ӘОК 524.834

F(R) ТЕОРИЯСЫ ГРАВИТАЦИЯСЫНДАҒЫ ҒАЛАМНЫҢ ҰЛҒАЮ ДИНАМИКАСЫ

Ханзада Зарина Бекболатқызы
zarinakhanzada@gmail.com
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ, Физика-техникалық факультетінің доктаранты, Нұр-Сұлтан, Қазақстан
Ғылыми жетекшісі – Қ.Р.Мырзакулов

F(R) гравитациясы Эйнштейннің жалпы салыстырмалық теориясын жалпылайтын модификацияланған гравитациялық теорияның түрі болып табылады. Негізінде F(R) гравитациясы – бұл әрбіреуі R Риччи скалярынан өзіндік f функциясымен анықталатын теориялар тобы. Ең қарапайым жағдайы – бұл скалярға тең жай функция. Еркін функцияны енгізудің нәтижесінде қара энергия немесе қара материяның белгісіз формаларын қоспай-ақ Ғаламның құрылуы мен үдемелі ұлғаюын түсіндірудің еркіндігі пайда болуы мүмкін.

F(R) гравитациясы ең алғаш 1970 жылы Ганс Адольф Бухдальмен ұсынылған. Старобинскийдің ғарыштық инфляция бойынша жасаған жұмыстарынан кейін бұл белсенді зерттеу саласына айналды. Осы теориядан әртүрлі функцияларды қабылдау арқылы құбылыстардың кең ауқымын алуға болады; алайда қазіргі уақытта бақылаулар немесе паталогиялық теориялық мәселелердің есебінен көптеген функционалды формалар алынып тасталуы мүмкін.

Ғаламның ұлғаюы – Жерден бақыланған космологиялық қызыл ығысу арқылы шығатын, Ғаламның барлық масштабтарындағы ғарыш кеңістігінің біртекті және изотропты ұлғаюынан тұратын құбылыс. Экспериментальды түрде Ғаламның ұлғаюы Хаббл заңының орындалуымен, оған қоса экстремалды жойылған «стандартты шамдардың» жарықтылығының азаюымен расталады. Үлкен жарылыс теориясына сәйкес, Ғалам бастапқы аса тығыз және аса ыстық күйінен ұлғаяды.

Негізгі бөлім. Бұл мақалада F(R) теориясы гравитациясындағы ғаламның ұлғаю процесін сипаттайтын әсер түрі және оның қозғалыс теңдеуі қарастырылады. Әсер мына түрде жазылады:

$$S=\int d^4x\sqrt{-g}\left[F(\varphi)f(R)-Ff\left(R+6\frac{\ddot{a}}{a}+6\frac{\dot{a}^2}{a^2}\right)+\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2-V(\varphi)\right] \tag{1}$$

мұндағы g - метриклық тензордың детерминанты, $f(R)$ - R Риччи скалярының қандай да бір функциясы болып табылады.

Материялық өріс ретінде келесідей скаляр өрісті алынды:

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

(1) әсер үшін қазіргі таңда астрономиялық бақылауларда жиі кездесетін Фридман-Робертсон-Уокер метрикасы қолданылды:

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

мұндағы a - t уақыттан тәуелді масштаб факторы.

Біз қарастырып отырған модель үшін Лагранж функциясын келесі түрде жазуға болады

$$L=a^3Ff-a^3Ff_RR+6F'\dot{\varphi}f_Ra^2\dot{a}+6Ff_{RR}\dot{R}a^2\dot{a}+6Ff_Ra\dot{a}^2+\frac{1}{2}a^3\dot{\varphi}^2-a^3V \tag{4}$$

Ендігі кезекте қозғалыс теңдеулерін анықтау үшін Эйлер-Лагранж және нүктелік энергия теңдеуін пайдаланамыз

$$\frac{\partial L}{\partial a}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{a}}=0 \tag{5}$$

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

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

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{a}}\dot{a}+\frac{\partial L}{\partial \dot{R}}\dot{R}+\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}}\dot{\varphi}-L=0 \quad (8)$$

(5) түрдегі Эйлер-Лагранж теңдеуіне (4) Лагранжианды қоямыз:

$$\frac{\partial L}{\partial a}=3a^2Ff-3a^2Ff_RR+12F'\dot{\varphi}f_R\dot{a}a+12Ff_{RR}\dot{R}\dot{a}a+6Ff_R\dot{a}^2+\frac{3}{2}a^2\dot{\varphi}^2-3a^2V$$

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{a}}=6F'\dot{\varphi}f_Ra^2+6Ff_{RR}\dot{R}a^2+12Ff_R\dot{a}a$$

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{a}}=6F''\dot{\varphi}^2f_Ra^2+6F'\ddot{\varphi}f_Ra^2+12F'\dot{\varphi}f_{RR}\dot{R}a^2+24F'\dot{\varphi}f_R\dot{a}a+6Ff_{RRR}\dot{R}^2a^2+$$
$$+6Ff_{RR}\ddot{R}a^2+24Ff_{RR}\dot{R}\dot{a}a+12Ff_R\ddot{a}a+12Ff_R\dot{a}^2$$

Осы алынған мәндерді (5) теңдеуге қоя отырып мынадай қозғалыс теңдеуін аламыз:

$$\begin{aligned}&Ff-f_R\left(FR+4F'\dot{\varphi}H+2FH^2+2F''\dot{\varphi}^2+2F'\ddot{\varphi}+4F\dot{H}-4F\dot{H}^2\right)-\\&-2f_{RR}\left(2F\dot{R}H+2F'\dot{\varphi}\dot{R}+F\ddot{R}\right)-2Ff_{RRR}\dot{R}^2+\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2-V=0\end{aligned} \quad (9)$$

(4) Лагранж функциясын (6) түрдегі Эйлер-Лагранж теңдеуінің мүшелеріне қойып шығамыз. Яғни Лагранжианнан R және $\dot{R}$ бойынша туынды аламыз. Содан соң $\dot{R}$ бойынша туындыны уақыт бойынша дифференциалдаймыз.

$$\frac{\partial L}{\partial R}=a^3Ff_R-a^3Ff_{RR}R-a^3Ff_R+6F'\dot{\varphi}f_{RR}\dot{a}a^2+6Ff_{RRR}\dot{R}\dot{a}a^2+6Ff_{RR}\dot{a}^2a$$

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{R}}=6Ff_{RR}\dot{a}a^2$$

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{R}}=6F'\dot{\varphi}f_{RR}\dot{a}a^2+6Ff_{RRR}\dot{R}\dot{a}a^2+6Ff_{RR}\ddot{a}a^2+12Ff_{RR}\dot{a}^2a$$

Сондағы шыққан қозғалыс теңдеуі

$$R=6\dot{H} \quad (10)$$

(4) Лагранжианды (7)-ге қоямыз, яғни әрбірінен туынды алып, шыққан мәндерді біріктіреміз

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi}=a^3F'f-a^3F'f_RR+6F''\dot{\varphi}f_R\dot{a}a^2+6F'f_{RR}\dot{R}\dot{a}a^2+6F'f_R\dot{a}^2a-a^3V'$$

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}}=6F'f_R\dot{a}a^2+a^3\dot{\varphi}$$

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}}=6F''\dot{\varphi}f_R\dot{a}a^2+6F'f_{RR}\dot{R}\dot{a}a^2+6F'f_Ra^2\ddot{a}+12F'f_R\dot{a}^2a+3\dot{a}a^2\dot{\varphi}+a^3\ddot{\varphi}$$

Сонда келесідей қозғалыс теңдеуі шығады:

$$F'f - F'f_R R - 6F'f_R H^2 - 3H\dot{\varphi} - \ddot{\varphi} - V' = 0 \qquad (11)$$

(8) түрдегі нүктелік энергия теңдеуін қолдана отырып сәйкес қозғалыс теңдеуін алуға болады

$$Ff - Ff_R R - + F'\dot{\varphi}f_R H - 6Ff_{RR}\dot{R}H - 6Ff_R H^2 - \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - V = 0 \qquad (12)$$

Қорытынды. Осылайша бұл мақалада скаляр өрісті F(R) модификациялық гравитация теориясын қарастыра отырып қозғалыс теңдеулері табылды.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Buchdahl H. A. Non-linear Lagrangians and cosmological theory // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1970, P.1

2. Starobinsky A.A. A new type of isotropic cosmological models without singularity // Physics Letters B, Vol. 91, 1980, P.99–102.

3. Nicolis A., Rattazzi R., Trincherini E. Generalized Perturbations in Modified Gravityand Dark energy // Physics Letters, Vol.064036, 2009, P.79