УДК 52.336
DOI 10.58649/1694-9099-2025-4-522-530

БАКИРОВА Э.М., МАКСАТБЕКОВА Н.М.
Жусуп Баласагын атындагы КУУ
БАКИРОВА Э.М., МАКСАТБЕКОВА Н.М.
КНУ имени Жусупа Баласагына
BAKIROVA E.M., MAKSATBEKOVA .N.M.
KNU Jusup Balasagyn

КЕҢЕЙТИЛГЕН ГРАВИТАЦИЯЛЫК ТАЛАА ТЕОРИЯСЫН ИЗИЛДӨӨ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСШИРЕННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

INVESTIGATION OF THE EXTENDED THEORY OF THE GRAVITATIONAL FIELD

Кыскача мүнөздөмө: Туруктуу абалдагы, абдан тыгыз гравитациялык тартылууга дуушар болгон, эки спинор талаасынан түзүлгөн компакттуу конфигурациялар изилденүүдө. Бул талаалар үчүн атайын анзац колдонулуп, ал энергия-импульс тензору диагоналдуу болгон сферикалык симметриядагы чечимдерди алууга мүмкүндүк берет. Изилдөө Эйнштейндин тартылуу теориясы менен модификацияланган R^2-гравитация теориясынын алкагында жүргүзүлдү. Эки теорияда тең массасы жана өлчөмү чектелген объекттерди сүрөттөгөн, асимптотикалык түрдө жантайыңкы жана регулярдуу чыгарылыштар алынган. Изилденген конфигурациялардын массасынын спинор талааларынын осцилляциялык энергиясына көз карандылыгы аныкталды. Метрикалык функциялардын жана спинор талааларынын радиус боюнча бөлүштүрүлүшү эсептелди. Гравитациянын модификацияланышы натыйжасында алынган объекттердин физикалык өзгөчөлүктөрүндө айырмачылыктар бар экени аныкталды.

Аннотация: Изучаются компактные конфигурации двух спинорных полей, находящихся в стабильном состоянии под действием очень близкого гравитационного притяжения. Для этих полей используется специальный анзат, который позволяет получать решения в сферической симметрии, где тензор энергии-импульса диагонален. Исследование проводилось в рамках теории гравитации Эйнштейна, которая была модифицирована теорией гравитации. В обеих теориях были получены асимптотически выделенные курсивом и регулярные производные, описывающие объекты с ограниченной массой и размерами. Определено, что масса исследуемых конфигураций зависит от осциллирующей энергии спинорных полей. Рассчитано радиальное распределение метрических функций и спинорных полей. Было установлено, что существуют различия в физических свойствах объектов, полученных в результате модификации силы тяжести.

Abstract: Compact configurations of two spinor fields that are in a stable state under the influence of a very close gravitational attraction are studied. For these fields, a special anzat is used, which makes it possible to obtain solutions in spherical symmetry, where the energy-momentum tensor is diagonal. The research was carried out within the framework of Einstein's theory of gravity, which was modified by the theory of gravity. In both theories, asymptotically italicized and regular derivatives describing objects with limited mass and size were obtained. It is determined that the mass of the studied configurations depends on the oscillating energy of spinor fields. The radial distribution of metric functions and spinor fields is calculated. It was found that there are differences in the physical properties of objects resulting from the modification of gravity. spinor field, compact gravitational configurations, modified gravity.

Негизги сөздөр: спинор талаасы; компакттуу гравитациялык конфигурациялар; модификацияланган тартылуу теориясы.

Ключевые слова: спинорное поле; компактные гравитирующие конфигурации; модифицированная гравитация.

Keywords: spinor field; compact gravitating configurations; modified gravity.

Киришүү. Бул макала магистрдик изилдөө ишинин негизги жыйынтыктарынын негизинде даярдалган жана Жусуп Баласагын атындагы Кыргыз улуттук университетинин базасында сакталуу. [25]

Кеңейтилген гравитациялык талаа теориясынын – физикадагы эң терең жана маанилүү маселелердин бири. Бул теория жалпы салыштырмалуулук теориясын (ЖСТ) толуктап, айрым көйгөйлөрдү чечүүгө багытталган. Кеңейтилген гравитациялык талаа теориясы – гравитацияны жөнөкөй Эйнштейндин теңдемелери менен гана эмес, кошумча мүчөлөр, талаалар же симметриялар аркылуу түшүндүргөн теориялардын жыйындысы.

Бул гравитациянын жалпы салыштырмалуу теориясынын кеңейтиши, анда гравитациянын талаасынын структурасы жана анын бардык түрдөгү энергия менен өз ара аракеттенүүсү жөнүндө тереңирээк түшүнүктөр каралат. Бул теория, негизинен, Күн системиндеги жана кеңири космостогу гравитациялык процессерди аныктоодо жалпы салыштырмалуу теориясынын чектөөлөрүн кеңейтүүгө багытталган.

Акыркы он жылдыктарда адабиятта космологиялык жана астрофизикалык колдонмолордун ар кандай фундаменталдык тармактарын кароого арналган көп сандагы эмгектер пайда болду. Бул, атап айтканда, Ааламдын учурдагы тездетилген кеңейүүсүн моделдөө үчүн [1] жана анын алгачкы инфляциялык стадиясын сүрөттөөгө тиешелүү. Бул жерде спин 0 болгон ар кандай скалярдык (бозондук) талаалар эң чоң колдонуулар табылган. Мындай талаалар ошондой эле тыгыз астрофизикалык күчтүү тартылуучу объектилерди - бозон жылдыздарын моделдөө үчүн кеңири колдонулат. [2]

Бирок Ааламда нөл эмес спини бар талаалардан турган тартылуу объектилери да болушу мүмкүн. Атап айтканда, бул бүтүн спини бар талаалар менен сүрөттөлгөн конфигурациялар болушу мүмкүн: Янг-Миллс [3] (массасыз вектордук талаалар) же Прок [4] (массивдүү вектордук талаалар). Адабияттарда бүтүн эмес спиндүү талааларда спинордук (фермиондук) талаалары бар гравитациялоочу конфигурациялар (Дирак талаасы) каралат. [5; 6] Мындай конфигурациялар Гейзенбергдин аныксыздык принциби боюнча өздөрүнүн гравитациялык талаасынын таасири астында сакталат. Фермиондун спинининин мейкиндикте ички багыты бар болгондуктан, бир гана Дирак бөлүкчөсүнөн турган система сфералык симметрияга ээ боло албайт. Акыркысын камсыз кылуу үчүн, карама-каршы спиндери бар эки фермионду алсак болот, б.а. эки спинор талаасын карап көрөлү. Бул спинорлордун ар бири үчүн энергия-импульс тензорлору сфералык симметриялуу болбойт (анткени диагоналдан тышкары компоненттер болот), бирок алардын суммасы мейкиндиктин сфералык симметриясына туура келген диагоналдык тензорду берет.

$f(R)$ теориясы

$f(R)$ тартылуу теориясы – бул Альберт Эйнштейндин жалпы салыштырмалуулук теориясын модификация кылган теория. Бул теорияда Ричч скаляры R нын жөнөкөй түрүндөгү аракеттин ордуна анын каалаган функциясы $f(R)$ колдонулат. Бул жалпы тартылуу теориясынын модификациясы – гравитацияны кеңейтилген формада түшүндүрүү үчүн каралат.

Бул теорияда Эйнштейндин теңдемелериндеги скалярдык ийилүү R чоңдугу жалпы түрдөгү $f(R)$ функциясы менен алмаштырылат. Күчтүү гравитациялык конфигурациялар адатта А. Эйнштейндин жалпы салыштырмалуулук теориясынын (ЖСТ) негизинде каралат. Бул иштин максаты-Эйнштейндин тартылуу теориясынын модификациясынын карама-каршы спиндери бар эки Дирак талаасын киргизүү мүмкүнчүлүгүн колдонуп, мындай спин талаалары түзгөн конфигурациялардын физикалык касиеттерине тийгизген таасирин изилдейбиз. Тартылуу теориясын өзгөртүү зарылдыгы бир катар себептерден улам келип чыгышы мүмкүн. Айрыкча, учурдагы Ааламдын эволюциясын карап жатканда, ЖСТнын модификациясы жаңы, эксперименталдык түрдө ачыла элек заттарды – Ааламдын заманбап ылдамдануусун, галактикалардын жана алардын ички түзүлүшүн түшүндүрүү үчүн ЖСТнын алкагында киргизүүгө зарыл болгон көрүнбөгөн энергияны, көрүнбөгөн затты колдонуудан арылууга мүмкүндүк берет. [1] Эң жөнөкөй учурда, ЖСТнын модификациясы Эйнштейндин гравитациялык лагранждык $\sim R$ ди модификацияланган лагранждык $\sim f(R)$ менен алмаштырууга туура келет, мында $f(R) - R$ скалярдык ийриликтин кандайдыр бир функциясы болуп саналат. Азыркы учурда мындай тартылуу теориялары ар кандай космологиялык аспектилерди моделдөө үчүн ийгиликтүү колдонулууда

(ааламдын бул темасынын алгачкы карап чыгуусу үчүн [9-7] караңыз). Мындан тышкары, $f(R)$ гравитациясында релятивисттиктин ар кандай моделдери [10; 11] жана нейтрон жылдыздары. [12-19]

Бул бөлүмдө биз катуу тартылуучу спинор талаасы үчүн гравитациянын ушундай өзгөртүлгөн теориясын колдонобуз. Бул учурда эң жөнөкөй R^2-тартылуу күчү изилденет, ал көбүнчө адабиятта алгачкы жана азыркы Ааламдын тездик менен кеңейүүсүн адекваттуу түрдө сүрөттөгөн, жашоого жөндөмдүү альтернативдик космологиялык моделдердин бири катары каралат. [7-9] Бөлүмдө диагоналдык сфералык симметриялуу энергия-импульс тензору бар $f(R)$ тартылуу жана спинордук талаалар үчүн маселенин жана жалпы теңдемелердин коюлушу берилди. Алынган дифференциалдык теңдемелердин системасы квадраттык $f(R)$ тартылуу күчүнүн өзгөчө учуру үчүн сандык түрдө чыгарылат. Акырында, алынган натыйжаларды жалпылайт.

Жалпы теңдемелер жана маселени коюулушу

Биз спинор талаасынан турган жана модификацияланган гравитациялык теориясынын (МГТ) алкагында моделделген компакттуу гравитациялоочу конфигурацияларды карап чыгабыз. Мындай система үчүн тиешелүү аракет [метрикалык $(+,-,-,-)$] катары көрсөтүлүшү мүмкүн:

$$S=-\frac{c^3}{16\pi G}\int d^4x\sqrt{-g}\,f(R)+S_{sp} \tag{1}$$

мында G – Ньютондун гравитациялык туракттуулугу, $f(R)$- R дин б.а. Риччтин скаляр ийрилигинин функциясы, ал эми S_{sp} – спинор талаасынын аракетин билдирет. Акыркысы спинор талаасы ψ үчүн лагранжды μ массасы менен өзгөртүү жолу менен алынат:

$$L_{sp}=\frac{i\hbar c}{2}\left(\overline{\psi}\gamma^{\mu}\psi_{;\mu}-\overline{\psi}_{;\mu}\gamma^{\mu}\psi\right)-\mu c^2\overline{\psi}\psi\,. \tag{2}$$

Бул туунду коварианттык туундуларды камтыйт

$$\psi_{;\mu}=\left[\partial_{\mu}+\frac{1}{8}\omega_{ab\mu}\left(\gamma^a\gamma^b-\gamma^b\gamma^a\right)\right]\psi$$

γ^a – жалпак мейкиндиктеги стандарттык көрүнүштөгү Дирак матрицалары. Өз кезегинде $\gamma^{\mu}=e_a^{\mu}\gamma^a$ ийри мейкиндигиндеги Дирак матрицалары e_a^{μ} жардамы менен алынат, ал эми $\omega_{ab\mu}$ – спиндик байланыш.

(1) аракети метрика жана спинор талаасы боюнча өзгөртүү менен, ийри мейкиндиктеги гравитациялык теңдемелерди жана Дирак теңдемесин алабыз. Бул учурда $f(R)$ өзгөрмөлүү функцияны $f(R)=R+\alpha h(R)$ түрүндө көрсөтүү ыңгайлуу, мында $h(R)$ – R дин жаңы эркин функциясы, ал эми α – эркин туракттуулугу ($\alpha=0$ үчүн биз жалпы салыштырмалуулукка кайрылабыз). Натыйжада, биз төмөнкү теңдемелердин системасын алабыз:

$$(1+\alpha h_R)G_i^k-\frac{1}{2}\alpha(h-Rh_R)\delta_i^k+\alpha\left(\delta_i^k g^{mn}-\delta_i^m g^{kn}\right)(h_R)_{;m;n}=\frac{8\pi G}{c^4}T_i^k \tag{3}$$

$$i\hbar\gamma^k\psi_{;k}-\mu c\psi=0\,. \tag{4}$$

мында $G_i^k=R_i^k-\frac{1}{2}\delta_i^k R$ – Эйнштейндин тензору. $h_R\equiv\frac{dh}{dR}$ чекиттүү үтүр ковариантын туундусун билдирет. (3) теңдеменин оң тарабына спинор талаасынын энергия-импульс тензору кирет.

$$T_i^k=\frac{i\hbar c}{4}g^{kl}\left[\overline{\psi}\gamma_i\psi_{;l}+\overline{\psi}\gamma_l\psi_{;i}-\overline{\psi}_{;i}\gamma_l\psi-\overline{\psi}_{;l}\gamma_i\psi\right]-\delta_i^k L_{sp}\,. \tag{5}$$

Бул жерде, адаттагыдай эле, Дирак теңдемесин (4) ($\overline{\psi}$ үчүн тиешелүү кошумча теңдеме) эске алуу менен, Лагранж (2) жок болуп, ошого жараша (5) акыркы мүчөсү нөлгө барабар экенин белгилей кетүү керек.

МГТ теңдемелеринин конкреттүү формасын жана спинор талаасы үчүн теңдемени алуу үчүн сфералык симметриялуу метриканы тандоо ыңгайлуу:

$$ds^2 = N(r)\sigma(r)^2 d\left(x^0\right)^2 - \frac{dr^2}{N(r)} - r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2\right), \tag{6}$$

мында $N(r) = 1 - \frac{2Gm(r)}{c^2 r}$, $m(r)$ функциясы r радиуста конфигурациянын учурдагы массасына туура келет; $x^0 = ct$ – убакыт координаты.

Бул метриканы колдонуу менен (3) теңдеменин айлануусу скалярдык ийрилик үчүн теңдемени берет:

$$R'' = -\left(\frac{2}{r} + \frac{N'}{N} + \frac{\sigma'}{\sigma}\right)R' - \frac{h_{3R}}{h_{2R}}R'^2 + \frac{1}{3Nh_{2R}}\left[Rh_R - 2h - \frac{1}{\alpha}\left(\frac{8\pi G}{c^4}T + R\right)\right] \tag{7}$$

мында T – (5)те энергия-импульс тензору, ал эми штрих r боюнча дифференциалоону билдирет.

Спинор талаасын сүрөттөө үчүн сфералык симметриялуу сызык элементине (6) туура келген ψ боюнча тандоо керек. Муну төмөнкү формада жасоого болот

$$\psi^T = 2e^{-i\frac{Et}{\hbar}}\left\{\begin{pmatrix}0\\-g\end{pmatrix}, \begin{pmatrix}g\\0\end{pmatrix}, \begin{pmatrix}if\sin\theta e^{-i\varphi}\\-if\cos\theta\end{pmatrix}, \begin{pmatrix}-if\cos\theta\\-if\sin\theta e^{i\varphi}\end{pmatrix}\right\}, \tag{8}$$

мында E – спинор талаасынын термелүүсү менен байланышкан энергия, ал эми $f(R)$ жана $g(R)$ эки реалдуу функция. Мындай энергия импульстун тензорунун диагоналдык эмес компоненттеринен кутулууга мүмкүндүк бере тургандыгын бул жерде дагы бир жолу баса белгилей кетели.

(5) эске алуу менен (3) жана (4) талаа теңдемелерине (8), (6) метриканы алмаштырып алабыз

$$f' + f\left[\frac{N'}{4N} + \frac{\sigma'}{2\sigma} + \frac{1}{r}\left(1 + \frac{1}{\sqrt{N}}\right)\right] + g\left(\frac{\mu c}{\hbar}\frac{1}{\sqrt{N}} - \frac{E}{\hbar c\sigma N}\right) = 0, \tag{9}$$

$$g' + g\left[\frac{N'}{4N} + \frac{\sigma'}{2\sigma} + \frac{1}{r}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{N}}\right)\right] + f\left(\frac{\mu c}{\hbar}\frac{1}{\sqrt{N}} + \frac{E}{\hbar c\sigma N}\right) = 0, \tag{10}$$

$$m' = \frac{c^2}{2G}\frac{r^2}{1+\alpha h_R}\left\{\frac{64\pi G}{c^4}\frac{E\left(f^2+g^2\right)}{\sigma\sqrt{N}} + \alpha\left[\frac{1}{2}\left(h - Rh_R\right) + N\left(h_R'' + \left(\frac{1}{2}\frac{N'}{N} + \frac{2}{r}\right)h_R'\right)\right]\right\} \tag{11}$$

$$\frac{\sigma'}{\sigma} = \frac{1}{1+\alpha h_R}\left\{\frac{32\pi G}{c^4}\frac{r}{\sqrt{N}}\left[\frac{E}{\sigma N}\left(f^2+g^2\right) + \hbar c\left(gf' - fg'\right)\right] + \frac{\alpha}{2}r\left(h_R'' - \frac{\sigma'}{\sigma}h_R'\right)\right\} \tag{12}$$

Бул жерде (11) жана (12) теңдемелери гравитациялык теңдемелердин (3) $\begin{pmatrix}0\\0\end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix}1\\1\end{pmatrix}$ компоненттери болуп саналат. Бул теңдеме R скаляр ийрилиги үчүн (7) теңдеме менен толукталган. Бардыгы болуп f, g, σ, m жана R беш функциясы үчүн кадимки туундуларда беш дифференциалдык теңдемелердин системасы бар.

R^2 гравитациянын өзгөчө учуру

Мурунку бөлүмдөгү теңдемелерди сандык интегралдайбыз. Бул үчүн гравитациялык лагранждын белгилүү бир түрүн тандоо керек. Бул жерде биз эң жөнөкөй R^2-гравитациянын алкагында иштейбиз, ал үчүн

$$F = R + \alpha h(R) \equiv R + \alpha R^2.$$

α эркин параметринин маанисин байкоолор менен чектелиши керек. Квадраттык тартылуу учурунда α боюнча чектөөлөрдүн эки түрү бар. Биринчиден, алсыз талаа чегинде кош пульсарлар

боюнча байкоо маалыматтарынан келип чыккан чектөөлөр бар: $|\alpha| \le 5\times 10^{15} см^2$. [22] Экинчиден, күчтүү тартылуу чегинде $|\alpha| \le 10^{10} см^2$. [13] Мисал катары, биз спинор талаасы түзгөн конфигурациялардын физикалык касиеттерине гравитациянын модификациясынын таасирин көрсөтүүгө мүмкүндүк берген кээ бир аралык маанидеги $\alpha = -10^{13} см^2$ карайбыз. Бул жерде биз α нын терс маанисин тандайбыз, анткени, [18]-де көрсөтүлгөндөй, нейтрон жылдыздарын $f(R)$ тартылуу алкагында моделдөө үчүн, ушул учурда гана метрикалык функциялардын (ошого жараша скалярдык ийрилик R жана $m(r)$ масса функциясын) асимптотикалык начарлаган жүрүм-турумун алууга болот. Болбосо, $m(r)$ термелүү жүрүм-турумун көрсөтөт жана мындан ары массанын функциясы катары чечмеленүүгө болбойт.

Сандык интегралдоо жүргүзүү үчүн өлчөмсүз өзгөрмөлөрдү киргизүү ыңгайлуу. Каралып жаткан физикалык система спинордун μ массасы менен байланышкан мүнөздүү масштабга ээ болгондуктан, системанын өлчөмсүз болушун Комптон толкун узундугунун $\lambda_c = \dfrac{\hbar}{\mu c}$ жардамы менен ишке ашырууга болот:

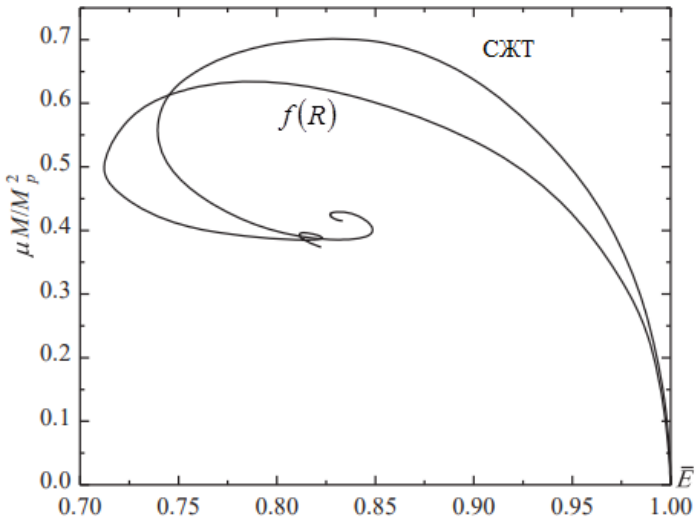
$$x = \frac{r}{\lambda_c},\ \bar{E} = \frac{E}{\mu c^2},\ \bar{f},\ \bar{g} = \sqrt{4\pi}\lambda_c^{\frac{3}{2}}\frac{\mu}{M_p} f,\ g,\ \bar{m} = \frac{\mu}{M_p^2} m,\ \Sigma = R\lambda_c^2,\ \bar{\alpha} = \frac{\alpha}{\lambda_c^2}, \quad (13)$$

мында M_p – Планк массасы. Бул жаңы өзгөрмөлөрдү колдонуу менен (7), (9)-(12) теңдемелер системасын өлчөмсүз формада кайра жаза алабыз. Бул система конфигурациялоо борборунун кесилишинде көрсөтүлгөн тиешелүү чектик шарттары менен толукталат:

$$\Sigma \approx \Sigma_c + \frac{1}{2}\Sigma_2 x^2,\quad \bar{g} \approx \bar{g}_c + \frac{1}{2}\bar{g}_2 x^2,\quad \bar{f} \approx \bar{f}_1 x,\quad \sigma \approx \sigma_c + \frac{1}{2}\sigma_2 x^2,\quad \bar{m} \approx \frac{1}{6}\bar{m}_3 x^3,$$

мында «c» индекси тиешелүү өзгөрмөлөрдүн борбордук маанилерин билдирет. Бул жерде камтылган $\bar{f}_1, \Sigma_2, \bar{m}_3, \sigma_2, \bar{g}_2$ кеңейүү коэффициенттери (7), (9)-(12) теңдемелеринин системасынан табылган.

Өз кезегинде σ_c, Σ_c жана $\bar{g}_c$ кеңейүү коэффициенттери, ошондой эле $\bar{E}$ каалагандай параметри. Алардын маанилери чыгарылыштардын реалдуулугун жана асимптотикалык тегиздигин камсыз кыла тургандай кылып тандалып алынат, мында $x \to \infty$ Минковский мейкиндик убактысын алуу керек.

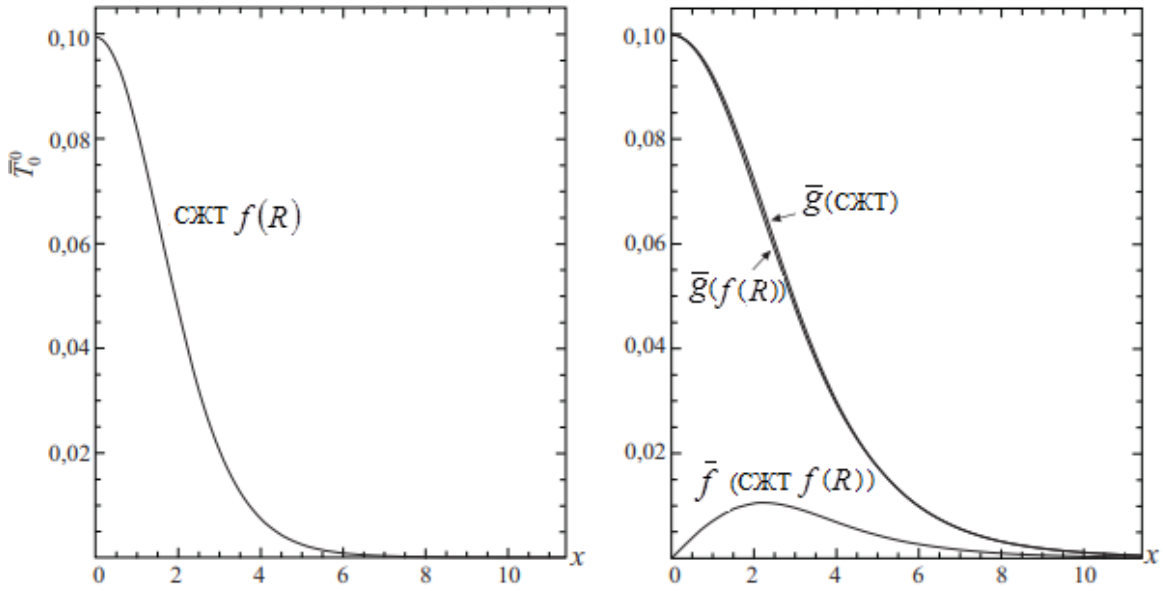


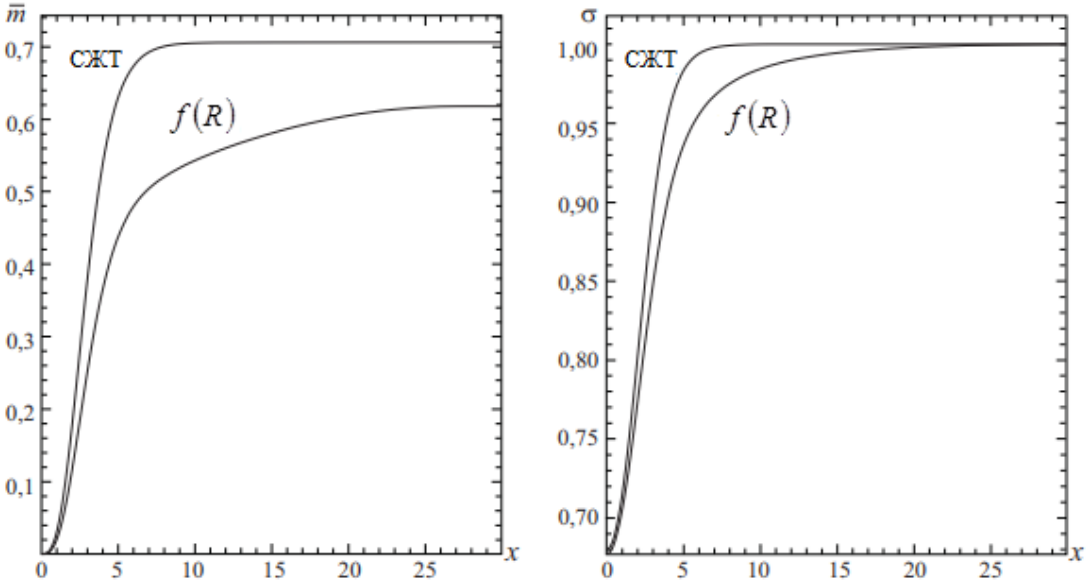
1-сүрөт. M жалпы массасынын $\alpha = -10^{13} см^2$ жалпы салыштырмалуулукта жана $f(R)$ тартылуу күчүндө $\bar{E}$ спинор талаасынын термелүү энергиясынан көз карандылыгы

Эсептөөдө комптондун узундугу $\lambda_c = 10^6 см$ тандоосуна туура келген өлчөмсүз $\bar{\alpha} = -10$ тандалды

Алынган теңдемелер системасынын интегралдоо конфигурация борборунан ($x \approx 0$ боюнча) аткарылган, мында спинор талаасынын борбордук тыгыздыгына туура келген белгилүү $\bar{g}_c$ мааниси белгиленген, белгилүү бир $x = x_b$ чектик чекитине, $\bar{g}$, $\bar{f}$, Σ функциялары жана алардын туундулары нөлгө чейин умтулган. Спинор талаасы $\bar{g}$, $\bar{f} \sim e^{-\sqrt{1-\bar{E}^2}x}$ туюнтмаларына ылайык аралыктан экспоненциалдуу түрдө ажыроочу болгондуктан, бул чекит болжолдуу түрдө каралып жаткан конфигурациянын радиусуна туура келет. Спинор талаасынын борбордук тыгыздыгынын маанисине жараша, өлчөмсүз x_b радиусу 100 тартибинде $\bar{g}_c \approx 0$ жана $\bar{g}_c \sim 1$ болгондо $x_b \sim 10$ чейин төмөндөйт. Бул борбордук тыгыздыктын жогорулашы менен каралып жаткан конфигурациялардын мүнөздүү өлчөмдөрү азайып, ал эми алардын массасы көбөйгөндүгүнө туура келет. Өз кезегинде термелүү энергиясы $\bar{E}$, $\bar{g}_c \approx 0$ боюнча $\bar{E} \approx 1$ маанисинен баштап, $\bar{g}_c$ өсүшү менен адегенде төмөндөйт, анан кайра жогорулайт.

Бул 1-сүрөттө көрсөтүлгөн, анда $\bar{E}$ боюнча жалпы салыштырмалуулук жана модификацияланган гравитациялык теориясы үчүн конфигурациялардын жалпы массасынын M көз карандылыгы көрсөтүлгөн. Бул сүрөттө көрүнүп тургандай, эки жагдай тең $\bar{E}$ (же $\bar{g}_c$) белгилүү бир мааниде максималдуу массанын болушу менен мүнөздөлөт. Ийри сызыктардын мындай жүрүм-туруму татаал скаляр талаасынан түзүлгөн бозон жылдыздарындагы тиешелүү «масса – борбордук тыгыздык (термелүү энергиясы)» көз карандылыктарынын жүрүм-турумуна окшош. Бозондук жылдыздарда мындай максимумдун болушу (сызыктуу) туруктуу жана туруксуз конфигурациялардын ортосундагы чекке туура келет. [24] Бул спинор жылдыздар үчүн да болот деп күтсө болот. Бирок бул суроо атайын изилдөөнү талап кылат.





2-сүрөт. Жогорку сүрөттө спинор талаасынын энергия тыгыздыгынын радиус боюнча бөлүштүрүлүшү (сол панель) жана спинор функциялары $\bar{f}$, $\bar{g}$ (оң панель) $\bar{E} \approx 0{,}84$ менен конфигурациялар үчүн жалпы салыштырмалуулук, модификацияланган тартылуу көрсөтүлгөн. Энергиянын тыгыздыгынын графиктери менен $\bar{f}$ функциясынын жалпы салыштырмалуулукта жана $f(R)$-тартылуу күчүндө иш жүзүндө дал келет. Ошол эле конфигурациялар үчүн төмөнкү сүрөт жалпы массанын $\bar{m}(x)$ (сол панель) жана $\sigma(x)$ метрикалык функциясынын (оң панелдин) бөлүштүрүлүшүн көрсөтөт

2-сүрөттө каралып жаткан конфигурациялардын радиусу боюнча ар кандай физикалык чоңдуктардын бөлүштүрүлүшү көрсөтүлгөн. Бул жерде төмөнкүлөрдү белгилей кетүү керек: жогорку эки фигурадан көрүнүп тургандай, спинор талаасынын энергия тыгыздыгынын бөлүштүрүлүшү жана $\bar{f}$, $\bar{g}$ спинор функциялары СЖТда жана модификацияланган тартылууда иш жүзүндө дал келет. Андан тышкары, төмөнкү эки сүрөттө көрүнүп тургандай, масса функциясынын радиусу $\bar{m}$ жана метрикалык функция σ боюнча бөлүштүрүлүшү каралып жаткан эки учур үчүн олуттуу айырмаланат. Албетте, бул масса (11) жана метрикалык функция (12) үчүн теңдемелерге (бул теңдемелердин оң тарабында α болгон мүчөлөр) кошумча салымдардын болушуна байланыштуу болгон тартылуу күчүнүн модификациясынын таасири менен түздөн-түз байланыштуу.

Корутунду. Тартылуу күчүнүн модификацияланган теориясынын алкагында спинор талаасынан турган өз алдынча тартылуучу компакттуу конфигурацияларды сүрөттөгөн стационардык чыгарылыштар алынды.

Иштин негизги максаты Эйнштейндин тартылуу теориясынын жана модификацияланган $f(R)$-тартылуу теориясынын алкагында моделделген түрдөгү объекттердин физикалык мүнөздөмөлөрүндөгү айырмачылыктарды аныктоо болгон. Мисал катары R^2-гравитациянын өзгөчө учуру каралды. Гравитациянын мындай теориясында камтылган α эркин параметринин маанисине азыркы учурда жеткиликтүү байкоо чектөөлөрүнүн негизинде жалпы салыштырмалуулуктун жана $f(R)$-тартылуу күчү алкагында каралып жаткан конфигурациялардын негизги физикалык мүнөздөмөлөрү эсептелет. Бул үчүн, мүнөздүү узундук $\lambda_c = 10^6 см$ барабар болуп тандалып алынган. Алынган объектилердин өлчөмдөрү жүздөгөн километрге жана Күндүн массасынын катарына ($M \sim 10^{33} г$) ээ.

Алынган натыйжаларды салыштыруу көрсөткөндөй:

- спинор талаасынын $\bar{E}$ термелүү энергиясынын ар бир белгиленген мааниси үчүн

модификацияланган тартылуу теориясынын алкагындагы конфигурациялардын жалпы массасы жалпы салыштырмалуулуктун теориясынын системаларынын массасынан дайыма аз болот;

- спинор талаасынын энергетикалык тыгыздыгынын жалпы салыштырмалуулук жана $f(R)$-гравитациядагы конфигурациялардын радиусу боюнча бөлүштүрүлүшү иш жүзүндө дал келет.
- массалык функциянын жана σ метрикалык функциянын бөлүштүрүлүшү гравитациянын ар кандай теорияларында моделделген системалар үчүн олуттуу түрдө айырмаланат.

Алынган натыйжалар негизинен моделге көз каранды экени көрүнүп турат. Эгерде жалпы салыштырмалуулуктун теория модификациясынын башка түрлөрүн карасак, анда квадраттык гана эмес, мисалы, кубдук кошумчалар да кошулганда, анда пайда болгон объекттердин мүнөздөмөлөрүндө кээ бир сандык айырмачылыктардын пайда болушун күтүүгө болот (мисалы, $f(R)$-тартылуу күчү алкагында моделделген нейтрон жылдыздары менен болгон сыяктуу. [17]) Бирок мындай изилдөөлөр мындан ары да жүргүзүлүшү керек, ошондой эле сызыктуу эмес терминдердин спинор талаасынын лагранжына киргизилиши мүмкүн болгон таасири каралышы керек. Бул ишти мындан аркы изилдөөдө жүргүзүү пландаштырылууда.

Колдонулган адабияттар

1. Amendola L., Tsujikawa S. Dark Energy: Theory and Observations. – Cambridge: Cambridge University Press, 2010, 491 p.

2. Schunck F.E., Mielke E.W. General relativistic boson stars // Classical Quantum Gravity, 2003, vol. 20, p. R301-R356.

3. Bartnik R., Mckinnon J. Particle-like solutions of the Einstein – Yang – Mills equations // Physical Review Letters, 1988, vol. 61, p. 141-144.

4. Brito R. Proca stars: gravitating Bose – Einstein condensates of massive spin 1 particles / R. Brito, V. Cardoso, C.A.R. Herdeiro, E. Radu // Physics Letters, 2016, vol. B752, p. 291-295.

5. Finste F. Particle-like solutions of the Einstein – Dirac equations / F. Finster, J. Smoller, S. T. Yau // Physical Review, 1999, vol. D59, No. 104020.

6. Herdeiro C.A.R. Asymptotically flat scalar, Dirac and Proca stars: discrete vs. continuous families of solutions / C.A.R. Herdeiro, A.M. Pombo, E. Radu // Physics Letters, 2017, vol. B773, p. 654-662.

7. De Felice A., Tsujikawa S. F(R) Theories // Living Reviews in Relativity, 2010, vol. 13, No 3.

8. Nojir S., Odintsov S.D. Unified cosmic history in modified gravity: from F(R) theory to Lorentz noninvariant models // Physics Reports, 2011, vol. 505, p. 59-144.

9. Nojiri, S. Modified gravity theories on a nutshell: inflation, bounce and latetime evolution / S. Nojiri, S.D. Odintsov, V.K. Oikonomou // Physics Reports, 2017, vol. 692, p. 1-104.

10. Upadhye A., W. Hu. Existence of relativistic stars in f(R) gravity // Physical Review, 2009, vol. D80, No 064002.

11. Babichev E., Langlois D. Relativistic stars in f(R) and scalar-tensor theories // Physical Review, 2010, vol. D81, No 124051.

12. Cooney A. Neutron stars in f(R) gravity with perturbative constraints / A. Cooney, S. DeDeo, D. Psaltis // Physical Review, 2010, vol. D82, No 064033.

13. Arapoglu A.S. Constraints on perturbative f(R) gravity via neutron Stars / A.S. Arapoglu, C. Deliduman, K.Y. Eksi // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2011, vol. 1107, No 020.

14. Orellana M. Structure of neutron stars in R-squared gravity / M. Orellana, F. Garcia, F.A. Teppa Pannia, G.E. Romero // General Relativity and Gravitation, 2013, vol. 45, p. 771-783.

15. Astashenok A.V. Further stable neutron star models from f(R) gravity / A.V. Astashenok, S. Capozziello, S.D. Odintsov // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2013, vol. 1312, No 040.

16. Ganguly A. Neutron stars in the Starobinsky model / A. Ganguly, R. Gannouji, R. Goswami, S. Ray // Physical Review, 2014, vol. D89, No 064019.

17. Capozziello, S. Mass-radius relation for neutron stars in f(R) gravity / S. Capozziello, M. De Laurentis, R. Farinelli, S.D. Odintsov // Physical Review, 2016, vol. D93, No 023501.

18. Astashenok A.V. The realistic models of relativistic stars in f(R) = R + αR2 gravity / A. V. Astashenok, S.D. Odintsov, A. de la Cruz-Dombriz // Classical Quantum Gravity, 2017, vol. 34, No 205008.

19. Folomeev V. Anisotropic neutron stars in R2 gravity // Physical Review, 2018, vol. D97, No 124009.

20. Lawrie I. A unified grand tour of theoretical physics. – Bristol, Philadelphia: Institute of Physics Publ., 2002, 564 p.

21. Dzhunushaliev V., Folomeev V. Energy spectrum and the mass gap from nonperturbative quantization a la Heisenberg. – URL: https://arxiv.org/abs/ 1805.10566 (дата обращения 08.10.2018).

22. Naf J., Jetzer P. On the 1/c expansion of f(R) gravity // Physical Review, 2010, vol. D81, No 104003.

23. Colpi M. Boson stars: gravitational equilibria of selfinteracting scalar fields / M. Colpi, S.L. Shapiro, I. Wasserman // Physical Review Letters, 1986, vol. 57, p. 2485-2488.

24. Gleiser M., Watkins R. Gravitational stability of scalar matter // Nuclear Physics, 1989, vol. B319, p. 733-746.

Рецензент: канд. ф-м., наук, доцент Ногаев М.А.