

# ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Արտուշ Գրիգորի Չիբուխյան

## ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՈՉ-ԳՃԱՅԻՆ ԴԻՍԻՊԼՏԻՎ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ՄՈԴԵԼ ԱՎՈՐՈՒՄ

Ա.04.02 - «Տեսական ֆիզիկա» մասնագիտությամբ

Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի  
գիտական աստիճանի հայցման արեւախոսություն

Գիտական ղեկավարներ՝

ՀՀ ԳԱԱ թղթ. անդամ, ֆիզ. մաթ. գիտ դոկտոր,

արոճեսոր՝

**Գ.Յ.Կրյուչյան**

ՀՀ ԳԱԱ թղթ. անդամ, ֆիզ. մաթ. գիտ դոկտոր,

արոճեսոր՝

Հ.Ս.Կարայան

ԵՐԵՎԱՆ 2017

Բովանդակություն

Նախաբան .....	3
ԳԼՈՒԽ 1. ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾԱԿԱՆ ԱՎՆԱՐԿ .....	16
§1.1 Բաց համակարգերի դիսամիկա .....	16
§1.2 Ցրման (դիսիպացիայի) առկայությունը և քայքայված (սուպերարգիցիոն) վիճակները \$n\$ կիպատկերացմամբ .....	19
§1.3 Քեռի խճճված վիճակներ .....	22
§1.4 Վիզների \$n\$ նկարի .....	24
§1.5 Քվանտային համակարգիչներ և հաշվարկներ .....	25
§1.6 Եզրակացություն .....	26
ԳԼՈՒԽ 2. ՔԵՌԻ ԱՆՅԱՐՄՈՆԻԿ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐԻ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԿԱՌԱՎԱՐՈՂ ԻՄՊՈՒԼՍԵՐԻ ՅԱԶԱՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ ՓՈՒԼԻ ՇԵՂՄԱՆ ԱՉԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ .....	28
§2.1 Իմպուլսի փոխանակումը շեղման ազդեցությունը \$n\$ կիպատկերի հավանականությունների վրա՝ դիսիպացիայի հաշվառմամբ .....	29
§2.2 Քվանտային խճճվածությունը և քեռի երկու կապակցված \$n\$-գծային ռեզոնատորների համար .....	45
2.2.1 Մաքուր և խառնված խճճված վիճակներ .....	51
2.2.2 Քվանտային խճճվածությունը երկու \$n\$ գծային ռեզոնատորների համար: .....	57
2.2.3 Խճճված վիճակների հավանականության բաշխումը .....	59
§2.3 Եզրակացություն .....	61
ԳԼՈՒԽ 3. ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԱՎԱՆԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԲԱԾԽՈՒՄՆԵՐԸ ՓՈՒԼԱՅԻՆ ՏԱՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ .....	63
§3.1 Քեռի օպտիկական ռեզոնատորի համար վիզների \$n\$ նկարի վրա իմպուլսի փոխանակումը ազդեցությունը .....	63
§3.2 Եզրակացություն .....	76
ԳԼՈՒԽ 4. ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԱԼԳՈՐԻԹՄՆԵՐԻ ԻՐԱԿԱՆԱՑՈՒՄԸ ՔԵՌԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԴԻՍԻՊԱՏԻՎ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ .....	77
§4.1 Քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի գործողությունների իրականացումը կապված քեռի բուրժիների պայմանական դիսամիկայի միոցով: .....	78
§4.2 Քվանտային ռեկոմբինացիայի գործիքների իրականացումը և քեռի էֆեկտիվ հաշվի առնելով դիսիպացիան .....	84

§4.3 Եզրակացություններ .....	90
Եզրակացություններ .....	91
Երախտագիտություններ .....	93
Գրականության ցանկ .....	94

## **Նախաբան**

Դեռևս քվանտային ֆիզիկայի ստեղծման սկզբնական փուլում ֆիզիկոսներն գիտակցում էին նրանք միայն հիմնարար արմատական նշանակությունը, այլև կիրառական բազմապիսի և շատ լայն հնարավորությունները: Նրանց ակնկալիքները երկար սպասեցնել չտվեցին: Իրոք, միայն շերտավորում գծային էներգիական սպեկտրն արդեն իսկ բերեց օպտո- և միկրո էլեկտրոնիկայի, գերհաղորդականության ու

լ ազերայի ն ֆիզիկայի ստեղծմանը, իսկ քվանտային դինամիկայի շնորհիվ առաջացավ նաև նանոէլեկտրոնիկան:

Ինֆորմատիկայի և մաթեմատիկական հաշվողական տեխնիկայի զարգացումները ևս, ի հաշիվ նոր ու համեմատաբար ավելի արդյունավետ ֆիզիկական տարրային հենքի, զգալի թափստացան՝ մնալով, սակայն, մաթեմատիկական գիտություններ: Մասնավորապես, քվանտային դինամիկան հնարավորություն է ընձեռնեց ստեղծել ու և զարգացնել ու նանոէլեկտրոնիկան ու համապատասխան նանոտեխնոլոգիան՝ պիկովայրկյանի հասցնելով տարրերի արագագործությունը և նվազեցնելով էներգաձախսը մինչև մի քանի տասնյակ  $k_B T$ : Դա, հիրավի, բավականաչափ ընդլայնեց գործնականում լուծելի և կերպավորելի (մոդելավորելի) խնդիրների դասը: Այնուհանդերձ, այդօրինակ ֆիզիկական համակարգով կարելի է իրատեսական վերջավոր ժամանակում (վերջավոր քանակի քայլերով) իրականացնել միայն բազմանդամային՝  $P$  դասի ալգորիթմեր, այնինչ բնության երևույթներն ընթանում են այնպիսի օրենքներով, որոնց ալգորիթմական ներկայացումը ոչ բազմանդամային է՝  $NP$  դասի [1,2] (տես նաև [3-7] և նրանցում արված հղումները): Դա արտացոլում է քվանտային սուպերպրոգիայի (վերադրման) ու նույնականության սկզբունքների և նաև ոչ դասական վիճակների առկայության: Ավելին, բնության (այն է՝ քվանտային ֆիզիկայի) օրենքները մոդելավորել, այլ ոչ ձևամանակել (իմիտացիա անել) հնարավոր է միմիայն քվանտային համակարգիչով [2]: Դա տեղի ունի այն պատճառով, որ տեղեկության (ինֆորմացիայի, տերմինն ըստ [7] հոդվածի) կրողը քվանտային համակարգի վիճակի վեկտորն է (կամ խտություն մատրիցան): Վիճակի վեկտորն ի գորու է կրել ու անվերջ մեծ ինֆորմացիա, որը չնայած համակարգից դուրս չի հանվում, բայց հզոր միջոց է ինֆորմացիայի մշակման համար: Դա քվանտային համակարգի անքակտելի առավելությունն է դասականի համեմատ: Իրոք, նույնիսկ  $|1\rangle$  և  $|2\rangle$  երկվիճակ համակարգի համար վիճակ է նաև ցանկացած  $c_1|1\rangle + c_2|2\rangle$  վերադրում, որոնց բազմությունը

սովորական սկալյար արտադրյալի ներմուծմամբ կազմում է երկչափ հիլբերտյան կոմպլեքս տարածություն՝  $\mathcal{H}$ :  $\mathcal{H}$ -ի յուրաքանչյուր վեկտոր ներկայացվում է երկու կոմպլեքս կամ 4 իրական պարամետրով, որոնց միջև կա միայն նորմավորման մեկ պայման՝  $c_1 c_1^* + c_2 c_2^* = 1$ , հետևաբար որևէ երեքը կամայական են, ներկայացնում են անվերջ քանակի տարբեր վիճակներ, ուստիև իզորու են կոդավորելու անվերջ քանակի ինֆորմացիա, իսկ համակարգը կոչվում է բուլբիթ:  $c_1$  և  $c_2$  գործակիցները կոմպլեքս մեծություններ են, որոնք համապատասխանաբար  $|1\rangle$  և  $|2\rangle$  վիճակների հավանականություններն են և կարող են կախված լինել արտաքին ազդակներից, որոնց միջոցով էլ դառնում են կառավարելի:

Դիցուք ունենք  $A$  և  $B$  կոհերենտ կոռելացված 2 բուլբիթից բաղկացած կոմբինացված համակարգ (դժվար չէ այն ընդհանրացնել ո բուլբիթի դեպքում): Այդ համակարգի վիճակները կազմում են հիլբերտյան քառաչափ  $\mathcal{H}$  տարածություն, որի  $|ij\rangle = |i_A\rangle \otimes |j_B\rangle$  բազիսը հանդիսանում է  $A$  բուլբիթի  $\mathcal{H}_A$  տարածության  $i_A$  և  $B$  բուլբիթի  $\mathcal{H}_B$  տարածության  $j_B$  բազիսային վեկտորների թենզորական արտադրյալը: Դիցուք  $\mathcal{H}_F$ -ը բուլոր հնարավոր  $|\psi_A\rangle \in \mathcal{H}_A$  և  $|\psi_B\rangle \in \mathcal{H}_B$  ֆունկցիաների  $|\psi_A\rangle |\psi_B\rangle$  արտադրյալների բազմությունն է: Այդ դեպքում

$$\mathcal{H}_e \equiv \mathcal{H} \ominus \mathcal{H}_A \ominus \mathcal{H}_B \ominus \mathcal{H}_F,$$

երբե  $|\psi_e\rangle \in \mathcal{H}_e$ , ապա  $|\psi_e\rangle \notin \mathcal{H}_A$ ,  $|\psi_e\rangle \notin \mathcal{H}_B$ ,  $|\psi_e\rangle \notin \mathcal{H}_F$ : Այդպիսի վիճակներն անվանում են խճճված (միաձուլ), որոնք չունեն դասական նմանակը, քանզի պարունակում են դասական տրամաբանությանն անհարիր և անհամատեղելի “և  $A$ , և ոչ  $A$ ” “ոչ  $A$ , ոչ էլ ոչ  $A$ ” ասույթներ: Դա քվանտային ֆիզիկայի և քվանտային տրամաբանության հանրահաշիվների ոչ աբելյան բնույթի դրսևորման հետևանք է: Այս երևույթը հիմնարար է մի կողմից քվանտային ֆիզիկայի հայեցակարգի չտեղայնացված բնույթի առումով, մյուս կողմից հանդիսանում է քվանտային

ինֆորմացիայի մշակման հիմնական միջոց: Վերջինիս առումով առանցքային է դառնում նպատակահարմար համապատասխան ֆիզիկական համակարգի՝ քուբիթի ընտրությունը, և նրա կառավարման հարցը, այն էլ, ինչպես կներկայացնենք ստորև, մի քանի կապուղով:

Չնայած բազմաթիվ աշխատանքներում [8-16], որպես առավելություն, որ դյուրին է օպտիկական տեղեկագիտական (ինֆորմացիոն, տերմինն ըստ [7] հոդվածի) գործընթացների կառավարումը, այնուհանդերձ, քվանտային տեղեկագիտության (ինֆորմատիկայի) խնդիրներում դա բավականաչափ դժվար իրագործելի է:

Չարցն այն է, որ քուբիթերի կոհերենտ հարաբերակցված (կոռելացված) համակարգում, լինի դա քվանտային ռեգիստրում, թե ու-բաղադրիչով գուգակցված (կոմբինացված) համակարգում, օգտագործվում է տարբեր միջոցով կամ գործառնությունով մի քանի քուղով միաժամանակյա կառավարում: Կառավարող ադդանշանը կարող է լինել էլեկտրամագնիսական, էլեկտրական, մագնիսական, տարբեր էներգիայով, տևողությամբ և այլն, այնպես, որ քուբիթի վիճակը կառավարելի փոխվի: Այդպիսի անհրաժեշտությունը բխում է քվանտային տեղեկագիտության ձևափոխումների ալգորիթմի բնույթից: Իրոք, որպեսզի մշակվելիք մուտքային  $I_{in}$  տեղեկությունը ներմուծենք համակարգ, պետք է նրա յուրաքանչյուր քուբիթ որոշակի  $C_1$  կառավարող ադդանշանով մեկուսացնենք մյուս քուբիթերից (նրանց միջև կոռելացիոն կապերը չեզոքացնենք՝ ապահովելով յուրաքանչյուրին անհատական մոտեցման հնարավորությունը այդ գործընթացն անվանում են ինիցիալիզացիա) և հաջորդ  $C_2$  ադդանշանով այն բերենք իր սուպերադդիցիայի վիճակ: Այնուհետև յուրաքանչյուր քուբիթ միայն  $C_3$  կառավարող ադդանշանով բերում ենք համապատասխան վիճակի, այսինքն, համակարգ մուտք ենք անում  $I_{in}$  ինֆորմացիան: Նման կերպ է կատարվում  $I_{in}$  գործողությունը՝ մշակված ինֆորմացիայի դուրս հանումը

համակարգից:  $I_{\bar{u}}$  և  $I_{\bar{x}}$  երկու գործողություններն էլ անհակադարձելի են (այստեղ  $I_{\bar{u}}$  հանրահաշվական արտահայտությունները  $\xi$  ծանրաբեռնելու նպատակով օպերատորները ցուցանող տառերի գլխավերևի  $\hat{\quad}$  նշանները դրված չեն):

Արդյունքում քվանտային համակարգի էվոլյուցիան տրվում է հետևյալ առնչությամբ (այստեղ  $I_{\bar{u}}$  և  $I_{\bar{x}}$  հանրահաշվական արտահայտություններում օպերատորներն ազդում են աջից ձախ հերթականությամբ՝ ժամանակն ուղղված է աջից ձախ, իսկ քվանտային սխեմաներում հակառակը՝ ժամանակն ուղղված է ձախից աջ)։

$$I_{\bar{x}} A I_{\bar{u}} = I_{\bar{x}} \prod_{j=1}^{j=k} A_j(\xi_j(t), t_j, t_{j+1}) I_{\bar{u}} \quad (ն. 1)$$

որտեղ

$$A = \prod_1^k A_i(\xi_i(t), t_i, t_{i+1}) \quad (ն. 2)$$

ինֆորմացիայի մշակման և գործիքման է, բաղկացած հաջորդաբար ազդող  $\xi_i(t)$  ազդանշանով կառավարող  $[t_j, t_{j+1}]$  ժամանակահատվածում  $A_i(\xi_i(t), t_i, t_{i+1})$  օպերատորներից: Այս օպերատորներից յուրաքանչյուրը կապված է արտաքին միջավայրի հետ  $\xi_i(t)$  կառավարող ազդանշանի միջոցով:

Այսպիսով՝ դիտարկվող քվանտային համակարգն անհրաժեշտաբար փոխազդում է արտաքին միջավայրի հետ, ուստի համակարգը փակ լինել չի կարող ըստ իր գործառնության: Սակայն, դրանք էապես չեն խախտում քուբիթերի համակարգի կոռելյացիայի կոհերենտությունը: Իրոք,  $I_{\bar{u}}$  և  $I_{\bar{x}}$  օպերատորները համապատասխանաբար ազդում են միայն ինֆորմացիայի մշակման սկզբում և վերջում, իսկ մշակման ողջ ընթացքում նրանք չունեն ոչ մի մասնակցություն ու չեն խաթարում համակարգի փակությունը: Ինչ վերաբերվում է  $\xi_i(t)$  կառավարող ազդանշաններին, նրանց հիմնական գործառնությունը սահմանափակվում է հավանականությունների (այն է՝ էնտրոպիայի և ինֆորմացիայի) ներհամակարգային

վերաբաշխմամբ, բայց ոչ փոփոխություններ, ուստի նրանք ևս այդ առումով չեն խաթարում համակարգի փակությունը:

Այլ է իրավիճակը, երբ համակարգում առկա են էներգիայի և էնտրոպիայի փոփոխություններ, դիսիպացիա և ապափոփոխություն (դեֆազիորովկա): Այս դեպքում պետք է համակարգի վարքը դիտարկել բաց համակարգի դինամիկայով: Յենսցայդափսինս է իրավիճակը ոչ գծային ռեզոնատորում Քեռի քոմբիթերի համակարգի դեպքում:

Բաց համակարգի դինամիկան բնության համեմատաբար ամենափրատեսական մոդելն է, ուստի և նրա ուսումնասիրություններն անմիջապես հետևել են Նյուտոնի դասական դինամիկային և հայտնի է որպես Լիոնվիլի հավասարում: Քվանտային դինամիկայում դա ընդհանրացվել է Ֆոն Նեյմանի կողմից և զարգացում ստացել բազմաթիվ հետազոտողների կողմից [17-25]: Մասնավորապես, [24,27-28] աշխատանքներում օգտագործվել է Լինդբլադի հավասարումը.

$$\frac{d\rho}{dt} = -[H, \rho] + \sum_{i=1,2} \left( L_i \rho L_i^\dagger - \frac{1}{2} L_i^\dagger L_i \rho - \frac{1}{2} \rho L_i^\dagger L_i \right), \quad (ն.3)$$

որտեղ  $L_1 = \sqrt{(N+1)\gamma} a$  և  $L_2 = \sqrt{\gamma} N$  կոչվում են Լինբլանդի օպերատորներ,  $\gamma$ -ն մարման գործակիցն է, իսկ  $N$ -ը արտաքին թերմոստատում ֆոտոնների թիվն է, որը շատ փոքր է Լինում, քանի որ բոլոր ռեալիզացվող համակարգերում ջերմաստիճանը շատ փոքր է:

Որպեսզի համակարգի վիճակը Լինի կառավարելի, համիլտոնյանում հաշվի է առնվել նաև ժամանակից կախած անդամը ևս.

$$H = \Delta a^\dagger a + \chi (a^\dagger)^2 a^2 + \hbar f(t) (\Omega a^\dagger + \Omega^* a), \quad (ն.4)$$

որտեղ  $\Omega$ -ն արտաքին դաշտի Լայնոլյթին համեմատական կապի հաստատունն է,  $f(t)$ -ն իմպուլսների հաջորդականությունն է: Յամիլտոնյանի մեջ  $a^\dagger$ -ն և  $a$ -ն համապատասխանաբար ծնման և ոչնչացման օպերատորներն են,  $\Delta$ -ն ապավարքն է ընկնող դաշտի հաճախության և օսցիլյատորի սեփական հաճախության միջև, իսկ  $\chi$ -ն ոչ գծայինության գործակիցն է:



$$f(t) = \sum_{k=1}^n e^{-(t-t_0-kT)^2/T^2} \quad (և .5)$$

(5)-ու մ Ի-ն երկու հաջորդական իմպուլսներ հեռավորություներ է, Ի-ն իմպուլսի սիտուողություները, ու իմպուլսների քանակը:

Ինչպես հայտնի է [29], ուժեղ արհեստական մտածողություներ (ինտելեկտ) ստեղծելու համար պետք է կիրառել նեյրոինֆորմատիկայի մեթոդները՝ պայմանական ռեկուրենտ գործընթացներ, մյուս կողմից ընդլայնել օգտագործվող տրամաբանական համակարգը՝ փոխարինելով Բուլի տրամաբանության հանրահաշիվը Նեյման-Բիրկհոփի քվանտային տրամաբանության հանրահաշիվով: Մաթեմատիկորեն այդ խնդիրը հանգում է Զիլբերտի 13-րդ պրոբլեմին, որի լուծումը տրվել է Կոլմոգորովի և Առնոլդի կողմից, ապացուցելով, որ փոփոխականի անընդհատ ֆունկցիան կարելի է մոտարկել մեկ փոփոխականի ֆունկցիաների սուպերպոզիցիայով և շեղմամբ: Խեպո-Նիլսենը ապացուցեցին, որ դա կարելի է իրականացնել, այսպես կոչված, նեյրոնային ցանցերով: Այդ թեորեմը ենթադրում է ժամանակի ցանկացած պահին համակարգի վիճակի իմացություներ, ինչը հնարավոր է քվանտային համակարգում առանց նրա վիճակի, այդ թվում ինֆորմացիայի, փոփոխության: Այդ հանգամանքը պահանջում է սկզբունքորեն նոր մոտեցում քվանտային համակարգով պայմանական ռեկուրենտ գործընթացներ իրականացնելու համար: Մասնավորապես, անհրաժեշտ է վիճակից կախված կրկնման ցիկլի համարն առանց վիճակի իմացության մեկով մեծացնել՝ որոշակի կանոնով փոփոխելով նախորդ քվանտային վիճակը:

Այսպիսով, դիսիպացիայի հաշվառմամբ կառավարման ֆիզիկական նոր միջոցի որոնումը Քեռի ոչ գծային օսցիլատորի ֆոկի վիճակների ձևափոխություների համար հանդիսանում է քվանտային ինֆորմատիկայի կարևոր, արդիական ու հրատապ ուսումնասիրման հարց: Իսկ քվանտային տրամաբանության հանրահաշիվ գործողություների իրականացումը Քեռի երևույթի հիման վրա և ռեկուրենտ

գործընթացների իրականացման համար անհրաժեշտ “ցիկլի տեղաշարժման” օպերատորի քվանտային ալգորիթմի կառուցումը ոչ միայն ուսումնասիրության արդիական ու կարևոր հարց է, այլև դեռևս չունի իր նախատիպն ու նմանակը:

Այս հակիրճ վերլուծության արդյունքում ձևակերպվել է ատենախոսության **նպատակը**՝ դիսիպացիայի առկայության մեջ Ֆոկի պատկերացմամբ Քեռի քուբիթերի կառավարման նոր հնարավորության ուսումնասիրումն է և նրա կիրառմամբ քվանտային ալգորիթմի կառուցումը:

Դրված նպատակին հասնելու համար ատենախոսությունում դրված են հետևյալ **խնդիրները**.

- Ուսումնասիրել կառավարող իմպուլսների հաջորդականությունում փոփոխական ազդեցությունը Քեռի օսցիլատորի միաֆոտոն, երկֆոտոն և եռաֆոտոն վիճակների հավանականության վրա դիսիպացիայի առկայության մեջ;
- Բաց համակարգի քվանտային դինամիկայով հետազոտել Քեռի քուբիթերի կոմբինացված համակարգի խճճված վիճակները իմպուլսներում փոփոխական և դիսիպացիայի առկայության մեջ;
- Ուսումնասիրել փոփոխական տարածությունում դիսիպացիայի առկայության մեջ իմպուլսներում փոփոխական շեղման ազդեցությունը Քեռի քուբիթերի Վիգների ֆունկցիայի՝ քվադրիպլանականության բաշխման վրա;
- Որոշել քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի հիմնական գործողությունների կատարման համար անհրաժեշտ Քեռի քուբիթերի համակարգի համիլտոնյանի ժամանակային կախվածությունները;
- Կառուցել “քվանտային հակադարձ կապի” համար անհրաժեշտ “ցիկլի տեղաշարժի” քվանտային ալգորիթմն ու քվանտային սխեման Քեռի քուբիթերի հիման վրա:

### **Գիտական նորություն**

- Առաջին անգամ ուսումնասիրվել է դիսիպացիայի հաշվառմամբ Քեռի տատանակի (օսցիլատորի) Ֆոկի

պատկերացմամբ վիճակները նկարագրող համիլտոնյանի ժամանակային կախվածությունում՝ իմպուլսների հաջորդականությունում փոփոխությունները և հաստատված է, որ փոփոխական շեղման չափը հանդիսանում է \$n\$-րդ արտերմականության հավանականության կառավարման և սմեկմիջոց;

- Ուսումնասիրվել է Քեռի երկու քուբիթի կոհերենտ կոռելացված համակարգի պայմանական դինամիկան և ցույց է տրվել նրանով խճճված վիճակների ստացման ու կառավարման բավարար հնարավորությունը քվանտային ինֆորմացիայի ձևափոխման գործողությունները կատարելու համար;
- Հաշվվել և փոփոխություններում կառուցվել է Քեռի երկու քուբիթի կոհերենտ կոռելացված համակարգի քվադրիտականությունը՝ Վիգների \$n\$-նկյուն, և ցույց է տրվել, որ կառավարող իմպուլսում փոփոխ շեղումը թուլացնում է կոմբինացված համակարգում կոհերենտ կոռելյացիան, որն իր հերթին նվազեցնում է խճճվածության չափը ընդհուպ մինչև վերանալը:
- Առաջին անգամ ուսումնասիրվել է ոչ գծային ռեզոնատորում Քեռի քուբիթերի համակարգի համիլտոնյանի ժամանակային կախվածությունը և որոշվել են քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի գործողությունների՝ ժխտման և Ադամարի միատեղ ու պայմանական ժխտման երկտեղ օպերատորների կատարման համար անհրաժեշտ ժամանակային կախվածությունը;

### **Գործնական նշանակությունը**

- Ատենախոսությունում զարգացված հետազոտման եղանակները կարող են օգտակար լինել քվանտային օպտիկայում և ոչ գծային օպտիկայում բաց համակարգերի (Նակաջիմա-Ցվանցիգի հիմնական հավասարումով (master equation) կամ Լինդբլադի հավասարումներով ներկայացված) ուսումնասիրության

համար, մասնավորապես, ռեզոնատորի հայելիների դիսիպացիայի և ապափոփացման մակածած ապակոհերենտացումը քննարկելու համար;

- Կառավարող իմպուլսների հաջորդականությունում իմպուլսի փոփոխությունը նոր միջոց է թեռի ոչ գծային բուբիթերի համակարգում կոհերենտ կոռելյացիան “միացնել-անջատելու” հարցերում, ինչպես նաև կոմբինացված համակարգերում Ֆոկի վիճակների խճճվածություն վերացման շեմի որոշման հարցում;
- Առաջարկված “ցիկլի տեղաշարժի” քվանտային ալգորիթմն անհրաժեշտ է քվանտային համակարգիչներով ուժեղ (մարդկային ուղեղի մակարդակով) արհեստական բանականություն (ինտելեկտ, մտածելակերպ) ստանալու համար, ինչն **NP** դասի խնդիր է և հնարավոր է վերջավոր ժամանակում իրականացնել դասական համակարգիչներով:

### **Պաշտպանության դրված հիմնական դրույթները**

- Իմպուլսների հաջորդականությունում իմպուլսի փոփոխությունը կարող է թեռի բուբիթերի համակարգում իրականացնել կոհերենտ կոռելյացիայի “միացում-անջատում” գործողությունը, մասնավորապես, փոփոխի  $\pi/8$  շեղումը 2 անգամ փոքրացնել ֆոտոն լինելու հավանականությունը իմպուլսում;
- Փոփոխություն տարածությունում հաշվված է թեռի ոչ գծային բջիջի համար Վիգների քվադիհավանականության ֆունկցիան և հաստատված է, որ իմպուլսների հաջորդականությունում փոփոխությունը շեղման ազդեցությամբ փոփոխվում է քվադիհավանականության՝ Վիգների ֆունկցիայի, մեծությունը և փոփոխություն տարածությունում նրա կոնֆիգուրացիան (պտտման երևույթը);
- Փոփոխի շեղման ազդեցությամբ կոմբինացված համակարգի խճճվածության չափը կարող է նվազել՝ ընդհուպ մինչև վերանալը;

- Որոշվել է Քեռի ոչ գծային երկու օսցիլյատորի կոհերենտ կոռելացված կոմբինացված համակարգի համիլտոնյանի այն ժամանակային կախվածությունը, որը թույլատրում է իրականացնել քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի գործողությունները, մասնավորապես, ժխտման և Ադամարի միատեղու պայմանական ժխտման երկտեղ օպերատորները;
- Գտնված է կրկնընթաց (ռեկուրենտ) գործընթացներում “քվանտային հակադարձ կապ” իրականացնելու համար անհրաժեշտ “ցիկլի տեղաշարժի” քվանտային ալգորիթմն ու համապատասխան քվանտային սխեման:

**Ատենախոսության կառուցվածքը:**

Ատենախոսական աշխատանքը կազմված է ներածությունից, չորս գլուխներից, եզրակացությունից և գրականության ցանկից: Աշխատանքի ընդհանուր պարունակությունը 104 էջ է, որը ներառում է 25 նկարներ և 141 հղումներ:

**Առաջին գլխում** կատարված է գրականության վերլուծական ակնարկ քվանտային բաց համակարգի դինամիկայի, դիսիպացիայի հաշվառմամբ Քեռի անհարմոնիկ օսցիլյատորի Ֆոկի վիճակների (իմպուլսում ֆոտոնների քանակի) հավանականության, ինչպես նաև Քեռի բջիջների կոմբինացված համակարգի խճճված (միածույլ) վիճակների հավանականությունների բաշխման ու դրանց համապատասխան Վիգների ֆունկցիայի վերաբերյալ:

**Երկրորդ գլխում** դիտարկված և հաշվված է Քեռի ոչ գծային ռեզոնատորի իմպուլսներում միաֆոտոն, երկֆոտոն և եռաֆոտոն Ֆոկի վիճակների հավանականությունները՝ կախված փուլի շեղման անկյունից: Չափարկներն իրականացնելիս վերցվել է փուլային շեղման հետևյալ անկյունները՝  $\pi/2, \pi/4, \pi/8$ : Դիտարկվել է նաև Քեռի երկու

քուբիթերի կոմբինացված համակարգի խճճված վիճակների հավանականություններն ու խճճվածության աստիճանը:

**Երրորդ գլխում** հետազոտվել և կառուցվել են Վիզների ֆունկցիայի գրաֆիկները Քեռի քուբիթերի միաֆոտոն, երկֆոտոն և եռաֆոտոն, ինչպես նաև Քեռի երկու քուբիթերի կոմբինացված համակարգի խճճված վիճակների համար: Թվային հաշվարկով ցույց է տրվել իմպուլսների փոփոխության շեղման անկյան ազդեցությունը նշված վիճակների Վիզների ֆունկցիայի վրա: Բացի այդ, նույն վիճակների համար հաշվված է Վիզների ֆունկցիայի ժամանակային էվոլյուցիան ևս:

Այս գլխում հաշվարկներն իրականացնելիս, համեմատություններ կատարելու նպատակով, դարձյալ վերցվել են փոփոխության շեղման այն նույն անկյունները, ինչև առաջին գլխում:

**Չորրորդ գլխում** ուսումնասիրվել է բաց համակարգի դինամիկան ռեզոնատորի հայելիների վրա դիսիպացիայի հաշվառմամբ և թվային եղանակով որոշվել են կառավարման ազդանշանի ժամանակային կախումը քվանտային տրամաբանության ժխտման, Ադամարի և պայմանական ժխտման (“բացառող կամ”) գործողությունները, ինչպես նաև դրանցով կառուցվել է ուժեղ արհեստական ինտելեկտ ստեղծելու համար անհրաժեշտ “ցիկլի տեղաշարժի” օպերատորի քվանտային ալգորիթմը:

### **Ատենախոսության թեմայով հրատարակված են 6 աշխատանքներ**

1. H.S. Karayan, A.G.Chibukhchyan. - Definition of control signals for performing certain gates by Kerr cells in a nonlinear resonator - Proceedings of the YSU: series Physical & Mathematical Sciences.year 2017,vol. 51, issue 2, pages 200-202:
2. Kryuchkyan, G.Yu. and Karayan, H.S. and Chibukhchyan, A.G. and Shahinyan, A.R. (2017) The Impact of the Pulse Phase Deviation on Probability of the Fock States Considering the Dissipation. Armenian Journal of Physics, 10 (1). pp. 64-68. ISSN 1829-1171

3. A. G. Chibukhchyan “Implementation of quantum recursive algorithms with the Kerr effect considering the dissipation”, Proc. of 11th Int. “Semicond. Micro – and Nano- Electronics”, 2017 P.P. 35-37, Yerevan, Armenia,
4. A. G. Chibukhchyan, H. S. Karayan “Quantum entanglement in two coupled nonlinear Kerr resonators”, Proc. of 11th Int. “Semicond. Micro –and Nano- Electronics”. P.P. 31-34, Yerevan, Armenia, 2017
5. Г.С. Караян, А.Г. Чибухчян, <<Влияние сдвига фазы импульса на функцию Вигнера для оптического керовского резонатора>> Вестник Инженерной академии Армении, том 14, N 2, С. 260-267.
6. Г.С. Караян, А.Г. Чибухчян, <<Реализация квантовых логических операций в связанных осцилляторах с кубической нелинейностью под воздействием гауссовских импульсов>>, Известия НАН Армении, 52, N 3, 2017, С. 307-311

Ատենախոսություններում ներկայացված գիտական արդյունքները գեկուցվել են ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի և տեսական ֆիզիկայի ամբիոնի, ինչպես նաև ֆիզիկական հետազոտությունների ինստիտուտի սեմինարներում և <<Կիսահաղորդչային միկրո- և նանո- էլեկտրոնիկա>> թեմայով միջազգային գիտաժողովում:

# ԳԼՈՒԽ 1

## ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԼՈՒՆԻՃԱԿԱՆ ԱԿՆԱՐԿ

### §1.1 Բաց համակարգերի դիսամիկա

Պահպանման օրենքները, լինելով համաչափության դրսևորում, դյուրացնում են համակարգի ինտեգրելիությունն ու լուծումների որոնումը: Դրանք բնորոշ են միայն փակ համակարգին, որը, սակայն, իդեալականացում է և իրականում չի կարող տեղի ունենալ Տիեզերքի ցանցածոչ մեզաչափային մասում: Փակ համակարգի դիսամիկան, որքան էլ գայթակղիչ լինի, հանդիսանում է բնության շատ մոտավոր մոդել և կիրառելի է սխալանքի կանխակալ կամ գոնե ետնակալ (апостери) գնահատականից հետո միայն, կամ էլ հաջորդական մոտավորությունների օգտագործմամբ:

Այնուհանդերձ, ի սկզբանե պարզ էր, որ բնության համեմատաբար ամենից իրատեսական մոդելը բաց համակարգի դիսամիկան է, ուստիև փակին զուգընթաց սկսեցին լուրջ ուսումնասիրությունները նաև բաց համակարգերի դիսամիկայի ուղղությամբ: Դրանց զարգացումները բուն թափստացան շատ մարմինների խնդիրներում, մածուցիկ հեղուկների հիդրոդիսամիկայում, էլեկտրական շղթաներում անհավասարակշիռ ջերմադինամիկայում, սիներգետիկայում և այլն (տես, օրինակ, [19-21] և այնտեղ հղված աշխատանքները): Յետագոտությունները հիմնված էին կինետիկ մոտեցմամբ բաց համակարգի համար ստացված անընդհատության հավասարման վրա, որը հայտնի է որպես Լիուվիլի հավասարում: Քվանտային դիսամիկայում դա ընդհանրացվել է ֆոն Նեյմանի կողմից և



զարգացում ստացել բազմաթիվ հետազոտողների կողմից [1-2,18-22]:

Քվանտային բաց համակարգի դինամիկան թույլատրել է, որպես քանակական ուղղումներ, ստանալ ավելի իրատեսական ու փորձի հետ համընկնող արդյունքներ, իսկ բաց համակարգի դասական դինամիկան հաճախ հանգեցրել է ոչ գծային ֆիզիկայի ինքնակազմավորման, անկայունության, բազմարժեքության և նմանօրինակ այլ որակական նոր երևույթների բացահայտման [23-25]:

Մինչև քվանտային ինֆորմացիայի ի հայտ գալը բոլոր այս աշխատանքներում հետազոտման առարկան համակարգի էներգիայի և էնտրոպիային փոփոխություններն էր, նրանց չափն ու ազդեցությունը:

Իսկ երբ ստեղծվեց քվանտային ինֆորմատիկան, բացի էներգիայից ու էնտրոպիայից, առաջնահերթ կարևորություն ստացավ ներհամակարգային կոհերենտ կոռելացիան: Դա բաց համակարգի դինամիկան դարձրեց նաև վճռորոշ, ուստիև պարտադիր ենթակա քննարկման: Չարցը նրանում է, որ քվանտային ինֆորմացիայի, քվանտային համակարգիչի և քվանտային հաշվարկի բոլոր առավելությունները վերանում են, երբ խախտվում է քուբիթերի միջև կոռելյացիայի կոհերենտությունը և համակարգը դառնում է դասական [21-23]:

Բաց համակարգի հիմնական հավասարումը կինետիկ մոտեցմամբ կարելի է ստանալ միշտ քեղանակներով, որոնց տարբերությունը հիմնականում պայմանավորված է հետազոտվող խնդրին հարմարեցնել ու հանգամանքով: Անկախ դրանից նրանք բոլորն էլ ինտեգրոդիֆերենցիալ հավասարում են, որի ինտեգրալի միջուկը (կորիզը) նաև ընդգծում է ընթացող պրոցեսի բնույթը: Պրոցեսը վիներյան է, եթե բնութագրիչ մեծության աճը՝ փոփոխությունը, կատարյալ անկախ պատահական մեծությունն է, այսինքն, դինամիկան կախված չէ ոչ անցյալից (չի հիշվում նախապատմություն), ոչ ներկա (ելակետային, սկզբնական) վիճակից, ոչ էլ ապագայից: Պրոցեսը մարկովյան է, եթե դինամիկան կախված չէ անցյալից

(նախապատմությունը), բայց դինամիկան որոշվում է ներկա (եւ ակետային, սկզբնական) վիճակով: Ընդհանուր դեպքում կինետիկ պրոցեսը ոչ մարկովյան է և բաց համակարգի դինամիկան որոշվում է նախապատմությամբ ու ներկայով (այլ կերպասած, ապագան ներկայով կապված է անցյալի հետ):

Դիցուք  $t$ -ն ժամանակի ներկա պահն է,  $s$ -ն՝ անցյալ: Եթե համակարգի դիտարկման ժամանակը գերազանցում է հիշողության բնորոշ ժամանակին, ապա համակարգի խտության  $\hat{\rho}(t-s)$  մատրիցան կարող ենք վերածել Թեյլորի շարքի և բավարարվել գծային անդամով.

$$\hat{\rho}(t-s) \cong \hat{\rho}(t) - \frac{\partial \hat{\rho}(t)}{\partial t} s \quad (1.1)$$

$\hat{\rho}(t)$ -ն նկարագրում է մարկովյան պրոցեսը,  $\frac{\partial \hat{\rho}(t)}{\partial t} s$  -ը՝ ոչ մարկովյան՝ նկարագրելով կարճաժամկետ հիշողություն (իսկ ավելին քվանտային ինֆորմատիկայում պետք է): Յիմնվելով Բոլցմանի կինետիկ հավասարման համար պինդ մարմնի ֆիզիկայում մշակված եղանակների վրա, ընդունենք, որ  $\frac{\partial \hat{\rho}(t)}{\partial t} \sim \hat{\rho}(t)$ , ուստի ոչ մարկովյան պրոցեսը կարող ենք դիտել որպես մոդիֆիկացված մարկովյան պրոցես [26], որն էլ կընդունենք սույն աշխատանքում:

Բաց համակարգի համար կիրառելով Նակաջիմա-Յվանցյզի պրոյեկցիոն օպերատորների տեխնիկան, ստացվում է հիմնական հավասարումը.

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \int_0^t K_{t,s}[\hat{\rho}] ds \quad (1.2)$$

որտեղ  $\hat{\rho} = \text{Tr}(\hat{\rho}_{tot})$  համակարգի վիճակագրական օպերատորն է;  $\hat{\rho}_{tot}$  — քննարկվող համակարգի և շրջապատի միացյալ խտության մատրիցան է (հետքը վերցրվում է ըստ շրջապատը՝ ռեգերվուարը, բնութագրող անկախ բոլոր պարամետրերի);  $\hat{H}$  — համակարգի համիլտոնյանն է առանց շրջապատի հետ փոխազդեցության;  $K_{t,s}$  — ինտեգրալ օպերատորի միջուկն է, որը նկարագրում է համակարգի “հիշողությունը” մինչև  $t$  պահը:

Շատ հարմար է Բոռնի-Մարկովի մոտավորությունը [26]

$$K_{t,s}[\hat{\rho}] \approx K\delta(t-s)\hat{\rho} \quad , \quad (1.3)$$

որը համարժեք է վերը մեկնաբանված մոդիֆիկացված մարկովյան պրոցեսին:

(1.2) և (1.3)-ի հիման վրա  $L$  ինդեքս ադր ստացավ հավասարում

$$\frac{d\rho}{dt} = -[H, \rho] + \sum_{i=1,2} \left( L_i \rho L_i^\dagger - \frac{1}{2} L_i^\dagger L_i \rho - \frac{1}{2} \rho L_i^\dagger L_i \right)$$

որտեղ  $L_1 = \sqrt{(N+1)\gamma}a$  և  $L_2 = \sqrt{\gamma}N$  կոչվում են  $L$  ինդեքս ադր օպերատորներ, որտեղ  $\gamma$ -ն մարման գործակիցն է, իսկ  $N$ -ը արտաքին թերմոստատում ֆոտոնների թիվն է, որը շատ փոքր է  $L$  ինդեքս ադրի նկատմամբ, քանի որ բոլոր ռեալիզացվող համակարգերում ջերմաստիճանը շատ փոքր է:

(1.4)-ում դիսիպացիայի և ապահովվածության երևույթները ներկայացված են  $L$  ինդեքս ադր օպերատորների միջոցով:

### **§1.2 Տրման (դիսիպացիայի) առկայության քեռի վերադրված (սուպերպրոզիցիան) վիճակները Ֆոկի պարկերացմամբ**

Քվանտային ինֆորմատիկայի հիմնական տարրն այն ֆիզիկական համակարգն է, որի բազիսային վիճակների կոհերենտ սուպերպրոզիցիան հանդիսանում է ինֆորմացիայի կրող, իսկ վիճակի վեկտորի ձևափոխություններն էլ քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի գործողություններ: Պարզագույնը երկու վիճակի սուպերպրոզիցիան է, որը կոչվում է քուբիթ: Օպտիկական քուբիթերը կարող են որոշ առավելություններ ունենալ շնորհիվ արտաքին էլեկտրական, մագնիսական, մեխանիկական և այլ պատահական ազդեցությունների նկատմամբ համեմատաբար նվազ զգայնության ու համեմատաբար բարձր ջերմաստիճաններում գործելու հնարավորության: Օպտիկական քուբիթերում ինֆորմացիան կարելի է կոդավորել տարբեր պարամետրերի միջոցով: Դրանցից մեկը հանդիսանում է  $\omega_j$  հաճախականության ֆոտոնների թիվը (կամ  $j$ - վիճակի  $L$  րացման թիվը)՝  $n_j = a_j^\dagger a_j$ ,  $a_j^\dagger$ -ն և  $a_j$ -ն  $\omega_j$  հաճախականության ֆոտոնի ծնման և ոչնչացման օպերատորներն են:

Մի շարք աշխատանքներում ուսումնասիրվել է Քեռի ոչ գծային ռեզոնատորում ֆոտոնային շրջափակման երևույթը, [13,24,30], և հաշվել իմպուլսներում ֆոտոնների գտնվելու հավանականությունը, մասնավորապես [24]-ում արտաքին դաշտի ազդեցությամբ անհարմոնիկ օսցիլյատորի Յամլիտոնյանը պտտվող ալիքի մոտավորությամբ նկարագրվում է հետևյալ կերպ

$$H = \Delta a^+ a + \chi(a^+)^2 a^2 + f(t)(\Omega a^+ + \Omega^* a), \quad (1.4)$$

որտեղ  $\Omega$ -ն արտաքին դաշտի էլայնությունն է,  $f(t)$ -ն իմպուլսների հաջորդականությունն է,  $\tau$ -ն երկու հաջորդական իմպուլսներ հեռավորությունն է, իսկ  $T$ -ն իմպուլսի տևողությունը, մեջ  $a^+$ -ն և  $a$ -ն համապատասխանաբար ծնման և ոչնչացման օպերատորներն են,  $\Delta$ -ն ապալարքն է ընկնող դաշտի հաճախության և օսցիլյատորի սեփական հաճախության միջև, իսկ  $\chi$ -ն ոչ գծայինություն գործակիցն է:

$$f(t) = \sum_{k=1}^n e^{-(t-t_0-k\tau)^2/T^2} \quad (1.5)$$

Քանի որ (1.4) համիլտոնյանով բնութագրվող ֆիզիկական համակարգերը բաց են, հետևաբար փորձին մոտարդյունքներ ստանալու համար է հաշվի են առնում դեկոհերենտությունն ու դիսիպատիվ էֆեկտների ազդեցությունը: Դրանք հաշվի են առնված Լինդբլադի հավասարումով՝

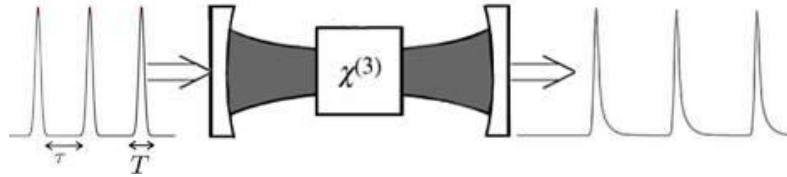
$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \sum_{i=1}^2 \left( L_i \rho L_i^\dagger - \frac{1}{2} L_i^\dagger L_i \rho - \frac{1}{2} \rho L_i^\dagger L_i \right) \quad (1.6)$$

որտեղ արտաքին թերմոստատում ֆոտոնների թիվը շատ փոքր է լինում, քանի որ բոլոր ռեալիզացվող համակարգերում ջերմաստիճանը շատ փոքր է: (1.6) հավասարումը լուծվում է թվային մեթոդներով, մասնավորապես, քվանտային վիճակների դիֆուզիայի մեթոդով: Թվային մեթոդների երկայնքը հետևյալն է. համակարգի խտության մատրիցայի էվոլյուցիան ներկայացվում է անվերջ քանակի հետագծերի միջոցով, որոնցից ամեն մեկը համապատասխանում է մի քվանտային

մաքուր վիճակի: Ամեն վիճակի վեկտոր բավարարում է Շրեդինգերի հավասարմանը: Ընդհանուր խտության մատրիցան ստացվում է այդ հետագծերի միջինացումից [31-37]: Դա հնարավորություն է ընձեռնում հաշվելու համակարգը բնութագրող որոշ կարևոր ֆիզիկական մեծություններ, ինչպիսիք են՝ Վիզների ֆունկցիան և վիճակների հավանականությունը: Հաշվարկի ժամանակ հաշվի են առնում, որ համակարգը շրջապատող թեմոստատի ջերմաստիճանը պետք է լինի շատ փոքր և պետք է տեղի ունենա հետյալ պայմանը  $T \gg T_{cr} = \gamma \hbar / k_B$ : Ինչպես նաև ոչ գծային էֆեկտերն հաշվի առնելու համար իմպուլսի տևողությունը վերցնում են բավականաչափ արագ, որ դիսիպատիվ էֆեկտերն հնարավորինս քիչ ազդեն և պետք է լինի այնքան, որ ոչ գծայնությունը հասցնի իր դերը կատարել, այսինքն՝  $\gamma T \gg 1$ :

Դիտարկվող համակարգի Ֆոկի վիճակները (օսցիլյատորի մակարդակները), ի տարբերություն հարմոնիկ օսցիլյատորի, արտաքին դաշտի և ոչ գծայնության Ֆոկի վիճակներ են և ի տարբերություն հարմոնիկ օսցիլյատորի, ընտրելով արտաքին դաշտի և ոչ գծայնության ճիշտ արժեքներ, հնարավոր է ընտրել նախընտրելի անցումներ: Ֆոտոնային բլոկադայի աշխատանքային ռեժիմներն ստանալու համար պետք է ընտրել պարամետրերն այնպես, որ կատարվի  $|0\rangle \rightarrow |n\rangle$  անցում, այսինքն, եթե անհրաժեշտ է ունենալ  $k$  ֆոտոնային բլոկադա, ապա պետք է կատարել  $|0\rangle \rightarrow |k\rangle$ , որտեղ  $k = 0, 1, 2, 3 \dots$ : Օսցիլյատորի էներգիական մակարդակները տրվում են հետևյալ կերպ՝  $E_k = E_0 + \hbar\omega_0 k + \chi k(k-1)$ , որտեղ  $k = 0, 1, 2, 3 \dots$ :

Նկ 1-ում ռեզոնատորում գտնվող  $x^{(3)}$  բյուրեղի վրա ընկնում են գառուսյան իմպուլսներ, որոնք ըստ  $\gamma T \gg 1$  պայմանի չեն հասցնում կրել դիսիպացիայի և ապակոհերենտության բացասական ազդեցությունը:



Նկ.1 Քեռի ոչ գծային դիսիպատիվ ռեզոնատորը պարբերական Գաուսյան իմպուլսների ազդեցությամբ:

Այդ դեպքում իմպուլսում ֆոտոնի առկայության հավանականության համար ստացվել են հետևյալ արդյունքները՝ միաֆոտոնային համար 0.85 է, երկֆոտոնայինի համար 0.6 է, իսկ եռաֆոտոնայինի համար մոտ 0.5, որոնք զգալի գերազանցում են մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում ստացված արդյունքները: Բացի բազմաֆոտոնային շրջափակումից ստացվել է Ֆոկի վիճակների գեներացիա, որը նույնպես կարևոր արդյունք է, քանի որ ստացվում է, որ կարող ենք արտաքին պարամետրերի փոփոխմամբ ընտրողաբար ստանալ համապատասխան Ֆոկի վիճակները:

Ինֆորմացիայի մշակման գործընթացը հաճախ, հատկապես քվանտային համակարգիչներում, պահանջում է կառավարման միմյանցից անկախ ու տարբեր ուղիներ: Վերը շարադրված թվային հաշվարկման այս եղանակները կարելի է օգտագործել միևնույն, նշվածից տարբեր կառավարման պարամետր ստանալու համար: Որպես այդպիսինը կարելի է օգտագործել կառավարման իմպուլսների հաջորդականությանում փոփոխելի շեղումը, որը, ակնհայտ է, կառավարելի է:

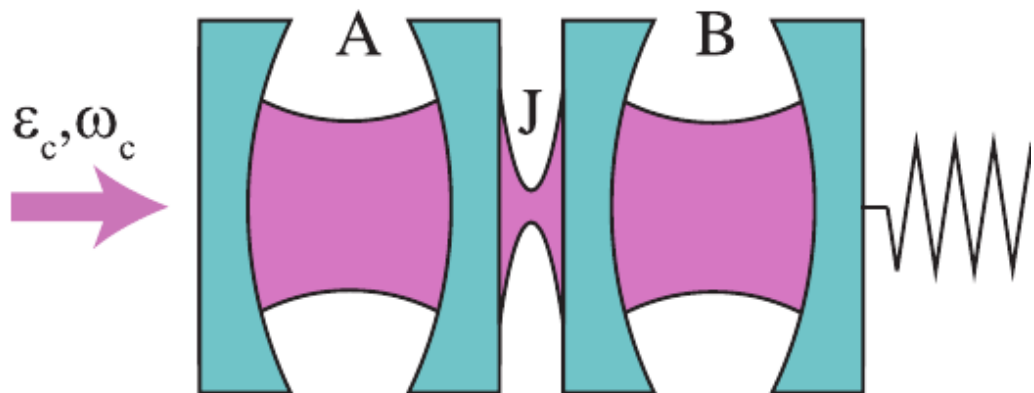
**§1.3 Քեռի խճճված վիճակներ**

Քվանտային ֆիզիկայի յուրօրինակ և դասական նմանակը չունեցող երևույթներից են քվանտային գուգահեռականությանը, չտեղայնացվածությանն ու խճճված (entanglement, միաձուլված) վիճակները: Խճճված վիճակների  $\mathcal{H}_e$  բազմությունը հետևյալն է

$\mathcal{H}_e \equiv \mathcal{H} \ominus \mathcal{H}_A \ominus \mathcal{H}_B \ominus \mathcal{H}_F$ , որտեղ  $\mathcal{H}$ -ը A և B քուբիթերի կոհերենտ կոռելացված համակցված (կոմբիացված) համակարգի

վիճակների հիլբերտյան տարածությունն է,  $\mathcal{H}_A$ -ն  $\mathcal{H}_B$ -ն համապատասխանաբար A և B քուբիթերի վիճակների հիլբերտյան տարածությունն է,  $\mathcal{H}_F$ -ը բոլոր հնարավոր  $|\psi_A\rangle \in \mathcal{H}_A$  և  $|\psi_B\rangle \in \mathcal{H}_B$  ֆունկցիաների  $|\psi_A\rangle |\psi_B\rangle$  արտադրյալների բազմությունն է: Ակնհայտ է, որ եթե  $|\psi_e\rangle \in \mathcal{H}_e$ , ապա  $|\psi_e\rangle \notin \mathcal{H}_A$ ,  $|\psi_e\rangle \notin \mathcal{H}_B$ ,  $|\psi_e\rangle \notin \mathcal{H}_F$ :

Եթե տրված է n հատ քուբիթ, ապա նրանց պայմանական դինամիկայով կարելի է կատարել բվանտային տրամաբանության հանրահաշվի n-տեղանի գործողությունները, մասնավորապես, n=2 բինար գործողությունները, որոնցից են “կառավարելի ոչ”  $C_N$  և քուբիթերի վիճակների փոխանակման  $S_w$  օպերատորները: Այս կապակցությամբ կարևորվում է տրված ֆիզիկական քուբիթերի խճճված վիճակների ուսումնասիրությունը: Քեռի երկու աններդաշնակ օսցիլատորի համար [38-40] աշխատանքում մշակված է թվային եղանակ խճճված վիճակների հետազոտման համար:



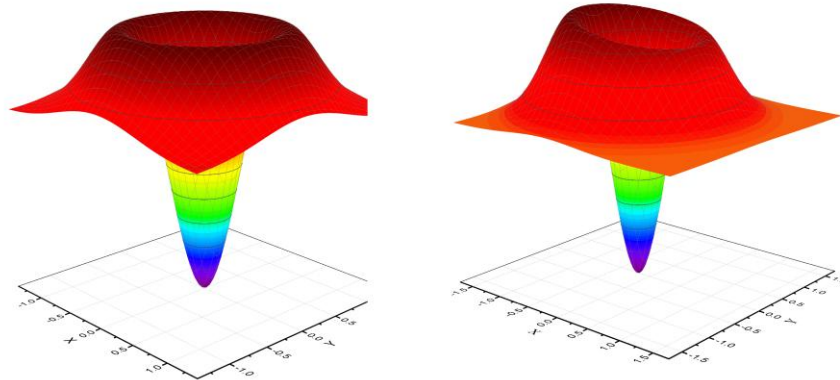
Նկ. 2 A և B կապված ոչ գծային ռեզոնատորներն են,  $\varepsilon_c$  -ն ընկնող դաշտի և A ռեզոնատորի միջև կապի հաստատունն է, J-ն երկու ռեզոնատորների միջև կապի հաստատունը,  $\omega_c$  -ն ընկնող դաշտի հաճախությունը:

Այստեղ կառավարման ավելի շատ ուղիներ են պետք, քանի որ բացի ձևափոխման գործողություններից, կա ևս մեկ լրացուցիչ գործողություն, այն է “անջատել-միացնել” կոհերենտ կոռելյացիան: Այդ պատճառով հարկ է ուսումնասիրել կառավարման իմպուլսների

հաջորդականությունում փոփոխականի շեղումը որպես խճված վիճակների կառավարման և րացուցիչ հնարավորություն:

### §1.4 Վիզների ֆունկցիան

Վիզների ֆունկցիան ցույց է տալիս փոփոխյին տարածությունում քվադրիպոլային անկյունային վիճակների բաշխումը, որն ունի առավելությունն ի տարբերություն փոփոխյին տարածություն քվանտային վիճակն բնութագրող այլ ֆունկցիաներից: Այն տրվում է խտության մատրիցով հետևյալ ձևով՝  $W(r, \theta) = \sum_{n,m} \rho_{nm}(t) W_{mn}(r, \theta)$ : Վիզների ֆունկցիայի առավելությունը կայանում է նրանում, որ այն փորձով չափվող մեծություն է և բավականին տեսանելի նկարագրում է վիճակը [41,42]: Օրինակ միաֆոտոնային վիճակի համար ստացվում է փորձնականին շատ մոտ արդյունք [24], որը պատկերված է նկ 3-ում:



Նկ. 3 Ֆոկի միաֆոտոնային վիճակի վիզների ֆունկցիաները

Նկար 3-ի առաջին գրաֆիկը մաքուր Ֆոկի միաֆոտոնային վիճակի վիզների ֆունկցիան է, իսկ երկրորդը՝ գաուսյան իմպուլսների ազդեցության տակ թեռնի ոչ գծային դիսիպատիվ ռեզոնատորում ստացված վիճակի վիզների ֆունկցիան, այն պահին, երբ իմպուլսը ընդունում է իր մեծագույն արժեքը:



Մինչ այժմ Ֆոկի վիճակների Վիգների ֆունկցիան հաշվարկելիս, ինչպես նաև խճճված վիճակի Վիգների ֆունկցիան հաշվելիս [43] հաշվի չի առնվել իմպուլսների փոփոխության շեղումը, որը կարող է լինել ևրացուցիչ պարամետր համակարգի վիճակը կառավարելու համար:

Այդ պատճառով ցանկալի է նաև ուսումնասիրել կառավարման իմպուլսների հաջորդականությունում փոփոխության շեղման ազդեցությունը Վիգների ֆունկցիայի վրա, որոշելու համար խճճվածության առկայությունն ու խճճվածության աստիճանը:

### **§1.5 Քվանտային համակարգիչներ և հաշվարկներ**

Քվանտային ինֆորմատիկայի նշանավոր նվաճումներից է քվանտային համակարգիչը, որը քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի միջոցով իրականացնում է գուգահեռ-հաջորդական հաշվարկ: Այն դասականի համեմատ էքսպոնենցիալ կարգով ավելի արդյունավետ է և միակն է, որ կարող է մոդելավորել քվանտային ֆիզիկան, այն է՝ ոչ կոլմոգորովյան հավանականությունները [44-47]: Այսօրինակ գործընթացը պարունակում է երկու խնդիր՝ ի՞նչ ֆիզիկական համակարգով իրականացնել ևրգիկայի հանրահաշիվը (օրինակ,  $SU(2)$  խումբը) և այդ հանրահաշվում ինչպե՞ս կառուցել համապատասխան ալգորիթմը:

Ֆիզիկական համակարգի, այն է՝ քուբիթերի հարցում դժվարությունը կապված է նրա աշխատանքային պայմանների, այսինքն՝ ապակոհերենտացման ժամանակի, հարակից մակրոսկոպիկ դաշտերի մեծությունների, ջերմային ֆլուկտուցիաների (իդեմս ջերմաստիճանի) և այլ աղմուկների հետ: Այժմ այս կամ այն պայմանին ևլավ բավարարող քուբիթեր շատ կան, որոնցից է նաև Քեռի բջիջը [24], որտեղ առանցքային է հանդիսանում դիսիպացիայի և ապափոփոխման հաշվառումը, մեր դեպքում՝ Քեռի անհարմոնիկ քուբիթերի համար: Դաարված է [8,13,15] աշխատանքներում միայն ապակոհերենտացման առումով, այնինչ հարկ էր նաև գտնել համիլտոնյանի

ժամանակային կախվածությունը հանրահաշվի յուրաքանչյուր գործողության համար:

Անհամեմատ ավելի բարդ է քվանտային ալգորիթմերի ստեղծումը, որի վկայությունն այն է, որ առայսօր միայն մի քանի տասնյակ ալգորիթմեր են գտնվել [48-53]: Դրա պատճառներից մեկը հենց քվանտային ֆիզիկայի այն առանձնահատկությունն է, ըստ որի հնարավոր է ժամանակի ցանկացած պահի որոշել քվանտային համակարգի վիճակն առանց այն փոփոխելու, ուստիև համակարգի էնտրոպիան ու ինֆորմացիան փոփոխելու:

Կաշատ կարևոր խնդիրների մի դաս, որը պահանջում է սկզբունքորեն նոր մոտեցում: Դրանք այն խնդիրներն են, որոնց կատարումը պահանջում է համակարգում ներքին հակադարձ կապի առկայություն՝ չօգտագործելով վիճակի իմացությունը (նույնիսկ չունենալով իմանալու հնարավորությունը): Այլ կերպ ասած, պետք է մշակվի «քվանտային հակադարձ կապ» ինֆորմացիայի մշակման կրկնընթաց պրոցեսի իրականացնելու համար: Այդ խնդրի լուծման միակ սկզբունքն առաջարկվել է Կարայանի [29] աշխատանքում: Այդ հարցում լուրջ ներդրում է հանդիսանում կրկնընթաց պրոցեսի ցիկլի համարի տեղաշարժի քվանտային ալգորիթմի կառուցումն ու նրա ֆիզիկական կատարումը, այդ թվում Քեռի ոչ գծային քուբիթերի միջոցով:

## **§1.6 Եզրակացություն**

Ամփոփելով գրականության վերը բերված ակնարկը, կարող ենք ձևակերպել սույն ատենախոսության նպատակն ու խնդիրները.

### **Աշխատանքի նպատակը և խնդիրները**

**-Նպատակը** դիսիպացիայի առկայությամբ Ֆոկի պատկերացմամբ Քեռի քուբիթերի կառավարման նոր հնարավորություն

Ուսումնասիրումն է և նրակիրառմամբ քվանտային  
ալգորիթմի կառուցումը:

**-Խնդիրները.**

- Ուսումնասիրել կառավարող իմպուլսների հաջորդականությունում փոփոխվող շեղման ազդեցությունը թեռի օսցիլատորի միաֆոտոն, երկֆոտոն և եռաֆոտոն վիճակների հավանականության վրա դիսիպացիայի առկայությունը;
- Բաց համակարգի քվանտային դինամիկայով հետազոտել թեռի քուբիթերի կոմբինացված համակարգի խճճված վիճակները իմպուլսներում փոփոխվող շեղման և դիսիպացիայի առկայությունը;
- Ուսումնասիրել փոփոխվող տարածությունում դիսիպացիայի առկայությունը իմպուլսներում փոփոխվող շեղման ազդեցությունը թեռի քուբիթերի Վիգների ֆունկցիայի՝ քվադրիհավանականության բաշխման վրա;
- Որոշել քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի հիմնական գործողությունների կատարման համար անհրաժեշտ թեռի քուբիթերի համակարգի համիլտոնյանի ժամանակային կախվածությունները;
- Կառուցել “քվանտային հակադարձ կապի” համար անհրաժեշտ “ցիկլի տեղաշարժի” քվանտային ալգորիթմն ու քվանտային սխեման թեռի քուբիթերի հիման վրա:

## **Գ Լ ո Լ խ 2**

**ՔԵՌԻ ԱՆՀԱՐՄՈՆԻԿ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐԻ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԿԱՌԱՎԱՐՈՂ ԻՄՊՈՒԼՍԵՐԻ ՀԱԶԱՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ ՓՈՒԼԻ ՇԵՂՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ**

### **Նախաբան**

Ինչպես արդեն նշել ենք ներածություներում քվանտային ինֆորմատիկայի կարևորագույն հարցերն են քվանտային ալգորիթմերի կառուցումն ու դրանց իրականացման համար արդյունավետ ֆիզիկական համակարգերի՝ քվանտային համակարգիչների ստեղծումը: Այս կապակցությամբ վերջին ժամանակներում լուրջ ուշադրություն են դարձնում օպտիկական, հատկապես ոչ-գծային ռեզոնատորում թեռիքների օգտագործման վրա: Ռիտբերգի ֆոտոնային շրջափակման երևույթի հայտնաբերումից հետո էլ ավելի

աշխուժացան այդ ուղղությամբ տարվող հետազոտությունները՝ մղելով այն առաջնագիծ: Գ. Կրյուկչյանի և Նրախմբի կողմից Լինդբլադի մոդելի հիման վրա կարևոր ուսումնասիրություններ արվեցին և մշակվեցին թվային հոտազոտման արդյունավետ եղանակ [24,8,54]: Այդ աշխատանքներում համիլտոնյանի ժամանակային կախվածությունը ներկայացված է միատեսակ իմպուլսների հաջորդականությամբ: Ատենախոսություն այս բաժնում Քեռի քոլեջի թերի դինամիկայի կառավարման և սմեկանկախ պարամետր ունենալու նպատակով համիլտոնյանում ներառվել է նաև իմպուլսներում փոփոխյին շեղումը: Չափված են իմպուլսներում միաֆոտոն, երկֆոտոն և եռաֆոտոն ֆոկի վիճակների հավանականությունները՝ կախված փոփոխյին շեղման անկյունից (§1), ինչպես նաև Քեռի երկու քոլեջի թերի կոմբինացված համակարգի խճճված վիճակների հավանականություններն ու խճճվածության աստիճանը (§2):

Այս բաժնում քննարկված արդյունքները ներկայացված են [58,59] աշխատանքներում:

**§2.1 Իմպուլսի փոփոխյին շեղման ազդեցությունը ֆոկի վիճակների հավանականությունների վրա՝ դիսիպսիայի հաշվառմամբ**

Ինֆորմացիոն գործընթացներում (հաշվարկ, մոդելավորում, հաղորդում, ծածկագրում և այլն) քվանտային ինֆորմացիայի առավելությունը դասականի համեմատ անվիճելի է, հատկապես եթե համակարգը պարունակում է հարյուրավոր կոհերենտ կորելացված քոլեջի թեր: Սակայն էական դժվարություններ են ի հայտ գալիս դրանց ֆիզիկական իրականացման դեպքում: Այդ դժվարությունները պայմանավորված են ինչպես մեծաքանակ քոլեջի թերի համակարգում կոհերենտ կորելյացիայի հաստատման, այնպես էլ տրված ժամանակամիջոցում դրա պահպանման հարցերում:

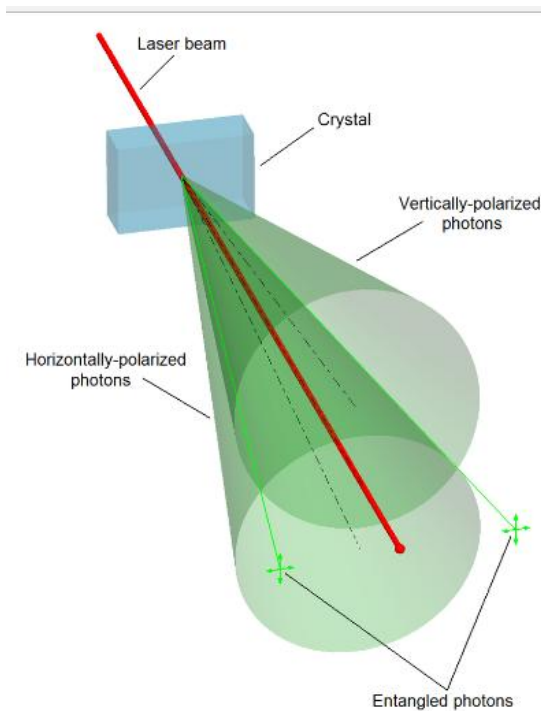
Դա հետևանք է անհրաժեշտաբար օգտագործվող բաց համակարգի քվանտային դինամիկայի, երբ տեղի ունի

անհակադարձելի ուղի ունենալու և ապակոհեցնելու մասին պայմանավորված ինչպես բնութային հիմնարար օրենքներով, այնպես էլ “աշխատանքային” պատճառներով (մշակվող և կառավարվող ինֆորմացիայի ելքում ու տեղում քվանտային համակարգ): Որոշ հարցերում (համեմատաբար բարձր անզգայնությունը արտաքին ազդակների հանդեպ, ինֆորմացիայի հաղորդում, ծածկագրում) օպտիկական քվանտային համակարգերն ունենալու և բոլոր մյուս տեսակների նկատմամբ, սակայն բավարար չափով հարմարեցված չեն մոդելավորման ու հաշվարկի համար ինֆորմացիայի մշակմանը: Այս կապակցությամբ ակտիվ հետազոտվում են Ֆոկի ներկայացմամբ Քեռի տիպի քոբիթերի վարքը: Լավ ուսումնասիրված են Ֆոտոն-Ֆոտոն փոխազդեցությունները, մասնավորապես, Ֆոտոնային բլոկադայի և հակախմբավորման երևույթը [55-57,60-64]: Դա կոմբինացված քվանտային համակարգի պայմանական դինամիկայի, քանի որ համակարգում մեկ ֆոտոնի առկայությունը ազդում է երկրորդ ֆոտոնի մուտքի հավանականության վրա:

Հայտնի է, որ օպտիկայում խիստ քվանտային էֆեկտների հետազոտումը հիմնված է ֆոտոնների միջև ուժեղ ոչ գծային փոխազդեցության վրա: Այդպիսի քվանտա-օպտիկական երևույթների օրինակները, որոնք ցույց են տրվել փորձնականորեն, ներառում են պարամետրիկ փոքր-կոնվերսիայով (down-conversion) քառակուսային խտացումը և ֆոտոնների խճճված վիճակների ոչ տեղային կորելիացիայի չափումը [65]:

Ցած-կոնվերսիան հայտնաբերվել է 1966 թվականին Դ.Ն. Կլիշկոյի կողմից: Այն քվանտային ոչ գծային օպտիկայի կարևոր երևույթներից է, որի ընթացքում էլեկտրամագնիսական ճառագայթը ոչ առաձգականորեն փոխադրում է ոչ գծային բյուրեղի հետ, որի արդյունքում  $\omega_1$  հաճախությամբ և  $\vec{k}_1$  ալիքային վեկտորով մոնոքրոմատիկ ճառագայթի ֆոտոնները ցրվում են՝ դառնալով  $\omega_s$  և  $\omega_p$

հաճախությունների ֆոտոնների զույգ, որոնց ալիքային վեկտորները հավասար են համապատասխանաբար  $\vec{k}_s$ -ի և  $\vec{k}_p$ -ի



Նկ.4. Պատկերված է պարամետրական ցրումը, որի արդյունքում առաջանում են երկու ճառագայթներ, որոնց ֆոտոնների միջև կարելի է առաջացնել խճճվածություն:

Ցրման արդյունքում չեն խախտվում էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները, որոնք բերում են հաճախային և տարածական սինխրոնիզացիայի պայմանի բավարարմանը.

$$\omega_s + \omega_p = \omega_l \quad (2.1)$$

$$\vec{k}_s + \vec{k}_p = \vec{k}_l \quad (2.2)$$

(2.1) և (2.2) պայմանների կատարման անհրաժեշտությունը հանգեցնում է ցրման ճառագայթման ինտենսիվության բաշխման և ցրող միջավայրի դիսպերսիվ բնութագրի միջև միանշանակ կապի առկայությունը: Քանի որ ցրված ալիքների հաճախությունների վրա բացի սինխրոնիզմի պայմաններից այլ պայմաններ չեն դրվում: Այդ դեպքում ցրված ճառագայթների սպեկտրը կարող է զբաղեցնել ողջ սպեկտրալ տիրույթը՝ սկսած  $\omega_1$ -ից մինչև 0, եթե ցրող միջավայրի դիսպերսիան բավարարում է (2.1) պայմանին:

Մակրոսկոպիկ համակարգերում քվանտային վիճակների

սուպերպրոզիցիան շատ մեծ արագությամբ ընթանում է ապակոհերենտացում և դժվարանում է խճճված վիճակների արդյունավետ ստացումը հատկապես բարձր կարգի ոչ գծայնության դեպքում: Այս սահմանափակումները հաղթահարելու համար մի շարք գիտնականներ ուսումնասիրել են ոչ գծային օպտիկան ուժեղ կապի ռեժիմը, երբ համակարգի սեփական վիճակները իրենցից ներկայացնում են ատոմ-ռեզոնատոր վիճակների սուպերպրոզիցիա [66–67]: Այսպիսի ոչ գծայնությունը օգտագործվել է միկրոալիքային (СВЧ резонатор) ռեզոնատորներում ճրեդինգերի կատվի վիճակ ստանալու համար [68]: Օգտագործելով այլ ընտրանքային մոտեցում՝ առաջարկվել է նոր մեխանիզմ, որը տալիս է թեռի ոչ գծայնության ռեզոնանսային բարձրացում [69]: Այսպիսի բարձր կարգի ոչ գծայնությունները ստացվել են ատոմ-ֆոտոն թույլ փոխազդեցության սահմանում և կարող են օգտագործվել նաև այլ համակարգերի վրա:

Այսպիսի սխեման տրված լույսի ինտենսիվության համար կարող է բարձրացնել հասանելի ոչ գծային փոլլային շեղումը մինչև 10 կարգ:

Ոչ դիսիպատիվ ֆոտոն-ֆոտոն փոխազդեցության դրսևորումը, որպիսին է ֆոտոնոյին բլոկադայի երևույթը, քիչ թվով ֆոտոնների համար հանդիսանում է քվանտային օպտիկայի մոդելային խնդիրներից մեկը: Այդպիսի փոխազդեցությունները անհրաժեշտ են քվանտային տրամաբանական փական-բջիջներում (logical gates) միաֆոտոնային քվանտային վիճակների կառավարման համար: Որպես կանոն, ատոմների ռեզոնանսին մոտ կարգավորումները միաժամանակ բարձրացնում են թեռի ոչ գծայնությունը և գծային կլանումը՝ խիստ սահմանափակելով հասանելի ոչ գծային փոլլային շեղումը:

Ֆոտոնային բլոկադայի հիմնական պայմաններից մեկը այն է, որ ֆոտոն-ֆոտոն փոխազդեցության գործակիցը մեծ լինի գրգռող դաշտի շերտի և գծերի լայնության տրոհման գործակից [70]: Սանշանակում է, որ այդ շերտում ֆոտոնները



ուժեղ փոխազդող մասնիկներ են: Այս առումով ուժեղ ոչ գծայնություները մի քանի ֆոտոնի մակարդակով կարող ենք նաև ստանալ ոչ գծային ռեզոնատորներում Քեռի անհարմոնիկ օսցիլիատորներով [71-77] և մի շարք այլ միջոցներով (տես [81-83] և այնտեղ ցիտված աշխատանքները):

Քեռի երևույթը (կամ ոչ-գծային էլեկտրօպտիկական երևույթը) համասեռ էլեկտրական դաշտում տեղադրված իզոտրոպ նյութում անիզոտրոպության մակածման երևույթն է, որի պատճառով առաջանում է ճառագայթի արագության փոփոխություն: Այն հայտնաբերվել է 1875 թվականին շոտլանդացի ֆիզիկոս Ջոն Քեռիի կողմից: Էլեկտրական դաշտում նյութը ձեռք է բերում համասեռ անիզոտրոպ բյուրեղի հատկություններ, որի օպտիկական առանցքը համընկնում է կիրառված դաշտի ուղղության հետ: Ստատիկ դաշտին ուղղահայաց տարածվող լույսը կունենա տարբեր արագություններ՝ կախված էլեկտրական դաշտի և արտաքին դաշտի փոխադարձ դիրքերից: Եթե լուսային ճառագայթը ուղղահայաց կերպով ընկնում է բյուրեղի հարթության վրա, ապա բյուրեղից դուրս կգա երկու ճառագայթ, որոնք կշարունակվեն տարածվել նույն ուղղությամբ, սակայն տարբեր արագություններով: Եթե արտաքին դաշտին ուղղահայաց տեղադրված նմուշի վրա ընկնի դաշտի նկատմամբ անկյան տակ բևեռվածություն ունեցող ճառագայթ, ապա այն դուրս կգա էլիպսաձև բևեռացմամբ: Փորձը ցույց է տալիս, որ այդ նյութի համար սովորական և անսովոր լույսի բեկման ցուցիչների տարբերությունը համեմատական է արտաքին դաշտի լարվածության քառակուսուն:

$$\Delta = l(n_e - n_o) = \lambda B E^2 ,$$

Այստեղ  $l$ -ը նյութում լույսի անցման ճանապարհի երկարությունն է,  $B$ -ն Քեռի հաստատունն է, որը բնութագրում է երկբեկումը,  $\lambda$ -ն ալիքի երկարությունը: Քեռի հաստատունը կախված է նյութի տեսակից, ջերմաստիճանից (աճման գույքն թաց փոքրանում է) և ալիքի երկարությունից (Յեվլինի օրենքը): Քեռի հաստատունի ամենամեծ արժեքները ստացվում

Են այն նյութերի համար, որոնց մոլեկուլներն ունեն մեծ սեփական դիպոլային մոմենտ: Էլեկտրական դաշտում նշված երկու ճառագայթի առաջացումը կարող է պայմանավորված լինել նաև ոչ դիպոլային հատկություններով: Ոչ դիպոլային մոլեկուլների համար Քեռի երևույթի բացատրությունը տրվել է Պ. Լանժեռենի և Մ. Բորնի կողմից: Նրանց տեսությունը հիմնվում է այն բանի վրա, որ մոլեկուլները ունեն անիզոտրոպ օպտիկական բևեռվածություններ, այսինքն՝ լուսային ալիքի ազդեցության տակ բևեռանում են տարբեր ուղղություններով և տարբեր չափով: Սակայն Էլեկտրական դաշտի բացակայության դեպքում նրանց քառային տեղաբաշխումը առաջացնում է հեղուկի կամ գազի մակրոսկոպական իզոտրոպություն:

Արտաքին Էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ մոլեկուլները կտեղակայվեն այնպես, որ նրանց բևեռացվածության առանցքը ուղղված լինի դաշտի ուղղությամբ: Դրան հակազդում է մոլեկուլների ջերմային քառային շարժումով պայմանավորված վերադասավորումը: Չավասարակչության ստացիոնար վիճակ հաստատվելու դեպքում միջավայրը կարող է ձեռքբերել երկբեկման հատկություն:

Լանժեռեն-Բորնի տեսությունը լավ նկարագրում է Քեռի երևույթի թուլացումը ջերմաստիճանի բարձրացման հետ, ինչպես նաև երկբեկման կարճ ռելաքսացիայի ժամանակը  $10^{-9}$ ,  $10^{-10}$  վ.:

Նկ. 1-ում պատկերված է Քեռի ոչ գծային դիսիպատիվ ռեզոնատորը, որը մենք ևս կօգտագործենք ֆոտոնային բլոկադա ստանալու համար: Պարզության համար ենթադրվում է, որ հայելիներից մեկն ունի փոքր անդրադարձման գործակից և ճառագայթը կանցնի նրա միջով: Երկու հայելիների մեջ տեղադրված է  $\chi^{(3)}$  բյուրեղի շնորհիվ էներգետիկ մակարդակների հեռավորությունը միմյանցից այլևս հավասարահեռ չեն, որն էլ օգնում է ֆոտոնային շրջափակում

ստանալ ու գործում:

Ֆոտոնային բլոկադայի համար Գ.Կրյուչկյանի և իր խմբի կողմից առաջարկվել օգտագործել գաուսյան իմպուլսներով արտաքին դաշտ, որոնք հանգեցնում են նոր քվանտային էֆեկտների կամ բարելավում են արդեն իսկ ստացված էֆեկտները [24]: Ստացված արդյունքները կարող են հիմք ծառայել մի շարք քվանտային գեյթեր ու բինար գործողություններ իրականացնելու համար, եթե միայն ընդլայնենք Քեռի քուբիթերի կոհերենտ կորելացված համակարգի վիճակի կառավարման հնարավորությունը:

Այս կապակցությամբ սույն աշխատանքում դիտարկել ենք գաուսյան իմպուլսների հաջորդականությունում միմյանց նկատմամբ փոփոխյալի շեղման ազդեցությունը Ֆոկի վիճակների հավանականությունների վրա և այն համեմատել [24]-ում ստացված արդյունքների հետ:

Քեռի ոչ գծային ռեզոնատորը իմպուլսային ռեժիմում պտտվող ալիքի մոտավորությամբ ներկայացվում է հետևյալ համիլտոնյանով [24].

$$H = \hbar\Delta a^+ a + \hbar\chi(a^+)^2 a^2 + \hbar f(t)(\Omega a^+ + \Omega^* a) \quad (2.3)$$

որտեղ  $\Omega$ -ն արտաքին դաշտի լայնության համեմատական կապի հաստատունն է:  $a^+$ -ն և  $a$ -ն համապատասխանաբար ծնման և ոչնչացման օպերատորներն են,  $\Delta$ -ն ապալարքն է ընկնող դաշտի հաճախության և օսցիլյատորի սեփական հաճախության միջև, իսկ  $\chi$ -ն ոչ գծայինության գործակիցն է, իսկ  $f(t)$ -ն՝

$$f(t) = \sum_{k=1}^n e^{-\left(t-t_0-k\tau\right)^2/T^2} e^{i(k-1)\varphi} \quad (2.4)$$

Սակայն, ի տարբերություն [24]-ի, համիլտոնյանի ժամանակային անդամում հաշվի առնենք նաև երկու հաջորդական իմպուլսների միջև փոփոխյալի շեղումը  $\varphi$  անկյամբ. որտեղ  $\tau$ -ն երկու հաջորդական իմպուլսներ հեռավորությունն է, իսկ  $T$ -ն իմպուլսի տևողությունը,  $n$ -ը իմպուլսների քանակը,  $t_0$ -ն ժամանակի սկզբնական պահը:

(2.3) համիլտոնյանով բնութագրվում են տարբեր

Ֆիզիկական համակարգեր, ինչպիսիք են՝ օպտիկական ռեզոնատորները, նանոմեխանիկական տատանակները կամ Ջոզեֆսոնի անցման հիման վրա ստեղծված պինդ մարմնային սարքերը: Քանի որ այդ բոլոր դեպքերում առկա են ապակոհերենացում ու դիսիպատիվ էֆեկտներ, ապա դրանք իրենցից ներկայացնում են բաց ֆիզիկական համակարգեր, որոնց էվոլյուցիան կարելի է տալ Նակաջիմա-Տվանցիգի գլխավոր հավասարումով՝

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \int_0^t K_{r,s}(\rho(t)) ds,$$

որտեղ  $\rho$ -ն բաց համակարգի ստասիստիկ օպերատորն է,  $K_{r,s}$ -ն ինտեգրալ օպերատորի միջուկն է (մինչև տպահի էվոլյուցիայի հիշողությունը), որը Բոռն-Մարկովի մոտավորությամբ  $K_{r,s}(\rho(t)) \approx K\delta(t-s)\rho(s)$ : Այս դեպքում ստացվում է Նեյման-Լինդբլադի հավասարումը.

$$\frac{d\rho}{dt} = -[H, \rho] + \sum_{i=1,2} \left( L_i \rho L_i^\dagger - \frac{1}{2} L_i^\dagger L_i \rho - \frac{1}{2} \rho L_i^\dagger L_i \right), \quad (2.5)$$

(2.5) հավասարումը լուծելու համար գոյություն ունենլավ մշակված մոտավոր ինտեգրման մեթոդներ, որոնց հիմքում ընկած է քվանտային բաց համակարգի էվոլյուցիայի ներկայացումը այսպես կոչված քվանտային հետագծերի համախմբի վերադրման միջոցով [84-87]: Այս մոտեցման ժամանակ ցանկացած հետագիծ իրենից ներկայացնում է մաքուր քվանտային վիճակ և ներկայացվում է վիճակի վեկտորի միջոցով, որը ղեկավարվում է Շրեդինգերի ոչ գծային ստոխաստիկ հավասարմամբ: Տուլյց է տրվել [33], որ համակարգի խոռոչյան մատրիցան ստացվում է անվերջ թվով այդպիսի հետագծերի միջինացումից: Բնականաբար, գործնականում միջինացումը կատարվում է վերջավոր թվով հետագծերով, որն էլ հենց հանդիսանում է մոտարկումը: Գործնականում, ինչպես նաև այս աշխատանքում կատարված հաշվարկների ժամանակ, հետագծերի թիվը վերցվել է 1000, որպեսզի ստանանք բավականաչափ ճշգրիտ լուծումներ: Ցանկացած առանձին վերցրած հետագիծ հեշտությամբ տրվում է թվային ինտեգրման

միջոցով:

Ամենատարածված և հայտնի թվային ինտեգրման մեթոդներից է քվանտային վիճակների դիֆուզիայի մեթոդը (QSD) [32-36]. Այս մեթոդի համաձայն յուրաքանչյուր առանձին հետազոտի ժամանակային էվոլյուցիան կարելի է ներկայացնել դիֆուզիոն ռազմային հետևյալ հավասարման միջոցով

$$\frac{d}{dt}|\psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle = -\frac{i}{\hbar}H|\psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle - \frac{1}{2}\sum_j(L_j^+L_j - 2\langle L_j^+\rangle L_j + \langle L_j^+\rangle\langle L_j\rangle) + \sum_j(L_j - \langle L_j^+\rangle)|\psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle \xi_j^{(n)}(t) \quad (2.6)$$

(2.6)-ում  $n$ -ը ստոխաստիկ հետազոտի քանակն է,  $L_j$ -ն՝ Լինբլանդի օպերատորը: Լինբլանդի ամեն մի օպերատորին համապատասխանեցվում է  $\xi_j^{(n)}$  անկախ ադմոկի անդամը, որը միջինի գրոյական արժեքով վիներյան պրոցես է: Ցանկացած հետազոտի որոշվում է ռազմային համիլտոնյանով, այլնաև մեծ թվով ստոխաստիկ փոփոխականների հավաքածուով: Բոլոր վիներյան պրոցեսները համապատասխանում են ինչպես Լինբլանդի առանձին օպերատորներին, այնպես էլ տարբեր հետազոտի, և միմյանցից անկախ են:

Աշխատանքում թվային հաշվարկները իրականացվել է C++ ծրագրավորման լեզվի միջոցով գրված ծրագրային փաթեթով, որը օգտագործվել է նաև [24] աշխատանքում: Հաշվարկի ընթացքում հետազոտը գեներացվում են պատահական թվերի գեներատորների միջոցով, որը մեզ թույլ է տալիս ցանկացած քվանտային հետազոտի համար մոդելավորել մյուս հետազոտի հետ չկորելացված անկախ ադմոկի անդամների հավաքածուն: Այն բանից հետո, երբ հաշվարկվում է բավականաչափ մեծ  $N$  թվով հետազոտ, այսինքն՝  $|\psi_{\xi}(t)\rangle$  վիճակներ, համակարգի խոլթյան մատրիցը վերականգնվում է հետազոտի միջինացման միջոցով՝

$$\rho(t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |\psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle \langle \psi_{\xi^{(n)}}(t)|. \quad (2.7)$$

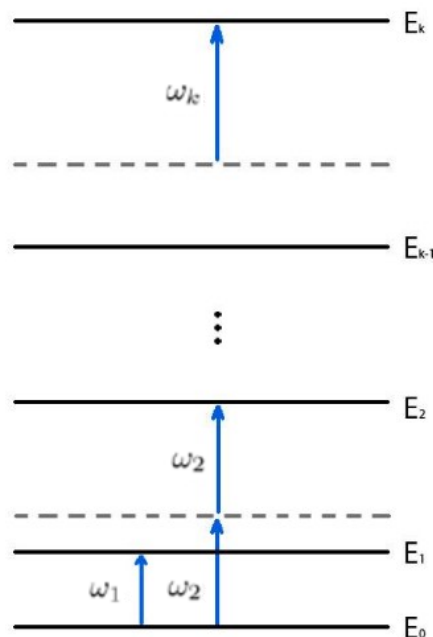
Եթե  $|\psi_{\xi}(t)\rangle$  վիճակները բավարարում են (2.6) հավասարմանը, ապա (2.6) հավասարման մեջ գրված խոլթյան մատրիցը բավարարում է Լինբլանդի հավասարմանը [33-35]: Նման մոտեցման ժամանակ

ցանկացած օպերատորի միջինը կարելի է ներկայացնել  $|\psi_\xi(t)\rangle$  վիճակի քվանտմեխանիկական միջինի միջոցով

$$\langle A \rangle = \text{Tr}(A\rho) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \langle \psi_{\xi^{(n)}}(t) | A | \psi_{\xi^{(n)}}(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N A_n \quad (2.8)$$

Ընդունենք, որ թեմոստատի ջերմաստիճանը պետք է բավարարի՝  $T \gg T_{cr} = \gamma\hbar/k_B$  պայմանին, որը դիտարկվող դեպքում բավարարվում է նաև ոչ բարձր ջերմաստիճանների համար:

Կառավարող  $f(t)$  դաշտի բացակայության դեպքում բազմաֆոտոնային շրջափակում իրականացնող համակարգի (2.3) համիլտոնյանը նկարագրում է  $E_n = E_0 + \hbar\omega_0 n + \hbar\chi(n-1)$ ,  $n=0,1,\dots$  էներգիայով Ֆոկի  $|n\rangle$   $n$ -ֆոտոնային վիճակները: Անհարմոնիկ օսցիլյատորի էներգետիկ մակարդակները ստիճանաձև աճում են  $E_{21} - E_{10} = 2\hbar\chi(n-1)$  քայլով (տես նկ.5):



**Նկ 5.** Քեռի ոչ գծային ռեզոնատորում միաֆոտոն, երկֆոտոն և  $k$ -ֆոտոն վիճակների էներգիայի մակարդակների սխեմատիկ պատկերը:

Եթե ուզում ենք դիտվի  $k$  ֆոտոնային շրջափակում անհրաժեշտ է  $|0\rangle \rightarrow |k\rangle$  անցում կատարել, որտեղ  $k=0,1,2,3,\dots$ : Օգտվելով էներգիայի  $E_k = E_0 + \hbar\omega_0 k + \hbar\chi(k-1)$  բանաձևից և հաշվի առնելով, որ էներգետիկ մակարդակների միջև անցման ռեզոնանսային հաճախությունը տրվում է հետևյալ կերպ՝

$k\omega_k = E_{k0}$ , կարող ենք հաճախությամբ համար ստանալ  $\omega_k = \omega_0 + \chi(k-1)$

հավասարումը:

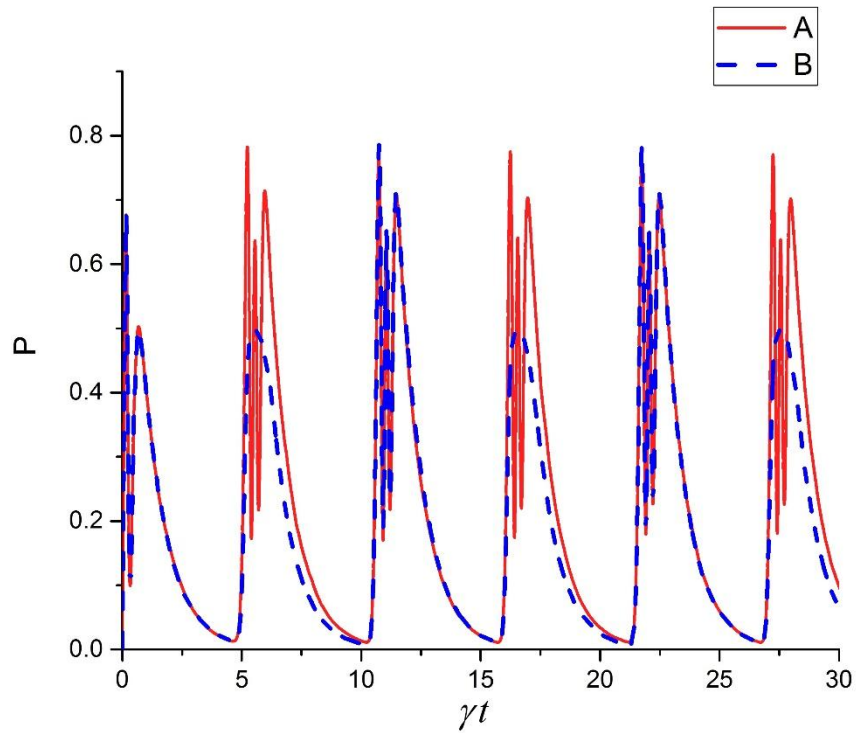
Մեկ ֆոտոնային անցման համար  $k=1$  իսկ ռեզոնանսային հաճախությունը  $\omega_1 = \omega_0$ : Երկֆոտոնային անցման համար  $k=2$  և,  $E_{20} = 2\hbar\omega_0 + 2\chi$   $\omega_2 = \omega_0 + \chi$  իսկ եռաֆոտոնային շրջափակում ստանալու համար  $k=3$ ,  $E_{30} = 3\omega_0 + 6\chi$ ,  $\omega_3 = \omega_0 + 2\chi$ .

Մենք դիտարկելու ենք միաֆոտոնային, երկֆոտոնային և եռաֆոտոնային շրջափակման երևույթները:

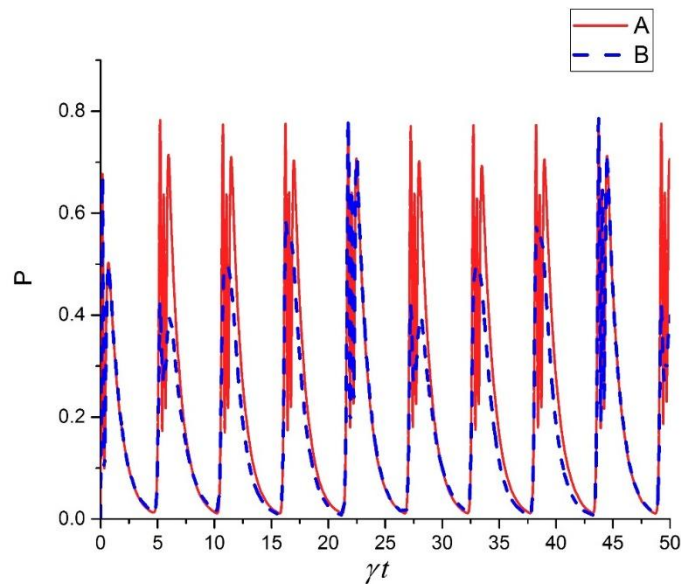
Բացի ռեզոնանսային հաճախություններն ու ոչ գծայինության պարամետրներն ընտրելուց անհրաժեշտ է նաև ճիշտ ընտրել արտաքին դաշտի իմպուլսի տևողությունը, ամպլիտուդը և երկու հարևան իմպուլսների հեռավորությունը: Որպեսզի հաշվի առնենք ոչ գծային էֆեկտերը իմպուլսի տևողությունը պետք է բավականաչափ արագ լինի, որ դիսիպատիվ էֆեկտերն հնարավորին քիչ ազդեն և պետք է լինի այնքան, որ ոչ գծայինությունը հասցնի իր դերը կատարել, այսինքն՝  $1/\gamma \gg T \gg 1/\chi$ :

Որպեսզի անհարմոնիկ օսցիլյատորում ստանանք միաֆոտոնային շրջափակում, պետք է առաջին և երկրորդ էներգետիկ մակարդակների միջև կատարվի անցում՝  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ , սա նշանակում է, որ անհրաժեշտ է ընտրել այդ անցման համապատասխանող ընկնող կառավարող դաշտի ռեզոնանսային հաճախությունը: Իսկ ցանկացած այլ  $|0\rangle \rightarrow |k\rangle$  անցման էներգիական մակարդակների  $k\hbar\omega_k = E_{k0}$  տարբերությունն է  $k=1$  դեպքում ունենք  $E_{10} = \hbar\omega_0$ , հետևաբար  $\omega_1 = \omega_0$ : Թվային լուծման արդյունքները բերված են նկ 6, նկ 7, նկ 8 ում B կետագծերը ցույց են տալիս հավանականության բաշխում, երբ իմպուլսների միջև կա փոփոխություն և հավասար է համապատասխանաբար՝  $\pi/2, \pi/4, \pi/8$ , A հոծ գիծը ցույց է տալիս հավանականության բաշխումը առանց փոփոխություն չեղման: Այս համակարգում Ֆոկի  $|1\rangle$  վիճակի հավանականության առավելագույն արեքը ստացվել է  $P_1 = 0.82$ , փոփոխություն չեղման

Ժամանակ այն նվազում է մինչև 0,4:

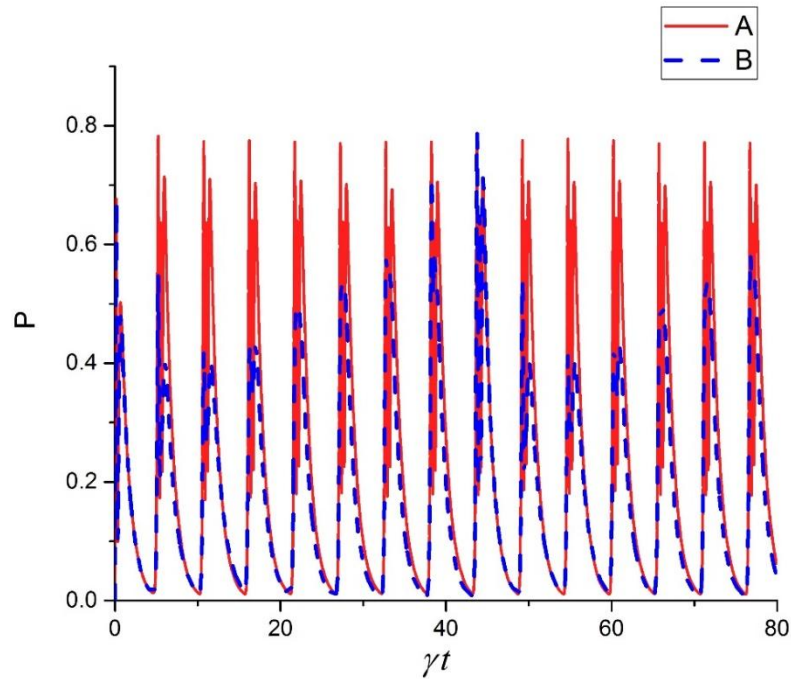


Նկ.6. ա) Իմպուլսներում մեկ ֆոտոնի հավանականության բաշխումը, երբ իմպուլսների հաջորդականությունում իմպուլսի փոփոխությունը  $A=0$  է և  $B=\pi/2$  է:



Նկ.6. բ) Իմպուլսներում մեկ ֆոտոնի հավանականության բաշխումը, երբ իմպուլսների հաջորդականությունում իմպուլսի փոփոխությունը  $A=0$  է և  $B=\pi/4$  է:



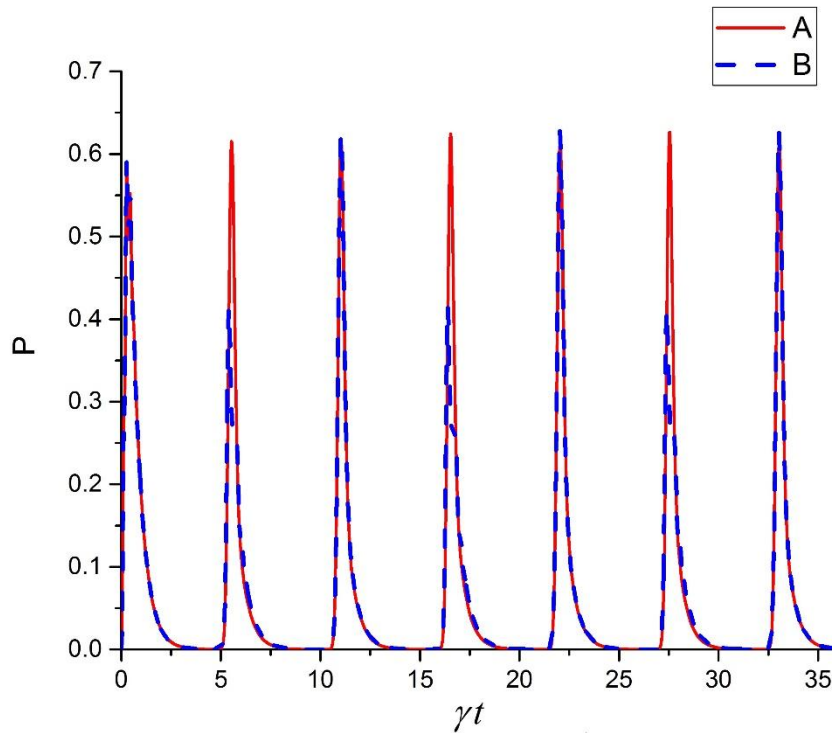


Նկ.6.գ Իմպուլսի սնեքոնոմի մեկ ֆոտոնի հավանականության բաշխումը, երբ Իմպուլսի հաջորդականությունը նույնիմպուլսի փոփոխության շեղումը A-0 է չկա, B- $\pi/2$  է:

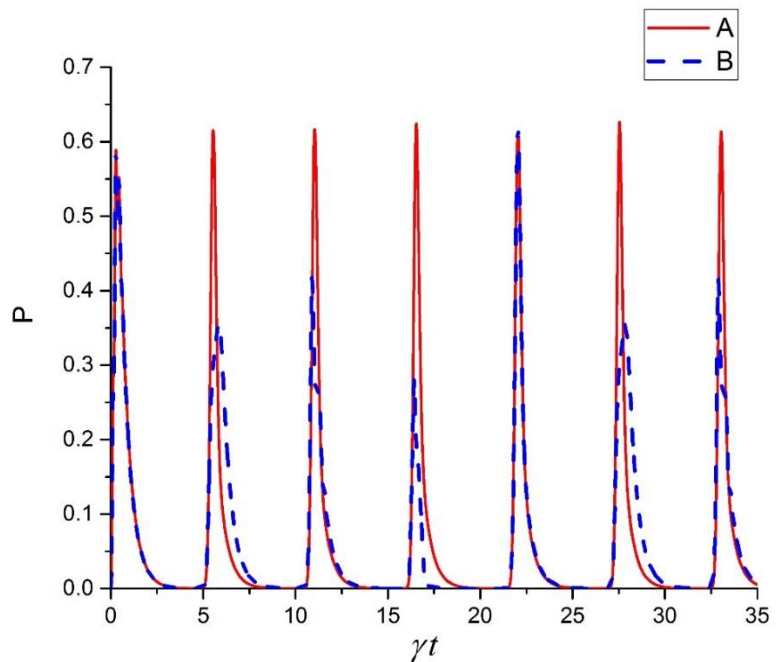
Նկ.6 ա,բ,գ-ում ստացված է Միաֆոտոնային շրջափակման ռեժիմը: Թվային հաշվարկները կատարվել են պարամետրներն ընտրված են ըստ [14] աշխատանքի՝  $\chi = 15\gamma^{-1}$ , ընկնող դաշտի ամպլիտուդան  $\Omega = 6\gamma^{-1}$ ,  $\tau = 5.5\gamma^{-1}$ ,  $T = 0.4\gamma^{-1}$ .

Նման կերպ ֆոկի երկֆոտոնային շրջափակման համար անրհաժեշտ է կատարել  $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$  անցում, այսինքն պետք է ընտրենք այդ անցման համապատասխանող ընկնող դաշտի ռեզոնանսային հաճախությունը:  $k = 2$  դեպքում կունենանք  $E_{20} = 2\hbar\omega_0 + 2\chi$ , հետևաբար  $\omega_2 = \omega_0 + \chi$ :

Դիտարկենք երկֆոտոնային շրջափակման ռեժիմի դեպքում ստացված արդյունքները:

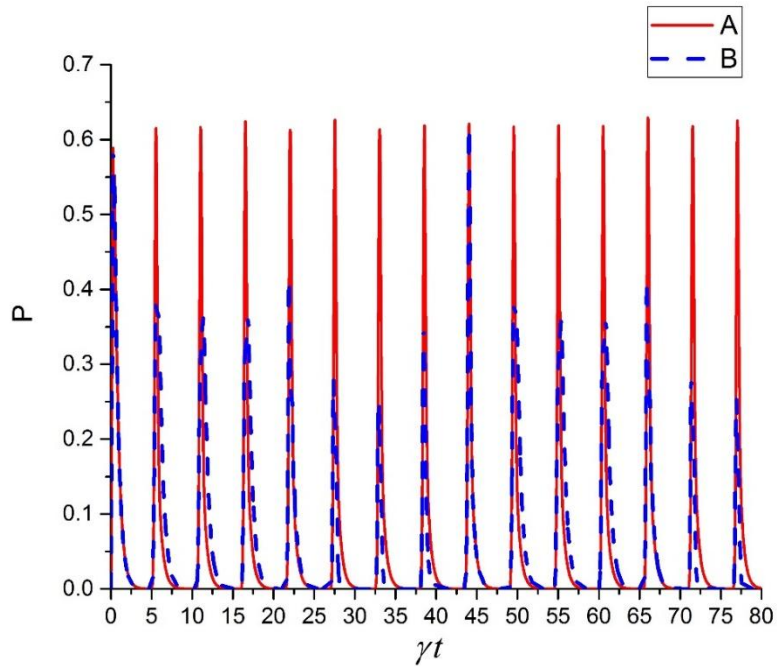


Նկ.7.ա. Իմպուլսներում երկու  $\phi$  ուտոնի հավանականության բաշխումը, երբ իմպուլսների հաջորդականությունում իմպուլսի փոփոխություն չեղումը A-



0 է չկա,  $B-\pi/2$  է:

Նկ.7.բ. Իմպուլսներում մեկ  $\phi$  ուտոնի հավանականության բաշխումը, երբ իմպուլսների հաջորդականությունում իմպուլսի փոփոխություն չեղումը A-

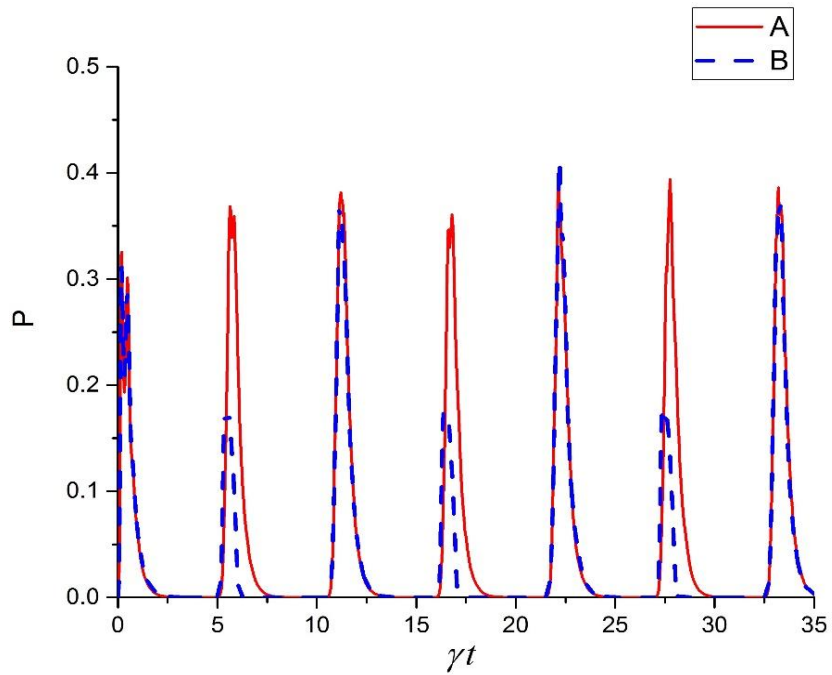


$0 \leq B - \pi/4$

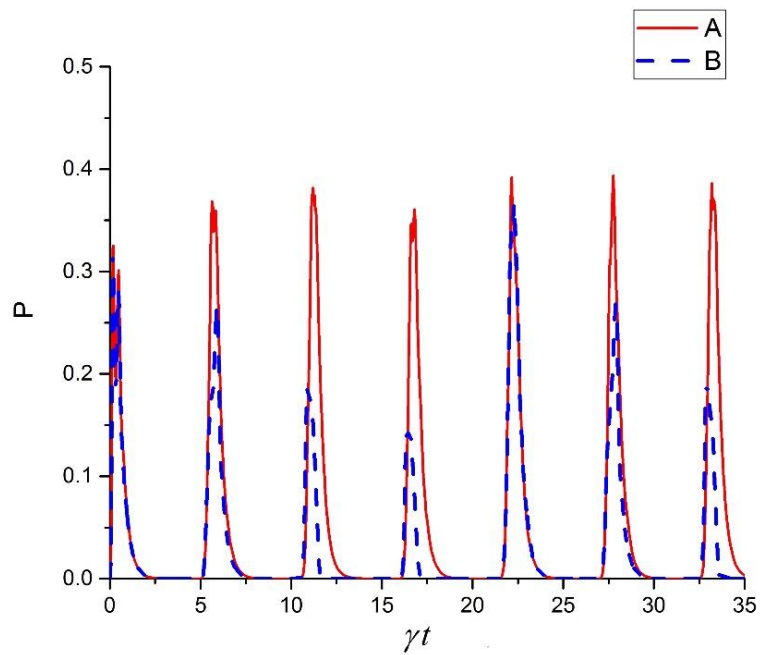
Նկ.7.գ, Իմպուլսների մեկ ֆոտոնի հավանականության բաշխումը, երբ Իմպուլսների հաջորդականությունում Իմպուլսի փոփոխությունը  $A - 0 \leq B - \pi/8$  է:

Նկ.7 Այս ռեժիմը տալիս է երկֆոտոնային շրջափակումը թվային հաշվարկներն իրականացնելիս պարամետրներն ընտրված են հետևյալ կերպ:  $\chi = 30\gamma^{-1}$ , ընկնող դաշտի ամպլիտուդան  $\Omega/\gamma = 12$ ,  $\tau = 5.5\gamma^{-1}$ ,  $T = 0.4\gamma^{-1}$

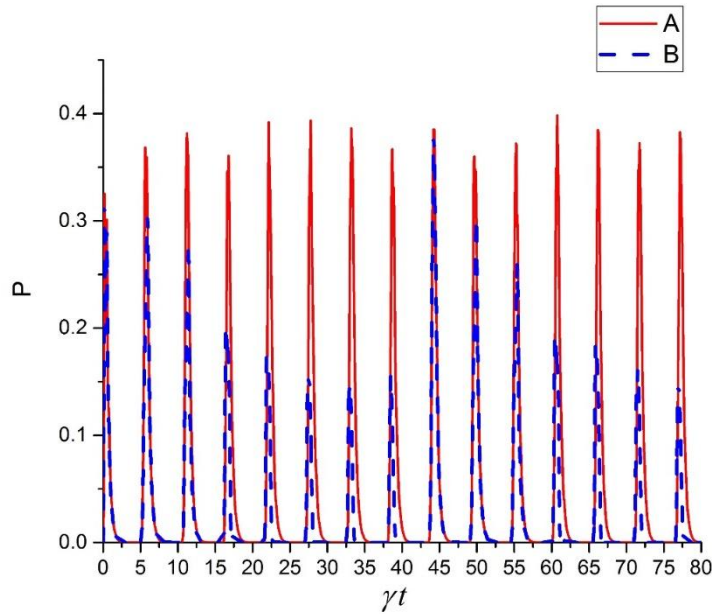
Ֆոկի ենաֆոտոն վիճակների շրջափակումը կատարվում է, երբ  $E_{30} = 3\hbar\omega_0 + 6\chi$  և  $\omega_3 = \omega_0 + 2\chi$ : Չափարկի արդյունքները պատկերված են ստորև՝



Նկ.8. ա) Իմպուլս սներում երեք ֆոտոնի գտնվել ու հավանականության բաշխումը, երբ իմպուլս սների հաջորդականությունում նույն իմպուլսի փուլը այն շեղումը  $A=0$  է,  $B=\pi/2$  է:



Նկ.8. բ) Իմպուլս սներում երեք ֆոտոնի գտնվել ու հավանականության բաշխումը, երբ իմպուլս սների հաջորդականությունում նույն իմպուլսի փուլը այն շեղումը  $A=0$  է,  $B=\pi/4$  է:



Նկ.8.գ Իմպուլսների ու մերեք ֆոտոնի գտնվել ու հավանականության բաշխումը, երբ Իմպուլսների հաջորդականությունը ունում Իմպուլսի փուլային շեղումը A-0 է, B- $\pi/8$  է:

Նկ.8 Եռաֆոտոնային շրջափակյալն ունեցիմ: Պարամետրներն ընտրված են հետևյալ կերպ:  $\chi = 22\gamma^{-1}$ , ընկնող դաշտի ամպլիտուդան  $\Omega = 12\gamma^{-1}$ ,  $\tau = 5.5\gamma^{-1}$ ,  $T = 0.4\gamma^{-1}$

Նկ. 6-8 ում բերված գրաֆիկներից բխում է, որ կառավարման ազդանշանի Իմպուլսների հաջորդականությունը ունում փուլերի հարաբերական շեղման ազդեցությունը Ֆոկի վիճակների հավանականության վրա բավական է, որպեսզի փուլային շեղումը ևս համարվի քվանտային ինֆորմատիկայում և համակարգիչներում կառավարման միջոց: Այն կարող է թեռի քուբիթի սուպերպոզիցիոն վիճակի վեկտորը փոխել կառավարելի կերպով: Մասնավորապես, դա կարող է օգտագործվել ինստալացիայի և ինֆորմացիայի մուտք անելու գործընթացներում, ինչպես նաև ունար գործողություններ իրականացնելու համար:

## §2.2 Քվանտային խճճվածությունը թեռի երկու կապակցված ոչ-գծային ռեզոնատորների համար

Քվանտային խճճվածությունը քվանտամեխանիկական

երևույթ է, որի փորձարարական ուսումնասիրությունները սկսել են կատարել համեմատաբար վերջերս՝ 1970 թվականներին:

Տեսականորեն առաջին անգամ քվանտային խճճված վիճակների մասին աշխատանքներ են կատարվել դեռևս 20-րդ դարի 30-ական թվականներին՝ Այնշտայնի [88] և Շրեդինգերի կողմից [89]: Դա այն ժամանակ էր, երբ քվանտային տեսությունը գտնվում էր կայացման փուլում, և քվանտային տեսության նոր օբյեկտների անսովոր վարքը շատ հաճախ կասկածի տակ էր դնում քվանտային մեխանիկայի ադեկվատությունը և ճշգրտությունը: Մասնավորապես՝ Այնշտայնի, Պոդոլսկու և Ռոզենի հայնտի հոդվածը [88] նպատակ ուներ խճճված վիճակների օրինակով ապացուցել, որ անհնար է աշխարհը լրիվությամբ նկարագրել քվանտային մեխանիկայով: Այդ ժամանակից մինչև հիմա խճճված վիճակները արդեն մի քանի տասնամյակ անխզելիորեն կապված են քվանտային մեխանիկայի քննարկումների հետ [89]:

Վերջին շրջանում քվանտային վիճակների նկատմամբ հետաքրքրության մեծացումը կապված է ամբողջովին նոր ֆիզիկական խնդիրների հետ: Քվանտային վիճակները դարձել են քվանտային կրիպտոգրաֆիայի [90], քվանտային ինֆորմացիոն տեսության [91] և քվանտային հաշվարկների ֆիզիկայի [92] համար ուսումնասիրության առանցքային առարկա: Ժամանակ առ ժամանակ առաջարկվում է խճճված վիճակների այլ կիրառություններ, օրինակ՝ վերջերս առաջարկվել է այն օգտագործել իրարից մեծ հեռավորության գտնվող ժամացույցների սինխրոնիզացիայի համար [93,94]: Յետևաբար գիտնականների շրջանում սկսվել է խճճված վիճակները դիտարկվել որպես չտեղայնացված քվանտային ռեսուրս, որն ունի բազմաթիվ կիրառություններ: Այս ամենը հաշվի առնելով, բնական է դառնում այդպիսի նոր ռեսուրսի ստեղծումը և պահպանումը:

Խճճված վիճակների ավանդական աղբյուրներից են ատոմական գրգռումների կասկադային ցրումը [95] և լույսի

սարևտան պարամետրական ցրումը ոչ գծային բյուրեղների վրա [96]: Այս պրոցեսների օգնությամբ ստացվում են խճված բևեռվածությամբ ֆոտոնային զույգեր, որոնց հետագայում հեշտ կառավարում են պարզ օպտիկական գծային սարքերի՝ հայելիների, բևեռիչների միջոցով [97]:

Ստեղծված ֆոտոնային զույգերը տարածվում են լույսի արագությամբ, հետևաբար դժվար է նրանց տեղայնացնել և պահպանել հետագա օգտագործման համար: Յենց այդ պատճառով վերջին ժամանակներս բավականին մեծ ուշադրության է արժանանում ծանր մասնիկների խճված վիճակների ստացման դետերմինիստական մեթոդներին: Վերջինիս տակ այստեղ հասկացվում է ժամանակի ցանկացած նախապես տրված պահին մասնիկների միջև անհրաժեշտ խճվածության ստացման հնարավորությունը [98]:

Պետք է նշել, որ խճվածություն կրող երկու մասնիկները՝ ֆոտոնները և առոմները սկզբունքորեն հիանալի կերպով միմյանց լրացնում են [99]: Իրոք, եթե ներկայումս կատարվող հետազոտությունները բերեն խճված վիճակների հուսալի փորձարարական տեխնիկայի ստացմանը, ապա արդյունքում կունենանք իդեալական փորձարարական բազա բոլոր խճված վիճակների համար [100]: Այդ միջոցով հնարավոր է պահպանել, տեղափոխել և ձևափոխել քվանտային ինֆորմացիա, ստեղծել քվանտային համակարգչներ և նրանց միջոցով առավել արդյունավետ համացամց [101]:

Ֆիզիկայի շատ ոլորտներում տեսական հետազոտությունները շատ անգամ առաջ են անցնում փորձարարական: Այսպիսի դրություն է նաև քվանտային ինֆորմատիկայի հետ կապված ֆիզիկայի բոլոր ոլորտներում [102,103], ինչպես նաև խճված վիճակների ֆիզիկայում: Չնայած այն բանին, որ տեսական նոր արդյունքներ ստացվում համեմատաբար ավելի հաճախ, փորձարարական արդյունքների մասին խոսվում է շատ ավելի հազվադեպ:

Դրա հետ մեկտեղ խճված վիճակների տեսությունը զարգացում է տարբեր ուղղություններով: Կարելի

առանձնացել ամենաքիչը երկու ուղղություներ 1) խճճված վիճակների հատկությունների մաթեմատիկական հետազոտում, 2) խճճված վիճակների ստացման ու փորձարարության համար ֆիզիկական միջոցների հետազոտում:

Խճճվածությունը կորելիացիայի հատուկ քվանտային ձև է, որը սակայն ունի մի շարք տարբերություններ դասական կոռելիացիայի նկատմամբ, որոնք հարմար է դիտարկել հետևյալ օրինակի վրա: Վերցնենք  $\frac{1}{2}$  սպինային վիճակով երկու մասնիկների համակարգ, որոնց ընդհանուր սպինը 0 է (սինգլետ վիճակներ):

Այնչտայնի, Պոդոլսկու և Ռոզենի պատվին, որոնք առաջին անգամ են դիտարկել այդպիսի համակարգ [88], այս վիճակը անվանում են ԷՊՐ վիճակ (ЭПР состояния),  $\frac{1}{2}$  սպինային վիճակով մասնիկներին՝ ԷՊՐ գույգեր, իսկ համապատասխան կորելիացիան՝ ԷՊՐ կորելիացիա:

ԷՊՐ վիճակը նկարագրվում է հետևյալ քանաձևով

$$|\psi_{EPR}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_1 \otimes |\downarrow\rangle_2 - |\downarrow\rangle_1 \otimes |\uparrow\rangle_2), \quad (2.9)$$

որտեղ  $|\uparrow\rangle_j$  և  $|\downarrow\rangle_j, j=1,2$ ՝  $j$  սպինի ալիքային ֆունկցիաներն են, որոնք համապատասխանաբար ուղղված են վերև և ներքև, իսկ  $\otimes$  ուղիղ թենզորական արտադրյալի օպերատորն է, որն անհրաժեշտ է քվանտային ենթահամակարգերի նկարագրության համար [104]:

Քանի որ համակարգի լրիվ սպինը հավասար է զրոյի, ԷՊՐ վիճակների առանձին մասնիկների սպինները միշտ ուղղված են միմյանց հակառակ, այսինքն՝ հակակորելացված են:

Առաջին հայացքից, այդպիսի վիճակում ոչ մի քվանտային հատկություն չկա՝ կարելի է բերել նման անտիկորելացված վիճակների բազմաթիվ օրինակներ: Առանձնահատկությունը առաջանում է, երբ ԷՊՐ կոռելիցայի նկարագրման համար սկսում ենք կիրառել քվանտային մեխանիկայի օրենքները, այսինքն՝ ֆիզիկական մեծությունները օպերատորներով ներկայացնելը, որոնք մտցնում են ոչ կոմուտատիվ ֆիզիկական փոփոխականներ, և համապատասխանաբար միջին



արժեքի բանաձևի համար կարող ենք գրել՝

$$\langle \hat{A} \rangle_\psi = \langle \psi | \hat{A} | \psi \rangle : \quad (2.10)$$

Այստեղ  $\hat{A}$ -ն մեզ հետաքրքրող փոփոխականի միջինն է, իսկ  $\psi$ -ն դիտարկվող համակարգի ալիքային ֆունկցիան է, որը սուբերպոզիցիայի հաշվառմամբ ենթադրում է կոհերենտության առանձնահատկությունները, այսինքն՝ քվանտային վիճակների միջև ինտերֆերենցիան: Ֆիզիկական մեծությունների ոչ կոմուտատիվությունը բերում է նրան, որ տվյալ փորձում միաժամանակ ճշգրիտ որոշվելի են միայն կոմուտատիվ մեծությունները, իսկ ոչ կոմուտատիվները մնում են առավել անորոշ: Այլ կերպ ասած, ոչ կոմուտատիվ օպերատորները ֆիզիկական ու տրամաբանական առումներով համապատասխանում են անհամատաղելի մեծությունների:

Առանձին մասնիկների սպինների անտիկոռելիացիան (2.9) վիճակում առաջանում է հետևյալ պայմանից

$$\langle \hat{\sigma}_1^{(z)} \otimes \hat{\sigma}_2^{(z)} \rangle_{\psi_{EPR}} = \langle \psi_{EPR} | \hat{\sigma}_1^{(z)} \otimes \hat{\sigma}_2^{(z)} | \psi_{EPR} \rangle = -1 \quad (2.11)$$

որտեղ  $\hat{\sigma}_i^{(z)}, i=1,2$  Պաուլիի օպերատորներն (մատրիցներն) են, որոնք համեմատական են  $i$ -րդ սպինի ընտրված քվանտացման  $z$  առանցքի վրա պրոեկցիայի օպերատորին: Յամակարգի լրիվ սպինի զրո լինելուց հետևում է տարածական այլ առանցքների վրա առանձին սպինների պրոեկցիաների անտիկորելիացիան, մասնավորապես դեկարտյալ կոորդինատային համակարգում  $x$  և  $y$  առանցքերի համար կստանանք՝

$$\langle \hat{\sigma}_1^{(x)} \otimes \hat{\sigma}_2^{(x)} \rangle_{|\psi\rangle} = \langle \hat{\sigma}_1^{(y)} \otimes \hat{\sigma}_2^{(y)} \rangle_{|\psi\rangle} = -1 \quad (2.12):$$

Այն փաստը, որ (2.11) և (2.12) հավասարումները նույնաման են, պայմանավորված է նրանով, որ զրո լրիվ սպինով համակարգի վիճակները ինվարիանտ են կոորդինատային առանցքերի շուրջ ցանկացած պտույտի նկատմամբ:

Երկու  $\frac{1}{2}$  սպինով համակարգի համար գոյություն ունի մենակ լրիվ զրո սպինով մի քվանտային վիճակ և այն նկարագրվում է վերը նշված հատկություններով՝ ԷՊՌ

վիճակներով: Այդ պատճառով ԷՊՌ վիճակների քվադրիպասական անալոզների կառուցման ցանկացած փորձ դատապարտված է ձախողման: Իրոք, քվանտային կոհերենտ սուբստրատի գիցիայի անալոզով դիտարկենք հակառակ ուղղություներում ունեցող սպինով երկու մասնիկների վիճակների դասական ստատիկ խառնուրդը: Ինչպես ցանկացած դասական խառնուրդ (смесь), այս վիճակը նկարագրվում է խտություն մատրիցայի օգնությամբ

$$\hat{\rho}_{cl} = \frac{1}{2}(|\uparrow\downarrow\rangle\langle\uparrow\downarrow| + |\downarrow\uparrow\rangle\langle\downarrow\uparrow|) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Այստեղ մատրիցան նկարագրված է  $\{|\uparrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\downarrow\downarrow\rangle\}$ , բազիսով. որտեղ պարզության համար բաց են թողնված թենզորական արտադրյալ ինդեքսների նշանները:

(2.13) մատրիցի անկյունագծային անդամները նկարագրում են երկու լրիվ անտիկոհերենտ դասական դեպքերի հավանականությունների բաշխումը, որոնք կարող են ընդունել երկու հավասար հավանական արժեքներ՝ վերև և ներքև սպիններին համապատասխան:

Մաքուր  $|\psi_{EPR}\rangle$  վիճակը նկարագրող խտություն մատրիցը գրելով՝

$$\hat{\rho}_{EPR} = |\psi_{EPR}\rangle\langle\psi_{EPR}| = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & -1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

տեսնում ենք, որ (2.13) և (2.14) մատրիցների տարբերությունը կայանում է միայն նրանով, որ երկրորդը ունի ոչ անկյունագծային տարրեր, որոնք հավասար են  $-1/2$ -ի: Սակայն հենց այդ տարրերն են պայմանավորում այն, որ, ի տարբերություն  $\hat{\rho}_{EPR}$  վիճակի,  $\hat{\rho}_{cl}$  ինվարիանտ չէ պտույտների նկատմամբ և նրանում չի դիտարկվում  $x$  և  $y$  առանցքերի նկատմամբ սպինների կորելիացիայի անտիհոկերենտությունը:

$$\langle \hat{\sigma}_1^{(x)} \otimes \hat{\sigma}_2^{(x)} \rangle_{\hat{\rho}_{cl}} = \langle \hat{\sigma}_1^{(y)} \otimes \hat{\sigma}_2^{(x)} \rangle_{\hat{\rho}_{cl}} = 0 \quad (2.15)$$

Այսպիսով, կորելիացիա առաջանում է էՊՌ վիճակների համակարգում (2.14) խտության մատրիցի ոչ անկյուն ազծային անդամների միջոցով, որոնք համապատասխան վիճակները դարձնում են կոհերենտ:

Եթե անցում կատարենք քվանտային օպտիկայի լեզվին և դիտարկենք (2.9) հավասարումը որպես երկու երկատմատումների համատեղ վիճակ, համապատասխան կոռելիացիաների քվանտային վարքը կարելի է մեկնաբանել այլ կերպ: (2.11) պայմանը նշանակում է ատոմի խտության մատրիցի ոչ անկյուն ազծային տարրերի անհտկորելացվածությունը:

Նշենք, որ խճճված վիճակների և քվանտային կոռելիացիայի հասկացությունները կարող են վերաբերվել ոչ միայն ֆիզիկապես նույնական մասնիկներից (երկու ֆոտոն, երկու սպին և այլն) կազմված համակարգերին, այլ նաև ոչ համասեռ համակարգերին, այնպիսին ինչպիսիք են ատոմ-ֆոտոմ, կամ նույն ֆիզիկական օբյեկտի տարբեր աստիճանի ազատության աստիճանին (օրինակ՝ ատոմի ներքին ազատության աստիճանները):

### 2.2.1 Մաքուր և խառնված խճճված վիճակներ

Քվանտային կորելիացիաները կապված են քվանտային ենթահամակարգերի սուպերպոզիցիոն վիճակների հետ: Այդ իսկ պատճառով խճճված վիճակների առաջին պարզ սահմանումը ձևակերպենք մաքուր քվանտային վիճակների համար:

Մաքուր խճճված վիճակներ անվանում ենք այնպիսի վիճակները, որոնցում  $Q=A+B+\dots$  համակարգի ընդհանուր ալիքային ֆունկցիան հնարավոր չէ ներկայացնել նրամասը կազմող ենթահամակարգերի ալիքային ֆունկցիաների թենզորական արտադրյալի տեսքով:

$$\Psi_Q \neq \Psi_A \otimes \Psi_B \otimes \dots \quad (2.16)$$

Ակնհայտ է, որ այն ալիքային ֆունկցիաները, որոնք հնարավոր է ներկայացնել (2.16) տեսքով, կորելիացիա չեն պարունակում, քանի որ այդ դեպքում ցանկացած ենթահամակարգի յուրաքանչյուր օպերատորի միջինացում

կատարվում է անկախձևով:

Այսպիսով՝ մաքուր քվանտային վիճակները լինում են կամ քվանտային կորելացված (խճճված), կամ ընդհանրապես ոչ կորելացված: Դրա հետ մեկտեղ  $EPR$  վիճակները ոչ մաքսիմալ խճճված են, այսինքն  $EPR$  վիճակներ ունեն լացուցիչ հատկություն

$$Tr_2 \rho_{EPR} = Tr_1 \rho_{EPR} = \frac{1}{2} \hat{I} \quad (2.17)$$

որտեղ  $Tr_i$ -ն նշանակում է  $i$ -րդ սպինի ազատության աստիճանով վերցրած հետքը,  $\hat{I}$  -ն միավոր մատրիցն է:

Ըստ սահմանման երկու քվանտային համակարգերի մաքսիմալ խճճված վիճակները կոչվում են մաքուր վիճակներ, որոնք ունեն այնպիսի հատկություններ, որ խտության մատրիցից ցանկացած ենթահամակարգի փոփոխականներով վերցրած հետքը ուղիղ համեմատական է միավոր մատրիցին:

Խճճված վիճակների դեպքում առանձին մասերի խտության մատրիցները  $\hat{\rho}_A, \hat{\rho}_B$  ունեն ոչ գրոյական քվանտային էնտրոպիա՝  $S(\hat{\rho}) = Tr \hat{\rho} \log \hat{\rho}$ , այն դեպքում երբ ընդհանուր համակարգի էնտրոպիան հավասար է գրոյի  $S(|\psi\rangle\langle\psi|) = 0$ : Սովորաբար է այն բանի մասին, որ առանձին մասերի  $\Phi$  նուկտուցիաները փոխկապակցված են: Դրա հետ մեկտեղ նրանց կորելացվածության աստիճանը այնքան բարձր է, որքան նրանք առանձին վերցրած ավելի պատահական են, քանի որ երկու առանձին մասերում դիտվող  $\Phi$  նուկտուցիաները պայմանավորված են նույն աղբյուրով: Կարելի է ասել, որ մաքուր քվանտային  $\Phi$  նուկտուցիաները, որոնք պատասխանատու են քվանտային համակարգի մաքուր խճճված վիճակների համար, մասերի առանձին դիտարկման ժամանակ անցնում են հավանականության բաշխման դասական  $\Phi$  նուկտուցիաների:

Ընդհանուր դեպքում կարելի է ասել [105], որ երկու մաքուր վիճակների խճճվածության աստիճանը արտահայտվում է հետևյալ կերպ՝

$$\varepsilon(|\psi\rangle) = S(\hat{\rho}_A) = S(\text{Tr}_B |\psi\rangle\langle\psi|) \quad (2.18)$$

Քանի որ  $S(\hat{\rho}_A) = S(\hat{\rho}_B)$ , (2.18)-ում կարելի է նույն հաջողությամբ օգտագործել  $\hat{\rho}_B$  մատրիցը: Ակնհայտ է, որ թենզորական արտադրյալով տրված վիճակի համար (2.14)-ի աջ մասում կստանանք զրո, քանի որ միջինացման գործողությունը այդ դեպքում տալիս է մաքուր վիճակներ: Խճճվածության չափման միավորը որոշվում է էնտրոպիայի բանաձևի մեջ մտնող  $L$  ոգարիթմի հիմքով, ինչպես այդ արվում է ինֆորմացիայի չափման միավորի համար: Երկրորդական  $L$  ոգարիթմի դեպքում անգլալեզու գրականությանում կարելի է հանդիպել e-bit տերմինին (entanglement bit)- մեկ բիթ խճճվածություն:

Սակայն վերը նշված խճճված վիճակների և խճճվածության աստիճանի սահմանումները հակասական չեն  $L$  ինի միայն մի շարք պայմանների կատարման դեպքում: Մասնավորապես, այդ սահմանումները և նրանց հատկությունները պետք է  $L$  ին են ինվարիանտ  $L$  ոկալ քվանտային գործողությունների և դասական ինֆորմացիայի փոխանակման (անգլալեզու գրականությանում կարող ենք հանդիպել LQCC հապավմամբ՝ local quantum operations and classical communications) նկատմամբ: Դիտարկենք LQCC գործողությունները ավելի մանրամասն:

Ենթադրենք երկվիճակային համակարգի խճճված մասերից մեկը (օրինակ՝  $E$  ՊՌ գույնի սպիններից մեկը) գտնվում է մի մարդու մոտ, իսկ մյուսը՝ երկրորդ մարդու: Ընդունված ավանդույթի համաձայն նրանց անվանենք Ալիսա և Բոբ: Ենթադրելով, որ նրանք տարածականորեն բաժանված են և կարող են շփվել միայն դասական միջոցներով, այսինքն՝ չունեն բաղկացուցիչ քվանտային մասերի միջև կոռելիացիոն փոխազդեցություն իրականացնելու հնարավորություն:

Ալիսան և Բոբը կարող են իրականացնել իրենց ձեռքում գտվող քվանտային ենթահամարգի հետ կամայական քվանտային գործողություն, այսինքն՝ ունիտար կամ սուպերօպերատորական ձևափոխություններ [107], ինչպես նաև

քվանտային չափումներ: Վերջապես այդ չափումների արդյունքները նրանք կարող են փոխանակել միմյանց հետ դասական կոմունիկացիոն միջոցներով: Այս կերպով սահմանված LQCC գործողությունների մաթեմատիկական կառուցվածքի սահմանումը շատ բարդ է [108], սակայն կիրառական տեսանկյունից այն ավելի արդյունավետ է:

Ինչպես ցույց է տրված [106] աշխատանքում, LQCC գործողությունների արդյունքում խճվածության չափը միջինում տրված վիճակի համար կարող է միայն փոքրանալ, այսինքն՝ խճվածությունը հնարավոր չէ ստանալ բացառապես տեղային միջոցներով, որը հենց որոշում է խճված վիճակների խճվածությունը որպես ոչ տեղային ռեսուրս:

Չնայած հնարավոր չէ ստեղծել խճված վիճակներ ոչ նչից, այն կարելի է «նոսրացնել» կամ «կոնցետրացնել» [105]: Խիստ ձևակերպմամբ այն կարելի ներկայացնել հետևյալ կերպ՝ ենթադրենք Ալիսայի և Բոբի միջև բաշխված է երկկազմ քվանտային համակարգի  $N$  կրկնօրինակներ (օրինակ՝  $\frac{1}{2}$  սպինների գույգեր), որոնցից  $j$  ուրաքանչյուրը գտնվում է խճված վիճակում  $|\psi\rangle$ , այնպես որ գումարային խճվածությունը հավասար է  $N\varepsilon(|\psi\rangle)$ : Այս դեպքում գոյություն ունեն այնպիսի LQCC գործողություններ, որ սկզբնական  $N$  երկկազմ համակարգերից ստանալ  $M$  երկկազմ համակարգ ( $N \neq M$  դեպքում ֆիզիկական օբյեկտները ավելանում կամ դուրս են մղվում ըստ անհրաժեշտության), որոնցից  $j$  ուրաքանչյուրը կնկարագրվի  $|\psi'\rangle$  ալիքային ֆունկցիայով, այնպես որ  $N \rightarrow \infty$  սահմանում գումարային խճվածությունը մնում է նույնը՝

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{M\varepsilon(|\psi'\rangle)}{N\varepsilon(|\psi\rangle)} = 1 \quad (2.19)$$

Այսպիսով՝ 2.18-րդ բանաձևի համաձայն անվերջ թվով սկզբնական օբյեկտների սահմանային դեպքում խճվածությունը կարելի ասիմտոտիկ շրջելի ձևափոխել ավել

ուժեղ կամ թույլ խճվածություն: Մասնավորապես, ոչ մաքսիմալ կերպով խճված վիճակում գտնվող սզբնական ֆիզիկական օբյեկտները կարելի է պահել ով խճվածություն չափը ձևափոխել ավելի փոքր քանակի օբյեկտների, որոնք նույնպես գտնվում են մաքսիմալ խճված վիճակում, և այս կերպավելի օգտակար են կիրառական խնդիրների համար:

Ինչպես արդեն նշվել է վերը, մաքուր վիճակների համար ցանկացած կորելիացիա հանդիսանում է կոհերենտ, ուստի ներկայացնում է խճված վիճակներ: Ընդհակառակը՝ խոռոչյան մատրիցայով նկարագրվող խառը վիճակները որոշակի աստիճանով դասական ստատիկ ասնամբլի անալոգիաներն են, քանի որ նրանք իրենց մեջ կարող են ներառել դասական կորելացիաներ:

Որպեսզի տարանջատեն դասական և քվանտային կորելիացիաները, ներմուծում են <<տեսակավորելի>> (այսինքն՝ դասական-կորելացված) քվանտային վիճակներ  $\hat{\rho}_{sep}$ , որոնք հնարավոր է ներկայացնել հետևյալ կերպ

$$\hat{\rho}_{sep} = \sum_i \hat{\rho}_A^{(i)} \otimes \hat{\rho}_B^{(i)} \otimes \dots, \quad (2.20)$$

որտեղ  $\hat{\rho}_S^{(i)}$  դիտարվող քվանտային համակարգի բաղկացուցիչ մասերի խոռոչյան մատրիցաներն են ( $i=1,2,\dots,N; S=A,B,\dots$ ): (2.20)-ի ցանկացած գումարելի նկարագրում է A և B ենթահամակարգերի ստատիկ անկախ վիճակները, իսկ գումարը որոշում է դասական կորելիացիայի առկայությունը:

(2.16) հավասարման խոռոչյան մատրիցաները կարելի է պատրաստել տեղայնորեն, այսինքն՝ օգտագործել տեղային քվանտային գործողությունները և քվանտային ինֆորմացիային փոխանակումը՝ չունենալով սկզբնական ոչ մի խճված վիճակ:

Այն վիճակները, որոնք հնարավոր չէ ներկայացնել (2.20) բանաձևով կոչվում են խառը խճված վիճակներ:

Երկկազմ համակարգի խառը խճված վիճակների համար կարելի է խճվածությունը նկարագրել մի քանի ձևով [109-111]: Ամենից շատ հետաքրքրություն է առաջացնում ձևավորման

խճճված ու թուլ նը (entanglement of formation).

Քվանտայ ին համակարգի չ ները և քվանտայ ին հաշվարկ ները իրականացվում են քվանտայ ին տրամաբան ու թյամբ հանրահաշվի հիման վրա: Քվանտայ ին լոգիկայում “if..., to...” դատողությունները հանդիսանում է բինար շրջելի գործողություններ, որը ֆիզիկապես իրականացվում է միայն կոհերենտ կորելացված քյուբիթերի համակարգի պայմանական դինամիկայի միջոցով: Այդպիսի դինամիկան չ ունի դասական անալոգ և իրականացվում է բացառապես խճճված քվանտայ ին վիճակների միջոցով: Այդպիսի վիճակներ ստացվում են տարբեր ֆիզիկական համակարգերով, որոնք պետք է ապահովեն քվանտայ ին հաշվարկների կայունությունը և հուսալիությունը:

Նմանատիպ համակարգերը պետք է պայքարեն դիսիպատիվ ապափոխված պատճառով առաջած սխալների և ապակոհերենտության դեմ՝ շրջակա միջավայրի հետ փոխազդեցության կամ քվանտայ ին համակարգի չ ների մասնակի դեկավարման ժամանակ:

Խճճվածությունը կարևոր ֆիզիկական ռեսուրս է, որը ընկած է քվանտայ ին ինֆորմացիայի հիմքում՝ ներառելով քվանտայ ին կրիպտոգրաֆիան և տելեպորտացիան:

Մաքուր վիճակների հետ աշխատող ցանկացած քվանտայ ին ալգորիթմի համար բամզաքյուբիթային խճճվածության առկայությունը անհրաժեշտ է դասական հաշվարկների նկատմամբ արագության էքսպոնենցիալ աճի համար: Այդպատճառով քվանտայ ին խճճվածության կառավարման կարողությունը հանդիսանում է քվանտայ ին ինֆորմացիոն համակարգերի կառուցման հիմնական պայմաններից մեկը:

A և B քյուբիթերի կոմիբնացված համակարգի համիլտոնյանը կարող ենք գրել հետևյալ տեսքով  $H = H_A + H_B + H_{AB} + H_C(t)$ , որտեղ  $H_A$  և  $H_B$  -ն համապատասխանաբար A և B ենթահամակարգերի համիլտոնյաններն են, իսկ  $H_{AB}$ -ն նրանց միջև փոխազդեցության էներգիան է, որը պատասխանատու է խճճվածության համար:  $H_C(t)$ -ն կառավարող համիլտոնյանն է,



որը պատասխանատու է տարբեր վիճակների միջև անցումներ կատարելու համար: Քվանտային խճճված վիճակները նկարագրող այսպիսի համիլտոնյան ունենալու համար դիտարկենք երկու ոչ գծային թեռի կապակցված ռեզոնատորներ և հաշվենք այդ վիճակների:

**2.2.2 Քվանտային խճճված ությունը երկու ոչ գծային ռեզոնատորների համար:**

Դիտարկենք իմպուլսային ռեժիմում երկու միմյանց հետ փոխազդող թեռի ոչ գծային ռեզոնատորներ: Մեր համակարգը նկարագրող համիլտոնյանը պտտվող ալիքի մոտավորությամբ կունենահետևյալ տեսքը .

$$H = \Delta_1 a_1^+ a_1 + \Delta_2 a_2^+ a_2 + \chi_1 (a_1^+)^2 a_1^2 + \chi_2 (a_2^+)^2 a_2^2 + g(a_2^+ a_1 + a_1^+ a_2) + \hbar f(t) (\Omega a^+ + \Omega^* a) \quad (2.21)$$

որտեղ  $\Omega$ -ն արտաքին դաշտի լայնությունի համեմատական կապի հաստատունն է,  $f(t)$ -ն նկարագրում է իմպուլսների հաջորդականությունը ,

$$f(t) = \sum_{i=1}^n e^{-(t-t_0-i\tau)^2/T^2} \quad (2.22)$$

որում  $\tau$ -ն երկու հաջորդական իմպուլսների հեռավորությունն է,  $T$ -ն իմպուլսի տևողությունը,  $a_j$ -ն Բոզեի ծնման և ոչնչացման օպերատորները, որոնք կապված են ռեզոնատորների հետ;  $g$ -Ձեյնս-Քամինգի կապի հաստատունն է, որը մենք համարում ենք իրական՝ առանց էական ընդհանրության կորստի:  $\chi_1, \chi_2$  յուրաքանչյուր

ռեզոնատորում տեղադրված երրորդ կարգի ոչ գծային նյութի ոչ գծայնության գործակիցներն են,  $\Delta_1 = \omega_{01} - \omega$ ,  $\Delta_2 = \omega_{02} - \omega$  գրգռող դաշտի միջին հաճախականության և յուրաքանչյուր օսցիլյատորի հաճախականության միջև գոյություն ունեցող շեղումներն են: Այս մոդելը հնարավոր է ստանալ փորձնականորեն և կարող է իրականացվել մի քանի ֆիզիկական համակարգերում:

Մեր համակարգի քվանտային օպտիկական վարքը լիովին նկարագրվում է խտության մատրիցայի գլխավոր հավասարումով

$$\frac{d\rho}{dt} = [H, \rho] + \frac{\Gamma}{2} \sum_{n=1}^2 (2a_n \rho a_n^\dagger - a_n^\dagger a_n \rho - \frac{1}{2} \rho a_n^\dagger a_n) \quad (2.23)$$

(2.23) հավասարման մեջ աջ մասի երկրորդ և երրորդ գումարելիներն Լիբնիանդի անդամներն են, որոնք անհրաժեշտ են համակարգի և պատահական միջավայրի միջև մարկովյան կապը նկարագրելու համար: Նրանք համապատասխանաբար նկարագրում են պրոցեսների դիսիպացիան և ապափոփացումը [112]: Այստեղ  $n_j = a_j^\dagger a_j$  j-մոդայի լրացման օպերատորն է (մասնիկների թիվը): (2.23) հավասարումը հնարավոր է լուծել թվային մեթոդներով, ինչպես դա արված է [24] աշխատանքում:

Մեր նպատակն է ցույց տալ, անընդհատ քվանտային խճճվածության առկայությունը առաջին և երկրորդ քվանտային բջիջների միջև և հաշվել  $|00\rangle$ ,  $|10\rangle$ ,  $|01\rangle$ ,  $|11\rangle$  վիճակների հավանականությունը:

Բելի արդյունքների անալոգիայով խճճվածության ստիճանը բնութագրվում է (2.24) անհավասարության խախտմամբ: [113,114]

ուն մոդաների միջև խճճվածությունը կնկարագրվի հետևյալ անհավասարությամբ [115, 116]

$$1 \leq S_{nm} = V(\hat{p}_n - \hat{p}_m) + V(\hat{q}_n - \hat{q}_m) \quad (2.24)$$

որտեղ ամպլիտուդային և փուլային օպերատորները սահմանվում են, որպես  $\hat{p}_n = (\hat{a}_n + \hat{a}_n^\dagger)/2$  և  $\hat{q}_n = (\hat{a}_n - \hat{a}_n^\dagger)/(2i)$ : Օպերատորների դիսպերսիան սահմանվում է հետևյալ հավասարմամբ  $V(\hat{o}) = \langle \hat{o}^2 \rangle - \langle \hat{o} \rangle^2$ :

Տեղային գործողությունները հնարավոր է կատարել  $\hat{a}_n \rightarrow \hat{a}_n e^{-i\phi_n}$  ձևափոխման միջոցով, իսկ  $S_{nm}$ -ի միևնույն արժեքը ստացվում է երբ  $\phi_m + \phi_n$ -ը  $2\pi$ -ի ամբողջ թվով բազմապատիկ է և սրվում է հետևյալ կերպ

$$S_{nm} = 1 + \langle \hat{a}_n^\dagger \hat{a}_n \rangle + \langle \hat{a}_m^\dagger \hat{a}_m \rangle - \langle \hat{a}_n^\dagger \rangle \langle \hat{a}_n \rangle - \langle \hat{a}_m^\dagger \rangle \langle \hat{a}_m \rangle - 2 \sqrt{\langle \hat{a}_n^\dagger \hat{a}_m^\dagger \rangle - \langle \hat{a}_n^\dagger \rangle \langle \hat{a}_m^\dagger \rangle} - \sqrt{\langle \hat{a}_n \hat{a}_m \rangle - \langle \hat{a}_n \rangle \langle \hat{a}_m \rangle}$$

(2.25)

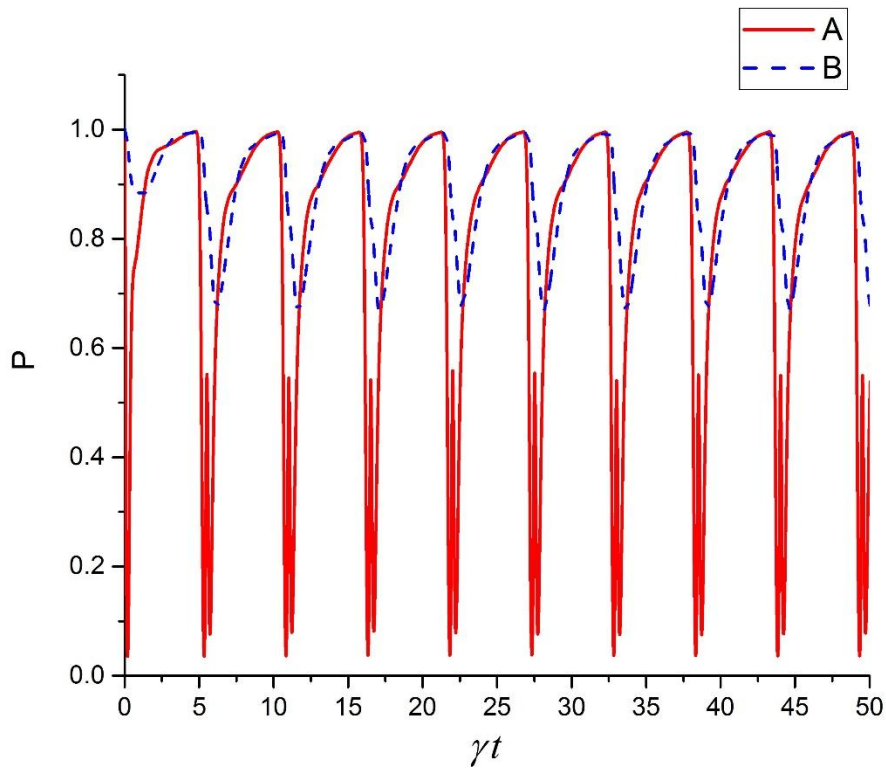
Ֆոն Նեյ մանի հավասարման հիմքում ընկած հաշվարկներին համապատասխան, Մոնտե-Կարլոյի մեթոդով լուծելով անհավասարումը ստանում (2. 25) ենք խճճվածությունն առաջին և երկրորդ բջիջների մեջ, երբ տեղի է ունենում հետևյալ անհավասարությունը  $1 \leq S_{12}$  հավասարմանը

### 2.2.3 Խճճված վիճակների հավանականություն ան բաշխումը

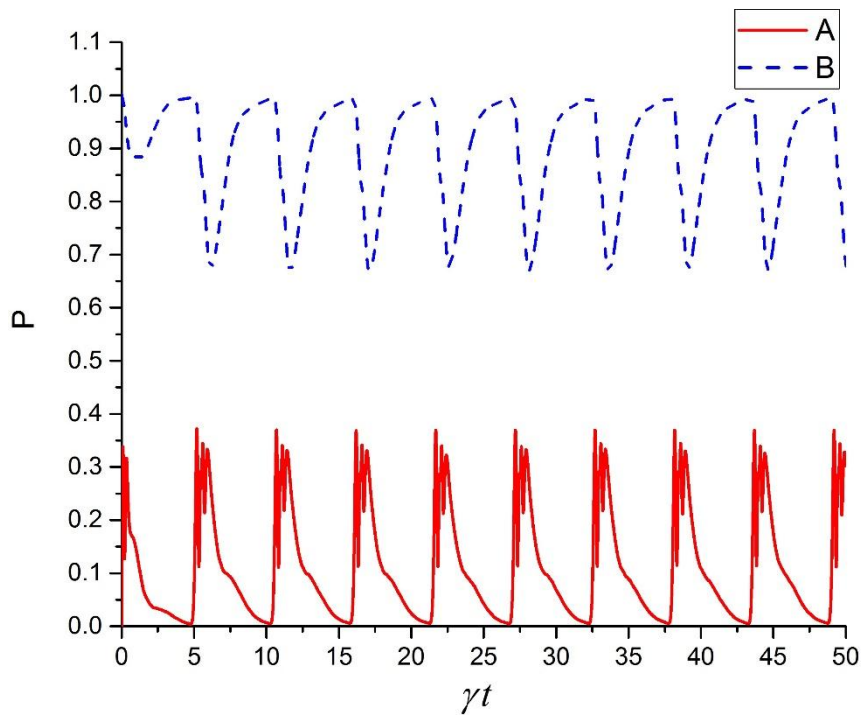
(2.23) հիմնական հավասարումը մենք լուծել ենք քվանտային վիճակների դիֆուզիայի թվային մեթոդի միջոցով: Այդ մեթոդի նկարագրությունը կարելի է տեսնել [32-37] աշխատանքներում:

Քեռի կոհերենտ կորելացված ռեզոնատորների համար հաշվել ենք այն վիճակների հավանականությունները, որոնք հանդիսանում են քառաչափ հիլբերտյան տարածության բազիսներ: Դրանք են  $|00\rangle$  (երկու ռեզոնատորում էլ ֆոտոն չկա),  $|01\rangle$  (առաջին ռեզոնատորում ֆոտոն չկա, երկրորդում կամեկ ֆոտոն),  $|10\rangle$  (առաջին ռեզոնատորում կամեկ ֆոտոն, երկրորդում չկա) և  $|11\rangle$  (երկու ռեզոնատորում կամեկ ֆոտոն) Նկ 9,10,11,12-ում հոծ գծերը (A) ցույց են տալիս առաջին ռեզոնատորում վիճակների հավանականությունները, իսկ կետագծերը (B)՝ երկրորդում:

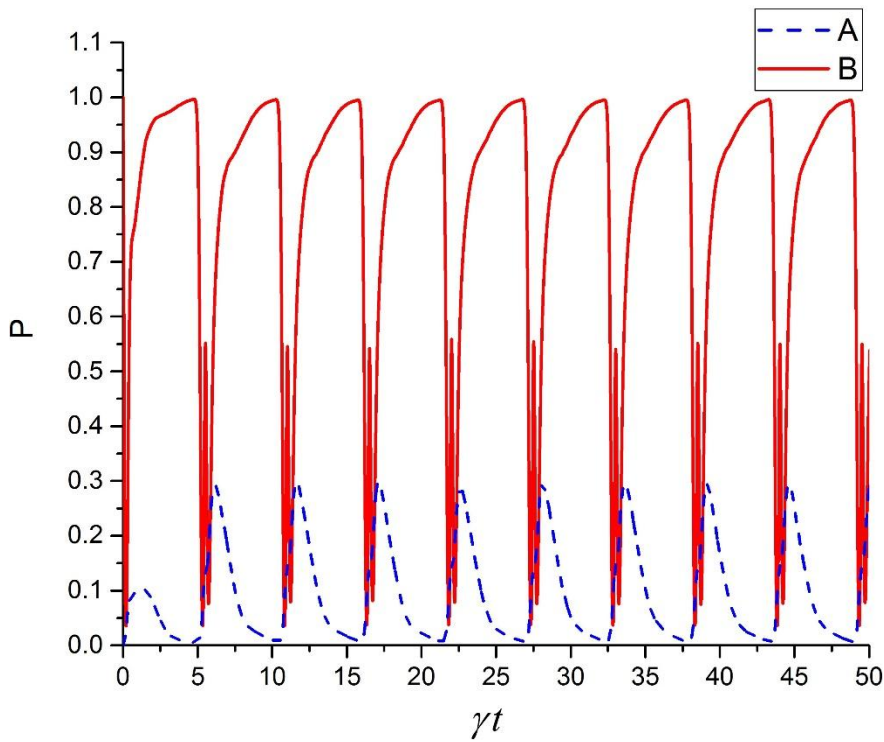
Քեռի ոչ գծային ռեզոնատորներում իմպուլսային ռեժիմները դիտարկելիս, ինչպես և §2.1-ում ենթադրում ենք, որ իմպուլսների սպեկտրալ լայնությունը ավելի փոքր է քան տատանվող էներգետիկ մակարդակների ոչ գծային շեղումները, այսինքն՝ իմպուլսների տևողությունը պետք է ավելի մեծ լինի քան  $1/\chi$ : Այսպիսով ուժեղ ոչ գծայնության համար կունենանք  $\chi/\gamma > 1$ ,  $1/\gamma > T > 1/\chi$ , որտեղ  $\gamma$ -ն մարման գործակիցն է: Հաշվարկն իրականացնելիս պարամետրներն ընտրված են հետևյալ կերպ՝  $\Omega/\gamma = 6$ ,  $\tau = 5.5\gamma^{-1}$ ,  $T = 0.4\gamma^{-1}$ ,  $g = 3$ .



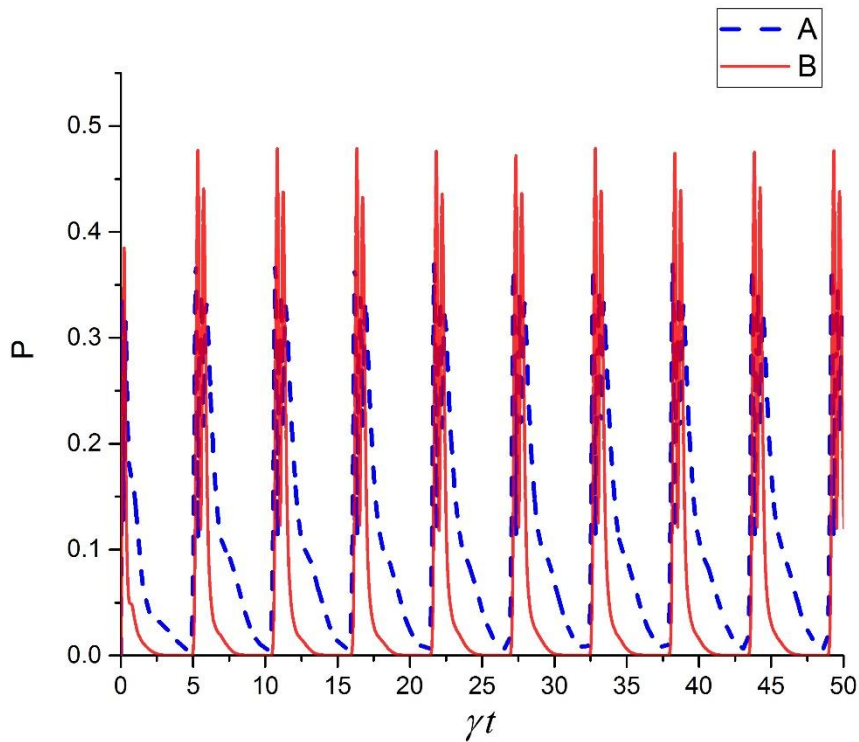
Նկ.9  $|00\rangle$  վիճակի հավանականության թյուր նր



Նկ.10  $|01\rangle$  վիճակի հավանականության թյուր նր



Նկ. 11  $|10\rangle$  վիճակի հավանականությունը



Նկ. 12  $|11\rangle$  վիճակի հավանականությունը

### §2.3 Եզրակացություն

1. Ուսումնասիրված է իմպուլսի փոփոխության շեղման ազդեցությունը  $\phi$  և  $\gamma$  վիճակների հավանականությունների վրա՝ հաշվի առնելով դիսպացիան: Պարզվել է, որ կառավարման ազդանշանի

իմպուլսների հաջորդականությունում փոփոխության հարաբերական շեղման ազդեցությունը Ֆոկի վիճակների հավանականության վրա բավական է, որպեսզի փոփոխյին շեղումը ևս համարվի քվանտային ինֆորմատիկայում և համակարգիչներում կառավարման միջոց:

2. Յետագոտված է քվանտային խճճվածությունը Քեռի երկու կապակցված ոչ գծային ռեզոնատորների համար, հաշվարկվել է  $|00\rangle$ ,  $|10\rangle$ ,  $|01\rangle$  և  $|11\rangle$  վիճակների հավանականությունը, ցույց է տրվել, որ երկու Քեռի ոչ գծային ռեզոնատորների միջև խճճվածության փոփոխականի արժեքը բավարարում է քվանտային խճճվածության պայմանին:

## Գլ ու խ 3

**ՔՎԱԶԻՉԱՎԱՆԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄՆԵՐԸ ՓՈՒԼԱՅԻՆ  
ՏԱՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ**

**Նախաբան**

Քվանտային ֆիզիկայում ընդհանրապես, քվանտային օպտիկայում մասնավորապես, հաճախ հարմար է իսկական հավանականությունների փոխարեն օգտագործել փուլային տարածությունում քվազիհավանականությունները՝ Վիգների ֆունկցիաները, երբ հարկ է լինում դիտարկել համատեղ բաշխումներ: Այդ միջոցը արդյունավետու ակնառու է լույսի սեղմված վիճակների, հակախափարման և նման այլ ոչ դասական երևույթների որակական քննարկումների դեպքերում: Քանի դեռ քվանտային համակարգիչի քուբիթերի կորելյացիան կոհերենտ է, համակարգիչը պահպանում է իր քվանտային բնույթը, իսկ երբ կոհերենտությունը խախտվում է, համակարգիչը վերածվում է դասականի և կորցնում է քվանտային (նաև դասական) ալգորիթմեր կատարելու ունակությունը: Այդ դեպքում համակարգն անցնում է դասական վիճակի, որն ակնհայտորեն երևում է փուլային տարածությունում Վիգների ֆունկցիայի պատկերից: Ատենախոսության այս բաժնում դիտարկված է Վիգների ֆունկցիան իմպուլսներում միաֆոտոն, երկֆոտոն և եռաֆոտոն Ֆոկի վիճակների համար՝ կախված փուլի շեղման անկյունից (§3.1): Ինչպես նաև ստացված է Վիգների ֆունկցիան Քեռի երկու քուբիթերի կոմբինացված համակարգի խճված վիճակների համար (§3.2):

Այս բաժնում քննարկված արդյունքները ներկայացված են [117] աշխատանքում:

**§3.1 Քեռի օպտիկական ռեզոնատորի համար վիգների Ֆունկցիայի վրա իմպուլսի փուլային շեղման ազդեցությունը**

Քվանտային ինֆորմացիայի մշակման, քվանտային համակարգիչների ու քվանտային հաշվարկների բուռն

զարգացումը ծնում է նորանոր խնդիրներ ինչպես ֆիզիկական իրականացման, այնպես էլ ալգորիթմներ կառուցելու ոլորտներում: Այս ամենով պայմանավորված աճում է <<հետազոտությունների ծառը>>: Այդ ծառի մի ճյուղը կապված է ոչ գծային ռեզոնատորում Քեռի քյուբիթերի համակարգերի օգտագործման հետ: Քվանտային տոմոգրաֆիայի մեթոդները դարձել են տեսաբանների և փորձագետների համար էֆեկտիվ գործիքներ: Այդպիսի տոմոգրաֆիկ մեթոդներից ամենաօգտակար օրինակներից մեկը հանդիսանում է Վիգների ֆունկցիայի բաշխումը փոփոխյալի տարածության մեջ [118,119]:

Վիգների ֆունկցիան (կամ Վիգների քվադրիհավանականության բաշխումը, Վիգների բաշխումը) առաջին անգամ ներկայացվել է 1932 թվականին Յուլիան Վիգների կողմից, դասական ստատիկ մեխանիկայի քվանտային ուղղումները ուսումնասիրելու համար: Նպատակ էր դրված փոխարինել Շրեդինգերի հավասարումից ալիքային ֆունկցիան փոփոխյալի տարածությունում հավանականության բաշխման ֆունկցիայով: Վիգների ֆունկցիայի իմացությունը թույլ է տալիս հաշվել ցանկացած դինամիկ մեծության միջինը, ինչպես նաև որոշում է այդ մեծությունների համապատասխան քվանտամեխանիկական օպերատորների բացահայտ տեսքը: Փոփոխյալի տարածությունում Վիգների քվադրիհավանականության բաշխման ֆունկցիան իրենից ներկայացնում է խտության մատրիցայի հատուկ ներկայացում, սակայն, ի տարբերություն խտության մատրիցի, Վիգների ֆունկցիայի միջոցով հնարավոր է պատկերել քվանտային վիճակները: Այն հարմար է օգտագործել քվանտային օպտիկայում, միջուկային ֆիզիկայում և քվանտային տեղեկատվության մեջ դեկոհերենս-տության և քառսի նկարագրության համար:

Վիգների ֆունկցիան նկարագրում է փոփոխյալի տարածությունում որոշակի մասնիկի հայտնաբերման հավանականությունը: Քվանտային մեխանիկայում մասնիկի կոորդինատը և իմպուլսը միաժամանակ անչափելի



մեծ ու թյուններ են: Վիզների ֆունկցիայի մաթեմատիկական ներկայացումը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dy \psi^*(x+y) \psi(x-y) e^{2ipy/\hbar}, \quad (3.1)$$

որտեղ  $\psi$ -ն ալիքային ֆունկցիան է, իսկ  $x$  և  $p$ ՝ համապատասխանաբար կոորդինատի և իմպուլսի օպերատորները, սակայն նրանց փոխարեն կարող են լինել ցանկացած համալուծ օպերատորներ:

Ինտեգրելով վիզների ֆունկցիան ըստ  $x$ -ի կամ  $p$ -ի կստանանք համապատասխանաբար, կոորդինատի կամ իմպուլսի հավանականության բաշխումը: Վիզների ֆունկցիան փոշային տարածության մեջ կարող է ընդունել ինչպես դրական այնպես էլ բացասական արժեքներ, որի պատճառով էլ այն անվանում են քվադիդասական: Օրինակ, ինչպես հայտնի է Ֆոկի վիճակները ունեն տիրույթներ, որոնցում վիզների ֆունկցիան բացասական է: Այլ քվանտային վիճակները, ինչպիսիք են խճված ուղևորը, սուպերպոզիցիան, նույնպես ցուցաբերում են վիզների ֆունկցիայի բացասական արժեքների հատկությունը: Որոշակի իմաստով կարելի է ասել, որ վիզների ֆունկցիայի քվադիդասականությունների բաշխման բացասական արժեքները բացահայտ կերպով ցույց են տալիս այդ վիճակների շեղումը ցանկացած դասական նկարագրությունից: Մյուս կողմից այնպիսի վիճակները, որոնք ենթարկվում են դասական բաշխանը, օրինակ՝ ջերմային վիճակները, նկարագրվում են ամենուրեք դրական վիզների ֆունկցիայիով:

Ընդհանուր դեպքում՝ ներառելով քվանտային խառնուրդ վիճակները, վիզների ֆունկցիան սահմանվում է որպես խտության մատրիցայի տրանսֆորմացիա:

$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dy \langle x-y | \rho | x+y \rangle e^{-2ixq/\hbar} \quad (3.2)$$

այստեղ  $|x\rangle$  -ը կոորդինատի վիճակի վեկտորն է: Սակայն քվանտային օպտիկայում և ինֆորմատիկում ավելի հարմար է

օգտագործել Վիգների ֆունկցիայի խտության մատրիցի և բոզոնների ծնման ու ոչնչացման օպերատորներով արտահայտված տեսքը: Մեկ մոդայի համար այն հետևյալն է՝

$$W(\alpha) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int d^2\gamma \text{Tr} \left[ \rho e^{(\alpha a^\dagger + \alpha^* a)} \right] e^{(\gamma^* a - \gamma a^*)} \quad (3.3)$$

Վիգների ֆունկցիան չափվող մեծություներ է, որի չափումները կատարվում են տոմոգրաֆիայի հոմոդինային հայտնաբերման մեթոդով (гомодинное детектирование): Տոմոգրաֆիան լավ հայտնի և հաճախ օգտագործվող մեթոդ է, սակայն այն հաճախակի չի օգտագործվում քվանտային օպտիկայում: Խնդիրը կայանում է նրանում, որ կոորդինատը և իմպուլսը չեն կարող միաժամանակ չափվել, այնպես որ նրա փոխարեն օգտագործվում է այս երկու մեծություների գծային կոմբինացիան, այսինքն՝  $X_\mu = \cos \mu x + \sin \mu p / \hbar$  :

Նկատենք, որ այս մակերեսը համապատասխանում է փոփոխյալի տարածության մեջ պտույտին [120]: Հոմոդին տոմոգրաֆիան միացնում է երկու նույն հաճախությամբ լուսային ճառագայթներ՝ թույլ ազդանշանային ճառագայթ և հետերոդինի ճառագայթ, որոնք ունեն փոփոխյալի տարբերություներ, որը կառավարվում է ճառագայթներից մեկի անցման ճանապարհի փոփոխությամբ:

Սպեկտրալ չափումներով հաստատվում է, որ ճառագայթների միջև հոսքի սպեկտրային փոփոխություները համեմատական է փոփոխ քառակուսուն [121]: Սակայն այս չափումը չի պարունակում տեղեկատվություներ փոփոխման: Վիգների ֆունկցիան վերականգնվում է Ռադոնի ձևափոխություների միջոցով, որը սովորաբար օգտագործվում է նաև մակրոսկոպիկ տոմոգրաֆիայում: Սովորական տոմոգրաֆիայում խնդիրը վերաձևակերպվում է հետևյալ կերպ՝ ենթադրենք ունենք երկու փոփոխականների  $f(x,y)$  ֆունկցիան: Չափումները տալիս են միայն այդ ֆունկցիայի պրոեկցիաները ինչ-որ ուղղություների վրա, սակայն այդ ուղղություները կարող են լինել կամայական:

Ռադոնի ուղիղ ձևափոխությունը կոչվում է նաև պրոեկցիա կամ տոմոգրաման արտահայտվում է հետևյալ կերպ՝

$$p_{\theta}(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - \xi) dx dy \quad (3.4)$$

Վիզների ֆունկցիան վերականգնում է Ռադոնի հակադարձ ձևափոխության միջոցով: Այսպիսի մոտեցումը իր մեջ ներառում է փոփոխյալ տարածությունում պատվող տարբեր առանցքերի շուրջ չափումները:

Ինչպես հայտնի է, քվանտային վիճակների դիֆուզիայի մեթոդը հանդիսանում է արդյունավետ ոչ միայն անսամբլով միջինացված տարբեր ֆիզիկական մեծությունների հաշվարկի համար, այլ նաև քվանտային բաշխումների համար: Նրանց թվին են պատկանում առաջին հերթին ֆոտոնների թվի բաշխման հավանականությունը  $P(n)$ , ինչպես նաև համակարգի իմպուլսների համատեղ բաշխումը ըստ կոորդինատի, այսինքն՝ Վիզների ֆունկցիան  $W(x, p)$ :

Հանդիսանալով փոփոխյալ տարածությունում քվանտային բաշխումը, հետևաբար, կրելով համակարգի իմպուլսի և կոորդինատի մասին ինֆորմացիայի միաժամանակ կրողը, Վիզների ֆունկցիան հանդիսանում է լույսի սեղմված վիճակը բնութագրող ավելի հաճախ օգտագործվող մեծությունը: Այդ իսկ պատճառով աշխատանքում նպատակ է դրվել ուսումնասիրել Քեռի ոչ գծային ռեզոնատորի համար հաջորդական իմպուլսների միմյանց նկատմամբ փոփոխյալ շեղման ազդեցությունը միաֆոտոնային, երկֆոտոնային ու եռաֆոտոնային ֆոկի վիճակների Վիզների ֆունկցիայի վրա: Այս խնդիրը, առանց փոփոխյալ շեղման դիտարկվել է Գ.Յ. Կրյուչկյանի և իր խմբի կողմից [24]: Այստեղ դիտարկված խնդիրը հանդիսանում է [24] աշխատանքի շարունակությունը:

Դիտարկենք Քեռի ոչ գծային օսցիլյատորը ոչ գծային տեզոնատորում: Ինչպես աշխատանք [24] –ում այսպիսի համակարգերը համիլտոնյանը տարվում է հետևյալ առնչությամբ

$$H = \Delta a^+ a + \chi(a^+)^2 a^2 + f(t)(\Omega a^+ + \Omega^* a) \quad (3.5)$$

Բայց ի տարբերություն (1. 4)-ի, արտաքին դաշտի իմպուլսների հաջորդականության մեջ  $f(t)$  հաշվի է առնված  $e^{i\varphi}$  փոփոխյին շեղումը, այսինքն՝

$$f(t) = \sum_{k=1}^n e^{-(t-t_0-kT)^2/T^2} e^{i(k-1)\varphi} \quad (3.6)$$

Այս աշխատանքում ևս Վիգների ֆունկցիայի նորմավորումը կատարվում է հետևյալ կերպ:

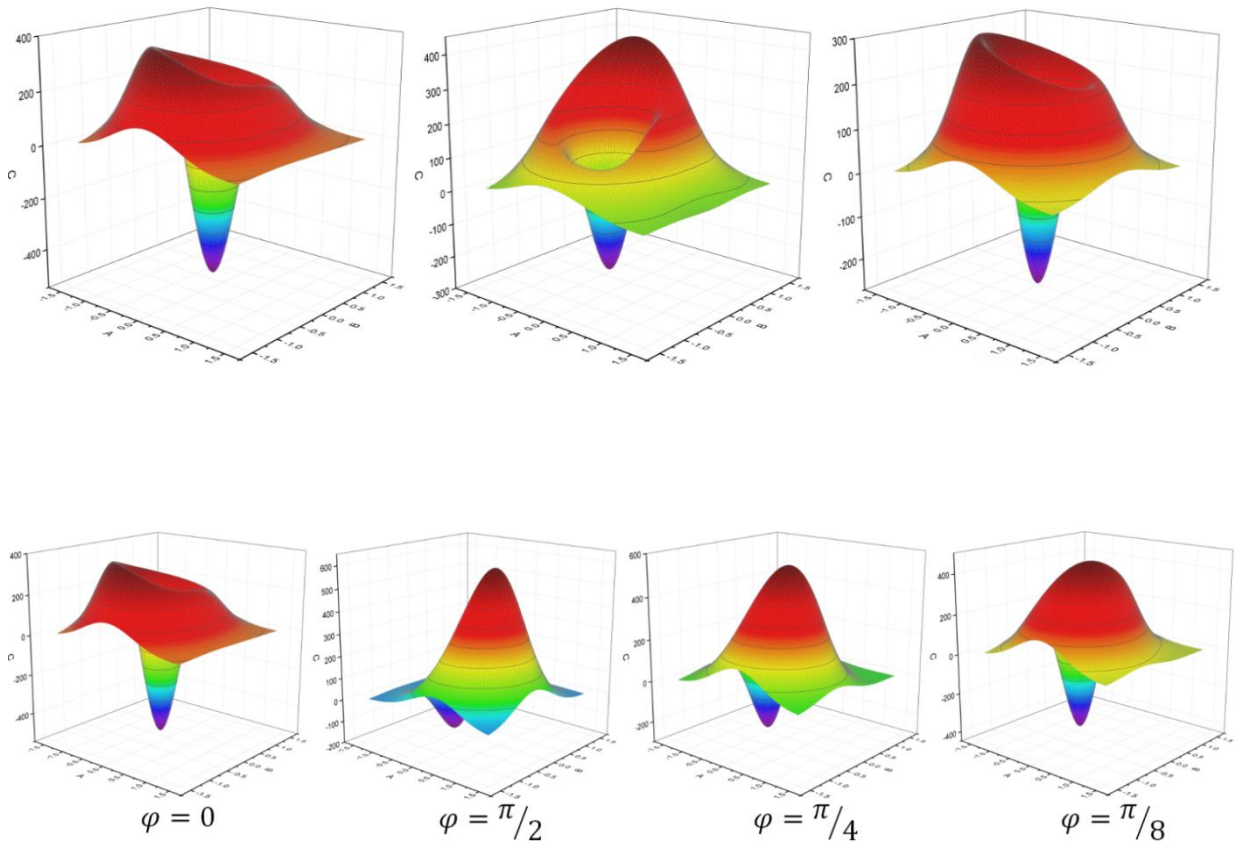
$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2\alpha}{\pi} W(\alpha) = 1, \quad (3.7)$$

որտեղ  $x = \text{Re}\alpha$ ,  $y = \text{Im}\alpha$  իմպուլսի և կոորդինատի անչափ փոփոխականներն են:

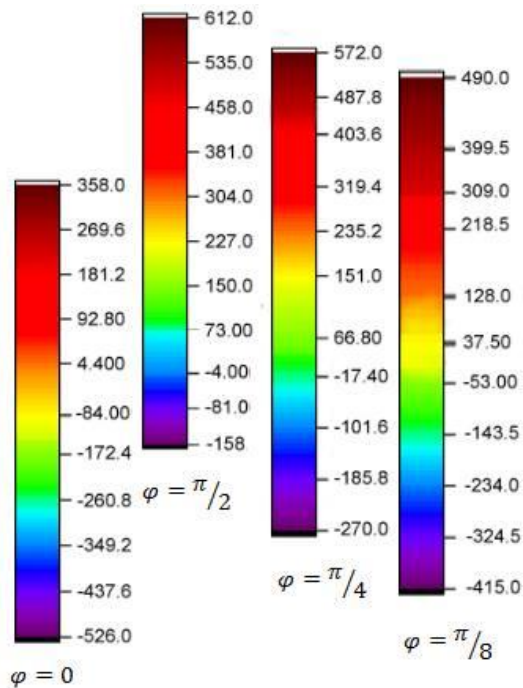
Վիգների ֆունկցիան տրվում է խտության մատրիցաների միջոցով՝

$$W(r, \theta) = \sum_{n,m} \rho_{nm}(t) W_{mn}(r, \theta), \quad (3.8)$$

որտեղ  $(r, \theta)$ -ն բևեռային կոորդինատներն են,  $W_{mn}$ -ը՝ Վիգների ֆունկցիայի ֆունկցիոնալ ձևափոխության գործակիցներն են, իսկ  $\rho_{nm}(t) = \langle n | \varphi(t) \langle \varphi(t) | m \rangle$ : (3.8) սահմանումը Վիգների ֆունկցիայի համար ունի պարզ տեսք, և, ինչպես ցույց են տալիս թվային հաշվարկները, տալիս են ճշգրիտ արդյունքներ: Սանշանակում է, որ մոտարկումը համընկնում է Վիգների ֆունկցիայի համար սահմանված հայտնի արտահայտությունների ի նրանց հիման վրա կատարված հաշվումների արդյունքների հետ: Մյուս կողմից այսպիսի մեթոդի օգնությամբ հնարավոր է քվանտային վիճակների համար ստանալ համեմատաբար մոտարդյունքներ, որոնց վերլուծությունը շատ բարդ է նույնիսկ հայտնի թվային մեթոդների օգնությամբ՝ ինչպիսիք են քվանտային վիճակների դիֆուզիայի մեթոդը: Նկ. 12-23-ում պատկերված են Վիգների ֆունկցիայի հաշվարկման գրաֆիկական տեսքեր ֆոփոխարժեք վիճակների համար:

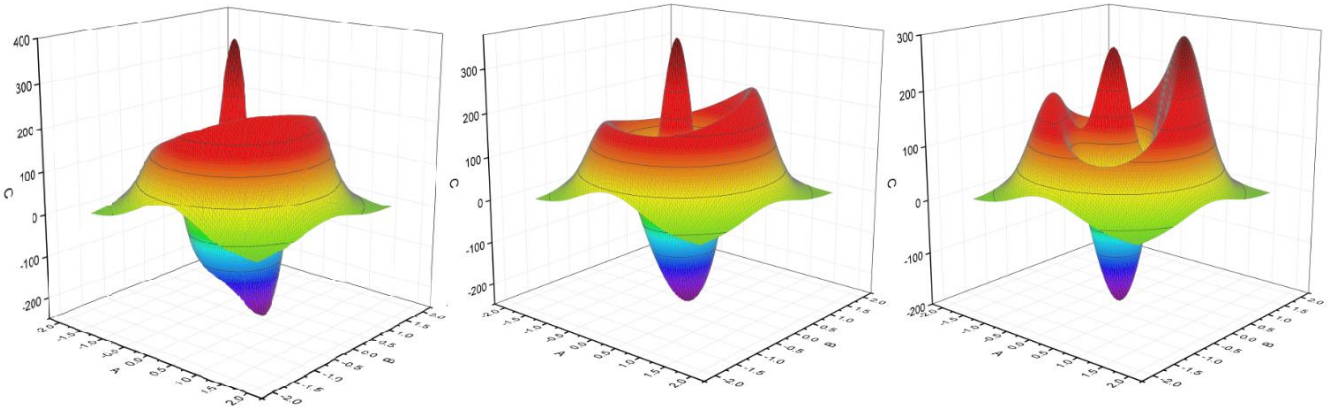


Նկ 13. Իմպուլսի փուլի այլ շեղման ազդեցությունը Ֆոկի միաֆոտոնային վիճակի վրաժամանակի նույն պահին:

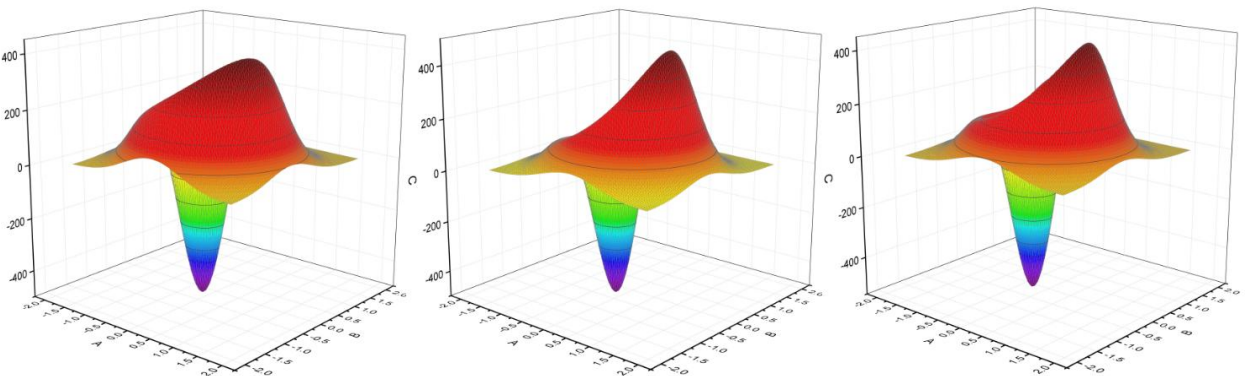


Նկ 14. Ֆոկի միաֆոտոնային վիճակը Վիզների ֆունկցիան նկարագրող սանդաղակի փոփոխությունը հետևյալ փուլի այլ շեղումների դեպքում՝  $0, \pi/2, \pi/4, \pi/8$

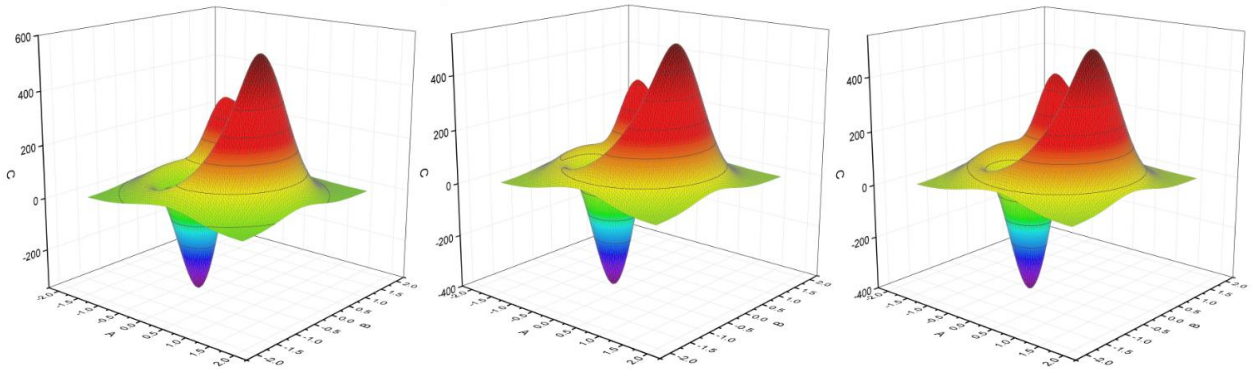
Երկֆոտոնային շրջափակում ստանալու համար պետք է իրականացնել  $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$  անցում, այսինքն ընտրել այդ անցման համապատասխան արտաքին դաշտի ռեզոնանսային հաճախությունը: Ֆոկի երկֆոտոնային վիճակի համար դաշտի պարամետրերը ընտրված են հետևյալ կերպ  $T\gamma = 0,4$ ,  $\tau\gamma = 5,5$ ,  $\Omega\gamma = 12$ ,  $\chi = 30$ . Չափի առնելով (5)-րդ բանաձևն և դիտարկելով  $k = 2$  դեպքը, կստանքանք  $E_{20} = 2\hbar\omega_0 + 2\chi$ , հետևաբար՝  $\omega_2 = \omega_0 + \chi$ :



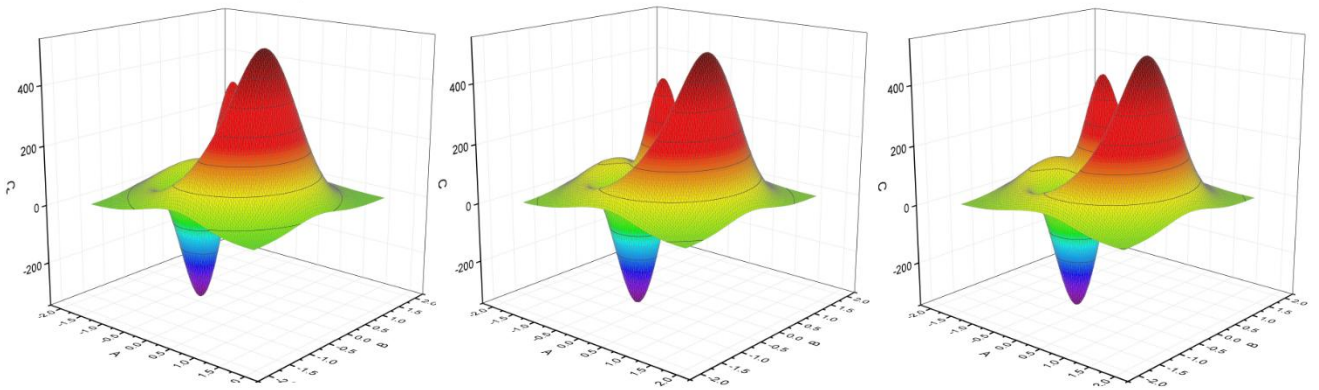
Նկ.15.ա) Ֆոկի միաֆոտոն վիճակի Վիզների ֆունկցիայի ժամանակային էվոլյուցիան, երբ իմպուլսի փուլային շեղումը հավասար է 0-ի:



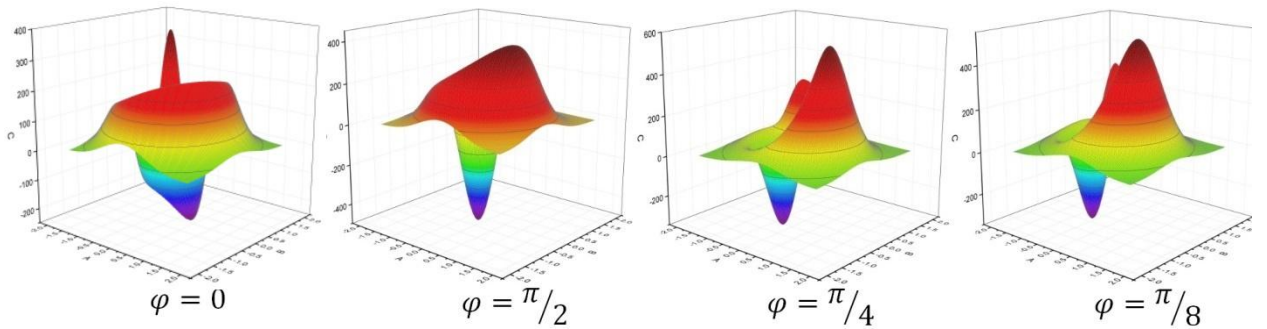
Նկ.15.բ) Ֆոկի երկֆոտոն վիճակի Վիզների ֆունկցիայի ժամանակային էվոլյուցիան, երբ իմպուլսի փուլային շեղումը հավասար է  $\pi/2$ -ի:



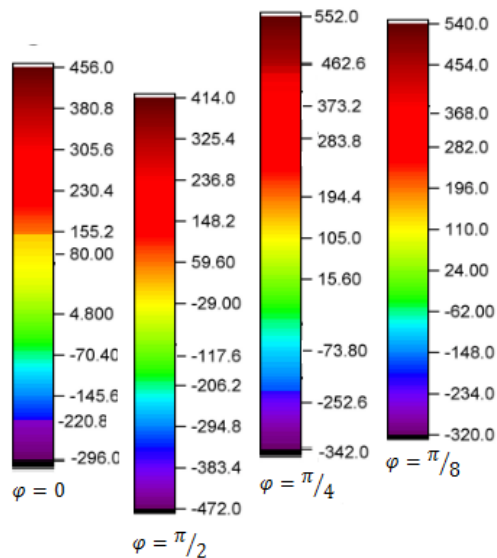
Նկ.15.գ) Ֆոկի երկֆոտոն վիճակի Վիգների ֆունկցիայի ժամանակային էվոլյուցիան, երբ իմպուլսի փոփոխությունը հավասար է  $\pi/8$ -ի :



Նկ.16.դ) Ֆոկի երկֆոտոն վիճակի Վիգների ֆունկցիայի ժամանակային էվոլյուցիան, երբ իմպուլսի փոփոխությունը հավասար է  $\pi/8$ -ի :

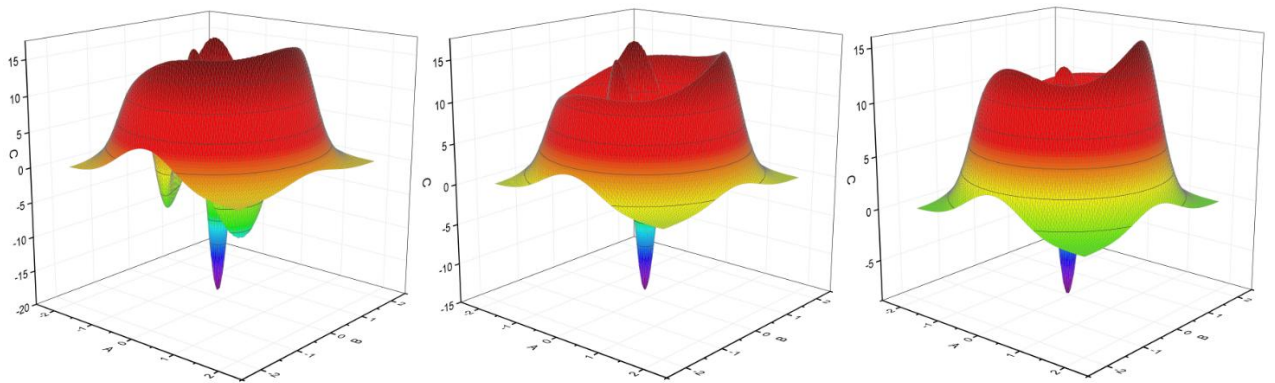


Նկ. 16. իմպուլսի փոփոխությունը Ֆոկի երկֆոտոնային վիճակի վրա ժամանակի նույն պահին:



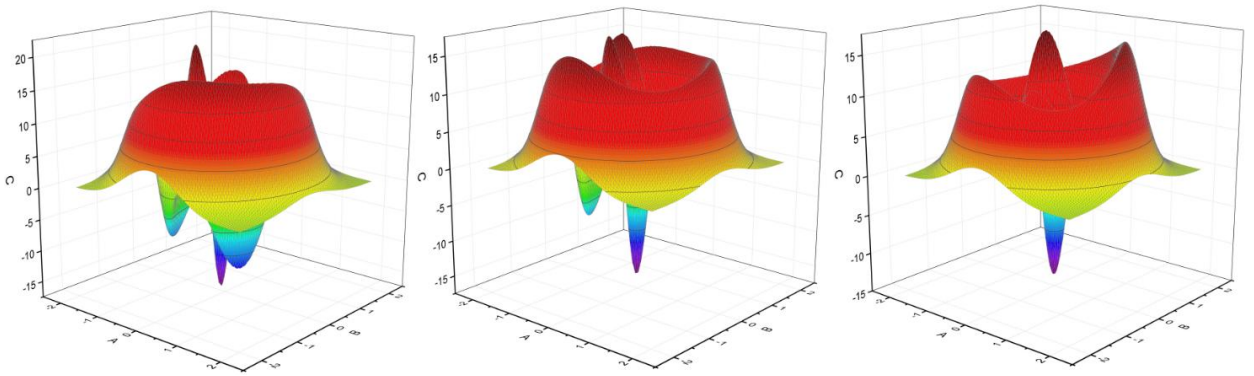
Նկ. 17 Ֆոկի երկֆոտոնայիև վիճակի Վիզների ֆուսկցիան արժեքների տիրույթը  $0, \pi/2, \pi/4, \pi/8$  փուլային շեղումների դեպքում

Որպեսզի ստանանք եռաֆոտոնային շրջափակում մանիրաժեշտ է կատարել  $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$  անցում, այսինքն այդ անցման համար պետք է ընտրել արտաքին դաշտի համապատասխան ռեզոնանսային հաճախություն: Դրա համար մենք դաշտի պարամետրները ընտրում ենք հետևյալ կերպ  $T\gamma = 0,4$ ,  $\tau\gamma = 5,5$ ,  $\Omega\gamma = 12$ ,  $\chi = 11$  Յաշվի առնելով (5) –րդ բանաձևը և եթե դիտարկելով  $k = 3$  դեպքը, կստանանք  $E_{30} = 3\hbar\omega_0 + 6\chi$ , հետևաբար,  $\omega_2 = \omega_0 + 2\chi$

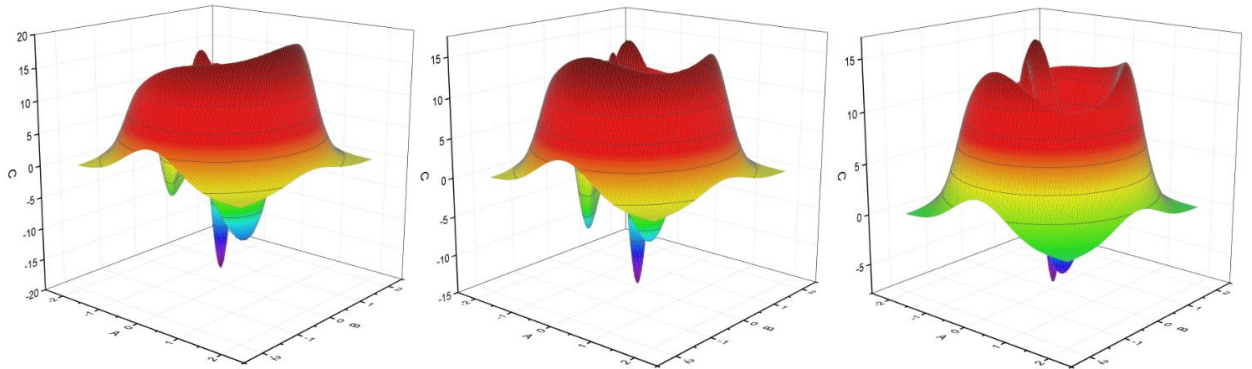


Նկ.18.ա) Ֆոկի եռաֆոտոն վիճակի Վիզների ֆուսկցիայի ժամանակային էվոլյուցիան, երբ իմպուլսի փուլային շեղումը հավասար է 0-ի :

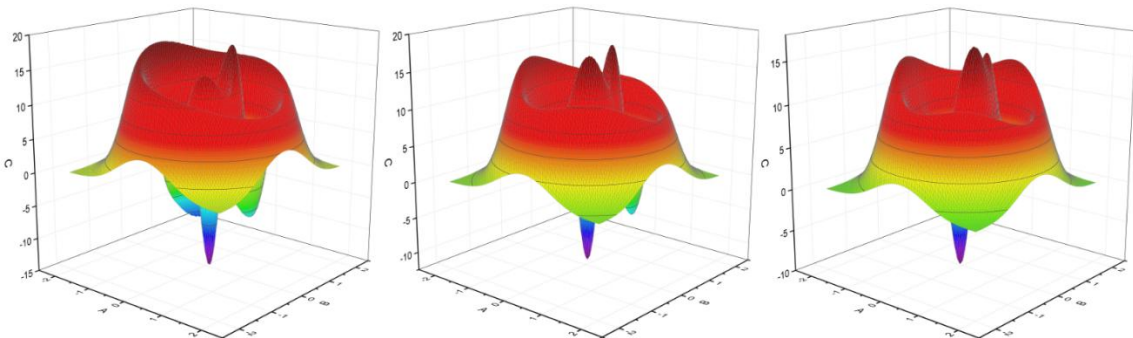




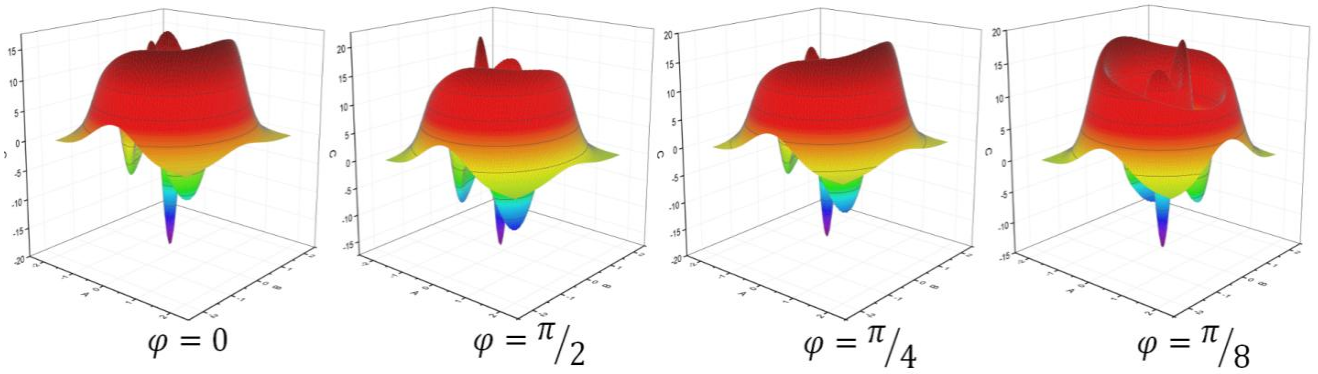
Նկ.18.բ) Ֆուրիերի եռաֆուրտն վիճակի Վիգների ֆունկցիայի ժամանակային էվոլյուցիան, երբ իմպուլսի փուլային շեղումը հավասար է  $\pi/2$ -ի :



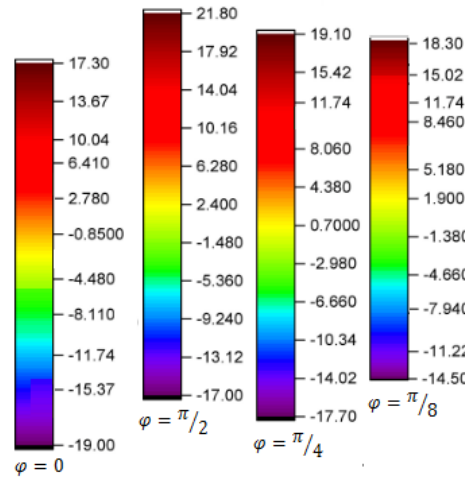
Նկ.18.գ) Ֆուրիերի եռաֆուրտն վիճակի Վիգների ֆունկցիայի ժամանակային էվոլյուցիան, երբ իմպուլսի փուլային շեղումը հավասար է  $\pi/4$ -ի :



Նկ.18.դ) Ֆուրիերի եռաֆուրտն վիճակի Վիգների ֆունկցիայի ժամանակային էվոլյուցիան, երբ իմպուլսի փուլային շեղումը հավասար է  $\pi/8$ -ի :

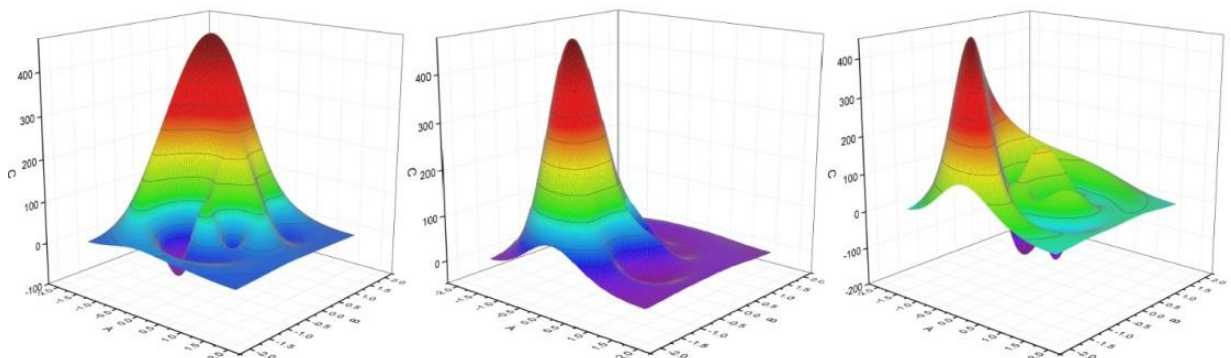


Նկ. 19 Իմպուլսի փուլային շեղման ազդեցությունը Ֆոկի եռաֆոտոն վիճակի վրաժամանակի նույն պահին:

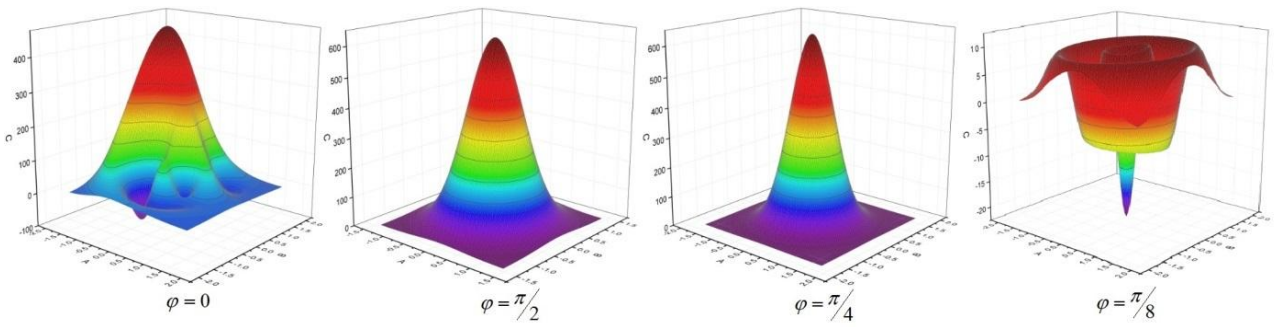


Նկ. 20. Ֆոկի եռաֆոտոնային վիճակը Վիգների ֆունկցիայի արժեքների տիրույթը սանդաղակի հետևյալ փուլային շեղումների դեպքում  $0, \pi/2, \pi/4, \pi/8$

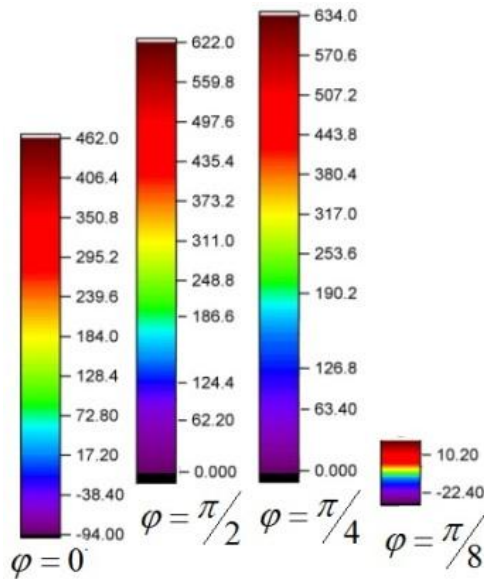
Նույնանման կերպով ուսումնասիրվել է երկու կոմբինացված Քեռի քյուբիթերի համակարգի Վիգների ֆունկցիան:



Նկ. 21 Քեռի երկու կոմբինացված քուբիթերի Վիգների ֆունկցիայի ժամանակային էվոլյուցիան երբ, փուլային շեղումը բացակայում է  $\varphi = 0$



Նկ. 22 Իմպուլսի փուլային շեղման ազդեցությունը Քեռի երկու կոմբինացված քուբիթերի Վիզների ֆունկցիայի վրա ժամանակի նույն պահին:



Նկ. 23 Քեռի երկու կոմբինացված քուբիթերի համակարգի Վիզների ֆունկցիայի արժեքների տիրույթը հետևյալ փուլային շեղումների դեպքում  $0, \pi/2, \pi/4, \pi/8$

Վիզների ֆունկցիաների համար ստացված արդյունքների հետազոտությունից կարող ենք եզրահանգել, որ Իմպուլսի փուլային շեղման ազդեցությունը էական է, քանի որ հարաբերական փոփոխությունը կազմում է 71%, 33 % և 26 % համապատասխանաբար միաֆոտոնային, երկֆոտոնային և եռաֆոտոնային վիճակների համար: Քեռի երկու բջիջների կոմբինացված համակարգի Վիզների ֆունկցիայի թվային հետազոտումը ցույց է տալիս, որ փուլային շեղումը նույնպես է էական է համակարգի կորելիացան կառավարելու գործում:

Կառավարվող հաշորդական իմպուլսների համար դիտարկված են  $\pi/2$ ,  $\pi/4$ ,  $\pi/8$  իմպուլսի փուլային շեղումները նույն պարամետրների համար ինչ [122]-ում առանց փուլային շեղման դեպքում: Թվային հաշվարկները ցույց են տալիս, որ իմպուլսի փուլային շեղումը հանգեցնում է Վիգների ֆունկցիայի  $\delta$  և  $\chi$  ափի և կոնֆիգուրացիայի փոփոխությանը: Վիգների ֆունկցիայի հարաբարեկան փոփոխության նվազումը իմպուլսում ֆոտոնների թվի աճման հետ կապված պայմանավորված է համապատասխան հավանականության նմանատիպ վարքով: Բացի այդ քանի որ Վիգների ֆունկցիայի պատկերը ցույց է տալիս լույսի ոչ դասական վարքի հայտ գալու և անհետանալու սահմանը, ապա այս աշխատանքում ստացված արդյունքները թույլ են տալիս անհրաժեշտ թեռիքուբիթի ֆոկի վիճակի համար կատարել համապատասխան փուլային շեղում: Մասնավորապես՝ համեմատելով Նկ. 22 և Նկ. 23-ը տեսնում ենք, որ թեռի կոմբինացված երկու քուբիթերի համակարգերում ոչ դասականությունը և քվանտային կորելացիան իսպառ բացակայում են  $\pi/2$  և  $\pi/4$  փուլային շեղումների դեպքում, իսկ  $\pi/8$  անկյան դեպքում հայտնվում են: Ռեզոնատորների հայելիների վրա դիսիպացիան հաշվի առած կապակցված ոչ գծային օսցիլյատորների այս հատկությունը օգտակար է քվանտային համակարգիչներում ինֆորմացիայի մշակման համար:

Այսպիսով՝ իմպուլսների փուլային շեղումը կարելի է օգտագործել, որպես լրացուցիչ կառավարման պարամետր:

**§3.2 Եզրակացություն**

1. Ուսումնասիրվել է թեռի օպտիկական ռեզոնատորների համար Վիգների ֆունկցիայի վրա իմպուլսի փուլային շեղման ազդեցությունը: Ցույց է տրվել, որ, որ իմպուլսի փուլային շեղումը հանգեցնում է Վիգների ֆունկցիայի  $\delta$  և  $\chi$  ափի և կոնֆիգուրացիայի փոփոխությանը:

2. Դիտարկվել է երկու կոմբինացված թեռի թյուրբիթերի համակարգի Վիգների ֆունկցիան և նրավորաիմարուլ սի փուլլային շեղման ազդեցությունը: Պարզվել է, որ թեռի կոմբինացված երկու թուրբիթերի համակարգերում ոչ դասականությունը և քվանտային կորելացիան իսպառ բացակայում են  $\pi/2$  և  $\pi/4$  փուլլային շեղումների դեպքում, իսկ  $\pi/8$  անկյան դեպքում հայտնվում են:

## Գլուխ 4

### ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԱԼԳՈՐԻԹՄՆԵՐԻ ԻՐԱԿԱՆԱՑՈՒՄԸ ՔԵՌԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԴԻՄԻՊԱՏԻՎ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐԻ ՄԻԶՈՑՈՎ

#### Նախաբան

Քվանտային համակարգիչների ամենախոցելի մասը աշխատանքային պայմանների ապահովման դժվարությունն է: Քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի գործողությունների իրականացման համար դիտարկում են փակ համակարգի քվանտային դինամիկան, քանզի հակադարձելի է միայն նա: Ցավոք, դա ոչ միայն իդեալականացում է, այլ պարզապես հնարավոր չէ: Եվ ոչ միայն շրջակա միջավայրի հետ փոխազդեցության՝ դիսիպացիայի երևույթի պատճառով, այլ և, ինչպես նշել ենք ներածությունում, անհակադարձելի են ինֆորմացիայի ելքի-մուտքի անհրաժեշտ գործողությունները: Այսինքն, իրատեսության ապահովումը պահանջում է քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի գործողությունների իրականացման համար դիտարկել բաց

համակարգի քվանտային դինամիկան, որն էլ այս բաժնի նպատակն է:

§1-ում դիտարկվել է բաց համակարգի դինամիկան ռեզոնատորի հայելիների վրա դիսիպացիայի հաշվառմամբ և թվային եղանակով որոշվել են կառավարման ազդանշանի ժամանակային կախումը քվանտային տրամաբանության ժխտման, Ադամարի և պայմանական ժխտման (“բացառող կամ”) գործողությունները, իսկ (§2)-ում դրանցով կառուցվել է ուժեղ արհեստական ինտելեկտ ստեղծելու համար անհրաժեշտ “ցիկլի տեղաշարժի” օպերատորի քվանտային ալգորիթմը:

Այս բաժնում քննարկված արդյունքները ներկայացված են [122,123,141] աշխատանքներում:

**§4.1 Քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի գործողությունների իրականացումը կապված Քեռի բուբիթերի պայմանական դինամիկայի միոցով:**

Քվանտային ինֆորմատիկայի հիմնական գործիքներից են կոհերենտ կորելացված քուբիթերը և նրանց կոմբինացված համակարգերը: Նրանց իրականացման համար գոյություն ունեն ֆիզիկական տարբեր միջավայրեր, որոնցից յուրաքանչյուրն ունի իր առավելությունները և թերությունները [3-5]: Ներկայումս դեռևս չի գտնվել այնպիսի ֆիզիկական համակարգ, որը բավականաչափ կերպով կունենար քվանտային ինֆորմատիկայի համար անհրաժեշտ հատկություններ՝ հավակնելով դառնալ նրա համար ունիվերսալ հիմնային տարրական հենք: Սա գիտական հետազոտողներին մղում է նոր կամավելի հարմար քվանտային համակարգերի փնտրմանը, կամ էլ ընտրված պարամետրերի վերացմամբ վերացնել նախկինում դիտարկված համակարգերի թերությունները: Այս տեսանկյունից հեռանկարային է նաև օպտիկական ուղղությունը: Այն պայմանավորված է առաջին հերթին ֆոտոնների կայունությամբ արտաքին այնպիսի պատահական ազդեցությունների նկատմամբ, ինչպիսիք են

Էլեկտրական, մագնիսական, կարճաժամկետ ոչ ռեզոնանսային էլեկտրամագնիսական ճառագայթումները և այլն: Սրա հետ մեկտեղ որպես քուբիթ օգտագործվում է երկու տարբեր ֆոտոնի վիճակներ, որոնք միմյանցից տարբերվում են սպինով (բևեռվածությամբ), իմպուլսում ֆոտոնի քանակով, էներգայով և այլն: Գ.3. Կրյուչկյանի խմբի կողմից հետազոտվել է օպտիկական քուբիթերի տարբեր տեսակներ և նրանց հատկությունները ([8,13,15,24] և այնտեղ հղված աշխատանքները): Մասնավորապես, նրանց կողմից դիտարկվել է միաքուբիթային և երկքուբիթային Քեռի ռեզոնատորների համակարգ՝ հաշվի առնելով դիսիպացիան, այսինքն՝ բաց քվանտային համակարգեր: Քուբիթերի վիճակների կառավարման և նրանց միջև կորելացիան միացնել անջատելու համար բացի ապալարքից և ոչ գծայնության գործակցից, դիտարկել են նաև կառավարվող ազդանշանի փոփոխությունը շեղման ազդեցությունը իմպուլսում ո-ֆոտոնի գտնվման հավանականության վրա:

Շարունակելով այդ աշխատանքները, այստեղ կփորձենք կառուցել օպերատորների հավաքածու, որոնք բավարարկվին են քվանտային ալգորիթմների նեյկայացման համար, այլ կերպ ասած՝ որպեսզի իրականացնենք քվանտային հանրահաշվի տրամաբանությունը:

Բուլյան հանրահաշվի տրամաբանության կառուցման համար բավական են մեկ ունար (օրինակ, ժխտման N) և մեկ բինար (ասենք 2 մոդուլով գումարման) օպերատորներ, որոնք պետք է ֆիզիկորեն իրականացնել: Քվանտային լոգիկային հանրահաշվի համար, օրինակ, SU(2) խմբի համար, այն բավարարչէ, քանի որ քվանտային սուպերպոզիցիայի համաձայն ցանկացած միմյանցից տարբեր  $2 \times 2$  տիպի ունար մատրիցները հիլբերթյան տարածությունում նկարագրում են համակարգի տարբեր Էվոլյուցիոն վիճակներ [8]: Սակայն, քանի որ փակ քվանտային համակարգի վիճակների Էվոլյուցիան նկարագրվում վիճակի նորմավորված վեկտորի փոփոխություններով, ապա

օգտագործվող ձևափոխությունը համարժեք է դառնում ընտրված առանցքի շուրջ վեկտորի փանկյամբ պտույտին ( $s_\varphi$  օպերացիայի կատարումը): Յնարավոր է նաև քվանտային համակարգի վիճակներն ու քվանտային ալգորիթմները ներկայացնել այլ համարժեք լեզուներով: Օրինակ, իր ֆունդամենտալ աշխատանքներում Ֆեյնմանը օգտագործել է «երկրորդային քվանտացման լեզուն» և ստեղծել է քվանտային համակարգչի օրինակ [1,2]:

Յամարժեքության տեսանկյունից ըստ հարմարության, այս տարբեր ներկայացումները կարող են կիրառվել միաժամանակ: Օրինակ, կինետիկ պրոցեսների մոդելավորման ժամանակ հարմար է օգտագործել «մասնիկային ներկայացումը» (երկրորդ կարգի քվանտացման լեզուն), իսկ ինֆորմացիայի ձևափոխության համար՝ «դաշտային ներկայացումը», այսինքն՝ խտություն մատրիցայի, կամ վիճակ վեկտորի ձևափոխությունները: Քվանտային ինֆորմատիկայում ամենից հաճախ օգտագործվում է մասնիկների ծնման  $a^+$  և ոչնչացման  $a$ , ժխտման  $N$ , Ուոլշ-Ադամարի  $h$ , փուլային շեղման  $s_\varphi$ , « $\pi/8$  տարրի» և Պաուլիի մատրիցների  $\sigma_i, i = 0, 1, 2, 3$  օպերատորները:

Ակնհայտ է, որ նրանց միջև գոյություն ունի կապեր, օրինակ՝  $N \equiv a + a^+ = \sigma_1 \equiv \sigma_x$ ,  $T = \sqrt{s_\varphi}$ ,  $\sqrt{2}h = \sigma_1 + \sigma_3 \equiv \sigma_x + \sigma_z$  և այլն (նրանք բոլորը ընտրված առանցքի շուրջ  $e_i$  տարբեր անկյամբ պտտման օպերատորներ են  $R_{e_i}(\varphi) = \exp(i\varphi e_i / 2)$ )

Բազմաանդամ գործողությունները իրականացվում են փակ կոմբինացված քվանտային համակարգի պայմանական դինամիկայի միջոցով: Բերենք հիմնական բինար գործողությունների կառավարվող փուլային մասնիկի  $S$ , կառավարվող  $C_{\sigma_z}$ -ի, կառավարվող ժխտման  $C_N$  և փոխանակման  $Sw$  օպերատորների մատրիցական տեսքերը (տես [4, 6] աշխատանքները և նրանցում եղած հղումները)



$$S \equiv \begin{pmatrix} \sigma_0 & 0 \\ 0 & s_\varphi \end{pmatrix}, C_{\sigma_z} \equiv \begin{pmatrix} \sigma_0 & 0 \\ 0 & \sigma_z \end{pmatrix}, C_N \equiv \begin{pmatrix} \sigma_0 & 0 \\ 0 & N \end{pmatrix} \text{ և } S_w \equiv \begin{pmatrix} n & a^+ \\ a & 1-n \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

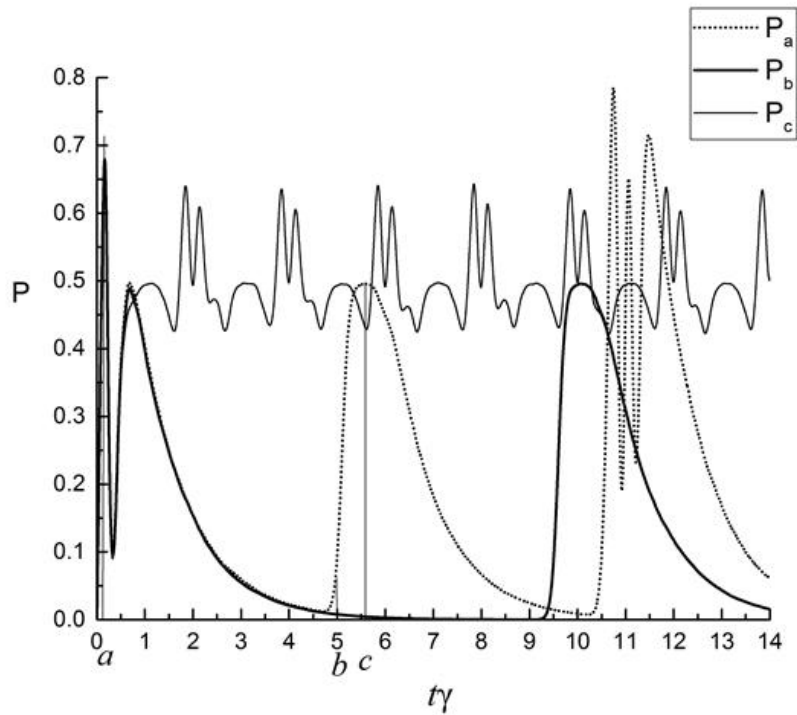
Հայելիների վրա դիսիպացիան հաշվի առած ոչ գծային ռեզոնատորում կոհերենտ կորելացված Քեռի բջիջներով հնարավոր է իրականացնել բոլոր այս գործողությունները, ինչպես նաև նրանցով տրված ալգորիթմները [9,16]:

Այս նպատակով բավական է այդ գործողությունների համար Համիլտոնյանի անհրաժեշտ ժամանակային կախվածությունը, այլ կերպասած, անհրաժեշտ է գտնել տվյալ օպերատորին համապատասխան կառավարվող ազդանշանները: Աշխատանք [6] -ի մեթոդով կատարված թվային հաշվարկներից ստացվում է իմպուլսի փուլի  $\pi/2$  շեղման և աշխատանքում միաֆոտոնային բլոկադայի համար անհրաժեշտ պարամետրերի դեպքում Նկ. 24-ում պատկերված Ֆոկի միաֆոտոնային վիճակի հավանականության կախումը ժամանակից, որից էլ ստացվում է հետևյալ հավասարումները NOT և Ադամարի օպերատորների համար, որտեղ  $a, b, c$  կետերով տրված են համապատասխան ամպլիտյուններ  $t_{N_1}^+, t_{N_1}^-, t_{H_1}$  ժամանակային պահերը: NOT օպերատորը 0 վիճակը փոխում է 1 վիճակը և հակառակը (4.3-ում  $t_{N_k}^+$  և  $t_{N_k}^-$ ), այսինքն իրականացնում է  $|n\rangle \leftrightarrow |n-1\rangle$  անցումներ: Դատելի է ունենում Նկ. 25-ում  $a, b$  կետերում:

$$t_{N_k}^\pm = (0.75 + 55\gamma k)n_\pm + (3.75\gamma + 11k)(1 - n_\pm) \quad k=1, 2, 3, \dots, \quad n_+ = 1, \quad n_- = 0 \quad (4.2)$$

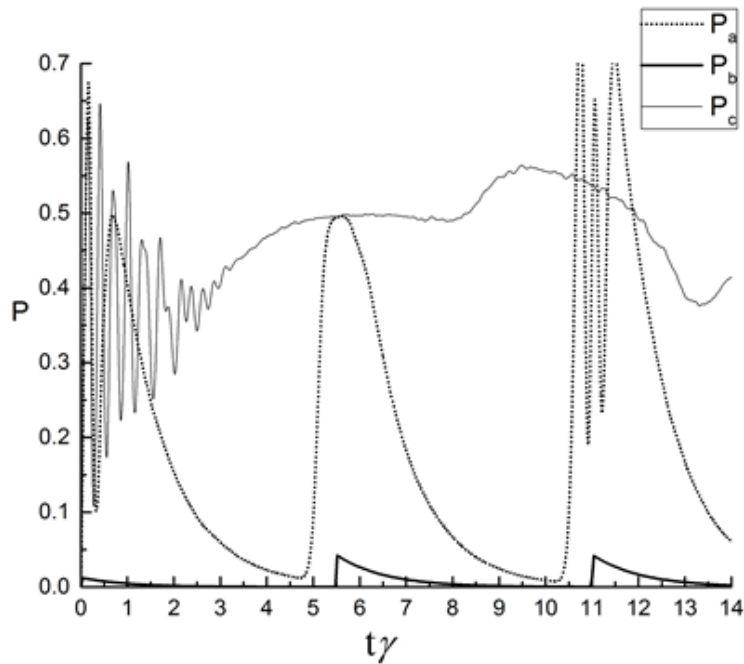
$$t_{H_k} = 5.57 + 11\gamma k \quad k=0, 1, 2, 3, \dots \quad (4.3)$$

Նմանատիպ ձևով կորելացված երկու Քեռի քուբիթերի համար գտնում ենք կառավարվող ժամանակային գործողության համար անհրաժեշտ  $t_{C_k}$  ժամանակային պահերը:



Նկ.24.ա)  $P_a$ ,  $P_b$  և  $P_c$  ցույց են տալիս մեկ ֆոտոնի հայտանքերման հավանականությունները հետևյալ պարամետրերի դեպքում  $\tau_a = 5.5\gamma^{-1}$ ,  $\tau_b = 10\gamma^{-1}$ ,  $\tau_c = 1\gamma^{-1}$ ,  $T_a = T_b = T_c = 0.4\gamma^{-1}$ .  $a$ ,  $b$ ,  $c$  կետերին

Ինչպես երևում է Նկ.24.բ-ից, իմպուլսի փոքր տևողությունների դեպքում մեկ ֆոտոնի գտնվելու հավանականությունը նվազում է, քանի որ փոքր տևողությունների դեպքում համակարգը չի հսցնում վերադասավորի իր կոնֆիգուրացիան, որի արդյունքում հավանականության մեծագույն արժեքը ըստ ժամանակի շեղվում է: Երկարատև իմպուլսների ազդեցությունը համակարգը դիտում է ինչպես արտաքին մոնոքրոմատիկ դաշտի ազդեցություն:



Նկ 24.բ)  $P_a$ ,  $P_b$  և  $P_c$  ցույց են տալիս մեկ ֆոտոնի գտնվելու հավանականությունները հետևյալ պարամետրերի դեպքում  $T_a = 0.4\gamma^{-1}$ ,

$$T_b = 0.01\gamma^{-1} \quad T_c = 2.5\gamma^{-1}, \quad \tau_a = \tau_b = \tau_c = 5.5\gamma^{-1}.$$

$$C_N = \begin{pmatrix} E & 0 \\ 0 & N \end{pmatrix}, \quad E = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad N = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Մեր երկու կապակցված անհարմոնիկ թեռի օսցիլյատորների համակարգը նկարագրող համիլտոնյանը պտտվող ալիքի մոտավորությամբ ունի հետևյալ տեսքը

$$H = \Delta_1 a_1^+ a_1 + \Delta_2 a_2^+ a_2 + \chi_1 (a_1^+)^2 a_1^2 + \chi_2 (a_2^+)^2 a_2^2 + g(a_2^+ a_1 + a_1^+ a_2) + f(t)(\Omega a^+ + \Omega^* a) \quad (4.5):$$

Այստեղ ժամանակից կախված կապի հաստատունը  $\Omega f(t)$ -ն է, որը համեմատական է ընկնող դաշտի ամպլիտուդային  $\Omega$ , կազմված է  $T$  ինտերվալով  $Q$  առևսյան իմպուլսներից, որոնք միմյան նկատմամբ ունեն  $\tau$  ժամանակային ինտերվալ

$$f(t) = \sum_{k=1}^n e^{-(t-t_0 - k\tau)^2 / T^2} \quad (4.6)$$

$a_j$  Բոզեի ծնման և ոչնչացման օպերատորները, որոնք կապված են ռեզոնատորների հետ,  $g$ -Ձեյմս-Քամինգսի կապի հաստատունն է, որը մենք համարում ենք իրական առանց էական

ընդհանրությամբ կորստի:  $\chi_1, \chi_2$  յուրաքանչյուր ռեզոնատորում ոչ գծայնության գործակիցներն են,  $\Delta_1 = \omega_{01} - \omega$ ,  $\Delta_2 = \omega_{02} - \omega$  գրգռող դաշտի միջին հաճախականության և յուրաքանչյուր օսցիլյատորի հաճախականության միջև գոյություն ունեցող շեղումներն են: Այս մոդելը հնարավոր է ստանալ փորձնականորեն և կարող է իրականացվել մի քանի ֆիզիկական համակարգերում:

Հիմնվելով (4.4), (4.5) և [124] աշխատանքի ստանում ենք  $t_{C_k}$ -ի համար հետևյալ արտահայտությունը՝

$$t_{C_k} = 2\pi k(\Delta_1 - \Delta_2)/g^2, \quad k=0, 1, 2, 3... \quad (4.7)$$

որտեղ՝  $\lambda = g^2/2(1/|\Delta_1| + 1/|\Delta_2|)$  և  $\Delta_1 > |\Delta_2|$  (4.2), (4.3) և (4.7) բանաձևերը լրիվ ապահովում են քվանտային ալգորիթմների իրականացումը Քեռի քուբիթերի միջոցով, հաշվի առնելով դիսիպացիայի էֆեկտները:

Քեռի կոհերենտ կորելացված երկու ոչ գծային օսցիլյատորների համակարգում գոյություն ունի համակարգի էվոլյուցիան կառավարող մի քանի կառավարող ալիքներ, որոնք բավարար են քվանտային լոգիկայի հանրահաշվի ունար և բինար օպերացիաները կառուցելու համար: Թվային մեթոդներով գտնված են կառավարվող ազդանշանի ժամանակային բնութագրերը Ադամարի և կառավարվող ժխտման համար:

**§4.2 Քվանտային ռեկոնսիվ ալգորիթմների իրականացում Քեռի էֆեկտով՝ հաշվի առնելով դիսիպացիան**

Կիսահաղորդչային ինտեգրալային միկրոտեխնոլոգիաների բուռն զարգացումը հանգեցրեց բարձր արդյունավետության մբ համակարգիչների և ինֆորմացիայի մշակման համակարգերի ստեղծմանը: Այն էլ իր հերթին առաջ է բերել արհեստական ինտելեկտի (ԱԻ) ստեղծմանը: ԱԻ-ի հիմնական խնդիրները (պատկերների ճանաչումը, պատկերների նույնականացումը, եզրահանգումը,

որոշում կայացնելը, կանխատեսումը, կառավարումը) հանգում են ինչ-որ բանի մասին գիտելիքի ձևավորմանը և դրա ձեռք բերման միջոցին: Դրանց մոդելը հնարավոր է ներկայացնել հետևյալ ձևական ստրուկտուրաների եռյակով՝  $\{V_{in}, A, V_{out}\}$ . մուտքի  $V_{in}$  և ելքի  $V_{out}$  տվյալներով և  $A$  արտապատկերմամբ ( $V_{in}$  – ից  $V_{out}$  ձևափոխման ալգորիթմով): Նրանց շարքում հնարավոր են լինեն նաև հայտնիներ, բայց գոնե նրանցից մեկը պետք է լինի անհայտ, որը և պետք է գտնվի (ինչը նշանակում է՝ նրա համար գիտելիքի ձևավորում):

Ընդհանուր դեպքում այս խնդիրը պատկանում է կրկնվող գործողությամբ լուծվող բարդ խնդիրների շարքին, որը առաջին պլան է մղում նրա ֆիզիկական իրականացման հնարավորությունը: Օգնության է գալիս Ա. Կոլմոգորովի և Վ. Արնոլդի կողմից 1900 թվականին առաջարկված լուծումը՝ Յիլբերտի 13-րդ խնդիրը, որը ոփոփոխականով ֆունկցիայի ներկայացումը երկու անընդհատ փոփոխականով ֆունկցիաների միջոցով ներկայացման մասին է [125,126]: Բացի այդ, նրանք ապացուցել են, որ ցանկացած քանակությամբ փոփոխականի ցանկացած անընդհատ ֆունկցիա կարելի է ներկայացնել մի փոփոխականի անընդհատ ֆունկցիաների գումարի և արտադրյալի (խառնուրդի) տեսքով:

$$f(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sum_{k=0}^{2n} F_k \left( \sum_{i=1}^n G_{k,i}(x_i) \right) \quad (4.8)$$

Այս դեպքում, հաշվի չառնելով գրոյական ինդեքսները, անհրաժեշտ է ունենալ  $F_k$  և  $G_{k,i}(x_i)$  ֆունկցիաներ ոչ ավելին քան  $(n+1)(2n+1)$  հատ, մասնավորապես երկու փոփոխականի համար 15, իսկ երեքի համար՝ ոչ ավելին քան 28:

(4.8) առընչության հիման վրա Յեխտ-Նիսլենը 1987 թվականին ապացուցեց (4.8)-ի նեյրոնային ցանցերի միջոցով ֆիզիկական իրականացման թեորեմը, այսինքն՝ [127] դետերմինացված սիգմոիդյան բնութագրերի տարրերի սխեման:

Որպես հետևանք ապացուցվում է, որ ցանկացած կոմպակտ բազմություն վրա անընդհատ ֆունկցիան հնարավոր է հավասարաչափ ապրոքսիմացնել նեյրոնային ցանցերով հաշվող ֆունկցիաների միջոցով: Այսպիսով որոշվել է լավ տարրական բազա, որը բավարար է արհեստական ինտելեկտի ստեժմանը, բացի այդ ավելի ընդհանուր հանրաչափի իրականացմանը Չադեյի ոչ ճշգրիտ լոգիկայի համար [20,30,140]: Սակայն, չնայած այս ոլորտում ահռելի ձեռքբերումներին, այսպիսի տարրական բազայով հնարավոր չէ իրականացնել NP դասի ավգորթիմները, այսինքն՝ ստանալ <<ուժեղ>> արհեստական ինտելեկտ:

Որպեսզի հաղթահարենք այդ արգելքը, անհրաժեշտ է առավել ագույնս ընդլայնել տրամաբանության հանրահաշիվը, նույնիսկ մինչև քվանտային: Միկրոաշխարհում, մասնավորապես կոհերենտ կորելացված քյուբիթերի համակարգերում [128-139], պրոցեսները կատարվում են քվանտային անհստակ լոգիկայով, իսկ արհեստական ինտելեկտ ստեղծվում է հակադարձ կապերով նեյրոնային ցանցով, դետերմինացված լոգիկայի հիման վրա: Նրանց համադրությունը տրիվիալ չի, քանի որ հակադարձ կապը պահանջում է առանց համակարգի վիճակը խախտելու նրամասին իմացությունը, որը անհնար է փակ քվանտային համակարգերում: Քվանտային համակարգի վիճակի իմացությունը ժամանակի ցանկացած պահին կամ այն պրոյեկտում է սեփական վիճակներից մեկին, կամ խախտում է ինֆորմացիայի հաշվարկման արդյունավետության համար պատասխանատու կոհերենտ կորելիացիան, այսինքն՝ քվանտային հաշվարկի առավելությունը:

Դետերմինացված լոգիկայի ինդետերմինացվածով փոխարինման խնդիրը, այսինքն՝ քվանտային հակադարձ կապի ստեղծումը լուծվել է Յ.Ս. Կարայանի կողմից [7,30] աշխատանքներում, քվանտային տարրի՝ <<ցիկլի համարի շեղման>>  $\hat{T}_n$  օպերատորի միջոցով:

Դրա ֆիզիկական իրականացումը հնարավոր է տարբեր միջոցներով՝ կախած քուբիթերի ընտրման և նրանց դինամիկայի կառավարման հետ: Այստեղ դիտարկվել է <<ցիկլի համարի շեղման>> իրականացումը ոչ գծային օպտիկական թեռի էֆեկտի միջոցով:

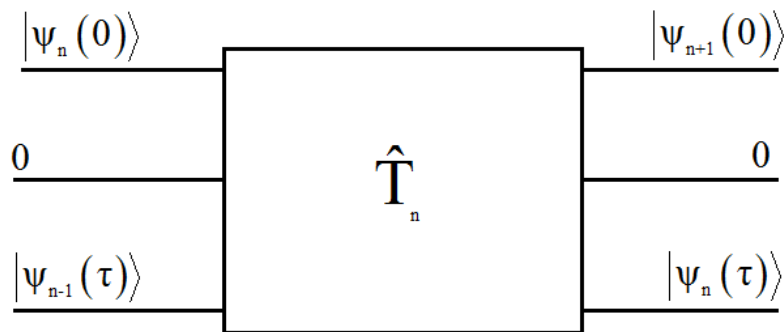
$\hat{T}_n$  օպերատորը նկարագրվում է հետևյալ կերպ: Ենթադրենք  $|\psi_n(0)\rangle$  և  $|\psi_n(\tau)\rangle$  քվանտային համակարգի վիճակը նկարագրող վեկտորներն են՝  $\tau$  երկարությամբ  $n$ -րդ իտերացիոն ցիկլի սկզբում և վերջում, իսկ  $\hat{U}_\tau$ -ն  $\tau$ -ի ընթացքում համակարգի պայմանական դինամիկան նկարագրող ունիտար օպերատորն է:

$$|\psi_n(\tau)\rangle = \hat{U}_\tau |\psi_n(0)\rangle. \quad (4.9)$$

Այդ դեպքում  $\hat{T}_n$  օպերատորի ֆուկցիան երկու քուբիթերի վիճակը  $\begin{pmatrix} |\psi_n(0)\rangle \\ |\psi_{n-1}(\tau)\rangle \end{pmatrix}$  ձևափոխում է  $\begin{pmatrix} |\psi_{n+1}(0)\rangle \\ |\psi_n(\tau)\rangle \end{pmatrix}$  վիճակի, այսինքն՝

$$\hat{T}_n \begin{pmatrix} |\psi_n(0)\rangle \\ |\psi_{n-1}(\tau)\rangle \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} |\psi_{n+1}(0)\rangle \\ |\psi_n(\tau)\rangle \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

4.10-ում ներկայացված  $\hat{T}_n$  օպերատորը կարելի է ներկայացնել հետևյալ սխեմատիկ պատկերով՝



Նկ. 25 Ցիկլի իտերացարժի օպերատորի սխեմատիկ պատկերը

Ընդհանրապես ասած  $\hat{T}_n$ -ը ազդում է երեք քուբիթերի վրա, որոնցից երրորդը անցողիկ (ներքին) է սկզբնական և վերջնական  $|0\rangle$  վիճակների միջև: Կոմբինացված քուբիթերի պայմանական դինամիկան տրվում է վերջնական վիճակների հաջորդական ցիկլերի սիմետրիկ տարբերությամբ:

$$\Delta_n \equiv ||\psi_n(\tau)\rangle - |\psi_{n-1}(\tau)\rangle| \quad (4.11)$$

$n < n_{\text{լր}}$  դեպքում, կոլսենսաք  $\hat{T}_n \equiv \hat{T}$ , քանի որ բոլոր ցիկլերի օպերատորների կազմվածքը  $\hat{T}_n$  համար նույնական են այն նշանակաում են  $\hat{T}$ -ով [7]:

$$\hat{T} \equiv \hat{I}(2)\hat{S}_w(2,3)\hat{C}_N(3,2)\hat{S}_\varphi(2,1)\hat{C}_N(3,2)\hat{U}_\tau(2)\hat{C}_N(1,2), \quad (4.12)$$

որտեղ  $\hat{S}_\varphi, \hat{C}_N, \hat{S}_w$  և  $\hat{C}_N$  օպերատորները համապատասխանաբար կառավարում են փուլային շեղումը, պայմանական ժխտումը CNOT, քուբիթերի վիճակների փոխանակումը և սկզբնավորումը: Խուսափելու համար բանաձևերի հսկայածավալ ու թյուր յից, հատկապես մատրիցական ներկայացումից, այստեղ օպերատորներն օժտել ենք արգումենտների փակագծերով այնպես, որ առաջին թիվը ցույց է տալիս կառավարող քուբիթը, իսկ երկրորդը՝ կառավարվող քուբիթը:

Որպեսզի համակարգը գիտելիք ձևավորի, անհրաժեշտ է որպեսզի դիտարկվող համակարգը անցնի հաստատված վիճակ, երբ տեղի կոլսենսա  $\Delta_n = 0$  պայմանը:

Այդ դեպքում ցանկացած համամետկրկնվող գործընթաց կարելի է ներկայացվում է հետևյալ օպերատորով:

$$\hat{T}_{it} = \hat{I}\hat{I}\dots\hat{T}_{\text{լր}}\hat{T}_{\text{լր}-1} \dots\hat{T}_2\hat{T}_1 \equiv (\hat{T})^{n \geq n_{\text{լր}}}, \quad (4.13)$$

(4.12) և (4.13) բանաձևերում  $\hat{I}(2)$  օպերատորի գործողությունը, այսինքն՝ օգնող ամեն մի ցիկլի ավարտին քուբիթում սկզբնավորումը, բերում է ինֆորմացիայի կորստին ինչպես նաև  $\hat{T}$  և  $\hat{T}_{it}$  օպերատորների անշրջելիությունը: Այս գործընթացը քվանտային համակարգում ինֆորմացիայի մուտքի և ելքի անալոզն է, բայց տարբերվում է նրանով, որ հանդիսանում է <<ներքին>> գործընթաց և հնարավոր է սարքավորումների ծախսերի մեծացման շնորհիվ խուսափել ինֆորմացիայի կորստից:



Մյուս երկու (4.12) և (4.13) օպերատորները ունիտար են, եթե հաշվի առնենք, որ քվանտային համակարգը փակ է: Սակայն իրական քվանտային ինֆորմացիոն համակարգերում, այդպիսի դեպք գործնականում չի լինում, այդ պատճառով բազմաթիվ աշխատքներում (տես. [7-10] և նրանցում կատարված հղումները), հաշվի են առնում դիսիպացիայի երևույթը ինչպես դեկոհերենտության, այնպես էլ ինֆորմացիայի կորստի իմաստով: Մասնավորապես [8-10] աշխատքներում դիսիպացիայի հաշվառմամբ ուսումնասիրվել են թեռի խճճված վիճակները և սուպերպոզիցիաները, իսկ [10]-ում՝ ստացված արդյունքների հիման վրա գտնվել են մի շարք կիրառվող ունար և բինար գործողությունների պայմանները: Հիմնելով դրավրա, դժվար չէ գտնել (4.12) և (4.13) առնչությունների կատարման ուղեցույցները համիլտոնյանի ժամանակային կախվածության  $f(t)$  տեսքով.

$$f(t) = \begin{cases} f_c, & t \in [0, \tau_c] \\ f_U, & t \in [\tau_c, (\tau_c + \tau_U)] \\ f_c, & t \in [(\tau_c + \tau_U), (2\tau_c + \tau_U)] \\ f_\varphi, & t \in [(2\tau_c + \tau_U), (\tau_U + 2\tau_c + \tau_\varphi)] \\ f_c, & t \in [(\tau_U + 2\tau_c + \tau_\varphi), (\tau_U + 3\tau_c + \tau_\varphi)] \\ f_I, & t \in [(\tau_U + 3\tau_c + \tau_\varphi), (\tau_U + 3\tau_c + \tau_\varphi + \tau_I)] \end{cases} \quad (4.14)$$

Այստեղ, հետևելով [7] աշխատանքին,  $\hat{C}_N, \hat{U}_\tau, \hat{S}_\varphi, \hat{S}_w$  և  $\hat{I}$  գործողությունների համար նշական ենք համապատասխանաբար  $f_c, f_U, f_\varphi, f_S, f_I$  և  $\tau_c, \tau_U, \tau_\varphi, \tau_S, \tau_I$ -ով կառավարվող ազդանշանները և նրանց տևողության մեծությունները:

Ըստ էության (4.14) արձանագրությունը <<քվանտային հակադարձ կապի>> իրականացնում է մեքենայական ծրագրով, որը նույնն է ինչ քվանտային հաշվարկի կրկնման ցիկլի համարի պայմանական շեղումը:

Այսպիսով, պարզեցինք, որ թեռի օպտիկական ռեզոնատորի միջոցով հնարավոր է քվանտային սխեմաներում իրականացնել <<քվանտային հակադարձ կապը>> և նրա միջոցով արհեստական

ինտելեկտի ստացման համար կարևոր  $\hat{T}_n$ . «ցիկլի համարի շեղման» կատարումը: Դրա հետ մեկտեղ կրկնման ցիկլի ցանկացած  $n \rightarrow (n+1)$  անցման համար անհրաժեշտ է 7 կառավարող ազդանշան: Այդ դեպքում (4.13) ալգորիթմով ձևավորված գիտելիքը կհասնի մինչև  $(10^3 - 10^4)$  կառավարվող ազդանշանների, որոնք պետք է ազդեն մինչև կորելացված քուբիթերի կոհերենտության խախտումը:

### §4.3 Եզրակացություն

1. Ուսումնասիրված է թվանտային տրամաբանության հանրահաշվի գործողությունների իրականացումը կապված կոմբինացված թեռի քուբիթերի պայմանական դինամիկայի միոցով: Թվային մեթոդներով գտնված են կառավարվող ազդանշանի ժամանակային բնութագրերը Ադամարի և կառավարվող ժխտման համար:
2. Յետազոտված է թվանտային ռեկուրսիվ ալգորիթմների իրականացում թեռի էֆեկտով՝ հաշվի առնելով դիսիպացիան: Պարզվել է, որ թեռի օպտիկական ռեզոնատորի միջոցով հնարավոր է թվանտային սխեմաներում իրականացնել «թվանտային հակադարձ կապը» և նրա միջոցով արհեստական ինտելեկտի ստացման համար կարևոր  $\hat{T}_n$  «ցիկլի համարի շեղման» կատարումը:

## Եզրակացություն

Աշխատանքի եզրակացության մեջ բերենք հետևյալ հիմնական ստացված արդյունքերը.

1. Դիտարկված է իմպուլսի փոփոխության շեղման ազդեցությունը Ֆոկի միաֆոտոնային, երկֆոտոնային և եռաֆոտոնային վիճակների հավանականությունների վրա՝ հաշվի առնելով դիսիպացիան: Ցույց է տրվել, որ կառավարման ազդանշանի իմպուլսների հաջորդականությունում փոփոխության հարաբերական շեղման ազդեցությունը Ֆոկի վիճակների հավանականության վրա բավական է, որպեսզի փոփոխության շեղումը ևս համարվի քվանտային ինֆորմատիկայում և համակարգիչներում կառավարման միջոց:
2. Ուսումնասիրված է քվանտային խճճվածությունը Քեռի երկու կապակցված ոչ գծային ռեզոնատորների համար, ապացուցվել է, որ երկու Քեռի ոչ գծային ռեզոնատորների միջև խճճվածության փոփոխականի արժեքը բավարարում է քվանտային խճճվածության պայմանին: Ինչպես նաև հաշվարկվել է  $|00\rangle$ ,  $|10\rangle$ ,  $|01\rangle$  և  $|11\rangle$  վիճակների հավանականությունը:
3. Հետազոտված է Քեռի օպտիկական ռեզոնատորի համար Վիգների Ֆունկցիայի վրա իմպուլսի փոփոխության շեղման ազդեցությունը: Պարզվել է, որ իմպուլսի փոփոխության շեղման ազդեցությունը էական է, քանի որ հարաբերական փոփոխությունը կազմում է 71%, 33% և 26%

համապատասխանաբար միաֆոտոնային, երկֆոտոնային և եռաֆոտոնային վիճակների համար:

4. Ուսուժմանսիրվել է քվանտային ռեկոնստիտուցիոնալ գործիքների իրականացում թեռի էֆեկտով՝ հաշվի առնելով դիսիպացիան, ստացվել է, որ թեռի օպտիկական ռեզոնատորի միջոցով հնարավոր է քվանտային սխեմաներում իրականացումը «քվանտային հակադարձ կապը» և նրա միջոցով արհեստական ինտելեկտի ստացման համար կարևոր  $\hat{T}_n$  «ցիկլի համարի շեղման» կատարումը:
5. Քննարկվել է քվանտային տրամաբանության հանրահաշվի գործողությունների իրականացումը կապված կոմբինացված թեռի քուբիթերի պայմանական դինամիկայի միոցով: Թվային մեթոդներով գտնված են կառավարվող ազդանշանի ժամանակային բնութագրերը Ադամարի և կառավարվող ժխտման համար:

## **Երախտագիտության խոսք**

Յեղիևակը իր խորին երախտագիտությունն է հայտնում իր գիտական ղեկավարներին՝ երջանկահիշատակ Գագիկ Կրյուչկյանին, Յամլետ Կարայանին արդյունավետ աշխատանքի ղեկավարման, օգնության և արժեքավոր խորհուրդների համար: Ինչպես նաև «Տեսական ֆիզիկայի» ամբիոնի ողջ անձնակազմին և ֆակուլտետի դեկան Ռուանդ Ավագյանին՝ բազմակողմանի աջակցության և աշխատանքային դրական մթնոլորտ ստեղծելու համար: Յեղիևակը իր շնորհակալությունն է հայտնում նաև Գ. Կրյուչկյանի խմբին՝ տարբեր հարցերով օժանդակելու համար:

## Գրականության ցանկ

1. Feynman R. Simulating Physics with Computers, Inter. Jour. Theor. Phys., 21, # 6/7, pp. 467-488 (1936)
2. Feynman R. Ph. –Quantum Mechanical computers, Foundation of Phys. 16, № 6, pp. 507-531 (1986)
3. John Preskill, Quantum Computation. Lecture Notes for Physics 219, California Institute of Technology (2004).
4. Валиев К. А., Кокин А. А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. — Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 352 стр. (2001).
5. Д.Бауместер, А.Экерт, А.Цайлингер. ФИЗИКА КВАНТОВОЙ ИНФОРМАЦИИ Москва: Постмаркет, 376 с (2002).
6. M. A. Nielsen, I.L. Chuang. Quantum Computation and Quantum Information, Cambridge Universiti Press, ( 2001).
7. Караян Г.С. О квантовых нейронных вычислениях, Изв. НАН РА сер. Техн. Науки, том LX, вып. IV, стр. 608-615 (2007).
8. T. V. Gevorgyan, A. R. Shahinyan, and G. Yu. Kryuchkyan, Generation of Fock states and qubits in periodically pulsed nonlinear oscillators, Phys. Rev. A 85, 053802 (2012)
9. A. V. Akimov, A. Mukherjee, C. L. Yu et all, Generation of single optical plasmons in metallic nanowires coupled to quantum dots, Nature 450, pp. 402-406 (2007)
10. Jeremy L. O'Brien, Akira Furusawa and Jelena Vuc caronkovic acute, Photonic quantum technologies, Nature Photonics 3, pp. 687 - 695 (2009)
11. K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält1, E. L. Hu and A. Imamog brevelu, Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot–cavity system, Nature 445, pp. 896-899 (2007)

12. D. I. Schuster, A. A. Houck, J. A. Schreier et al., Resolving photon number states in a superconducting circuit, *Nature* 445, pp. 515-518 (2007)
13. T. V. Gevorgyan, A. R. Shahinyan, and G. Yu. Kryuchkyan, Quantum interference and sub-Poissonian statistics for time-modulated driven dissipative nonlinear oscillators, *Phys. Rev. A* 79, 053828 (2009)
14. Nicola Bartolo, Fabrizio Minganti, Wim Casteels, and Cristiano Ciuti, Exact steady state of a Kerr resonator with one- and two-photon driving and dissipation: Controllable Wigner-function multimodality and dissipative phase transitions, *Phys. Rev. A* 94, 033841 –2016
15. G. H. Hovsepyan, A. R. Shahinyan, Lock Yue Chew, and G. Yu. Kryuchkyan, Phase locking and quantum statistics in a parametrically driven nonlinear resonator, *Phys. Rev. A* 93, 043856 – 2016
16. Stojan Rebić, Jason Twamley, and Gerard J. Milburn, Giant Kerr Nonlinearities in Circuit Quantum Electrodynamics, *Phys. Rev. Lett.* 103, 150503 – 2009
17. Gerhard Kirchmair, Brian Vlastakis, Zaki Leghtas et al., Observation of quantum state collapse and revival due to the single-photon Kerr effect, *Nature* 495, 205–209 (2013)
18. G. Birkhoff and J. von Neumann. *The Logic of Quantum Mechanics*, 37, 823-843 (1936).
19. Walter T. Strunz, Lajos Diósi, and Nicolas Gisin, Open System Dynamics with Non-Markovian Quantum Trajectories *Phys. Rev. Lett.* 82, 1801 – Published 1 March 1999
20. Lorenza Viola, Emanuel Knill, and Seth Lloyd, Dynamical Decoupling of Open Quantum Systems, Lorenza Viola, Emanuel Knill, and Seth Lloyd *Phys. Rev. Lett.* 82, 2417 – Published 22 March 1999
21. Bi-Heng Liu, Li Li, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li, Guang-Can Guo, Elsi-Mari Laine, Heinz-Peter Breuer & Jyrki Piilo, Experimental control of the transition from Markovian to non-Markovian dynamics of open quantum systems, *Nature Physics* 7, 931–934 (2011) doi:10.1038/nphys2085
22. A. del Campo, I. L. Egusquiza, M. B. Plenio, and S. F. Huelga, Quantum Speed Limits in Open System Dynamics *Phys. Rev. Lett.* 110, 050403 – Published 30 January 2013

23. Heinz-Peter Breuer, Elsi-Mari Laine, and Jyrki Piilo, Measure for the Degree of Non-Markovian Behavior of Quantum Processes in Open Systems Phys. Rev. Lett. 103, 210401 – Published 16 November 2009
24. G. H. Hovsepyan, A. R. Shahinyan, and G. Yu.Kryuchkyan, Multiphoton blockades in pulsed regimes beyond the stationary limits Phys. Rev. A 90, 013839 – Published 30 July 2014.
25. N Gisin and I C Percival, The quantum-state diffusion model applied to open systems, Journal of Physics A: Mathematical and General, Volume 25, Number 21.
26. А. И. Иванов, А. А. Иванов, ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЭФФЕКТИВНОГО ГАМИЛЬТониАНА В ДИНАМИКЕ ОТКРЫТЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ, Вестник Российского государственного университета им. И. Канта. 2009. Вып. 4. С. 25—30.
27. Heinz-Peter Breuer, Non-Markovian generalization of the Lindblad theory of open quantum systems Phys. Rev. A 75, 022103 – Published 15 February 2007
28. A Săndulescu, H Scutaru, Open quantum systems and the damping of collective modes in deep inelastic collisions, Annals of Physics, Volume 173, Issue 2, 1 February 1987, Pages 277-317
29. Karayan H. S. Quantum Mechanics and physical calculations, 2nd International Symposium on the Modern Physics of Compact Stars and Relativistic Gravity IOP Publishing Journal of Physics: Conference Series 496 (2014).
30. Xun-Wei Xu, Yuan-Jie Li, Antibunching photons in a cavity coupled to an optomechanical system, Institute of Microelectronics, Tsinghua University J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 46 (2013) 035502 (7pp),
31. I. C. Percival, Quantum State Diffusion (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000).
32. Gisin N. and Percival I.C. The quantum state diffusion picture of physical processes // J.Phys. A 26. -1993. – P. 2245.
33. Gisin N., Knight P.L., Percival I.C. at all Quantum state diffusion theory and a quantum jump experiment // J. Modern Optics. – 1993. – 40 (9). P – 1663.



34. N. Gisin and I.C. Percival, Quantum state diffusion, localization and quantum dispersion entropy *J. Phys. A* 26, 2233 (1993).
35. N. Gisin and I. Percival, "Wave-function approach to dissipative processes: are there quantum jumps?" *Phys. Lett. A* 167, 315 (1992).
36. N. Gisin and I. Percival, "The quantum-state diffusion model applied to open systems *J. Phys. A* 25, 5677 (1992).
37. T. C. H. Liew and V. Savona, Quantum entanglement in nanocavity arrays, *PHYSICAL REVIEW A* 85, 050301(R) (2012)
38. T C H Liew, V Savona, Multimode entanglement in coupled cavity arrays, *New Journal of Physics* 15 (2013) 025015 (20pp) ,Published 7 February 2013
39. Shi-Biao Zheng and Guang-Can Guo, Efficient Scheme for Two-Atom Entanglement and Quantum Information Processing in Cavity QED,*Phys. Rev. Lett.* 85, 2392 – Published 11 September 2000
40. A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais<sup>1</sup>, L. Frunzio<sup>1</sup>, R.- S. Huang, J. Majer<sup>1</sup>, S. Kumar, S. M. Girvin & R. J. Schoelkopf, Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics, *Nature* 431, 162-167 (9 September 2004) | doi:10.1038/nature02851
41. Anatole Kenfack<sup>1</sup>, Karol Życzkowski, Negativity of the Wigner function as an indicator of non-classicality, *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, Volume 6, Number 10. Published 24 August 2004
42. William K Wootters, A Wigner-function formulation of finite-state quantum mechanics, *Annals of Physics* Volume 176, Issue 1, 15 May 1987, Pages 1-21
43. A. M. Ozorio de Almeida, Entanglement in phase space, Volume 768 of the series *Lecture Notes in Physics* pp 157-219
44. P.W. Shor AT&T Bell Labs., Murray Hill, Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring, *Foundations of Computer Science*, 1994 Proceedings., 35th Annual Symposium on
45. Daniel R. Simon, On the Power of Quantum Computation, *SIAM J. Comput.*, 26(5), 1474–1483. Published online: 28 July 2006
46. Emanuel Knill, Raymond Laflamme, Wojciech H. Zurek, Resilient quantum computation: error models and thresholds, *Proceedings of the royal Society a*

mathematical, physical and engineering sciences, Published 8 January 1998. DOI: 10.1098/rspa.1998.0166

47. Jacopo Tomasi, Benedetta Mennucci, and Roberto Cammi, Quantum Mechanical Continuum Solvation Models, *Chem. Rev.*, 2005, 105 (8), pp 2999–3094
48. L. DiCarlo, J. M. Chow<sup>1</sup>, J. M. Gambetta, et. al, Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor, *Nature* 460, 240-244 (9 July 2009)
49. Bolesław Kacewicz, Randomized and quantum algorithms yield a speed-up for initial-value problems, *Journal of Complexity*, Volume 20, Issue 6, December 2004, Pages 821-834
50. Frédéric Magniez, Miklos Santha, and Mario Szegedy, Quantum Algorithms for the Triangle Problem, *SIAM J. Comput.*, 37(2), 413–424.
51. Sean Hallgren NEC Laboratories America, Inc., Princeton, NJ Polynomial-time quantum algorithms for Pell's equation and the principal ideal problem, *Journal of the ACM (JACM)*, Volume 54 Issue 1, March 2007.
52. Ferdinand Schmidt-Kaler, Hartmut Häffner, Mark Riebe, Stephan Gulde, Realization of the Cirac–Zoller controlled-NOT quantum gate, *Nature* 422, 408-411 (2003)
53. Peter W. Shor, Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer, *SIAM Rev.*, 41(2), 303–332. (30 pages)
54. N.H. Adamyán, G.Yu. Kryuchyan, Entanglement of states and quantum distributions in pulsed optical parametric oscillator, published in *Izvestiya NAN Armenii, Fizika*, 43, No. 2, pp. 91–98 (2013).
55. Werner, M. J. and Imamoglu, A. Photon-photon interactions in cavity electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A* 011801(R) (1999).
56. Imamoglu, A., Schmidt, H., Woods, G. and Deutsch, M. Strongly Interacting Photons in a Nonlinear Cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 1461470 (1997).
57. J. Olsson. Author, Photon photon interactions, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, Volume 3, March 1988, Pages 613-637

58. Kryuchkyan, G.Yu. and Karayan, H.S. and Chibukhchyan, A.G. and Shahinyan, A.R. (2017) The Impact of the Pulse Phase Deviation on Probability of the Fock States Considering the Dissipation. *Armenian Journal of Physics*, 10 (1). pp. 64-68. ISSN 1829-1171.
59. A. G. Chibukhchyan, H. S. Karayan “Quantum entanglement in two coupled nonlinear Kerr resonators”, *Proc. of 11th Int. “Semicond. Micro –and Nano-Electronics”*. 23-25 June, 2017 P.P. 31-34
60. R. Engel and J. Ranft, Hadronic photon-photon interactions at high energies, *Phys. Rev. D* 54, 4244 – Published 1 October 1996
61. Dirk Englund, Arka Majumdar, Michal Bajcsy, Andrei Faraon, Pierre Petroff, and Jelena Vučković, Ultrafast Photon-Photon Interaction in a Strongly Coupled Quantum Dot-Cavity System *Phys. Rev. Lett.* 108, 093604 – Published 2 March 2012
62. Mattias Marklund and Padma K. Shukla, Nonlinear collective effects in photon-photon and photon-plasma interactions, *Rev. Mod. Phys.* 78, 591 – Published 31 May 2006
63. Alexey V. Gorshkov, Johannes Otterbach, Michael Fleischhauer, Thomas Pohl, and Mikhail D. Lukin, Photon-Photon Interactions via Rydberg Blockade, *Phys. Rev. Lett.* 107, 133602 – Published 22 September 2011
64. R. W. Brown and I. J. Muzinich, Study of Photon-Photon Interactions via Electron-Electron and Electron-Positron Colliding Beams, *Phys. Rev. D* 4, 1496 – Published 1 September 1971
65. D. F. Walls and G. J. Milburn, *Quantum Optics* (Springer, Berlin, 1994).
66. Quantum trajectory simulations of two-state behavior in an optical cavity containing one atom L. Tian and H. J. Carmichael, *Phys. Rev. A* 46, R6801 (1992).
67. R. J. Thompson, G. Rempe, and H. J. Kimble, Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1132 (1992).
68. M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maitre, A. Maali, C. Wunderlich, J. M. Raimond, and S. Haroche, Observing the Progressive Decoherence of the “Meter” in a Quantum Measurement *Phys. Rev. Lett.* 77, 4887 (1996)

69. H. Schmidt and A. Imamoglu, Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency *Opt. Lett.* 21, 1936 (1996).
70. A. Imamoglu and Y. Yamamoto, Turnstile device for heralded single photons: Coulomb blockade of electron and hole tunneling in quantum confined p-i-n heterojunctions *Phys. Rev. Lett.* 72, 210 (1994).
71. Rebic, S., Tan, S. M., Parkins, A. S. & Walls, D. F. Large Kerr nonlinearity with a single atom. *J. Opt. B* 1, 490–495 (1999)
72. Brecha, R. J., Rice, P. R. & Xiao, M. N two-level atoms in a driven optical cavity: quantum dynamics of forward photon scattering for weak incident fields. *Phys. Rev. A* 59, 2392–2417 (1999).
73. Ch. Silberhorn, P. K. Lam, O. Weiß, F. König, N. Korolkova, and G. Leuchs, Generation of Continuous Variable Einstein-Podolsky-Rosen Entanglement via the Kerr Nonlinearity in an Optical Fiber *Phys. Rev. Lett.* 86, 4267 (2001).
74. Ju Han Lee, Takuo Tanemura, Kazuro Kikuchi et. all, Experimental comparison of a Kerr nonlinearity figure of merit including the stimulated Brillouin scattering threshold for state-of-the-art nonlinear optical fibers, *Optics Letters* Vol. 30, Issue 13, pp. 1698-1700 (2005)
75. Smolyaninov, I. I., Zayats, A. V., Gungor, A. & Davis, C. C. Single-photon tunneling via localized surface plasmons. *Phys. Rev. Lett.* 88, 187402 (2002).
76. Brecha, R. J., Rice, P. R. & Xiao, M. N, two-level atoms in a driven optical cavity: quantum dynamics of forward photon scattering for weak incident fields. *Phys. Rev. A* 59, 2392–2417 (1999).
77. Hood, C. J. ,Real-time Measurement and Trapping of Single Atoms by Single Photons. Section 6.2. PhD dissertation, California Institute of Technology (2000).
78. Yair Goldfarb, Ilan Degani, and David J. Tannor, Bohmian mechanics with complex action: A new trajectory-based formulation of quantum mechanics, *The Journal of Chemical Physics* 125, 231103 (2006);
79. K. W. Murch, S. J. Weber, C. Macklin & I. Siddiqi, Observing single quantum trajectories of a superconducting quantum bit, *Nature* 502, 211–214 (10 October 2013)

80. Marek Seliger, Carlos O. Reinhold, Tatsuya Minami, and Joachim Burgdörfer, Nonunitary quantum trajectory Monte Carlo method for open quantum systems, *Phys. Rev. A* 71, 062901 – Published 15 June 2005
81. N. Gisin P.L. Knight, I. Percival, R.C. Thompson and D.C. Wilson, "Quantum state diffusion theory and a quantum jump experiment *J. Modern Optics*, 40, 9, 1663 (1993).
82. Andrew J. Daley, Quantum trajectories and open many-body quantum systems, *Adv. Phys.* 63, 77 (2014)
83. H.J. Carmichael, "Statistical Methods in Quantum Optics Springer, Berlin, (1999).
84. H.J. Carmichael, "An Open Systems Approach to Quantum Optics Springer-Verlag, New York, (1993).
85. C.W. Gardiner, "Handbook of Stochastic Methods Springer, Berlin, (1983).
86. C.W. Gardiner, "Quantum Noise Springer, Berlin, (1992).
87. U. Weiss, "Quantum Dissipative Systems Series in Modern Condensed Matter Physics Vol. 2, World Scientific, Singapore, River Edge, NJ, (1993).
88. Einstein A, Podolsky B, Rosen N, Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels *Phys. Rev.* 47 777 (1935).
89. Whitaker M A B *Prog. Quantum Electron.* 24 1 (2000)
90. Gisin N et al., Entangled quantum states of atomic systems" *quant-ph/0101098*; submitted to *Rev. Mod. Phys.*
91. Preskill J, in Lecture notes on Physics 229: Quantum information and computation, <http://www.theory.caltech.edu/people/preskill/ph229/>
92. Steane A *Rep. Quantum Computing Prog. Phys.* 61 117 (1998)
93. Jozsa R, Abrams D S, Quantum clock synchronization based on shared prior entanglement *Phys. Rev. Lett.* 85 2010 (2000)
94. Chuang I L, Quantum Algorithm for Distributed Clock Synchronization *Phys. Rev. Lett.* 85 2006 (2000)
95. Clauser J F, Bell's theorem. Experimental tests and implications, Shimony A *Rep. Prog. Phys.* 41 1881 (1978)
96. Клышко Д Н, Фотоны и нелинейная оптика (М.: Наука 1980)

97. Kwiat P G et al., New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs, *Phys. Rev. Lett.* 75 4337 (1995)
98. Turchette Q A et al., Deterministic Entanglement of Two Trapped Ions, *Phys. Rev. Lett.* 81 3631 (1998)
99. Steane A M, Lucas D M, Entangled quantum states of atomic systems quant-ph/0004053
100. Cirac J I et al., Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network, *Phys. Rev. Lett.* 78 3221 (1997)
101. Lloyd S, Shahriar M S, Hemmer P R, quant-ph/0003147 (v1)
102. Килин С Я, Квантовая информация, *УФН* 169 507 (1999)
103. Bouwmeester D, Ekert A K, Zeilinger A (Eds) *The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation* (New York: Springer, 2000)
104. Садбери А квантовая механика и физика элементарных частиц (М.: Мир, 1989)
105. Bennett C H et al., Quantum information theory of entanglement *Phys. Rev. A* 53 2046 (1996)
106. Bennett C H et al. , Mixed-state entanglement and quantum error correction, *Phys. Rev. A* 54 3824 (1996).
107. Гришанин Б А Квантовая электродинамика для радиофизиков (М.: Изд-во Моск. ун-та, 1981)
108. Bennett C H et al., Quantum nonlocality without entanglement *Phys. Rev. A* 59 1070 (1999)
109. DiVincenzo D P et al., in *Proc. First NASA Int. Conf. on Quantum Computing and Quantum Communications* (Springer-Verlag Lecture Notes in Computer Science, Vol. 1509) (Heidelberg: SpringerVerlag, 19
110. Vedral V et al. Statistical inference, distinguishability of quantum states, and quantum entanglement, *Phys. Rev. A* 56 4452 (1997)
111. Eisert J, Plenio M B J., A comparison of entanglement measures *Mod. Opt.* 46 145 (1999)
112. Walls D F, Collet M J and Milburn G J 1985 Analysis of a quantum measurement *Phys. Rev. D* 32 3208–15

113. Lang C et al 2011 Observation of resonant photon blockade at microwave frequencies using correlationfunction easurements Phys. Rev. Lett. 106 243601
114. Liew T C H and Savona V 2010 Single photons from coupled quantum modes Phys. Rev. Lett. 104 183601
115. Duan L-M, Giedke G, Cirac J I and Zoller P 2000 Inseparability criterion for continuous variable systems Phys. Rev. Lett. 84 2722–5
116. Simon R 2000 Peres–Horodeckiseparability criterion for continuous variable systems Phys. Rev. Lett. 2726–9
117. Г.С. Караян, А.Г. Чибухчян, <<Влияние сдвига фазы иимпульса на функцию Вигнера для оптического керовского резонатора>> Вестник Инженерной академии Армении, том 14, N 2, С. 260-267.
118. Манько О.В. Томографическое представление квантовой механики и квантование на основе звездочного произведения // Теоретическая физика. - 2008. - 9. - С. 101-113.
119. Геворгян Т. В. , Крючкян Г. Ю. Параметрическое возбуждение осцилляторных состояний и симметрия в фазовом пространстве // Известия НАН Армении. Физика. - 2013. - Т. 48, №3, - С.161-167.
120. K. Vogel, H. Risken, “Determination of quasiprobability distributaions in terms of probability distributions for rotated quadrature phase”, Phys. Rev. A 2847, (1989)
121. J. Wu, unpublished thesis at University of Science and Technology of China (200).
122. Kryuchkyan, G.Yu. and Karayan, H.S. and Chibukhchyan, A.G. and Shahinyan, A.R. (2017) The Impact of the Pulse Phase Deviation on Probability of the Fock States Considering the Dissipation. Armenian Journal of Physics, 10 (1). pp. 64-68. ISSN 1829-1171.
123. H.S. Karayan, A.G.Chibukhchyan. - Definition of control signals for performing certain gates by Kerr cells in a nonlinear resonator - Proceedings of the YSU: series Physical & Mathematical Sciences.year 2017,vol. 51, issue 2, pages 200-202:

124. Tong Liu, Chui-ping Yang, Yang Zhang, Chang-shui Yu, and Wei-ning. Zhang Circuit QED: Cross-Kerr-effect induced by a superconducting qutrit without classical pulses, arXiv:1611.06749v1 (2016).
125. А. Н. Колмогоров О представлении непрерывных функций нескольких переменных в виде суперпозиций непрерывных функций одной переменной и сложения // ДАН СССР. — 1957. — Т. 114, вып. 5. — С. 953—956.
126. В. И. Арнольд О представлении непрерывных функций трех переменных суперпозициями непрерывных функций двух переменных // Матем. сб.. — 1959. — Т. 48(90), № 1. — С. 3—74.
127. Хехт-Нильсен Р. Нейрокомпьютинг, история, состояние, перспективы, Открытые системы, 1998, N\_o 4, (Hecht-Nielsen R. The nature of real-world data. Workshop on Self- Organizing maps. Helsinki, June 1997)
128. L Henderson and V Vedral, Classical, quantum and total correlations, Journal of Physics A: Mathematical and General, Volume 34, Number 35, pp. 6888-6905
129. Thomas Monz, Philipp Schindler, Julio T. Barreiro, Michael Chwalla, Daniel Nigg, William A. Coish, Maximilian Harlander, Wolfgang Hänsel, Markus Hennrich, and Rainer Blatt, 14-Qubit Entanglement: Creation and Coherence, Phys. Rev. Lett. 106, 130506 – Published 31 March 2011
130. A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, Coherent Operation of a Tunable Quantum Phase Gate in Cavity QED Phys. Rev. Lett. 83, 5166 – Published 13 December 1999
131. J. R. Petta<sup>1</sup>, A. C. Johnson, J. M. Taylor, Coherent Manipulation of Coupled Electron Spins in Semiconductor Quantum Dots, Science 30 Sep 2005, Vol. 309, Issue 5744, pp. 2180-2184
132. A. O. Niskanen, K. Harrabi, F. Yoshihara, Quantum Coherent Tunable Coupling of Superconducting Qubits, Science 04 May 2007, Vol. 316, Issue 5825, pp. 723-726
133. Gou Shinkai, Toshiaki Hayashi, Takeshi Ota, and Toshimasa Fujisawa, Correlated Coherent Oscillations in Coupled Semiconductor Charge Qubits Phys. Rev. Lett. 103, 056802 – Published 28 July 2009.



134. K. D. Petersson, J. R. Petta, H. Lu, and A. C. Gossard, Quantum Coherence in a One-Electron Semiconductor Charge Qubit, *Phys. Rev. Lett.* 105, 246804 – Published 8 December 2010
135. J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel, and H. Zbinden, *Phys. Rev. Lett.* 82, 2594 – Published 22 March 1999
136. Cheng-Zhi Wang, Chun-Xian Li, Liu-Ying Nie and Jiang-Fan Li, Classical correlation and quantum discord mediated by cavity in two coupled qubits, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 44 (2011) 015503 (9pp)
137. Tobias Brandes, Coherent and collective quantum optical effects in mesoscopic systems, *Physics Reports Volume 408, Issues 5–6, March 2005*, pp. 315–474
138. E. Togan, Y. Chu, A. S. Trifonov, L. Jiang et al., Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit, *Nature* 466, 730–734 (05 August 2010).
139. Lu-Ming Duan and Guang-Can Guo, *Phys. Rev. A* 56, 4466 – Published 1 December 1997
140. Круглов В.В., Дли М.И., Голунов Р.Ю. Нечеткая логика и искусственные нейронные сети, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001 - 201с.
141. Г.С. Караян, А.Г. Чибухчян, <<РЕАЛИЗАЦИЯ КВАНТОВЫХ ЛОГИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ В СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРАХ С КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ГАУССОВСКИХ ИМПУЛЬСОВ >>, *Известия НАН Армении*, 52, N 3, 2017, С. 307-311