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

Жер бетінен биікте орналасқан қондырғы экономикалық жағынан тиімді. Жер бетінде орналасатын қондырғылардан қуатты және ондаған есе арзан болады. Қазіргі энергияны үнемдеу проблемасы тұрған қондырғы, табиғи ресурстарды қайта толықтырылатын болғандықтан бізді қызықтыруға тиісті.

Қазақстан өлкесі жел энергетикасын әбден пайдалана алады. Себебі, оның климаты, орналасу аймағы келіп тұр.

Қондырғы өте қарапайым және көп қаражатты қажет етпейді. Шуы естілмейді, сондықтан үйлердің маңайында, қаланың ішінде орнатуға болады. Ешқандай бағаналар мен сымдарды қажет етпейді, энергияны тікелей тұтынушыға жеткізеді.

Бұндай қондырғылар әлі жасалған жоқ. Жасалынбау себебі қондырғының конструкциясының күрделілігіне байланысты емес, ол әлі де болса осы күнгі энергия көздері қатты тапшылық жасап тұрған жоқ. 40 – 50 жылға жетерлік қор болғандықтан, жоғары биіктіктегі жел қондырғысының проектісі практикаға кіргізілмей тұр. Келешекте осы энергия көзі өзінің нақты орнын алады.

Осы идеяны толық зерттеп, эксперимент жасап, кішкентай модельдер жасау арқылы толық тексерілсе, біздің ойымызша, энергетика проблемасын біраз алға басушылық болар еді.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Непорожний П.С., Попков В.И. Энергетические ресурсы мира - Москва, издательство «Энергоатомиздат», 1995, С. 115-120.
2. Володин В.В., Хазановский П.М. Энергия, век двадцать первый - Москва, издательство «Детская литература» , 1989. С. 59-69.
3. Тлеуов Т. Использование нетрадиционных и возобновляемых источников энергии для энергоснабжения сельскохозяйственных объектов Казахстана - Алматы, издательство «білім», 1995. С. 49.
4. Юдасин Л.С. Энергетика проблемы и надежды - Москва, издательство «Просвещение», 1990. С. 37-45.

УДК 53.023

БОЗОНДЫҚ ІШЕКТЕР ТЕОРИЯСЫНДАҒЫ ИНТЕГРАЛДАНАТЫН МОДЕЛЬДЕР

Қазбек Інкар Берікқызы, Мейрбеков Бекдаулет Камалбекулы
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ Жалпы және теориялық физиканың магистранты, Астана, Қазақстан
Ғылыми жетекшісі – К.К. Ержанов

Бозондық ішектер теориясы – бұл 1960-жылдары пайда болған ішектер теориясының түнұсқасы. Осы атқа ие болу себебі, спектрде бозондардың ғана болуында [1].

1980-жылдары ішектер теориясында суперсимметрия ашылды, және суперішектер теориясы (суперсимметриялық ішектер теориясы) деп аталған ішектер теориясының жаңа нұсқасы ақиқатқа айналды. Сонымен қоса, бозондық ішектер теориясы пертурбативті ішектер теориясының жалпы сипаттамасын түсінуге арналған модельге айналды, және суперішектің теоретикалық қиыншылықтарын бозондық ішектер мәнмәтінінде табуға болады [2,3].

1974 жылы Клод Лавлейс бозондық ішектер теориясы 25 кеңістікті өлшемде тұжырымдалса физикалық түрде жүйелі бола алатынын көрсетті. Алайда, бізге тек үш кеңістікті өлшем белгілі. Өлшем – бұл кеңістікте нүктені анықтау үшін керек информация. (Өлшемдер, әдетте, жоғары / төмен, солға / оңға, алға / артқа қозғалуымен сипатталады). Ал енді ішек жерде жатыр және оның әрбір шетін біреу ұстап тұр деп есептейік. Әр адам оны кез келген жерде орнын ауыстыра алады. Олар ішекті оңға немесе солға, алға немесе артқа, немесе осы екеуінің комбинациясын орындай алады. Ішектің шеттері осылай қозғалғандықтан, генерацияланатын толқындар қозғалысын сипаттау үшін екі өлшемді қажет етеді [3]. Бозондық ішектің қозғалысын жазу үшін Дирихленің шектік шартын пайдаланамыз [4].

$$X(t, x=0) = X(t, x=a) = 0 \tag{1}$$

Ал оның қозғалысын сипаттау үшін әсер принципін қолданамыз:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} d\tau \int_0^a d\sigma L = \int_{t_1}^{t_2} d\tau \int_0^a d\sigma dL(x, \tau, \varphi) \tag{2}$$

Лагранж теңдеуін жазсақ:

$$L(x, \tau, \varphi) = \sqrt{\dot{X}^2 - X'^2} + f(\tau, x, \varphi) \tag{3}$$

Енді осы екі теңдеуді біріктіреміз де, вариациялаймыз:

$$\delta S = \int_{t_1}^{t_2} d\tau \int_0^a d\sigma \left[\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2} + f(x, \tau, \varphi)\right] = 0 \tag{4}$$

Бірнеше амалды орындай отырып, жалпы екі қозғалыс теңдеуін аламыз. Соның біріншісін шешу арқылы табамыз:

$$\delta\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2} = \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}}\delta(\dot{X}^2 - X'^2) = \frac{1}{2}\frac{(2\dot{X}\delta\dot{X} - 2X'\delta X')}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}} = \frac{(\dot{X}\delta\dot{X} - X'\delta X')}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}} =$$

$$= \left|\begin{matrix} \dot{X}\delta\dot{X} = (\dot{X}\delta X)_\tau - \ddot{X}\delta X \\ X'\delta X' = (X'\delta X')_\tau - X''\delta X \end{matrix}\right| = \frac{\left[(\dot{X}\delta X)_\tau - \ddot{X}\delta x - (X'\delta X)_\tau + X''\delta X\right]}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}} =$$

$$= \left|\frac{(\dot{X}\delta X_\tau - \ddot{X}\delta X)}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}} = \left(\frac{\dot{X}\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}}\right)_\tau - \left(\frac{1}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}}\right)_\tau \dot{X}\delta X - \frac{\ddot{X}\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}}\right| =$$

$$= \left|\left(\frac{\dot{X}\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}}\right)_\tau = \frac{(\dot{X}\delta X)_\tau}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}} + \frac{\dot{X}\delta X}{(\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2})_\tau} - \frac{\ddot{X}\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}}\right| \tag{5}$$

Жоғарыда жазылған шешімді (4)-ші теңдеуге қоямыз, сонда:

$$\delta S = \int d\tau \int d\sigma \left[\begin{matrix} \left(\frac{\dot{X}\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}}\right)_\tau - \left(\frac{1}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}}\right)_\tau \dot{X}\delta X - \frac{\ddot{X}\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}} - \left(\frac{X'\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}}\right)_\sigma + \\ +\left(\frac{1}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}}\right)_\sigma X'^2 + \frac{X''\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2 - X'^2}} + \frac{\partial f(x, \tau, \varphi)}{\partial x} \end{matrix}\right] =$$

$$=\left|\begin{array}{l} \left(\frac{\dot{X}\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2-X'^2}}\right)_\tau=0 \\ \left(\frac{1}{\sqrt{\dot{X}^2-X'^2}}\right)_\tau \dot{X}\delta X=0 \\ \left(\frac{X'\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2-X'^2}}\right)_\sigma=0 \\ \left(\frac{1}{\sqrt{\dot{X}^2-X'^2}}\right)_\sigma X'^2=0 \end{array}\right|=\int-\int\left(-\frac{\ddot{X}\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2-X'^2}}+\frac{X''\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2-X'^2}}+\frac{\partial f(\tau(\tau,\varphi)}{\partial x}\right)d\tau d\sigma \qquad (6)$$

$d\tau d\sigma=0$ болғандықтан:

$$\int\int\left(\frac{\ddot{X}\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2-X'^2}}-\frac{X''\delta X}{\sqrt{\dot{X}^2-X'^2}}-\frac{\partial f(x,\tau,\varphi)}{\partial x}\right)d\tau d\sigma=0 \qquad (7)$$

Бұдан бірінші қозғалыс теңдеуі шығады:

$$\frac{\ddot{X}}{\sqrt{\dot{X}^2-X'^2}}-\frac{X''}{\sqrt{\dot{X}^2-X'^2}}=\frac{\partial f(x,\tau,\varphi)}{\partial x}$$

$$\ddot{X}-X''=\frac{\partial f(x,\tau,\varphi)}{\partial x}\sqrt{\dot{X}^2-X'^2} \qquad (8)$$

Бұл теңдеуді Клейн-Гордонның сызықты емес теңдеуі ретінде қарастырамыз. Осы теңдеудің шешімі X=X(x,τ) түрінде табылсын делік. Сонда функциялар

$$\begin{aligned} X_1&=X(\pm x+C_1,\pm\tau+C_2),\\ X_2&=X(x\cosh\beta+\tau\sinh\beta,\tau\cosh\beta+x\sinh\beta), \end{aligned} \qquad (9)$$

түріне келеді. Мұндағы C_1, C_2, β еркін тұрақтылар, және олар теңдеудің шешімі болып табылады.

Толқындық теңдеудің шешімін былай жазуға болады:

$$\int\left[C_1+\frac{2}{\lambda^2-k^2}\int f(X)dX\right]^{-1/2}dX=kx+\lambda\tau+C_2, \qquad (10)$$

мұндағы C_1, C_2, k, λ еркін тұрақтылар. $F(\tau,x,\varphi)=f_1(\tau,x)+f_2(\varphi)$ деп белгілесек, F-тің мәнін осылай белгілеп алайық:

$$\begin{aligned} F&=\frac{1}{2}\int\frac{1}{\sqrt{(t+C_1)^2-(x+C_2)^2}}dx\\ F&=\frac{1}{2}arctg\left[\frac{(C_2+x)\sqrt{C_1^2+2C_1t+t^2-(C_2+x)^2}}{-C_1^2-2C_1t-t^2+(C_2+x)^2}\right] \end{aligned} \qquad (11)$$

Енді осы теңдеуді қозғалыс теңдеуіне (8) қойсақ:

$$\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}(\frac{1}{2}(t+C_1))^2+\frac{1}{2}\frac{\partial X}{\partial z}-\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}(\frac{1}{2}(x+C_2))^2+\frac{1}{2}\frac{\partial X}{\partial z}=\frac{1}{2}\frac{\partial X}{\partial z}\sqrt{(t+C_1)^2-(x+C_2)^2}\frac{\partial f}{\partial x}$$

$$\frac{1}{4}\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}\left[(t+C_1)^2-(x+C_2)^2\right]+\frac{\partial X}{\partial z}=\frac{1}{2}\frac{\partial X}{\partial z}\sqrt{(t+C_1)^2-(x+C_2)^2}\frac{\partial f}{\partial x} \tag{12}$$

$$\frac{1}{4}\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}\left[(t+C_1)^2-(x+C_2)^2\right]=\frac{\partial X}{\partial z}\left(\frac{1}{2}\sqrt{(t+C_1)^2-(x+C_2)^2}\frac{\partial f}{\partial x}-1\right)$$

Функционалды бөлінетін шешімдер:

$$X=X(z), z=\frac{1}{4}(t+C_1)^2-\frac{1}{4}(x+C_2)^2 \tag{13}$$

түріне келеді.

$F(\tau,x,\varphi)=f_1(\tau,x)+f_2(\varphi)$ теңдеуінің тек бірінші қосылғышының мәні белгілі болғандықтан $\frac{\partial f}{\partial x}$ белгісіз.

Осылайша, жүйенің шекті уақыт аралығындағы қозғалысын анықтайтын вариациялық принципін, яғни әсер принципін қолдана отырып, Лагранж функциясының көмегімен бозондық ішектің қозғалыс теңдеуін алдым. Бұл кезде мен Дирихленің шектік шартын қолдандым. Сонымен қатар, бірінші қозғалыс теңдеуі Клейн-Гордонның сызықты емес теңдеуі ретінде қарастырылды.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Polchinski .J. What is String Theory? / J. Polchinski // String Theory. - New York, 2009. P.3-5.

2. Sidharth B.G. From Bosonic Strings to Fermions // in Proceedings of Fourth International Symposium on “Frontiers of Fundamental Physics”, Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York, 2006, P.1-2.

3. Zimmerman Jones A., Robbins D.. String Theory For Dummies. - N.Y, 2009, P. 384.

4. Zwiebach, B. A first course in string theory / B. Zwiebach. - New York: Cambridge University Press, 2009. – P. 697.

УДК 524.82, 524.83

КОСМОЛОГИЯДАҒЫ БЬЯНКИ III ТИПТЕГІ ТҮЙІНДІ ҒАЛАМ МОДЕЛДЕРІ

Кенесова Алма Бактыбаевна
Мейрбеков Бекдаулет Камалбекулы
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ «Жалпы және теориялық физика» кафедрасы
Астана, Қазақстан
Ғылыми жетекшісі – Е.М. Мырзакулов

Бұл мақалада түйінді ғаламның Бьянки III типтегі космологиялық моделдері зерттеледі. Атап айтқанда, түйінді Ғаламды сипаттайтын нақты модель құрылады және оның космологиялық ерекшеліктері мен қасиеттері зерттеледі [1,2].