

**ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ**

**«Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ» КЕАҚ**

**Студенттер мен жас ғалымдардың  
«GYLYM JÁNE BILIM - 2024»  
XIX Халықаралық ғылыми конференциясының  
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ**

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ  
XIX Международной научной конференции  
студентов и молодых ученых  
«GYLYM JÁNE BILIM - 2024»**

**PROCEEDINGS  
of the XIX International Scientific Conference  
for students and young scholars  
«GYLYM JÁNE BILIM - 2024»**

**2024  
Астана**

**УДК 001**

**ББК 72**

**G99**

**«ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024» студенттер мен жас ғалымдардың XIX Халықаралық ғылыми конференциясы = XIX Международная научная конференция студентов и молодых ученых «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024» = The XIX International Scientific Conference for students and young scholars «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024». – Астана: – 7478 б. - қазақша, орысша, ағылшынша.**

**ISBN 978-601-7697-07-5**

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 001**

**ББК 72**

**G99**

**ISBN 978-601-7697-07-5**

**©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия  
ұлттық университеті, 2024**

$$\rho_D = \frac{1}{2} \sqrt{Q} (2c_1 + 2c_3 + 3c_2 \sqrt{Q} + 2c_3 \ln Q), \quad (31)$$

$$p_D = 2(\dot{H} + 3H^2) \left( c_2 + \frac{c_1}{2\sqrt{Q}} + \frac{c_3}{\sqrt{Q}} + \frac{c_3 \ln Q}{2\sqrt{Q}} \right) - \\ - 2H\dot{Q} \left( \frac{c_1}{4Q^{\frac{3}{2}}} + \frac{c_3 \ln Q}{4Q^{\frac{3}{2}}} \right) - \frac{\sqrt{Q}c_1 + c_2Q + c_3\sqrt{Q} \ln Q}{2}. \quad (32)$$

Бұл теңдеулерді параметрі бойынша түрлендірсек, бізде болады

$$\rho_D = \left( 2c_1 + 2c_3 + 3c_2 \sqrt{6H_0^2 Y^{2+2q}} + 2c_3 \ln(6H_0^2 Y^{2+2q}) \right) \sqrt{\frac{3}{2} H_0^2 Y^{2+2q}}, \quad (33)$$

$$p_D = \frac{-H_0 Y^{1+q}}{12\sqrt{6}(H_0^2 Y^{2+2q})^{\frac{3}{2}}} \left( \begin{aligned} & c_1(1 + 12H_0^2 Y^{3+3q}) + 12H_0^2 Y^{3+3q} + \\ & + (c_3(-2 + 6H_0) + c_2(-2 + 3H_0)) \sqrt{6H_0^2 Y^{2+2q}} - \\ & - c_3(1 + 12H_0^2 Y^{3+3q}) \ln(6H_0^2 Y^{2+2q}) \end{aligned} \right). \quad (34)$$

#### Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Nojiri, S.D. Odintsov, Modified Gauss-Bonnet theory as gravitational alternative for dark energy, Phys. Lett. B 631 (2005) 1.
2. S. Nojiri, S.D. Odintsov, Introduction to modified gravity and gravitational alternative for dark energy, Int. J. Geom. Methods Mod. Phys. 4 (2007) 115.
3. O. Bertolami, C.G. Boehmer, T. Harko, F.S. Lobo, Extra force in f(R) modified theories of gravity, Phys. Rev. D 75 (2007) 104016.
4. N. Katirci, M. Kavuk, gravity and Cardassian-like expansion as one of its consequences, Eur. Phys. J. Plus 129 (2014) 163.
5. M. Sharif, A. Ikram, Energy conditions in f(G, T) gravity, Eur. Phys. J. C 76 (2016) 640.

УДК 530.122

#### Спинорлық өрістегі гравитациялық толқындардың таралуын зерттеу

Андирбай Ақшолпан

[aksholpan20@list.ru](mailto:aksholpan20@list.ru)

Л.Н.Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық Университеті, Астана қ.,

Ғылыми жетекші – Мырзақұл Ш.Р.

Гравитациялық толқындар - бұл үдеумен қозғалатын массивтік объектілерден алыстайтын кеңістік-уақыт тербелісі. Заттың үдеуі мен массасы неғұрлым жоғары болса, тербеліс соғұрлым көп болады. Гравитациялық толқындар туралы алғаш рет көрнекті физик Альберт Эйнштейн айтты, ол бір ғасыр бұрын олардың жалпы салыстырмалылық теория (ЖСТ) шеңберінде болуын болжаған. [1] Жалпы салыстырмалық теорияда және гравитацияның кейбір басқа теорияларында, гравитациялық толқындар массивтік денелердің ауыспалы үдеумен қозғалуынан пайда болады. Гравитациялық толқындар кеңістікте жарық жылдамдығындай жылдамдықпен еркін таралады.

Гравитациялық толқындарды тасымалдайтын бөлшектер таралуы салыстырмалы әлсіздігіне байланысты (басқалармен салыстырғанда) өте әлсіз, оларды тіркеу қиынға соғады.

2016 жылдың 11 ақпанында LIGO және VIRGO ұйымдарымен гравитациялық толқындардың эксперименттік ашылуы жарияланды. Амплитудасы шамамен 10-21 болатын екі қара дененің бірігу сигналы 2015 жылдың 14 қыркүйегінде Ханфорд пен Ливингстондағы екі LIGO детекторы бір-бірінен 7 миллисекундтан кейін, сигналдың максималды амплитудасы (0,2 секунд) аймағында тіркелді. Біріктірілген сигнал/шу қатынасы 24:1 болды. Сигнал gw150914 деп белгіленді. Сигнал формасы 36 және 29 күн массалары бар екі қара дененің бірігуі үшін жалпы салыстырмалылықтың болжамымен сәйкес келеді. Сигнал көзіне дейінгі қашықтық шамамен 1,3 миллиард жарық жылы. Бірігу кезінде секундтың оннан бір бөлігінде Сәулеленген энергия шамамен 3 күннің массасына тең. Gw170817 гравитациялық-толқындық оқиғаны және GRB 170817A электромагниттік сигналын іс жүзінде бір мезгілде бақылау арқылы гравитациялық толқындардың жарық жылдамдығынан ауытқуына тікелей шектеулер алғаш рет белгіленді. Егер мұндай ауытқу болса, ол  $-3 \times 10^{-15}$ -тен  $+0,7 \times 10^{-15}$ -ке дейін, яғни қателік шегінде нөлге сәйкес келеді.[\[2\]](#)

Заттың конденсацияланған күйінің қазіргі физикасында магниттік домендер мен спинорлық өрістерге байланысты құбылыстар кеңінен зерттеледі. Домендік қабырғалар материалдардың магниттік қасиеттерін анықтауда шешуші рөл атқарады, ал спинорлық өрістер электрондардың спиндік құрылымын сипаттайды.[\[3\]](#) Спинор өрісі, өз кезегінде, жартылай бүтін спині бар элементар бөлшектердің кванттық күйлерін сипаттайтын математикалық объект болып табылады.[\[4\]](#) Спинорлар қазіргі бөлшектер физикасында маңызды рөл атқарады және гравитация теориясындағы негізгі ұғым болып табылады. Бұл мақалада біз домен қабырғасы мен спинорлық өріс үшін жазық-симметриялы тұрақты толқынның құрылысын және олардың қасиеттерін қарастырамыз.[\[5\]](#)

Мұнда біз беретін шешім кәдімгі домен қабырғасының шешімінің тривиалды емес модификациясы екені белгілі

$$ds^2 = \frac{1}{\sqrt{1+k|z|}} (dt^2 - dz^2) - (1+k|z|) [dx^2 + dy^2] \quad (1)$$

яғни, бұл жай ғана әлсіз өрістік гравитациялық толқын емес формула (1), бірақ гравитациялық өрістің толық сызықты емес теңдеуі шешім болып табылады. Таза домен қабырғасынан айырмашылығы ерітінді, ол барлық жерде вакуумдық ерітінді болып табылады қабырға орнында, яғни  $z = 0$ , біздің шешіміміз спинор өрісі арқылы қолдау көрсетіледі.

Біз домен қабырғасының метрикасын (1)  $t$  және  $z$  тәуелді  $s(t, z)$  және  $v(t, z)$  анзац функцияларын келесідей қосу арқылы өзгертуден бастаймыз

$$ds^2 = \frac{e^{-s(t,z)}}{\sqrt{1+kz}} (dt^2 - dz^2) - (1+kz) [e^{v(t,z)} dx^2 + e^{-v(t,z)} dy^2] \quad (2)$$

Мұнда  $k > 0$  - тұрақты. Назар аударыңыз, біз  $(1+kz)$  стандартты домендік қабырға функциясының орнына  $(1+k|z|)$  жазамыз, сондықтан біздің шешіміміз тек  $z > 0$  аймағында қолданылады.  $z < 0$  үшін эквивалентті шешім алу үшін біз  $k < 0$  сұрай аламыз. Егер  $k = 0$  және  $s = 0$  берілсе, (2) - дегі анзац формасы [7, 8] - де қарастырылған жүгіру толқыны анзацының ерекше жағдайына ұқсас.

Осы соңғы сілтемелердің Анзац функциялары  $u = t - z$  немесе  $v = t + z$  функциялары болып табылады. Жоғарыда келтірілген метрикалық анзацтан басқа, біз спинор өрісін аламыз  $u(t, z)$ , ол Клейн-Гордон теңдеуіне бағынады.

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu \phi) = \phi = \sqrt{1+kz} e^{s(t,z)} \left( \ddot{\phi} - \psi'' - \frac{k}{1+kz} \psi' \right) = 0, \quad (3)$$

Энергия-импульс тензоры  $\phi$  арқылы беріледі.

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \partial^\alpha \phi \partial_\alpha \phi. \quad (4)$$

Бұл энергия-импульс тензоры үшін Эйнштейн теңдеулерін жазуға болады,

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (5)$$

жеңілдетілген түрде,  $u = \overline{\psi\psi}$

$$R_{\mu\nu} = 2\partial_\mu u \partial_\nu u \quad (6)$$

Мұнда гравитациялық тұрақты спинор өрісін қайта анықтау арқылы анықталады

$$T_{\mu\nu} = (e + p) u_\mu u_\nu - g_{\mu\nu} p, \quad (7)$$

Мұндағы,  $e$  - энергия тығыздығы,  $p$  - сұйықтық қысымы, ал  $u^\nu$  4 - жылдамдықтың қалыпқа келтірілген векторы,  $u^\mu u_\mu = 1$ . Қатты сұйықтықтың  $e = p$  күй теңдеуі, осылайша сұйықтықтағы дыбыс жылдамдығы жарық жылдамдығына тең [12]. Келесі бірлестіктерге қарай:

$$e = p = \partial_\nu u \partial^\nu u,$$

$$u^\mu = \frac{\partial^\mu u}{\sqrt{\partial^\nu u \partial_\nu u}} \quad (8)$$

(2)-ні (6)-ға қойып, аламыз

$$R_{tt} = \ddot{s} - s'' - \frac{k}{1+kz} s' - \dot{v}^2 = 4 \left( \dot{u} + \dot{u} \right)^2 \quad (9)$$

$$R_{xx} = -\ddot{v} + v'' + \frac{k}{1+kz} v' = 0 \quad (10)$$

$$R_{yy} = -\ddot{v} + v'' + \frac{1}{1+kz} v' = 0 \quad (11)$$

$$R_{zz} = -\frac{k}{1+kz} s'' - v'^2 + v'' - \ddot{v} = 4(u+u')^2 \quad (12)$$

$$R_{zz} = -\frac{k}{1+kz} \dot{s} - \dot{v} v' = 4(u'+u')(\dot{u} + \dot{u}') \quad (13)$$

Кейбір кішігірім манипуляциялар арқылы  $u(t, z)$ ,  $s(t, z)$  және  $v(t, z)$  теңдеулер жүйесін қайта жазуға болады,

$$\ddot{u} - u'' - \frac{k}{1+kz} u' = \ddot{v} - v'' - \frac{k}{1+kz} v' = 0, \quad (14)$$

$$\dot{s} = -\frac{1+kz}{k} \left( v' v + 4 \dot{u} u' \right), \quad (15)$$

$$s' = -\frac{1+kz}{2k} \left( v'^2 + v \dot{v} + 4 \dot{u}^2 + 4 u u'^2 \right). \quad (16)$$

$x, y$  координаттарымен байланысты спинор өрісі ( $u$ ) және метрикалық анзац функциясы,  $v(t, z)$ , бір теңдеуге бірдей бағынады. Келесі бөлімде біз осы жүйеге тұрақты толқындық шешімімізді ұсынамыз.

Тұрақты толқын шешімі

$$v(t, z) = Q J_0 \left( \frac{\omega}{k} + \omega z \right) \sin(\omega t), \quad (17)$$

$$u(t, z) = \frac{Q}{2} J_0 \left( \frac{\omega}{k} + \omega z \right) \cos(\omega t), \quad (18)$$

мұндағы  $J_0$  әдеттегі нөлдік ретті Бессель функциясы ал  $Q$  толқынның амплитудасы. Сонымен қатар бұл функцияларды екінші жолға қосу (11)  $s=0$  береді, яғни анзац  $s(t, z) = s(z)$  функциясы уақытқа тәуелді емес. Бұл шамамен электродинамикадағы түйсікке сәйкес келеді, мұнда тек  $x, y$  көлденең бағыттарындағы өрістер мен потенциалдар уақытқа байланысты. Соңында, (12) ішінен  $v(t, z)$  және  $u(t, z)$  алып, оларды соңғы теңдеуге (11) енгізіп, интеграциялаймыз

$$s(z) = C - \frac{Q\omega^2}{4k^2} (1+kz)^2 \left[ J_0^2 \left( \frac{\omega}{k} + \omega z \right) + 2J_1^2 \left( \frac{\omega}{k} + \omega z \right) - J_0 \left( \frac{\omega}{k} + \omega z \right) J_2 \left( \frac{\omega}{k} + \omega z \right) \right] \quad (19)$$

Мұнда  $C$  интегралдау тұрақтысы, ал  $J_1$  және  $J_2$  сәйкесінше бірінші және екінші ретті Бессель функциялары болып табылады.

Қорытындылай келе, бұл мақалада біз тегіс симметриялы тұрақты гравитациялық толқынның қарапайым мысалын келтірдік. Бұл шешім вакуумды емес, бірақ  $z=0$ -де Домен қабырғасының болуын және  $z > 0$  аймағын алып жатқан спинор өрісін қажет етеді. (12) - ден метрикалық функция  $V(t, z)$  және спинор өріс  $u(t, z)$  бірдей кеңістіктік тәуелділікке ие болды,

бірақ олардың уақыттық тербелістері  $\frac{\pi}{2}$  фазасында болмады. Мұны спинор өрісі мен гравитациялық өрістің толқындық (уақытқа тәуелді) бөлігі арасында алға-артқа қозғалатын тербеліс энергиясы ретінде қарастыруға болады, өйткені ол  $V(z, t)$  анзацының метрикалық

функциясында бейнеленген. Гравитациялық толқындардың спинорлық өріске таралуы жалпы салыстырмалылықты да, кванттық механиканы да ескеруді қажет ететін күрделі және қызықты мәселе. Гравитациялық толқындар-бұл массивтік объектілердің үдемелі қозғалысы кезінде пайда болатын кеңістік-уақыт тербелісі. Спинор өрісі өз кезегінде жартылай бүтін спині бар элементар бөлшектердің кванттық күйлерін сипаттайды. Спинорлық өрістегі гравитациялық толқындардың таралуын зерттеу гравитация мен спинорлық өрістердің өзара әрекеттесуі туралы түсінігімізді тереңдетуге, сондай-ақ осы процеске байланысты жаңа құбылыстарды ашуға мүмкіндік береді. Спинорлық өрістегі гравитациялық толқындардың таралуын математикалық модельдеу осы тербелістердің мінез-құлқын жоғары дәлдікпен зерттеуге және болжауға мүмкіндік береді.

### Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Гравитационные волны / Брагинский Б.В // Физика космоса: Маленькая энциклопедия: [арх. 1 апреля 2022]
2. P. Abbott (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration) et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger (англ.) // Physical Review Letters : journal. — 2016. — Vol. 116, no. 6. — doi:10.1103/PhysRevLett.116.061102
3. Propagation of gravitational waves in the nonperturbative spinor vacuum // The European Physical Journal C. – 2014. – Т. 74. – С. 1-8. Dzhunushaliev V., Folomeev V.
4. Gravitational waves in the spinor theory of gravity // Modern Physics Letters A. – 2021. – Т. 36. – №. 02. – С. 2150003. Novello M., Hartmann A. E. S.
5. Magnetic domains in spinor Bose-Einstein condensates // Low Temperature Physics. – 2010. – Т. 36. – №. 8. – С. 700-706. Matuszewski M., Alexander T. J., Kivshar Y. S.

УДК 520.366

## КӨКЖИЕК ҚАШЫҚТЫҒЫН ӨЛШЕУ ҮШІН ОПТИКАЛЫҚ ИНТЕРФЕРОМЕТРДІ ПАЙДАЛАНУ КЕЗІНДЕ ХАББЛ ПАРАМЕТРІН АНЫҚТАУ ДӘЛДІГІН АРТТЫРУ ЕСЕПТЕУЛЕРІ

Аншокова Дина Куанышевна

[Anshokova06@mail.ru](mailto:Anshokova06@mail.ru)

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ 4-курс студенті, Астана, Қазақстан  
Ғылыми жетекшісі – А.А. Жадыранова

Төмен жиіліктер аймағында оптикалық интерферометр жолақтарының ығысуынан гравитациялық толқындарды анықтауға болады. Бұл әдіс көмегімен, интерферометр сезімталдылығын бағалауымызға болады. Интерферометр сезімталдылығы жоғары болғандықтан, оның көмегімен өте әлсіз объектілерді байқай аламыз. Осыған сәйкес интерферометрдың сезімталдылығы арқылы Хаббл тұрақтысын анықтауымызға болады.

Жақында әдебиетте гравитациялық толқындарды анықтау мәселесі талқылана бастады, электромеханикалық тәжірибелерге баса назар аударылды [1]. Алайда, экспериментатордың қарамағындағы релятивистік емес денелер гравитациялық толқынмен өте әлсіз әрекеттеседі [2].

Оптикалық интерферометр әдісінің сезімталдылығын анықтау үшін алдымен электромагниттік өріс кезіндегі қозғалысын анықтайтын болсақ [3]

$$S = \int \left( -mc ds - \frac{e}{c} A_\mu dx^\mu \right). \quad (1)$$

Мұндағы  $ds = \sqrt{dx_\mu dx^\mu}$  екенін ескеріп, 4 өлшемді жылдамдықты енгізетін болсақ