РУХАНИ ЖАҢҒЫРУ

20 АСТАНА

ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Студенттер мен жас ғалымдардың
«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ - 2018»
XIII Халықаралық ғылыми конференциясы

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ

XIII Международная научная конференция
студентов и молодых ученых
«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ - 2018»

The XIII International Scientific Conference
for Students and Young Scientists
«SCIENCE AND EDUCATION - 2018»

12[th] April 2018, Astana

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Студенттер мен жас ғалымдардың
«Ғылым және білім - 2018»
атты XIII Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XIII Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«Наука и образование - 2018»

PROCEEDINGS
of the XIII International Scientific Conference
for students and young scholars
«Science and education - 2018»

2018 жыл 12 сәуір

Астана

УДК 378

ББК 74.58
Ғ 96

Ғ 96
«Ғылым және білім – 2018» атты студенттер мен жас ғалымдардың XIII Халықаралық ғылыми конференциясы = XIII Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2018» = The XIII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2018». – Астана: http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/, 2018. – 7513 стр. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-997-6

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

УДК 378

ББК 74.58

ISBN 978-9965-31-997-6

УДК 524.8

F(R) ГРАВИТАЦИЯСЫНЫҢ СТАТИКАЛЫҚ СФЕРАЛЫ - СИММЕТРИЯЛЫҚ ШЕШІМДЕРІ

Даригозова Ажар Молдағалиқызы
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ «Жалпы және теориялық физика» кафедрасының студенті,
Мырзакулов Нургиса Ансатбаевич
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ «Жалпы және теориялық физика»
кафедрасының аға оқытушысы, PhD
Ғылыми жетекшісі – Н.Мырзакулов

Статикалық сфералы – симметриялық метрика үшін F(R) модификациялық гравитациясының Лагранж қозғалыс теңдеуінің қорытындысымен көрсетілген. Үлкен метрикалық класы үшін біздің жолымыз Лагранж теңдеуін бірінші теңдеуге дейін төмендетуге көмектеседі және біз F(R) гравитациясы үшін нақты шешім алуға болатынын көрсетеміз [1, 2]. Барлық анық нақты шешімдер орнына келеді. Риччи скаляр тұрақтысы болмайтын жаңа нейтральды шешімді анықтаймыз.

Жақында ғана алынған көрсеткіштерге қарағанда, Әлем ұлғаюы жылдамырақ жүріп жатыр. Бұл «Күңгірт энергия» деп аталады. Бұл жылдамдаудың әр түрлі түсініктемелері бар. Бұлардың ішіндегі ең қарапайымы- Космологиялық тұрақтысы бар жалпы салыстырмалылық теориясы (ЖСТ). Бұл қарапайым модификациялық ЖСТ жалпылануы модификациялық гравитациялық теорияны қарастырудан тұрады, яғни қозғалыс F(R) функциясының Риччи скалярымен (R) анықталған формуламен жазылады. Негізінде мұндай модификациялық моделдер де- Ситтер (дС) кеңістігін шешім ретінде қабылдау үшін және де кейбір жерлерде тұрақтылықтың шешімі ретінде қарастыруға арналған. Сонымен қатар, өмірлік маңызы бар F(R) моделі, атап айтқанда оның маңыздылығы ЖСТ локальды гравитациялық сынақтарды жіберуге қабілетті, сондай- ақ күңгірт энергияның инфляциясын бірыңғай түрде сипаттауға қабілетті.

Ең алдымен, вакуумдағы жалпылама F(R) моделі үшін қоғалыс теңдеуін есімізге түсірейік:

$$G_{\mu\upsilon} \equiv R_{\mu\upsilon} - \frac{1}{2} R g_{\mu\upsilon} = G_{\mu\upsilon}^{MG} \tag{1}$$

Мұндағы, $R_{\mu\upsilon}$- Риччи тензоры және $G_{\mu\upsilon}^{MG}$ - «модификациялық гравитациялық» тензоры мына формуламен беріледі:

$$G_{\mu\upsilon}^{MG} = \frac{1}{F'(R)} \left\{ \frac{1}{2} g_{\mu\upsilon} \left[F(R) - RF'(R) \right] + \left(\nabla_{\mu} \nabla_{\upsilon} - g_{\mu\upsilon} g^{\mu\upsilon} \nabla_{\mu} \nabla_{\upsilon} \right) F'(R) \right\} \tag{2}$$

Мұндағы штрих R қисығы бойынша туынды, ∇_{μ}- ковариантты туынды операторы, ол $g_{\mu\upsilon}$ және де Даламбер операторымен баланысты. (1) формула мына түрге келеді:

$$3 g^{\mu\upsilon} \nabla_{\mu} \nabla_{\upsilon} F'(R) + RF'(R) - 2F(R) = 0 \tag{3}$$

Көріп отырғанымыздай, $F'(R)$ аддитивті скалярлық динамикалық еркіндік дәрежесі бар, ал ол ЖСТ – да жоқ.

Нақты статикалық сфералық-симметриялық (ССС) шешімді табу үшін Щварщильд барлық модификациялық гравитациялық моделдердің ішінен күрделі есепті көрсетеді. Сондықтан да F(R) қозғалыс теңдеуін шешу вакуумдағыға қарағанда күрделірек, себебі онда

материяның, жалпы салыстырмалылық теориясының болмауынан. $R^{1+\delta}$ дұрыс таңдау үшін нақты ССС шешімі көрсетілген.
ССС шешімдерінің жалпы көрінісі қозғалыс теңдеулерінде көрсетілген.

Бұл статьяда ССС жалпы модификациялық гравитациялық моделі үшін альтернативті тәсілді анықтап, жаңа нақты шешім аламыз.
Статья келесі ретпен құралған: II бөлімде F(R) модификациялық гравитациясына ССС метрикасы үшін лагранждық тәсілмен қозғалыс теңдеуін анықтаймыз. III бөлімде үлкен кластар үшін шешімді табамыз. IV бөлімде Риччи қисықтық скаляр тұрақтысынсыз нейтральды жағдайдағы шешімдерді қарастырамыз. V бөлімде қорытынды.
Мұнда біз $k_B = c = \hbar = 1$ бірлігін және $k^2 = 8\pi G_N = 8\pi / M_{Pl}^2$ гравитациялық тұрақтысын, Планк массасын $M_{PL} = G_N^{-1/2} = 1.2 \times 10^{19} GeV$ пайдаланамыз.

Вакуумдағы статикалық сфералық-симметриялық шешім үшін Лагранждық тәсілді анықтау. Ең алдымен F(R) модификациялық теориясы үшін қозғалысты есімізге түсірейік [3, 4]:

$$S = \frac{1}{2k^2}\int d^4x\sqrt{-g}F(R) \tag{4}$$

мұндағы g - $g_{\mu\upsilon}$ метрикалық тензорының анықтауышы, F(R) – R Риччи скалярының жалпы функциясы.

Статикалық сфералық-симметриялық шешімдерін мына түрде табамыз:

$$dS^2 = -B(r)e^{2\alpha(r)}dt^2 + \frac{1}{B(r)}dr^2 + r^2 d\Omega^2 \tag{5}$$

мұндағы $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$, $B(r)$-r –ға байланысты белгісіз функция. Осыған байланысты қисықтық тензоры былай анықталады:

$$R = -3\left[\frac{d}{dr}B(r)\right]\frac{d}{dr}\alpha(r) - 2B(r)\left[\frac{d}{dr}\alpha(r)\right]^2 - \frac{d^2}{dr^2}B(r) - 2B(r)\frac{d^2}{dr^2}\alpha(r) - 4\frac{\frac{d}{dr}B(r)}{r} - \\ -4\frac{B(r)\frac{d}{dr}\alpha(r)}{r} - 2\frac{B(r)}{r^2} + \frac{2}{r^2} \tag{6}$$

Осы теңдікті (4) қозғалыс теңдеуіне апарып қойып, туындылы Лагранждық теорияны аламыз. Бірінші туындылы Лагранждық жүйемен жұмыс жасау үшін Лагранждық тәсілдегі көбейткішті пайдалана аламыз. Статикалық жағдайда бұл тәсіл тәуелсіз лагранждық координатты R қисықтық скаляры және B сфералық статикалық симметриялық туындатушы ретінде қарастырамыз. Осыдан бір ғана белгісіз шама бар екі қозғалыс теңдеуін қарапайым тәсілмен аламыз. Барлық басқа белгілерден айырмашылығы ЛҚТ тікелей қолданбауында (1). Лагранждық көбейткіштерді және (6) теңдеу мен (4) қозғалыс теңдеуін пайдаланып былай жазылуы мүмкін:

$$S \equiv \frac{1}{2k^2}\int dt\int dr\left(e^{\alpha(r)}r^2\right)\{F(R - \lambda\{R + \{3\left[\frac{d}{dr}B(r)\right]\frac{d}{dr}\alpha(r) + 2B(r)\left[\frac{d}{dr}\alpha(r)\right]^2 + \\ + \frac{d^2}{dr^2}B(r) + 2B(r)\frac{d^2}{dr^2}\alpha(r) + 4\frac{\frac{d}{dr}B(r)}{r} + 4\frac{B(r)\frac{d}{dr}\alpha(r)}{r} + 2\frac{B(r)}{r^2} - \frac{2}{r^2}\}\}\} \tag{7}$$

R бойынша вариацияласақ:

$$\lambda = F'(R) \tag{8}$$

R қисықтығы бойынша туынды кеңістікті көрсетеді. Осы мағынасын ескере отырып, бөлшектеп интегралдасақ, лагранжиан мына түрге келеді:

$$\begin{aligned} L(\alpha, d\alpha/dr, B, dB/dr, R, dR/dr) = e^{\alpha}\Big\{ r^2 (F(R) - F'(R)R) + 2F'(R)\left(1 - r\frac{dB(r)}{dr} - B(r)\right) + \\ + F''(R)\frac{dR}{dr} r^2 \left(\frac{dB(r)}{dr} + 2B(r)\frac{d\alpha(r)}{dr}\right)\Big\} \end{aligned} \tag{9}$$

α бойынша вариациялап, бірінші қозғалыс теңдеуін аламыз:

$$\begin{aligned} &\frac{RF'(R) - F(R)}{F'(R)} - 2\frac{(1 - B(r) - r(dB(r)/dr))}{r^2} + \\ &+ \frac{2B(r)F''(R)}{F'(R)}\left[\frac{d^2R}{dr^2} + \left(\frac{2}{r} + \frac{dB(r)/dr}{2B(r)}\right)\frac{dR}{dr} + \frac{F'''(R)}{F''(R)}\left(\frac{dR}{dr}\right)^2\right] = 0 \end{aligned} \tag{10}$$

$B(r)$ бойынша вариациялап, екінші қозғалыс теңдеуін аламыз:

$$\left[\frac{d\alpha(r)}{dr}\left(\frac{2}{r} + \frac{F''(R)}{F'(R)}\frac{dR}{dr}\right) - \frac{F''(R)}{F'(R)}\frac{d^2R}{dr^2} - \frac{F'''(R)}{F'(R)}\left(\frac{dR}{dr}\right)^2\right] = 0 \tag{11}$$

Ал R бойынша вариацияласақ (6) теңдеуге қайта ораламыз. Сонымен қатар, (6) теңдеуде $F(R)$ берілген, жоғарыда келтірілген теңдеу үш $(r), B(r), R(r)$ шамадан құралған жүйені көрсетеді. Осы көзқарастың артықшылығы 10 теңдеуде α пайда болмайтындығын немесе керісінше екендігін атап өткіміз келеді. Келесі бөлімде F(R) үшін таңдалынған жоғарыда келтірілген дифференциалдық теңдеудің нақты шешімін табамыз.
Формализмнің бірінші тексеруі үшін қисықтық тұрықтысын белгілі $R = R_0$ жағдайы үшін қарастырамыз. (11) формуладан $\alpha = Const$ екенін көрсету оңай, бірақ (6) және (10) Шварцшильд -Де Ситтердің шешімі бола алады:

$$B(r) = 1 - \frac{\Lambda}{3}r^2 + \frac{C}{r} \tag{12}$$

Мұндағы С-жалпы тұрақты және

$$\Lambda = \frac{1}{2}\left(R_0 - \frac{F(R_0)}{F'(R_0)}\right) \tag{13}$$

мұндағы $R_0 = 4\Lambda$.

Осы мақалада әдеттегі F (R) үшін ССС шешімдерін зерттеудің жаңа әдісі ұсынылды.

Біздің әдісіміз әбден жалпы болып табылады және де бірнеше артықшылықтарды ұсынады. Шын мәнінде α тұрақты (бұл жағдайда $\alpha = 0$) $B(r)$ шамасы үшін айқын өрнек арқылы метриканың жалпы формасын аламыз.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Nojiri S., Odintsov S.D. Introduction to Modified Gravity and Gravitational Alternative for Dark Energy // International Journal of Geometric Methods in Modern Physics, Vol.4, №115, 2007, P. 67-75.
2. Sotiriou T. P., Faraoni V. f(R) Theories Of Gravity // Review of Modern Physics, Vol.82, 2010, P.451.
3. Cognola G. and Zerbini S. One-loop f(R) Gravitational Modified Models // Journal of Physics A: Mathematical and General, Vol.39, №21, 2006, P. 387.
4. Sebastiani L., Zerbini S. Static Spherically Symmetric Solutions in F(R) Gravity // The European Physical Journal C, Vol. 71, 2011, P. 1591.

УДК 524.834

УРАВНЕНИЯ $F(R,T,X,\varphi)-$МОДЕЛИ ГРАВИТАЦИИ С ВОЗМУЩЕНИЯМИ

Елтаева Айман Нурлановна, Мейрбеков Бекдаулет Камалбекулы

Кафедра «Общей и теоретической физики» Физика технического факультета Евразийского Национального университета им. Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

Научный руководитель - К.К Ержанов

Введение. В космологии часто рассматривают наиболее общее ковариантное действие, которое описывает гравитацию, связанную со скалярным полем. Однако обобщенность модели затрудняет манипулирование. В настоящей работе показано, что при рассмотрении линейных возмущений метрики Фридмана-Робертсона-Уокера теория полностью определяется только шестью функциями времени, две из которых ограничены эволюцией фона. Используя идеи эффективной полевой теории инфляции или темной энергии для явного построения этих шести функций времени через свободные функции, входящие в теорию Хорндески. Эти результаты используются для исследования поведения теории в квазистатическом приближении. Для полного определения линейного поведения теории в этом пределе требуется только четыре функции времени, которые могут быть дополнительно уменьшены, если определена эволюция фона. Это представляет собой значительно уменьшенное пространство параметров, дающее надежду на возможность ограничения пространства параметров. Наиболее популярной среди моделей скалярных полей является модель квинтэссенция. Плотность Лагранжиана для такой модели, $L = X - V(\varphi)$, где $V(\varphi)$- функция скалярного поля φ, $X = \frac{1}{2}\nabla_\mu \varphi \nabla^\mu \varphi$- кинетический член поля. Вместо скаляра Риччи используется функция скаляра Риччи R, которое описывает присутствие ускоренного расширения. Другим примером модифицированной гравитации является телепаралель гравитация F(T) где T- скаляр кручения. Еще одна модель это обобщенная модель F(R,T) модифицированной гравитации с Лагранжианом которая зависит от скаляра кривизны и от скаляра кручения одновременно[9]. В целом изучение различных моделей способствует нахождению общих свойств существующих моделей и определению самой подходящей наблюдательным данным.

$F(R,T,X,\varphi)-$**гравитация.** Общее действие для $F(R,T,X,\varphi)-$гравитации записывается в следующем виде: