

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**

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

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

$$\frac{dx_\mu}{ds} = u_\mu$$

Сәйкесінше (1) қозғалыс теңдеуі келесі түрде болады

$$\delta S = - \int \left(mc \frac{dx_\mu dx^\mu}{ds} + \frac{e}{c} A_\mu d\delta x^\mu + \frac{e}{c} \delta A_\mu dx^\mu \right) \quad (2)$$

Осы алынған (2) өрнекті интегралдап, нөлге теңестіретін болсақ, сыртқы электромагниттік өріс болған кезде релятивистік емес жуықтаудағы бөлшектің қозғалыс теңдеуін аламыз

$$mc \left[\frac{du^\alpha}{ds} + \Gamma_{\mu\nu}^\alpha u^\mu u^\nu \right] = \frac{e}{c} F_\nu^\alpha u^\nu + \frac{e}{c} F^{\alpha s} h_{sv} u^\nu. \quad (3)$$

Жазық гравитациялық толқын ($g_{00} = -1, g_{0\alpha} = 0$) релятивистік емес ($u^\alpha = 0$) дененің өз уақытын өзгертпейді, $\Gamma_{00}^\alpha = 0$; зарядталмаған релятивистік емес бөлшек толқынды қабылдамайды. Егер $F^{\mu\nu}$ өрісі берілген релятивистік емес зарядтар мен токтарды жасаса, олар өтіп бара жатқан гравитациялық толқынның әсерінен өзгермейді, бұл жағдайда өрістер де өзгермейді $F^{\mu\nu}$, бұл келесі өрнектен байқауымызға болады [2]

$$F_{;v}^{\mu\nu} = \frac{\partial F^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = \left(\frac{4\pi}{c} \right) j^\mu \quad (4)$$

Себебі гравитациялық толқында $\sqrt{-g} = 1$ тең болады. Гравитациялық толқынның болуы қосымша күштің пайда болуына әкеледі, (3) өрнектегі $9eF^{\alpha s} h_{sv} u^\nu$ бұл релятивистік емес жақындауда ($v = 0$) жоғалады. Релятивистік емес дененің гравитациялық толқындарды қабылдауы (сонымен қатар пьезоэлектрлік) тиімсіз болып келеді.

Сызықтық емес процестерге арналған жалпы қатынастарға сүйене отырып, [1] төменде Вебердің жұмысында берілген қабылдаудың жоғары сезімталдығы көптеген дәрежелерге асыра бағаланғанын көрсетеміз. Әлсіз өрістерде басым болатын сызықтық процестер әлсіз гравитациялық толқындарды анықтау эксперименттерінің шекті сезімталдығын анықтайды [5]. Егер ерікті сызықтық жүйенің теңдеулері уақыт бойынша қайтымды болса, онда сәулеленуге энергия шығынын және тиімді көлденең қиманы байланыстыратын қатынасы (σ қабылдау кезінде)

$$\sigma = \sigma_0 G \eta, \quad \eta = \frac{Q_0}{Q_R} \quad (5)$$

мұндағы σ_0 - идеалды антеннаның шығынсыз тиімді қимасы, G - бағыт есебінен күшейту коэффициенті, η - тарату режиміндегі антеннаның пайдалы әсер коэффициенті, Q_0 - нақты антеннаның беріктігі, Q_R - сәулеленуге байланысты беріктік. $\sigma_0 \cong \lambda^2$ қима бірлік реттік мультипликаторына дейінгі дәлдікпен берілген. Антенна теориясында белгілі типті қатынасты Вебердің жұмыс формулаларынан алуға болады және ол егжей-тегжейлі тепе-теңдік принципінен туындайды. Тексеру көрсеткендей, Вебердің нәтижелері (5) қатынасын қанағаттандырмайды, бұл жағдайда алшақтық $\sim 10^{10}$ [4]. Мәселен, мысалы, Вебердің ойынша, сәулелену режимінде толқын $\lambda = 100$ см үшін қуат кристалына жеткізілетін қуат $10^8 W, -10^{-13}$ эрг/сек сәулеленеді, $\dots \eta = 10^{-28}$, сәулелену квадрупольды және $G = 15$ тең. Нақты антенна үшін идеалды антенна үшін қабылдау режимінде $\sigma_0 = 3 \cdot 10^3$ см², сәйкесінші (5) өрнек $\sigma = 4 \cdot 10^{-24}$ см² мәнге ие болады. Вебер бойынша энергия ағынының шекті мәні $P = 10^{-3}$ эрг/сек \cdot см² болған жағдайда, қабылданған электромагниттік қуат $4 \cdot 10^{-34} W = -334$ дБ/W құрайды, бұл шу температурасы

3°K және 1гц жолағы бар қабылдағыш үшін шекті қуаттан 110 дБ төмен болып келеді. 110 дБ шегінен төмен сигналды анықтауға кететін уақыт 10^4 жылдан асады.

Шығарылатын қуатты есептеуді Вебер "квадрополь" формуласы бойынша жүргізген, сол себепті алынған нәтижелерден күмәндануға негіз жоқ. Сондықтан формуладан алынған қуат дұрыс есептелмеген деп есептей аламыз. Қатенің себебі - пьезокристалда пьезоэлектрлік кернеулер механикалық түрде теңестіріледі, бұл жағдай Вебер жұмысында ескерілмеген. Гравитациялық толқындарды қабылдау релятивистік әсер болғандықтан, ультрарелятивистік денені - жарықты қолдану гравитациялық толқын өрісінің анағұрлым әсерлі индикаторына әкелуі мүмкін деп болжай аламыз. Гравитациялық өрістегі сәулелік оптика эйконал теңдеймен анықталы [3]

$$g^{\mu\nu} \frac{\partial\psi}{\partial x^\mu} \frac{\partial\psi}{\partial x^\nu} = \left(\frac{\partial\psi}{\partial x^\mu}\right) - h^{\mu\nu} \left(\frac{\partial\psi}{\partial x^\mu}\right) \left(\frac{\partial\psi}{\partial x^\nu}\right) = 0 \quad (6)$$

мұндағы $\psi = \psi(x, t)$ – эйконал, ал $h^{\mu\nu} = h^{\mu\nu}(x, t)$ – гравитациялық толқынның амплитудасы $\{x\} \equiv \{x, y, z\}$. Мұндай сипаттама сыну көрсеткіші бар ортаға тең

$$n = 1 + \frac{1}{2} h_{\mu\nu} n^\mu n^\nu \quad (7)$$

мұндағы n^μ – сәуленің таралу бағыты бойынша бірлік векторы болып табылады. Сәйкесінше сәулені гравитациялық толқын бойымен таралуы келесі өрнекті береді

$$n_{||} = 1, \quad n_{\perp} = 1 + \frac{1}{2} * h_{22} \cos 2\varphi + \frac{1}{2} h_{23} \sin 2\varphi, \quad \cos \varphi = n_2 \quad (8)$$

Интерферометр жазықтығына қалыпты жағдайда түсетін гравитациялық толқынға сәйкес келетін гравитациялық толқын бойымен таралатын жарық сәулелері үшін интерферометрдің қол ұзындығының салыстырмалы өзгеруін интерферометрдің ең жоғары сезімталдылық бағыты бойынша анықтаймыз. Яғни бұл үшін Майкельсон интерферометрі түріндегі құрылғыда гравитациялық толқын бойымен өтетін жарық сәулелерінің оптикалық ұзындықтарының салыстырмалы айырмашылығы келесідей

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{1}{2} h_{\mu\nu} n^\mu n^\nu \quad (9)$$

мұндағы l_0 -интерферометрдің қолының бұзылмаған ұзындығы. (7) өрнектен ([2], §84)

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{1}{l_0} \int_0^{l_0} \sqrt{g_{22}} dx_2 - \frac{1}{l_0} \int_0^{l_0} \sqrt{g_{11}} dx_1 \cong \frac{1}{2} h_{22} \quad (9a)$$

(7) формуланы шығару кезінде гравитациялық толқын периоды интерферометрдегі сәуленің жүру уақытынан едәуір үлкен деп болжанған.

Осылайша, гравитациялық толқын интерференциалық жолақтардың мерзімді ығысуын тудырады. (7) сәулелену энергиясының P ағыны арқылы көрсетсек, h_{23} компонентін жою үшін Ox_2 және Ox_3 осьтерін алдын ала бұрамыз. Бұл жүйеде нөлден басқа $h_{22} = -h_{33} = h$ ғана болады, сондықтан гравитациялық энергия ағыны

$$P = \frac{\omega^2 c^3 h^2}{16\pi k} = \frac{\omega^2 c h^2}{k}; \quad k = \frac{8\pi k}{c^2}, \quad (10)$$

мұндағы κ - Эйнштейннің гравитациялық тұрақтысы деп аталады. (7) өрнекті қолдана отырып, келесі өрнекті аламыз

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{1}{2\omega} \sqrt{\frac{2\kappa P}{c}} = 8,1 \cdot \frac{10^{-20}}{f} \sqrt{P} \quad (11)$$

Қарапайым жарық көздерімен минималды өлшенген $\Delta l \approx 10^{-3} \text{ \AA}, 10^{-11} \text{ см}$ -ге тең [6, 7], $\tau \sim 1$ сек құрылғысының уақыт тұрақтысында. Монохроматикалық бағытталған жарық сәулеленуінің күшті көздері мен күшейткіштерін - "лазерлерді" қолдану бұл мәнді тағы үш ретке азайтады деп болжам жасай аламыз [8].

Интерферометрдің иығын санау $l_0 \approx 10^3 \text{ см}$, минималды анықталатын өзгеріс үшін $\Delta l/l_0 \approx 10^{-14} \div 10^{-17}$; $\tau \sim 1$ сек бар.

Осылайша, интерферометр, өте әлсіз гравитациялық толқындарды анықтауға мүмкіндік береді. $f_0 = 10^{-3} \text{ гц}, P = 1 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}, \Delta l/l_0 \cong 8 \cdot 10^{-17}$. Бұл электромеханикалық тәжірибелердің мүмкіндіктерінен шамамен $10^7 \div 10^{10}$ есе жақсы.

Сезімталдық бойынша одан әрі жеңісті бақылау уақытының ұлғаюы және шу деңгейінен төмен сигналды бөлудің белгілі әдістері арқылы алуға болады. Шамамен, $\tau \sim 10^4 - 10^5 \text{ сек}$ бақылау уақыты нақты; бұл ретте $P_{min} \sim 10^{-4} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ [6,7]. Эйнштейннің еңбектерінде шу деңгейінен бөлінетін сигнал монохроматикалық синусоид болды. Пайдалы сигналдың күрделі спектрі жағдайында бұл бағалаулар біршама өзгертілуі керек, бірақ мұнымен тоқтап қалмаймыз, өйткені бұл өзгерістер интерферометр мен электромеханикалық тәжірибелер үшін бірдей. Табиғатта бар төмен жиілікті гравитациялық толқындарды анықтау үшін интерферометрмен техникалық тәжірибелер өте күрделі. Тұрақты жабдық болуы керек, барлық оптикалық жолдар бойымен ауаны жұтып алу керек. Толқынның жиілігі де, поляризациясы да, таралу бағыты да белгісіз болғандықтан, бірнеше интерферометрлер болуы керек және олардың арасындағы корреляцияны іздеу қажет.

Интерферометрлер, жалпы алғанда телескоптар сияқты, ғарыштан келетін сигналды күшейтуге арналған. [9] Алайда, олардың құрылысына байланысты олардың күшейуі телескопиялықтан бірнеше есе көп, сондықтан интерферометрлердің көмегімен өте әлсіз объектілерді байқауға болады. Майкельсон алғаш болып жұлдызды интерферометр көмегімен кейбір жұлдыздардың диаметрлерін анықтай алды. Осыған сәйкес интерферометрдың сезімталдылығы арқылы Хаббл тұрақтысын анықтай аламыз. Ол үшін гравитациялық линзаларды немесе алыс суперноваларды бақылау арқылы космологиялық қашықтықты өлшеу әдісін қолдануға болады. Мысалы, гравитациялық линзаларды бақылау кезінде интерферометр гравитациялық линзадан туындаған алыстағы галактикалардың бұрыштық бұрмалануын өлшей алады. Объектілердің бұрыштық өлшемдерін және бұрмалануларды біле отырып, кіріс линзаның массасының беттік тығыздығын бағалауға болады, бұл өз кезегінде Хаббл параметрін анықтауға мүмкіндік береді.

1929 жылы Э. Хаббл өзінің жаңалығын жариялады. Галактикадан тыс тұмандықтардың жылдамдығы, шын мәнінде, галактикалар, олардың қашықтығына пропорционал екенін анықтады, яғни [10]

$$v = H_0 l \quad (12)$$

Қызыл ығысу $z = v/c$ арқылы берілген, сәйкесінші (10) формула

$$z = \frac{H_0}{c} l \quad (13)$$

Хаббл галактикаларға дейінгі қашықтықты бірнеше кезеңмен анықтады. Жақын қашықтықтағы галактикаларға дейін Хаббл олардан бірнеше цефеидтерді анықтау арқылы табылды. Дәл осы жақын галактикаларда басқа да жарқын объектілердің жарқырауы анықталған, мысалыға бізге жақын Бикеш кластерінің галактикаларында көрінетін глобулярлық кластерлер [11]. Хаббл алыстағы (сол кездегі ұғымдар бойынша) кластерлерге дейінгі салыстырмалы қашықтықты кластердегі бесінші ең жарқын галактикалардың жарықтығы бірдей деп есептеп анықтады. Осылайша қашықтық шкаласын құруға қол жеткізілді. Нәтижесінде $H_0 \approx 500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$, мұндағы 1 Мпк (Мегапарсек) = $3.086 \cdot 10^{24}$ см -ге тең. Ғаламның кеңеюі ғаламның кеңею жылдамдығын анықтайтын космологиялық тұрақты немесе Хаббл тұрақтысы сияқты ұғыммен байланысты. Үлкен жарылыс моделіне сәйкес, Ғалам бір нүкеден кеңейе бастады және осы процесі әлі де жалғастыруда. Хаббл параметрі – бұл ғаламның кеңею жылдамдығының өлшемі. Ол галактикалардың бір-бірінен алыстау жылдамдығын анықтайды және Үлкен жарылыстан кейінгі уақытқа байланысты болып келеді

Жоғарыда айтылғандай, (10) формула бойынша $H_0 l$ көбейтіндісі ретінде есептелген жылдамдық жарық жылдамдығынан асып түсуі мүмкін. Оның жарық жылдамдығына тең қашықтығы Хаббл қашықтығы деп аталады. Ерікті сәтте және қазіргі дәуірде бұл қашықтық

$$l_H = \frac{c}{H}, \quad l_H^0 = \frac{c}{H_0}. \quad (14)$$

Қазіргі уақытта біз екінші инфляция дәуірінде өмір сүріп жатырмыз. Бұл тұжырым, жоғарыда айтылғандай, жаңа Хаббл диаграммасын құруға әкелетін бақылаулар негізінде жасалды. Екінші инфляция деп Үлкен жарылыстан кейін бірден пайда болған ғаламның жылдам, жеделдетілген кеңею кезеңін айтамыз. Екінші инфляцияны табу үшін интерферометрдің сезімталдығын өлшейміз - бұл интерферометрдің екі жақын объектіні шешу қабілетін анықтайтын параметр. Екінші инфляция объектілердің бастапқы кезеңде бөлінген қашықтығын көрсетеді. Ғаламның стандартты моделіне сәйкес, $z_g = 0.73$ қызыл ығысуынан бастап, оның жеделдетілген кеңеюі жүреді және осы уақытқа дейін үдеу өте аз болғанымен, бірнеше ондаған миллиард жылдан кейін экспоненциалды кеңею пайда болады. Масштабты фактор экспоненциалды түрде өседі

$$a \sim \left(\frac{\Omega_d^0}{\Omega_\Lambda^0} \right)^{\frac{1}{3}} sh^{\frac{2}{3}} \left(\frac{3}{2} H_* t \right) \sim 0.4598 e^{H_* t}. \quad (15)$$

Мұндағы, Ω_d^0 – заттың үлесі, Ω_Λ^0 – вакуум үлесі.

Ерікті дәуірдегі көкжиекке дейінгі қашықтық

$$l_{Hor} = l_H^0 \eta a = l_H^0 \frac{I_0 \left(\frac{x_0}{1+z}, \beta \right)}{(\Omega_{rv}^0 \Omega_\Lambda^0)^{1/4}} \frac{1}{1+z}, \quad (16)$$

$z = 0$ кезінде көкжиекке дейінгі заманауи қашықтық алынады:

$$l_{Hor}^0 = \frac{c}{H_0} \eta_0 = l_H^0 = 3.35 l_H^0 = 4.43 \cdot 10^{28} \text{ см} \quad (17)$$

Салыстыру үшін көкжиектерге дейінгі қашықтықты тағы бір рет қарастырсақ

$$l_{Hor} = l_H^0 a(\eta) \eta = \frac{c}{H_*} x I_0(x, \beta), \quad (18)$$

$$l_{Horr} = l_H^0 a(\eta) (\eta_\infty - \eta) = \frac{c}{H_0} \left(\frac{\Omega_{rv}^0}{\Omega_\Lambda^0} \right)^{1/4} x \frac{I_0(\infty, \beta) - I_0(x, \beta)}{(\Omega_{rv}^0 \Omega_\Lambda^0)^{1/4}} = \frac{c}{H_*} x [I_0(\infty, \beta) - I_0(x, \beta)]. \quad (19)$$

Екінші көкжиекке дейінгі заманауи қашықтық $l_{Horr}^0 = 4.8$ Гпк, асимптотика $l_{Horr} \rightarrow \frac{l_H^0}{\sqrt{\Omega_\Lambda^0}} =$

$\frac{c}{H_0} = 5$ Гпк. Осы шектерде бәрі әрдайым көрінеді.

Жалпылама алған кезде, көкжиек қашықтығы – бұл дегеніміз жарық жылдамдығына байланысты объектілер өзара әрекеттесе алмайтын қашықтық және де ол Хаббл тұрақтысына мен екінші инфляцияға байланысты. Ғалам неғұрлым жылдам кеңейсе, бақыланатын ғаламның көкжиегі соғұрлым алыс болады. Осылайша, Хаббл параметрі және екінші инфляция ғаламның көкжиек қашықтығына әсер етеді және оның мөлшері мен сипаттамаларын анықтайды.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. J. Weber Detection and Generation of Gravitational Waves // Phys. Rev. 1960, 117(1), Pp. 306-313.
2. V.B. Braginskii, G.I. Rukman Possibility of detecting gravitational radiation under laboratory conditions // J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R) 1961, 41, Pp. 304-305.
3. L.D. Landau, E.M. Lifshitz The Classical Theory of Fields // 1960, Vol. 2.
4. N. Feld and L. S. Benenson // Antenna Feeder Devices] in Moscow USSR:N.E. Zhukovsky Airforce Engineering Academy, 1959.
5. L.D. Landau, E.M. Lifshitz Quantum Mechanics // 1948, Vol. 3.
6. I.L. Berstein Reports of the USSR Academy of Sciences // 1956, Vol. 107, 635 p..
7. I.L. Berstein To the review "Modulation interferometry // Successes of physical sciences, 1953, Vol. 49, Pp. 631–633.
8. A.L. Shavlov Optical masers // Successes of physical sciences, 1961, Vol. 75, Pp. 569-582.
9. N.Roinishvili From Astronomi to Cosmology // 2006.
10. E.Hubble A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae // Proceedings of the National Academy of Sciences, 1929, Vol. 15(3), Pp. 168–173.
11. D. I.Nagirner Cosmological models // 2017.

ӘОЖ 524.83

ИНФЛЯЦИЯЛЫҚ КОСМОЛОГИЯДАҒЫ БАСТАПҚЫ ҚАРА ҚҰРДЫМДАРДЫҢ ПАЙДА БОЛУ МОДЕЛІ

Аралбай Нұрайым Ускумбайқызы

aralbai.nurai@mail.ru

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ, Физика-техника факультетінің 2 курс магистранты

Астана, Қазақстан

Ғылыми жетекшісі – Р. Мырзакулов

Ғаламның инфляциялық моделі, үлкен жарылыстан кейін ғаламның алғашқы кезеңдегі күйін зерттеу үшін кванттық физика мен бөлшектер физикасының идеяларын біріктіреді. Осы теория бойынша ғалам өте тұрақсыз күйде пайда болды, бұл оның алғашқы кезеңде жылдам кеңеюіне түрткі болды [1]. Сонымен қатар, бұл теория үлкен жарылыс теориясында