

**ՀՀ ԿՐԹՈՒ ԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒ ԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒ ԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼ ՍԱՐԱՆ**

Հովսեփյան Գոռ Հրաչյայի

**ՖՈՏՈՆԱՑԻՆ ԲԼՈՎՄԱՐՆԱԳԻ ԵՎ ՓՈՒԼՍՑԻՆ ՓԱԿԱՆՔԻ ՍՏԱՑՈՒՄԸ ԿԵՌԻ
ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՄԱՐՈՂ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ**

**Ա.04.21 – “Լազերային ֆիզիկա”
մասնագիտություն
ֆիզիկամաթեմատիկական
գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման
արեւախոսություն**

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ – 2017

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

Овсеян Гор Грачяевич

**ПОЛУЧЕНИЕ ФОТОННОЙ БЛОКАДЫ И ФАЗОВОЙ
АВТОПОДСТРОЙКИ В ДИССИПАТИВНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ
СИСТЕМАХ КЕРРА**

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

**диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-
математических наук по специальности 01.04.21 - “Лазерная Физика”**

Е Р Е В Ա Ն – 2017

Ատենախոսությունը անթեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում

Գիտական ղեկավար՝
պրոֆեսոր

ՀՀ ԳԱԱ թղթ. անդամ
Ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր,
Գ.Յու. Կրյուչկյան

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝

ՀՀ ԳԱԱ թղթ. անդամ,
Ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր
Ա. Իշխանյան (ՖՀԻ)

Ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր,
Խ. Ներկարարյան (ԵՊՀ)

Առաջատար կազմակերպիչ ուն՝

Հայ-ռուսական (սլավոնական)
համալսարան

Պաշտպանությունը ներդրվել է նաև 2017թ. հունիսի 3-ին, ժամը 12⁰⁰-ին Երևանի պետական համալսարանի ֆիզիկայի 049 մասնագիտական խորհրդի նիստում:
Հասցեն Երևան 0025, Ալեք Մանուկյան 1.

Ատենախոսությունը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Ստեղծագրի ընդունում է 2017թ. Մայիսի 3-ին:

Մասնագիտական խորհրդի
գիտական քարտուղար՝
Քալանթարյան



Ֆիզ. մաթ. գիտ. թեկնածու,
դոցենտ
Վ.Պ.

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете

Научный руководитель:

член-кор. НАН РА,
доктор физ. мат. наук, профессор
Г.Ю. Крючкян

Официальные оппоненты:

член-кор. НАН РА,
доктор физ. мат. наук, профессор
А. Ишханян (ИФИ),
доктор физ. мат. наук, профессор
Х. Неркарарян (ЕГУ)

Ведущая организация:

Российско-армянский (славянский) университет

Защита состоится 3-го июня 2017г. в 1200 часов на заседании специализированного совета по физике 049 Ереванского государственного университета по адресу: Ереван 0025, ул. Алека Манукиана 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.

Автореферат разослан 3-ого мая 2017 г.



Աշխատանքի ընդհանուր նկարագիրը

Թեմայի արդիականությունը

Ատենախոսության նպատակն է հետազոտել, առաջարկել համակարգեր ֆոտոնային բլոկադայի և քվանտային փուլային փականքի իրականացման համար:

Ֆոտոնային բլոկադայի նկատմամբ հետաքրքրությունը պայմանավորված է տեխնոլոգիաներում դրա լայն կիրառմամբ: Քանի որ ֆոտոնային բլոկադայում մեկ ֆոտոնը կառավարում է մյուսի մուտքը համակարգ, ապա կառավարելի ֆոտոնային բլոկադայի դեպքում հնարավոր է ստանալ ֆոտոնային տրանզիստորներ: Միաֆոտոն տրանզիստորի իրագործման մոդել առաջարկվել է նանոչափերի մակերեսային պլազմոններում ֆոտոնային բլոկադայի իրագործմամբ [1], իսկ կիսահաղորդչային միկրոռեզոնատորներում, կրկին ֆոտոնային բլոկադայի միջոցով առաջարկվել է օպտիկական դիոդի մոդելը [2]:

Մի ֆոտոնի ծնման արգելափակումը մյուսի առկայությամբ դեպքում, բերում է ֆոտոն-ֆոտոն փոխազդեցության անհրաժեշտության, այսինքն օպտիկական համակարգում ոչ գծային տարրի առկայության: Առաջին աշխատանքները կատարվել են լույս-ատոմ համակարգերում, որտեղ ոչ գծային տարրի դերը կատարում է լույս-ատոմ փոխազդեցությունը: Այդ համակարգերը մոդելավորվում են Ջեյնս-Քամինգսի աստիճանային սեփական վիճակների միջոցով [3], և ֆոտոնային արգելափակում դիտելու համար անհրաժեշտ է դիտարկել լույս-ատոմ ուժեղ փոխազդեցությունները:

Ֆոտոնների արգելափակումը և լույսի անհամախմբվածությունը (antibunching) բազմիցս դիտվել է երկմակարդակ համակարգերում [4] ոչ

գծային տարրի առկայության դեպքում: Երկմակարդակ համակարգում երկու ֆոտոնի առաջացման հավանականությունը մոդելի ընտրությամբ արդեն իսկ նվազեցված է, այնուամենայնիվ այդ համակարգերում ֆոտոնի արգելափակումը և լույսի անհամախմբվածությունը ունեն և՛ տեսական, և՛ փորձարական հետաքրքրություն [2, 3]:

Ֆոտոնային բլոկադայի ստացման, ուժեղացման համար օպտիկական համակարգերում կիրառվել են նաև էլեկտրամագնիսական ինդուկցված թափանցելիությունը [5,6], որտեղ սեփական վիճակները ղեկավարելի են Ռաբի հաճախության միջոցով, որն էլ ապահովում է էլեկտրամագնիսական ինդուկցված թափանցելիությունը: Ֆոտոնային բլոկադան դիտվել է նաև ավելի բարդ համակարգերում՝ քվանտային թունելացման շնորհիվ լոկալիզացված մակերևույթային պլազմոններում [7], երկ-էքսիտոնային համակարգերում [8], առաջարկվել են փորձարարական լուծումներ նանոսոցիլատորներում [9], նանոռեզանոտարական համակարգերում [10], գերհաղորդիչ շղթաներում [11], ռեզոնատորային քվանտային էլեկտրոդինամիկ համակարգերում [12], պինդ մարմնային համակարգերում [13]:

Բացի այդ, ուժեղ քվանտային ռեժիմում աշխատանքի համար անհրաժեշտ է պայքարել դեկոհերենտության դեմ, որը խանգարում է քվանտային վիճակի ձևավորմանը: Քվանտային վիճակի ձևավորման համար կարևոր է ոչգծայնության և մարման գործակիցների հարաբերությունը: Վերջին տարիներին կապված բարդ համակարգեր միջոցով հնարվոր է եղել բարձր ոչգծայնությամբ համակարգերի ստեղծումը, ինչպիսիք են՝ ռեզոնատորում տեղադրված ատոմական համակարգերը, Ջոսեփսոնի անցումով պայմանավորված շղթաները [15], որտեղ ոչգծայնությունը տասնյակ անգամ մեծ է ատոմական միջավայրերի ոչգծայնությունից :

Ատենախոսությունը նվիրված է ֆոտոնային արգելափակման տեսական հետազոտություններին, մասնավորապես առաջ են քաշվել մի քանի օպտիկական համակարգերի սխեմաներ, որոնցում կարելի է ստանալ ֆոտոնային արգելափակումը: Ատենախոսությունում քննարկված է նաև արգելափակման տևողությունը երկարացնելու մեթոդը արտաքին ժամանակից կախված ղեկավարող դաշտի միջոցով: Տեսական

հաշվարկներում հաշվի է առած միջավայրի ազդեցությունը: Որպես մաթեմատիկական մոդել ծառայում է Կերրի ոչգծայնությամբ անհարմոնիկ դիսպիատիվ օսցիլատորը, երբ այն գրգռվում է արտաքին դաշտով: Վերը քննարկված բոլոր համակարգերը՝ նանոմեխանիկական օսցիլատորները, օպտիկական նանոտեղոնատորները և այլն հնարավոր է բնութագրել դիտարկված մոդելով, այդ իսկ պատճառով էլ դրա ուսումնասիրությունը բավականին արժեքավոր կարող է լինել փորձի հնարավորինս լավ մոդելավորման համար: Քննարկվել են արտաքին դաշտի և օսցիլատորի պարամետրերի ազդեցությունը ֆոտոնային բլոկադայի վրա:

Աշխատանքի մեկ այլ նպատակն է ուսումնասիրել փոլային փականքը քվանտայի քաոսի ռեժիմում, ինչը ունի և՛ տեսական, և՛ կիրառական նշանակություն: Փոլային փականքով օսցիլատորները հանդիսանում են հաճախության փոփոխման գործիքներ, որոնք ունեն ոչգծային բնույթ: Սրանք իրենց դերն են գրավել քվանտային համակարգիչների ստեղծման մեջ [16,17]:

Արեւնահոսության նպատակն է

- Հետազոտել Կերրի ոչ գծային քվանտային անհարմոնիկ դիսպիատիվ օսցիլատորի վարքը ցածր ֆոտոնների լրացման թվի և մեծ ոչգծայնությունների դեպքում և հնարավոր քվանտային երևույթների, վիճակների իրականացումը:
- Ֆոտոնային բլոկադայի ստացման նոր մեթոդների տեսական հետազոտությունը Կերրի ոչ գծային քվանտային անհարմոնիկ դիսպիատիվ օսցիլատորում:
- Արտաքին ջերմային ֆոտոնների և արտաքին դաշտի Գաուսյան իմպուլսների պարամետրերի ազդեցությունը քվանտային անհարմոնիկ դիսպիատիվ օսցիլատորների վարքի վրա:
- Դիսպացիայի ազդեցության տեսական հետազոտությունը անհարմոնիկ օսցիլատորում իրականացվող բլոկադայի վրա:
- Չիրպացված արտաքին դաշտի ազդեցությամբ քվանտային անհարմոնիկ դիսպիատիվ օսցիլատորի տեսական հետազոտությունը:

- Պարամետրիկ փուլային փականքով օսցիլատորներում քվանտային քաոսի և փուլային փականքի տեսական հետազոտությունը արտաքին Գաույան իմպուլսների ազդեցությամբ:

Գիտական նորույթը

- Առաջարկվել են քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլատորում ֆոտոնային բլոկադայի ստացման նոր մեթոդներ՝ կիրառելով հաջորդական Գաույան իմպուլսներ:
- Քվանտային մարող անհարմոնիկ օսցիլատորի տեսության զարգացումը ռեզոնանսային տիրույթում, մեծ ոչգծայնությունների դեպքում:
- Մշակվել է տեսություն, թե ինչպես են արտաքին ջերմային ֆոտոնների թիվը և Գաույան իմպուլսի պարամետրերը ազդում քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլատորի վրա:
- Չիրպացված արտաքին դաշտի ազդեցությունը քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլատորի վարքի վրա:
- Քվանտային քաոսի և փուլային փականքի ստացումը պարամետրիկ փուլային փականքով օսցիլատորներում արտաքին Գաույան իմպուլսների կիրառմամբ:

Կիրառական նշանակությունը

Ատենախոսությունում ստացված արդյունքները, բացի տեսական հետաքրքրությունից, ունեն նաև մեծ կիրառական նշանակություն: Օսցիլատորների դիտարկված մոդելները կարող են կիրառվել նանոմեխանիկական օսցիլատորներում, գերհաղորդական Ջոսեփսոնի հանգույցով շղթաներում, ինչպես նաև օպտիկաալիքային համակարգերում: Այս համակարգերում ֆոտոնային բլոկադան և քվանտային վիճակների գեներացիան կարող է կիրառվել քվանտային համակարգիչների, ֆոտոնային տրանզիստորների իրականացման, քվանտային սկզբունքով աշխատող հեռահաղորդակցության միջոցների և այլ նորանոր քվանտային տեխնոլոգիաների իրականացման համար:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները

- Բազմաֆոտոնային բլոկադայի ստացման նոր մեթոդ ոչ գծային դիսիպատիվ օսցիլատորում արտաքին Գաուսյան իմպուլսների կիրառմամբ :
- Ոչ գծային դիսիպատիվ քվանտային օսցիլատորի վրա, արտաքին ջերմային ֆոտոնների միջին թվի և Գաուսյան իմպուլսների պարամետրերի ազդեցության տեսության մշակում:
- Ոչ գծային դիսիպատիվ քվանտային օսցիլատորի վարքի և ֆոտոնային բլոկադայի ստացման տեսության մշակումը չիպացված արտաքին դաշտի դեպքում:
- Պարամետրիկ ոչ գծային դիսիպատիվ օսցիլատորում քվանտային քաոսի և փուլային փականքի ստացման տեսության մշակումը արտաքին Գաուսյան իմպուլսների ազդեցությամբ:

Աշխատանքի փորձահավանությունը

Ատենախոսության հիմնական դրույթները քննարկվել են ՀՀ ԳԱԱ ՖՀԻ սեմինարներին, և ներկայացվել են հետևյալ գիտաժողովներին՝ IONS(International Network of OSA Students) Armenia, IONS North America 7, Laser Physics 2015 և այլն:

Հրապարակումները

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները տպված են 4 գիտական հոդվածներում, որոնց ցուցակը բերված է սեղմագրի վերջում:

Արենախոսության կառուցվածքը

Ատենախոսությունը կազմված է ներածությունից, չորս գլխից, եզրակացությունից և հղված գրականությունների ցանկից: Ատենախոսության ծավալը 110 էջ է, այն պարունակում է 34 նկար և 127 գրականության հղում:

Աշխատանքի բովանդակությունը

1-ին գլուխը ունի ներածական բնույթ: Այնտեղ ներկայացվում է քվանտային անհարմոնիկ օսցիլատորի մաթեմատիկական մոդելը և դրանով իրականացվող ֆիզիկական համակարգերը: Այս գլխում ներկայացված են

նաև բաց քվանտային համակարգերի հետազոտման մեթոդները, ինչպես նաև համառոտ նկարագրված են այն ֆիզիկական մեծությունները, որոնք անհրաժեշտ են հետագա հաշվարկների համար:

1.1 ենթագլխում շարադրված է խտության մատրիցի ընդհանուր տեսությունը, ինչպես նաև խտության մատրիցի հավասարումը՝ համակարգը շրջապատող միջավայրի հետ փոխազդեցության դեպքում: Շարադրված տեսությունը ներկայացված է Մարկովյան պրոցեսների մոտավորությամբ:

1.2 ենթագլխում շարադրված է քվանտային վիճակները փուլային տարածությունում ներկայացնելու տեսությունը, մասնավորապես նկարագրված է Վիգների ֆունկցիան և դրա հատկությունները:

1.3 ենթագլխում շարադրված է Ֆոն-Նեյմանի հավասարման լուծման թվային մեթոդները բաց համակարգերի համար:

1.4 ենթագլխում շարադրված է քվանտային անհարմոնիկ օսցիլյատորի ընդհանուր տեսությունը: Նկարագրված է արտաքին դաշտի դեկավարմամբ քվանտային անհարմոնիկ օսցիլյատորի մոդելը պտտվող ալիքի մոտավորությամբ, որը բնութագրվում է հետևյալ Համիլտոնյանով՝ $H = \Delta a^+ a + \chi (a^+)^2 a^2 + f(t)(\Omega a^+ + \Omega^* a)$, այստեղ $\Delta = \omega_0 - \omega$ ապալարքն է արտաքին դաշտի հաճախության և օսցիլյատորի սեփական հաճախության միջև, χ -ն ոչգծայնության գործակիցն է, a^+ և a -ն համապատասխանաբար ծնման և ոչնչացման օպերատորներն են, Ω -ն դաշտի ամպլիտուդը, իսկ $f(t)$ -ն Գաուսյան իմպուլսների հաջորդականությունն է, որը նկարագրվում է հետևյալ տեսքով՝

$$f(t) = \sum_{k=0}^n e^{-\frac{(t-k\tau)^2}{\tau^2}},$$

որտեղ τ -ն երկու իմպուլսների միջև ինտերվալն է,

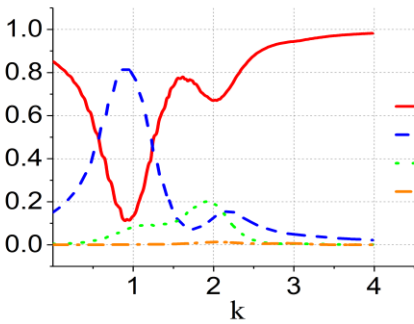
T -ն իմպուլսի տևողությունը, իսկ n -ը իմպուլսների թիվն է: Նկարագրված են նաև այս մաթեմատիկական մոդելով ներկայացվող ֆիզիկական համակարգերը և դրանց ընդհանուր բնութագրերը, կիրառման տիրույթները:

1.5 ենթազխում նկարագրված են լույսի տեսակները ըստ ֆոտոնային վիճակագրության, մասնավորապես ներկայացված են խմբավորված, հակախմբավորված և կոհերենտ լույսերի հատկությունները:

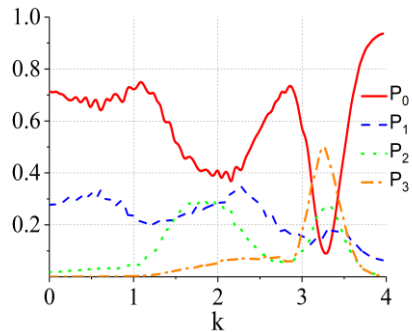
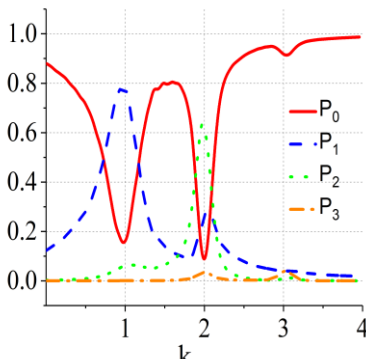
1.6 ենթազխում շարադրված է առաջին գլխի համառոտ ամփոփումը:

2-րդ գլխում ներկայացված է Կերրի ոչգծայնությամբ ռեզոնատորում բազմաֆոտոնային բրկադայի ստացման նոր մեթոդներ Գաուսյան իմպուլսներով մոդուլացված արտաքին դաշտի դեպքում: Ստացված արդյունքները համեմատվում է մոնոքրոմատիկ արտաքին դաշտի կիրառմամբ ստացված ֆոտոնային բրկադայի հետ:

2.1 ենթազխում շարադրված է ֆոտոնային բրկադայի համառոտ



Նկ.1 Իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում, իմպուլսի առավելագույն արժեքին համապատասխանող P_n կախվածությունը ապալարքի գործակցից, միաֆոտոնային բրկադայի ռեժիմի համար: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$



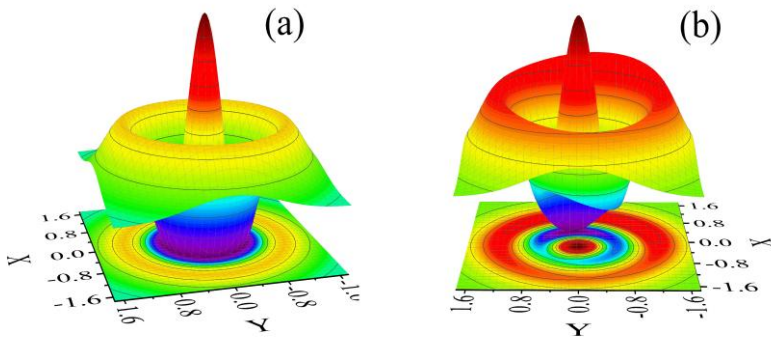
Նկ. 2 Իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում, իմպուլսի առավելագույն արժեքին համապատասխանող P_n կախվածությունը ապալարքի գործակցից երկֆոտոնային և եռաֆոտոնային բրկադայի ռեժիմի համար: Պարամետրերն են՝ համապատասխանաբար $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$, $\chi/\gamma = 11$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$

տեսությունը: Ցույց է տրվել, որ ֆոտոնային բլոկադայի ստացման հավանականությունը Կերրի ոչգծայնությամբ ռեզոնատորում մոնոքրոմատիկ արտաքին դաշտի դեպքում սահմանափակված է 0.5-ով:

2.2 ենթազվխում դիտարկված է Կերրի ոչգծայնությամբ ռեզոնատորը արտաքին Գաուսյան իմպուլսներով մոդուլացված դաշտի դեպքում, նկարագրված է Գաուսյան իմպուլսի պարամետրերի համար: Քննարկված է այն ամենաօպտիմալ պայմանը, որի դեպքում ստացվում է մաքսիմալ հավանականությամբ ֆոտոնային բլոկադա:

2.3 ենթազվխում ներկայացված է միաֆոտոնային բլոկադայի ստացումը Գաուսյան իմպուլսներով մոդուլացված արտաքին դաշտի դեպքում: Ցույց է տրվել, որ Գաուսյան իմպուլսների կիրառման դեպքում հնարավոր է ստանալ միաֆոտոնային բլոկադա 0.82 հավանականությամբ, որը մոտ 1.6 անգամ գերազանցում է մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում ստացված արդյունքից: Արդյունքները պատկերված են նկարում, որտեղ $k = 1 - \Delta/\chi$:

2.4 ենթազվխում ներկայացված է երկֆոտոնային և եռաֆոտոնային



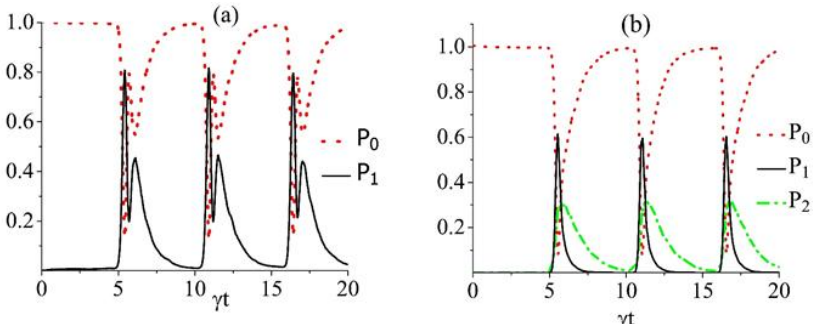
Նկ. 3 (a)-ում պատկերված է մաքուր երկֆոտոնային [2] Ֆոկի վիճակի Վիզների ֆունկցիան, (b)-ում պատկերված է իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում, իմպուլսի առավելագույն արժեքին համապատասխանող պահի Վիզների ֆունկցիան երկֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմի համար: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$.

բլոկադայի ստացումը կրկին Գաուսյան իմպուլսների կիրառման դեպքում: Այստեղ ստացվել է երկֆոտոնային բլոկադա 0.6 հավանականությամբ և եռաֆոտոնային բլոկադա 0.4 հավանականությամբ: Արդյունքները պատկերված են նկարում, համապատասխանաբար երկֆոտոնային և եռաֆոտոնային ռեժիմների համար: Այս բաժնում դիտարկվել է նաև ստացված վիճակների Վիզների ֆունկցիաների և համապատասխան մաքուր վիճակների համեմատությունը:

2.5 ենթագլխում ներկայացված է երկրորդ գլխի ամփոփումը:

3-րդ գլխում ներկայացված է ջերմային ֆոտոնների թվի այն սահմանը, որից սկսած Ֆոկի վիճակը վերանում է դեկոհերենտության պատճառով: Այս գլխում ներկայացված է նաև Գաուսյան իմպուլսի պարամետրերի, ինչպես նաև չիրպացված արտաքին դաշտի ազդեցությունը Ֆոկի վիճակի գեներացման և ֆոտոնային բլոկադայի վրա:

3.1 ենթագլխում համառոտ նկարագրված է, թե ինչպես են ջերմային աղմուկները ազդում քվանտային համակարգերի վրա: 3.2 ենթագլխում

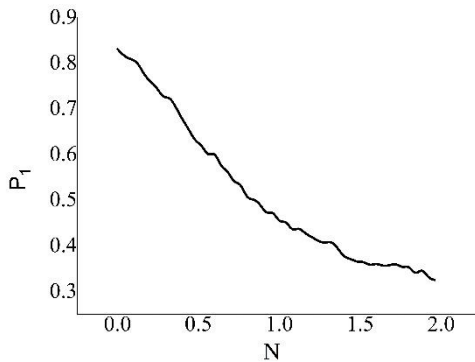


Նկ. 4 Իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում P_n կախվածությունը ժամանակից: Պարամետրերն են՝ համապատասխանաբար $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$ - 1, $\chi/\gamma = 11$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$.

նկարագրված է ջերմային ֆոտոնների միջին թվի ազդեցությունը Կերրի ոչ գծային մարդը համակարգերում Ֆոկի վիճակի գեներացիայի վրա: Նկար 4-ում պատկերված են համապատասխանաբար միաֆոտոնային և

երկֆոտոնային Ֆոկի վիճակների հավանականությունը ժամանակից կախված, երբ ջերմային ֆոտոնների թիվը 0.1 է, իսկ ջերմային ֆոտոնների թվի աճմանը զուգընթաց միաֆոտոնային վիճակի հավանականությունը նվազում է գրաֆիկում պատկերված տեսքով:

3.3 Ենթազլխում դիտարկվել է Գաուսյան իմպուլսի պարամետրերի ազդեցությունը միաֆոտոնային և երկֆոտոնային վիճակի գեներացման վրա: Ցույց է տրվել, որ լայն և բարձր ամպլիտուդով իմպուլսները բերում են բազմակի գրգռումների, այսինքն՝ մեկ իմպուլսի ընթացքում հնարավոր է ստանալ մի քանի միաֆոտոնային վիճակ:

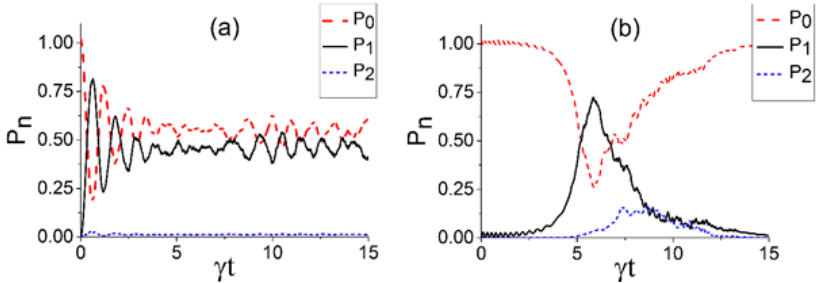


Նկ. 5 -ում պատկերված է իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում, իմպուլսի առավելագույն արժեքին համապատասխանող պահերի վիզների ֆունկցիան միաֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմի համար: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$:

3.4 Ենթազլխում ներկայացված է, թե ինչպես են չիրպացված հաճախությամբ դաշտերը կիրառվում քվանտային և դասական տարբեր համակարգերում բարձր էներգիական մակարդակների հասնելու համար:

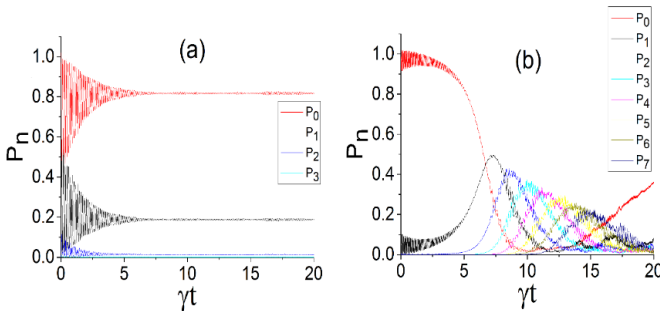
3.5 Ենթազլխում դիտարկվել է քվանտային անհարմոնիկ օսցիլյատորը արտաքին չիրպացված դաշտի դեպքում: Այդ համակարգի համար Համիլտոնյանը ունի հետևյալ տեսքը $H = \Delta(\tau)a^+a + \chi(a^+)^2a^2 + \Omega(a^+ + a)$, որտեղ, χ -ն ոչգծայնության գործակիցն է, a^+ և a -ն համապատասխանաբար ծնման և ոչնչացման

օպերատորներն են, Ω -ն դաշտի ամպլիտուդը, իսկ է $\Delta(t)=\Delta_0 - \alpha t$
ժամանակից կախված ապալարքն, α -ն չիրպի գործակիցն է:



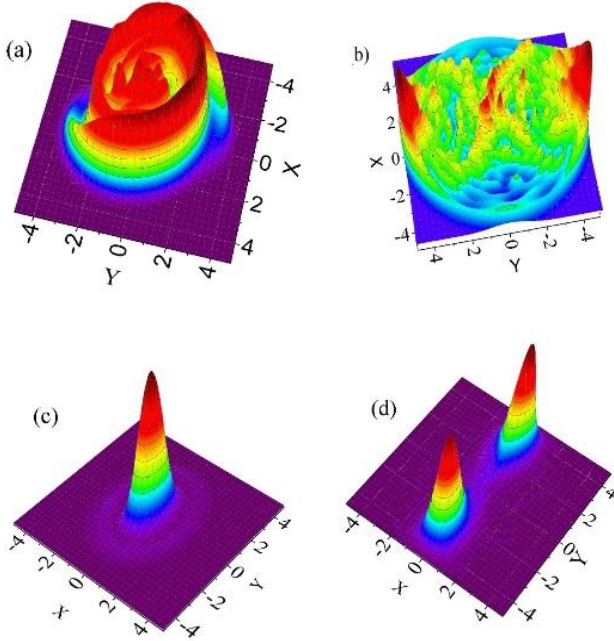
Նկ. 6 Ֆոտոնային վիճակի հավանականության կախվածությունը ժամանակից (a), մոնոքրոմատիկ դաշտի համար, (b) չիրպային դաշտի համար: Պարամետրերն են՝ (a), $\chi/\gamma = 5$, $\Omega/\gamma = 2.5$, $\alpha/\gamma^2 = 0$, (b), $\chi/\gamma = 5$, $\Omega/\gamma = 2.5$, $\alpha/\gamma^2 = 7$:

3.6 ենթազվյալում դիտարկվել է չիրպացված դաշտի ազդեցությունը Կերրի ոչ գծային ռեզոնատորներում ֆոտոնային բրկադայի ստացման վրա: Ցույց է տրվել, որ չիրպային դաշտի միջոցով և առանց ինպուլսների



Նկ. 7 Ֆոտոնային վիճակի հավանականության կախվածությունը ժամանակից Մոնոքրոմատիկ արտաքին դաշտ $\Delta = 40, \chi/\gamma = 10, \Omega/\gamma = 20, \alpha/\gamma^2 = 0$ (b) չիրպացված արտաքին դաշտ $\Delta = 40, \chi/\gamma = 10, \Omega/\gamma = 20, \alpha/\gamma^2 = 16$:

կիրառման կարելի է ստանալ բարձր հավանականությամբ միաֆոտոնային բլրկադա, մոտ 0.75 հավանականությամբ: Այս արդյունքը 0.25-ով ավելին է, քան մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում: Առանց չիրպի և նրա կիրառման դեպքում հավանականության ժամանակային կախվածությունները



Նկ. 8 Վիզների ֆունկցիաները ֆոտոնների միջին թվի առավելագույն (b),(d) և փոքրագույն (a),(c) արժեքների դեպքում: (a), (b) $\Delta = -20, \chi/\gamma = 1,$
 $\Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$

պատկերված են նկար 6-ում: Նշված արդյունքը ստացվել է համեմատաբար փոքր ոչգծայնության գործակցի դեպքում, այնինչ նույն ոչգծայնության դեպքում իմպուլսների կիրառմամբ ֆոտոնային բլրկադայի հավանականությունը ավելի ցածր է: Այս բաժնում ստացվել են նաև բարձրֆոտոնային Ֆոկի վիճակներ աստիճանային թռիչքների մեթոդով (ladder climbing) նկար 7:

3.7 ենթագլխում ներկայացված է երրորդ գլխի ամփոփումը:

Չորրորդ գլխում դիտարկվել է պարամետրիկ ոչ գծային օսցիլյատորում աշխատանքային ռեժիմների ուսումնասիրությունը, որտեղ համակարգը գտնվում է քվանտային քաոսի ռեժիմում: Դիտարկվել է այդ ռեժիմում փուլային փականքի երևույթը, ինչպես նաև այդ ռեժիմի ուսումնասիրման համար դիտարկվել է ֆոտոնային վիճակագրությունը և խնդրի կիսադասական մոտեցմամբ լուծումը:

4.1 Ենթագլխում ներկայացված է պարամետրիկ ոչ գծային օսցիլյատորի մոդելը արտաքին Գաուսյան իմպուլսներով մոդուլացված դաշտի դեպքում: Այդ մոդելի Համիլտոնյանը պտտվող ալիքի մոտավորությամբ ունի հետևյալ տեսքը՝ $H = \Delta a^\dagger a + \chi(a^\dagger a)^2 + f(\tau)(\Omega a^{\dagger 2} + \Omega^* a^2)$, այս համակարգի համար ապալարքը ունի հետևյալ տեսքը՝ $\Delta = \omega_0 - \omega/2$: Ինչպես նաև ներկայացված են այնպիսի ֆիզիկական համակարգեր որոնք բնութագրվում են նշված Համիլտոնյանով:

4.2 Ենթագլխում ներկայացված են համակարգի երկու տարբեր աշխատանքային ռեժիմներ՝ ռեգուլյար և քաոսային (Նկ.8): Դիտվել է, որ դրական ապալարքի դեպքում ստացվում է միմիայն ռեգուլյար ռեժիմ, որտեղ ստացվում են երկու փուլային փականքով վիճակներ, իսկ բացասական ապալարքի դեպքում, երբ բավարարվում են $\Omega \approx \Delta$, $\pi/2 \leq \tau/T \leq 2\pi$ պայմանները, համակարգը ընկնում է քաոսային ռեժիմ, որտեղ չնայած քաոսային ռեժիմի, այնուամենայնիվ դիտվում են փուլային փականքով վիճակներ: Այդ ռեժիմում Վիգների ֆունկցիան ընդունում է ատրակտորի տեսք:

4.3 Ենթագլխում ներկայացված է չորրորդ գլխի ամփոփումը:

ԱՄՓՈՓՈՒՄ

- Քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլյատորում ուսումնասիրվել է ֆոտոնային բյուրադայի էֆֆեկտը Գաուսյան իմպուլսներով մոդուլացված արտաքին դաշտի կիրառման

միջոցով: Ստացված ֆոտոնային բլոկադայի հավանականությունը 30-90%-ով գերազանցում է, մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում ֆոտոնային բլոկադայի հավանականությանը:

- Ցույց է տրվել բազմաֆոտոնային բլոկադայի հավանականության կախվածության տեսակը միջավայրի ջերմաստիճանից և իմպուլսի պարամետրերից:
- Ցույց է տրվել, որ չիրպացված արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում հնարավոր է ստանալ բաժր հավանականությամբ միաֆոտոնային բլոկադա, երբ ոչգծայնության գործակիցը մոտ հինգ անգամ ավելի փոքր է, քան իմպուլսային ռեժիմում դիտարկված դեպքում:
- Ոչ գծային պարամետրիկ ռեզոնատորում ստացվել է փուլային փականքով վիճակների գեներացիան քվանտային քառսի ռեժիմում: Ցույց է տրվել, որ արտաքին դաշտի հաճախության և Գաուսյան իմպուլսի պարամետրերի միայն որոշակի պայմանի դեպքում կարելի է քվանտային քառս ստանալ:

Գրականություն

1. Darrick E. Chang, Anders S. Sørensen, Eugene A. Demler & Mikhail D. Lukin , “A single-photon transistor using nanoscale surface plasmons” , Nature Physics 3, 807 - 812 (2007).
2. H. Z. Shen, Y. H. Zhou, and X. X. Yi, “Quantum optical diode with semiconductor microcavities”, Physical Review A 90, 023849 (2014)
3. K. M. Birnbaum, A. Boca, R. Miller, A. D. Boozer, T. E. Northup, H. J. Kimble, “Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom” Nature 436, 87-90 (7 July 2005).
4. R. W. Boyd, Nonlinear Optics (Academic, San Diego, Calif., 1992).
5. H. Schmidt and A. Imamoglu, “Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency”, Opt. Lett. 21 (23), 1936-1938 (1996).
6. Bo Peng, Şahin Kaya Özdemir, Weijian Chen, Franco Nori & Lan Yang, “What is and what is not electromagnetically induced transparency in whispering-gallery microcavities”, Nature Communications 5082 (2014).
7. I.I. Smolyaninov, A.V. Zayats, A. Gungor, and C. C. Davis, “Single-photon tunneling via localized surface plasmons”, Phys. Rev. Lett. 88, 187402 (2002)
8. A. V. Poshakinskiy and A. N. Poddubny, “Biexciton-mediated superradiant photon blockade”, Phys. Rev. A 93, 033856 (2016)
9. H. G. Craighead, "Nanoelectromechanical Systems" , Science, 290, 1532 (2000).
10. Naik, A.; Buu, O.; Lahaye, M. D.; Armour, A. D.; Clerk, A. A.; Blencowe, M. P.; Schwab, K. C., “Cooling a nanomechanical resonator with quantum back-action”, Nature, Volume 443, Issue 7108, pp. 193-196 (2006).
11. Hassel, J. ; Seppä, Heikki ; Delahaye, Julien ; Hakonen, Pertti J., “Control of Coulomb blockade in a mesoscopic Josephson junction using single electron tunneling”, Journal of Applied Physics, Volume 95, Issue 12 (2004).
12. Schuster, I. et al. “Nonlinear spectroscopy of photons bound to one atom”, Nature Phys. 4, 382385 (2008).

13. Faraon, A. et al. “Coherent generation of nonclassical light on a chip via photon-induced tunneling and blockade” *Nature Phys.* 4, 859863 (2008).
14. D. F. Walls and G. J. Milburn, *Quantum Optics* (Springer, Berlin, 1994).
15. L. Tian and H. J. Carmichael, “Quantum trajectory simulations of two-state behavior in an optical cavity containing one atom”, *Phys. Rev. A* 46, R6801 (1992).
16. Z.R. Lin, K. Inomata, K. Koshino, W. D. Oliver, Y. Nakamura, J. S. Tsai, and T. Yamamoto, *Nature Communications* 5, 4480 (2014).
17. R. Islam, W. C. Campbell, T. Choi, S. M. Clark, C. W. S. Conover, S. Deb Nath, E. E. Edwards, B. Fields, D. Hayes, D. Hucul, I. V. Inlek, K. G. Johnson, S. Korenblit, A. Lee, K. W. Lee, T. A. Manning, D. N. Matsukevich, J. Mizrahi, Q. Quraishi, C. Senko, J. Smith, and C. Monroe, *Optics Letters*, 39,3238 (2014).

Հրատարակված աշխատանքների ցանկ

- A1. G. H. Hovsepyan, A. R. Shahinyan, and G. Yu. Kryuchkyan *Phys. Rev. A* 90, 013839 –(2014) “Multiphoton blockades in pulsed regimes beyond stationary limits”.
- A2. G. H. Hovsepyan and G. Yu. Kryuchkyan *Eur. Phys. J. D* 69: 64 (2015)
 “Excitations of photon-number states in Kerr nonlinear resonator at finite temperatures”
- A3. G. H. Hovsepyan, A. R. Shahinyan, Lock Yue Chew, and G. Yu. Kryuchkyan *Phys. Rev. A* 93, 043856- (2016) “Phase locking and quantum statistics in a parametrically driven nonlinear resonator”
- A4. G. H. Hovsepyan *Armenian Journal of Physics*, 9 (4). pp. 279-282. ISSN 1829-1171 (2016) “Photon Blockade via Frequency Chirped Excitations”

ЗАКЛЮЧЕНИЕ
ГОР Г. ОВСЕПЯН
ПОЛУЧЕНИЕ ФОТОННОЙ БЛОКАДЫ И ФАЗОВОЙ
АВТОПОДСТРОЙКИ В ДИССИПАТИВНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ
СИСТЕМАХ КЕРРА

В диссертации предложены и исследованы квантовые системы, в которых возможно получение фотонной блокады и состояний фазовых автоподстроек.

Причиной возрастающего интереса к фотонной блокаде являются её применения в физике и в новейших технологиях. В эффекте фотонной блокады один фотон управляет вход другого фотона в систему, следовательно, при управляемой фотонной блокаде можно получить фотонный транзистор. Теоретическая реализация фотонного транзистора была предложена в нанометрических поверхностных плазмонах, а имплементация оптического диода - в полупроводниковом микрорезонаторе. Поскольку фотон-фотонное взаимодействие отсутствует, для реализации фотонной блокады нужны очень большие нелинейности. Фотонная блокада была реализована в оптических резонаторах, в сверхпроводящих электрических цепях с переходами Джозефсона, в наноосцилляторах, а так же в квант-электродинамических резонаторах.

Для описания вышеупомянутых систем использована модель квантового ангармонического осциллятора с нелинейностями Керра под воздействием внешнего модулированного поля. С помощью модулированного поля возможно контролировать продолжительность и вероятность фотонной блокады.

В диссертации так же исследована задача параметрического осциллятора, где рассматриваются регулярные и хаотичные режимы работы для малого числа фотонов а так же рассмотрены генерация состояние фазовых автоподстроек в режиме хаоса.

В диссертации получены следующие результаты:

- Показано, что под воздействием последовательности Гаусовских импульсов, вероятность получения фотонной блокады в ангармоническом диссипативном осцилляторе на 30-90 процентов больше чем при отсутствии Гаусовских импульсов.
- Показано, как число фотонов резервуара и параметры Гаусовских импульсов влияют на вероятность фотонной блокады.
- Показано, что при использовании чирпа, можно получить однофотонную блокаду для системы с малыми нелинейностями (пять раз меньше чем в импульсном режиме).
- Генерация состояние фазовых автоподстроек в режиме хаоса в параметрическом нелинейном резонаторе. Показано, что создание квантового хаоса возможно только при специфических значениях параметров импульса и частоты.

SUMMARY

GOR H. HOVSEPYAN

OBTAINMENT OF PHOTON BLOCKADE AND PHASE LOCKING IN DISSIPATIVE SYSTEMS WITH KERR NONLINEARITIES

The goal of the dissertation is the research and discussion of quantum systems, where implementation of the photon blockade and quantum phase locked states are feasible to obtain.

Growing interest of investigation of photon blockade is because of their fascinating potential applications in new technologies. In the photon blockade the optical response to a single photon is modulated by the presence or absence of the other photons. Photon blockade can be used in photonic transistors if the process of photon blockade is controllable. Implementation of single photon transistor has been suggested in nanoscale surface plasmons and implementation of optical diode by photon blockade has been suggested in semiconductor microcavities. To realize photon blockade very high nonlinearities are required otherwise decoherence and dissipation destroy the quantum nature. The photon blockade has been predicted in cavity electrodynamics, in photonic crystal cavity coupled with a quantum dot, in quantum optomechanical systems and also in Josephson junction based

superconducting devices. All above mentioned systems can be described by mathematical model of quantum anharmonic oscillator with Kerr nonlinearity.

The dissertation is devoted to theoretical research of multiphoton blockade in quantum Kerr nonlinear dissipative resonator driven by a sequence of Gaussian pulses, Gaussian pulses has been used to control duration and probability of photon blockade.

Another topic which is discussed in the thesis is phase locking phenomena in parametrically driven nonlinear Kerr resonator at low-level of quanta. The phase locked states has been discussed in regular and chaotic regimes.

The following results were obtained in the dissertation:

- It is shown that in dissipative nonlinear oscillator under train of Gaussian pulses photon blockade effect is possible to implement with probability 30%-90%, which is greater than in case of monochromatic field.
- It is shown how mean number of photons of thermal bath and Gaussian pulse parameters effect on photon blockade.
- It is shown that in case of chirped external field single photon blockade is possible to implement for lower nonlinearities than used in case of pulsed modulation.
- The generation of quantum chaos and phase locked states is investigated in parametrically driven nonlinear quantum resonator under train of Gaussian pulses. It is shown that phase locked states can occur at low-level of quanta in strong quantum regime. It is shown that only for a specific values of the pulse parameters and the field frequency is possible to create quantum chaos and the behavior is completely different from the standard nonlinear Kerr oscillator in pulsed regime without parametric excitations.