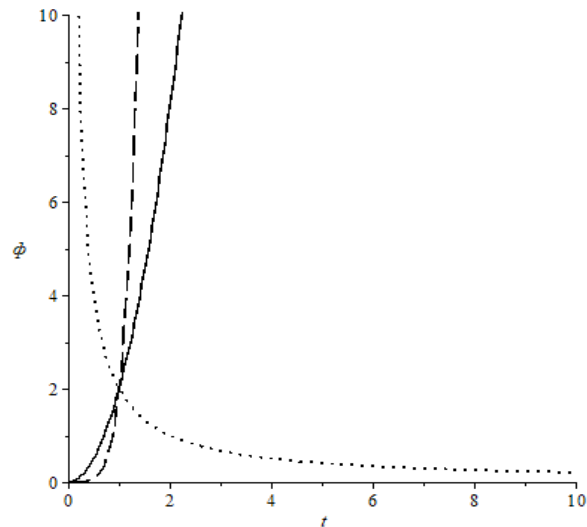
$$\phi = \phi_0 t^\beta$$

мұндағы a_0 , ϕ_0 , α және β кейбір тұрақтылар және $\alpha > 1$, $\beta < 0$. (6), (10)-(11) теңдеулерден скаляр және фермион өрістердің потенциалдарын табамыз

$$V_1 = -\frac{\phi_0^2 \beta^2}{2(\beta-1)} (\beta-1+3\alpha) t^{2(\beta-1)} - \frac{\eta c \phi_0 \beta t^{\beta-3\alpha}}{a_0^3 (\beta-3\alpha)} + V_{10},$$

$$V_2 = 3\alpha \left(\frac{\alpha}{t^\alpha} + \frac{\phi_0^3 \beta^2 t^{2(\beta-1)}}{2(\beta-1)} + \eta \frac{\phi_0 c t^{\beta-3\alpha}}{a_0^3 (\beta-3\alpha)} \right) + V_{20},$$

мұндағы V_{10} және V_{20} интеграл тұрақтылары.



2-сурет. ϕ скаляр өріс функциясының t уақытынан тәуелділігі

2-суретте β параметрінің әртүрлі мәндері үшін ϕ масштабты факторының t уақытынан тәуелділік графигы тұрғызылған.

Ғаламның кеңеюі жағдайында күңгірт энергияның жалпы тығыздығы және оның қысымы мынаған тең.

Модельдің жалпы тығыздығы

$$\rho = \frac{3\alpha^2}{t^2} + V_{1.0} + V_{2.0},$$

Өрістердің әрқайсысының қараңғы энергияның жалпы тығыздығының және оның қысымының құрамдас компоненттерін табамыз

Скаляр өрістің тығыздығы

$$\rho_b = -\frac{3\phi_0^2 \beta^2 \alpha}{2(\beta-1)} t^{2(\beta-1)} - \frac{\eta c \phi_0 \beta}{a_0(\beta-3\alpha)} t^{\beta-3\alpha} + V_{10},$$

Юкава потенциалының тығыздығы

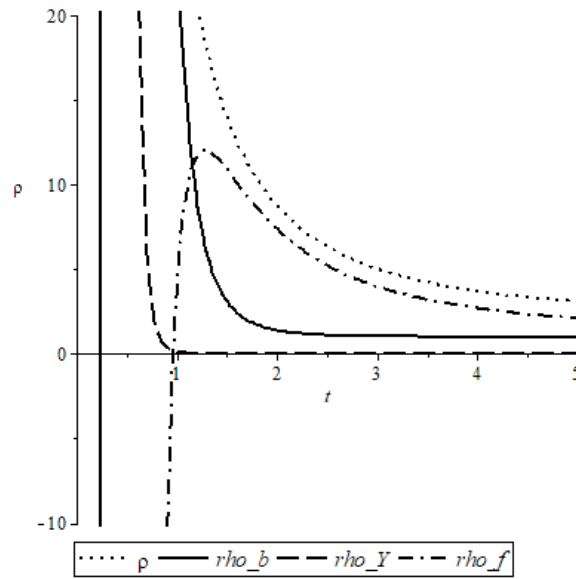
$$\rho_Y = \eta \phi_0 t^\beta \frac{c}{a_0^3 t^{3\alpha}},$$

Фермиондық өрістің тығыздығы

$$\rho_f = \frac{3\alpha^2}{t^2} + \frac{3\alpha\phi_0^2 \beta^2 t^{2(\beta-1)}}{2(\beta-1)} + \frac{3\alpha\phi_0 \eta c t^{\beta-3\alpha}}{a_0^3(\beta-3\alpha)} + V_{20},$$

Модельдің жалпы қысымы

$$p = -\frac{3\alpha^2}{t^2} + \frac{2\alpha}{t^2} - V_{1,0} - V_{2,0}.$$



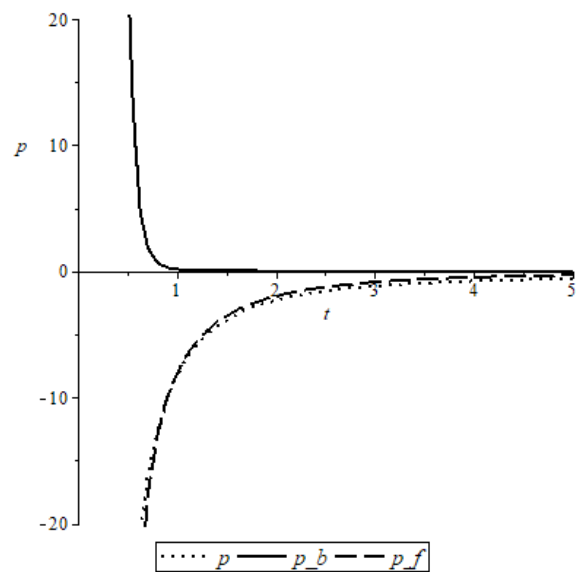
3-сурет. ρ тығыздықтың t уақыттан тәуелділігі

Скаляр өрістің қысымы

$$p_b = \frac{\phi_0^2 \beta^2 [2\beta - 2 + 3\alpha] t^{(2\beta-1)}}{2(\beta-1)} + \frac{\eta c \phi_0 \beta t^{\beta-3\alpha}}{a_0^3 (\beta-3\alpha)} - V_{10},$$

Фермиондық өрістің қысымы

$$p_f = -\frac{3\alpha^2}{t^\alpha} + \frac{2\alpha}{t^\alpha} - \phi_0^2 \beta^2 \left[\frac{3\alpha + 2\beta - 2}{2(\beta-1)} \right] - \frac{\eta c \phi_0 \beta t^{\beta-3\alpha}}{a_0^3 (\beta-3\alpha)} - V_{20}.$$



4-сурет. p қысымның t уақыттан тәуелділігі

Біз g -эссенция моделін зерттедік, қозғалыс теңдеулер жүйесін таптық және зерттелетін модель үшін нақты шешімді құрастырдық. 3 және 4-суреттер жалпы тығыздық пен қысымды, сондай-ақ скаляр және фермионды өрістердің құрамдас компоненттерін көрсетеді. 4-суреттен ерте Ғаламда скаляр өрістің қысымы оң, ал фермион өрістің қысымы теріс болады. Сондықтан, ерте Ғаламда скаляр өріс баяулайды, ал фермион өрісі ғаламның жедел кеңеюіне ықпал етеді. Кейінірек скаляр өрістің қысымы нөлге ұмтылады және Ғаламның эволюция динамикасына әсер етпейді.

Бұл зерттеуді Қазақстан Республикасы Білім және ғылым министрлігінің Ғылым комитеті қаржыландырады АР13067567.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Armendáriz-Picón, C., Damour, T. and Mukhanov, V. k -Inflation.//Journal of Natural Science. – 1999.– Vol.8, №5. – P.209-218.
2. Cataldo M., Chimento L. Crossing the phantom divide with a classical Dirac field.// Astrophysics and Space Science. 2011.Vol.332. – P.455-461.
3. Ribas M.O., Devechi F.P., Kremer G.M. Fermionic cosmologies with Yukawa type interactions.// Europhysics Letters 2011. Vol.93.
4. Armendariz-Picon C., Mukhanov V.F., Steinhardt P.J. Essentials of k -essence.// Journal of Natural Science. 2001.Vol.3, №5.
5. Cataldo M., Chimento L. Crossing the phantom divide with a classical Dirac field.// Astrophysics and Space Science. – 2011.– Vol.332. – P.455-461.

УДК 524.83, 524.834

ЭВОЛЮЦИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ФЕРМИОННОГО ПОЛЯ НА ФОНЕ НЕОДНОРОДНОЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Рыскелді Бақытжан Айболұлы

bakytzhan.ra@mail.ru

Магистрант 2-го курса кафедры «Общая и теоретическая физика»,
ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан
Научный руководитель - Е.М. Мырзакулов

За последние два десятилетия были предприняты усилия, чтобы понять причину ускорения и внедрить модели для его описания. С этой целью многими исследователями были проведены обширные исследования различных моделей темной энергии в изотропном пространстве-времени, таких как космологическая постоянная, скалярные поля, тахионное поле, фермионное поле, модифицированные модели гравитации, взаимодействующие модели, модель отскока и модели мира на бране. Некоторые другие модели можно назвать модифицированными телепараллельными моделями [1]. Следует отметить, что решение вышеупомянутых моделей дает подходящую альтернативу для описания ускоренного расширения Вселенной.

Как мы знаем, действие Эйнштейна-Гильберта записывается в терминах члена кривизны R , где описывает гравитацию в общей теории относительности. Общая теория относительности очень успешно согласуется с данными наблюдений. Кроме того, был предложен еще один гравитационный сценарий, так называемая телепараллельная гравитация, которую впервые ввел Эйнштейн [2]. Другими словами, член кривизны R в общей теории относительности преобразуется в член кручения T в телепараллельном сценарии, модифицированная форма которого изменяется от T до $f(T)$ с помощью