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 524.8

(2+1) ӨЛШЕМДІ $f(R)$ ГРАВИТАЦИЯДАҒЫ ДИРАК ӨРІСІ ҮШІН НЕТЕР СИММЕТРИЯСЫ

Шөменов Төренияз Базарбайұлы
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ Физика-техникалық факультетінің Жалпы және теориялық физика кафедрасының 4-ші курс студенті,
Мырзакулов Нургиса Ансатбаевич
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ «Жалпы және теориялық физика» кафедрасының аға оқытушысы, PhD
Ғылыми жетекшісі – Н.Мырзакулов

Жалпы гравитациялық теория күшті гравитациялық өрістен келіп жатқан физикалық құбылыстар мен үлкен көлемдегі әлемнің физикалық құбылыстарын суреттейді. Осыларды зерттей отырып, жалпы гравитациялық теорияның керемет математика және физика бағытындағы келешегі бар. Дегенмен, біздің әлем туралы түсінігіміз жаңа бақылаулар мен зерттеулермен ұлғаятындықтан, әлемнің шындығын түсіну үшін кейбір теорияға сүйеніп жасалған түрлендірілген және жаңартылған жаңа гравитациялық теориялар шығарылып жатыр. Бұған қоса, теорияны кванттау әлі күнге дейін физикадағы маңызды мәселе болып есептеледі. Сондықтан, жалпы гравитация теория негізгі көп зерттелетін бөлімнің бірі болып есептеледі.

Инфляция деп аталатын әлемнің ертеден үдемелі ұлғайып келетінін айтамыз [1]. Әлемнің ғарыштық инфляциясын немесе бұл ұлғаюдың бастамалы кезеңін зерттеу үшін, стандартты космологиялық моделдерді қолданылады. Үдемелі ұлғаюды түсіндіру үшін көптеген ғалымдар күңгірт энергия деп аталатын жұмбақ ғарыштық сұйықтықты таныстырып өтті. Әдебиеттерде бірнеше моделдер ұсынылды, соның ішінде квинтэссенция, фантом, F (R) және F (T) гравитациясылары да кездеседі .Қазіргі кезде, (3+1) өлшемді кеңістік-уақыттағы мәселені түсіну үшін, фермиондық өрістері ерте әлемдегі инфляциялы периодқа себепкер болатын гравитациялық көз ретінде есептеліп, ерте әлемдегі күңгірт энергия қарастырылып жатыр.

Алғашында, Ж. Кремер және т.б. (3+1) өлшемді гравитациядағы жаңа космологиялық шешімдерді іздеу үшін таныстырылған Нетер симметриясы тәсілі гравитациялы-тензорлы гравитациядағы потенциял мен динамикалы байланысқан функция түрлерін анықтау үшін қолданылды. Бұл тәсілдің динамикалық теңдеу үшін қозғалыс тұрақтыларын (бірінші интеграл) беретін айтып өткеніміз маңызды.

Гравитацияның (3+1) өлшемдегі теориясына қарағанда (2+1) өлшемді кеңістік-уақыттағы теориясы жеңілірек, себебі Вейл тензоры нөльге, Риман тензоры Риччи тензорына түрленеді [3]. Сондықтан, (2+1) өлшемді кеңістік-уақыт жаңа жетілдірілген гравитациялық теориялар құруға керемет теориялық модель болып табылады .
Дирак өрістерін Фридман-Робертсон-Уолкер (ФРУ) метрикасы үшін (2+1) өлшемді гравитациядағы ерте уақыттағы инфляция және кеш уақыттағы үдеудің көзі ретінде қарастырып Нетер симметриясы тәсілін қолданылды.

Енді (2+1) өлшемді кеңістік- уақытта, скаляр қисығына минималды емес байланысқан Дирак өрісі үшін әсер былай беріледі

$$S = d^3x\sqrt{-g}\left\{h(u)f(R)+\frac{i}{2}\left[\left(\bar{\psi}\bar{\sigma}^{\mu}(x)(\partial_{\mu}-\Omega_{\mu}(x))\psi-\bar{\psi}(\overleftarrow{\partial}_{\mu}+\Omega_{\mu}(x))\bar{\sigma}^{\mu}(x)\psi\right)\right]-V(u)\right\}, \quad (1)$$

мұндағы $h(u)$ және $V(u)$ жалпы функциялары сәйкесінше байланысқан гравитация мен Дирак өрісінің өзара әсерлесетін потенциялы, және олар тек қана қоссызықтық $u=\psi\bar{\psi}$

функцияларына ғана тәуелді; g - $g_{\mu\nu}$ метрикалық тензорының анықтауышы; R - Ричи скаляры; ψ – екі компонеттер, бөлшек және анти-бөлшек, Дирак өрісі; $\bar{\psi}$ - ψ және $\bar{\psi}=\psi^{\dagger}\sigma^{3}$ түйіндесі. Осы әсерде, $\Omega_{\mu}(x)$ - спиндік байланысу және былай беріледі

$$\Omega_{\mu}(x)=\frac{1}{4}g_{\lambda\alpha}(e^{i}_{\nu,\mu}e^{\alpha}_{i}-\Gamma^{\alpha}_{\nu\mu})s^{\lambda\nu}(x), \tag{2}$$

мұндағы $\Gamma^{\alpha}_{\nu\mu}$ – Кристоффель символы және $g_{\mu\nu}$ триада тұрғысынан берілген, $e^{(i)}_{\mu}(x)$, келесі түрде,

$$g_{\mu\nu}(x)=e^{i}_{\mu}(x)e^{j}_{\nu}(x)\eta_{ij,} \tag{3}$$

Мұндағы μ және ν 0 ден 2 ге дейінгі аралықтағы бүгілген кеңістік-уақыттық индекстері. i және j жазық кеңістіктік индекстер және η_{ij} – (1,-1,-1) белгілерімен 2+1 өлшемді Минковский метрикасы. $s^{\lambda\nu}(x)$ спин операторы былай берілген

$$s^{\lambda\nu}(x)=\frac{1}{2}\left[\bar{\sigma}^{\lambda}(x),\bar{\sigma}^{\nu}(x)\right], \tag{4}$$

Мұндағы $\bar{\sigma}^{\mu}(x)$ – 2+1 өлшемдегі кеңістік-уақыттық тәуелді Дирак матрицалары. Триадаларға байланысты $e^{\mu}_{(i)}(x),\bar{\sigma}^{\mu}(x)$ жазық кеңістік-уақыттық Дирак матрицаларына $\bar{\sigma}^{i}$, былайша байланысады,

$$\bar{\sigma}^{\mu}(x)=e^{\mu}_{(i)}(x)\bar{\sigma}^{i}, \tag{5}$$

Мұндағы $\bar{\sigma}^{i}$ -

$$\bar{\sigma}^{0}=\sigma^{3} \quad ,\bar{\sigma}^{1}=i\sigma^{1}, \quad \bar{\sigma}^{2}=i\sigma^{2}. \tag{6}$$

$\sigma^{1},\sigma^{2},\sigma^{3}$ - Паули матрицалары [32]. Бұл жұмыста, Дирак теңтеуі бүгілген кеңістік-уақыттық туралы маңызды ақпарат береді. Әлемнің ұлғаюын талдау үшін, 3+1 өлшемді ФРУ метрикасының аналогтары болып табылатын кеңістіктік жазық кеңістік-уақыт түрінде қарастырамыз және келесі түрде жазамыз

$$ds^{2}=dt^{2}-a^{2}(t)[dx^{2}+dy^{2}], \tag{7}$$

Мұндағы $a(t)$– әлемнің шкала факторы. ФРУ метрикасына (7) сәйкес келетін скаляр қисықтық, нүктелер ғарыштық уақытқа t сәйкес дифференциалдауды білдіретін мына түрде болады

$$R=-2\left(\frac{2\ddot{a}}{a}+\frac{\dot{a}^{2}}{a^{2}}\right). \tag{8}$$

(7) теңдеуін ескере отырып нүктелік Лагранжанды әсерден (1) келесі түрде алуға мүмкін болады

$$L = a^2hf - a^2hf_R R + 4h'\dot{u}f_R a\dot{a} + 4hf_{RR}\dot{R}a\dot{a} + 2hf_R\dot{a}^2 + \frac{ia^2}{2}\left(\bar{\psi}\sigma^3\dot{\psi} - \dot{\bar{\psi}}\sigma^3\psi\right) - a^2V. \tag{9}$$

Мұндағы штрих қоссызықтық Ψ арқылы туындыны білдіреді. Метриканың біртектілігімен изотроптылығына байланысты, спинор өрісі тек қана уақытқа тәуелді t деп алынады, яғни $\psi = \psi(t)$. Спинор өрісі ψ және оның түйіндісі $\bar{\psi}$ үшін Дирак теңдеулері нүктелік Лагранжаннан (9) Эйлер-Лагранж теңдеулерін ψ және $\bar{\psi}$ үшін жазғанда алынады

$$\dot{\psi} + H\psi + iV'\sigma^3\psi - ih'\sigma^3\psi(f - f_R R) + 2ih'f_R(2\dot{H} + 3H^2)\sigma^3\psi = 0, \tag{10}$$

$$\dot{\bar{\psi}} + H\bar{\psi} - iV'\bar{\psi}\sigma^3 + ih'\bar{\psi}\sigma^3(f - f_R R) - 2ih'f_R(2\dot{H} + 3H^2)\bar{\psi}\sigma^3 = 0, \tag{11}$$

мұндағы $H = \dot{a}/a$ - Хаббл параметрін білдіреді. Басқа жағынан алып қарағанда, нүктелік Лагранжаннан (8) және Дирак теңдеулерін қарастыра отырып, біз екінші ретті a үшін Эйлер-Лагранж теңдеуін табамыз,яғни үдеудің теңдеуін,

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{p_f}{2h}. \tag{12}$$

Соңында, біз Лагранжанмен (9) байланысқан шекті Гамильтониан теңдеуінде $\left(E_L = 0\right)$ қарастырамыз

$$E_L = \frac{\partial L}{\partial \dot{a}}\dot{a} + \frac{\partial L}{\partial \dot{R}}\dot{R} + \frac{\partial L}{\partial \dot{\psi}}\dot{\psi} + \dot{\bar{\psi}}\frac{\partial L}{\partial \dot{\bar{\psi}}} - L, \tag{13}$$

Бұл бізге Фридман теңдеуін келесі түрде береді

$$H^2 = \frac{\rho_f}{2hf_R}. \tag{14}$$

(12) және (14) теңдеулерде, ρ_f және p_f шамалары сәйкесінше эффективті энергия тығыздығы және фермион өрісінің қысымы және олар келесі түрде беріледі

$$\rho_f = -\left(4hf_{RR}\dot{R}H + 4h'f_R H\dot{u} - hf + hf_R R + V\right) \tag{15}$$

$$\begin{aligned} p_f = {} & 2h'\left(\ddot{u}f_R + Hf_R\dot{u} + 2\dot{u}f_{RR}\dot{R}\right) + 2h''f_R\dot{u}^2 - \left[2h'f_R(2\dot{H} + 3H^2) + V'\right]u + V + \\ & + (h'u - h)(f - f_R R) + 2h(f_{RRR}\dot{R}^2 + f_{RR}\ddot{R} + f_{RR}\dot{R}H) \end{aligned} \tag{16}$$

Өріс теңдеулерін шешу үшін, біз байланысқан функция үшін және потенциал тығыздығы үшін форма таңдауымыз керек. Ол үшін, клеесі бөлімде Нетер симметриясы тісілін қолданамыз.

Паули матрицалары арқылы, спинор өрісі компонеттері $\psi = (\psi_1, \psi_2)^T$ және оның түйіндесі $\bar{\psi} = (\psi_1^\dagger, -\psi_2^\dagger)^T$ тұрғысынан, Лагранжан (9) мына түрде қайта жазыла алады

$$L = a^2hf - a^2hf_R R + 4hf_{RR}\dot{R}a\dot{a} + 2hf_R\dot{a}^2 + 4h'f_R a\dot{a}\sum_{i=1}^{2} e_i(\dot{\psi}_i^\dagger\psi_i + \psi_i^\dagger\dot{\psi}_i) +$$

$$+\frac{ia^2}{2}\left[\sum_i^2\left(\psi_i^\dagger\dot{\psi}_i-\dot{\psi}_i^\dagger\psi_i\right)\right]-a^2V \tag{17}$$

Нетер симметриясы әдісі бізге берілген векторлық өріске X сәйкес Лагранжанның Ли туындысы жойылатынын көрсетеді

$$L_X L=0. \tag{18}$$

Нетер симметриясы генераторы бұл векторлық өріспен келесідей анықталған

$$X=\alpha\frac{\partial}{\partial a}+\beta\frac{\partial}{\partial R}+\dot{\alpha}\frac{\partial}{\partial\dot{a}}+\dot{\beta}\frac{\partial}{\partial\dot{R}}+\sum_{j=1}^4\left(v_j\frac{\partial}{\partial\psi_j}+\dot{v}_j\frac{\partial}{\partial\dot{\psi}_j}+\delta_j\frac{\partial}{\partial\psi_j^\dagger}+\dot{\delta}_j\frac{\partial}{\partial\dot{\psi}_j^\dagger}\right) \tag{19}$$

Лагранжанмен

$$L_X L=\alpha\frac{\partial L}{\partial a}+\beta\frac{\partial L}{\partial R}+\dot{\alpha}\frac{\partial L}{\partial\dot{a}}+\dot{\beta}\frac{\partial L}{\partial\dot{R}}+\sum_{j=1}^4\left(v_j\frac{\partial L}{\partial\psi_j}+\dot{v}_j\frac{\partial L}{\partial\dot{\psi}_j}+\delta_j\frac{\partial L}{\partial\psi_j^\dagger}+\dot{\delta}_j\frac{\partial L}{\partial\dot{\psi}_j^\dagger}\right) \tag{20}$$

мұндағы

$$\dot{\alpha}=\frac{\partial\alpha}{\partial a}\dot{a}+\frac{\partial\alpha}{\partial R}\dot{R}+\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j}\dot{\psi}_j+\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j^\dagger}\dot{\psi}_j^\dagger \tag{21}$$

$$\dot{\beta}=\frac{\partial\beta}{\partial a}\dot{a}+\frac{\partial\beta}{\partial R}\dot{R}+\frac{\partial\beta}{\partial\psi_j}\dot{\psi}_j+\frac{\partial\beta}{\partial\psi_j^\dagger}\dot{\psi}_j^\dagger \tag{22}$$

$$\dot{v}=\frac{\partial v}{\partial a}\dot{a}+\frac{\partial v}{\partial R}\dot{R}+\frac{\partial v}{\partial\psi_j}\dot{\psi}_j+\frac{\partial v}{\partial\psi_j^\dagger}\dot{\psi}_j^\dagger \tag{23}$$

$$\dot{\delta}=\frac{\partial\delta}{\partial a}\dot{a}+\frac{\partial\delta}{\partial R}\dot{R}+\frac{\partial\delta}{\partial\psi_j}\dot{\psi}_j+\frac{\partial\delta}{\partial\psi_j^\dagger}\dot{\psi}_j^\dagger \tag{24}$$

(21)-(24) қатынастарын қолданы отырып, (17) – ні (20) теңдікке қойып келесі теңдіктер жүйесін аламыз

$$hf_{RR}\beta+2\frac{\partial\alpha}{\partial a}hf_R+2\frac{\partial\beta}{\partial a}hf_{RR}+f_Rh'\sum_{j=1}^2\left(\psi_j^\dagger v_j+\psi_j\delta_j\right)+2f_Rh'a\sum_{j=1}^2\left(\frac{\partial v_j}{\partial a}e_i\psi_i^\dagger+\frac{\partial\delta_j}{\partial a}e_i\psi_i\right)=0, \tag{25}$$

$$hf_{RR}+ahf_{RRR}\beta+ahf_{RR}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial a}+\frac{\partial\beta}{\partial a}\right)+\frac{\partial\alpha}{\partial R}hf_R+ah'f_{RR}\sum_{j=1}^4(\psi_j^\dagger v_j+\psi_j\delta_j)+$$

$$+ah'f_R\sum_{j=1}^2\left(\frac{\partial v_i}{\partial R}e_i\psi_i^\dagger+\frac{\partial\delta_i}{\partial R}e_i\psi_i\right)=0, \tag{26}$$

$$h'f_R\alpha\sum_{i=1}^2e_i\psi_i+h'f_{RR}a\beta\sum_{i=1}^2e_i\psi_i+\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j^\dagger}hf_R+\frac{\partial\beta}{\partial\psi_j^\dagger}hf_{RR}a+$$

$$+h'f_R a\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial a}\psi_i+e_i\nu_j+\frac{\partial\nu_j}{\partial\psi_j^{\dagger}}e_i\psi_i^{\dagger}+\frac{\partial\delta_j}{\partial\psi_j^{\dagger}}e_i\psi_i\right)+h''f_R a\psi_j\sum_{i=1}^{2}\left(\nu_j e_i\psi_j^{\dagger}+\delta_j e_i\psi_i\right)=0, \quad (27)$$

$$h'f_R\alpha\sum_{i=1}^{2}e_i\psi_i^{\dagger}+h'f_{RR}a\beta\sum_{i=1}^{2}e_i\psi_i^{\dagger}+hf_R\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j}+\frac{\partial\beta}{\partial\psi_j}hf_{RR}a+$$

$$+h'f_R a\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial a}\psi_i^{\dagger}+\frac{\partial\nu_j}{\partial\psi_j}e_i\psi_i^{\dagger}+e_i\delta_j+\frac{\partial\delta_j}{\partial\psi_j}e_i\psi_i\right)+h''f_R a\psi_j^{\dagger}\sum_{i=1}^{4}(\nu_j\psi_i^{\dagger}+\delta_j\psi_j)=0, \quad (28)$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j^{\dagger}}h'f_R a\sum_{i=1}^{2}\psi_i=0, \quad (29)$$

$$h'f_R a\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j}\psi_i+\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j^{\dagger}}\psi_i\right)=0, \quad (30)$$

$$4h'f_R a\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j}\sum_{i=1}^{2}\psi_i^{\dagger}=0, \quad (31)$$

$$\frac{ia^2}{2}\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial\nu_j}{\partial a}\psi_i^{\dagger}-\frac{\partial\delta_j}{\partial a}\psi_i\right)=0, \quad (32)$$

$$\frac{ia^2}{2}\sum_{i=1}^{2}\left(\nu_j+\frac{\partial\nu_j}{\partial\psi_j^{\dagger}}\psi_i-\frac{\partial\nu_j}{\partial\psi_j^{\dagger}}\psi_i^{\dagger}\right)+ia\alpha\sum_{i=1}^{2}\psi_i=0, \quad (33)$$

$$ia\alpha\sum_{i=1}^{2}\psi_i^{\dagger}+\frac{ia^2}{2}\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial\nu_j}{\partial\psi_j}\psi_i^{\dagger}+\delta_j-\frac{\partial\delta_j}{\partial\psi_j}\psi_i\right)=0, \quad (34)$$

$$4hf_{RR}a\frac{\partial\alpha}{\partial R}=0, \quad (35)$$

$$h'f_R a\frac{\partial\alpha}{\partial R}\sum_{i=1}^{2}\psi_i+hf_{RR}a\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j^{\dagger}}=0, \quad (36)$$

$$h'f_R a\frac{\partial\alpha}{\partial R}\sum_{i=1}^{2}\psi_i^{\dagger}+hf_{RR}a\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j}=0, \quad (37)$$

$$\frac{ia^2}{2}\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial\nu_j}{\partial R}\psi_j^{\dagger}-\frac{\partial\delta_j}{\partial R}\psi_i\right)=0. \quad (38)$$

(25)-(38) теңдіктеріиен берілген бұл күрделі жүйе $\dot{a}^2, \dot{a}\dot{R}, \dot{a}\dot{\psi}_l^{\dagger}, \dot{a}\dot{\psi}_l, \dot{\psi}_l^{\dagger}\dot{\psi}_n^{\dagger}, \dot{\psi}_l^{\dagger}\dot{\psi}_n, \dot{\psi}_l\dot{\psi}_n, \dot{a}, \dot{\psi}_l^{\dagger}, \dot{\psi}_l, \dot{R}^2, \dot{R}\dot{\psi}_l^{\dagger}, \dot{R}\dot{\psi}_l, \dot{R}$ секілді коэффициенттерді бар бөліктерін алып, оларды жеке нөлге теңестіріп алу арқылы алынған.

Келесі жалпы жүйеден қалып қойған теңдік потенциал тығыздығын анықтау үшін қолданылады

$$
\begin{gathered}
2a\alpha(hf - hf_R R - V) - a^2\beta hf_{RR}R + \\
+a^2h'f\sum_{i=1}^{2}(\psi_j^\dagger v_j + \psi_j\delta_j) - a^2h'\sum_{j=1}^{2}(f_R R\psi_j^\dagger v_j + f_{RR}\psi_j\delta_j) - a^2V'(\psi_j^\dagger v_j + \psi_j\delta_j) = 0. \qquad (39)
\end{gathered}
$$

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Guth H. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems // Physical Review D. Vol.23, 1981, P. 347.
2. Kremer R.C., Noether G.M. Symmetry for non-minimally coupled fermion fields // Classical and Quantum Gravity, Vol.25, 2008, P.225006.
3. Gecim G, Kucukakca Y., Sucu Y. Noether gauge symmetry of Dirac field in 2+1 dimensional gravity // Advances in High Energy Physics, Vol. 2015, 2015, P. 567395.

УДК 530.145.61

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДЛЯ БОЗОННОЙ СТРУННО-СКАЛЯРНОЙ МОДЕЛИ

Шанина Замзагул Куатовна[1], Сандал Бакытжан[2]
[1]Докторант PhD специальности 6D060400-Физика ЕНУ им. Л.Н.Гумилева, [2]преподаватель кафедры общей и теоретической физики ЕНУ им. Л.Н.Гумилева
Научный руководитель – Р.Мырзакулов

Теорию струн часто называют «теорией всего», потому что её цель – описать все фундаментальные силы взаимодействия во Вселенной, включив в себя гравитацию, квантовую механику и теорию относительности. Предпосылки создания теории струн заключаются в том, что на фундаментальном уровне вещество не состоит из точечных частиц, а скорее из крошечных петлей струн. Из этого слегка абсурдного начала возникают законы физики.

Теория струн выглядит очень хорошим кандидатом для описания реального мира. При низких энергиях она, естественно, порождает общую теорию относительности, калибровочные теории, скалярные поля и киральные фермионы.

Теория бозонных струн - это не реалистическая теория: у нее нет фермионов, и, насколько известно, нет стабильных основных состояний. Философия здесь такая же, как изучение курса квантовой теории поля с полным изучением теории скалярного поля. Она является простым примером развития уникальных динамических и технических особенностей квантовой теории поля до введения сложности спиновой и калибровочной инвариантности. Аналогичным образом, тщательное изучение теории бозонных струн дает структуру, в которую можно в короткие сроки добавить дополнительные сложности фермионов и суперсимметрии [1].

Чтобы описать конкретную динамику струны, можно воспользоваться лагранжевым формализмом. Решением уравнений Лагранжа должны быть колебательные состояния струны. Тогда уравнением Лагранжа должно быть волновое уравнение. Когда записываем действие, интегрируем по пространству-времени, в котором эволюционирует описываемая этим действием система. Что эволюционирует в случае струны? Какие конкретно поля описываются Лагранжианом струны? Так как хотим описать, как струна движется в пространстве-времени, то эти поля есть координаты точек струны в пространстве. Каждая точка струны характеризуется, в свою очередь, двумя координатами на мировой поверхности струны, заметаемой при ее движении. Мировая поверхность (или мировой лист) — тоже пространство-время, но двумерное, с координатами (σ, τ) — собственными