

**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**

- 2) найдены регулярные симметричные и асимметричные решения с толстыми доменными стенками, поддерживаемые одним классическим спинорным полем. Отметим, что, как показывают численные расчеты, для существования регулярных решений необходимо наличие космологической постоянной;
- 3) изучены свойства этих решений доменных стенок, которые зависят от наличия или отсутствия нелинейности и массового члена спинорного поля.

#### Список использованных источников

1. V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, and M. Minamitsuji, «Thick brane solutions» // Reports on Progress in Physics. – 2010.- Vol.73, 066901.
2. V. Dzhunushaliev and V. Folomeev, «Spinor brane» // General Relativity and Gravitation. – 2011. – Vol. 43, 1253.
3. V. Dzhunushaliev and V. Folomeev, «Thick brane solutions supported by two spinor fields» // General Relativity and Gravitation. – 2012. – Vol.44, 253.
4. Vladimir Dzhunushaliev, Vladimir Folomeev, *Dina Zholdakmet*, «Spinor domain wall and test fermions on an arbitrary domain wall» // European Physics Journal C. – 2023. – Vol 83, № 550  
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11742-1>

УДК-530.1,537-9/-962

### ИІСТЕР ФИЗИКАСЫНДА ДИЭЛЕКТРИКТЕРДІҢ ЖЫЛУ ӨТКІЗГІШТІГІ. ЖОҒАРЫ ТЕМПРАТУРАЛАР

**Зуһар Гүлида**

[zulhargulida@gmail.com](mailto:zulhargulida@gmail.com)

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ 4-курс студенті, Астана, Қазақстан  
Ғылыми жетекшісі: Профессор, PhD, ф.-м.ғ.к. Мырзақұл Ш. Р.

Иіс - әлемді қабылдаудың маңызды тәсілдерінің бірі. Ол біздің заттарды қабылдауымызға әсер етіп қана қоймайды, сонымен қатар күшті эмоциялар мен естеліктер қалдырады [1]. Адамның иіс сезу жүйесі мыңдаған түрлі иістерді ажырата алатын өте сезімтал және күрделі қабылдау болып табылады [2]. Қазіргі таңда медицинада онкологиялық орталығы магниттік-резонансты бейнелеу сынақтары кезінде пациенттердің клаустрофобиясын азайту үшін ауаға ваниль майын таратады және сауда алаңдарында децибел шуды азайту үшін иіс таратады [3]. Иіс мәселесі химия, биология, медицинада зерттелген, физика саласында зерттеулер әліде жеткіліксіз. Біздің басты мақсатымыздың бірі иістің физикалық қасиетін толық зерттеп адамзатқа пайда тигізу.

Мен иістердің жоғары температурада диэлектрик жылу өткізгіштігін зерттеймін. Иістер газ түрінде таралады деп есептейміз. Молекулалардың үнемі ретсіз қозғалуына байланысты газ молекуласы бір заттан шыққанда біздің сезу мүшесіміз осы молекулаларды сезеді [4]. Әдетте температура не ғұрлым жоғары болса, молекулалардың қозғалысы соғұрлым қарқынды болады. Диэлектрикте квази бөлшегі фонон болғандықтан, біз ұзын толқынды акустикалық фонондар арасындағы үш фонондық процесстер ғана шексіз жылу өткіздігішіке әкеледі; шектелген кедергіні жасау үшін қысқа толқынды фонондармен салыстыру керек. (И.Я.померанчук, 1941) [5]. Квази-импульсті  $\mathbf{k}$  қысқа толқынды фонон ұзын толқынды акустикалық фононға  $\mathbf{f}$  берілсін және  $\mathbf{k}$  фононы да  $\omega(\mathbf{k})$  спектрінің тармағында жататын қысқа толқынды фононға  $\mathbf{k} - \mathbf{f} - \mathbf{b}$  ыдырайды, біз осы қысқа толқынды фонондарды зерттеп графиктерін турғыздық.

[6] жұмыстың авторлары металл-диэлектрлік интерфейстердегі аралық қабаттардың қалыңдығы жылу шекарасының өткізгіштігіне қалай әсер ететінін зерттеген, нәтижесінде бұл

айтарлықтай өзгерістерді көрсетеді, әсіресе жұқа интерфейстік қабаттарда. Интеркабаттың электронды-фонондық қосылыс күші жылу шекарасының эволюциясын анықтауда өте маңызды. өткізгіштік, күштірек муфталар үшін жылдамырақ өзгерістер байқалады, ал қанықтыру әлсізрек муфталар үшін баяу жүреді.

Ал біз Дебай температурасынан  $\theta \sim u/d$  (немесе қарапайым бірліктерде  $\hbar u/d$ ) әлдеқайда үлкен жоғары температуралар үшін диэлектриктің жылу өткізгіш коэффициентінің температураға тәуелділігін  $(u\nabla T) \frac{\partial N_0}{\partial T} = I(\delta N)$  теңдеу бірден анықтауға мүмкіндік береді.

Барлық спектрлік тармақтардағы фонон энергиясының максималды мәні  $\theta$  -ге тең. Демек,  $T \gg \theta$  болғанда, жалпы барлық фонандардың энергиясы  $\omega \ll T$ , ал көптеген фонандар үшін  $\omega \sim \theta$ .  $N_0 = (e^{\frac{\omega}{T}} - 1)^{-1}$  тепе-теңдік таралу функциясы

$$N_0 \approx T/\omega \gg 1 \quad (1)$$

болады.

$\omega \sim \theta$  жиіліктер үшін  $\omega$  функциясы интегралдың температуралық тәуелділігіне әсер етпейді.  $(u\nabla T) \frac{\partial N_0}{\partial T} = I(\delta N)$  теңдеудің сол жағындағы  $\frac{\partial N_0}{\partial T} \approx 1/\omega$  туындысы температураны қамтымайды. Осыдан келксі қорытынды шығады

$$\chi \sim \frac{\nabla T}{T^2}, \quad \delta N = -\frac{\partial N_0}{\partial \omega} \chi \sim \frac{\nabla T}{T}.$$

Сондықтан жылу ағыны

$$\mathbf{q} = \sum_g \int \omega u \delta N \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \sim \frac{\nabla T}{T}.$$

Осылайша, жылу өткізгіштік коэффициенті температураға кері пропорционалды:

$$\chi \sim 1/T, \quad T \gg \theta. \quad (2)$$

Қарастырып отырған температура аймақтарында фонандардың еркін жүру ұзындығын бағалайық. Элементарлы газ кинетика қатынасына  $\chi \sim C \bar{v} l$  сәйкес, мұндағы  $C$  – жылу сыйымдылығы (көлем бірлігіне қатысты)  $\bar{v}$  – энергия тасымалдаушылардың орташа

жылдамдығы  $l$  — олардың жүгіріп өту ұзындығы. Жоғары температурадағы кристаллдың жылу сыйымдылығы тұрақты; фонондардың жылдамдығы тұрақты және оны дыбыс жылдамдығы ( $u$ ) ретінде бағалауға болады және содан кейін біз  $l \sim 1/T$  жүгіріп өту ұзындығы  $l$  болатынын көреміз, ұзындық атомның тербеліс амплитудасы  $d$ ,  $(\xi/d)^2 \sim T/Mu^2 \ll 1$  мұндай температура  $\sim Mu^2$  және жүгіріп өту ұзындығы мен тиімді соқтығысу жиілігі үшін  $v \sim u/l$  біз өлшемдерді табамыз

$$l \sim Mu^2 d/T, v \sim T/Mud. \quad (3)$$

Бұл жерден көреміз  $l \gg d$ . іс жүзінде барлық температура балку нүктесінен төмен болады.

Жоғарыда келтірілген пайымдауларда қарастырылған кристаллдық тордың жылу кедергісінің үш фононды механизмі барлық фонондар үшін тиімді екендігі айтылды. Әр түрлі фонон топтары тасымалдайтын энергия ағындары аддитивті, сондықтан олардың жылу өткізгіштік коэффициентіндегі үлестері де аддитивті. салыстырмалы шамадағы шағын квази-импульстары бар ұзын толқынды акустикалық фонондар ғана қатысатын процесстерді қарастырайық (біз бұл квази-импульстарды тиісті индекстері бар  $\mathbf{f}$  әрптермен белгілейміз). Мұндай процесстер үшін біз соқтығысу интегралы

$$St N \approx I(\chi) = \frac{1}{T} \int \left\{ \frac{1}{2} \sum_{g_1 g_2} \omega(k_1, k_2, k) N_0 (N_{01} + 1) (N_{02} + 1) \times \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega) (\chi_1 + \chi_2 - \chi) + \sum_{g_1 g_3} \omega(k, k_1, k_2) N_0 N_{01} N_{03} + 1 \right\} \delta(\omega + \omega_1 - \omega_3) (\chi_3 - \chi_1 - \chi) \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3}.$$

оның тәуелділігі мағанасында бағалаймыз  $f$  сәйкес  $\omega \sim k_1 k_2 k_3$ , бұл жағдайда функциясы  $\omega \sim f f_1 f_2 \sim f^3$ . Көбейткіштері  $N_0 \sim T/\omega \sim 1/f$ . Интегралдау  $k$  кеңістігінде  $f^3$  көлемі бойынша жүргізіледі, бірақ  $\delta$  — функциясы осы көлемнің ішкі бөлігін тек  $\sim f^2$  ауданы бар бетті шығарады, о с ы л а й ш а б і з с о қ т ы ғ ы с у и н т е г р а л ы н т а б а м ы з .

$$I(\chi) \sim f^2 \chi \sim f^4 \delta N$$

Соңғы өрнекте, анықтамасына  $\delta N = -\frac{\partial N}{\partial \omega} \chi = \frac{N_0(N_0+1)}{T} \chi$ . сәйкес  $\delta N \sim \chi/f^2$  ескерлген); Бұл нәтижені соқтығысудың тиімді жиілігі тұрғысынан тұжырымдауға болады

$$v(f) \sim f^4 \quad (4)$$

Кинетикалық теңдеудің  $(u\nabla T) \frac{\partial N_0}{\partial T} = I(\delta N)$  сол жағындағы  $\mathbf{u}$  көбейткіші  $f$  -ке тәуелді емес (акустикалық фонондар үшін), ал  $\partial N_0/\partial T \sim \sim 1/f$  сондықтан  $\delta N \sim 1/fv$ .

Ұзын толқынды фонондардың  $\mathbf{q}$  энергия ағына қосқан үлес  $\sim f^3$  көлемі бойынша алынған интегралмен  $\mathbf{q} = \sum_g \int \omega \mathbf{u} N \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}$  беріледі, бірақ бұл интеграл

$$\int \omega u \delta N \frac{d^3 f}{(2\pi)^3} \sim \int \frac{d^3 f}{v(f)} \quad (5)$$

кіші  $f$  үшін ол  $1/f$  сияқты жинақталмайды. Осылайша, ұзын толқынды акустикалық фонондар арасындағы үш фонондық процесстер ғана шексіз жылу өткіздігіштікке әкеледі; шектелген кедергіні жасау үшін қысқа толқынды фонондармен салыстыру керек. (И.Я.померанчук, 1941)[5].

Квази-импульсті  $\mathbf{k}$  қысқа толқынды фонон ұзын толқынды акустикалық фононға  $\mathbf{f}$  берілсін және  $\mathbf{k}$  фононы да  $\omega(\mathbf{k})$  спектрінің тармағында жататын қысқа толқынды фононға  $\mathbf{k} = \mathbf{f} + \mathbf{b}$  ыдырайды (әрі қарай пайымдау үшін,  $\mathbf{k}$  ның абсолютті шамасы маңызды емес,  $\mathbf{k} \gg \mathbf{f}$  маңыздырақ).  $\omega(k)$  функциясы кері торда периоды болғандықтан  $\omega(\mathbf{k} - \mathbf{f} - \mathbf{b}) = \omega(\mathbf{k} - \mathbf{f})$  және энергияның сақталу заңы келесідей

$$\omega(\mathbf{k}) = \omega(\mathbf{k} - \mathbf{f}) + u(\mathbf{n})f \quad (6)$$

Оң жақтағы екінші мүше-акустикалық фонон жиілігі, сызықты функция  $f(u(\mathbf{n}) = \omega(\mathbf{f})/f) -$  толқынның фазалық дыбыс жылдамдығы,  $\mathbf{n} = \mathbf{f}/f -$  бағытына байланысты).  $\omega(\mathbf{k} - \mathbf{f})$  ті кіші  $\mathbf{f}$  векторының дәрежесі бойынша жіктеу, біз бұл теңдікті келесі түрде қайта жазамыз

$$\mathbf{f} \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = f u(\mathbf{n}). \quad (7)$$

Ол қысқа толқынды фонондардың жылдамдығы дыбыс жылдамдығынан асып кеткенде ғана

$$\left| \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \right| > u(\mathbf{n}) \quad (8)$$

орындалуы мүмкін. Бұл тұрғыда дыбыс жылдамдығы ең үлкен акустикалық «қауыптты»; біз акустикалық фонондар туралы айтқанда осы тармақшаны айтамыз.

Үш фононды процесстердің басқа жағыдай үшін  $\mathbf{k}$  кеңістікте азғындалу нүктелері бар үш фонондар пайда болады соның ішінде фонон спектрінде энергияның екі немесе оданда көп фонон

тармақтар сәйкес келсе [7]; мұндай нүктелердің болуы (оқшауланған немесе түзу немесе жазықты толтырады) көп жағдайда кристал тордың симметриясынан міндетті түрде туындайды.

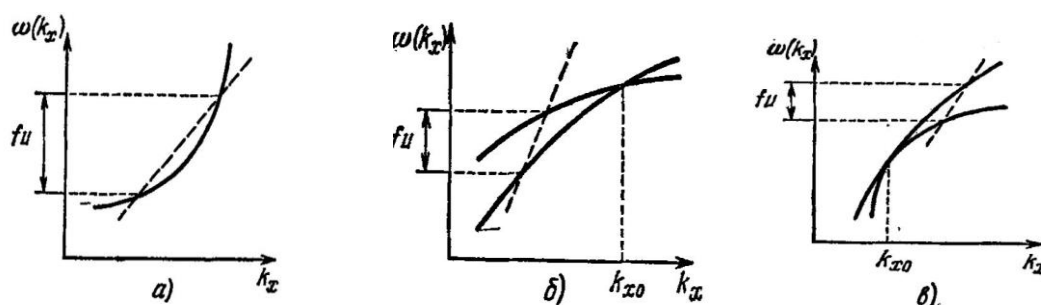
Пайда болатын мүмкіндіктерді мына графиктерде көрсетілген.

«Аса дыбыстық» алдымен қысқа толқындарды фонның қарастырылған жағыдай үшін жүргіземіз.

Берілген  $\mathbf{f}$  бағытында біз бұл бағытты  $x$  осі ретінде таңдаймыз; (сурет 1.а) Үздіксіз түзде қысқа толқынды фондар үшін  $\omega(k_x)$  байланыс сипатайды (белгіленген  $k_y, k_z$ ), (7) шартты келесі түрде жазылады

$$u_x \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k_x} = u(\mathbf{n}_x), \quad (1)$$

акустикалық шығару мүмкін екенін көреміз, егер қисықтың бір нүктеде иілу дыбыс жылдамдығымен сәйкес келсе. Онда осы нүктенің қасында қысқа толқындарды фондардың жиіліктері  $\omega(\mathbf{k})$  және  $\omega(\mathbf{k} - \mathbf{f})$  үзік түзудің ( $u(\mathbf{n}_x)$  иілуімен сызылған;) қилысу нүктелерімен беріледі. Осы нүктелердің ординатасы  $uf$  жиілігін береді



Сурет 1 – Қысқа толқынды фондардың орналасуы

Егерде  $k_x = k_{x0}$  нүктесінде  $\omega(k_x)$  (кез-келген иілуінде) екі тармақтардың қисықтар қилыса онда мұндай нүктенің қасында үш фонды процесс әр уақытта болады  $\omega(k_x), k_{x0}$  қарапайым қилсуға қарамастан бұл (сурет 1.б) немесе жанасу (сурет 1.в) суретінде осыны қарамастан екі жағыдай қысқа толқынды спектрдің әр түрлі тармағына жатады.

### Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Zald D. H., Pardo J. V. Emotion, olfaction, and the human amygdala: amygdala activation during aversive olfactory stimulation //Proceedings of the National Academy of Sciences. – 1997. – Т. 94. – №. 8. – С. 4119-4124.
2. Kudithipudi D. et al. Biological underpinnings for lifelong learning machines //Nature Machine Intelligence. – 2022. – Т. 4. – №. 3. – С. 196-210.
3. Brookes J. C. Olfaction: the physics of how smell works? //Contemporary Physics. – 2011. – Т. 52. – №. 5. – С. 385-402.

4. Xie P., DOU S. X., WANG P. Y. Model for unidirectional movement of axonemal and cytoplasmic dynein molecules //Acta biochimica et biophysica Sinica. – 2006. – Т. 38. – №. 10. – С. 711-724.

5. OKUN L. B. ИТЕР, Moscow, Russia E-mail: okun (Öheron. itep. ru //I. Ya Pomeranchuk and Physics at the Turn of the Century. – 2003. – С. 3..

6. Harter J. R. et al. Prediction of thermal conductivity in dielectrics using fast, spectrally-resolved phonon transport simulations //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2019. – V. 144. – С. 118595.

7. Herring C. Theory of the thermoelectric power of semiconductors //Physical Review. – 1954. – Т. 96. – №. 5. – С. 1163.

УДК 531.15:531.53

## **РУТНОН БАҒДАРЛАМАЛАУ ТІЛІН ОБЕРБЕК МАЯТНИГІНІҢ КӨМЕГІМЕН ҚАТТЫ ДЕНЕНІҢ АЙНАЛМАЛЫ ҚОЗҒАЛЫС ДИНАМИКАСЫН ЗЕРТТЕУГЕ ҚОЛДАНУ**

**Ибатуллина Айару Жасұланқызы**

ibatullinaaiaru@gmail.com,

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ 1-курс студенті, Астана, Қазақстан

Ғылыми жетекшісі - А.А.Жадыранова

Обербек маятнігі — шкивке жіппен бекітілген әр түрлі массалы жүктер көмегімен қозғалатын шкивтен және төрт жүкті білеу бар тік айналмалы маятник [1, 2]. Керілу күшінің өзгерісі жіптің бос ұшына бекітілген әр түрлі массалы жүктер көмегімен жасалады. Жүктерді айналу осінен әр түрлі қашықтықта [3, 4] орната отырып, құралдың инерция моментін өзгертуге болады. Жұмыста қатты дененің айналмалы қозғалысы Обербек маятнігі [5, 6] мысалында зерттелді: эксперименттік деректер негізінде маховиктің инерция моменті есептелді, маятниктің қозғалысы өлшенді, айналмалы қозғалыстың негізгі заңдары тексерілді.

Маятниктің айналатын бөлігі үшін айналмалы қозғалыс динамикасының [7, 8] негізгі тендеуін келесідей аламыз

$$M = \frac{md}{2} \left( g - \frac{2h_1}{t^2} \right) \quad (1)$$

Ең төменгі күйде жүктің потенциалдық энергиясы нөлге тең [9, 10], ал жүйенің энергиясы кинетикалық энергиямен анықталады

$$W_2 = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} \quad (2)$$

Мұндағы  $I$  - маятниктің инерция моменті;

$\omega$  -  $t$  уақытындағы шкивтің бұрыштық жылдамдығы;

$v$  - екінші күйдегі жүктің сызықтық жылдамдығы.

Айналмалы жүйенің инерция моменті келесідей табылады

$$I = \frac{m d^2}{4} \left[ \frac{g h_2 t^2}{h_1 (h_1 + h_2)} - 1 \right] \quad (3)$$