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»

12th 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, докоранттардың 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 524.834

ДЕЙСТВИЕ И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ В $F(R,G)$ ГРАВИТАЦИИ СО СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

Кенжалин Думан Жузбаевич, Абугали Еркеназ Мугаззамкызы
докторант PhD и студентка 4 курса кафедры общей и теоретической физики, ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Научный руководитель – К.Р. Мырзакулов

В последние годы для описания динамики Вселенной используется различные обобщение теории гравитации, такие как F(R), F(G), F(R,T) [1-3]. В данной работе нами будет рассмотрено для однородного и изотропного пространства-времени Фридмана-Робертсона-Уоккера одна из таких моделей, а именно в рамках обобщенной теории $F(R,G)$, где гравитационное поле не минимально взаимодействует с скалярным полем [4,5].

С помощью уравнения Эйлера-Лагранжа и условие нулевой энергии будет определены соответствующие уравнения движения.

Действие в обобщенной теории $F(R,G)$ гравитации можно записать в виде.

$$S=\int d^4x\sqrt{-g}\left(F(R,G)+L_m\right) \tag{1}$$

где F(R.G) является некой функцией от функции скаляра Риччи и инварианта Гаусса-Бонне.

В качестве поля материи нами будет рассмотрено скалярное поле

$$L_m=\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2-V \tag{2}$$

Совместно с действием (1) нами будет рассмотрено метрика ФРУ, которая хорошо согласуется с современными астрономическими наблюдательными данными:

$$ds^2=-dt^2+a^2dx^2+a^2dy^2+a^2dz^2 \tag{3}$$

где a -масштабный фактор зависящий от времени t.

Для этой метрики функция скаляра Риччи и инвариант Гаусса-Бонне принимают следующие значения,

$$R=6\left(2H^2+\dot{H}\right),\ G=24H^2\left(H^2+\dot{H}\right) \tag{4}$$

Функцию Лагранжа для расматриваемой нами модели можно записать в следующем виде

$$\begin{aligned}L=a^3hF-a^3hF_RR-6a\dot{a}^2hF_R-6a^2\dot{a}h_\varphi\dot{\varphi}F_R-a^3hF_GG-\\-6a^2\dot{a}hF_{RR}\dot{R}-8\dot{a}^3h_\varphi\dot{\varphi}F_G-8\dot{a}^3hF_{GG}\dot{G}+\frac{1}{2}a^3\dot{\varphi}^2-a^3V\end{aligned}. \tag{5}$$

Для определения уравнения движения будем использовать уравнения Эйлера-Лагранжа и условие нулевой энергии

$$\frac{\partial L}{\partial a}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial\dot{a}}=0 \tag{6}$$

$$\frac{\partial L}{\partial R}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{R}}=0 \tag{7}$$

$$\frac{\partial L}{\partial G}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{G}}=0 \tag{8}$$

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}}=0 \tag{9}$$

Подставляя лагранжиан в уравнения Эйлера-Лагранжа (5)-(8), получим следующие уравнения движения:

$$\begin{aligned}
&h\left[F-F_G G-F_R\left(R-2H^2\right)+4H\left(F_{RG}\dot{G}+F_{RR}\dot{R}\right)+2\dot{R}\left(F_{RRR}\dot{R}+F_{RRG}\dot{G}\right)+8H^2\dot{G}\left(F_{GGG}\dot{G}+F_{GGR}\dot{R}\right)\right]+\\
&+h_\varphi\left[2\dot{\varphi}\left(F_{RR}\dot{R}+F_{RG}\dot{G}\right)+8H^2\dot{\varphi}\left(F_{GG}\dot{G}+F_{GR}\dot{R}\right)+2\ddot{\varphi}\left(4H^2F_G+F_R\right)\right]+\\
&+\dot{h}\left[4H\left(2HF_{GG}\dot{G}+F_R\right)+2F_{RR}\dot{R}\right]-\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2-V=0
\end{aligned} \tag{10}$$

$$F_{RR}\left[h\left(R-6H^2\right)+6H\left(h_\varphi\dot{\varphi}-\dot{h}\right)\right]+F_{GR}\left(hG+8H^3h_\varphi\dot{\varphi}\right)+h\dot{G}\left(8H^3F_{GGR}-6HF_{RRG}\right)=0 \tag{11}$$

$$F_{RG}\left[h\left(R+6H^2\right)+6Hh_\varphi\dot{\varphi}\right]+F_{GG}\left[hG+8H^3\left(h_\varphi\dot{\varphi}-\dot{h}\right)\right]+h\dot{R}\left(6HF_{RRG}-8H^3F_{GGR}\right)=0 \tag{12}$$

$$h_\varphi F-h_\varphi F_R R-h_\varphi F_G G+Hh_\varphi\left[6F_{RG}\dot{G}+H\left(6F_R+8HF_{GR}\dot{R}\right)\right]-3H\dot{\varphi}-\ddot{\varphi}-V_\varphi=0 \tag{13}$$

Используя условию нулевой энергии, можно определить соответствующее полевое уравнение

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{a}}\dot{a}+\frac{\partial L}{\partial \dot{R}}\dot{R}+\frac{\partial L}{\partial \dot{G}}\dot{G}+\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}}\dot{\varphi}-L=0, \tag{14}$$

тогда уравнение движения будет выглядит следующим образом:

$$h\left[F-F_R R-F_G G+6H\left(HF_R+F_{RR}\dot{R}-4H^2F_{GG}\dot{G}\right)\right]+6Hh_\varphi\dot{\varphi}\left(F_R+4H^2F_G\right)-\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2+V=0 \tag{15}$$

Таким образом в данной работе нами были получены уравнения движения в рамках модифицированной теории $F(R,G)$ гравитации со скалярным полем. Эти уравнения является нелинейными дифференциальными уравнениями в частных производных, решение которых является не простой задачей. Для их решения необходимо определить значения функции F(R,G) и V.

В дальнейших работах с помощью теоремы Нетер нами будет определены значения этих функции и исследована зависимость масштабного фактора a от времени t.

Полученные космологические решения будут сравнены с современными астрономическими данными.

Список использованных источников

1. De Felice A., Tsujikawa Sh. F(R) Theories // Living Rev. Rel., 2010, P. 161.
2. Olmo, Gonzalo J. The Gravity Lagrangian According to Solar System Experiments // Physical Review Letters., Vol. 95, № 26, 2005, P. 26 - 31.
3. Nojiri S., Odintsov S.D. Modified Gauss–Bonnet theory as gravitational alternative for dark energy // Physics Letters B. Vol. 631, 2005, P. 1–6.
4. Armendariz-Picon C., Damour T., Mukhanov V.F. k-inflation // Physical Letters B, Vol.458, № 7, 1999, P. 209-218.
5. Santos da Costa S., Fernando V., Capozziello S. Dynamical analysis on F(R,G) cosmology // General Relativity and Quantum Cosmology, Vol. 35,№7, 2018, P. 75013.

УДК 517.951; 530.182

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ОБОБЩЕНИЕ ЦЕПОЧКИ ТОДЫ

Кутум Баян Байсултанқызы[1], Талипова Динара Нурлановна[2]

[1]Докторант кафедры общей и теоретической физики

[2]Преподаватель кафедры общей и теоретической физики ЕНУ им. Л.Н. Гумилева

Научный руководитель – Р. Мырзакулов

Квазиодномерное вещество можно представить, как систему параллельных цепочек атомного диаметра (расстояния между атомами внутри одной цепочки меньше, чем расстояние между атомами в разных цепочках). Слабое зацепление между цепочками отвечает, как бы слабой трехмерности. В этих веществах, как показали экспериментальные и теоретические исследования, все нелинейные эффекты выражены гораздо более отчетливо, чем в обычных трехмерных веществах [1,2]. Нелинейные цепочки, которые ранее изучались Ферми ведут себя периодически, когда энергия не очень велика, и в таких нелинейных непрерывных системах распространяются устойчивые импульсы (солитоны). Факт существования таких цепочек показывает, что должна существовать некоторая нелинейная цепочка, которая допускает строгие периодические волны, а определенные импульсы (солитоны цепочки) будут устойчивыми. Одним из таких примеров является уравнение цепочки Тоды.

Цепочка Тоды является нелинейным эволюционным уравнением, описывающим бесконечную систему масс на линии, которые взаимодействуют через экспоненциальную силу. Иерархия цепочки Тоды состоит из бесконечного числа эволюционных дифференциально-разностных уравнений. В настоящей работе мы рассмотрим дискретные эволюционные уравнения цепочки Тоды. [3]

Проанализируем случай цепочки Тоды как пример дискретного эволюционного уравнения [4]

$$\frac{d^2 y_n}{dt^2} = e^{-(y_n - y_{n-1})} - e^{-(y_{n+1} - y_n)}. \quad (1)$$

Введем новое обозначение

$$r_n = y_n - y_{n-1}, \quad (2)$$

тогда