

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ, ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ, ՄՇԱԿՈՒՅԹԻ ԵՎ
ՍՊՈՐՏԻ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ ԱՐՇԱԿ ԱՇՈՏԻ

ԱՐՏԱՔԻՆ ԱԶԴԱԿՆԵՐՈՎ ՄԱԿԱԾՎԱԾ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ
ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐ ԲՈԶՈՆԱՅԻՆ ԵՎ ՖԵՐՄԻՈՆԱՅԻՆ
ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ

Ա.04.07 - «Կոնդենսացված վիճակի ֆիզիկա»
մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության
սեղմագիր

ԵՐԵՎԱՆ - 2021

Ատենախոսության թեման հաստատվել է ՀՀ ԳԱԱ Ֆիզիկայի կիրառական պրոբլեմների ինստիտուտում

Գիտական ղեկավար՝
Պաշտոնական
ընդդիմախոսներ՝

Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր Ա.Ա. Սահարյան
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր Վ. Վ. Հարությունյան
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու Վ. Ռ. Քոչարյան

Առաջատար
կազմակերպություն՝

Հայաստանի Ազգային Պոլիտեխնիկական Համալսարան

Ատենախոսության պաշտպանությունը կայանալու է 2021թ. հուլիսի 19-ին ժամը 11:00-ին Երևանի պետական համալսարանում գործող Ֆիզիկայի 049 Մասնագիտական խորհրդի նիստում:

Հասցե՝ 0025 Երևան, Ալեք Մանուկյան փ. 1, ԵՊՀ

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:
Սեղմագիրն առաքված է 2021թ. հունիսի 9-ին:

Մասնագիտական խորհրդի
գիտական քարտուղար՝



դոցենտ
Վ.Պ. Քալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Институте Прикладных Проблем Физики НАН РА

Научный руководитель:
Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук, профессор А. А. Саарян
доктор физ.-мат. наук В. В. Арутюнян
кандидат физ.-мат. наук В. Р. Кочарян

Ведущая организация:

Национальный Политехнический Университет Армении

Защита диссертации состоится 19-ого июля 2021 года в 11:00 часов на заседании специализированного совета 049 по физике при Ереванском Государственном Университете.

Адрес: ул. Алека Манугяна 1, 0025 Ереван, Армения.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Ереванского Государственного Университета

Автореферат разослан 9-го июня 2021 года

Ученый секретарь
специализированного совета



доцент
В. П. Калантарян

Ատենախոսության ընդհանուր նկարագրությունը

Թեմայի արդիականությունը Քվանտային համակարգերն օժտված են հատկություններով, որոնք չունեն իրենց դասական համանմանը և դրանց ուսումնասիրությունը կարևոր է ինչպես հիմնարար, այնպես էլ կիրառական տեսանկյուններից: Նման համակարգերը սովորաբար ենթակա են արտաքին դաշտերի ու այլ ֆիզիկական գործոնների ազդեցությանը և, չսայած վերջին շրջանում գրանցված հաջողություններին ու զարգացումներին, համապատասխան հետազոտություններում դեռ առկա են մի շարք խնդիրներ, որոնք հետագա ուսումնասիրման կարիք ունեն: Մասնավորապես, բաց քվանտային համակարգերի տեսության կարևոր խնդիրներից է շրջապատի ազդեցության հետազոտումը քվանտային համակարգի ֆիզիկական բնութագրերի վրա [1,2]: Շրջապատի առկայությունը սովորաբար հանգեցնում է դիսիպացիայի ու ֆլուկտուացիաների և համակարգը աստիճանաբար կորցնում է իր քվանտային հատկությունները: Քվանտային պրոցեսների տևողության և կայուն վիճակների որոշումը կարևոր նշանակություն ունի քվանտային հաղորդակցությունում, հաշվարկներում, ծածկագրությունում, չափագիտությունում, ոչ հավասարակշիռ թերմոդինամիկայում, ինչպես նաև օպտիմալ կառավարման և տեղեկատվության տեսություններում:

Ցածր չափայնությամբ ֆիզիկական համակարգերի տեսությունը մեկ այլ բնագավառ է, որտեղ վերջին երկու տասնամյակների ընթացքում մեծ առաջընթաց է գրանցվել: Չափայնության փոփոխությունը հանգեցնում է կիրառությունների լայն հեռանկարներ ունեցող որակապես նոր օրինաչափությունների դրսևորման: Այդ ուղղությամբ էական նվաճում է գրաֆենի և նմանատիպ երկչափ կառուցվածքների փորձնական սինթեզումը [3,4]: Այդ կառուցվածքներում էլեկտրոնային ենթահամակարգի երկարալիքային հատկությունները բավական մեծ ճշտությամբ նկարագրվում են Դիրակի մոդելով, որում լույսի արագության փոխարեն հանդես է գալիս Ֆերմի արագությունը: Վերջինս շատ փոքր է լույսի արագությունից և ռելատիվիստական երևույթները դրսևորվում են համեմատաբար փոքր արագությունների համար: Ի լրումն գրաֆենի, նման համակարգերի կարևոր օրինակներ են Վելլի կիսամետաղներն ու տոպոլոգիական մեկուսիչները: Դրանց ֆիզիկական հատկությունների ուսումնասիրումը կարևոր է նաև մասնիկների ֆիզիկայի տեսակետից՝ որպես ֆերմիոնային դաշտի պարզ մոդել: Մասնավորապես, դաշտի քվանտային տեսությունում առանձնակի հետաքրքրություն է ներկայացնում դաշտը բնութագրող ֆիզիկական մեծությունների կախվածությունը ֆոնային տարածության երկրաչափությունից ու տոպոլոգիայից: Կոր տարածությունում Դիրակի մոդելի ֆիզիկական իրացման օրինակ է էլեկտրոնային ենթահամակարգը գրաֆենային ֆոլերեններում: Համապատասխան էֆեկտիվ տարածության տոպոլոգիան S^2 է: Ավելի պարզ՝ $R^1 \times S^1$ տոպոլոգիայի իրացում են հանդիսանում գրաֆենային նանոխողովակները: Հետազոտությունների մեկ այլ ուղղություն վերաբերում է քվանտային դաշտի հատկությունների վրա սահմանների ազդեցության ուսումնասիրմանը: Այդ ազդեցությունը կարող է նկարագրվել դաշտի օպերատորի վրա համապատասխան եզրային պայմաններ դնելով: Այդ պայմանները փոխում են քվանտային դաշտի գրոյական (վակուումային) ֆլուկտուացիաների սպեկտրը, որի արդյունքում փոխվում են դաշտը բնութագրող ֆիզիկական մեծությունների միջինները: Այդ երևույթների ընդհանուր դասը հայտնի է Կազիմիրի էֆեկտ անվամբ: Գրաֆենատիպ կառուցվածքներում Դիրակի դաշտի համար սահմանների դերում հանդես են գալիս դրանց եզրերը:

Առենախոսության նպատակն է ուսումնասիրել նույն կամ խառը վիճակագրություն ունեցող մի քանի թերմոստատների հետ կապված բոզոնային ու ֆերմիոնային քվանտային համակարգերի դինամիկան և սահմանների ու տոպոլոգիայի ազդեցությունը կոնական օղակի վրա տեղայնացված ֆերմիոնային դաշտի կոնդենսատի վրա: Ստացվել են անալիտիկ արտահայտություններ համապատասխան ֆիզիկական մեծությունների համար: Դիտարկվել են.

- որպես հարմոնիկ օսցիլյատոր մոդելավորված և տարատեսակ ռեզերվուարների հետ կապված քվանտային համակարգի դինամիկան կապի տարբեր կոնֆիգուրացիաներում և լրացման թվերի ասիմպտոտական վարքը բոզոնային և ֆերմիոնային վիճակագրությունների համար,
- ֆերմիոնային կոնդենսատը շրջանագծային եզրերով կոնական օղակում այն թափանցող մագնիսական հոսքի առկայությամբ՝ եզրերի վրա դիրակյան դաշտի վրա դրվող տարբեր տիպի եզրային պայմանների համար:

Գիտական նորույթը: Նույն վիճակագրությամբ մի քանի թերմոստատների հետ կապված ֆերմիոնային և բոզոնային օսցիլյատորների համար Լանժենի ոչ մարկովյան քվանտային մեթոդի հիման վրա արտածվել են անալիտիկ արտահայտություններ լրացման թվերի համար: Լորենցիան կտրող ֆունկցիայով օհմական դիսիպացիայի դեպքում ուսումնասիրվել է համակարգի և թերմոստատների վիճակագրությունների դերը համակարգի էվոլյուցիայում: Ցույց է տրվել, որ մի քանի թերմոստատի հետ փոխազդող համակարգը համարժեք է մեկ թերմոստատի հետ փոխազդող համակարգի, եթե համակարգն ու թերմոստատներն ունեն նույն վիճակագրությունը: Առաջարկվել է մեթոդ այնպիսի խնդիրներ դիտարկելու համար, որոնցում քվանտային համակարգը փոխազդում է տարբեր վիճակագրություններով մի քանի թերմոստատների հետ:

Երկչափ կոնական օղակի վրա տեղայնացված զանգվածեղ դիրակյան դաշտի համար ուսումնասիրվել է ֆերմիոնային կոնդենսատը շրջանագծային եզրերի վրա դաշտի օպերատորի վրա դրվող սահմանային պայմանների տարբեր կոմբինացիաների համար: Համապատասխան վակուումային միջինում բացահայտորեն առաձևացվել են եզրերով և ոչ տրիվիալ տոպոլոգիայով մակածված ներդրումները: Դրանք գույգ պարբերական ֆունկցիաներ են օղակը թափանցող մագնիսական հոսքից՝ հոսքի քվանտին հավասար պարբերությամբ: Կախված սահմանային պայմաններից՝ ֆերմիոնային կոնդենսատը կարող է լինել ինչպես դրական, այնպես էլ բացասական: Համատեղելով արդյունքները Քլիֆորդի հանրահաշվի ոչ համարժեք չբերվող երկու ներկայացումները իրացնող երկու դաշտերի համար, ուսումնասիրվել է կոնդենսատը տարածական և ժամանակային անդրադարձումների նկատմամբ համաչափ մոդելներում: Քննարկվել են կիրառությունները գրաֆենային կոնների համար:

Կիրառական նշանակությունը: Քվանտային համակարգերի դինամիկ հատկությունների վրա արտաքին ազդակների ազդեցության ուսումնասիրումը կարևոր է այդ հատկությունների կառավարման մեխանիզմների տեսակետից: Դիտարկվող մոտեցման շրջանակներում առաջին անգամ ցույց է տրվել, որ տարբեր վիճակագրություն ունեցող թերմոստատները կարող են օգտագործվել ոչ ստացիոնար ասիմպտոտական լրացման թվեր ստանալու համար: Նման ասիմպտոտական վարքը կարող է օգտագործվել որպես դինամիկ հիշողություն, քանի որ

համակարգի որոշ հատկությունների մասին տեղեկատվությունը պահպանվում է համեմատաբար մեծ ժամանակահատվածում:

Ֆերմիոնային կոնդենսատը քվանտային դիրակյան դաշտի վակուումային վիճակի կարևոր լոկալ բնութագրիչ է և կարող է օգտագործվել ֆերմիոնային վակուումի կայունության ուսումնասիրման համար: Զրոյական զանգվածով դաշտի դեպքում եզրերով պայմանավորված երևույթները մակածում են ոչ զրոյական ֆերմիոնային կոնդենսատ, որը հանդիսանում է ժամանակի անդրադարձման նկատմամբ համաչափության խախտման մեխանիզմ՝ մագնիսական դաշտերի բացակայության պայմաններում: Ստացված արդյունքները կարող են օգտագործվել սֆերիկ գլխարկներով կոնական երկրաչափություններում ֆերմիոնային վակուումի, ինչպես նաև գրաֆենային կոնների էլեկտրոնային ենթահամակարգի հիմնական վիճակի հատկությունների ուսումնասիրություններում:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները:

1. Բոզոնային և ֆերմիոնային համակարգերում ռելաքսացիայի ժամանակը թույլ է կախված թերմոստատների վիճակագրական բնույթից: Անկախ ոչ մարկովյան թերմոստատները ազդում են ենթահամակարգի դինամիկայի վրա ոչ ադիտիվ ձևով: Բոզոնային (ֆերմիոնային) ասիմպտոտական լրացման թվերը չեն հետևում Բոզե-Այշթայնի (Ֆերմի-Դիրակի) բաշխմանը: Մարկովյան սահմանում, մի քանի թերմոստատի հետ կապը համարժեք է մեկ թերմոստատի հետ կապին: Վերջինիս արդյունաբար ջերմաստիճանը թերմոստատների ջերմաստիճանների միջինն է բոզոնային թերմոստատների համար, իսկ ֆերմիոնային թերմոստատների դեպքում արդյունաբար ջերմաստիճանի հակադարձը հավասար է թերմոստատների հակադարձ ջերմաստիճանների միջինին:
2. Դիսիպացիայի և դիֆուզիայի ֆիզիկական բնութագրերը կախված են անկախ թերմոստատների վիճակագրական բնույթից: Որոշակի անցումային ժամանակից հետո, ֆերմիոնային թերմոստատներով համակարգի համար շփման և դիֆուզիայի գործակիցները հասնում են իրենց ասիմպտոտական արժեքներին: Բոզոնային թերմոստատների դեպքում շփման և դիֆուզիայի գործակիցների վարքը տատանողական է: Թերմոստատների միջև առկա է էներգիայի փոխանակում օսցիլյատորի միջոցով, որն արագացնում է էներգիայի դիսիպացիան: Տարբեր վիճակագրություն ունեցող մի քանի թերմոստատների հետ կապված համակարգի դեպքում ցույց է տրվել, որ այն կարող է երբեք չհասնել ստացիոնար ասիմպտոտական սահմանի: Մեծ ժամանակահատվածների համար լրացման թվերի տատանումների պարբերությունը կախված է օսցիլյատորի հաճախությունից և ինֆորմացիա է կրում համակարգի մասին: Առաջարկվում է նման համակարգն օգտագործել որպես ոչ ստացիոնար հիշողություն:
3. Կոնական օղակի շրջանագծային եզրերի վրա ֆերմիոնային դաշտի վրա դրվող սահմանային պայմանների քննարկված դասի համար ֆերմիոնային վակուումի վիճակը միշտ կայուն է: Զրոյական զանգվածով դաշտի համար ֆերմիոնային կոնդենսատը զրոյանում է առանց սահմանների կոնական երկրաչափությունում և եզրերով կոնական օղակում ոչ զրոյական կոնդենսատի մակածումը պայմանավորված է եզրերի առկայությամբ: Զանգվածեղ

դաշտի դեպքում ոչ տրիվիալ տոպոլոգիայով և եզրերով պայմանավորված ներդրումները կոնդենսատում զույգ պարբերական ֆունկցիաներ են կոնսական օղակով պարփակված մագնիսական հոսքից՝ հոսքի քվանտին հավասար պարբերությամբ:

4. Քլիֆորդի հանրահաշվի երկու ոչ համարժեք չբերվող ներկայացումները իրացնող երկու դաշտերով ֆերմիոնային մոդելներում, եզրերի առկայությամբ պայմանավորված երևույթները, կախված եզրային պայմաններից, կարող են խախտել տարածական և ժամանակային անդրադարձումների նկատմամբ համաչափությունները: Այդ համաչափությունները կարող են խախտվել նաև կոմպակտ չափողականության երկայնքով առանձին դաշտերի վրա դրվող քվադրպարբերականության պայմաններում փուլերի տարբերության պատճառով:

Աշխատանքի ապրոբացիան: Ատենախոսության արդյունքները քննարկվել են ԳԱԱ ՀՀ Ֆիզիկայի կիրառական պրոբլեմների ինստիտուտի, Ա. Բ. Ալիխանյանի անվան ազգային գիտական լաբորատորիայի և Միջուկային հետազոտությունների միացյալ ինստիտուտի (Ռուսաստան) տեսական ֆիզիկայի լաբորատորիայի սեմինարներում:

Հրապարակումներ: Ատենախոսության թեմայով հրապարակվել է յոթ աշխատանք:

Ատենախոսության կառուցվածքը: Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, 3 գլուխներից, ամփոփումից և գրականության ցանկից: Այն շարադրված է 111 էջի վրա և ներառում է 33 նկար:

Ատենախոսության բովանդակությունը

Ներածությունում հիմնավորված է ատենախոսության թեմայի արդիականությունը և ներկայացված է թեմային վերաբերող գիտական գրականության, համատոտ ակնարկ: Ձևակերպված են աշխատանքի նպատակը, գիտական նորույթը, ստացված արդյունքների կիրառական նշանակությունը և պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները:

Առաջին գլխում քննարկված է նույն վիճակագրությունն ունեցող մի քանի թերմոստատների հետ փոխազդող քվանտային համակարգի դինամիկան: Որպես համակարգի պարզագույն մոդելներ դիտարկված են ω հաճախությամբ բոզոնային կամ ֆերմիոնային օսցիլյատորներ: Համակարգի և թերմոստատների ընդհանուր համիլտոնիանը տրվում է հետևյալ տեսքով.

$$H = H_c + \sum_{\lambda=1}^{N_b} H_{\lambda} + \sum_{\lambda=1}^{N_b} H_{c,\lambda}, \quad (1)$$

որտեղ $H_c = \hbar\omega a^{\dagger}a$ համակարգի համիլտոնիանն է, N_b -ն թերմոստատների թիվն է, λ -ն համարակալում է $H_{\lambda} = \sum_i \hbar\omega_{\lambda,i} c_{\lambda,i}^{\dagger} c_{\lambda,i}$ համիլտոնիաններով առանձին թերմոստատները: Վերջիններս մոդելավորվում են որպես անկախ ֆերմիոնային կամ բոզոնային օսցիլյատորների համախումբ $\omega_{\lambda,i}$ հաճախություններով: Համակարգի և թերմոստատների միջև փոխազդեցությունը նկարագրվում է

$$H_{c,\lambda} = \sum_i \alpha_{\lambda,i} (a^{\dagger} + a) (c_{\lambda,i}^{\dagger} + c_{\lambda,i}) \quad (2)$$

համիլտոնիանով, որտեղ $\alpha_{\lambda,i}$ իրական հաստատունները որոշում են թերմոստատի հետ կապի ուժգնությունը: Ծանան և ոչնչացման $a^\dagger, a, c_{\lambda,i}^\dagger, c_{\lambda,i}$ օպերատորները բավարարում են ստանդարտ կոմուտացման առնչություններին: Օրինակ,

$$aa^\dagger - \varepsilon a^\dagger a = 1, \quad c_{\lambda,i} c_{\lambda,i}^\dagger - \varepsilon c_{\lambda,i}^\dagger c_{\lambda,i} = 1, \quad (3)$$

որտեղ $\varepsilon = 1$ բոզոնային օսցիլյատորի համար և $\varepsilon = -1$ ֆերմիոնային օսցիլյատորի համար:

Կիրառելով (1) համիլտոնիանը, ծանան և ոչնչացման օպերատորների համար ստացվում են համապատասխան շարժման հավասարումները, որոնց լուծումներից էլ ստացվում են լրացման թվերի դինամիկան նկարագրող հավասարումները: Ըստ թերմոստատների միջինացումից հետո լրացման թվերի համար ստացվում են հետևյալ հավասարումները

$$n_a(t) = n_a(0)|A(t)|^2 + (1 + \varepsilon n_a(0))|B(t)|^2 + I_a(t) : \quad (4)$$

($a = f$ ֆերմիոնային համակարգի համար, և $a = b$ ՝ բոզոնային համակարգի համար): $A(t), B(t), I_a(t)$, ժամանակից կախված ֆունկցիաները ստացվում են այնպիսի արտահայտությունների հակադարձ Լապլասի ձևափոխությունից, որոնք պարունակում են $d(s) \equiv s^2 + \omega\Omega + s\omega K(s)$ տեսքի հայտարար, որտեղ $\Omega = \omega - 4 \sum_{\lambda,i} \frac{\alpha_{\lambda,i}^2}{\hbar^2 \omega_{\lambda,i}}$ վերանորմավորված հաճախությունն է և $K(s) = \sum_{\lambda} K_{\lambda}(s) = 4 \sum_{\lambda} \sum_i \frac{\alpha_{\lambda,i}^2}{\hbar^2 \omega_{\lambda,i}} \frac{s}{s^2 + \omega_{\lambda,i}^2}$: Լապլասի հակադարձ ձևափոխությունից հետո վերոնշյալ ֆունկցիաները արտահայտվում են $d(s) = 0$ հավասարման արմատներով, որոնք կախված են բոլոր թերմոստատների պարամետրերից և, հետևաբար, մի քանի թերմոստատի հետ կապը էվոլյուցիայի ընթացքում կարող է հանգեցնել ոչ տրիվիալ ինտերֆերենցիոն էֆեկտների:

Ածանցելով (4) հավասարումը ըստ ժամանակի, լրացման թվի համար ստացվում է

$$\frac{dn_a(t)}{dt} = -2\lambda_a(t)n_a(t) + 2D_a(t) \quad (5)$$

դիֆերենցիալ հավասարումը, որտեղ $\lambda_a(t) = -\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \ln [|A(t)|^2 + \varepsilon |B(t)|^2]$ և $D_a(t) = \lambda_a(t) [|B(t)|^2 + I_a(t)] + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} [|B(t)|^2 + I_a(t)]$ գործակիցները ժամանակից կախված շփման և դիֆուզիայի գործակիցներն են:

Լրացման թվերի ժամանակից կախվածության բացահայտ տեսքը գտնելու համար, ներմուծվում են թերմոստատների գրգռումների $\rho_{\lambda}(w)$ սպեկտրալ խտությունները, որոնք թույլ են տալիս անցնել ըստ օսցիլյատորների ինդեքսների գումարից՝ ինտեգրալի ըստ հաճախությունների. $\sum_i \dots = \int_0^\infty dw \rho(w) \dots$: Դիտարկվում են $\frac{\alpha_{\lambda,i}^2}{\hbar^2 \omega_{\lambda,i}} \rightarrow \frac{\rho_{\lambda}(w) \alpha_{\lambda,w}^2}{\hbar^2 w} = \frac{1}{\pi} \alpha_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda}^2}{\gamma_{\lambda}^2 + w^2}$ տեսքի ֆունկցիաներ (γ_{λ}^{-1} -ը λ ինդեքսով թերմոստատի հիշողության ժամանակն է):

Ասիմպտոտիկ լրացման թվերի համար ստացվում են հետևյալ արտահայտությունները

$$n_a(t \rightarrow \infty) = \sum_{\lambda=1}^{N_b} \frac{\alpha_{\lambda} \gamma_{\lambda}^2}{\pi} \int_0^\infty dw \frac{w}{\gamma_{\lambda}^2 + w^2} \{ [\omega + w]^2 n_a^{(\lambda)}(w) + [\omega - w]^2 [1 + \varepsilon n_a^{(\lambda)}(w)] \} \\ \times \frac{\prod_{\mu=1}^{N_b} (\gamma_{\mu}^2 + w^2)}{\prod_{k=1}^{N_0} (s_k^2 + w^2)}, \quad (6)$$

որոնք մարկովյան սահմանում անցնում են $n_a(t \rightarrow \infty) = n_a^{\text{eff}}(\omega) = \frac{1}{g_0} \sum_{\lambda=1}^{N_b} \alpha_\lambda n_a^{(\lambda)}(\omega)$ -ի (այստեղ $n_a^{(\lambda)}(\omega)$ -երը Բոզե-Այնշթայնի կամ Ֆերմի-Դիրակի բաշխումով տրվող լրացման թվերն են և $g_0 = \sum_{\lambda=1}^{N_b} \alpha_\lambda$): Այստեղից հետևում է, որ տարբեր ջերմաստիճան ունեցող մի քանի թերմոստատի հետ կապված համակարգը համարժեք է մեկ թերմոստատի հետ կապված համակարգի՝ g_0 կապի արդյունարար գործակցով և T արդյունարար ջերմաստիճանով: Ֆերմիոնային համակարգերի համար ստացվում է $\frac{g_0}{T} = \sum_{\lambda=1}^{N_b} \frac{\alpha_\lambda}{T_\lambda}$ առնչությունը, իսկ բոզոնայինների համար՝ $g_0 T = \sum_{\lambda=1}^{N_b} \alpha_\lambda T_\lambda$:

Թվային հաշվարկները ցույց են տալիս, որ բոզոնային համակարգի համար ժամանակից կախված լրացման թվերը տատանվում են ավելի մեծ ամպլիտուդով քան ֆերմիոնային համակարգի դեպքում: Չնայած դրան, ռելաքսացիայի ժամանակը գրեթե անկախ է թերմոստատների վիճակագրական բնույթից:

Համակարգից տարբեր վիճակագրություն ունեցող թերմոստատների հետ կապը ուսումնասիրված է **երկրորդ գլխում**: Դիտարկվող ֆորմալիզմի շրջանակներում հատուկ քննարկված է այն, թե արդյոք մի քանի թերմոստատի հետ կապված համակարգը կարող է հասնել ստացիոնար ասիմպտոտիկ սահմանի: Թերմոստատների համադրության ամենաընդհանուր դեպքում լրացման թվի օպերատորի համար արտածվում է հետևյալ դիֆերենցիալ հավասարումը

$$\begin{aligned} \frac{dn_a(t)}{dt} &= \frac{i}{\hbar} \sum_{\lambda,i} \alpha_{\lambda,i} [a(t) - a^\dagger(t)] [c_{\lambda,i}^\dagger(t) + c_{\lambda,i}(t)] \\ &= \frac{i}{\hbar} \sum_{\lambda,i} \alpha_{\lambda,i} [c_{\lambda,i}^\dagger(t) a(t) - a^\dagger(t) c_{\lambda,i}(t) + a(t) c_{\lambda,i}(t) - a^\dagger(t) c_{\lambda,i}^\dagger(t)] : \end{aligned} \quad (7)$$

(7)-ում մասնակցող օպերատորների համար տեղի ունեն հետևյալ հավասարումները

$$\begin{aligned} \frac{dc_{\lambda,i}^\dagger(t) a(t)}{dt} &= i(\omega_{\lambda,i} - \omega) c_{\lambda,i}^\dagger(t) a(t) + \frac{i}{\hbar} \alpha_{\lambda,i} [a^\dagger a(t) + a a(t)] [1 - (1 - \varepsilon_\lambda) c_{\lambda,i}^\dagger(t) c_{\lambda,i}(t)] \\ &\quad - \frac{i}{\hbar} \left[\sum_{\lambda',i'} \alpha_{\lambda',i'} (c_{\lambda',i'}^\dagger(t) c_{\lambda',i'}^\dagger(t) + c_{\lambda',i'}^\dagger(t) c_{\lambda',i'}(t)) \right] [1 - (1 - \varepsilon_a) a^\dagger a(t)], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{da(t) c_{\lambda,i}(t)}{dt} &= -i(\omega_{\lambda,i} + \omega) a(t) c_{\lambda,i}(t) - \frac{i}{\hbar} \alpha_{\lambda,i} [a^\dagger a(t) + a a(t)] [1 - (1 - \varepsilon_\lambda) c_{\lambda,i}^\dagger(t) c_{\lambda,i}(t)] \\ &\quad - \frac{i}{\hbar} \left[\sum_{\lambda',i'} \alpha_{\lambda',i'} (c_{\lambda,i}(t) c_{\lambda',i'}^\dagger(t) + c_{\lambda,i}(t) c_{\lambda',i'}(t)) \right] [1 - (1 - \varepsilon_a) a^\dagger a(t)] : \end{aligned} \quad (9)$$

Թերմոստատների և ենթահամակարգի վիճակագրության տարբերությունը հավասարումներում արտահայտվում է միայն ε_λ և ε_a գործակիցներով: Միջինացնելով ըստ թերմոստատների և կատարելով որոշակի ենթադրություններ, միջին լրացման թվի համար ստացվում է հետևյալ հավասարումը

$$\begin{aligned} \frac{dn_a(t)}{dt} &= \sum_{\lambda,i} \int_0^t ds \{ W_{\lambda,i}^-(t-s) [\bar{n}_a(s) n_{\lambda,i}(s) - n_a(s) \bar{n}_{\lambda,i}(s)] \\ &\quad + W_{\lambda,i}^+(t-s) [\bar{n}_a(s) \bar{n}_{\lambda,i}(s) - n_a(s) n_{\lambda,i}(s)] \} \\ &= \int_0^t d\tau \{ W_+(t-\tau) \bar{n}_a(\tau) - W_-(t-\tau) n_a(\tau) \}, \end{aligned} \quad (10)$$

որտեղ

$$\begin{aligned} W_+ &= \sum_{\lambda} W_+^{(\lambda)} = \sum_{\lambda,i} [W_{\lambda,i}^-(t-\tau)n_{\lambda,i}(\tau) + W_{\lambda,i}^+(t-\tau)\bar{n}_{\lambda,i}(\tau)], \\ W_- &= \sum_{\lambda} W_-^{(\lambda)} = \sum_{\lambda,i} [W_{\lambda,i}^-(t-\tau)\bar{n}_{\lambda,i}(\tau) + W_{\lambda,i}^+(t-\tau)n_{\lambda,i}(\tau)], \end{aligned} \quad (11)$$

և $W_{\lambda,i}^- = \frac{2\alpha_{\lambda,i}^2}{\hbar^2} \cos([\omega - \omega_{\lambda,i}][t - s])$, $W_{\lambda,i}^+ = \frac{2\alpha_{\lambda,i}^2}{\hbar^2} \cos([\omega + \omega_{\lambda,i}][t - s])$ և $\bar{n}_a(t) = 1 + \varepsilon_a \langle a^\dagger a \rangle$, $n_{\lambda,i}(t) = \langle \langle c_{\lambda,i}^\dagger c_{\lambda,i} \rangle \rangle$, $\bar{n}_{\lambda,i}(t) = 1 + \varepsilon_\lambda \langle \langle c_{\lambda,i}^\dagger c_{\lambda,i} \rangle \rangle$: Ներմուծելով (5)-ին համանման հավասարում թերմոստատների տարբեր կոնֆիգուրացիաների համար, ստանում ենք առնչություններ W, W_+ և շփման ու դիֆուզիայի գործակիցների միջև: Օգտվելով այդ առնչություններից արտածվում են դիտարկվող դեպքին համապատասխանող շփման և դիֆուզիայի ներմուծված գործակիցների արտահայտությունները: Ֆերմիոնային (բոզոնային) համակարգի և բոզոնային (ֆերմիոնային) թերմոստատների համար ստացվում է

$$\begin{aligned} \tilde{\lambda}(t) &= \lambda_{\bar{a}}(t) - 2\varepsilon_a D_{\bar{a}}(t), \\ \tilde{D}(t) &= D_{\bar{a}}(t) \end{aligned} \quad (12)$$

(երբ $a = f$ ($a = b$) ապա $\bar{a} = b$ ($\bar{a} = f$) և $\lambda_a(t), D_a(t)$ գործակիցները համապատասխանում են (5)-ով ներմուծված շփման և դիֆուզիայի գործակիցներին), իսկ տարբեր վիճակագրություններ ունեցող թերմոստատների դեպքում

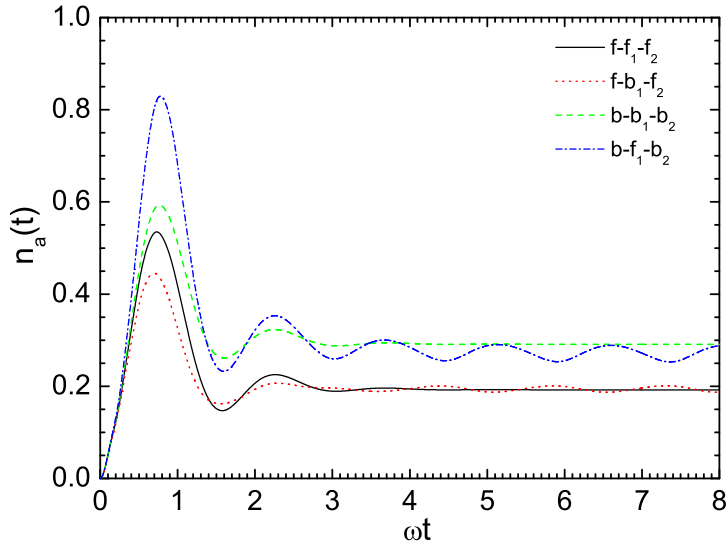
$$\begin{aligned} \tilde{\lambda}(t) &= \lambda_0(t) - 2\varepsilon_a \sum_{\lambda=1}^{N_b^a} D_a^{(\lambda)}(t), \\ \lambda_0(t) &= x\lambda_{\bar{a}}(t) + (1-x)\lambda_a(t), \\ \tilde{D}(t) &= \sum_{\lambda=1}^{N_b^{\bar{a}}} D_{\bar{a}}^{(\lambda)}(t) + \sum_{\lambda=N_b^{\bar{a}}+1}^{N_b} D_a^{(\lambda)}(t), \end{aligned} \quad (13)$$

որտեղ $x = \sum_{\lambda=1}^{N_b^{\bar{a}}} \alpha_\lambda / \sum_{\lambda=1}^{N_b} \alpha_\lambda$:

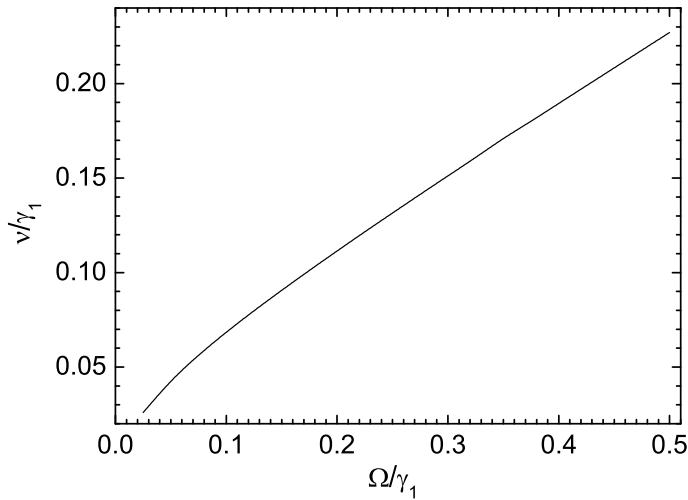
Ի տարբերություն վերևում քննարկված համակարգերի, այստեղ սահմանափակում կա կապի գործակիցների, հիշողության ժամանակների և ջերմաստիճանների վրա, քանի որ $\lambda_b(t)$ շփման գործակիցը չի գուգամիտում ստացիոնար արժեքի, երբ $t \rightarrow +\infty$: Լրացման թիվը կարող է հասնել ստացիոնար ասիմպտոտիկ սահմանի, եթե տեղի ունի հետևյալ պայմանը

$$\frac{1}{1-x} \sum_{\lambda=N_b^{\bar{a}}+1}^{N_b} I_a^{(\lambda)}(\infty) = \frac{\frac{1}{x} \sum_{\lambda=1}^{N_b^{\bar{a}}} I_a^{(\lambda)}(\infty)}{1 - \frac{2\varepsilon_a}{x} \sum_{\lambda=1}^{N_b^{\bar{a}}} I_a^{(\lambda)}(\infty)} : \quad (14)$$

Նկար 1-ում պատկերված է տարբեր բնույթի թերմոստատների հետ կապի դեպքում լրացման թվերի ժամանակից կախվածությունը պարամետրերի $\gamma_1/\Omega = 10$, $\gamma_2/\Omega = 15$, $\alpha_1 = 0.1$, $\alpha_2 = 0.05$, $g_0 = \alpha_1 + \alpha_2 = 0.15$, $kT_1/(\hbar\Omega) = 1$ և $kT_2/(\hbar\Omega) = 0.1$ արժեքների համար: Ինչպես երևում է գրաֆիկներից խառը համակարգերի դեպքում՝ $f - b_1 - f_2$, $b - f_1 - b_2$, լրացման թիվը տատանվում է որոշակի միջին արժեքի շուրջ, չունենալով



Նկար 1: Ֆերմիոնային համակարգի և ֆերմիոնային թերմոստատների ($f - f_1 - f_2$, հոծ կոր), բոզոնային համակարգի և բոզոնային թերմոստատների ($b - b_1 - b_2$, խզված կոր), և խառը ֆերմիոնային-բոզոնային-ֆերմիոնային ($f - b_1 - f_2$, կետերով կոր), բոզոնային-ֆերմիոնային-բոզոնային ($b - f_1 - b_2$, կետագծերով կոր) համակարգերի համար, հաշվարկված միջին լրացման թվերի կախվածությունը ժամանակից: Գրաֆիկները համապատասխանում են համակարգի սկզբնական պահին չլրացված վիճակին $n_a(t=0)=0$:



Նկար 2: Ֆերմիոնային-բոզոնային-ֆերմիոնային ($f - b_1 - f_2$), և բոզոնային-ֆերմիոնային-բոզոնային ($b - f_1 - b_2$) համակարգերի համար, $n_a(t)$ -ի տատանումների հաճախության կախվածությունը վերանորմավորված Ω հաճախությունից մեծ t -ի դեպքում: Երկու համակարգերի դեպքում արդյունքները համընկնում են:

ասիմպտոտիկ սահման: Երկու համակարգերի համար էլ տատանումների պարբերությունները նույնն են:

Նկար 2-ում պատկերված է լրացման թվի տատանումների հաճախության կախվածությունը համակարգի հաճախությունից: Հաշվարկները կատարվել են

պարամետրերի նույն արժեքների դեպքում ինչ որ նկար 1-ում: Ինչպես երևում է նկարից, $n_a(t)$ -ի տատանումների պարբերությունը կախված է համակարգի հաճախությունից և տեղեկատվություն է կրում համակարգի մասին:

Երրորդ գլխում դիտարկված է քվանտային ֆերմիոնային դաշտը (2+1)-չափանի տարածաժամանակում: Որպես ֆոնային երկրաչափություն վերցված է երկչափ կոնական տարածություն երկու շրջանագծային սահմաններով (կոնական օղակ): Հետագոտված է եզրերի և օղակը թափանցող մագնիսական հոսքի ազդեցությունը ֆերմիոնային կոնդենսատի վրա: Դիտարկվող խնդրի հետաքրքիր կիրառություն են գրաֆենային կոները: Դրանք ստացվում են գրաֆենի շերտից $\pi n_c/3$ անկյամբ, $n_c = 1, 2, \dots, 5$, սեկտոր կտրելով և համապատասխան եզրերը սոսնձելով: Նման ձևով ստացված կոնի բացման անկյունը տրվում է $\phi_0 = 2\pi(1 - n_c/6)$ բանաձևով:

Ֆոնային տարածաժամանակը նկարագրվում է $x^0 = t$, $x^1 = r$, $x^2 = \phi$ կոորդինատներով, որտեղ $r \geq 0$, $0 \leq \phi \leq \phi_0$: Համապատասխան մետրիկական թենզորը տրվում է $g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -r^2)$ բանաձևով: (2+1)-չափանի տարածաժամանակում առկա են Քլիֆորդի հանրահաշվի երկու ոչ համարժեք չբերվող ներկայացումներ Դիրակի 2×2 -չափանի $\gamma_{(s)}^\mu = (\gamma^0, \gamma^1, \gamma_{(s)}^2)$ մատրիցներով, որտեղ $s = \pm 1$ համապատասխանում է առանձին ներկայացումներին: Այստեղ, $\gamma^0 = \text{diag}(1, -1)$,

$$\gamma^1 = i \begin{pmatrix} 0 & e^{-iq\phi} \\ e^{iq\phi} & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_{(s)}^2 = \frac{s}{r} \begin{pmatrix} 0 & e^{-iq\phi} \\ -e^{iq\phi} & 0 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

և ներմուծված է $q = 2\pi/\phi_0$ նշանակումը: $r = a$ և $r = b$ եզրերով կոնի վրա ֆերմիոնային $\psi(x)$ դաշտը, $x = (x^0, x^1, x^2)$, բավարարում է (օգտագործված է միավորների համակարգ, որում $\hbar = c = 1$)

$$(i\gamma^\mu(\partial_\mu + \Gamma_\mu + ieA_\mu) - sm)\psi(x) = 0 \quad (16)$$

Դիրակի հավասարմանը և $(1 + i\lambda_r n_\mu^{(r)} \gamma^\mu)\psi(x) = 0$, $r = a, b$, եզրային պայմաններին, որտեղ $\lambda_r = s\lambda_r^{(s)}$ ընդունում է ± 1 արժեքներ: (16)-ում Γ_μ -ն սպինային կապակցվածության գործակիցներն են, իսկ A_μ -ն արտաքին տրամաչափային դաշտի վեկտորական պոտենցիալն է: Վերջինիս համար դիտարկված է $A_\mu = A\delta_\mu^2$ մասնավոր դեպքը, որտեղ $A = \text{const}$: A հաստատունը կապված է օղակը թափանցող Φ մագնիսական հոսքի հետ $\Phi = -2\pi A/q$ առնչությամբ: Ֆերմիոնային կոնդենսատը դիտարկված է $a \leq r \leq b$ տիրույթում, որտեղ $n_\mu^{(u)} = n_u \delta_\mu^1$ և $n_a = -1$, $n_b = 1$: ϕ ուղղությամբ դաշտի վրա դրվում է քվադրպարբերականության պայման $2\pi\chi$ փուլով:

$$\psi(t, r, \phi + \phi_0) = e^{2\pi i \chi} \psi(t, r, \phi) : \quad (17)$$

Ֆերմիոնային կոնդենսատի համար ստացվում է

$$\langle \bar{\psi} \psi \rangle = -\frac{1}{2} \sum_{\sigma} \sum_{\kappa=-,+} \kappa \bar{\psi}_{\sigma}^{(\kappa)} \psi_{\sigma}^{(\kappa)} \quad (18)$$

արտահայտությունը, որտեղ $\psi_{\sigma}^{(\pm)}$ դրական և բացասական էներգիաներին համապատասխանող դաշտի մոդերն են: Դիտարկվող խնդրում, $a \leq r \leq b$ տիրույթում դաշտի մոդերը տրվում են

$$\psi_{\sigma}^{(\kappa)} = C_{\kappa} e^{iq(j+\chi)\phi - \kappa i E t} \begin{pmatrix} g_{\beta_j, \beta_j}(\gamma a, \gamma r) e^{-iq\phi/2} \\ \frac{\epsilon_j \gamma e^{iq\phi/2}}{\kappa E + sm} g_{\beta_j, \beta_j + \epsilon_j}(\gamma a, \gamma r) \end{pmatrix} \quad (19)$$

բանաձևով, որտեղ $E = \sqrt{\gamma^2 + m^2}$ էներգիան է, $j = \pm 1/2, \pm 3/2, \dots$, $\epsilon_j = 1$, երբ $j > -\alpha$ և $\epsilon_j = -1$, երբ $j < -\alpha$, $\beta_j = q|j + \alpha| - \epsilon_j/2$, $\alpha = \chi + eA/q$: (19) բանաձևում շառավղային ֆունկցիաները տրվում են $g_{\beta_j, \nu}(\gamma a, \gamma r) = Y_{\beta_j}^{(a)}(\gamma a)J_{\nu}(\gamma r) - J_{\beta_j}^{(a)}(\gamma a)Y_{\nu}(\gamma r)$ արտահայտությամբ, որտեղ $J_{\nu}(x)$, $Y_{\nu}(\gamma r)$ Բեսելի և Նեյմանի ֆունկցիաներն են և ներմուծվել է $f_{\beta_j}^{(u)}(x) = \lambda_u n_u (\kappa \sqrt{x^2 + m_u^2} + sm_u) f_{\beta_j}(x) - \epsilon_j x f_{\beta_j + \epsilon_j}(x)$ նշանակումը: Կիրառելով մոդերի արտահայտությունները և Աբել-Պլանսայի ընդհանրացված բանաձևը, ֆերմիոնային կոնդենսատը ներկայացվում է որպես երկու ներդրումների գումար

$$\langle \bar{\psi} \psi \rangle = \langle \bar{\psi} \psi \rangle_a + \frac{q}{2\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=\pm 1} \int_m^{\infty} dx \frac{x}{\sqrt{x^2 - m^2}} \operatorname{Re} \left\{ \frac{K_{n_p}^{(b)}(bx) / K_{n_p}^{(a)}(ax)}{G_{n_p}^{(ab)}(ax, bx)} \right. \\ \left. \times \left[(sm + i\sqrt{x^2 - m^2}) G_{n_p, n_p}^{(a)2}(ax, rx) - (sm - i\sqrt{x^2 - m^2}) G_{n_p, n_p+1}^{(a)2}(ax, rx) \right] \right\}, \quad (20)$$

որտեղ ներմուծվել են Բեսելի $I_{\nu}(z)$ և $K_{\nu}(z)$ մոդիֆիկացված ֆունկցիաները և

$$\langle \bar{\psi} \psi \rangle_a = \langle \bar{\psi} \psi \rangle_{0, \text{ren}} + \frac{q}{2\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=\pm 1} \int_m^{\infty} dx \frac{x}{\sqrt{x^2 - m^2}} \operatorname{Re} \left\{ \frac{I_{n_p}^{(a)}(ax)}{K_{n_p}^{(a)}(ax)} \right. \\ \left. \times \left[(sm + i\sqrt{x^2 - m^2}) K_{n_p}^2(rx) - (sm - i\sqrt{x^2 - m^2}) K_{n_p+1}^2(rx) \right] \right\}: \quad (21)$$

$\langle \bar{\psi} \psi \rangle_a$ մասը մակաձևված է $r = a$ եզրով, եթե երկրորդ եզրը բացակայում է, իսկ $\langle \bar{\psi} \psi \rangle_{0, \text{ren}}$ մասը համապատասխանում է կոնդենսատին առանց եզրերի կոնի երկրաչափությունում: (20) և (21) բանաձևերում $n_p = q(n + 1/2) + p\alpha_0 - 1/2$, որտեղ $|\alpha_0| \leq 1/2$ ընտրոշվում է $\alpha_0 = \alpha + n_0$ առնչությամբ, n_0 -ն ամբողջ թիվ է: Ֆիզիկական արդյունքները n_0 -ից կախված չեն: Ներմուծված են նաև հետևյալ նշանակումները.

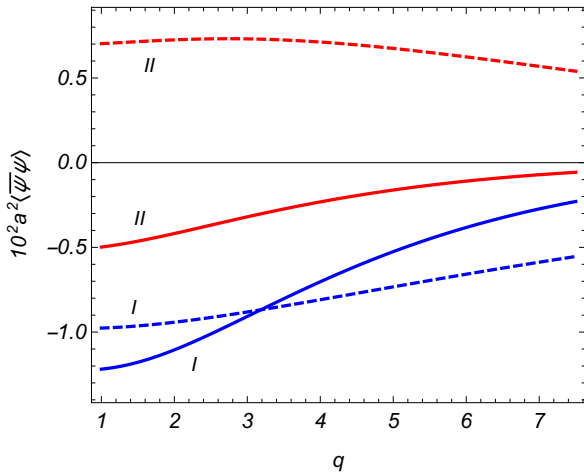
$$G_{n_p, \nu}^{(u)}(x, y) = K_{n_p}^{(u)}(x) I_{\nu}(y) - (-1)^{\nu - n_p} I_{n_p}^{(u)}(x) K_{\nu}(y), \\ G_{n_p}^{(ab)}(x, y) = K_{n_p}^{(a)}(x) I_{n_p}^{(b)}(y) - I_{n_p}^{(a)}(x) K_{n_p}^{(b)}(y). \quad (22)$$

Բոլոր առանձին ներդրումները (20)-ում գույգ պարբերական ֆունկցիաներ են օղակը թափանցող մագնիսական հոսքից՝ հոսքի քվանտի պարբերությամբ:

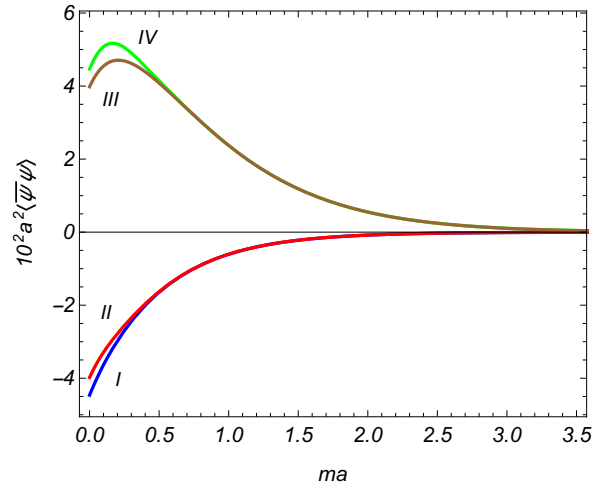
Առանց եզրերի կոնական երկրաչափությանը համապատասխանող $\langle \bar{\psi} \psi \rangle_{0, \text{ren}}$ ներդրումը դառնում է զրո $m = 0$ դեպքում և ոչ-զրոյական ֆերմիոնային կոնդենսատը պայմանավորված է եզրերով ու այն կախված չէ s պարամետրից: Ոչ-զրոյական կոնդենսատի մակաձևումը բերում է ժամանակային անդրադարձումների նկատմամբ համաչափության (T -համաչափության) խախտման:

Նկար 3-ում պատկերված է զրոյական զանգվածով դաշտի ֆերմիոնային կոնդենսատի կախվածությունը անկյան դեֆիցիտից: I և II կորերը համապատասխանում են $(\lambda_a, \lambda_b) = (1, 1)$ և $(\lambda_a, \lambda_b) = (1, -1)$ արժեքներին: Ֆերմիոնային կոնդենսատի կախվածությունը անչափ ma պարամետրից պատկերված է Նկար 4-ում, $s = 1$, $b/a = 8$, $q = 1.5$, $r/a = 2$ և $\alpha_0 = 1/4$ պարամետրերի համար: I, II, III, IV կորերը համապատասխանում են $(\lambda_a, \lambda_b) = (1, 1)$, $(1, -1)$, $(-1, 1)$ և $(-1, -1)$ արժեքներին:

Քլիֆորդի հանրահաշվի չբերվող ներկայացումներից մեկը իրականացնող ֆերմիոնային դաշտի համար Լանգրաժիանի խտության զանգվածով անդամը



Նկար 3: Ֆերմիոնային կոնդենսատի կախվածությունը անկյան դեֆիցիտից կոնական տարածությունում $\alpha_0 = 1/4, b/a = 8, q = 1.5, r/a = 3$ (հոծ կորեր) and $r/a = 5$ (խզված կորեր) պարամետրերի համար



Նկար 4: Ֆերմիոնային կոնդենսատը որպես զանգվածից ֆունկցիա պարամետրերի $s = 1, b/a = 8, q = 1.5, r/a = 2, \alpha_0 = 1/4$ արժեքների համար: Առանձին գրաֆիկները համապատասխանում են եզրային պայմանների տարբեր համադրությունների:

ինվարիանտ չէ տարածական և ժամանակի անդրադարձման ձևափոխությունների նկատմամբ: Ինվարիանտ ֆերմիոնային մոդելները կառուցվում են համադրելով երկու չբերվող ներկայացումներին համապատասխանող դաշտերը: Ստացված արդյունքները կիրառվել են գրաֆենային կոներում ֆերմիոնային կոնդենսատի ուսումնասիրության համար: Բացման անկյունը կարող է օգտագործվել որպես լրացուցիչ պարամետր էլեկտրոնային հատկությունների կառավարման տեսակետից:

Ամփոփում

1. Ոչ մարկովյան քվանտային Լանժենի մեթոդի շրջանակներում ուսումնասիրվել է լրացման թվերի դինամիկան մի քանի բոզոնային կամ ֆերմիոնային թերմոստատների հետ գծայնորեն կապված բոզոնային և ֆերմիոնային օսցիլյատորների համար: Ցույց է տրված, որ մի քանի թերմոստատով նույն վիճակագրությունն ունեցող համակարգը կարող է էֆեկտիվորեն ներկայացվել որպես մեկ թերմոստատով համակարգ:
2. Բոզոնային և ֆերմիոնային դեպքերի համար, մասնիկների վիճակագրությունը տարբերվում է սկզբնական վիճակագրությունից և չի կարող դիտարկվել որպես բոզոնային կամ ֆերմիոնային: Մարկովյան սահմանում, կապը մի քանի թերմոստատի հետ հանգում է մեկ թերմոստատի հետ կապին, որի արդյունարար ջերմաստիճանը հավասար է թերմոստատների ջերմաստիճանների կշռված միջինին՝ բոզոնային թերմոստատների դեպքում, իսկ ֆերմիոնային դեպքում արդյունարար ջերմաստիճանի հակադարձը

հավասար է թերմոստատների ջերմաստիճանների հակադարձների կշռված միջինին: Ռելաքսացիայի ժամանակը գրեթե անկախ է թերմոստատների վիճակագրական բնույթից: Մի քանի ոչ մարկոլյան թերմոստատների ազդեցությունը կոլեկտիվ ենթահամակարգի վրա ունի ոչ ադիտիվ բնույթ:

3. Մշակված մեթոդի օգնությամբ, հետազոտվել են մի քանի տարբեր վիճակագրություն ունեցող թերմոստատների հետ լրիվորեն կապված բոզոնային կամ ֆերմիոնային օսցիլյատորների լրացման թվերը: Դիսիպացիայի և դիֆուզիայի բնութագրերը կախված են անկախ թերմոստատների վիճակագրությունից: Բոզոնային թերմոստատների դեպքում, շփման և դիֆուզիայի գործակիցները տատանվում են ժամանակի ընթացքում: Կապը բոզոնային թերմոստատների հետ հանգեցնում է շփման և դիֆուզիայի գործակիցների ժամանակային կախվածության երկարացմանը և ոչ մարկոլյան վարքի: Ցույց է տրված, որ տարբեր ջերմաստիճաններով թերմոստատների միջև տեղի ունի էներգիայի փոխանակում՝ օսցիլյատորի միջոցով :
4. Լրացման թվերի կախվածությունը ժամանակից կախված է թերմոստատների բնույթից և դրանց հետ կապի ուժգնությունից: Ցույց է տրված, որ համակարգը կարող է երբեք չհասնել ստացիոնար ասիմպտոտիկ սահմանի, եթե կապված է տարբեր վիճակագրություն ունեցող թերմոստատների հետ: Ուշ պահերին, լրացման թվերի տատանումների պարբերությունը կախված է համակարգի հաճախությունից, և հետևաբար ինֆորմացիա է կրում համակարգի մասին: Սա ոչ ստացիոնար (դինամիկ) հիշողության օրինակ է:
5. Ուսումնասիրված էֆերմիոնային կոնդենսատը ընդհանուր անկյան դեֆիցիտով կոնական օղակի վրա տեղայնացված (2+1)-չափանի ֆերմիոնային դաշտի համար: Քննարկվել են Քլիֆորդի հանրահաշվի երկու չբերվող ներկայացումները իրականացնող դաշտերի դեպքերը: Դիտարկված եզրային պայմանների համար ֆերմիոնային վակուումը կայուն է: Ֆերմիոնային կոնդենսատը զույգ պարբերական ֆունկցիա է կոնը թափանցող մագնիսական հոսքից՝ հոսքի քվանտին հավասար պարբերությամբ:
6. Զրոյական զանգվածով դաշտի համար, ֆերմիոնային կոնդենսատում ոչ զրոյական ներդրումները մակաձվում են միայն եզրերով: Դա ժամանակի անդրադարձման նկատմամբ համաչափության խախտման հնարավոր մեխանիզմ է՝ մագնիսական դաշտերի բացակայության դեպքում: Օգտվելով Քլիֆորդի հանրահաշվի երկու ոչ համարժեք ներկայացումները իրականացնող դաշտերի համար ստացված արդյունքներից, ուսումնասիրվել է ֆերմիոնային կոնդենսատը գրաֆենային կոներում:

Գրականության ցանկ

1. K. Lindenberg and B. J. West, *The Nonequilibrium Statistical Mechanics of Open and Closed Systems* (VCH Publishers, Inc., New York, 1990);
2. K. Lindenberg and B. J. West, *Statistical properties of quantum systems: The linear oscillator*, Phys. Rev. A **30**, 568 (1984).
3. K. S. Novoselov et al., *Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films*, Science **306**, 666 (2004).
4. K. S. Novoselov et al., *Two-dimensional atomic crystals*, Proc. Natl Acad. Sci. USA **102**, 10451 (2005).

Ատենախոսության թեմայով հրատարակումները

1. A. A. Hovhannisyanyan, *Fermionic Condensate on Finite Radius Cones*, Armenian Journal of Physics, **14** (1) pp. 1-7 (2021):
2. A. Saharian, T. Petrosyan and A. Hovhannisyanyan, *Casimir Effect for Fermion Condensate in Conical Rings*, Universe **7** (3), 73 (2021):
3. V. V. Sargsyan, A. A. Hovhannisyanyan, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and D. Lacroix, *Applicability of the absence of equilibrium in quantum system fully coupled to several fermionic and bosonic heat baths*, Phys. Rev. E **103**, 012137 (2021):
4. A. A. Hovhannisyanyan, V. V. Sargsyan, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and D. Lacroix, *Non-Markovian dynamics of quantum systems coupled with several mixed fermionic-bosonic heat baths*, Phys. Rev. E **101**, 062115 (2020):
5. A. A. Hovhannisyanyan, V. V. Sargsyan, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, D. Lacroix, *Asymptotic equilibrium in quantum system fully coupled simultaneously to mixed fermionic-bosonic heat baths*, Physica A **545**, 123653 (2020):
6. V. V. Sargsyan, A. A. Hovhannisyanyan, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and D. Lacroix, *Non-Markovian dynamics of mixed fermionic-bosonic systems: Full coupling*, Physica A **505**, 666-679 (2018):
7. A. A. Hovhannisyanyan, V. V. Sargsyan, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and D. Lacroix, *Non-Markovian dynamics of fermionic and bosonic systems coupled to several heat baths*, Phys. Rev. E **97**, 032134 (2018):

ARSHAK HOVHANNISYAN
QUANTUM EFFECTS INDUCED BY EXTERNAL INFLUENCES IN BOSONIC AND FERMIONIC SYSTEMS

1. The dynamics of collective occupation numbers for bosonic or fermionic oscillators and several internal bosonic or fermionic heat baths coupled linearly is studied with the non-Markovian quantum Langevin approach. It is shown that the system with several heat baths of the same statistics can be effectively represented as a system with one heat bath.
2. In bosonic and fermionic cases, the statistics of particles in the effective bath differs from the original ones and cannot be taken anymore as either bosonic or fermionic. In the Markovian limit, the coupling to several bosonic baths is reduced to the coupling to one bosonic bath in which the effective temperature is a weighted average of the temperature of the original baths. Similarly, for the fermionic case the inverse temperature is the weighted average of the inverse temperatures of different original baths. The relaxation time is almost independent of the statistical nature of the baths. The influence of several independent non-Markovian baths on the dynamics of a collective subsystem is nonadditive.
3. With the help of elaborated method, the occupation numbers of a bosonic or fermionic oscillators fully coupled with several heat baths of different quantum statistics is investigated. The dissipative and diffusion aspects depend on the statistics of the independent heat baths. For the systems with bosonic baths, the friction and diffusion coefficients oscillate in time. The coupling of system with bosonic baths would elongate the time-dependence of friction and diffusion coefficients and result in non-Markovian behavior. It is found that there is energy exchange through the oscillator between the baths with different temperatures.
4. The time dependencies of occupation numbers are affected by the nature of the heat baths and oscillator as well as the coupling strengths. It is illustrated that the system might never reach a stationary asymptotic limit being coupled with baths of different statistics. At large times, the period of oscillations of occupation number depends on the frequency of oscillator and preserves information about the system. It is an example of nonstationary (dynamic) memory storage.
5. The fermion condensate is investigated for a (2+1)-dimensional fermionic field localized on a conical ring with a general value of the planar angle deficit. Both inequivalent irreducible representations of the Clifford algebra are considered. For the boundary conditions considered the fermionic vacuum state is stable. The fermion condensate is an even periodic function of the magnetic flux, enclosed by the ring, with the period equal to the flux quantum.
6. For a massless field the nonzero contributions to the fermion condensate are purely edge-induced effects. This provides a mechanism for time-reversal symmetry breaking in the absence of magnetic fields. By using the results for the separate fields realizing the inequivalent representations of the Clifford algebra, the fermion condensate is investigated in graphitic cones.

ОГАННИСЯН АРШАК
КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВНЕШНИМИ ВЛИЯНИЯМИ В
БОЗОННЫХ И ФЕРМИОННЫХ СИСТЕМАХ

1. В рамках немарковского квантового подхода, исследована динамика чисел заполнения коллективных бозонных или фермионных осцилляторов линейно связанных с несколькими термостатами. Показано, что система с несколькими термостатами с одинаковой статистикой может эффективно представляться как система с одним термостатом.
2. Для бозонного и фермионного случаев, статистика частиц в эффективном термостате отличается от статистики начальных термостатов и не является бозонной или фермионной. В марковском пределе, связь с несколькими бозонными термостатами приводится к связи с одним бозонным термостатом в котором эффективная температура равна средневзвешенной температуре начальных термостатов. Аналогично, для фермионного случая обратная эффективная температура равна средневзвешенному обратных температур отдельных термостатов. Время релаксации почти не зависит от статистической природы термостатов. Влияние нескольких термостатов на динамику коллективной системы неаддитивно.
3. С помощью разработанного метода, исследованы числа заполнения бозонных или фермионных осцилляторов полностью связанных с несколькими термостатами с разными статистиками. Диссипационные и диффузионные аспекты зависят от статистики независимых термостатов. Для бозонных термостатов, коэффициенты трения и диффузии осциллируют. Связь системы с бозонными термостатами удлиняет временную зависимость коэффициентов трения и диффузии и приводит к немарковскому поведению. Найдено, что между термостатами разных температур происходит обмен энергии через осциллятор.
4. Природа термостатов и сила связей влияют на временную зависимость чисел заполнения. Показано, что система может никогда не достичь стационарного асимптотического предела, если связана с несколькими термостатами с разными статистиками. В асимптотической области период осцилляций чисел заполнения зависит от частоты осциллятора и сохраняет информацию о системе. Это является примером нестационарной (динамической) памяти.
5. Исследован фермионный конденсат для $(2+1)$ -мерного фермионного поля локализованного на коническом кольце с общим значением дефицита угла. Рассмотрены обе неприводимые представления алгебры Клиффорда. Показано, что фермионный вакуум стабилен для рассмотренных граничных условий. Фермионный конденсат является четной периодической функцией от заключенного кольцом магнитного потока, с периодом равным кванту потока.
6. Для безмассового поля ненулевой фермионный конденсат является чисто краевым эффектом. Это представляет возможный механизм нарушения симметрии относительно обращения времени при отсутствии магнитных полей. Используя результаты для отдельных полей, реализующих

неэквивалентные представления алгебры Клиффорда, исследование фермионный конденсат в графеновых конусах.