

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՄԱՆՈՒԿ ԳԵՎՈՐԳԻ ԲԱՐՍԵՂՅԱՆ

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԵՎ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ ԱՐՏԱՔԻՆ ԳՈՐԾՈՆՆԵՐԻ
ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ

Ա.04.10– «Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա» մասնագիտությամբ

ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների դոկտորի
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսություն

Գիտական խորհրդատու՝ ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ,
ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր Ա.Ա. Կիրակոսյան

ԵՐԵՎԱՆ 2018

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ.....	5
ՄԱՍ 1. ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ, ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՖՈՏՈՒՈՆԱՑՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՎՐԱ ԱՐՏԱՔԻՆ ԳՈՐԾՈՆՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄ- ՆԱՍԻՐՈՒՄ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ.....	18
ԳԼՈՒԽ 1. ՀԻԴՐՈՍՏԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ, ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ, ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿ- ՆԵՐԻ ԵՎ ՖՈՏՈՒՈՆԱՑՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՎՐԱ ՊՅՈՇԸ-ԹԵԼԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՈՂ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՈՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍՈՒՄ.....	21
§1.1 Էլեկտրոնային վիճակների ուսումնասիրում.....	22
§1.2 Դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի հաշվարկ.....	27
§1.3 Դոնորային խառնուկի ֆոտոիոնացման կտրվածքի ուսումնասիրում.....	35
ԳԼՈՒԽ 2. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐԵՐՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՖՈՏՈՒՈՆԱՑՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՎՐԱ	39
§2.1 Գլանային քվանտային լարի առանցքին տեղադրված դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման կտրվածքի հաշվարկ.....	41
§2.2 Գլանային քվանտային լարի առանցքից շեղված դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման կտրվածքի հաշվարկ.....	49
§2.3 Քվանտային լարում դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի հաշվարկ.....	56
§2.4 Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցությունը քվանտային լարում դոնորային խառնուկի ֆոտոիոնացման կտրվածքի վրա.....	63
ԳԼՈՒԽ 3. ՀԻԴՐՈՍՏԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ, ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ ԵՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՖՈՏՈՒՈՆԱՑՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՎՐԱ.....	68
§3.1 Դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման կտրվածքի հաշվարկը $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ գլանային քվանտային կետում.....	69
§3.2 Դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման կտրվածքի հաշվարկը Պյոշլ-Թելերի սահմանափակող պոտենցիալով քվանտային օղակում	78
§3.3 Հիդրոստատիկ ճնշման, ջերմաստիճանի, ալյումինի կոնցենտրացիայի և կառուցվածքի չափերի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի վրա.....	87
§3.4 Հիդրոստատիկ ճնշման և կառուցվածքի չափերի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում դոնորային խառնուկի ֆոտոիոնացման կտրվածքի վրա.....	102
ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԱՌԱՋԻՆ ՄԱՍԻ	108

ՄԱՍ 2. ՆԱՆՈՐԱԿՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ, ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ ՀԻԴՐՈՍՏԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՈՒ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ	111
ԳԼՈՒԽ 4. ՀԻԴՐՈՍՏԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ ԵՎ ԿՐԿՆԱԿԻ ՀԱՄԱԿԵՆՏՐՈՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ.....	115
§4.1 Հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցությունը քվանտային օղակում լույսի գծային և ոչ գծային կլանման վրա սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ.....	117
§4.2 Հիդրոստատիկ ճնշման և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և ներգոտիական կլանման վրա.....	126
§4.3 էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	132
§4.4 Հիդրոստատիկ ճնշման և ալյումինի կոնցենտրացիայի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	143
ԳԼՈՒԽ 5. ՀԻԴՐՈՍՏԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ ԵՎ «ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏ-ՕՂԱԿ» ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ.....	151
§5.1 Հիդրոստատիկ ճնշման և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի գծային և ոչ գծային կլանման վրա.....	152
§5.2 Հիդրոստատիկ ճնշման, ալյումինի կոնցենտրացիայի և կառուցվածքի չափերի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	161
§5.3 էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը «քվանտային կետ-օղակ» կառուցվածքում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	171
§5.4 Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը «քվանտային կետ-օղակ» կառուցվածքում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	180
ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԵՐԿՐՈՐԴ ՄԱՍԻ.....	187

ՄԱՍ 3. ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԵՎ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՈՒ ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ ԼԱՋԵՐԱՅԻՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ.....	192
ԳԼՈՒԽ 6. ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ ԵՎ ԿՐԿՆԱԿԻ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ ԱՐՏԱՔԻՆ ԼԱՋԵՐԱՅԻՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԵՎ ՀԻԴՐՈՍԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ.....	196
§6.1 Լազերային դաշտի ազդեցությունը քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	197
§6.2 Լազերային և էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	206
§6.3 Հիդրոստատիկ ճնշման և լազերային դաշտի ազդեցությունը քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	211
§6.4 Լազերային և էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.	215
§6.5 Լազերային և էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը լայնակի կապակցված կրկնակի քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	221
ԳԼՈՒԽ 7. ԼԱՋԵՐԱՅԻՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ ԵՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ	226
§7.1 Լազերային դաշտի ազդեցությունը քվանտային կետում և քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	227
§7.2 Լազերային և էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	236
§7.3 Հիդրոստատիկ ճնշման և լազերային դաշտի ազդեցությունը քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա.....	241
ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԵՐՐՈՐԴ ՄԱՍԻ.....	244
ՀԱՎԵԼՎԱԾ.....	249
ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐ.....	251
ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ.....	252

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Նյութերի նանոմետրական (10^{-9} մ– 10^{-7} մ) տիրույթին պատկանող բնութագրական չափերով նմուշների հետազոտությունները նյութի նոր հատկությունների բացահայտման, ինչպես նաև նորագույն փորձարարական և տեխնոլոգիական մեթոդների ստեղծման անսպառ հնարավորություններ են ընձեռում: Ժամանակակից գիտատեխնիկական առաջընթացում առանձնահատուկ դեր է վերապահված ֆիզիկայի, քիմիայի, կենսաբանության և գիտության այլ բնագավառների հենքի վրա ստեղծված «Նանոտեխնոլոգիա» գիտական ուղղությանը, որի ուսումնասիրման առարկան նյութերի նանոչափային նմուշներն են [1]:

XX դարի վերջին տասնամյակում արդեն հստակորեն ձևակերպվել են նանոտեխնոլոգիայի հիմնական հասկացությունները և դրանց հետ կապված բազմաթիվ երևույթներ՝ որպես նանոօբյեկտների ստացման և ուսումնասիրման, նոր նանոնյութերի, նանոտեխնոլոգիաների և նանոսարքերի ստեղծման նշանակալի առաջընթացի արդյունք [2]: Սինթեզվել են մետաղական հսկա նանոկլաստերներ [3], ֆուլերեններ և ածխածնային նանոխողովակներ և դրանց հիմքի վրա՝ տարբեր նանոկառուցվածքներ [4]: Հայտնագործվել է գրաֆենը [5]՝ վեցանկյուն ցանցով գրաֆիտի մեկ շերտը, որի տարրական բջջում առկա է ածխածնի երկու ատոմ [6]: Գրաֆենի և դրա հետ կապված այլ կառուցվածքների (երկշերտ գրաֆեն գրաֆեն, ֆոսֆորին, սիլիցին, գերմանին և այլն [6]) աշխարհում սենսացիոն հետազոտությունների նյութ դառնալուց դեռ շատ առաջ, մի քանի պիոներական տեսական հետազոտություններում արդեն բացահայտվել էին այդ եզակի երկչափ էլեկտրոնային համակարգի որոշ արտասովոր բնութագրեր [7]:

Նանոհամակարգերի հատկությունների փորձարարական ուսումնասիրման բնագավառում ձեռք բերված ակնառու հաջողությունները, նախ և առաջ, պայմանավորված են թունելային, տեսածրող էլեկտրոնային, ատոմաուժային մանրազննումների [8], ռենտգենյան և օպտիկական մեթոդների զարգացմամբ, ինչպես նաև սինքրոտոնային ճառագայթման, օպտիկական լազերային սպեկտրադիտման, ռադիոհաճախային սպեկտրադիտման և այլ նորագույն մեթոդների օգտագործմամբ [9]:

Նոր ֆիզիկական հատկություններով կիսահաղորդչային կառուցվածքների ստեղծումը նանոտեխնոլոգիայի հիմնական խնդիրներից մեկն է, որի նպատակը կիսահաղորդչային նյութերի կիրառման սահմանների ընդարձակումն է: Այս խնդրի լուծման հիմնական ուղղությունը ստեղծվող կառուցվածքների փոքրացումն է մինչև այնպիսի չափեր, որոնց դեպքում չափային (տարածական) քվանտացման երևույթներն էապես փոխում են դրանց էլեկտրոնային հատկությունները: Եթե լիցքակիրների տարածական սահմանափակման տիրույթի չափը որևէ ուղղությամբ դառնում է համադրելի դը Բրոյլի ալիքի երկարության հետ, ապա շարժումն այդ ուղղությամբ քվանտանում է, և այդ շարժմանը համապատասխանող էներգիան ընդունում է ընդհատ արժեքներ [10]: Նշանակում է՝ քվանտային սահմանափակման երևույթը դառնում է ոչ միայն կարևոր, այլև նախագծելի և կառավարելի:

Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում քվանտային սահմանափակման երևույթը կարող է ի հայտ գալ մեկ, երկու և երեք ուղղություններով: Այդ դեպքերում նանոկառուցվածքներին անվանում են, համապատասխանաբար, կիսահաղորդչային քվանտային փոսեր (ՔՓ), քվանտային լարեր (ՔԼ) և քվանտային կետեր (ՔԿ): Այս կառուցվածքները հիմնականում ստեղծվում են արգելված գոտու տարբեր լայնություններով կիսահաղորդիչների համադրմամբ, որի հետևանքով տարբեր կիսահաղորդիչներում գոտիների եզրերն իրար հետ չեն համընկնում: Դա առաջացնում է տվյալ ուղղությամբ լիցքակրի շարժումը սահմանափակող պոտենցիալ: Հարկ է նշել նաև, որ քվանտային սահմանափակման արդյունքում արմատապես փոխվում են քվազիմասնիկների վիճակների բաշխման ֆունկցիաները, քվազիմասնիկների փոխազդեցության ուժգնությունը: Այս երկու կարևոր գործոնները պայմանավորում են ծավալային նմուշներում ընթացող երևույթների համեմատությամբ դիտվող երևույթների ֆիզիկական բնութագրերի կտրուկ փոփոխություններ, կամ նույնիսկ բոլորովին նոր երևույթների առաջացում: Դրանցից հատկանշական են Հոլի քվանտային երևույթը [11], Հոլի կոտորակային քվանտային երևույթը [12], էլեկտրոնի թույլ և անդերսոնյան տեղայնացման երևույթը [13], մոդուլված լեզիրմամբ քվանտային հետերոկառուցվածքներում լիցքակիրների շարժունության կտրուկ աճը [14], ենթակարմիր տիրույթի լազերների ստեղծումը [15], էքսիտոնների և քվազիմասնիկային այլ կոմպլեքսների

գոյությունը սենյակային ջերմաստիճաններում [16], կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում թունելավորման կուլոնյան արգելքի գոյությունը [17]: Թեև վերոնշյալ երևույթները դիտվում են ատոմական չափերը զգալիորեն գերազանցող նմուշներում, սակայն դրանք ունեն զուտ քվանտային բնույթ և չեն կարող բացատրվել դասական պատկերացումների շրջանակներում: Այդ երևույթների առաջացումն ուղղակիորեն առնչվում է քվազիմասնիկային համակարգերի տեղայնացման տիրույթների չափերին, ուստի դրանք կոչվում են չափային քվանտացման երևույթներ: Չափային քվանտացման պայմաններում մեծանում են կառուցվածքի չափերի և ձևի փոփոխման, ինչպես նաև արտաքին ազդեցությունների միջոցով ֆիզիկական համակարգի հատկությունների կառավարելի փոփոխման հնարավորությունները: Հենց այս հանգամանքն է նանոչափանի համակարգերը դարձնում չափազանց հեռանկարային հատկապես օպտոէլեկտրոնային սարքաշինության համար [18]:

Ծավալային և ցածր չափայնությամբ կիսահաղորդչային կառուցվածքների էլեկտրական, ջերմային, մագնիսական, օպտիկական և այլ հատկությունների ձևավորման մեջ կարևոր դեր ունի նաև տարբեր քվազիմասնիկների փոխազդեցությունը ֆոնոնային մոդերի հետ, որը ներկայում տեսական և փորձարարական ակտիվ հետազոտությունների առարկա է [19–22]:

Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների օգտագործմամբ արդեն ստեղծվել են՝ ՔՓ-երով լազերներ, շտարկյան մոդուլարարներ, ենթակարմիր ներգոտիական տվիչներ և լազերներ, էլեկտրոնների մեծ շարժունությամբ տրանզիստորներ, ռեզոնանսային թունելային դիոդներ, ֆոտոլնդունիչներ, օպտիկական ազդանշաններ ընդունող կամ արձակող մարտկոցներ և այլն [23]:

ՔԼ-երի ստեղծման և փորձնական հետազոտությունների հետ միաժամանակ կատարվել են դրանց ամենակարևոր կիրառության՝ ՔԼ-երով լազերների ստեղծման հնարավորության տեսական ուսումնասիրություններ [24]:

Հիմնարար և կիրառական տեսանկյուններից մեծ հետաքրքրություն ներկայացնող ՔԿ-երի ուսումնասիրությունները, նախ և առաջ, պայմանավորված են դրանցում լիցքակիրների՝ ծավալային նմուշներում, ՔՓ-երում և ՔԼ-երում էներգիական սպեկտրների և վիճակների խտության ֆունկցիաների էական տարբերություններով: Հաշվի

առնելով թույլատրելի ենթագոտիների սահմանին սպեկտրի անընդհատությունը՝ ՔՓ-երի և ՔԼ-երի օգտագործումն օպտիկական անցումների համար որպես լազերի ակտիվ միջավայր, կարող է միայն քանակապես լավացնել դրանց հիման վրա ստեղծված սարքերի բնութագրերը ծավալային նմուշների վրա հիմնված սարքերի բնութագրերի համեմատ: Ներկայում գոյություն ունեցող տեխնոլոգիական հնարավորությունների օգտագործմամբ կարելի է ստեղծել գրեթե նույն չափերի և ձևի ՔԿ-եր, որոնք բնութագրվում են δ -ձև վիճակների խտության ֆունկցիաներով: Դա հնարավորություն է տվել ՔԿ-երի հենքի վրա ստեղծելու ներարկումային լազերներ, որոնք օժտված են բարձր ջերմաստիճանային կայունությամբ և ունեն մեծ ուժեղացման գործակիցներ [25,26]:

Վերջին տարիներին աճեցված կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներից են նաև կրկնակի ՔԿ-երը, միայնակ և կրկնակի կիսահաղորդչային քվանտային օղակները (ՔՕ): Ստրանսկի-Կրաստանովի մեթոդով աճեցվել են InAs/GaAs ինքնակազմավորվող կրկնակի ՔԿ-եր, երբ բյուրեղային ցանցի հաստատունների մեծ տարբերությամբ երկու նյութեր ստեղծում են էպիտաքսային շերտ [27–29]: ՔԿ-երի աճի ընթացքում կիրառելով ինդիումի հոսքի (Indium-flush) մեթոդը՝ հաջողվել է ստեղծել ինդիումի ՔԿ-երի առաջացման գրեթե միատեսակ պայմաններ, որի հետևանքով տվյալ մեթոդը, ի տարբերություն Ստրանսկի-Կրաստանովի մեթոդի, հնարավորություն է տվել գալիումի մատրիցի մեջ ստանալու գլանային համաչափությամբ, նույն չափերով և ուղղաձիգ դասավորված ինդիումի ՔԿ-եր [30–32]: InAs/GaAs ՔՕ-ներ ստացվել են մոլեկուլային ճառագայթային էպիտաքսիայի և Ստրանսկի-Կրաստանովի մեթոդների կիրառմամբ [33]:

Վերջին տասնամյակում կաթիլային էպիտաքսիայի մեթոդով առաջին անգամ աճեցվել են մեծ համասեռությամբ և ուղեծրային համաչափությամբ օժտված կոմպլեքս համակարգեր, մասնավորապես GaAs/GaAlAs կրկնակի համակենտրոն ՔՕ-ներ (ԿՀՔՕ) [34]: Աճի պրոցեսում դիտվել է նանոկառուցվածքի ձևի փոփոխությունը գալիումի ՔԿ-ից GaAs-ի ՔՕ-ի և, այնուհետև, GaAs-ի երկու համակենտրոն ՔՕ-ների: Օղակներում էլեկտրոնների շարժման քվանտացումն ուսումնասիրելու նպատակով կատարվել են առանձին ԿՀՔՕ-ների ֆոտոլյումինեսցենտային չափումներ, որոնք հնարավորություն են տվել հետազոտելու օղակների էլեկտրոնային կառուցվածքը [35]: Կաթիլային էպիտաքսիայի մեթոդով աճեցվել են նաև «քվանտային կետ-օղակ» համակարգեր [36],

որոնցում կենտրոնական P_4 -ը շրջապատված է մեկ կամ մի քանի համակենտրոն P_0 -ներով: Նշված աշխատանքում կաթիլային էպիտաքսիայի մեթոդն օգտագործվել է բարձր որակի GaAs նանոկառուցվածքների ստացման համար, որը հնարավորություն է տալիս ստեղծելու կառավարելի երկրաչափությամբ առանձնացված նանոկառուցվածքներ (օրինակ՝ P_4 կամ P_0): Նշված ներքին կառավարելիության միջոցով հնարավոր է ստանալ ինքնակազմակերպվող կառուցվածքներ, որոնք պարունակում են տարբեր տոպոլոգիաներով և կապակցված կառուցվածքներ (P_4 -եր և P_0 -եր): Այս օբյեկտներում դիտվող ուժգին ֆոտոլյումինեսցենցը պայմանավորված է P_4 -ի և P_0 -ի միաժամանակյա ճառագայթմամբ:

Միայնակ և կրկնակի P_0 -ները, ինչպես նաև «քվանտային կետ-օղակ» համակարգերն իրենց յուրահատուկ երկրաչափության շնորհիվ զգալի հետաքրքրություն են ներկայացնում ինչպես հիմնարար, այնպես էլ կիրառական ֆիզիկայի տեսանկյունից: Այս նանոկառուցվածքներն առանձնահատուկ են նախ և առաջ իրենց մագնիսական հատկություններով: P_0 -ներում գրանցվել են չմարող հոսանքներ, որոնք վկայում են P_0 -ներում Ահարոնով-Քոմի (ԱԲ) երևույթի իրականացման մասին [37,38]: InAs/GaAs P_0 -ում մագնիսաօպտիկական միջգոտիական անցումներով պայմանավորված ենթակարմիր տիրույթին մոտ ճառագայթման սպեկտրը հաշվարկվել է [39] աշխատանքում, որտեղ որակապես բացատրվել են փորձնականորեն չափված կլանումը [40] և ֆոտոլյումինեսցենտային մագնիսառեզոնանսները [41]: Մագնիսական դաշտի առկայությամբ էլեկտրոնը և խոռոչը P_0 -ում շարժվում են հակառակ ուղղություններով, որի հետևանքով P_0 -ում էքսիտոնի համար նույնպես կանխատեսվել է ԱԲ-երևույթը, թեև էքսիտոնի գումարային լիցքը զրո է [42,43]: Ցույց է տրվել, որ միաչափ նանոօղակում δ -ֆունկցիայով նկարագրվող պոտենցիալով փոխազդող էլեկտրոն-խոռոչ համակարգում արժեքական գոտուց էքսիտոնային վիճակներ էլեկտրոնի օպտիկական անցումներն արգելված են [44]:

Արդեն ստեղծվել է InAs/GaAs P_0 -ների հիման վրա աշխատող ենթակարմիր տիրույթի լազեր: P_0 -ների երեք շերտ օգտագործվել է որպես լազերի ակտիվ միջավայր, իսկ առաքված ստիպողական ճառագայթումը բազմամոդային է, և ալիքի երկարությունը կենտրոնացված է 930 նմ-ի շուրջ [45]: Կատարվել է դաշտի երևույթի

հիման վրա գործող սարքում տեղակայված InAs/GaAs միայնակ ՔՕ-ներում ֆոտոյուժինեցենտային սպեկտրի հետազոտում, որը կարող է խթանել ՔՕ-ների հիման վրա աշխատող տրանզիստորների ստեղծումը [46]: [47,48] աշխատանքներում InAs/GaAs ՔՕ-ների մի քանի շերտ օգտագործվել է որպես տերահերցային տիրույթում աշխատող դետեկտորների ակտիվ միջավայր:

Վերջին տարիներին մեծ քանակությամբ փորձարարական և տեսական հետազոտություններ են կատարվել ծավալային և ցածր չափայնությամբ կիսահաղորդչային կառուցվածքների ֆիզիկական հատկությունների վրա էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի, լազերային դաշտի, ճնշման, ջերմաստիճանի, համաձուլվածքային կոնցենտրացիայի և այլ արտաքին գործոնների ազդեցության ուսումնասիրման ուղղությամբ: Հարկ է մասնավորապես նշել, որ ճնշումը և ջերմաստիճանը կիսահաղորդչային նյութերում էլեկտրոնային, էքսիտոնային, խառնուկային վիճակների և դրանց օպտիկական հատկությունների ուսումնասիրման և կառավարման լրացուցիչ հնարավորություններ են ընձեռում [49]:

Ատենախոսությունը նվիրված է կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում էլեկտրոնային և խառնուկային վիճակների վրա որոշ արտաքին գործոնների, ինչպես նաև կառուցվածքային պարամետրերի ազդեցության ուսումնասիրմանը: Ուսումնասիրվել են նաև կիսահաղորդչային ՔՓ-երի, ՔԼ-երի, ՔԿ-երի, միայնակ և կրկնակի ՔՕ-ների, ինչպես նաև «քվանտային կետ-օղակ» կառուցվածքի ֆոտոհոնացման կտրվածքները և լույսի գծային և ոչ գծային ներգոտիական կլանման գործակիցները:

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, երեք մասից (յոթ գլուխ), եզրակացությունից, հավելվածից, հապավումների և գրականության ցուցակներից: Յուրաքանչյուր գլուխ սկսվում է այդ գլխում քննարկվող հարցերին վերաբերվող գրականության համառոտ ակնարկով: Ատենախոսության ծավալը 277 էջ է, այն պարունակում է 153 նկար, 5 աղյուսակ և 273 հղում:

Ատենախոսության առաջին գլխում ուսումնասիրվել է հիդրոստատիկ ճնշման, ջերմաստիճանի և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն էլեկտրոնային և դոնորային խառնուկային վիճակների վրա Պյոշլ-Թելերի սահմանափակող պոտենցիալով քվանտային փոսերում: Ուսումնասիրվել է նաև նշված գործոնների ազդեցությունը խառնուկի

հիմնական վիճակից ՔՓ-ի հիմնական վիճակ անցումներով պայմանավորված ֆոտո-
իոնացման կտրվածքի վրա: Էլեկտրական դաշտի, ինչպես նաև խառնուկի առկա-
յությամբ էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան և ալիքային ֆունկցիան որոշվել են
փոփոխակալին մեթոդով: Ընկնող ալիքի երկու բևեռացումների համար ստացվել են
ֆոտոիոնացման կտրվածքի վերլուծական արտահայտություններ:

Ատենախոսության երկրորդ գլխում ուսումնասիրված է կիսահաղորդչային
քվանտային լարերում դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման
կտրվածքի վրա էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցությունը: Խառնուկի
տարբեր դիրքերի և լույսի բևեռացման վեկտորի տարբեր ուղղությունների դեպքում
թույլատրելի անցումների համար ստացվել են համապատասխան ջրկման կանոններ,
իսկ ֆոտոիոնացման կտրվածքի համար՝ համապատասխան վերլուծական արտա-
հայտություններ:

Ատենախոսության երրորդ գլուխը նվիրված է գլանային քվանտային կետե-
րում, միայնակ և կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում խառնուկային
վիճակների և ֆոտոիոնացման կտրվածքի վրա հիդրոստատիկ ճնշման, էլեկտրական և
մագնիսական դաշտերի ազդեցությունների ուսումնասիրմանը: Ուսումնասիրվել են
նաև սահմանափակող պոտենցիալի, ջերմաստիճանի, ալյումինի կոնցենտրացիայի և
կառուցվածքի չափերի ազդեցությունները խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնաց-
ման կտրվածքի վրա: Թվային հաշվարկներն իրականացվել են փոփոխակալին մեթո-
դով: Ցույց է տրվել, որ նշված պարամետրերի միջոցով կարելի է իրականացնել
ֆոտոիոնացման կտրվածքի սպեկտրի արդյունավետ կառավարում:

Ատենախոսության չորրորդ գլուխը նվիրված է միայնակ և կրկնակի համա-
կենտրոն քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական
կլանման վրա հիդրոստատիկ ճնշման և լայնական էլեկտրական դաշտի ազդեցության
ուսումնասիրմանը: Մեկէլեկտրոնային վիճակների էներգիաները և ալիքային ֆունկ-
ցիաները որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով: Լույսի ներգոտիական
կլանման սպեկտրում կախված պարամետրերի արժեքներից, դիտվել են ինչպես կար-
միր, այնպես էլ կապույտ շեղումներ:

Ատենախոսության հինգերորդ գլխում ուսումնասիրվել է հիդրոստատիկ

ճնշման և լայնական էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը «քվանտային կետ-օղակ» համակարգի կենտրոնում տեղադրված դոնորի խառնուկային վիճակների, ինչպես նաև լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Դիտարկվել է նաև խառնուկի ազդեցությունը Ահարոնով-Բոհմի տատանումների, ինչպես նաև մագնիսական դաշտում լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Պարզվել է, որ էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի միջոցով կարելի է կառավարել ինչպես էլեկտրոնի տեղայնացման տիպը, այնպես էլ ներգոտիական կլանման սպեկտրը:

Ատենախոսության վեցերորդ գլխում ուսումնասիրվել է միայնակ և կրկնակի քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա լազերային դաշտի և էլեկտրական դաշտի, ինչպես նաև հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցությունը: Կրամերս-Հենբերգերի ունիտար ձևափոխությունների և Ֆլուկի թեորեմի կիրառմամբ միայնակ և կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալի համար ստացվել է վերլուծական արտահայտություն: Էլեկտրոնի էներգիաները և ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով: Ցույց է տրվել, որ լազերային և լայնական էլեկտրական դաշտերի միջոցով համակարգերի էլեկտրոնային և ներգոտիական օպտիկական հատկությունները կարելի է նպատակաուղղված փոփոխել:

Ատենախոսության յոթերորդ գլուխը նվիրված է քվանտային կետում և քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա լազերային և էլեկտրական դաշտերի համատեղ ազդեցության ուսումնասիրմանը: Դիտարկվել է լազերային դաշտի ազդեցությունը ինչպես սահմանափակող պոտենցիալի, և էլեկտրոն-խառնուկ կոլոնյան փոխազդեցության վրա: Էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաները և էներգիաները որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով: Ցույց է տրվել, որ խառնուկային գրգռված վիճակների էներգիական սպեկտրում առկա է պատահական այլասերում, ինչպես նաև լազերային դաշտի և խառնուկի տարբեր դիրքերի դեպքում շեմային էներգիաների և մատրիցական տարրերի համընկում:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները

1. Պյոշլ-Թելերի սահմանափակող պոտենցիալով GaAs քվանտային փոսում էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան էլեկտրական դաշտի լարվածության աճող ֆունկցիա է: Պոտենցիալի անհամաչափության աստիճանը մեծացնելիս, ինչպես նաև համակարգի ջերմաստիճանը բարձրացնելիս հիմնական վիճակի էներգիան աճում է, իսկ հիդրոստատիկ ճնշումը մեծացնելիս՝ նվազում:
2. Պյոշլ-Թելերի սահմանափակող պոտենցիալով GaAs քվանտային փոսում դոնորային խառնուկի հիմնական վիճակի կապի էներգիան ճնշումից կախված աճում է, իսկ ջերմաստիճանից կախված՝ նվազում: Այն կարելի է նպատակաուղղված փոփոխել ոչ միայն սահմանափակող պոտենցիալի անհամաչափության պարամետրի, այլ նաև խառնուկի դիրքի փոփոխմամբ: Հիդրոստատիկ ճնշման աճը խառնուկի ֆոտոհոնացման սպեկտրում հանգեցնում է կապույտ, իսկ ջերմաստիճանի աճը՝ կարմիր շեղման, իսկ ֆոտոհոնացման կտրվածքի կախումը ֆոտոնի էներգիայից կարելի է փոփոխել լույսի բևեռացման վեկտորի ուղղության փոփոխմամբ:
3. Եթե լույսի բևեռացման վեկտորն ուղղված է GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs գլանային քվանտային լարի առանցքի երկայնքով, ապա առանցքին տեղադրված դոնորային խառնուկի համար թույլատրելի են խառնուկի հիմնական վիճակից քվանտային լարում $l=0$ ուղեծրային քվանտային թվով վիճակ անցումները: Եթե բևեռացման վեկտորն ուղղահայաց է քվանտային լարի առանցքին, ապա թույլատրելի են խառնուկային հիմնական վիճակից քվանտային լարի $l=\pm 1$ ուղեծրային քվանտային թվով վիճակներ անցումները: Լարի առանցքից շեղված խառնուկի դեպքում $l=0$ քվանտային թվով վիճակներ անցումներն արգելված են, եթե բևեռացման վեկտորն ուղղահայաց է ինչպես քվանտային լարի առանցքին, այնպես էլ խառնուկի շեղման ուղղությանը:
4. Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը քվանտային լարում խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոհոնացման կտրվածքի արդյունավետ կառավարման միջոց են: Խառնուկի կամայական դիրքում դաշտերի համատեղ ազդեցությամբ կարելի է էակաւորեն փոփոխել կապի էներգիայի և ֆոտոհոնացման կտրվածքի արժեքները: Ընդ որում, ֆոտոհոնացման կտրվածքի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից

կարող է էապես փոփոխվել՝ կախված խառնուկի դիրքից, մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից, լույսի բևեռացման վեկտորի ուղղությունից և ֆոտոնի էներգիայից:

5. $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ գլանային քվանտային կետում ճնշման փոքր արժեքների դեպքում ($\Gamma-X$ գոտիների՝ հիդրոստատիկ ճնշումով պայմանավորված հատման արժեքից փոքր արժեքների տիրույթ) խառնուկի կապի էներգիան աճում է գծային օրենքով, մեծ արժեքների դեպքում այն հասնում է առավելագույն արժեքի, այնուհետև նվազում է: Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը, կախված դոնորային խառնուկի դիրքից, կարող են նպաստել կապի էներգիայի նվազմանը կամ աճին: Լույսի զուգահեռ և ուղղահայաց բևեռացումների դեպքում ճնշման մեծացումը հանգեցնում է ֆոտոհոնացման կտրվածքի առավելագույն արժեքի մեծացման:
6. $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում դոնորային խառնուկի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի վարքն էապես կախված է համակարգում էլեկտրոնի հավանականության խտության բաշխումից: Համակարգի չափերից կախված այն դրսևորում է ոչ մոնոտոն վարք. օղակների միջև արգելքի լայնության մեծացումը հանգեցնում է ֆոտոհոնացման սպեկտրում կարմիր կամ կապույտ շեղումների, իսկ ճնշման և ալյումինի կոնցենտրացիայի աճը՝ կապույտ շեղման և ֆոտոհոնացման կտրվածքի առավելագույն արժեքի մեծացման: Խառնուկը լարի առանցքից հեռացնելիս ֆոտոհոնացման սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում և կտրվածքի առավելագույն արժեքի նվազում:
7. GaAs քվանտային օղակում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության և հիդրոստատիկ ճնշման համատեղ ազդեցությունը հանգեցնում է թույլատրելի անցումների շեմային էներգիաների, ինչպես նաև լույսի գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային կլանման գործակիցների էական փոփոխությունների: Հիդրոստատիկ ճնշման մեծացումը հանգեցնում է սպին-ուղեծրային ճեղքման էներգիաների աճի և շեմային էներգիաների նվազման: Ֆոտոնի էներգիայի կամայական արժեքի դեպքում ճնշումը մեծացնելիս կլանման գործակիցը նվազում է:
8. $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ կրկնակի համակենտրոն օղակներում էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիայի վրա հիդրոստատիկ ճնշման և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը կախված է համակարգի չափերից և ալյումինի կոնցենտրացիայից: Հիդրոստատիկ

ճնշման և ալյումինի կոնցենտրացիայի փոփոխության միջոցով հնարավոր է էլեկտրոնի հավանականության խտության արդյունավետ կառավարում և լույսի ներգոտիական կլանման սպեկտրում մաքսիմումների դիրքերի նպատակաուղղված շեղումների իրականացում:

9. GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում լայնական էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս էլեկտրոնի հիմնական, առաջին և երկրորդ գրգռված վիճակների էներգիաները նվազում են: Սահմանափակող պոտենցիալի բնութագրական էներգիայի մեծացումը հանգեցնում է էներգիական մակարդակների շեղման դեպի մեծ էներգիաների տիրույթ: Էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս լույսի ներգոտիական կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում, մինչդեռ սահմանափակող պոտենցիալի բնութագրական էներգիայի և ներքին օղակի շառավղի մեծացումը հանգեցնում են կարմիր շեղման:
10. GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում խառնուկային հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաներն ունեն տարբեր կախումներ հիդրոստատիկ ճնշումից, ալյումինի կոնցենտրացիայից, խառնուկի դիրքից և համակարգի չափերից: Դրանց ազդեցությունը հիմնական վիճակի կապի էներգիայի վրա ավելի ուժեղ է, քան գրգռված վիճակի կապի էներգիայի վրա: Նշված մեծություններից շեմային էներգիաների ոչ մոնոտոն կախումները խառնուկային կլանման սպեկտրի կառավարման հնարավորություն են ընձեռում:
11. «Քվանտային կետ-օղակ» համակարգում խառնուկային հիմնական վիճակից երկրորդ գրգռված վիճակ անցման շեմային էներգիայի վարքն էլեկտրական դաշտում կախված է խնդրի մյուս պարամետրերի արժեքներից: Այսպես, քվանտային կետի սահմանափակող պոտենցիալի բնութագրական էներգիայի մեծացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում կարմիր շեղման, մինչդեռ օղակի սահմանափակող պոտենցիալի բնութագրական էներգիայի մեծացումը հանգեցնում է կապույտ շեղման: Մյուս կողմից, դոնորային խառնուկի առկայությամբ Ահարոնով-Բոհմի երևույթի ուսումնասիրությունից հետևում է, որ «քվանտային կետ-օղակ» կառուցվածքում էլեկտրոնի տեղայնացումն և լույսի ներգոտիական կլանման սպեկտրն ամբողջությամբ կառավարելի է մագնիսական դաշտի և սահմանափակող պոտենցիալի պարամետրերի

միջոցով, բացի հիմնական վիճակից, որը հիմնականում տեղայնացված է միայն քվանտային կետի տիրույթում:

12. $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ քվանտային օղակում «լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալի համար ստացվել է վերլուծական արտահայտություն: Լազերային դաշտում դիտվում է էներգիական մակարդակների ճեղքում և տեղաշարժ դեպի մեծ էներգիաների տիրույթ, մինչդեռ էլեկտրական դաշտում էներգիական մակարդակների ճեղքումն ուղեկցվում է դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ տեղաշարժով: Լույսի բևեռացման վեկտորի ուղղության փոփոխության, ինչպես նաև լազերային և էլեկտրական դաշտերի համատեղ ազդեցությամբ հնարավոր է իրականացնել ներգոտիական կլանման սպեկտրի նպատակաուղղված փոփոխություն:
13. $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում «լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալի համար ստացված վերլուծական արտահայտությունը լազերային և լայնական էլեկտրական դաշտերի միջոցով համակարգի էլեկտրոնային և օպտիկական հատկությունների կառավարման հնարավորություն է ընձեռում: Էլեկտրական դաշտի ուղղությունից կախված՝ էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրում տեղի ունեն Շտարկի գծային և քառակուսային երևույթները: Էլեկտրական դաշտը հիմնովին փոխում է նաև էներգիական մակարդակների հատման և հակահատման վարքերը և վերացնում լազերային դաշտով պայմանավորված ջոկման կանոնները՝ հնարավոր դարձնելով ներգոտիական բոլոր անցումները:
14. Լազերային դաշտի ազդեցությունը լայնակի կապակցված կրկնակի քվանտային օղակներում հանգեցնում է օղակների՝ միմյանցից առանձնացման հնարավորության և մոլեկուլային վիճակների կրկնակի այլասերման: Էներգիական մակարդակների՝ էլեկտրական դաշտի ուղղությունից կախման մեջ դիտվել են մակարդակների տատանումներ: Նշված համակարգի ներգոտիական կլանման սպեկտրը կարելի է կառավարել և՛ լազերային, և՛ էլեկտրական դաշտի միջոցով:
15. $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ քվանտային օղակում լազերային դաշտում տեղի ունի խառնուկային գրգռված վիճակների էներգիական մակարդակների պատահական այլասերում: Լազերային դաշտի պարամետրի և խառնուկի տարբեր դիրքերի դեպքում կարող են համընկնել շեմային էներգիաները, ինչպես նաև մատրիցական տարրերը: Լազերա-

յին դաշտի պարամետրի 0–5 նմ տիրույթում օղակի կենտրոնում տեղադրված խառնուկի դեպքում էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծացումը խոչընդոտում է էներգիական մակարդակների փոփոխությունը:

Ատենախոսությունում բանաձևերը և նկարները համարակալված են ըստ գլուխների՝ թվագրւյգերով: Յուրաքանչյուր թվագրւյգի առաջին թիվը գլխի համարն է, իսկ երկրորդը՝ այդ գլխում բանաձևի և նկարի հերթական համարը:

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները տպագրված են 37 հոդվածում և «Physics of Quantum Rings» Editor: Vladimir Fomin, NanoScience and Technology (2018) կոլեկտիվ մենագրության 1 գլխում:

ՄԱՍ 1. ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ, ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՖՈՏՈՒՈՆԱՑՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՎՐԱ ԱՐՏԱՔԻՆ ԳՈՐԾՈՆՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԱՅԻՆ ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Վերջին մի քանի տասնամյակում կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում ջրածնանման խառնուկային վիճակների ուսումնասիրությունների նկատմամբ մեծ հետաքրքրությունը հիմնականում պայմանավորված է այդ համակարգերի յուրահատուկ էլեկտրոնային և օպտիկական հատկություններով [50–54]: Հետազոտությունները ցույց են տվել, որ էլեկտրոնի կապի էներգիան կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում կարելի է նպատակաուղղված ձևով փոփոխել ինչպես համակարգերի չափերի, այնպես էլ համակարգում դոնորային խառնուկի դիրքի փոփոխման միջոցով:

Նանոկառուցվածքներում դոնորային խառնուկային վիճակների ուսումնասիրումը կարևորվում է նաև այն պատճառով, որ էլեկտրոնային վիճակները կարելի է նպատակաուղղված ձևով փոփոխել նաև արտաքին գործոնների միջոցով, որը նանոկառուցվածքների վրա հիմնված ֆունկցիոնալ սարքերի էլեկտրոնային հատկությունների կառավարման լայն հնարավորություններ է ստեղծում [55]:

Նանոկառուցվածքների բնութագրերի որոշման և հետազոտման գործում կարևորվում է դրանց օպտիկական հատկությունների ուսումնասիրումը: Էլեկտրոն-ֆոտոն փոխազդեցության ուսումնասիրություններից կարելի է արժեքավոր տեղեկատվություն ստանալ կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում էլեկտրոնային վիճակների վերաբերյալ՝ վերլուծելով օպտիկական սպեկտրները [56], մասնավորապես ֆոտոհոնացման կտրվածքի (ՖԻԿ) սպեկտրը [57]:

ՔՓ-երում էլեկտրոնային վիճակները և ՖԻԿ-ը դոնորային խառնուկի առկայությամբ հետազոտվել են [58–60] աշխատանքներում, որոնց արդյունքներից հետևում է, որ խառնուկի կապի էներգիան, կամ որ նույնն է՝ ՖԻԿ-ի շեմային էներգիան էապես կախված է ՔՓ-ի լայնությունից, սահմանափակող պոտենցիալի տեսքից և դոնորային խառնուկի դիրքից:

Անհրաժեշտ է նաև նշել, որ ՔՓ-երում խառնուկային վիճակները և ՖԻԿ-ի սպեկտրը կարող են նպատակային ձևով փոփոխվել արտաքին գործոնների, մասնավորապես՝ արտաքին էլեկտրական, մագնիսական դաշտերի, ճնշման և ջերմաստիճանի

նի միջոցով: $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ՔՓ-ում ջրածնանման խառնուկի կապի էներգիան և ՖԻԿ-ն արտաքին էլեկտրական դաշտում ուսումնասիրվել է [61] աշխատանքում, իսկ ուժեղ մագնիսական դաշտի ազդեցությունը նշված պարամետրերի վրա ՔՓ-ի լայնության տարբեր արժեքների դեպքում ուսումնասիրվել է [62]-ում:

Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների չափայնության փոփոխությունը հանգեցնում է դրանցում քվազիմասնիկների, մասնավորապես՝ էլեկտրոնի դիսպերսային օրենքի և, հետևաբար, վիճակների խտության ֆունկցիայի էական փոփոխության, ուստի կարևոր է ուսումնասիրել դոնորային խառնուկի կապի էներգիան և ՖԻԿ-ի սպեկտրը կիսահաղորդչային ՔԼ-երում: Ուղղանկյուն կտրվածքով ՔԼ-ում ՖԻԿ-ի հաշվարկներն իրականացվել են [63–65] աշխատանքներում, որոնցում դիտարկվել են խառնուկի հիմնական վիճակից ՔԼ-ի առաջին ենթագոտի անցումները, ինչպես նաև խառնուկի տարբեր դիրքեր և լույսի բևեռացման վեկտորի տարբեր ուղղություններ:

Ճնշման ազդեցությունը կապի էներգիայի և ՖԻԿ-ի վրա ուղղանկյուն և շրջանային կտրվածքներով ՔԼ-երում ուսումնասիրվել է [66,67] աշխատանքներում: Ուղղանկյուն կտրվածքով ՔԼ-ում ճնշման և ջերմաստիճանի համատեղ ազդեցությունը վերը նշված ֆիզիկական բնութագրերի վրա ուսումնասիրվել է [68]-ում:

Արտաքին մագնիսական դաշտի և հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցությունը գլանային ՔԼ-ի և ՔԿ-ի կենտրոններում տեղադրված խառնուկի կապի էներգիայի և ՖԻԿ-ի սպեկտրի վրա ուսումնասիրվել է [69]-ում: Կապի էներգիան և ՖԻԿ-ի սպեկտրը գլանային ՔԼ-երում, խառնուկի տարբեր դիրքերի համար և անվերջ և վերջավոր խորությամբ սահմանափակող պոտենցիալների դեպքում ուսումնասիրվել են [70,71] աշխատանքներում, որոնց համաձայն՝ լույսի բևեռացման վեկտորի ուղղությունից կախված, ՖԻԿ-ի սպեկտրում դիտվում են էական փոփոխություններ:

ՔԿ-երում և ՔՕ-ներում քվազիմասնիկները սահմանափակված են երեք ուղղություններով, որի հետևանքով ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից, անկախ արտաքին գործոններից և ֆոտոնի բևեռացման ուղղությունից, δ -ձև է: Խառնուկային վիճակների, ինչպես նաև օպտիկական հատկությունների ուսումնասիրումը ՔԿ-երում կարևոր է ինչպես հիմնարար, այնպես էլ կիրառական ֆիզիկայի տեսանկյունից [72]: Կապի էներգիայի և ՖԻԿ-ի ուսումնասիրումը գնդային ՔԿ-երում վերջավոր և անվերջ խոր

սահմանափակող պոտենցիալների դեպքում ուսումնասիրվել է [73]-ում: Դիտարկվել են խառնուկի տարբեր դիրքեր, որոնցից կախված օպտիկական անցման ջոկման կանոնները փոխվում են: Խորանարդաձև ՔԿ-ում նշված մեծությունների վրա արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն ուսումնասիրվել է [74]-ում վերջավոր և անվերջ խոր պոտենցիալների, ինչպես նաև խառնուկի տարբեր դիրքերի դեպքում: [75]-ում գնդային ՔԿ-ի կենտրոնում տեղադրված խառնուկի դեպքում էլեկտրոն-էլեկտրոն փոխազդեցության հաշվառմամբ ուսումնասիրվել են խառնուկի կապի էներգիան և ՖԻԿ-ը: Ճնշման և ջերմաստիճանի համատեղ ազդեցությունը ՖԻԿ-ի վրա գնդային ՔԿ-ում ուսումնասիրվել է [76,77] աշխատանքներում:

Արտաքին դաշտերի, մասնավորապես՝ էլեկտրական և լազերային դաշտի (ԼԴ) համատեղ ազդեցությունը կապի էներգիայի և ՖԻԿ-ի վրա ուսումնասիրվել է [78]-ում, իսկ ԼԴ-ի և ճնշման համատեղ ազդեցությունը՝ [79]-ում: Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ ՖԻԿ-ի շեմային էներգիան, ինչպես նաև մեծությունն էապես կախված են վերը նշված արտաքին գործոններից:

Հայտնի է, որ ՔԿ-ի համաչափությունը, ինչպես նաև արտաքին տեսքն էապես ազդում է նրա էլեկտրոնային, խառնուկային և օպտիկական հատկությունների, մասնավորապես՝ ՖԻԿ-ի վրա: Բոլորովին վերջերս կատարվել են հետազոտություններ գլանային շերտով [80] և էլիպսաձև [81] ՔԿ-երում:

ՔՕ-ներում կապի էներգիայի և ՖԻԿ-ի ուսումնասիրությունները բավական քիչ են: Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը նշված ֆիզիկական բնութագրերի վրա ուսումնասիրվել է [82,83] աշխատանքներում, որոնցում ցույց է տվել, որ ՖԻԿ-ի առավելագույն արժեքները մագնիսական դաշտից կախված դրսևորում են տատանողական վարք, որը պայմանավորված է ՔՕ-ում Ահարոնով-Բոհմի երևույթով:

Ատենախոսության առաջին մասը նվիրված է կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում էլեկտրոնային և դոնորային խառնուկային վիճակների, ինչպես նաև խառնուկի ֆոտոիոնացման կտրվածքի վրա որոշ արտաքին գործոնների, մասնավորապես՝ արտաքին էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի, հիդրոստատիկ ճնշման և ջերմաստիճանի ազդեցության տեսական ուսումնասիրությանը:

ԳԼՈՒԽ 1. ՀԻԴՐՈՍԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ, ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ, ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՖՈՏՈ-ԻՈՆԱՑՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՎՐԱ ՊՅՈՇԼ-ԹԵԼԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՈՂ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՈՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍՈՒՄ [84–88]

Հայտնի է, որ ի տարբերություն ծավալային կիսահաղորդիչների, հետերոկառուցվածքների, մասնավորապես՝ ԲՓ-երի էլեկտրոնային, խառնուկային և օպտիկական հատկությունները կախված են սահմանափակող պոտենցիալի ձևից: Վերջին տարիներին ԲՓ-երի ֆիզիկական բնութագրերի ուսումնասիրություններում հաճախ են օգտվում Պյոշլ-Թելերի (ՊԹ) սահմանափակող պոտենցիալից [89]: Այն անհամաչափ է, իսկ այդ պոտենցիալով միաչափ Շրյոդինգերի հավասարման լուծումները կարելի է ներկայացնել վերլուծական տեսքով: ՊԹ-ի պոտենցիալի կիրառմամբ կատարվել են կիսահաղորդչային հետերոկառուցվածքների օպտիկական բնութագրերի հաշվարկներ [90,91]: Ուսումնասիրվել է աղմուկի թուլացման երևույթը ռեզոնանսային թունելային և այլ սարքերում [91,92]: ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով ԲՓ-ում ուսումնասիրվել են գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային ենթագոտիական կլանման գործակիցները, ինչպես նաև երկրորդ հարմոնիկի գեներացումը [93]: Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ նշված բնութագրերը զգալիորեն գերազանցում են ծավալային GaAs նմուշի համապատասխան բնութագրերը: Լույսի ոչ գծային կլանման գործակցի, ինչպես նաև բեկման ցուցչի կախումը լույսի ուժգնությունից ուսումնասիրվել է խտության մատրիցի մեթոդով [94]: Տեղային դաշտի բաշխումը և ոչ գծային կլանման գործակիցը ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով ԲՓ-ում ուսումնասիրվել են [95]-ում: Թվային հաշվարկները ցույց են տվել, որ տեղային դաշտը ԲՓ-ում ունի ուժեղ ռեզոնանս և կլանման սպեկտրում հանգեցնում է կապույտ շեղման, որը պայմանավորված է ոչ տեղային երևույթներով: Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցությունը լույսի ոչ գծային կլանման գործակցի վրա ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով ԲՓ-ում ուսումնասիրվել է [96]-ում, իսկ ԼԴ-ի ազդեցությունը ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով ԲՓ-ի օպտիկական ընկալունակության, երկրորդ և երրորդ հարմոնիկների գեներացման վրա՝ [97]-ում: Նշված գործակիցները հաշվարկվել են խտության մատրիցի մեթոդով: Դիտարկվել են պոտենցիալի անհամաչափության պարամետրերի, ինչպես նաև ԼԴ-ի բնութագրական պարամետրի տարբեր արժեքներ: Հաշվարկները ցույց են տվել, որ

բարձր կարգի օպտիկական երևույթները զգայուն են Γ -ի նկատմամբ և կարող են կառավարվել պոտենցիալի անհամաչափության պարամետրերի ընտրությամբ:

Ատենախոսության առաջին գլուխը նվիրված է Γ -ի սահմանափակող պոտենցիալով Pb -ում էլեկտրոնային և խառնուկային վիճակների և Si -ի վրա հիդրոստատիկ ճնշման, ջերմաստիճանի և էլեկտրական դաշտի ազդեցության ուսումնասիրմանը:

§1.1 Էլեկտրոնային վիճակների ուսումնասիրում

Դիտարկենք հաստատուն և համասեռ էլեկտրական դաշտի, հիդրոստատիկ ճնշման և ջերմաստիճանի ազդեցությունը Γ -ի սահմանափակող պոտենցիալով GaAs Pb -ում էլեկտրոնի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիայի և էներգիայի վրա: Համակարգի համիլտոնիանն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m(P,T)} \nabla^2 + V(z,P,T) - eFz, \quad (1.1)$$

որտեղ e -ն էլեկտրոնի լիցքն է, F -ը՝ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը, որն ուղղված է հետերոկառուցվածքի աճեցման ուղղությամբ (z առանցքի դրական ուղղություն), $m(P,T)$ -ն՝ ճնշումից և ջերմաստիճանից կախված արդյունարար զանգվածը. GaAs -ի դեպքում այն որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ [84,98]՝

$$m(P,T) = m_0 \left(1 + \frac{15020}{E_g(P,T)} + \frac{7510}{E_g(P,T) + 341} \right)^{-1}, \quad (1.2)$$

որտեղ m_0 -ն ազատ էլեկտրոնի զանգվածն է, իսկ

$$E_g(P,T) = \left(a_0 + a_1 P - a_2 P^2 - \frac{bT^2}{T + 204} \right) \text{ (մէՎ)} \quad (1.3)$$

արտահայտությունն արգելված գոտու լայնությունն է [87], որտեղ $\alpha_0 = 1519$, $\alpha_1 = 12,6$ (կբար $^{-1}$), $\alpha_2 = 0,0377$ (կբար $^{-2}$) և $b = 0,5405$ (Կ $^{-1}$): (1.2) և (1.3) բանաձևերում $E_g(P,T)$ -ն չափվում է մէՎ-ով, P -ն՝ կիլոբարով, իսկ T -ն՝ կելվինով: (1.1) արտահայտության մեջ $V(z,P,T)$ -ն Γ -ի պոտենցիալն է, որը որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ [89]

$$V(z,P,T) = \frac{\hbar^2 \beta^2}{2m(P,T)} \left(\frac{\chi(\chi-1)}{\sin^2(\beta z)} + \frac{\lambda(\lambda-1)}{\cos^2(\beta z)} \right), \quad (1.4)$$

որտեղ χ -ն և λ -ն պոտենցիալի պարամետրերն են ($\chi > 1, \lambda > 1$): Այն դառնում է

համաչափ, երբ $\chi = \lambda$ և $\beta = \pi/2L(P)$, որտեղ $L(P)$ -ն ՔՓ-ի լայնությունն է, որի կախումը ճնշումից GaAs-ի համար որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ [99]՝

$$L(P) = L(0)(1 - 1,9 \cdot 10^{-3} P): \quad (1.5)$$

Նշենք, որ ՊԹ-ի պոտենցիալը $z=0$ և $z = \pi/2\beta$ կետերում ունի եզակիություն:

Էլեկտրական դաշտի առկայությամբ (1.1) համիլտոնիանով որոշվող Շրյոդինգերի հավասարումը հնարավոր չէ լուծել վերլուծական եղանակով, ուստի կօգտվենք փոփոխակային մեթոդից: Մեզ հետաքրքրում է հիմնական վիճակը, որի փորձնական ալիքային ֆունկցիան ներկայացվում է հետևյալ տեսքով [100]՝

$$f(z, \alpha_F) = N_F f_0(z) e^{-\alpha_F z}, \quad (1.6)$$

որտեղ α_F -ը փոփոխակային պարամետրն է, N_F -ը՝ նորմավորման գործակիցը, $f_0(z)$ -ը՝ էլեկտրոնի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան է, երբ էլեկտրական դաշտը բացակայում է [89]: Հիմնական վիճակի էներգիան որոշվում է որպես

$$E_{\alpha_F} = \langle f(z, \alpha_F) | \hat{H} | f(z, \alpha_F) \rangle \quad (1.7)$$

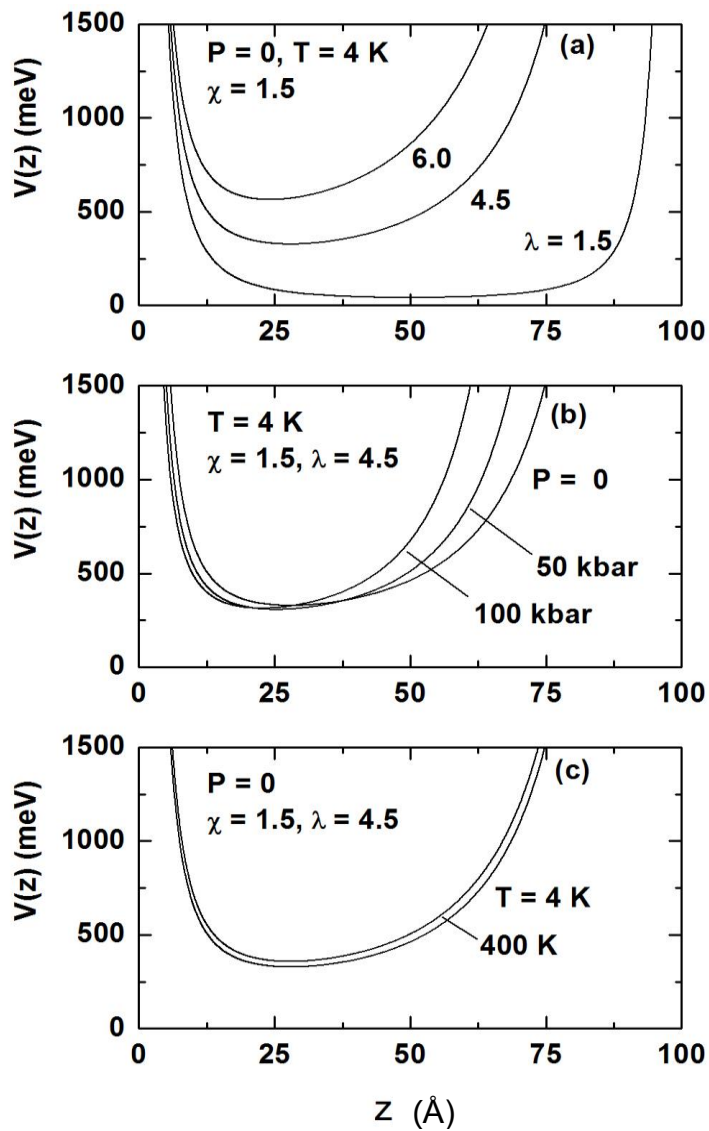
ֆունկցիոնալի փոքրագույն արժեք՝ կախված α_F պարամետրից: Որոշ ձևափոխություններից հետո հիմնական վիճակի էներգիան կարելի է ներկայացնել

$$E_{\alpha_F} = E_0 - \frac{\hbar^2 \alpha_F^2}{2m(P, T)} - eFN_F^2 \int_0^{L(P)} z \sin^2 \chi(\beta z) \cos^2 \lambda(\beta z) e^{-2\alpha_F z} dz \quad (1.8)$$

արտահայտությամբ, որի առաջին անդամն էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան է էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ.

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m(P, T)} \left(\frac{\pi}{2L(P)} \right)^2 (\chi + \lambda)^2: \quad (1.9)$$

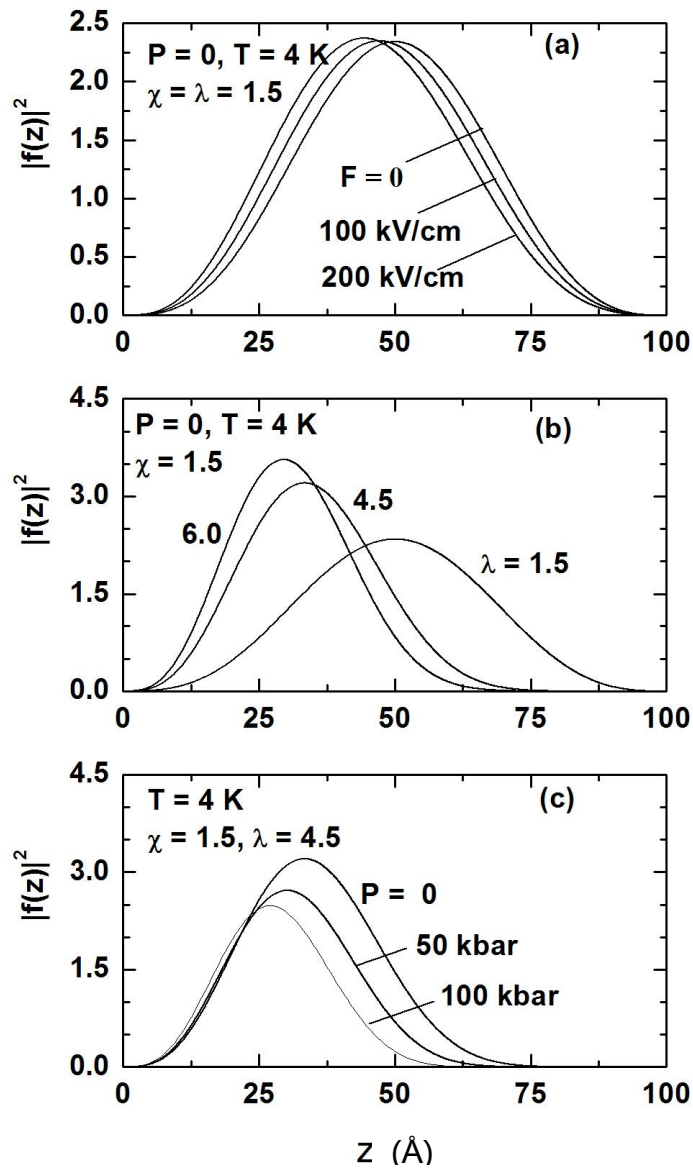
Նկ.1.1-ում պատկերված է ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալի կախումը z կոորդինատից λ պարամետրի, ճնշման և ջերմաստիճանի տարբեր արժեքների դեպքում: Արդյունքներն ստացված են ՔՓ-ի լայնության $L(0) = 100 \text{ \AA}$ արժեքի դեպքում: Նկ. 1.1.(a)-ից երևում է, որ $\lambda = \chi$ դեպքում ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալը համաչափ է, մինչդեռ $\lambda > \chi$ դեպքում այն դառնում է անհամաչափ: Անհամաչափությունն առկա է նաև այն դեպքում, երբ համակարգը z առանցքի դրական ուղղությամբ ուղղված արտաքին էլեկտրական դաշտում է: λ պարամետրը մեծացնելիս տեղայնացման



Նկ. 1.1. ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալի կախումը z կոորդինատից λ պարամետրի, ճնշման և ջերմաստիճանի տարբեր արժեքների դեպքում ($L(0) = 100$ Å)

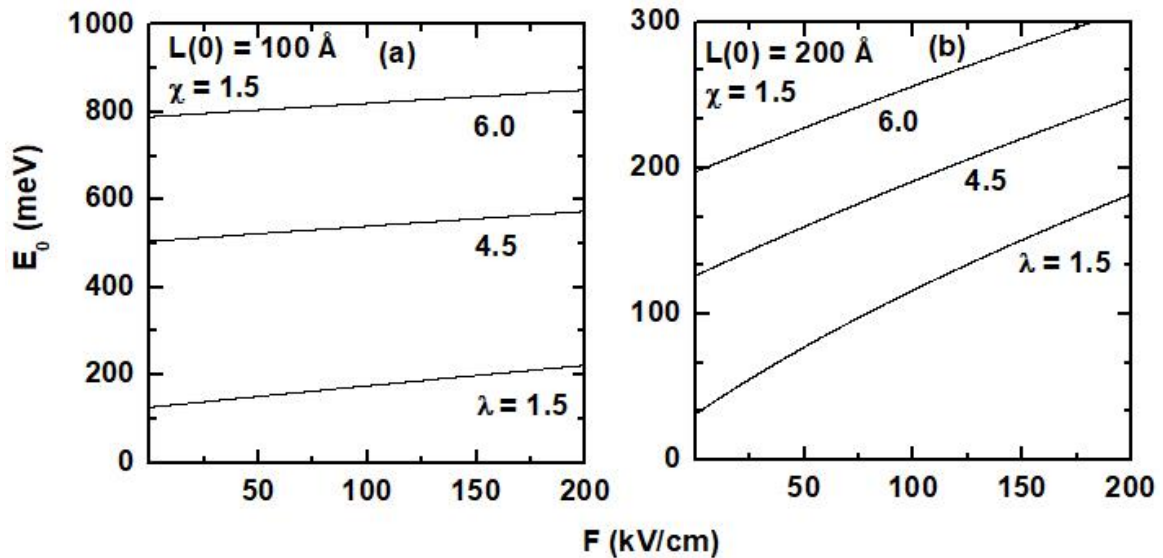
տիրույթը փոքրանում է, որի հետևանքով էլեկտրոնի տեղայնացումը Φ -ում ուժեղանում է: Նկ.1.1.(b)-ից երևում է, որ ճնշման մեծացմանը զուգընթաց մեծանում է ՊԹ-ի պոտենցիալի անհամաչափությունը և փոքրանում էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթի արդյունարար երկարությունը: Պոտենցիալի հատակը ձախ կողմից իջնում է դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ: Նկ.1.1.(c)-ից երևում է, որ ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց սահմանափակող պոտենցիալի հատակը տեղաշարժվում է դեպի մեծ էներգիաների տիրույթ:

Նկ.1.2-ում պատկերված է հիմնական վիճակում էլեկտրոնի հավանականության խտության կախումը z կոորդինատից, որից երևում է, որ էլեկտրական դաշտի լարվածության և λ պարամետրի մեծացումը հանգեցնում է հավանականության խտության

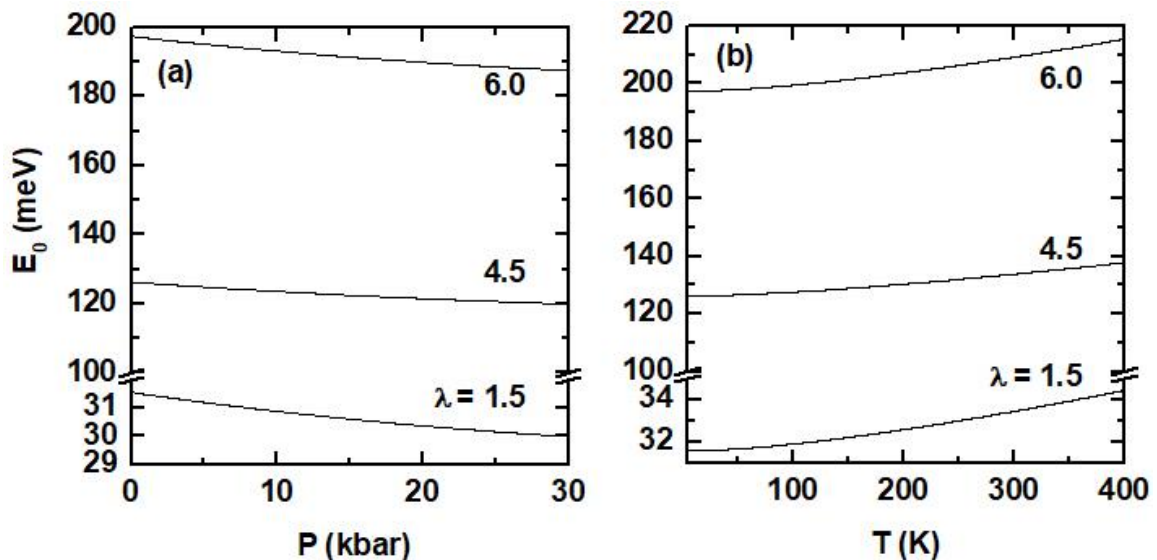


Նկ. 1.2. Հիմնական վիճակում էլեկտրոնի հավանականության խտության կախումը z կոորդինատից էլեկտրական դաշտի լարվածության, λ պարամետրի և ճնշման տարբեր արժեքների դեպքում ($L(0)=100 \text{ \AA}$)

շեղման ՔՓ-ի կենտրոնից z առանցքի բացասական ուղղությամբ: Վերջինս պայմանավորված է սահմանափակող պոտենցիալի անհամաչափության աստիճանի մեծացումով: Նշենք, որ հավանականության խտության առավելագույն արժեքը երկու դեպքում էլ աճում է, քանի որ էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթի արդյունաբար լայնությունը փոքրանում է: Մյուս կողմից, ճնշման մեծացումը հանգեցնում է ՔՓ-ի կենտրոնից հավանականության խտության շեղման, որը պայմանավորված է սահմանափակող պոտենցիալի համապատասխան վարքով: Հավանականության խտության առավելագույն արժեքը փոքրանում է ճնշման աճին զուգընթաց, որը հետևանք է սահմանափակող պոտենցիալի հատակի՝ դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ տեղաշարժի:



Նկ. 1.3. Էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիայի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից λ պարամետրի և ՔՓ-ի լայնության տարբեր արժեքների դեպքում ($P=0$ և $T=4$ Կ)



Նկ. 1.4. Էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիայի կախումը (a). ճնշումից ($T=4$ Կ), (b). ջերմաստիճանից ($P=0$) λ պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում ($\chi=1.5$, $L(0)=200$ Å, $F=0$)

Նկ.1.3-ում ներկայացված են Էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիայի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից λ պարամետրի և ՔՓ-ի լայնության տարբեր արժեքների դեպքում: Էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծացումը հանգեցնում է հիմնական վիճակի էներգիայի աճի, որը հետևանք է էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթի փոքրացման: Մյուս կողմից, ՔՓ-ի լայնության մեծ արժեքների դեպքում (նկ.1.3.(b)) էլեկտրական դաշտի դիտարկված արժեքների տիրույթում պոտենցիալի ազդեցությունն էլեկտրոնի տեղայնացման վրա թուլանում է, իսկ էլեկտրական դաշտի

ազդեցությունն՝ ուժեղանում, որի հետևանքով հիմնական վիճակի էներգիայի վրա էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն ուժեղանում է:

Նկ. 1.4-ում պատկերված է էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիայի կախումը ճնշումից ($T = 4$ Կ դեպքում, նկ.1.4.(a)) և ջերմաստիճանից ($P = 0$ դեպքում, նկ.1.4.(b)), երբ λ պարամետրն ընդունում է տարբեր արժեքներ: Ստացված արդյունքները կարելի է բացատրել (1.2) և (1.3) արտահայտությունների միջոցով: Այսպես, ճնշման դիտարկված արժեքների տիրույթում էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածն աճում է, իսկ ջերմաստիճանից կախված՝ նվազում: Նշանակում է՝ էլեկտրոնի էներգիան ճնշումից կախված պետք է նվազի, որն էլ ցույց են տալիս նկ.1.4.(a)-ում ներկայացված կորերը: Մինչդեռ, էլեկտրոնի էներգիան ջերմաստիճանից կախված աճում է արդյունարար զանգվածի նվազման և սահմանափակող պոտենցիալի հատակի՝ դեպի բարձր էներգիաների տիրույթ տեղաշարժվելու հետևանքով:

§1.2 Դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի հաշվարկ

Ուսումնասիրենք դոնորային խառնուկի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան և էներգիան ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով ՔՓ-ում: Արտաքին ազդակների և խառնուկի առկայությամբ համակարգի համիլտոնիանը [85]՝

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m(P,T)} \nabla^2 + V(z,P,T) - eFz - \frac{e^2}{\varepsilon(P,T)r}, \quad (1.10)$$

որտեղ $r = \rho^2 + (z - z_i)^2$ ^{1/2}-ը էլեկտրոն- խառնուկ հեռավորությունն է, z_i -ն ցույց է տալիս խառնուկի դիրքը ՔՓ-ում: (1.10)-ում էլեկտրոնի $m(P,T)$ արդյունարար զանգվածը և ՊԹ-ի սահմանափակող $V(z,P,T)$ պոտենցիալը որոշվում են (1.2) և (1.4) բանաձևերով: GaAs կիսահաղորդչային նմուշի $\varepsilon(P,T)$ դիէլեկտրական թափանցելիության կախումը ճնշումից և ջերմաստիճանից ներկայացվում է

$$\varepsilon(P,T) = \varepsilon_a e^{\alpha_1 T + \alpha_2 P} \quad (1.11)$$

տեսքով՝ [101], որտեղ $T \leq 200$ Կ ջերմաստիճանային տիրույթում $\varepsilon_a = 12,65$, $\alpha_1 = 9,4 \cdot 10^{-5}$ Կ⁻¹, $\alpha_2 = -1,67 \cdot 10^{-3}$ կբար⁻¹, իսկ $T > 200$ Կ տիրույթում $\varepsilon_a = 12,29$, $\alpha_1 = 20,4 \cdot 10^{-5}$ Կ⁻¹ և $\alpha_2 = -1,73 \cdot 10^{-3}$ կբար⁻¹:

Էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան և ալիքային ֆունկցիան որոշելու

համար կօգտվենք փոփոխականին մեթոդից՝ (1.10) համիլտոնիանին համապատասխանող էլեկտրոնի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան ընտրելով

$$f(z, \alpha_F, \alpha_i) = Nf(z, \alpha_F)e^{-\alpha_i r} = Nf(z)e^{-\alpha_F z - \alpha_i r} \quad (1.12)$$

տեսքով, որտեղ N -ը նորմավորման գործակիցն է, α_F -ը և α_i -ն -ն՝ փոփոխականի պարամետրերը, $f(z)$ -ն էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան է էլեկտրական դաշտի և խառնուկի բացակայությամբ:

Հիմնական վիճակի էներգիան որոշվում է հետևյալ արտահայտությունից՝

$$E_i = \frac{\left\langle f(z, \alpha_F)e^{-\alpha_i r} \left| \hat{H} \right| f(z, \alpha_F)e^{-\alpha_i r} \right\rangle}{\left\langle f(z, \alpha_F)e^{-\alpha_i r} \left| f(z, \alpha_F)e^{-\alpha_i r} \right\rangle} \Bigg|_{\min\{\alpha_i\}} : \quad (1.13)$$

Հաշվի առնելով, որ

$$\nabla^2 f(z, \alpha_F)e^{-\alpha_i r} = e^{-\alpha_i r} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2\alpha_i \frac{z}{r} \frac{\partial}{\partial z} - \alpha_i \left(\frac{2}{r} - \alpha_i \right) \right\} f(z, \alpha_F), \quad (1.14)$$

և տեղադրելով (1.14)-ը (1.13)-ի մեջ, որոշ ձևափոխություններից հետո կստանանք՝

$$E_i = E_{F0} + \frac{\hbar^2 \alpha_i^2}{2m(P, T)} - \frac{e^2 N^2}{\varepsilon(P, T)} \int \frac{d^3 r}{r} f^2(z, \alpha_F) e^{-2\alpha_i r}, \quad (1.15)$$

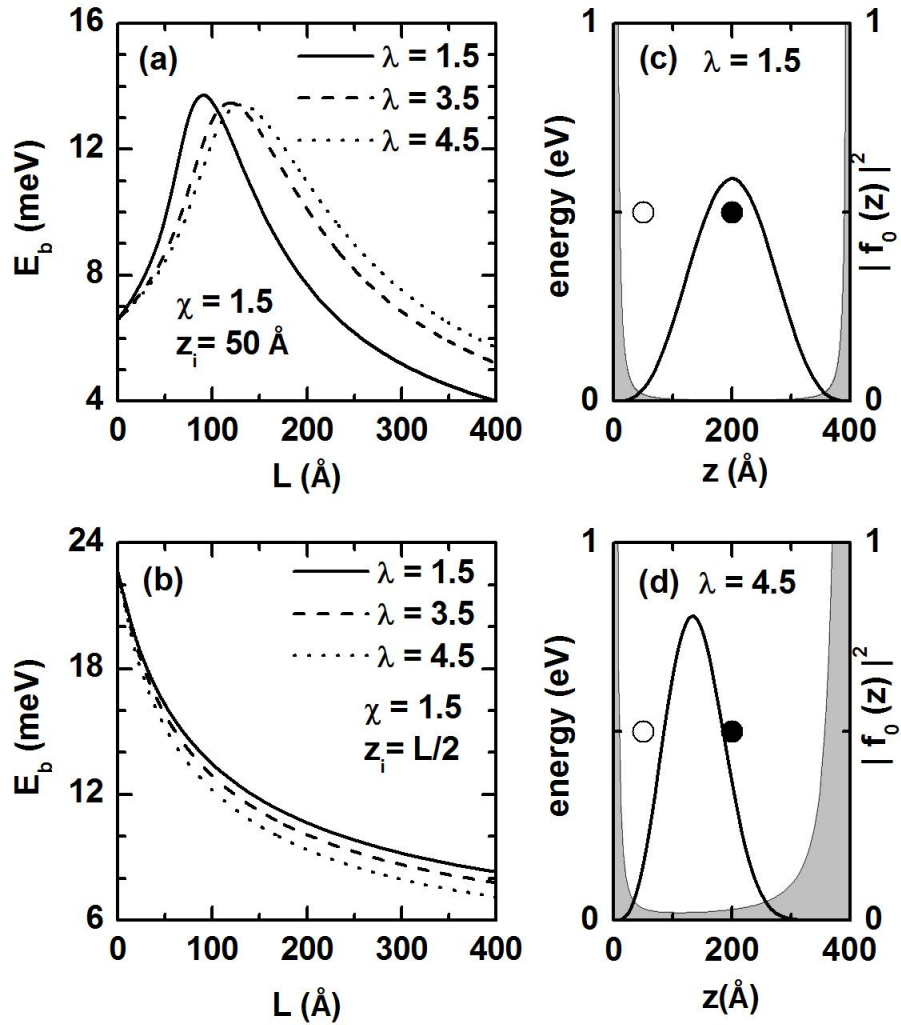
որտեղ

$$E_{F0} = N^2 \int d^3 r f(z, \alpha_F) e^{-2\alpha_i r} \left[-\frac{\hbar^2}{2m(P, T)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z, P, T) - eFz \right] f(z, \alpha_F), \quad (1.16)$$

իսկ խառնուկի կապի էներգիան՝

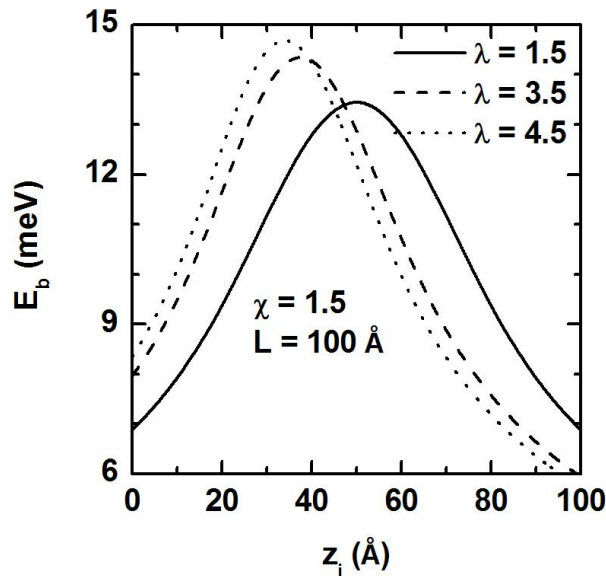
$$E_b = E_{F0} - E_i = -\frac{\hbar^2 \alpha_i^2}{2m^*(P, T)} + \frac{e^2 N^2}{\varepsilon(P, T)} \int d^3 r \frac{f^2(z, \alpha_F) e^{-2\alpha_i r}}{r} : \quad (1.17)$$

Նկ.1.5-ում պատկերված են խառնուկի կապի էներգիայի կախումները ՔՓ-ի լայնությունից λ պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում, երբ $P=0$, $T=4$ Կ, իսկ $z_i=50\text{\AA}$ և $z_i=0$: Ինչպես երևում է նկարից, $L=0$ դեպքում բոլոր կորերը հատվում են մի կետում, քանի որ սահմանափակող պոտենցիալը բացակայում է: Երբ $L<50\text{\AA}$ -ից, խառնուկն արգելքի տիրույթում է: ՔՓ-ի լայնության մեծացմանը զուգընթաց էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը z ուղղությամբ փոքրանում է, որի հետևանքով կապի էներգիան մեծանում է՝ հասնելով առավելագույն արժեքի: ՔՓ-ի լայնության հետագա աճը հանգեցնում է էլեկտրոնի տեղայնացման թուլացման, և հետևաբար, կապի էներգիայի նվազման: Մեծ L -երի դեպքում (օրինակ՝ $L=400\text{\AA}$) սահմանափակող պոտեն-



Նկ. 1.5. Դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի կախումը ՔՓ-ի լայնությունից λ պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում, երբ $P=0$, $T=4$ Կ: (a) $z_i=50$ Å, (b) $z_i=0$, (c) և (d). էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի կախումը z կոորդինատից խառնուկի բացակայությամբ: Բաց և փակ շրջանները համապատասխանում են $z_i=50$ Å և $z_i=200$ Å արժեքներին:

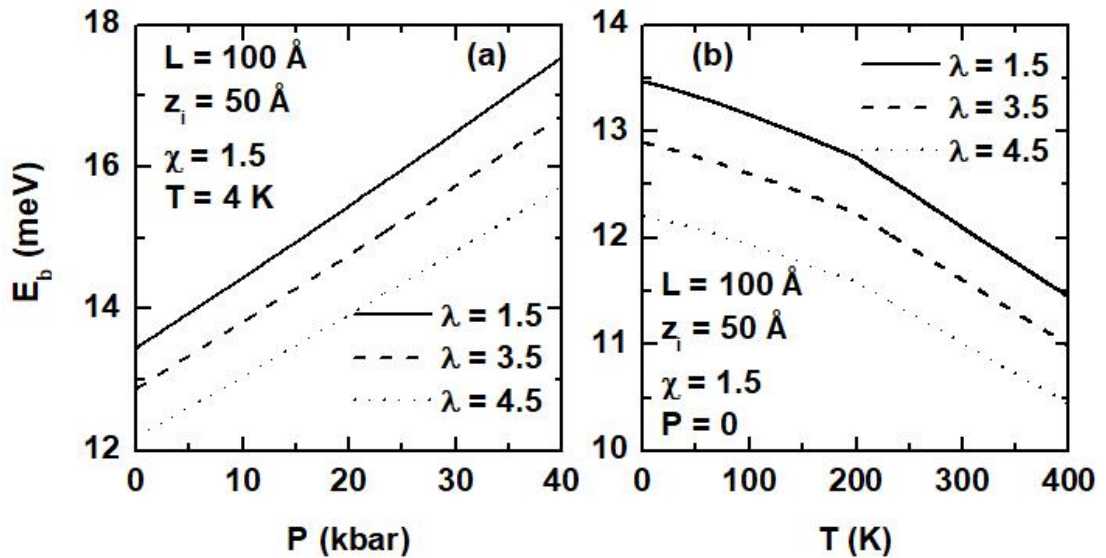
ցիալի անհամաչափության մեծացման հետևանքով կապի էներգիան աճում է: Բանն այն է, որ հակահամաչափությունը մեծացնելիս էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի քառակուսու առավելագույն արժեքը տեղաշարժվում է դեպի խառնուկը (նկ. 1.5.(c) և նկ.1.5.(d)): Նկ.1.5.(b)-ում խառնուկը ՔՓ-ի կենտրոնում է, ուստի այս դեպքում է, երբ $L=0$, կապի էներգիայի կորերն սկսվում են միևնույն՝ 22,6մԷՎ արժեքից, որը համապատասխանում է $4E_R$ արժեքին, այսինքն՝ ջրածնի երկչափ ատոմի կապի էներգիային (E_R -ը Ռիդբերգի արդյունարար էներգիան է GaAs-ում): ՔՓ-ի լայնության վերջավոր արժեքների դեպքում L -ը մեծացնելիս, էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը մեծանում է, որի հետևանքով կուլոնյան փոխազդեցությունը թուլանում է, և կապի



Նկ. 1.6. Կապի էներգիայի կախումը խառնուկի դիրքից λ պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում ($L = 100 \text{ \AA}$, $\chi = 1.5$, $P = 0$, $T = 4 \text{ Կ}$)

էներգիան՝ նվազում: ՊԹ-ի համաչափ պոտենցիալի դեպքում (նկ. 1.5.(b)-ում հոծ գիծը), երբ $L \rightarrow \infty$ ($L \approx 1000 \text{ \AA}$), կապի էներգիան ձգտում է եռաչափ ջրածնի ատոմի հիմնական վիճակի էներգիային: Պոտենցիալի անհամաչափությունը մեծացնելիս կապի էներգիան նվազում է, որը համարժեք է ծավալային նմուշներում Շտարկի երևույթին:

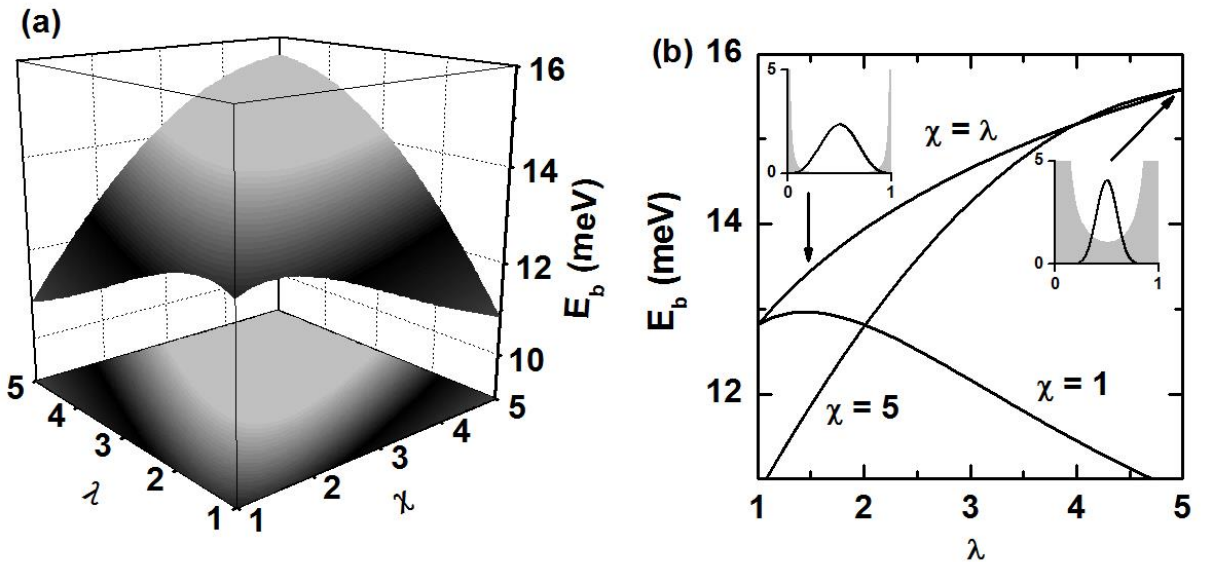
Նկ.1.6-ում պատկերված է կապի էներգիայի կախումը խառնուկի դիրքից λ պարամետրի տարբեր արժեքների համար, երբ $L = 100 \text{ \AA}$, $\chi = 1.5$, $P = 0$, $T = 4 \text{ Կ}$: Համաչափ պոտենցիալի դեպքում կապի էներգիան իր առավելագույն արժեքն ընդունում է ՔՓ-ի կենտրոնում (նկ. 1.6-ում հոծ գիծը): Համաչափ պոտենցիալի դեպքում, էլեկտրոնի հավանականությունն առավելագույնն է ՔՓ-ի կենտրոնում (նկ. 1.5.(c)), նշանակում է՝ էլեկտրոն-խառնուկ հեռավորության միջին արժեքը նվազագույնն է ՔՓ-ի կենտրոնում, իսկ կոլոնյան փոխազդեցության էներգիան, հետևաբար՝ նաև կապի էներգիան ընդունում է իր առավելագույն արժեքը: Եթե խառնուկը տեղադրված է պոտենցիալի սահմաններին մոտ, ապա էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը մեծանում է, որի հետևանքով կապի էներգիան նվազում է: Անհամաչափ պոտենցիալի դեպքում, երբ $\lambda > \chi$, $|f(z)|^2$ -ու առավելագույն արժեքը տեղաշարժվում է դեպի պոտենցիալի ձախ սահմանը, որի հետևանքով կապի էներգիայի առավելագույն արժեքը տեղաշարժվում է դեպի ձախ: Այսպիսի վարքը համապատասխանում է Շտարկի երևույթին, երբ ջրածնի ատոմը ՔՓ-ում է:



Նկ. 1.7. Կապի էներգիայի կախումները. (a) ճնշումից, (b) ջերմաստիճանից λ պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում ($L=100 \text{ \AA}$, $z_i=50 \text{ \AA}$, $\chi=1,5$)

Նկ.1.7-ում պատկերված են կապի էներգիայի կախումները ճնշումից և ջերմաստիճանից λ պարամետրի տարբեր արժեքների համար, երբ $L=100 \text{ \AA}$, $z_i=50 \text{ \AA}$, $\chi=1,5$: Ճնշման մեծացմանը զուգընթաց դիէլեկտրական հաստատունը, (1.11)-ի համաձայն՝ փոքրանում է, իսկ էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածը՝ մեծանում: Այս մեծությունների փոփոխությունները հանգեցնում են ճնշման ամբողջ տիրույթում կապի էներգիայի աճի (նկ. 1.7.(a)): Մյուս կողմից, ջերմաստիճանի աճը հանգեցնում է սահմանափակող պոտենցիալի ուժեղացման հետևանքով խառնուկի մոտ էլեկտրոնի տեղայնացման թուլացման, դիէլեկտրական հաստատունի մեծացման, էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածի փոքրացման, և որպես հետևանք՝ ջերմաստիճանի փոփոխման ամբողջ տիրույթում կապի էներգիայի նվազման: Կարևոր է նշել, որ $T \leq 200 \text{ K}$ տիրույթում կապի էներգիան նվազում է ավելի դանդաղ, քան $T > 200 \text{ K}$ տիրույթում, քանի որ (1.11) բանաձևում α_1 գործակիցը նշված ջերմաստիճանային տիրույթներում ընդունում է տարբեր արժեքներ: Նկ.1.7-ից ակնհայտ է նաև, որ պոտենցիալի անհամաչափության մեծացումը հանգեցնում է էլեկտրոն-խառնուկ հեռավորության մեծացման, և հետևաբար՝ կապի էներգիայի նվազման:

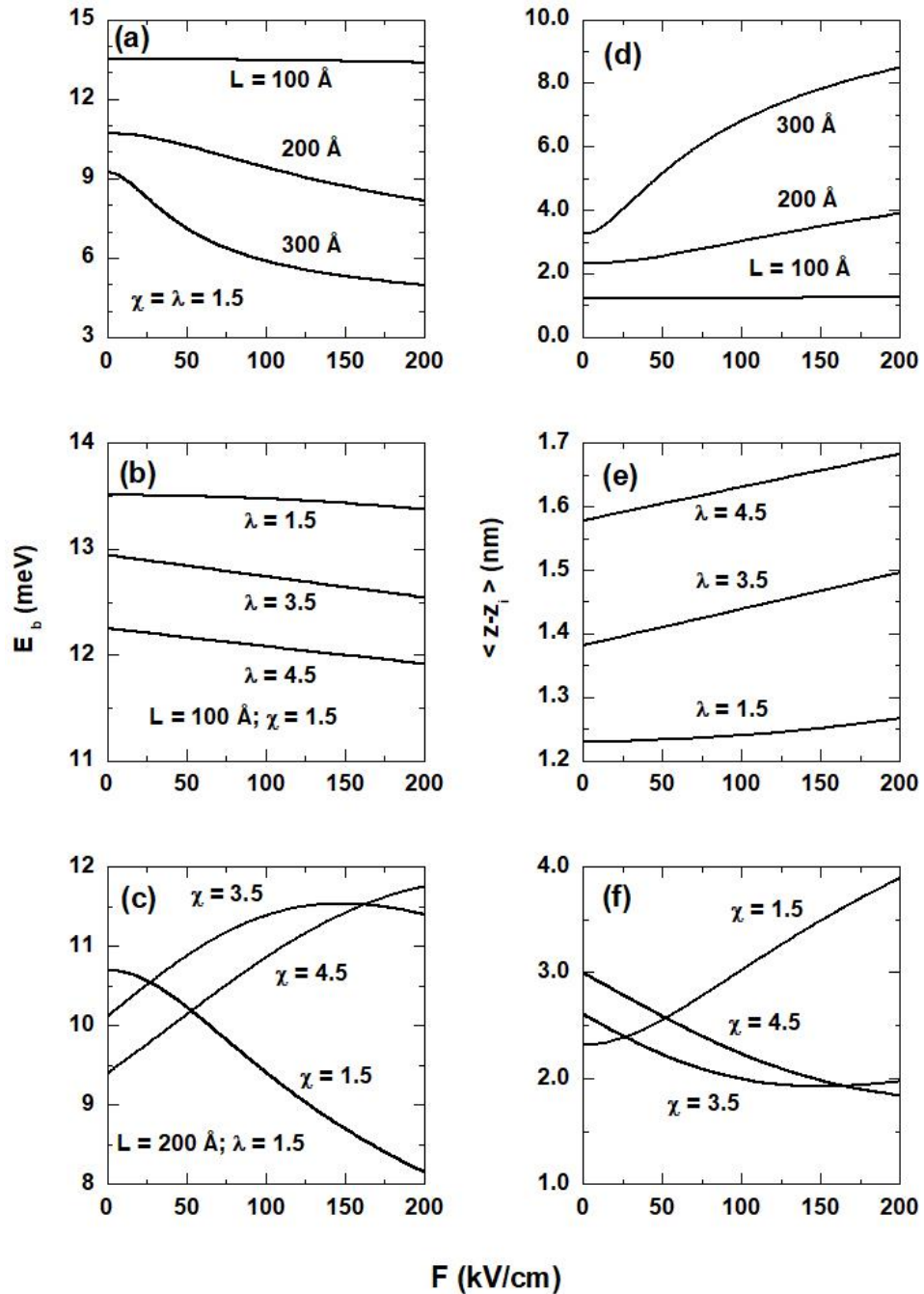
Նկ.1.8-ում պատկերված է Φ -ում էլեկտրոնի կապի էներգիայի կախումը λ և χ պարամետրերից: Նկ.1.8.(b)-ի ներդիրում տրված է սահմանափակող պոտենցիալի տեսքը և խառնուկի բացակայությամբ էլեկտրոնի հավանականության խտության



Նկ. 1.8. Կապի էներգիայի կախումը λ և χ պարամետրերից: Նկ.1.8.(b)-ի ներդիրներում տրված են սահմանափակող պոտենցիալի տեսքը և խառնուկի բացակայությամբ էլեկտրոնի հավանականության խտության կախումը z կոորդինատից:

կախումը z կոորդինատից: Հաշվարկները կատարվել են $L=100\text{\AA}$, $P=0$ և $T=4\text{K}$ արժեքների համար: Ստացված արդյունքներից հետևում է, որ երբ $\chi=1$ ($\chi=5$) կապի էներգիան նվազում է (աճում է), երբ λ -ն աճում է $[1;5]$ տիրույթում: Ինչպես արդեն նշվել է, եթե $\chi \neq \lambda$, ապա կապի էներգիան փոքր է $\chi=\lambda$ դեպքին համապատասխանող արժեքից: Այս արդյունքը բացատրվում է պոտենցիալի անհամաչափությամբ, երբ էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը մեծ է համաչափ դեպքի համեմատ: Որպես հետևանք, կենտրոնում տեղադրված խառնուկի համար կապի էներգիայի մակերևույթը համաչափ է $\chi=\lambda$ հարթության նկատմամբ (նկ.1.8.(b)):

Նկ. 1.9-ում պատկերված են խառնուկի կապի էներգիայի (a,b,c) և z ուղղությամբ էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորության (d,e,f) կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից, երբ $P=0$, $T=4\text{K}$: Դիտարկված են ՔՓ-ի լայնության ((a) և (d)), λ պարամետրի ((b) և (e)), և χ պարամետրի (c և f) տարբեր արժեքներ: Նկ. 1.9.(a)-ից երևում է, որ էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս կապի էներգիան նվազում է, ընդ որում դաշտի ազդեցությունն ավելի ուժեղ է L -ի մեծ արժեքների դեպքում: Կապի էներգիայի այսպիսի վարքը հետևեանք է էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորության աճի (նկ.1.9(b)), ուստի և կուլոնյան փոխազդեցության թուլացման: Նկատենք, որ ՔՓ-ի մեծ լայնությունների դեպքում էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունն ավելի արագ է աճում, որի հետևանքով կապի էներգիայի



Նկ. 1.9. Խառնուկի կապի էներգիայի և z ուղղությամբ էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորության կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ($P=0$, $T=4$ Կ):

վրա էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն ուժեղանում է:

Ինչպես արդեն նշել ենք, նկ.1.9.(b) և նկ.1.9.(e) արդյունքները բերված են λ -ի տարբեր արժեքների համար, երբ $\chi=1.5$, $L=100$ Å: Անհամաչափ սահմանափակող պոտենցիալի դեպքում ($\lambda > \chi$) էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունն ավելի մեծ է, քան համաչափ դեպքում, ուստի կապի էներգիայի կորն էլեկտրական դաշտի դիտարկված տիրույթում տեղաշարժվում է դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ: Նշենք

նաև (1.9.(b)), որ էլեկտրական դաշտը կապի էներգիայի վրա ունի թույլ ազդեցություն (առավելագույնը 0,5 մէՎ): Դա բացատրվում է ՔՓ-ի լայնության համեմատաբար փոքր արժեքով և անվերջ պատերով պոտենցիալով: Կարևոր է նշել, որ խառնուկի բացակայությամբ, երբ $\lambda > \chi$, էլեկտրոնի հավանականության խտության առավելագույն արժեքը ՔՓ-ի կենտրոնից տեղաշարժված է դեպի ձախ: Էլեկտրական դաշտը կիրառված է z առանցքի դրական ուղղությամբ, ուստի հավանականության խտության առավելագույն արժեքն էլեկտրական դաշտի ուժեղացմանը զուգընթաց տեղաշարժվում է դեպի ձախ: Այսինքն՝ կարելի է պնդել, որ λ -ի և F -ի մեծացումը նույն ազդեցությունն ունեն, և այդ պատճառով կապի էներգիան միշտ նվազում է: Նկ. 1.9.(c)-ում և 1.9.(f)-ում արդյունքները վերաբերում են χ պարամետրի տարբեր արժեքներին, երբ $\lambda = 1,5$ և $L = 200 \text{ \AA}$: χ պարամետրի մեծացմանը զուգընթաց կապի էներգիայի և էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորության կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից էապես փոխվում է: Այսպես, χ -ն մեծացնելիս էլեկտրոնի հավանականության խտության առավելագույն արժեքը ՔՓ-ի կենտրոնից շեղվում է z առանցքի դրական ուղղությամբ, և էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը $F = 0$ դեպքում մեծանում է, որի հետևանքով կապի էներգիան նվազում է (նկ.1.9.(c)): Էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս հավանականության խտության առավելագույն արժեքը տեղաշարժվում է z առանցքի հակառակ ուղղությամբ դեպի խառնուկը, որի հետևանքով էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը նվազում է, իսկ կապի էներգիան՝ մեծանում: Բայց նկ. 1.9.(c)-ից երևում է, որ կապի էներգիան $\chi = 3,5$ դեպքում $F = 150 \text{ կՎ/սմ}$ արժեքից սկսած նվազում է, իսկ էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը՝ աճում: Ուստի կարող ենք պնդել, որ $\chi = 3,5$ և $F = 150 \text{ կՎ/սմ}$ արժեքների դեպքում ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալը դառնում է համաչափ: Էլեկտրական դաշտի հետագա ուժեղացման հետևանքով պոտենցիալը կրկին դառնում է անհամաչափ, և կապի էներգիան սկսում է նվազել: $\chi = 4,5$ դեպքում, երբ $F \leq 200 \text{ կՎ/սմ}$, էլեկտրոնի հավանականության խտության առավելագույն արժեքն անընդհատ տեղաշարժվում է դեպի պոտենցիալի կենտրոնը, որտեղ տեղադրված է խառնուկը: Այդ պատճառով էլեկտրոն-խառնուկ հեռավորությունն անընդհատ նվազում է, իսկ կապի էներգիան՝ աճում: Հասկանալի է, որ $\chi = 4,5$ արժեքի համար ևս գոյություն ունի էլեկտրական դաշտի

լարվածության որոշակի արժեք, որի դեպքում պոտենցիալը դառնում է համաչափ:

§1.3 Դոնորային խառնուկի ֆոտոհոնացման կտրվածքի ուսումնասիրում

Դիտարկենք արտաքին էլեկտրական դաշտի, հիդրոստատիկ ճնշման և ջերմաստիճանի ազդեցությունը խառնուկի ՖԻԿ-ի վրա: Խառնուկի $|\psi_i\rangle$ հիմնական վիճակից $|\psi_f\rangle$ վերջնական վիճակ անցումներով պայմանավորված ՖԻԿ-ի բանաձևը երկրեռային անցումների և արդյունարար զանգվածի մոտավորությամբ տրվում է

$$\sigma(\hbar\omega, P, T) = \frac{4\pi^2\alpha_{FS}\hbar\omega}{\varepsilon_w(P, T)^{1/2}} \left(\frac{m(P, T)}{m_0} \right)^2 \sum_f \left| \langle \psi_i | \vec{\zeta} \vec{r} | \psi_f \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (1.18)$$

առնչությամբ [102,57], որտեղ $\hbar\omega$ -ն ընկնող ֆոտոնի էներգիան է, $\alpha_{FS} = e^2/\hbar c$ -ն՝ նուրբ կառուցվածքի հաստատունը, $\vec{\zeta}$ -ն՝ լույսի բևեռացման վեկտորը, E_f -ը և E_i -ն՝ վերջնական և սկզբնական վիճակների էներգիաները: Վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան (1.10) համիլտոնիանի սեփական ֆունկցիան է՝ առանց վերջին անդամի (խառնուկի բացակայությամբ):

Ուսումնասիրենք լույսի բևեռացման ուղղության երկու դեպք, երբ լույսի բևեռացման վեկտորն ուղղված է x առանցքի երկայնքով (x -բևեռացում) և z առանցքի երկայնքով (z -բևեռացում): Երկու դեպքում էլ երկրեռային մատրիցական տարրի համար ստացվում են ջոկման կանոններ, որոնց համաձայն թույլատրելի են խառնուկային հիմնական վիճակից ՊԹ-ի ԲՓ-ի հիմնական վիճակ անցումները: Նշված բևեռացումների դեպքում ՖԻԿ-ի համար ստացվել են հետևյալ արտահայտությունները [86]՝

$$\sigma(\omega, P, T) = \sigma_0 I_x^2 \frac{\hbar\omega(\hbar\omega - E_b)}{\left[\alpha_0^2 + \frac{2m(P, T)}{\hbar^2}(\hbar\omega - E_b) \right]^{\frac{5}{2}}} \frac{m(P, T)}{\hbar^2} \theta(\hbar\omega - E_b), \quad (1.19)$$

$$\sigma(\omega, P, T) = \sigma_0 I_z^2 \frac{\hbar\omega}{\left[\alpha_0^2 + \frac{2m(P, T)}{\hbar^2}(\hbar\omega - E_b) \right]^{\frac{3}{2}}} \theta(\hbar\omega - E_b), \quad (1.20)$$

որտեղ

$$\sigma_0 = \frac{8\pi^2\alpha_{FS}m(P, T)\alpha_0^2}{\varepsilon_w(P, T)^{1/2}\hbar^2} \left(\frac{m(P, T)}{m_0} \right)^2 N_i N_f, \quad (1.21)$$

$$I_x = \int_0^{\frac{\pi}{2\beta}} |z - z_i|^{\frac{5}{2}} |f(z, \alpha_F)|^2 K_{\frac{5}{2}} \left(|z - z_i| \sqrt{\alpha_0^2 + \frac{2m(P, T)}{\hbar^2} (\hbar\omega - E_b)} \right) dz, \quad (1.22)$$

$$I_z = \int_0^{\frac{\pi}{2\beta}} z |z - z_i|^{\frac{3}{2}} |f(z, \alpha_F)|^2 K_{\frac{3}{2}} \left(|z - z_i| \sqrt{\alpha_0^2 + \frac{2m(P, T)}{\hbar^2} (\hbar\omega - E_b)} \right) dz : \quad (1.23)$$

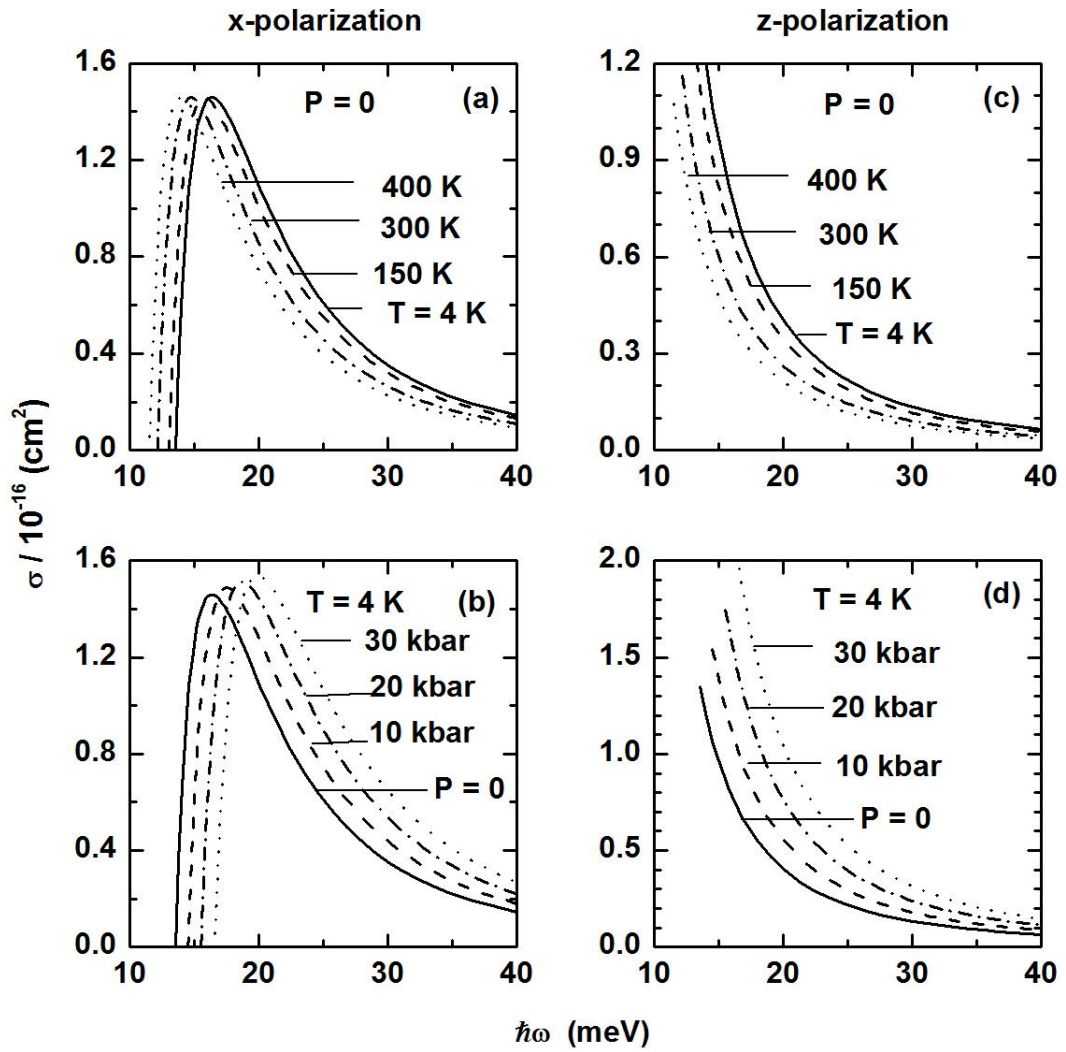
(1.21) բանաձևում α_0 -ն փոփոխականային պարամետրի այն արժեքն է, որի դեպքում (1.13) արտահայտությունն ընդունում է իր նվազագույն արժեքը, $K_n(x)$ -ը՝ n -րդ կարգի երկրորդ սեռի Բեսելի ձևափոխված ֆունկցիան, $\theta(x)$ -ը՝ միավոր թռիչքի ֆունկցիան, $\varepsilon_w(P, T)$ -ն՝ փոսի նյութի դիէլեկտրական թափանցելիությունը: N_i -ը և N_f -ը սկզբնական և վերջնական վիճակի նորմավորման գործակիցներն են՝

$$N_i^{-2} = \frac{\pi}{2\alpha_i^2} \int_0^{\frac{\pi}{2\beta}} (1 + 2\alpha |z - z_i|) f_0^2(z) e^{-2\alpha_F z} e^{-2\alpha_i |z - z_i|} dz, \quad (1.24)$$

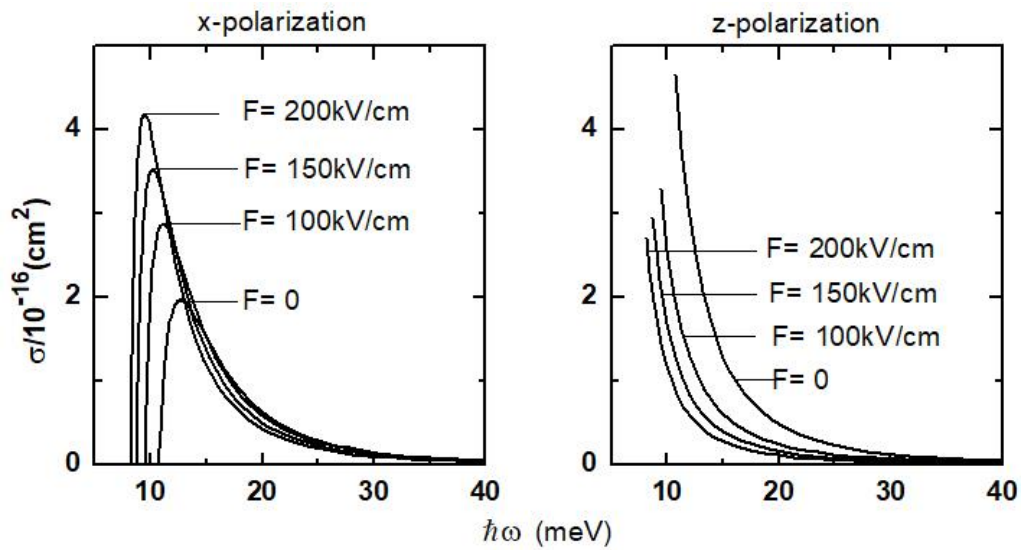
$$N_f^{-2} = \frac{1}{S} \int_0^{\frac{\pi}{2\beta}} f_0^2(z) e^{-2\alpha_F z} dz, \quad (1.25)$$

Որտեղ S -ը ՔՓ-ի շերտի մակերևույթի մակերեսն է:

Նկ. 1.10-ում պատկերված է ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից x - բևեռացման (նկ. 1.10.(a), (b)) և z -բևեռացման (նկ. 1.10.(c), (d)) դեպքում, տարբեր պայմաններում: Լույսի x -բևեռացման դեպքում ՖԻԿ-ի կորի տեսքը նույնն է, ինչ ջրածնի ատոմի համար ստացվածը, երբ որպես վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիա վերցված է հարթ ալիք: Մինչդեռ լույսի z -բևեռացման դեպքում ՖԻԿ-ի կորի տեսքը նույնն է, ինչ ջրածնի ատոմի համար ստացվածը, երբ վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան համապատասխանում է էներգիայի անընդհատ տիրույթին [103]: Այսպիսով, երբ լույսի բևեռացման վեկտորն ուղղված է քվանտացման ուղղությամբ, ՖԻԿ-ը ֆոտոնի էներգիայից կախված նվազում է: Անհրաժեշտ է նշել, որ լույսի բևեռացման երկու դեպքում էլ ֆոտոնի էներգիան մեծացնելիս ՖԻԿ-ը նվազում է, որը պայմանավորված է սկզբնական և վերջնական վիճակների միջև անցման հավանականության փոքրացմամբ: Նկ. 1.10-ից երևում է, որ բևեռացման երկու դեպքում էլ ՖԻԿ-ն ունի շեմային վարք: Նկ. 1.10.(a)-ից և 1.10.(c)-ից երևում է, որ ջերմաստիճանի բարձրացումը հանգեցնում է ՖԻԿ-ի շեմային էներգիայի փոքրացման (կարմիր շեղում), որը պայմանավորված է



Նկ. 1.10. ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից լույսի x - և z - փնեռացման ((a), (b)) և z - փնեռացման ((c), (d)) դեպքում ($L=100 \text{ \AA}$, $z_i=50 \text{ \AA}$, $\lambda=\chi=1,5$)



Նկ. 1.11. ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից լույսի x - փնեռացման ((a)) և z - փնեռացման ((b)) դեպքում ($L=200 \text{ \AA}$, $z_i=100 \text{ \AA}$, $\lambda=\chi=1,5$, $P=0$, $T=4 \text{ K}$)

կապի էներգիայի համապատասխան վարքով: Մինչդեռ ճնշման մեծացմանը զուգընթաց (նկ. 1.10.(b) և 1.10.(d)) շեմային էներգիան աճում է, որի հետևանքով ՖԻԿ-ի սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում:

Նկ. 1.11-ում պատկերված է ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից էլեկտրական դաշտի տարբեր արժեքների և լույսի երկու տարբեր բևեռացումների դեպքում: Արդյունքներն ստացված են $L = 200 \text{ \AA}$, $z_i = 100 \text{ \AA}$, $\lambda = \chi = 1,5$, $P = 0$ և $T = 4$ արժեքների դեքում: Ակնհայտ է, որ ՖԻԿ-ն ունի շեմային բնույթ: ՊԹ-ի համաչափ պոտենցիալի դեպքում էլեկտրական դաշտի ուժեղացման հետևանքով կապի էներգիան նվազում է (նկ.1.9), որի հետևանքով ՖԻԿ-ի սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում:

ԳԼՈՒԽ 2. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐԵՐՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՖՈՏՈՒՈՆԱՑՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՎՐԱ [104-106]

ՔԼ-երում էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի համատեղ ազդեցությունը խառնուկային վիճակների օպտիկական հատկությունների վրա հիմնարար և կիրառական տեսանկյունից հետաքրքրական է, սակայն այդ ուսումնասիրությունների նվիրված բավական քիչ աշխատանքներ են հայտնի: Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցությունը համառանցք ՔԼ-երում խառնուկի կապի էներգիայի վրա ուսումնասիրվել է [107]-ում: Դոնորային խառնուկի բացակայությամբ, ՔԼ-ի առանցքով ուղղված մագնիսական դաշտում, էլեկտրոնի սեփական ֆունկցիաների և սեփական արժեքների խնդիրը լուծվել է Ռունգե-Կուտայի մեթոդով, իսկ առանցքին ուղղահայաց էլեկտրական դաշտում էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան և ալիքային ֆունկցիան որոշվել են փոփոխականային մեթոդով: Խառնուկի առկայությամբ նշված խնդիրը լուծվել է էներգիայի կրկնակի նվազարկման եղանակով: Պարզվել է, որ անկախ խառնուկի դիրքից, կապի էներգիան կարելի է արդյունավետ ձևով կառավարել էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի միջոցով: Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի համատեղ ազդեցությունը տարբեր կտրվածքներով ՔԼ-երում խառնուկի կապի էներգիայի վրա ուսումնասիրվել է [108]-ում: Ստացված արդյունքներից հետևում է, որ կապի էներգիան ուժեղ կախված է ինչպես ՔԼ-ի կտրվածքից, այնպես էլ արտաքին էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ու մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից: Գլանային ՔԼ-ում, որի սահմանափակող պոտենցիալը դիտարկվել է երկչափ պարաբոլ, ուսումնասիրվել են արտաքին էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի, ինչպես նաև պոլարոնային երևույթների ազդեցությունը դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի վրա [109]: Խնդիրը լուծվել է Լանդաու-Պեկարի փոփոխականային մեթոդի օգնությամբ: Ցույց է տրվել, որ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառումը, ինչպես նաև արտաքին դաշտերի համատեղ ազդեցությունը կապի էներգիայում հանգեցնում են էական փոփոխությունների: Ուռուցիկ հատակով գլանային ՔԼ-ում խառնուկային վիճակների և լույսի գծային ու ոչ գծային կլանման գործակիցների, ինչպես նաև բեկման ցուցչի վրա էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի համատեղ ազդեցություններն ուսումնասիրվել են

[110]-ում: Էլեկտրոնի էներգիան ու ալիքային ֆունկցիան որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով: Ստացված արդյունքների համաձայն՝ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մեծացմանը զուգընթաց կլանման և բեկման ցուցիչների սպեկտրներում դիտվում են կապույտ շեղումներ: Էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծացումը հանգեցնում է շեմային էներգիայի նվազման, որի հետևանքով վերը նշված սպեկտրներում դիտվում է կարմիր շեղում: Նույնպիսի վարք սպեկտրներում դիտվել է նաև ՔԼ-ի հատակի ուռուցիկության պարամետրի մեծացման դեպքում: Պարաբոլական պոտենցիալով սահմանափակված գլանային ՔԼ-ում խառնուկային վիճակների, ինչպես նաև գծային և ոչ գծային կլանման գործակիցների վրա էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի համատեղ ազդեցություններն ուսումնասիրվել են [111]-ում: Ցույց է տրվել, որ կլանման մաքսիմումը լույսի ուժգնության արժեքից կախված ոչ միայն տրոհվում է մասերի, այլև ոչ գծային մասը փոխում է իր նշանը: Վերջինս պայմանավորված է սկզբնական և վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաների վրա ՔԼ-ում խառնուկի դիրքի և էլեկտրական դաշտի համատեղ ազդեցությամբ: [112]-ում Մորգեի սահմանափակող պոտենցիալով ՔԼ-ում ուսումնասիրվել է էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցությունը խառնուկային վիճակների վրա: Սեփական ֆունկցիաների և սեփական արժեքների խնդիրը լուծվել է Ռունգե-Կուտայի մեթոդով: Ցույց է տրվել, որ խառնուկային վիճակները կարելի է կառավարել ոչ միայն արտաքին դաշտերի, այլ նաև սահմանափակող պոտենցիալը որոշող պարամետրերի միջոցով:

Ատենախոսության երկրորդ գլուխը նվիրված է գլանային համաչափությամբ քվանտային լարում խառնուկային վիճակների և ֆոտոիոնացման վրա էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցության ուսումնասիրությանը:

§2.1 Գլանային քվանտային լարի առանցքին տեղադրված դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոհոնացման կտրվածքի հաշվարկ

Դիտարկենք էլեկտրոնի շարժումը վերջավոր խորությամբ սահմանափակող պոտենցիալով գլանային ԲԼ-ում, լարի առանցքով ուղղված մագնիսական դաշտում: Հաշվարկների պարզության համար կենթադրենք, որ փոսի և արգելքի տիրույթներում էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածները և միջավայրերի դիէլեկտրական հաստատուններն ունեն միևնույն արժեքները՝ $m_w = m_b = m$, $\varepsilon_w = \varepsilon_b = \varepsilon$:

Էլեկտրոնի համիլտոնիանը դիտարկվող համակարգում ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2m} \left(\hat{\vec{p}} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + V(\rho), \quad (2.1)$$

որտեղ $\vec{A}$ -ն մագնիսական դաշտի վեկտորական պոտենցիալն է, $V(\rho)$ -ն՝ սահմանափակող պոտենցիալը: Դիտարկվող մոտավորության շրջանակներում

$$V(\rho) = \begin{cases} 0, & \rho \leq R, \\ V_0, & \rho > R, \end{cases} \quad (2.2)$$

որտեղ R -ը լարի շառավիղն է, V_0 -ն՝ փոսի խորությունը: Եթե լարի առանցքով (z -առանցք) ուղղված համասեռ $\vec{B}(0,0,B)$ մագնիսական դաշտի վեկտորական պոտենցիալն ընտրենք $\vec{A} = [\vec{B}\vec{\rho}]/2$ տեսքով, ապա գլանային կոորդինատական համակարգում զրոյից տարբեր կլինի միայն $A_\varphi = B\rho/2$ բաղադրիչը:

Էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան ԲԼ-ում ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\psi_f(\rho, \varphi, Z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a_B^2 L}} e^{i(l\varphi + KZ)} g_{nl}(\rho), \quad (2.3)$$

որտեղ L -ը լարի երկարությունն է, K -ն՝ ալիքային թիվը, n -ը և l -ը քվանտային թվեր են, $g_{nl}(\rho)$ -ը՝ շառավղային ալիքային ֆունկցիան: Անցնենք չափազուրկ պարամետրերի՝ օգտագործելով Բորի արդյունարար շառավիղը՝ $a_B = \hbar^2 \chi / me^2$, Ռիդբերգի արդյունարար էներգիան՝ $E_R = me^4 / 2\hbar^2 \chi^2$ և մագնիսական երկարությունը՝ $l_B = (\hbar / eB)^{1/2}$: Չափազուրկ փոփոխականներով (2.1) համիլտոնիանը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{H}_0 = - \left[\frac{1}{t} \frac{\partial}{\partial t} \left(t \frac{\partial}{\partial t} \right) + \frac{1}{t^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] - i\gamma \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{4} \gamma^2 t^2 + v(t), \quad (2.4)$$

իսկ Շրյոդինգերի շառավղային հավասարումը՝

$$\frac{d^2 g_{nl}}{dt^2} + \frac{1}{t} \frac{dg_{nl}}{dt} - \left(\frac{l^2}{t^2} + \frac{\gamma^2 t^2}{4} + \gamma l \right) g_{nl} + (\varepsilon_{nl} - v(t)) g_{nl} = 0: \quad (2.5)$$

(2.5) հավասարման լուծումներն արտահայտվում են $F(p, q; x)$ և $U(p, q; x)$ հիպեր-երկրաչափական ֆունկցիաների միջոցով [113]՝

$$g_{n,l}(t) = N_{n,l} e^{-\frac{\gamma t^2}{4}} \left(\frac{\gamma t^2}{2} \right)^{\frac{|l|}{2}} \begin{cases} F\left(-a_{n,l}, |l|+1; \frac{\gamma t^2}{2}\right), & t \leq t_0, \\ Q_{n,l} U\left(-b_{n,l}, |l|+1; \frac{\gamma t^2}{2}\right), & t > t_0, \end{cases} \quad (2.6)$$

որտեղ

$$a_{n,l} = \frac{\varepsilon_{n,l}}{2\gamma} - \frac{|l|+l+1}{2}, \quad b_{n,l} = \frac{\varepsilon_{n,l} - v_0}{2\gamma} - \frac{|l|+l+1}{2}, \quad (2.7)$$

իսկ $N_{n,l}$ -ը և $Q_{n,l}$ -ը նորմավորման գործակիցներն են.

$$N_{n,l}^{-2} = \int_0^{t_0} t e^{-\frac{\gamma t^2}{2}} \left(\frac{\gamma t^2}{2} \right)^{|l|} F^2\left(-a_{n,l}, |l|+1; \frac{\gamma t^2}{2}\right) dt + Q_{n,l}^2 \int_{t_0}^{\infty} t e^{-\frac{\gamma t^2}{2}} \left(\frac{\gamma t^2}{2} \right)^{|l|} U^2\left(-b_{n,l}, |l|+1; \frac{\gamma t^2}{2}\right) dt, \quad (2.8)$$

$$Q_{n,l} = \frac{F\left(-a_{n,l}, |l|+1; \gamma t_0^2/2\right)}{U\left(-b_{n,l}, |l|+1; \gamma t_0^2/2\right)}: \quad (2.9)$$

(2.5) հավասարման ε_{nl} սեփական ֆունկցիաները որոշվում են $t=t_0$ -ում ալիքային ֆունկցիայի լոգարիթմական ածանցյալի անընդհատության պայմանից.

$$\frac{d}{dt} \ln \left[e^{-\frac{\gamma t^2}{4}} \left(\frac{\gamma t^2}{2} \right)^{\frac{|l|}{2}} F\left(-a_{n,l}, |l|+1; \frac{\gamma t^2}{2}\right) \right]_{t=t_0} = \frac{d}{dt} \ln \left[Q_{n,l} e^{-\frac{\gamma t^2}{4}} \left(\frac{\gamma t^2}{2} \right)^{\frac{|l|}{2}} U\left(-b_{n,l}, |l|+1; \frac{\gamma t^2}{2}\right) \right]_{t=t_0} \quad (2.10)$$

Ստորև կդիտարկենք միայն այն դեպքը, երբ ջրածնանման խառնուկը տեղադրված է ՔԼ-ի առանցքին՝ $\rho_i = 0$ և $z_i = 0$: Այս դեպքում համակարգի համիլտոնիանը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{H} = - \left[\frac{1}{t} \frac{\partial}{\partial t} \left(t \frac{\partial}{\partial t} \right) + \frac{1}{t^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] - i\gamma \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{4} \gamma^2 t^2 + v(t) - \frac{2}{\sqrt{z^2 + t^2}}. \quad (2.11)$$

Խառնուկի առկայությամբ խնդիրը լուծվել է փոփոխականային մեթոդով: Հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան կարելի է ընտրել հետևյալ տեսքով՝

$$\psi_i(t, z) = \frac{A}{2\sqrt{\pi a_B^3}} \exp\left(-\beta \sqrt{z^2 + t^2}\right) g_{1,0}(t), \quad (2.12)$$

որտեղ β -ն փոփոխականային պարամետրն է, իսկ $g_{1,0}(t)$ -ն արտահայտվում է (2.6) բանաձևով, որտեղ $l=0$: Նորմավորման A գործակիցը տրվում է

$$A^{-2} = N_{1,0}^2 \left\{ \int_0^{t_0} t^2 e^{-\frac{\gamma t^2}{2}} K_1(2\beta t) F^2 \left(-a_0, 1; \frac{\gamma t^2}{2} \right) dt + Q_{1,0}^2 \int_{t_0}^{\infty} t^2 e^{-\frac{\gamma t^2}{2}} K_1(2\beta t) U^2 \left(-b_0, 1; \frac{\gamma t^2}{2} \right) dt \right\} \quad (2.13)$$

արտահայտությամբ, որտեղ $K_l(x)$ -ը Բեսելի l -րդ կարգի ձևափոխված ֆունկցիան է:

Խառնուկի առկայությամբ հիմնական վիճակի էներգիան տրվում է

$$\varepsilon_i = 4\pi a_B^3 \min_{\beta} \left[\int_0^{\infty} dz \int_0^{\infty} t dt \psi_i(t, z, \beta) \hat{H} \psi_i(t, z, \beta) \right] \quad (2.14)$$

արտահայտությամբ, իսկ կապի էներգիան որոշվում է որպես ՔԼ-ում առաջին ենթագոտու էներգիայի փոքրագույն արժեքի և խառնուկի հիմնական վիճակի էներգիայի տարբերություն՝

$$\varepsilon_{b,l} = \varepsilon_{1,l} - \varepsilon_i. \quad (2.15)$$

Օգտվելով ալիքային ֆունկցիայի (2.3) արտահայտությունից՝ հիմնական վիճակի էներգիան կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\begin{aligned} \varepsilon_i = \varepsilon_{1,0} - \beta^2 + N_{1,0}^2 A^2 \left\{ \int_0^{t_0} t e^{-\frac{\gamma t^2}{2}} F^2 \left(-a_0, 1; \frac{\gamma t^2}{2} \right) f_1(t, \beta) dt + \right. \\ \left. + Q_{1,0}^2 \int_{t_0}^{\infty} t e^{-\frac{\gamma t^2}{2}} U^2 \left(-b_0, 1; \frac{\gamma t^2}{2} \right) f_2(t, \beta) dt \right\}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

որտեղ

$$f_1(t, \beta) = K_0(2\beta t) \left\{ 2(\beta - 1) - \gamma \beta t^2 \left[2a_0 \frac{F(-a_0 + 1, 2; \gamma t^2/2)}{F(-a_0, 1; \gamma t^2/2)} + 1 \right] \right\}, \quad (2.17)$$

$$f_2(t, \beta) = K_0(2\beta t) \left\{ 2(\beta - 1) + \gamma \beta t^2 \left[2b_0 \frac{U(-b_0 + 1, 2; \gamma t^2/2)}{U(-b_0, 1; \gamma t^2/2)} - 1 \right] \right\}: \quad (2.18)$$

Դիտարկենք լույսի ազդեցությամբ էլեկտրոնի անցումները խառնուկային հիմնական վիճակից ՔԼ-ի ենթագոտի: ՖԻԿ-ը հաշվելու համար օգտվենք (1.18) արտահայտությունից: Սկզբում դիտարկենք այն դեպքը, երբ լույսի բևեռացման վեկտորն ուղղված է ՔԼ-ի առանցքով: Օգտվելով (2.3), (2.6) և (2.12) բանաձևերից՝ (1.18)-ում առկա մատրիցական տարրի համար կստանանք՝ (Հավելված I.1)

$$\langle \psi_f | Z | \psi_i \rangle = -i \delta_{i,0} \frac{k\beta}{\lambda^3} \left(\frac{a_B^3}{2L} \right)^{1/2} \int_0^{\infty} t^2 e^{-\frac{\gamma t^2}{4}} g_{n,0}(t) g_0(t) (2K_1(t\lambda) + t\lambda [K_0(t\lambda) + K_2(t\lambda)]) dt \quad (2.19)$$

որտեղ

$$g_0(t) = A \exp(\gamma t^2/4) g_{1,0}(t), \quad (2.20)$$

$$\lambda = \sqrt{\beta^2 + k^2} : \quad (2.21)$$

(2.19)-ում Կրոնեկերի սիմվոլի առկայությունը համարժեք է $l=0$ ջոկման կանոնին, այսինքն՝ թույլատրելի են խառնուկի հիմնական վիճակից $l=0$ անցումները:

(2.19) և (1.18) արտահայտություններից ՖԻԿ-ի համար կստանանք՝

$$\sigma_{\parallel}(\Omega) = \sigma_0 \Omega (\Omega - \varepsilon_{b0})^{\frac{1}{2}} A(\beta, \Omega) \theta(\Omega - \varepsilon_{b0}), \quad (2.22)$$

$$\sigma_0 = \frac{\pi \alpha}{n} \left(\frac{m}{m_0} \right)^2 a_B^2, \quad (2.23)$$

$$A(\beta, \Omega) = \frac{\beta^2}{\Delta_0^6} \left| \int_0^{\infty} t^2 e^{-\frac{\gamma t^2}{4}} g_{n,0}(t) g_0(t) (2K_1(t\lambda) + t\lambda [K_0(t\lambda) + K_2(t\lambda)]) dt \right|^2, \quad (2.24)$$

$$\Delta_0 = \sqrt{\beta^2 + \Omega - \varepsilon_{b,0}}, \quad (2.25)$$

իսկ $\varepsilon_{b,0}$ -ն և Ω -ն էլեկտրոնի կապի և ընկնող ֆոտոնի չափազուրկ էներգիաներն են: (2.22) բանաձևի համաձայն՝ $\sigma_{\parallel}(\Omega)$ -ն ունի շեմային բնույթ և զրոյից տարբեր է $\Omega > \Omega_0^0 = \varepsilon_{b0}$ դեպքում:

Եթե լույսի բևեռացման վեկտորն ուղղված է x առանցքով, (1.18)-ում առկա մատրիցական տարրը տրվում է

$$\langle \psi_f | \rho \cos \varphi | \psi_i \rangle = \left(\frac{a_B^3}{2L} \right)^{1/2} \frac{\beta}{\lambda} (\delta_{l,1} + \delta_{-l,1}) \int_0^{\infty} t^3 e^{-\frac{\gamma t^2}{4}} g_{n,l}(t) g_0(t) K_1(t\lambda) dt \quad (2.26)$$

բանաձևով, որի համաձայն՝ տեղի ունի $l = \pm 1$ ջոկման կանոնը, այսինքն՝ թույլատրելի են խառնուկի հիմնական վիճակից $l = \pm 1$ վիճակներ անցումները:

(2.26) և (1.18) արտահայտություններից ՖԻԿ-ի համար կստանանք՝

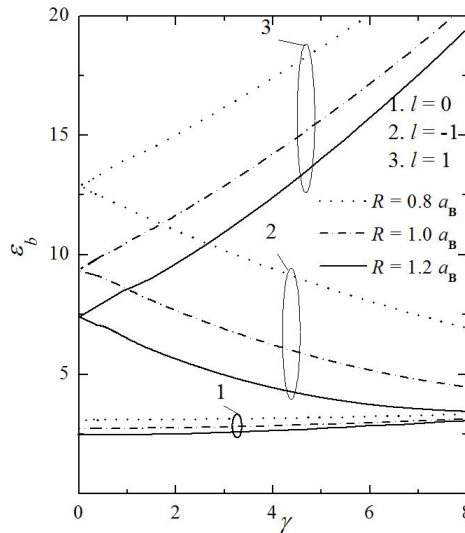
$$\sigma_{\perp,l}(\Omega) = \sigma_0 \Omega (\Omega - \varepsilon_{b,l})^{-1/2} B_l(\beta, \Omega) \theta(\Omega - \varepsilon_{b,l}), \quad (2.27)$$

որտեղ

$$B_l(\beta, \Omega) = \frac{\beta^2}{\Delta_l^2} \left| \int_0^{\infty} t^3 e^{-\frac{\gamma t^2}{4}} g_{n,l}(t) g_0(t) K_1(t\Delta_l) dt \right|^2, \quad (2.28)$$

$$\Delta_l = \sqrt{\beta^2 + \Omega - \varepsilon_{b,l}} : \quad (2.29)$$

(2.27) բանաձևի համաձայն՝ $\sigma_{\perp,l}(\Omega)$ -ն ունի շեմային բնույթ երկու շեմային հաճախություններով՝ $\Omega_{\perp}^+ = \varepsilon_{b,1}$ և $\Omega_{\perp}^- = \varepsilon_{b,-1}$: Նկատենք նաև, որ, ի տարբերություն $\sigma_{\parallel}(\Omega)$ -ի, ՖԻԿ-ի շեմային արժեքը՝ $\sigma_{\perp,l}(\Omega) \sim (\Omega - \Omega_{\perp}^{\pm})^{-1/2} \rightarrow \infty$:



Նկ. 2.1. Կապի էներգիայի կախումը մագնիսական դաշտի γ պարամետրից ՔԼ-ի շառավղի և ուղեծրային քվանտային թվի տարբեր արժեքների դեպքում

Լույսի Y -բևեռացման դեպքում, համակարգի գլանային համաչափության հետեւանքով, ստացվում են նույն ջոկման կանոնները և ՖԻԿ-ի նույն արտահայտությունը, ինչ դիտարկված դեպքում:

Ընդհանուր դեպքում, երբ լույսի բևեռացման վեկտորը ՔԼ-ի առանցքի հետ կազմում է δ անկյուն, ՖԻԿ-ը տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\sigma(\Omega) = \sigma_{\parallel}(\Omega) \cos^2 \delta + \sigma_{\perp, l}(\Omega) \sin^2 \delta: \quad (2.30)$$

[70] աշխատանքում դիտարկվել է անվերջ պոտենցիալով մոտարկված ՔԼ-ում ֆոտոիոնացման երևույթը: Երբ դոնորային խառնուկը տեղադրված է ՔԼ-ի առանցքին, լույսի ուղղահայաց բևեռացման համար ստացվել է միայն $l=1$ ջոկման կանոնը, այսինքն՝ դիտարկվել են միայն խառնուկի հիմնական վիճակից $l=1$ վիճակ անցումները: Քանի որ ջոկման կանոնն արտացոլում է համակարգի համաչափությունը, ապա անվերջ պոտենցիալից վերջավորին անցումը, ինչպես նաև ՔԼ-ի առանցքով ուղղված մագնիսական դաշտի առկայությունը չեն կարող ազդել համաչափության հատկությունների, հետևաբար՝ նաև ջոկման կանոնների վրա:

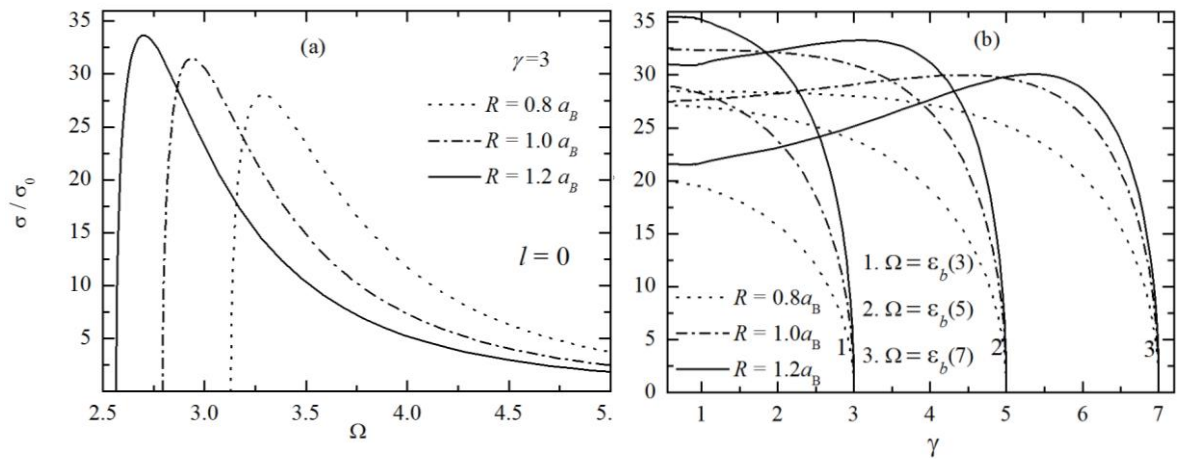
Թվային հաշվարկներն իրականացվել են պարամետրերի հետևյալ արժեքների համար. $m=0,067m_0$, $n=3,3$, $E_R=5,2$ մէՎ, $a_B=104\text{\AA}$, $v_0=50$ (v_0 -ն պոտենցիալի չափազուրկ խորությունն է, համաձուլվածքային կոնցենտրացիան՝ $x \approx 0,35$) [114]:

Նկ.2.1-ում պատկերված է էլեկտրոնի կապի էներգիայի կախումը մագնիսական

դաշտի ինդուկցիայից (γ պարամետրից) տարբեր ուղեծրային քվանտային թվերի և ՔԼ-ի շառավղի տարբեր արժեքների դեպքում: Նկարից երևում է, որ l -ի բոլոր արժեքների համար ՔԼ-ի շառավղի մեծացումը հանգեցնում է էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթի մեծացման, հետևաբար՝ կապի էներգիայի նվազման: $l=0$ դեպքում դիտվում է մագնիսական դաշտից թույլ կախում, որը բացատրվում է այն հանգամանքով, որ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի դիտարկված արժեքների տիրույթում դեռևս գերակշռում է չափային քվանտացումը ($\gamma \leq 8$, կամ $B \leq 48$ S):

Ստացված արդյունքները մեծ ճշտությամբ համընկնում են [115] աշխատանքում ստացված համապատասխան արդյունքների հետ պարամետրերի հետևյալ արժեքների համար. $E_R = 5,8$ մէՎ, $a_B = 98 \text{ \AA}$, $x = 0,4$: Նկ.2.1-ից երևում է նաև, որ $l = \pm 1$ -ին համապատասխանող կապի էներգիան մագնիսական դաշտից ավելի ուժեղ է կախված, քան $l=0$ -ին համապատասխանող կապի էներգիան, քանի որ $l = \pm 1$ դեպքում ներդրում ունի ոչ միայն մագնիսական դաշտի աճին զուգընթաց էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթի փոքրացումը, այլև լրացուցիչ փոխազդեցությունը, պայմանավորված էլեկտրոնի ուղեծրային շարժման մագնիսական մոմենտի և մագնիսական դաշտի փոխազդեցությամբ: Այդ փոխազդեցությունը կապի էներգիայի մեջ $l=1$ դեպքում ունի դրական ներդրում (3 կորեր) և բացասական ներդրում $l=-1$ դեպքում (2 կորեր): Նշենք, որ $\gamma=0$ կետում կապի էներգիաները $l=1$ և $l=-1$ դեպքերում համընկնում են, որպես մագնիսական դաշտի բացակայությամբ վիճակների այլասերման հետևանք:

Նկ.2.2-ում պատկերված է լույսի զուգահեռ բևեռացման դեպքում ՖԻԿ-ի կախումը ($\sigma_0 \approx 3 \cdot 10^{-17}$ սմ) ընկնող ֆոտոնի Ω էներգիայից մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի սևեռված արժեքների դեպքում (նկ. 2.2.(a)), և մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից (նկ. 2.2.(b))՝ $\Omega = \varepsilon_{b0}(\gamma_0)$ -ի սևեռված արժեքների դեպքում և ՔԼ-ի շառավղի տարբեր արժեքների համար: Ինչպես երևում է (2.19) բանաձևից, z կոորդինատի մատրիցական տարրի քառակուսին ուղիղ համեմատական է k^2 -ն: Քանի որ վիճակների միաչափ խտությունը՝ $\rho(k) \sim k^{-1}$, ապա շեմին մոտ $\sigma \sim k_0 = (\Omega - \varepsilon_{b0})^{1/2}$: Դրանով է բացատրվում այն հանգամանքը, որ ընկնող ֆոտոնի էներգիան մեծացնելիս ՖԻԿ-ը զրոյից սկսած կտրուկ աճում է և հասնում առավելագույն արժեքի: Ֆոտոնի էներգիայի,

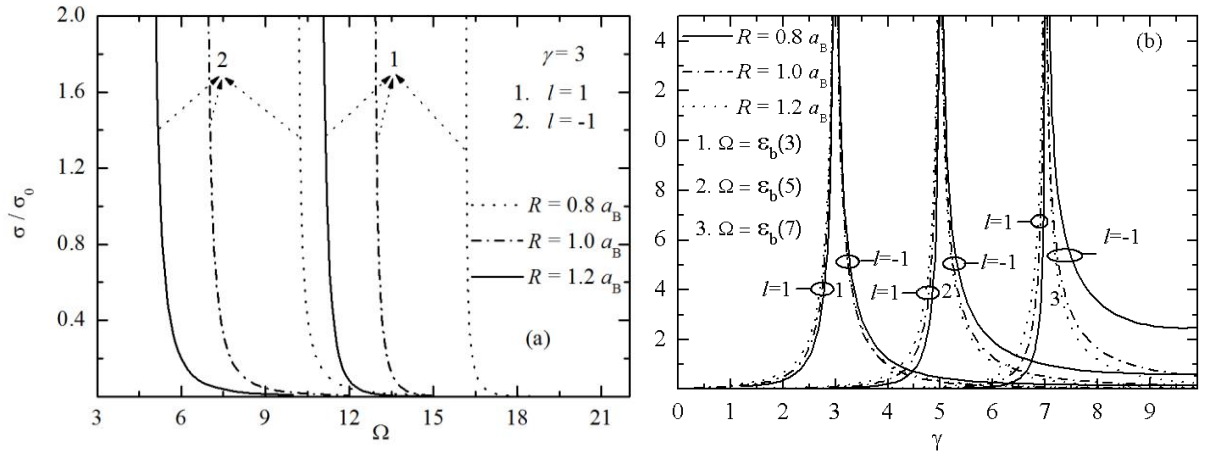


Նկ. 2.2. ՖԻԿ-ի կախումը (a). ֆոտոնի էներգիայից, (b). մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից (զուգահեռ բևեռացում)

հետևաբար՝ նաև k_0 -ի, հետագա մեծացումը հանգեցնում է մատրիցական տարրի քառակուսու նվազման, ուստի և վիճակների խտության և ՖԻԿ-ի նվազման:

Նկ. 2.2.(b)-ից կարելի է նկատել, որ $\Omega = \varepsilon_b(3)$, $\gamma = 3$ դեպքում մագնիսական դաշտը մեծացնելիս ՖԻԿ-ը մոնոտոն նվազում է, և երբ ֆոտոնի էներգիան հավասարվում է ε_{b0} շեմային էներգիային, դառնում է հավասար զրոյի (1 կորեր): Բանն այն է, որ ֆոտոնի էներգիայի ε_{b0} -ին մոտ արժեքների դեպքում (որին համապատասխանում են k_0 -ի փոքր արժեքներ) (2.19) մատրիցական տարրը $\Omega - \varepsilon_{b0}(\gamma)$ տարբերության նվազման պատճառով մագնիսական դաշտի մեծացմանը զուգընթաց կտրուկ նվազում է: Այդ նվազումը գերակշռում է՝ փոքրացնելով ՖԻԿ-ը:

Ընկնող ֆոտոնի մեծ էներգիաների դեպքում ($\Omega = \varepsilon_{b0}$, երբ $\gamma = 5$ և $\gamma = 7$) ՖԻԿ-ի սկզբնական մեծացումը (2 և 3 հոծ գծերը և 3-ի կետագծերը) պայմանավորված է z ուղղությամբ սկզբնական վիճակի ալիքային ֆունկցիայի տատանումների թվի փոքրացումով, որի հետևանքով սկզբնական և վերջնական վիճակների միջև ծածկման ինտեգրալը, հետևաբար՝ և մատրիցական տարրերը մեծանում են: Փոքր k_0 -ների դեպքում (1 կորեր) այդ աճը չի դիտվում γ -ի բոլոր արժեքների դեպքում: Այդ աճը չի դիտվում նաև ՔԼ-ի շառավղի փոքր արժեքների դեպքում, որոնց համապատասխանում են կապի էներգիայի փոքր արժեքներ, հետևաբար՝ փոքր k_0 -ներ: Նկ. 2.2.(b)-ից երևում է նաև, որ ՔԼ-ի շառավիղը մեծացնելիս ՖԻԿ-ի կախումը γ -ից դառնում է ավելի զգայուն,



Նկ. 2.3. ՖԻԿ-ի կախումը (a). ֆոտոնի էներգիայից, (b). մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից (x - բևեռացում)

որը հետևանք է չափային քվանտացման դերի թուլացման:

Նկ. 2.3-ում պատկերված է ՖԻԿ-ի կախումը ($\sigma_0 \approx 3 \cdot 10^{-17} \text{ սմ}^2$) ընկնող ֆոտոնի Ω էներգիայից ((a)) և մագնիսական դաշտից ((b))՝ ՔԼ-ի շառավղի տարբեր արժեքների համար: Լույսի բևեռացման վեկտորն ուղղված է X առանցքով: Նկ. 2.3.(a)-ից երևում է, որ ՖԻԿ-ի խառնուկային հիմնական վիճակից $l=1$ վիճակին անցման շեմային էներգիան ավելի մեծ է, քան $l=-1$ անցմանը համապատասխանող շեմային էներգիան: Այս արդյունքը լիովին համապատասխանում է կապի էներգիայի՝ մագնիսական դաշտից ունեցած կախմանը (նկ. 2.1): (2.26) բանաձևի համաձայն՝ մատրիցական տարրը, ի տարբերություն z -բևեռացման դեպքի, $k=0$ դեպքում զրոյից տարբեր արժեքներ է ընդունում: Այդ պատճառով ՖԻԿ-ը $\Omega = \varepsilon_{b,l}$ կետում ունի $\sigma_{\perp}(\Omega) \sim (\Omega - \varepsilon_{b,l})^{-1/2}$ տիպի եզակիություն, և Ω -ն մեծացնելիս կտրուկ նվազում է: ՔԼ-ի շառավղի մեծացմանը զուգընթաց կապի էներգիան, հետևաբար՝ նաև շեմային էներգիան, նվազում է:

Նկ. 2.3.(b)-ից հեշտ է նկատել, որ $\Omega = \varepsilon_{b,l}(\gamma_0)$ -ի կամայական սևեռված արժեքի դեպքում $l=1$ անցմանը համապատասխանող ՖԻԿ-ը մագնիսական դաշտի աճին զուգընթաց աճում է, իսկ $l=-1$ անցման դեպքում՝ նվազում: Դա պայմանավորված է $\Omega - \varepsilon_{b,1}$ տարբերության նվազմամբ և $\Omega - \varepsilon_{b,-1}$ տարբերության աճով:

§2.2 Գլանային քվանտային լարի առանցքից շեղված դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոհոնացման կտրվածքի հաշվարկ

Դիտարկենք վերջավոր խորությամբ, ուղղանկյուն սահմանափակող պոտենցիալով գլանային ԲԼ, որի առանցքի երկայնքով ուղղված է մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորը: Ստորև կդիտարկենք այն դեպքը, երբ դոնորային խառնուկը լարի առանցքից շեղված է և դեկարտյան կոորդինատային համակարգում ունի $x_i \neq 0$, $y_i = z_i = 0$ կոորդինատները:

Դիտարկվող համակարգում էլեկտրոնի համիլտոնիանը՝

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{2}{\sqrt{z^2 + (t - t_i)^2}}, \quad (2.31)$$

որտեղ $\hat{H}_0$ -ն տրվում է (2.4) բանաձևով, իսկ t_i -ն խառնուկի շառավիղ-վեկտորն է: Հետագա շարադրանքում, ինչպես նախորդ և պարագրաֆում, բոլոր հեռավորություններն արտահայտված են Բորի a_B արդյունարար շառավղով, իսկ էներգիաները՝ Ռիդբերգի E_R արդյունարար էներգիայով:

Փոփոխականային մեթոդի համաձայն՝ խառնուկային հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան կներկայացնենք

$$\psi_i(t, \varphi, z; t_i, \beta) = \frac{A}{2\sqrt{\pi a_B^3}} \exp\left\{-\beta\sqrt{z^2 + (t - t_i)^2}\right\} g_{1,0}(t) \quad (2.32)$$

տեսքով, որտեղ $g_{1,0}(t)$ -ն տրվում է (2.6) արտահայտությամբ, $(t - t_i)^2 = t^2 + t_i^2 - 2tt_i \cos \varphi$, β -ն փոփոխականային պարամետրն է: Նորմավորման A հաստատունը՝

$$A^{-2} = N_{1,0}^2 \left\{ \int_0^{t_0} t e^{-\frac{\gamma t^2}{2}} S_2(t, t_i, \beta) F^2\left(-a_0, 1; \frac{\gamma t^2}{2}\right) dt + Q_{1,0}^2 \int_{t_0}^{\infty} t e^{-\frac{\gamma t^2}{2}} S_2(t, t_i, \beta) U^2\left(-b_0, 1; \frac{\gamma t^2}{2}\right) dt \right\}, \quad (2.33)$$

$Q_{1,0}$ -ն տրվում է (2.9) բանաձևով, որտեղ տեղադրված են $n=1$, $l=0$ արժեքները, իսկ

$$S_2(t, t_i, \beta) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} |t - t_i| K_1(2\beta |t - t_i|) d\varphi: \quad (2.34)$$

Խառնուկի հիմնական վիճակի էներգիան որոշվում է (2.14), իսկ կապի էներգիան՝ (2.15) բանաձևից, որոնց միջոցով հիմնական վիճակի կապի էներգիայի համար կստանանք՝

$$\begin{aligned} \varepsilon_{b,0} = \beta^2 - N_{1,0}^2 A^2 \left\{ \int_0^{t_0} t e^{-\frac{\gamma t^2}{2}} F^2 \left(-a_0, 1; \frac{\gamma t^2}{2} \right) f_1(t, t_i, \beta) dt + \right. \\ \left. + Q_{1,0}^2 \int_{t_0}^{\infty} t e^{-\frac{\gamma t^2}{2}} U^2 \left(-b_0, 1; \frac{\gamma t^2}{2} \right) f_2(t, t_i, \beta) dt \right\}, \end{aligned} \quad (2.35)$$

որտեղ

$$f_1(t, t_i, \beta) = 2(\beta - 1)S_1 - \gamma\beta t(tS_1 - t_i S_3) \left[2a_0 \frac{F(-a_0 + 1, 2; \gamma t^2/2)}{F(-a_0, 1; \gamma t^2/2)} + 1 \right], \quad (2.36)$$

$$f_2(t, t_i, \beta) = 2(\beta - 1)S_1 + \gamma\beta t(tS_1 - t_i S_3) \left[2b_0 \frac{U(-b_0 + 1, 2; \gamma t^2/2)}{U(-b_0, 1; \gamma t^2/2)} - 1 \right], \quad (2.37)$$

$$S_1(t, t_i, \beta) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi K_0(2\beta |t - t_i|) d\varphi, \quad (2.38)$$

$$S_3(t, t_i, \beta) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi K_0(2\beta |t - t_i|) \cos \varphi d\varphi: \quad (2.39)$$

(2.34) և (2.38) ինտեգրալները կարելի է հաշվել վերլուծական եղանակով [116].

$$S_1(t, t_i, \beta) = \frac{1}{2} J_0(\beta(t + t_i - |t - t_i|)) K_0(\beta(t + t_i + |t - t_i|)), \quad (2.40)$$

$$\begin{aligned} S_2(t, t_i, \beta) = \frac{1}{2} \{ (t + t_i - |t - t_i|) J_1(\beta(t + t_i - |t - t_i|)) K_0(\beta(t + t_i + |t - t_i|)) + \\ + (t + t_i + |t - t_i|) J_0(\beta(t + t_i - |t - t_i|)) K_1(\beta(t + t_i + |t - t_i|)) \}, \end{aligned} \quad (2.41)$$

որտեղ $J_n(x)$ -ը Բեսելի n -րդ կարգի առաջին սերի ֆունկցիան է:

ՖԻԿ-ը հաշվարկելիս, ինչպես և նախորդ պարագրաֆում, կոփտարկենք ընկնող լույսի զուգահեռ և ուղղահայաց բևեռացումների դեպքերը: Նկատենք, որ, ի տարբերություն ՔԼ-ի առանցքին տեղադրված խառնուկի դեպքի, այս դեպքում խառնուկային հիմնական վիճակից $l=0$ վիճակին անցումները հնարավոր են, եթե լույսը բևեռացված է x առանցքով: Լույսի y - բևեռացման դեպքում այդ անցումներն արգելված են (Հավելված 1,2): Ստորև կոփտարկենք միայն $l=0$ անցումները լույսի z - և x - բևեռացումների դեպքում: (2.32) սկզբնական և (2.3) վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաները տեղադրելով ՖԻԿ-ի (1.18) արտահայտության մեջ, և այն ըստ k ալիքային թվի ինտեգրելով՝ կստանանք.

$$\sigma(\Omega) = \sigma_0 |M_{i,k_0}|^2 \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega - \varepsilon_{b,0}}} \theta(\Omega - \varepsilon_{b,0}), \quad (2.42)$$

որտեղ σ_0 -ն որոշվում է (2.23) արտահայտությամբ, , իսկ անցման մատրիցական տարրը (Հավելված I,1)' $k_0 = \sqrt{\Omega - \varepsilon_{b,0}}$

$$M_{i,k} = \frac{A}{2\pi} a_B \begin{cases} \int_0^\infty S_{\parallel}(t_i, \beta, k; t) g_{1,0}(t)^2 dt, & \vec{\zeta} \parallel z, \\ \int_0^\infty S_{\perp}(t_i, \beta, k; t) g_{1,0}(t)^2 t^2 dt, & \vec{\zeta} \parallel x, \end{cases} \quad (2.43)$$

$\vec{\zeta}$ -ն ընկնող ալիքի բևեռացման ուղղության միավոր վեկտորն է,

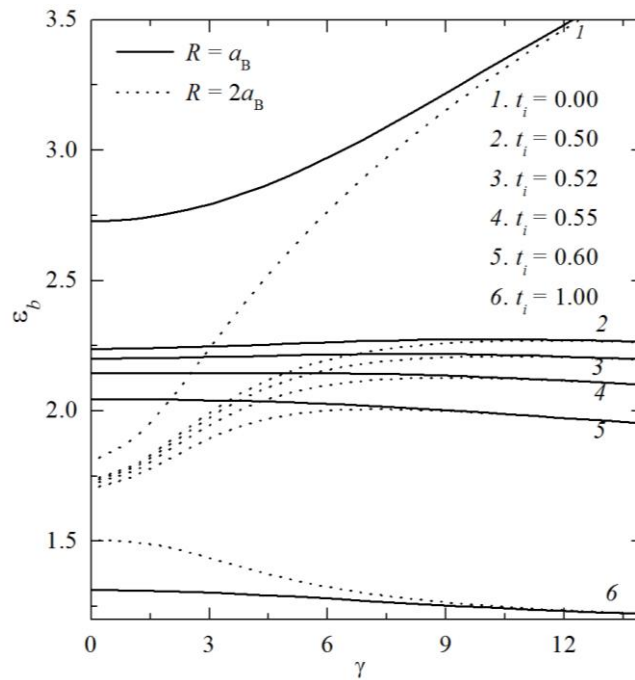
$$S_{\parallel}(t_i, \beta, k; t) = -2i\beta k(\beta^2 + k^2)^{-2} \int_0^\pi \tau (2K_1(\tau) + \tau[K_0(\tau) + K_2(\tau)]) d\varphi, \quad (2.44)$$

$$S_{\perp}(t_i, \beta, k; t) = 4\beta(\beta^2 + k^2) \int_0^\pi \tau K_1(\tau) \cos \varphi d\varphi, \quad (2.45)$$

$$\tau = |\vec{t} - \vec{t}_i| \sqrt{\beta^2 + k^2} : \quad (2.46)$$

Թվային հաշվարկներն իրականացվել են GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs-ի համար՝ օգտագործելով պարամետրերի նույն արժեքները, ինչ § 2.1-ում:

Նկ. 2.4-ում պատկերված է էլեկտրոնի կապի էներգիայի կախումը մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից ՔԼ-ի շառավղի և խառնուկի՝ լարի առանցքից հեռավորության տարբեր արժեքների դեպքում: Երբ խառնուկի դիրքը սևեռված է, մագնիսական դաշտի ազդեցությունը կապի էներգիայի վրա էական է ՔԼ-ի շառավղի մեծ արժեքի դեպքում, քանի որ այդ դեպքում չափային քվանտացման ազդեցությունը թույլ է, իսկ մագնիսական քվանտացման ազդեցությունը՝ մեծ: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մեծ արժեքների դեպքում ՔԼ-ի շառավղի $R = a_B$ և $R = 2a_B$ արժեքների դեպքում կապի էներգիաները համընկնում են, որը պայմանավորված է լարի առանցքամերձ տիրույթում ուժեղ մագնիսական դաշտով էլեկտրոնի տեղայնացումով, որի հետևանքով այն գործնականորեն չի զգում սահմանափակող պոտենցիալը: Նկատենք, որ կապի էներգիայի փոփոխման արագությունն առավելագույնն է, երբ խառնուկը ՔԼ-ի կենտրոնում է ($t_i = 0$), քանի որ այս դեպքում էլեկտրոնի հավանականության խտության առավելագույն արժեքը համընկնում է խառնուկի դիրքի հետ: Ինչպես երևում է նկարից, $t_i \lesssim 0,5$ դեպքում կապի էներգիայի աճը փոխարինվում է նվազումով խառնուկի $t_i > 0,5$ դիրքերի դեպքում, որը երկու մրցակցող գործոնների հետևանք է.

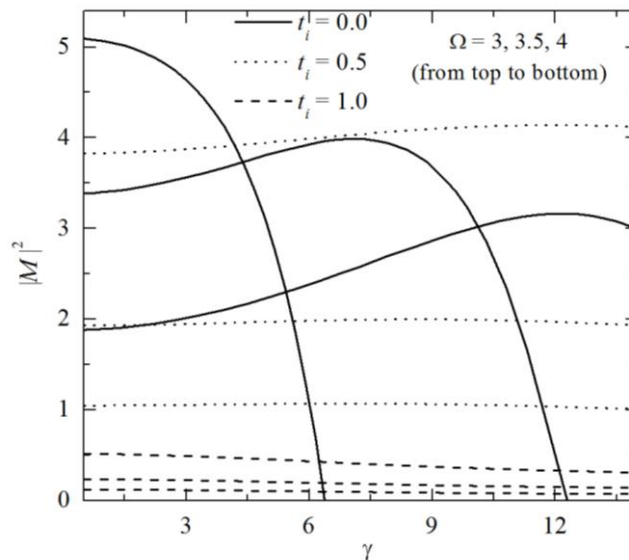


Նկ. 2.4. Կապի էներգիայի կախումը γ պարամետրից խառնուկի դիրքի և ՔԼ-ի շառավղի տարբեր արժեքների դեպքում

ա. γ -ի մեծացման միջոցով էլեկտրոնային ամպի շեղում $t > t_i$ տիրույթից $t \leq t_i$ տիրույթ, հետևաբար՝ էլեկտրոն-խառնուկ կուլոնյան փոխազդեցությունն ուժեղացում, ուստի և կապի էներգիայի մեծացում,

բ. γ -ի մեծացման միջոցով խառնուկի մոտ էլեկտրոնի գտնվելու հավանականության խտության փոքրացում, հետևաբար՝ կապի էներգիայի նվազում:

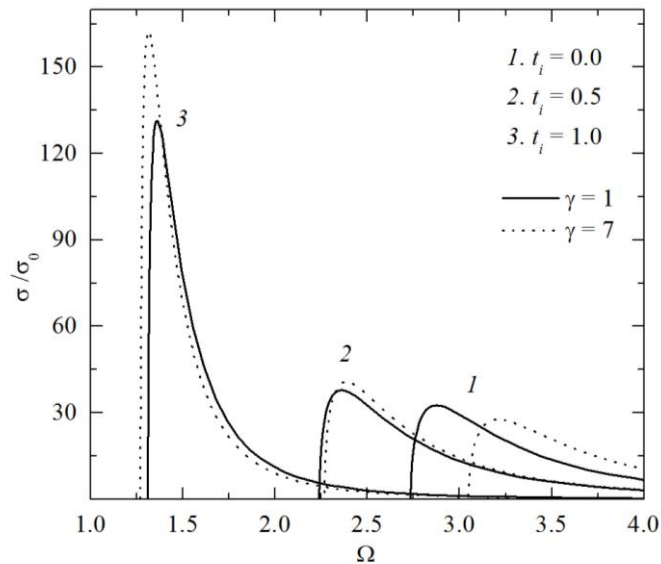
Նկ. 2.5-ում պատկերված է խառնուկի հիմնական վիճակից ՔԼ-ի առաջին ենթագոտի անցմանը համապատասխանող անչափ մատրիցական տարրի մոդուլի քառակուսու կախումը γ -ից, որը որոշում է Ω էներգիայով ֆոտոնի ազդեցությամբ էլեկտրոնի անցման հավանականությունը հիմնական վիճակից $\varepsilon_f = \varepsilon_i + \Omega = \varepsilon_i + \varepsilon_{b,0} + k_0^2$ էներգիայով վերջնական վիճակ: ՔԼ-ի առանցքից խառնուկի հեռացումը հանգեցնում է մատրիցական տարրի փոքրացման, որը հետևանք է սկզբնական և վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաների ծածկման աստիճանի փոքրացման: $t_i = 0$ և $t_i = 0,5$ և $\Omega = 3,5$ և $\Omega = 4$ արժեքների դեպքում մատրիցական տարրի մոդուլի քառակուսու կախումը մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից ոչ մոնոտոն է: Այդպիսի վարքը պայմանավորված է $t_i = 0$ դեպքում մագնիսական դաշտն ուժեղանալիս կապի էներգիայի աճով, որի



Նկ. 2.5. Մատրիցական տարրի մոդուլի քառակուսու կախումը γ պարամետրից (z -բևեռացում)

հետևանքով սկեռված Ω -ի դեպքում վերջնական վիճակի k_0 ալիքային թիվը նվազում է: Զուգահեռ բևեռացման դեպքում ճառագայթման հետ էլեկտրոնի փոխազդեցության օպերատորը համեմատական է z -ին, և ծածկման ինտեգրալը զրոյից տարբերվում է վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիայի կենտ մասի շնորհիվ (տես (2.44) բանաձևը): k_0 -ի վերոնշյալ նվազումն սկզբում նպաստում է ծածկման ինտեգրալի նվազմանը (վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիայի տատանումների թվի փոքրացման հետևանքով այն տիրույթում, որտեղ ալիքային ֆունկցիան զրոյից տարբեր է): Սակայն k_0 -ի փոքր արժեքների դեպքում ծածկման ինտեգրալը նվազում է՝ $k=0$ -ում հասնելով զրոյի, որին համապատասխանում է $\varepsilon_{b,0} = \Omega$ արժեքը: $t_i \neq 0$ դեպքում նշված ազդեցություններին ավելանում է նաև կապի էներգիայի՝ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից ոչ մոնոտոն կախումը: $t_i=1$ դեպքում կապի էներգիան նվազում է, իսկ k_0 -ն՝ աճում, հանգեցնելով մատրիցական տարրի նվազման:

Նկ. 2.6-ում պատկերված է ՖԻԿ-ի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի տարբեր արժեքների և խառնուկի տարբեր դիրքերի համար, z - բևեռացման դեպքում: Երևում է, որ ֆոտոիոնացման շեմային էներգիան, որը համընկնում է կապի էներգիայի հետ, նվազում է, երբ խառնուկը հեռացվում է ՔԼ-ի առանցքից: $t_i=0$ և $t_i=0,5$ արժեքների դեպքում մագնիսական դաշտն ուժեղանալիս

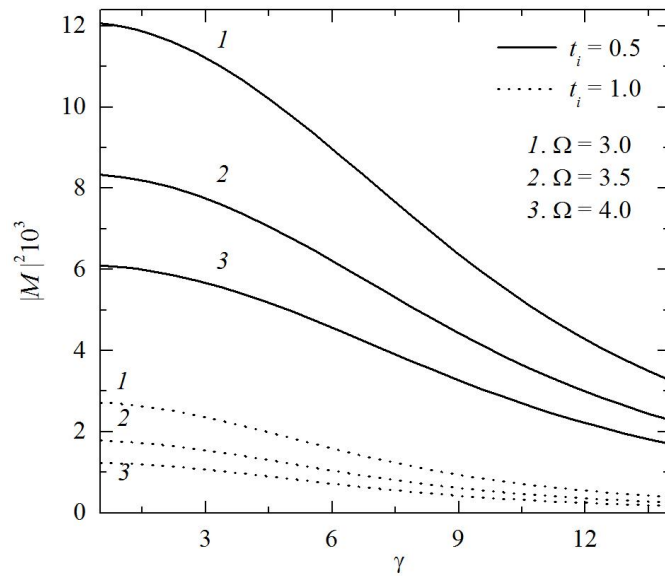


Նկ. 2.6. ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից (z - բևեռացում)

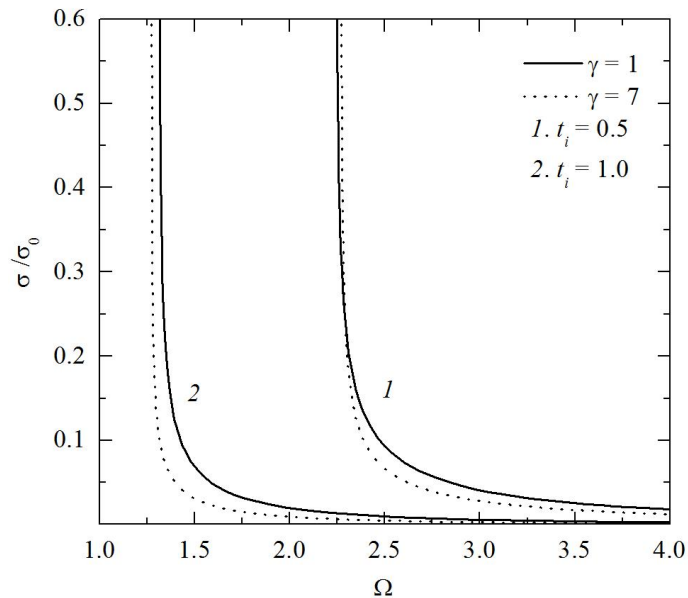
շեմային էներգիան աճում է, իսկ $t_i = 1$ դեպքում՝ նվազում: Անհրաժեշտ է նկատել, որ մագնիսական դաշտի ազդեցությունը շեմային էներգիայի վրա մեծ է $t_i = 0$ դեպքում: Այս հետևություններն անմիջականորեն բացատրվում են նկ. 2.4-ում բերված արդյունքների միջոցով:

Ֆոտոնի Ω էներգիան մեծացնելիս, երբ այն շատ մոտ չէ ε_b -ին, ՖԻԿ-ն նվազում է, քանի որ ֆոտոնի էներգիայի և շեմային էներգիայի տարբերությունը մեծանում է՝ միաջամի շարժման վիճակների խտության նվազմանը զուգընթաց (տես (2.42) բանաձևը): Այդ դեպքում $\Omega - \varepsilon_b$ սկեռված արժեքների համար, որքան մեծ է շեմային էներգիան, այնքան ավելի թույլ է արտահայտվում $\sigma(\Omega)$ կախումը, քանի որ Ω -ն մեծացնելիս ՖԻԿ-ն աճում է:

z - բևեռացման դեպքում ՖԻԿ-ի կորի կարևոր առանձնահատկությունն առավելազույն արժեքի առկայությունն է: Ինչպես արդեն նշվել է, Ω -ի նվազումը k_0 -ի նվազման հետևանքով հանգեցնում է մատրիցական տարրի նվազման՝ մինչև զրո, իսկ մյուս կողմից՝ վիճակների խտության աճի: Որքան մեծ է t_i -ն, այնքան թույլ է մատրիցական տարրի կախումը k_0 -ից, որը հանգեցնում է ՖԻԿ-ի պիկի աճի և նրա շեղման՝ դեպի Ω -ի փոքր արժեքների տիրույթ:



Նկ. 2.7. Մատրիցական տարրի մոդուլի քառակուսու կախումը γ պարամետրից (x -բևեռացում)



Նկ. 2.8. ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից (x -բևեռացում)

Նկ. 2.7-ում և 2.8-ում ներկայացված են x -բևեռացման դեպքում մատրիցական տարրի կախումը γ -ից և ՖԻԿ-ի կախումն Ω -ից խառնուկային հիմնական վիճակից ՔԼ-ի առաջին ենթագոտի անցումների համար: Ինչպես z -բևեռացման դեպքում, այս դեպքում էլ սկզբնական և վերջնական վիճակներում $l=0$: Ինչպես արդեն նշել ենք §2.2-ում, լույսի ուղղահայաց բևեռացման դեպքում, երբ $t_i=0$, այդպիսի անցումներն արգելված են: Դրանք արգելված են նաև $t_i \neq 0$ և y -բևեռացման դեպքում:

Ինչպես երևում է նկ. 2.7-ից, մատրիցական տարրի մոդուլի քառակուսին մոտավորապես երեք կարգով փոքր է z -բևեռացման դեպքի համեմատ: Դա բացատրվում է սկզբնական վիճակի ալիքային ֆունկցիայի՝ լայնական տիրույթում տեղայնացումով, ուստի էլեկտրոնի և լույսի փոխազդեցության ուժգնությունն ավելի փոքր է, քան ՔԼ-ի առանցքի երկայնքով [117]: Նշենք նաև, որ խառնուկի՝ ՔԼ-ի առանցքից հեռավորության, ինչպես նաև մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մեծացումը հանգեցնում է մատրիցական տարրի փոքրացման, որի հետևանքով ՔԼ-ի առանցքին ուղղահայաց ուղղությամբ ծածկման ինտեգրալը փոքրանում է:

Նկ. 2.8-ից երևում է, որ $\Omega = \varepsilon_{b,0}$ դեպքում ՖԻԿ-ը տարամիտում է: Դա հետևանք է այն փաստի, որ էլեկտրոնների հետ ճառագայթման փոխազդեցության օպերատորը լույսի x -բևեռացման դեպքում կախված չէ z -ից, ուստի z ուղղությամբ ծածկման ինտեգրալը զրոյից տարբերվում է վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիայի զույգ անդամի շնորհիվ: Երբ Ω -ն ձգտում է $\varepsilon_{b,0}$ -ին (այսինքն՝ $k_0 \rightarrow 0$) մատրիցական տարրը մնում է զրոյից տարբեր, որն էլ $\Omega - \varepsilon_{b,0}$ տարբերության փոքրացման դեպքում բերում է σ -ի անսահմանափակ աճի:

§2.3 Քվանտային լարում դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի հաշվարկ

Դիտարկենք վերջավոր խորությամբ ուղղանկյուն սահմանափակող պոտենցիալով գլանային ՔԼ, որն արտաքին էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում է: Ենթադրենք՝ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորն ուղղված է ՔԼ-ի առանցքով (z առանցք), իսկ էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորն ուղղայաց է ՔԼ-ի առանցքին (x առանցք): Դոնորային խառնուկի կոորդինատներն են՝ $(x_i, 0, 0)$:

Էլեկտրոնի համիլտոնիանը դիտարկվող համակարգում ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{H}_2 = \hat{H}_1 - \frac{2}{\sqrt{z^2 + (t - t_i)^2}}, \quad (2.47)$$

որտեղ

$$\hat{H}_1 = \hat{H}_0 - \eta t \cos \varphi: \quad (2.48)$$

(2.48)-ում $\hat{H}_0$ -ն էլեկտրոնի համիլտոնիանն է արտաքին մագնիսական դաշտում և տրվում է (2.4) արտահայտությամբ, իսկ երկրորդ անդամը, որտեղ

$$\eta = \frac{eFa_B}{E_R}, \quad (2.49)$$

նկարագրում է $\vec{F}$ լարվածությամբ հաստատուն էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն էլեկտրոնի վրա:

Փոփոխականային մեթոդի շրջանակներում, խառնուկի բացակայությամբ էլեկտրոնի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում ներկայացնենք

$$\psi_1(t, \varphi, z; \alpha) = \frac{N_1}{\sqrt{2\pi a_B^2 L}} \exp(ikz - \alpha t \cos \varphi) g_{1,0}(t) \quad (2.50)$$

տեսքով, որտեղ L -ը ՔԼ-ի երկարությունն է, α -ն՝ փոփոխականային պարամետրը, իսկ նորմավորման գործակիցը՝

$$N_1 = \left\{ \int_0^\infty g_{1,0}^2(t) J_0(2\alpha t) dt \right\}^{-1/2}, \quad (2.51)$$

որտեղ $g_{1,0}(t)$ -ն որոշվում է (2.6) բանաձևով, երբ $n=1, l=0$:

Ալիքային ֆունկցիայի (2.50) արտահայտության մեջ անհրաժեշտ է տեղադրել $\alpha = \alpha_0$ արժեքը, որը համապատասխանում է էլեկտրական դաշտում հիմնական վիճակի էներգիայի նվազագույն արժեքին՝

$$\varepsilon_1 = \langle \psi_1(t, \varphi, z; \alpha) | \hat{H}_1 | \psi_1(t, \varphi, z; \alpha) \rangle: \quad (2.52)$$

(2.48) և (2.50) բանաձևերից հիմնական վիճակի էներգիայի համար կստանանք՝

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 - N_1^2 \int_0^\infty g_{1,0}(t) t \left\{ \alpha^2 g_{1,0}(t) J_0(2\alpha t) + 2\alpha g'_{1,0}(t) J_1(2\alpha t) + \eta t g_{1,0}(t) J_1(2\alpha t) \right\} dt, \quad (2.53)$$

որտեղ $J_1(x)$ -ը Բեսելի առաջին կարգի ֆունկցիան է,

$$g'_{1,0}(t) = N_{1,0} \gamma t e^{-\frac{\gamma t^2}{4}} \begin{cases} -\frac{1}{2} F\left(-a_{1,0}, 1; \frac{\gamma t^2}{2}\right) - a_{1,0} F\left(-a_{1,0} + 1, 2; \frac{\gamma t^2}{2}\right), & t \leq t_0, \\ Q_{1,0} \left[-\frac{1}{2} U\left(-b_{1,0}, 1; \frac{\gamma t^2}{2}\right) + b_{1,0} U\left(-b_{1,0} + 1, 2; \frac{\gamma t^2}{2}\right) \right], & t > t_0: \end{cases} \quad (2.54)$$

Խառնուկային հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան ներկայացնենք

$$\psi_2(t, \varphi, z; x_i, \alpha_0, \beta) = \frac{N_1 N_2}{2\sqrt{\pi a_B^3}} \exp\left\{ -\beta \sqrt{z^2 + (t - t_i)^2} - \alpha_0 t \cos \varphi \right\} g_{1,0}(t) \quad (2.55)$$

տեսքով, որտեղ β -ն նոր փոփոխականային պարամետր է, N_2 -ը՝ նորմավորման գործակիցը.

$$N_2 = \left\{ N_1^2 \pi^{-1} \int_0^\infty g_{1,0}^2(t) t \int_0^\pi |\mathbf{t} - \mathbf{t}_i| K_1(2\beta |\mathbf{t} - \mathbf{t}_i|) \exp(-2\alpha_0 t \cos \varphi) d\varphi dt \right\}^{-1/2} : \quad (2.56)$$

խառնուկի հիմնական վիճակի էներգիան՝

$$\varepsilon_2 = \langle \psi_2(t, \varphi, z; t_i, \alpha_0, \beta_0) | \hat{H}_2 | \psi_2(t, \varphi, z; t_i, \alpha_0, \beta_0) \rangle, \quad (2.57)$$

որտեղ β_0 -ն փոփոխականային պարամետրի այն արժեքն է, որի համար խառնուկի հիմնական վիճակի ε_2 էներգիան ընդունում է նվազագույն արժեք:

Օգտվելով (2.4), (2.47) և (2.48) համիլտոնիանների արտահայտություններից և (2.55) ալիքային ֆունկցիայից՝ ε_2 -ի համար կստանանք.

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 - \beta_0^2 + N_2^2 [Y_1(t_i, \alpha_0, \beta_0) + Y_2(t_i, \alpha_0, \beta_0) + Y_3(t_i, \alpha_0, \beta_0)], \quad (2.58)$$

որտեղ

$$Y_1(t_i, \alpha_0, \beta_0) = 2(\beta_0 - 1) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} g_1^2(t, \varphi; \alpha_0) K_0(2\beta_0 |\mathbf{t} - \mathbf{t}_i|) t d\varphi dt, \quad (2.59)$$

$$Y_2(t_i, \alpha_0, \beta_0) = 2\beta_0 \int_0^\infty \int_0^{2\pi} (t - t_i \cos \varphi) g_1(t, \varphi; \alpha_0) g_1'(t, \varphi; \alpha_0) K_0(2\beta_0 |\mathbf{t} - \mathbf{t}_i|) t d\varphi dt, \quad (2.60)$$

$$Y_3(t_i, \alpha_0, \beta_0) = 2\beta_0 t_i \int_0^\infty \int_0^{2\pi} g_1(t, \varphi; \alpha_0) g_{1\varphi}'(t, \varphi; \alpha_0) K_0(2\beta_0 |\mathbf{t} - \mathbf{t}_i|) \sin \varphi d\varphi dt, \quad (2.61)$$

և օգտագործվել է հետևյալ նշանակումը՝

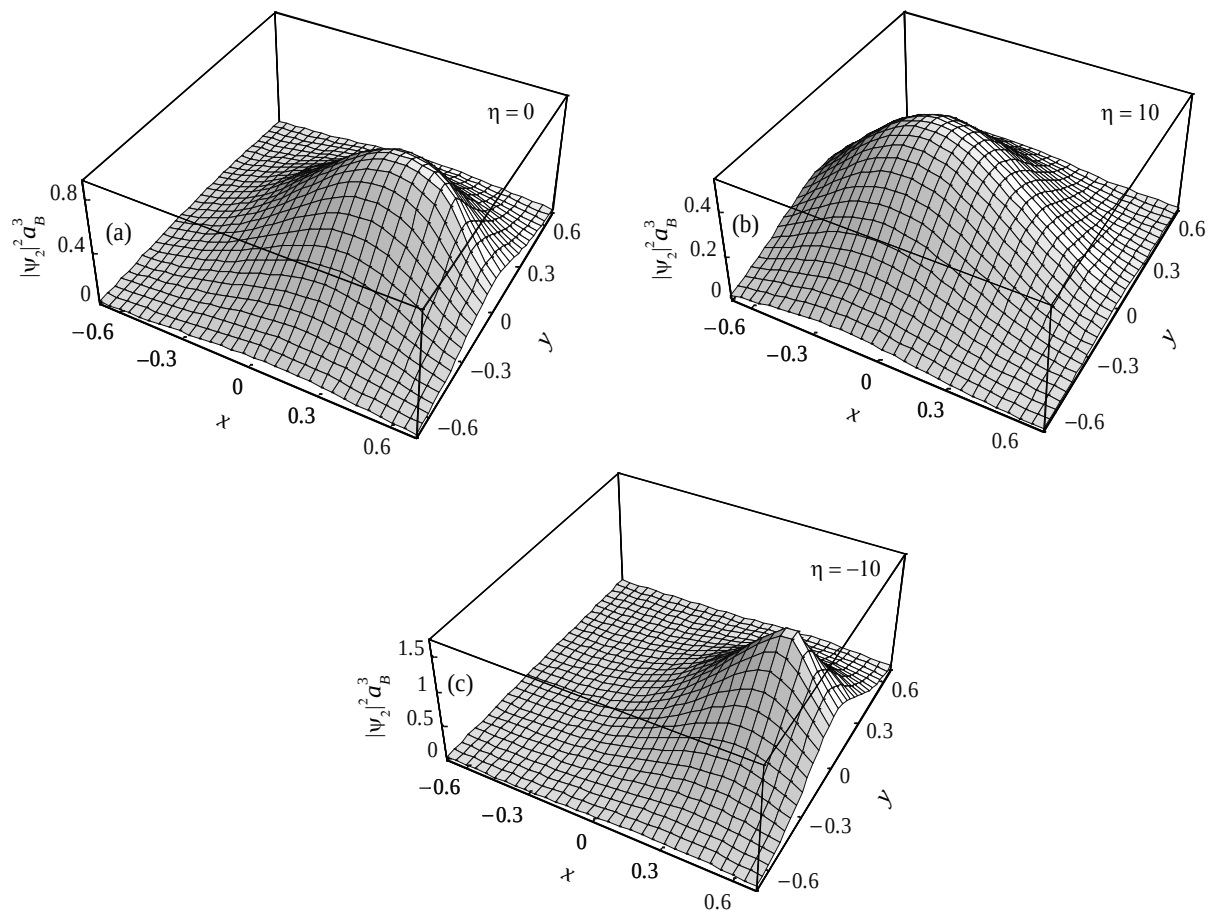
$$g_1(t, \varphi; \alpha_0) = \frac{N_1}{\sqrt{2\pi}} g_{1,0}(t) \exp(-\alpha_0 t \cos \varphi): \quad (2.62)$$

$g_1'(t, \varphi; \alpha_0)$ և $g_{1\varphi}'(t, \varphi; \alpha_0)$ ֆունկցիաները $g_1(t, \varphi; \alpha_0)$ ֆունկցիայի մասնական ածանցյալներն են ըստ t -ի և ըստ φ -ի: Կապի էներգիան, ինչպես և §2.1-ում, որոշվում է առանց խառնուկի հիմնական վիճակի էներգիայի և խառնուկի հիմնական վիճակի էներգիաների տարբերությամբ.

$$\varepsilon_b = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 : \quad (2.63)$$

Թվային հաշվարկներն իրականացվել են GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs-ի համար՝ օգտագործելով պարամետրերի նույն արժեքները, ինչ §2.1-ում:

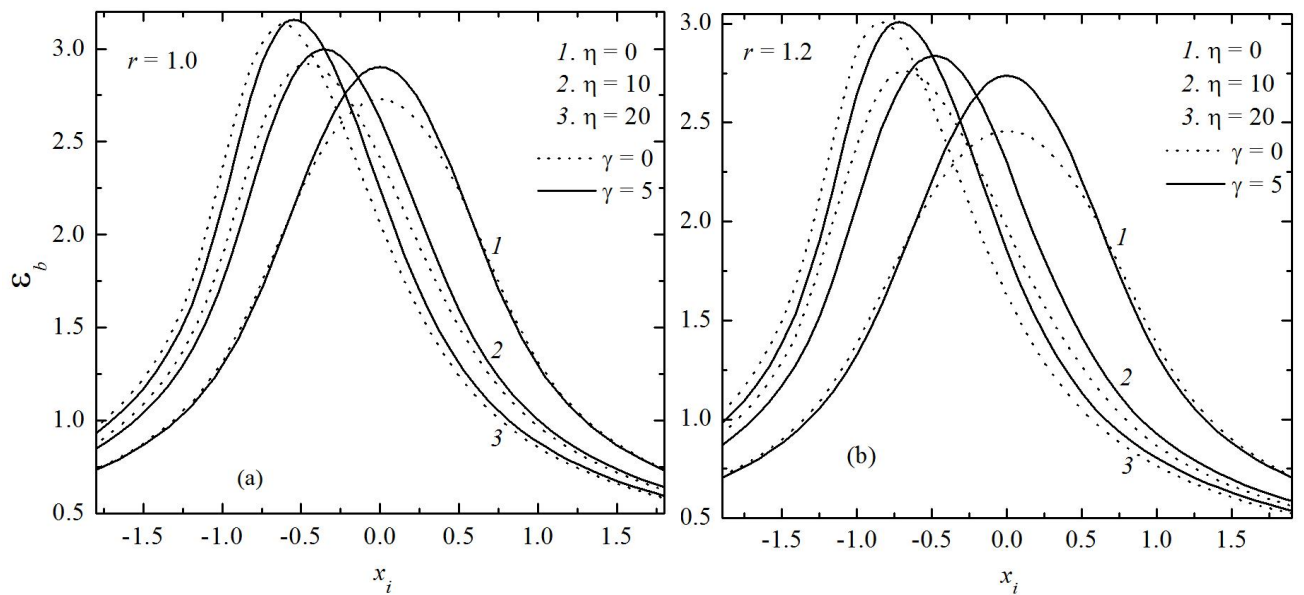
Նկ. 2.9-ում պատկերված է էլեկտրոնի հավանականության խտության (a_B^{-3} միավորներով) կախումն x և y չափազուրկ կոորդինատներից հիմնական խառնուկային վիճակի համար, երբ $\gamma = 5$, $x_i = 0,5$ և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում: Էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ (նկ.2.9.(a)) հավանակա-



Նկ. 2.9. Էլեկտրոնի հավանականության խտության կախումն $x = X / a_B$ և $y = Y / a_B$ ($z = 0$) կոորդինատներից էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների և $\gamma = 5$ դեպքում: Խառնուկը $(0,5;0;0)$ կետում է:

նության խտության առավելագույն արժեքը մոտ է խառնուկին, սակայն սահմանափակող պոտենցիալի ազդեցության հետևանքով որոշ չափով շեղված է: x առանցքով ուղղված էլեկտրական դաշտն էլեկտրոնին տեղաշարժում է x առանցքի հակառակ ուղղությամբ (Նկ.2.9.(b)) [118]: Երբ էլեկտրական դաշտն ուղղված է x առանցքի հակառակ ուղղությամբ, էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթը տեղափոխվում է դեպի խառնուկը, որի հետևանքով դիտվում է հավանականության խտության կտրուկ արտահայտված առավելագույն արժեք (նկ. 2.9.(c)):

Նկ. 2.10-ում պատկերված է էլեկտրոնի կապի էներգիայի կախումը խառնուկի դիրքից ՔԼ-ի շառավղի, մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում: Խառնուկի դիրքից ուժեղ արտահայտված կախումը հետևանք է ՔԼ-ի շառավղի դիտարկված արժեքների դեպքում էլեկտրոնային ամպի ուժեղ տեղայնացման: Էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ կորերը

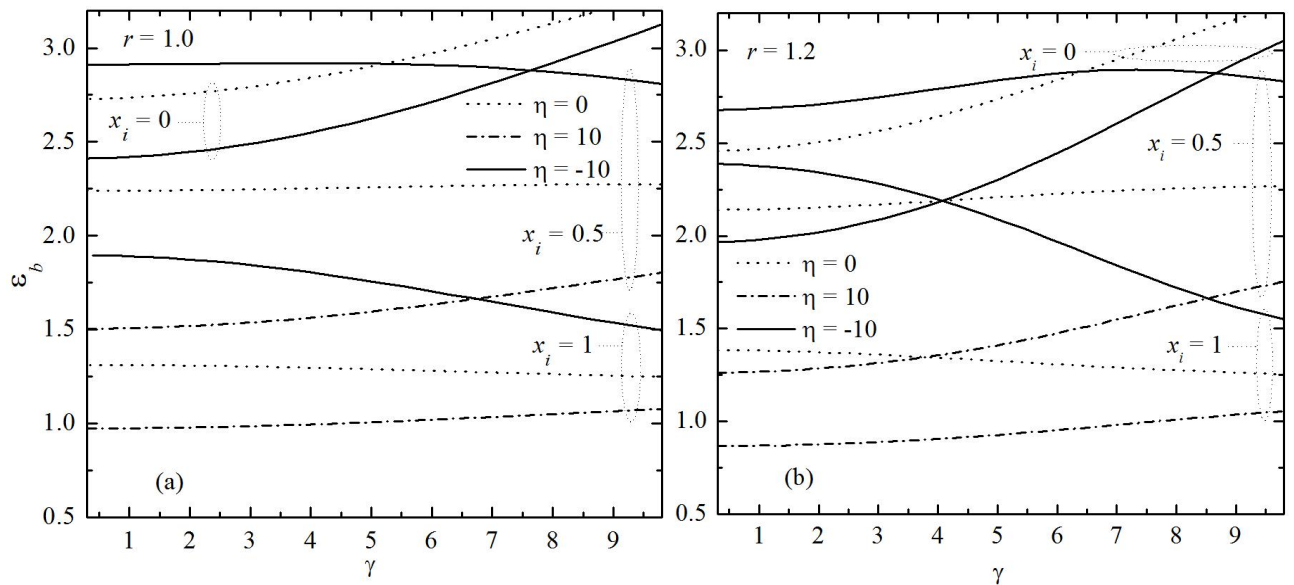


Նկ. 2.10. Կապի էներգիայի կախումը խառնուկի դիրքից ՔԼ-ի շառավղի, մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում

համաչափ են կոորդինատների սկզբնակետի նկատմամբ (1 կորեր): Առավելագույն արժեքների բարձրացումը՝ պայմանավորված մագնիսական դաշտի ուժեղացումով, բացատրվում է լարի առանցքին մոտ տեղայնացման աստիճանի մեծացումով: Այդ դեպքում էլեկտրական դաշտի ուժեղացումը, կամ ՔԼ-ի շառավղի մեծացումը հանգեցնում է առավելագույն արժեքի փոքրացման: Էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ էլեկտրոնային ամպի շեղումը հանգեցնում է կապի էներգիայի առավելագույն արժեքի համապատասխան շեղման, որը փոքրանում է մագնիսական դաշտի ուժեղացմանը զուգընթաց:

Նկ. 2.11-ում պատկերված է կապի էներգիայի կախումը մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից ՔԼ-ի շառավղի, էլեկտրական դաշտի լարվածության և խառնուկի x_i կոորդինատի տարբեր արժեքների դեպքում: Հեշտ է նկատել, որ առկա է կապի էներգիայի էական ուժեղացում՝ կախված γ -ից, որը դիտվում է $r=1,2$ արժեքի դեպքում:

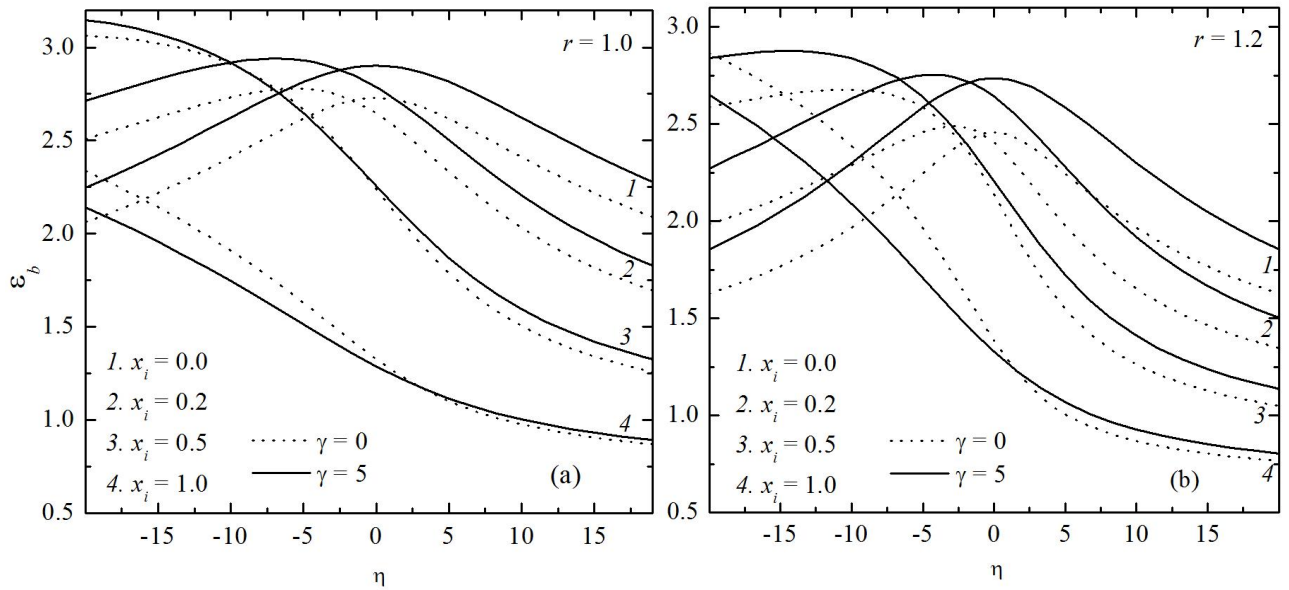
Երբ խառնուկը ՔԼ-ի առանցքի վրա է, կապի էներգիան, կախված մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից, աճում է էլեկտրական դաշտի լարվածության բոլոր արժեքների դեպքում, քանի որ էլեկտրոնի տեղայնացման աստիճանն առանցքին հարող տիրույթում մեծանում է: Նկատենք, որ $x=0$ հարթության նկատմամբ համաչափության հետևանքով $\eta=10$ և $\eta=-10$ արժեքներին համապատասխանող կորերը համընկնում են:



Նկ. 2.11. Կապի էներգիայի կախումը մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից ՔԼ-ի շառավղի, խառնուկի դիրքի կոորդինատի և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում:

Երբ խառնուկը շեղված է առանցքից $x_i = 0,5$ հեռավորությամբ, էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքներին համապատասխանող կորերը տարբեր վարքեր են դրսևորում: $\eta = 0$ դեպքում կապի էներգիան դանդաղ աճում է էլեկտրոնային ամպի՝ $t > x_i$ տիրույթից $t \leq x_i$ տիրույթ տեղաշարժման հետևանքով: Ինչպես երևում է նկ. 2.11-ից, կապի էներգիան $\gamma = 0$ դեպքում ընդունում է ավելի մեծ արժեք, երբ $\eta = -10$, քանի որ էլեկտրոնի հավանականության խտության մաքսիմումը գործնականորեն համընկնում է խառնուկի դիրքի հետ՝ $x_i = 0,5$: γ -ն մեծացնելիս կապի էներգիայի սկզբնական աճը փոխարինվում է նվազումով, որը հետևանք է էլեկտրոնի՝ խառնուկի մոտ գտնվելու հավանականության փոքրացմամբ, այդ պատճառով կապի էներգիան $x_i = 1$, $\eta = 0, -10$ դեպքում մոնոտոն նվազում է: $\eta = 10$ դեպքում, x -ի բացասական ուղղությամբ տեղայնացված էլեկտրոնը մագնիսական դաշտի աճին զուգընթաց տեղաշարժվում է դեպի խառնուկը որի հետևանքով կապի էներգիան աճում է: Նույն երևույթը դիտվում է նաև $x_i = 1$ դեպքում:

Միևնույն x_i -ին, բայց η -ի տարբեր արժեքներին համապատասխանող կորերը, մագնիսական դաշտի աճին զուգընթաց ($\gamma > 7$) մոտենում են, քանի որ մագնիսական քվանտացման ուժեղացման պատճառով էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը



Նկ. 2.12. Կապի էներգիայի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ՔԼ-ի շառավղի, խառնուկի դիրքի կոորդինատի և մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի տարբեր արժեքների դեպքում

թուլանում է:

Կապի էներգիայի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ՔԼ-ի շառավղի, մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի, խառնուկի դիրքի կոորդինատի տարբեր արժեքների համար պատկերված է նկ. 2.12-ում: Երբ խառնուկը տեղադրված է ՔԼ-ի առանցքի վրա, կապի էներգիան, համակարգի գլանային համաչափության հետևանքով, կախված չէ էլեկտրական դաշտի ուղղությունից (1 կորեր): Մագնիսական դաշտի ուժեղացումն էլեկտրական դաշտի լարվածության բոլոր արժեքների դեպքում մեծացնում է կապի էներգիան: Համանման վարք դիտվում է նաև խառնուկի՝ ՔԼ-ի առանցքից համեմատաբար փոքր հեռավորությունների դեպքում (2 կորեր), միայն այն տարբերությամբ, որ կորերի առավելագույն արժեքները տեղաշարժված են դեպի η -ի բացասական արժեքների տիրույթ:

Իրավիճակն այլ է $x_i = 0,5$ և $x_i = 1$ դեպքերում (3 և 4 կորեր): η -ի դրական, մեծ արժեքների դեպքում էլեկտրոնը տեղայնացված է բացասական x -երի տիրույթում, և մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը փոքրանում է, որի հետևանքով կապի էներգիան աճում է: Էլեկտրական դաշտի լարվածության նվազմանը զուգընթաց էլեկտրոնը բացասական x -երի տիրույթից տեղաշարժվում է ՔԼ-ի առանցքի մոտակայք, որտեղ տեղադրված է խառնուկը, որը հան-

գեցնում է կապի էներգիայի մեծացման: Ընդ որում, սկզբնական աճը մագնիսական դաշտով լրացուցիչ սահմանափակման հետևանքով տեղի է ունենում համեմատաբար դանդաղ, ուստի η -ի որոշ արժեքների դեպքում կապի էներգիան $\gamma=0$ -ի համար կապի էներգիայից ավելի մեծ է, քան $\gamma=5$ դեպքում (3 և 4 կորերը նկ. 2.12.(a)-ում և 4 կորերը նկ. 2.12.(b)-ում): η -ի բացասական, մոդուլով մեծ արժեքների դեպքում կապի էներգիայի աճի արագությունը մագնիսական դաշտում ավելի մեծ է, քան մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում:

Տարբեր շառավիղներով ՔԼ-երի համար ստացված կորերի համեմատությունից (նկ. 2.9, 2.10 և 2.11) հեշտ է նկատել, որ լարի շառավղի մեծացման միջոցով չափային քվանտացման դերի թուլացումը հանգեցնում է կապի էներգիայի վրա արտաքին դաշտերի և խառնուկի դիրքի ազդեցությունների ուժեղացման:

§2.4 Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցությունը քվանտային լարում դոնորային խառնուկի ֆոտոիոնացման կտրվածքի վրա

ՖԻԿ-ի (1.18) արտահայտությունը նկարագրում է $|\psi_i\rangle$ խառնուկային հիմնական վիճակից $|\psi_f\rangle$ վիճակ անցումները երկբևեռային մոտավորությամբ:

Դիտարկենք լույսի z - և x - բևեռացման դեպքերը, ենթադրելով, որ խառնուկը տեղադրված է x առանցքի վրա:

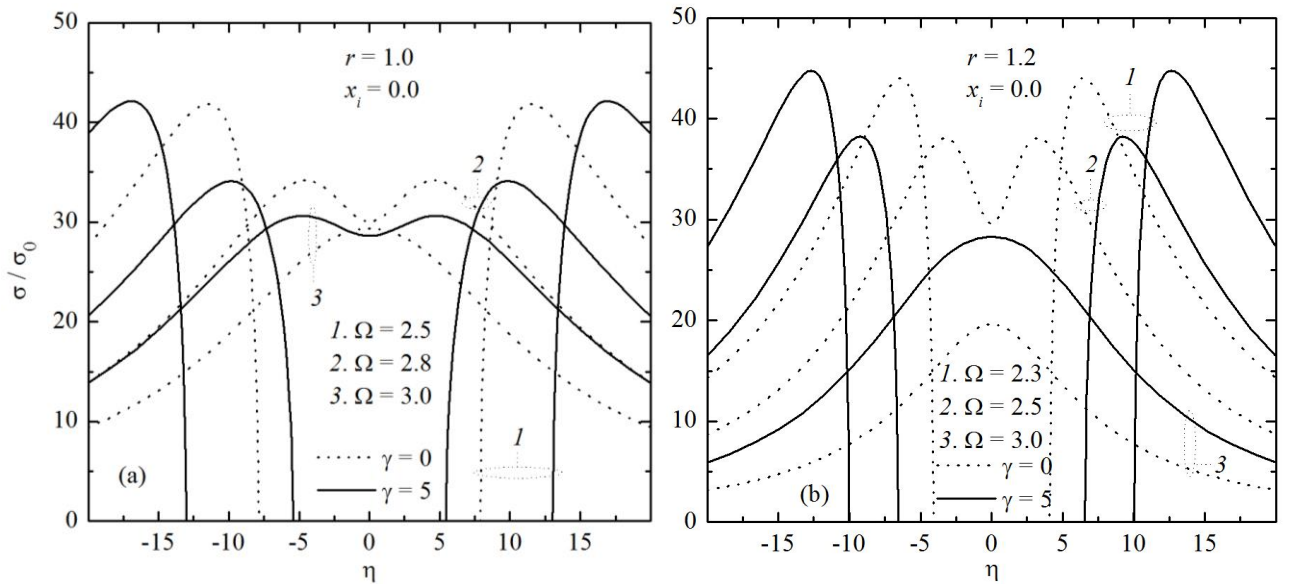
(2.50), (2.55) և (1.18) բանաձևերից հետևում է, որ

$$\sigma(\Omega) = \sigma_0 \frac{M(k_0)\Omega}{k_0} \theta(\Omega - \varepsilon_b), \quad (2.64)$$

որտեղ

$$M(k_0) = \begin{cases} A \left| \int_0^\infty g_0^2(t) t \int_0^\pi S'_k(\beta_0, x_i, k_0; \cos \varphi, t) \exp(-2\alpha_0 t \cos \varphi) d\varphi dt \right|^2, & \vec{\zeta} \parallel z, \\ A \left| \int_0^\infty g_0^2(t) t^2 \int_0^\pi S(\beta_0, x_i, k_0; \cos \varphi, t) \exp(-2\alpha_0 t \cos \varphi) \cos \varphi d\varphi dt \right|^2, & \vec{\zeta} \parallel x, \end{cases} \quad (2.65)$$

$$S(\beta_0, x_i, k_0; \cos \varphi, t) = 2 \int_0^\infty \exp \left\{ -\beta_0 \sqrt{z^2 + (t - t_i)^2} \right\} \cos(k_0 z) dz = \frac{2\beta_0}{(\beta_0^2 + k_0^2)} \tau K_1(\tau), \quad (2.66)$$



Նկ. 2.13. ՖԻԿ-ի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ՔԼ-ի առանցքի վրա տեղադրված խառնուկի և ընկնող լույսի z -բևեռացման ($\vec{\zeta} \parallel z$) դեպքում

$$S'_k(\beta_0, x_i, k_0; \cos \varphi, t) = -2 \int_0^\infty \exp \left\{ -\beta_0 \sqrt{z^2 + (t - t_i)^2} \right\} \sin(k_0 z) dz =$$

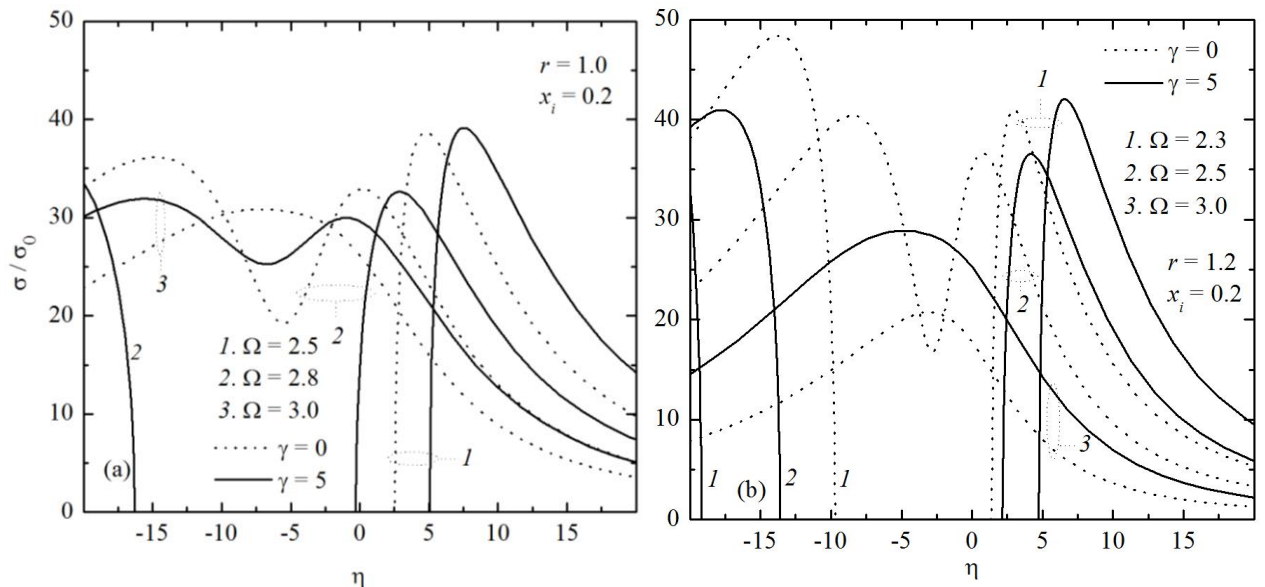
$$= \frac{dS(\beta_0, x_i, k; \cos \varphi, t)}{dk} \Big|_{k=k_0} = -\beta_0 k_0 \frac{\tau}{(\beta_0^2 + k_0^2)^2} \{ 2K_1(\tau) + \tau [K_0(\tau) + K_2(\tau)] \}, \quad (2.67)$$

$$A^{-1} = \pi \int_0^\infty g_{1,0}^2(t) I_0(2\alpha_0 t) t dt \times \int_0^\infty g_{1,0}^2(t) t \int_0^\pi |t - t_i| K_1(2\beta_0 |t - t_i|) \exp(-2\alpha_0 t \cos \varphi) d\varphi dt, \quad (2.68)$$

$\tau = |t - t_i| \sqrt{\beta_0^2 + k_0^2}$, $k_0 = \sqrt{\Omega - \varepsilon_b}$, $\Omega = \hbar \omega / E_R$, $K_n(\tau)$ -ը Բեսելի n -րդ կարգի երկրորդ սեռի ձևափոխված ֆունկցիան է:

Նկ. 2.13-ում պատկերված է ՖԻԿ-ի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից լույսի z -բևեռացման դեպքում ՔԼ-ի շառավղի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի, ընկնող ֆոտոնի էներգիայի տարբեր արժեքների և խառնուկի տարբեր դիրքերի դեպքում:

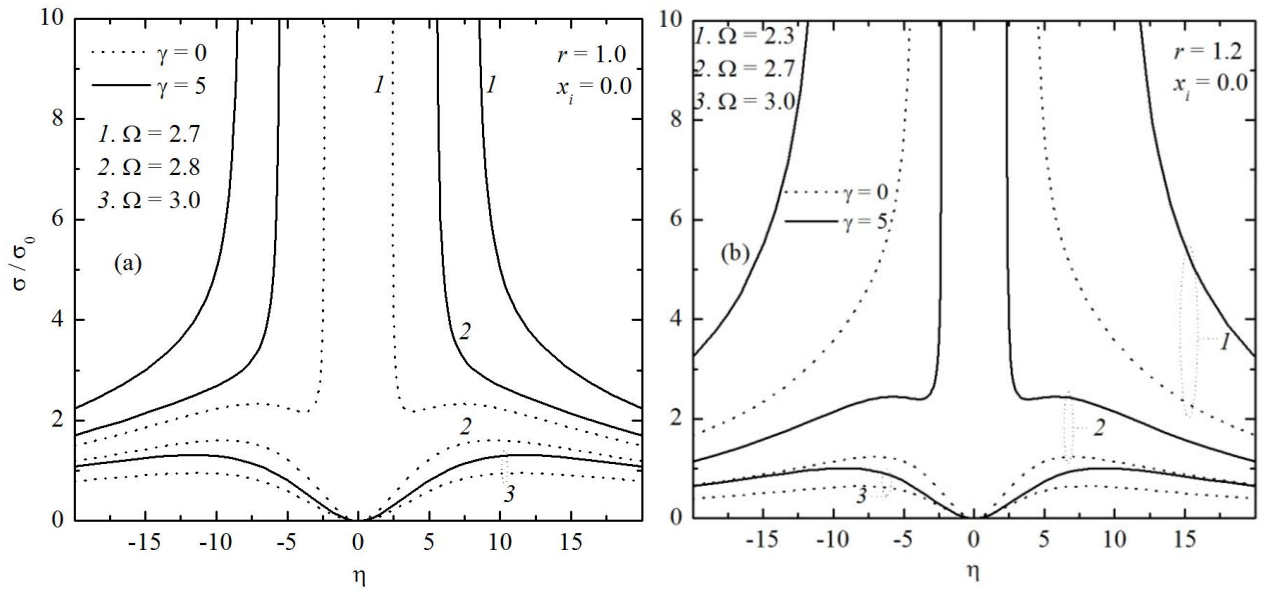
Երբ խառնուկը ՔԼ-ի առանցքի վրա է ($x_i = 0$), ՖԻԿ-ի կորերն էլեկտրական դաշտի ուղղության նկատմամբ համաչափ են: 2.13.(a) և 2.13.(b) նկարների համեմատությունից հետևում է, որ ՔԼ-ի շառավղի մեծացնելիս (չափային քվանտացումը թուլացնելիս) $|\eta|$ -ի ոչ շատ մեծ արժեքների տիրույթում ($|\eta| \leq 5$) դիտվում է ՖԻԿ-ի՝ $|\eta|$ -ից ուժեղ կախում, իսկ մեծ արժեքների դեպքում այդ կախումը դառնում է ավելի թույլ, որը պայմանավորված է η -ից ε_b -ի համապատասխան կախումով (նկ.2.11): Նկ. 2.13.(b)-ում,



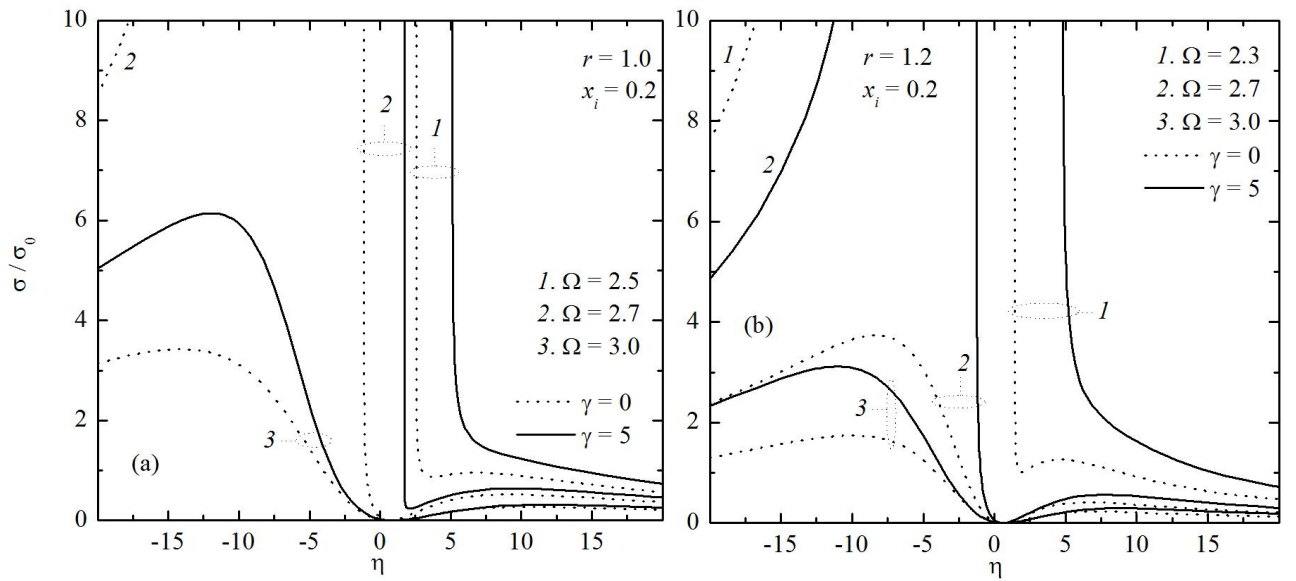
Նկ. 2.14. ՖԻԿ-ի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ՔԼ-ի առանցքից շեղված խառնուկի և լույսի z - բևեռացման ($\vec{\zeta} \parallel z$) դեպքում

համեմատելով $\gamma=0$ և $\gamma=5$ արժեքներին համապատասխանող 3 կորերը, կարելի է նկատել, որ σ/σ_0 -ի η -ից կախման մեջ դիտվում է մագնիսական քվանտացման թուլացում: Նկատենք, որ երբ $\Omega - \varepsilon_b$ տարբերությունը փոքր է որոշակի նվազագույն արժեքից, ՖԻԿ-ը հասնում է առավելագույն արժեքի, և $x_i=0$ -ի մեծացմանը զուգընթաց սկսում է նվազել (նկ.2.13.(a)-ի 3 հոծ գիծը): Դա պայմանավորված է նրանով, որ $\Omega - \varepsilon_b$ տարբերությունը նվազելիս k_0 պարամետրը նվազում է, որն իր հերթին, բերում է անցման հավանականության նվազման: Սկսած $\Omega - \varepsilon_b$ -ի որոշակի նվազագույն արժեքից, այդ նվազումն սկսում է գերակշռել վիճակների խտության նվազումը, որը համեմատական է $(\Omega - \varepsilon_b)^{-1/2}$ -ին (տես (2.66) բանաձևը), ուստի կապի էներգիան նվազում է՝ հասնելով $\eta=0$ դեպքում նվազագույն արժեքի: Ընդ որում, երբ կապի էներգիան η -ի որոշակի արժեքի դեպքում հասնում է ֆոտոնի սևեռված էներգիայի արժեքին, ՖԻԿ-ը նվազում է՝ հասնելով զրոյի և չի փոխվում մինչև $\Omega - \varepsilon_b \leq 0$ (նկ.2.13-ի 1 կորեր):

Խառնուկի դիրքի շեղումը ՔԼ-ի առանցքից հանգեցնում է համակարգի գլանալին համաչափության խախտման (նկ.2.14.(a) և (b)): Կապի էներգիայի առավելագույն արժեքների շեղումները զրոյական արժեքից հանգեցնում են ՖԻԿ-ի նվազագույն արժեքների (3 հոծ գծերը նկ. 2.14.(a)-ում) կամ առավելագույն արժեքների (նկ.2.14.(a)-ում 3 կետագծերը) համապատասխան շեղումների: Նկատենք, որ աջ մասի առավել-



Նկ. 2.15. ՖԻԿ-ի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ՔԼ-ի առանցքի վրա տեղադրված խառնուկի և լույսի x - բևեռացման ($\vec{\zeta} \perp x$) դեպքում



Նկ. 2.16. ՖԻԿ-ի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ՔԼ-ի առանցքից շեղված խառնուկի և լույսի x - բևեռացման դեպքում ($\vec{\zeta} \perp x$)

լագույն արժեքն ավելի փոքր է, քան ձախ մասինը: Դա բացատրվում է $|\eta|$ -ի մեծ արժեքների դեպքում աջ մասի ՖԻԿ-ի առավելագույն արժեքին համապատասխանող էլեկտրոնային ամպի խտացմամբ, որի հետևանքով մեծանում է սկզբնական և վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաների ծածկումը և, հետևաբար, ՖԻԿ-ը: Ալիքային ֆունկցիաների ծածկման մեծացումը կարող է նաև այն բանի արդյունքը լինել, որ η -ի մեծ արժեքների դեպքում էլեկտրոնային ամպի դիրքը խառնուկի առկա-

յությամբ ավելի զգայուն է:

Նկ. 2.15-ում և 2.16-ում պատկերված են ՖԻԿ-ի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ՔԼ-ի շառավղի, մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի, և ֆոտոնի էներգիայի տարբեր արժեքների դեպքում: Դիտարկված են նաև խառնուկի տարբեր դիրքեր, ինչպես նաև լույսի x - բևեռացման դեպքը ($\vec{\epsilon} \parallel x$):

Եթե խառնուկը ՔԼ-ի առանցքի վրա է ($x_i = 0$), կորերը համաչափ են $\eta = 0$ կետի նկատմամբ (նկ. 2.15.(a) և 2.15.(b)): Նկատենք, որ այդ կետում պարամետրերի բոլոր արժեքների համար ՖԻԿ-ը հավասարվում է զրոյի, քանի որ անցումներն արգելված են: Եթե η -ի բոլոր արժեքների համար կապի էներգիան փոքր է ֆոտոնի էներգիայի սևեռված արժեքից, ապա վիճակների խտության ֆունկցիան չի տարամիտում, և ՖԻԿ-ն η -ն նվազելիս հավասարվում է զրոյի: Եթե η -ի որոշակի արժեքի դեպքում կապի էներգիան դառնում է ավելի մեծ, քան ֆոտոնի էներգիան, ապա ՖԻԿ-ը տարամիտում է $\Omega = \varepsilon_b$ կետում, և ընդունում է զրոյական արժեք, երբ $\Omega < \varepsilon_b$ (նկ. 2.15.(a)-ի 1 կորերը): Հարկ է նշել, որ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի կամ ՔԼ-ի շառավղի փոփոխությունը ազդում է ՖԻԿ-ի զուգամիտության վարքի վրա (նկ. 2.15.(a)-ի և 2.15.(b)-ի 2 կորերը):

Նկ. 2.16.(a)-ից և 2.16.(b)-ից ակնհայտ է, որ ՔԼ-ի առանցքից խառնուկի փոքր շեղման դեպքում համաչափությունը վերանում է, ուստի ՖԻԿ-ը պարամետրերի ոչ մի արժեքի դեպքում զրոյական արժեք չի ընդունում, թեև որոշ դեպքերում այն էականորեն փոքրանում է ($\sigma/\sigma_0 \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$): Այդ նվազումը, ինչպես և $x_i = 0$ դեպքում, սկզբնական և վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաների համաչափության մեծացման պատճառ է: 3 կորերի առավելագույն արժեքները (ինչպես նաև 2 կորերի արժեքները, երբ $\gamma = 0$, նկ. 2.16.(b)) բացասական η -ների դեպքում ունեն էապես մեծ արժեքներ, քան առավելագույն արժեքները η -ի դրական արժեքների դեպքում, որը պայմանավորված է կապի էներգիայի՝ η -ից ոչ համաչափ կախումով: Նկատենք նաև, որ մագնիսական դաշտի ուժեղացումը և ՔԼ-ի շառավղի փոքրացումը հանգեցնում են ՖԻԿ-ի մեծացման, որը բացատրվում է սկզբնական և վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաների ծածկման աստիճանի մեծացմամբ:

ԳԼՈՒԽ 3. ՀԻԴՐՈՍՏԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ, ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ ԵՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՖՈՏՈՒՈՆԱՑՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՎՐԱ [119-126]

Կիսահաղորդչային ՔԿ-երը և ՔՕ-ները նանոկառուցվածքներ են, որոնք ուշագրավ նմանություններ ունեն ատոմային համակարգերի հետ, և տարիներ շարունակ բազմակողմանի ուսումնասիրվել են որպես նորագույն կիսահաղորդչային սարքերի կառուցվածքային տարրեր [127,128]: Նանոկառուցվածքների այս տեսակները գրավիչ են մասնավորապես այն պատճառով, որ դրանց էլեկտրոնային հատկությունները կարելի է կառավարել՝ նախապես տալով դրանց չափերը, ձևը և կառուցվածքը:

Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի համատեղ ազդեցությունը գլանային ՔԿ-երում խառնուկային վիճակների վրա ուսումնասիրվել է [129]: ՔԿ-ը երկայական ուղղությամբ մոտարկվել է պարաբոլական պոտենցիալով, իսկ ուղղաձիգ ուղղությամբ՝ անվերջ խոր պոտենցիալով: Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերն ուղղահայաց են ՔԿ-ի հարթությանը: Սևեռված երկայնական պոտենցիալի դեպքում էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի միջոցով կապի էներգիան կարելի է փոփոխել բավական մեծ տիրույթում: [130]-ում ուսումնասիրվել է գլանային ՔԿ-ում էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի, ինչպես նաև էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության համատեղ ազդեցությունը խառնուկային վիճակների վրա: Ստացվել է պոլարոնային էներգիայի վերլուծական արտահայտություն, ուսումնասիրվել է էներգիայի կախումն արտաքին դաշտերի բնութագրերից, խառնուկի դիրքից և ՔԿ-ի չափերից: Ցույց է տրվել, որ կապի էներգիայում էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառումն էական նշանակություն ունի:

Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցությունը գլանային ՔՕ-ում խառնուկային վիճակների վրա ուսումնասիրվել է [131]-ում: Դիտարկվել են ուժեղ և թույլ մագնիսական դաշտերի, ինչպես նաև տարբեր բարձրություններով ՔՕ-ների դեպքեր: Ստացվել է կապի էներգիայի վերլուծական արտահայտություն՝ կախված արտաքին դաշտերի բնութագրերից, խառնուկի դիրքից և ՔՕ-ի չափերից: Երկայնական պոտենցիալի կամ մագնիսական դաշտի ուժեղացումը հանգեցնում է կապի էներգիայի աճի: Խառնուկի դիրքից կախված՝ կապի էներգիան իր առավելագույն արժեքն ընդունում է

շերտի կենտրոնում, որից հեռանալիս նվազում է: [132]-ում ուսումնասիրվել է ՔՕ-ում խառնուկի ազդեցությունն ԱԲ-ի տատանումների վրա: Ստացված արդյունքների համաձայն՝ նշված տատանումների պարբերությունն էապես կախված է ՔՕ-ում խառնուկի առկայությունից: [133]-ում ուսումնասիրվել է խառնուկի ազդեցությունը էլիպտական ՔՕ-ում ԱԲ-ի տատանումների վրա: Ցույց է տրվել, որ ԱԲ տատանումներն էապես կախված են համակարգի էքսցենտրիկության պարամետրից, որի աճը հանգեցնում է էներգիայի նվազման և ԱԲ-ի տատանումների պարբերության փոքրացման:

Ատենախոսության երրորդ գլուխը նվիրված է գլանային համաչափությամբ քվանտային կետերում և օղակներում խառնուկային վիճակների և ֆոտոիոնացման կտրվածքի վրա հիդրոստատիկ ճնշման, էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցության ուսումնասիրությանը:

§3.1 Դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման կտրվածքի հաշվարկը $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ գլանային քվանտային կետում

Դոնորային խառնուկ պարունակող գլանային ՔԿ-ում, արդյունաբար զանգվածի մոտավորությամբ, էլեկտրոնի համիլտոնիանը հիդրոստատիկ ճնշման, էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի առկայությամբ ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{H} = \frac{1}{2m(P,T)} \left(\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 - eFz + V(\rho, z, P, T) - \frac{e^2}{\varepsilon(P,T)r}, \quad (3.1)$$

Որտեղ $r = \left((\rho - \rho_i)^2 + (z - z_i)^2 \right)^{1/2}$ -ն էլեկտրոն-խառնուկ հեռավորությունն է (խառնուկի կոորդինատներն են՝ z_i, ρ_i , էլեկտրոնինը՝ z, ρ), իսկ սահմանափակող պոտենցիալը տրվում է հետևյալ բանաձևով [98,134]՝

$$V(\rho, z, P, T) = \begin{cases} 0, & \rho \leq R(P), |z| \leq L(P)/2, \\ V_0(P, T), & \rho > R(P), |z| \leq L(P)/2, \\ \infty, & \rho > R(P), |z| \geq L(P)/2, \end{cases} \quad (3.2)$$

որտեղ

$$V_0(P, T) = \begin{cases} \Gamma_b^{(P,T)} - \Gamma_w^{(P,T)}, & P \leq P_1, \\ X_b^{(P,T)} - \Gamma_w^{(P,T)} + S_0 \times \frac{P - P_1}{P}, & P_1 < P \leq P_2, \end{cases} \quad (3.3)$$

$P_1 = 13,5$ (կբար) պարամետրը ճնշման այն արժեքն է, որի դեպքում հատվում են X_b - և Γ_b - միներալները, իսկ $P_2 = 35$ (կբար) պարամետրը՝ այն արժեքը, որի դեպքում հատվում են X_b - և Γ_w - միներալները: Ստորև ենթադրվում է, որ S_0 -ն ($= 250$ մէՎ) պարամետր է, որն ապահովում է փորձնական արդյունքների և տեսության համընկնումը [135]: (3.2) արտահայտության մեջ $L(P)$ -ն գլանային ՔԿ-ի բարձրությունն է, որը որոշում է (1.5) արտահայտությամբ, իսկ $R(P)$ -ն՝ շառավիղը [99,136].

$$R(P) = R(0)[1 - 2(S_{11} + 2S_{12})P]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.4)$$

որտեղ S_{11} -ը և S_{12} -ը դյուրաթելության գործակիցներն են, որոնք GaAs-ի համար ունեն $S_{11} = 1,16 \cdot 10^{-3}$ կբար $^{-1}$ և $S_{12} = -2,7 \cdot 10^{-4}$ կբար $^{-1}$ արժեքները [99], իսկ $L(0)$ և $R(0)$ մեծությունները համապատասխանում են $P = 0$ արժեքին: Էլաբսիի մոդելի համաձայն [98,134]՝ $\Gamma - X$ գոտիների՝ հիդրոստատիկ ճնշումով պայմանավորված հատումը հանգեցնում է սահմանափակող պոտենցիալի խորության՝ հիդրոստատիկ ճնշումից կախման:

Խառնուկային վիճակներն ուսումնասիրելու համար կոգտվենք փոփոխական մեթոդից: Հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան կփնտրենք

$$\Psi_i(\rho, \varphi, z, \alpha) = N_i Y_{10}(\rho) \Phi_1(z) e^{-\alpha r} \quad (3.5)$$

տեսքով, որտեղ N_i -ն նորմավորման գործակիցն է, α -ն՝ փոփոխական պարամետրը,

$$Y_{10}(\rho) = \begin{cases} G_1 \cdot F\left(-\frac{m(P,T)E_{10}a_H^2}{\hbar^2} + \frac{1}{2}, 1, \frac{\rho^2}{2a_H^2}\right), & \rho \leq R(P), \\ U\left(-\frac{m(P,T)(E_{10} - V_0(P,T))a_H^2}{\hbar^2} + \frac{1}{2}, 1, \frac{\rho^2}{2a_H^2}\right), & \rho > R(P), \end{cases} \quad (3.6)$$

իսկ ՔԿ- ում

$$\Phi_1(z) = Ai(Z) + G_2 Bi(Z): \quad (3.7)$$

F -ը և U -ն այլասերված հիպերերկրաչափական ֆունկցիաներն են, իսկ Ai -ն և Bi -ն՝ Էյրիի ֆունկցիաները, a_H -ը՝ մագնիսական երկարությունը, G_1 -ը և G_2 -ը՝ հաստատուններ, որոնք որոշվում են ալիքային ֆունկցիաների անընդհատության պայմանից, $Z = (2m(P,T)eF/\hbar^2)^{1/3} (z - E_{z1}/|eF|)$, E_{z1} -ն և E_{10} -ն z և ρ ուղղություններով էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիաներն են խառնուկի բացակայությամբ: Խառնուկի առկայությամբ համակարգի հիմնական վիճակի էներգիան՝

$$E_i = \langle \psi_i(\rho, \varphi, z, \alpha_{\min}) | \hat{H} | \psi_i(\rho, \varphi, z, \alpha_{\min}) \rangle, \quad (3.8)$$

որտեղ $\alpha_{\min}$ -ը փոփոխական պարամետրի այն արժեքն է, որի դեպքում էներգիան ընդունում է իր նվազագույն արժեքը: Դոնորային խառնուկի կապի էներգիան՝

$$E_b = E_0 - E_i, \quad (3.9)$$

որտեղ E_0 -ն էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան է խառնուկի բացակայությամբ:

ՖԻԿ-ի արտահայտությունը, որը նկարագրում է $|\psi_i\rangle$ խառնուկային հիմնական վիճակից $|\psi_f\rangle$ վիճակ անցումները երկբևեռային մոտավորությամբ, որոշվում է (1.18) բանաձևով: Վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան (3.1) համիլտոնիանի սեփական ֆունկցիան է՝ առանց խառնուկի պոտենցիալի, որը կարելի է ներկայացնել

$$\Psi_f(\rho, z) = N_f Y_{10}(\rho) \Phi_1(z) \quad (3.10)$$

տեսքով, որտեղ N_f -ը նորմավորման գործակիցն է: Դիտարկված դեպքում, երբ ընկնում է z - բևեռացմամբ ալիք, ստացվել է ջոկման կանոն, որի համաձայն՝ թույլատրելի են խառնուկային հիմնական վիճակից գլանային կետի հիմնական վիճակ անցումները: z - բևեռացման դեպքում ՖԻԿ-ի արտահայտությունը հարմար է ներկայացնել $I_1 \cdot \Delta$, իսկ x - բևեռացման դեպքում՝ $I_2 \cdot \Delta$ տեսքով, որտեղ

$$\Delta = \frac{D}{\pi} \cdot \frac{\Gamma}{(E_b - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2}, \quad (3.11)$$

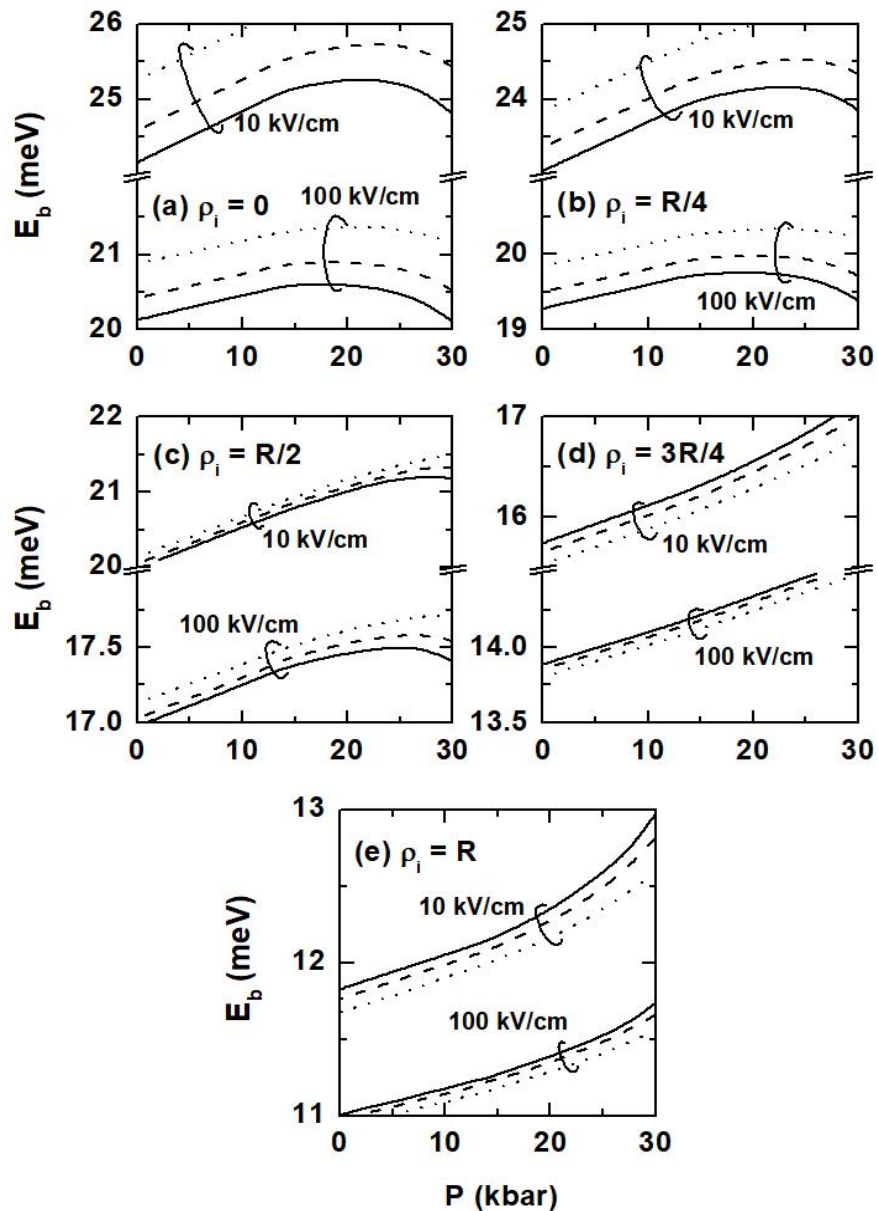
$$I_1 = N_i^2 N_f^2 \left| \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} z |Y_{10}(\rho)|^2 |\Phi_1(z)|^2 e^{-\alpha r} \rho d\rho dz d\varphi \right|^2, \quad (3.12)$$

$$I_2 = N_i^2 N_f^2 \left| \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \rho \cos\varphi |Y_{10}(\rho)|^2 |\Phi_1(z)|^2 e^{-\alpha r} \rho d\rho dz d\varphi \right|^2, \quad (3.13)$$

$$D = \frac{4\pi^2 \alpha_{FS} \hbar\omega}{\sqrt{\varepsilon_w(P, T)}} \left(\frac{m_w(P, T)}{m_0} \right)^2, \quad (3.14)$$

որտեղ $\Gamma = 0,4$ մԷՎ լորենցիան պարամետրն է: (3.13) բանաձևի համաձայն, երբ բևեռացման վեկտորն ուղղված է y առանցքով, խառնուկի հիմնական վիճակից գլանային ՔԿ-ի հիմնական վիճակ անցումն արգելված է: Այդ անցումներն արգելված են նաև այն դեպքում, երբ խառնուկը z առանցքի վրա է՝ $\rho_i = 0$:

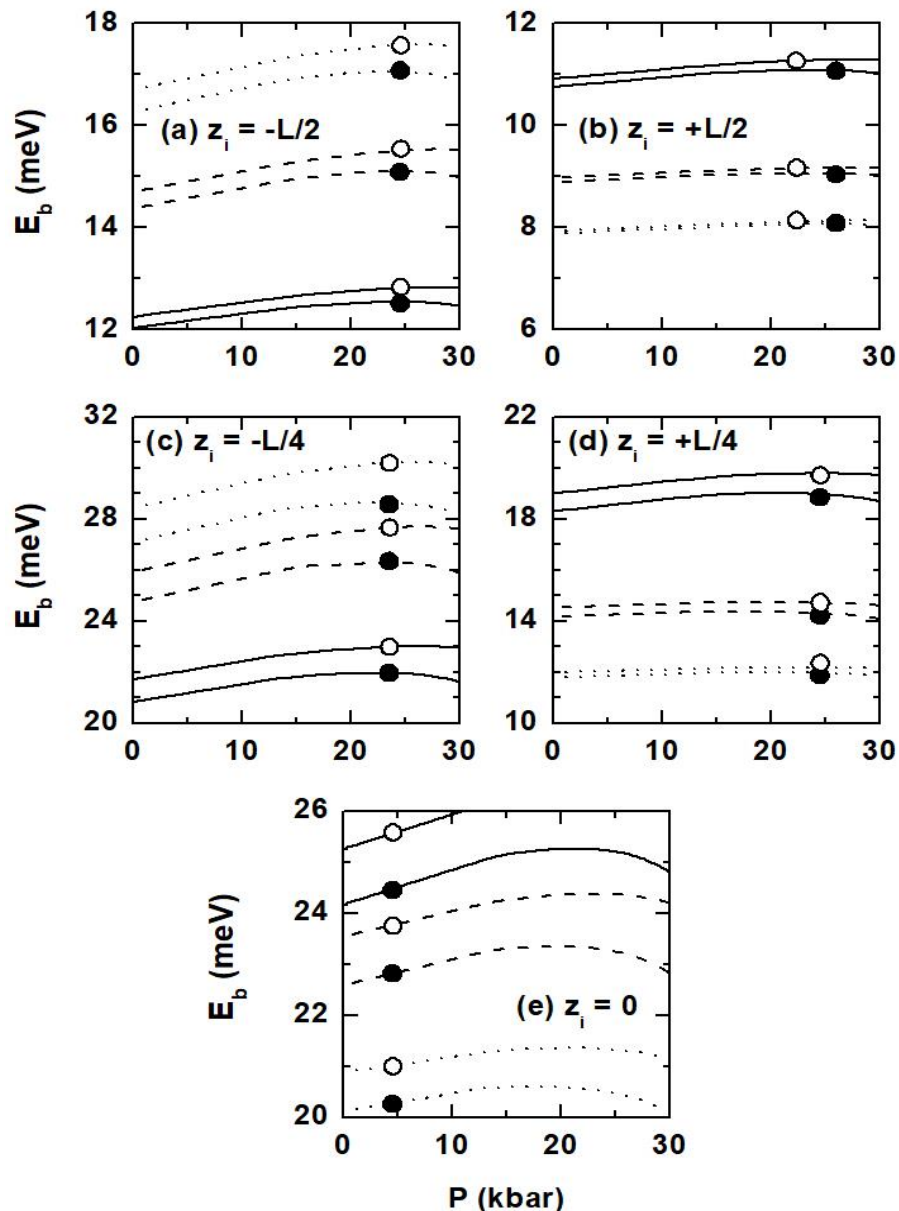
Թվային հաշվարկներն իրականացվել են GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs գլանային ՔԿ-ի համար, նմուշի տարբեր չափերի, արտաքին էլեկտրական և մագնիսական տարբեր դաշտերի,



Նկ. 3.1. Գլանային ՔԿ-ում խառնուկի կապի էներգիայի կախումը ճնշումից ($z_i = 0$, $R = 100 \text{ \AA}$, $L = 200 \text{ \AA}$): Հոծ, ընդհատ և կետիկներով գծերը համապատասխանում են մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի 10 S, 20 S և 30 S արժեքներին:

ինչպես նաև խառնուկի տարբեր դիրքերի դեպքում:

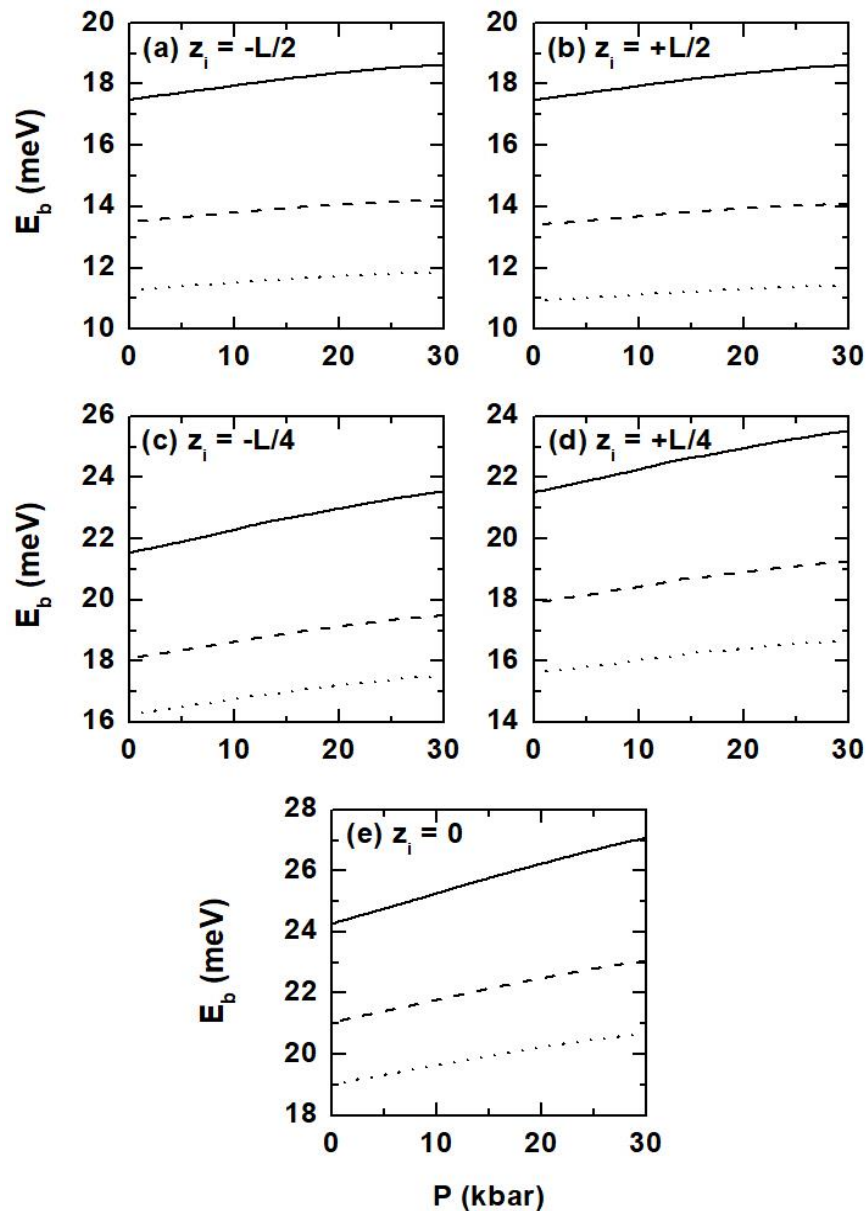
Դիտարկված բոլոր դեպքերում հիմնական վիճակի կապի էներգիան մինչև հիդրոստատիկ ճնշման 13,5 կբար արժեքն աճում է գծայնորեն, քանի որ ճնշման այդ տիրույթում արգելքի բարձրությունը մնում է անփոփոխ: Ճնշման ավելի մեծ արժեքների դեպքում կապի էներգիան հասնում է առավելագույն արժեքի, ապա՝ նվազում, քանի որ ճնշման մեծացմանը զուգընթաց պոտենցիալային փոսի խորությունը մոնոտոն նվազում է: Հիդրոստատիկ ճնշման փոփոխման ամբողջ տիրույթում ճնշումը մեծացնելիս



Նկ. 3.2. Գլանային ՔԿ-ում խառնուկի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի կախումը ճնշումից ($R=100\text{\AA}$, $L=200\text{\AA}$): Հոծ, ընդհատ և կետիկներով գծերը համապատասխանում են էլեկտրական դաշտի լարվածության 10կՎ/սմ , 50կՎ/սմ և 100կՎ/սմ արժեքներին, իսկ հոծ և բաց շրջանները՝ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի 10 Տ և 30 Տ արժեքներին:

դիտվում են հետևյալ օրինաչափությունները.

1. էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածը մեծանում է, որի հետևանքով մեծանում է կապի էներգիան,
2. դիէլեկտրական հաստատունը նվազում է, որի հետևանքով մեծանում է կուլոնյան փոխազդեցությունը, ուստի և՛ կապի էներգիան,
3. գլանային ՔԿ-ի չափերը փոքրանում են. այս հանգամանքը կարող է հանգեցնել կապի էներգիայի ինչպես փոքրացման, այնպես էլ մեծացման՝ պայմանավորված ուժեղ



Նկ. 3.3. Գլանային ՔԿ-ում խառնուկի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի կախումը ճնշումից ($R = 200 \text{ \AA}$): Հոծ, ընդհատ և կետիկներով գծերը համապատասխանում են $L = 50 \text{ \AA}$, $100 \text{ \AA}$ և $150 \text{ \AA}$ արժեքներին ($B = 10 \text{ S}$, $F = 10 \text{ կՎ/սմ}$):

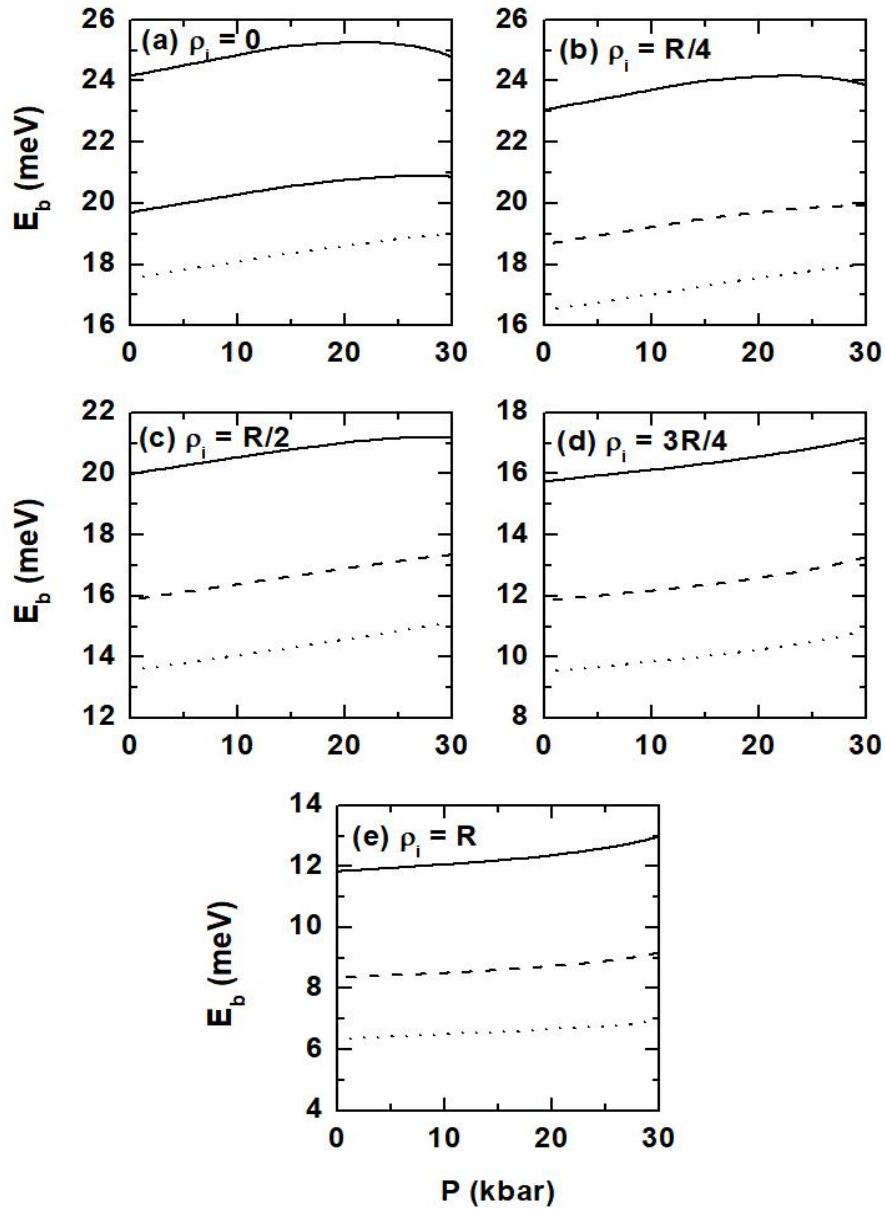
կամ թույլ սահմանափակման ռեժիմում գտնվելու հանգամանքով:

Նկ. 3.1-ում պատկերված է խառնուկի կապի էներգիայի կախումը ճնշումից մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի և խառնուկի ρ_i դիրքի տարբեր արժեքների դեպքում: Նկ.3.1.(a)-(c)-ից ակնհայտ, որ մագնիսական դաշտն ուժեղացնելիս կապի էներգիան աճում է, քանի որ էլեկտրոնը գլանային ՔԿ-ի առանցքի մոտ ավելի ուժեղ է տեղայնանում: Այս երևույթը հստակ դրսևորվում է խառնուկի ρ_i դիրքի հատկապես փոքր արժեքների համար: Երբ խառնուկն առանցքից շեղված է $\rho_i = 0,75R$ -ով կամ

$\rho_i = R$ -ով, մագնիսական դաշտը մեծացնելիս խառնուկի մոտ էլեկտրոնի տեղայնացման հավանականության փոքրացման հետևանքով կապի էներգիան նվազում է, քանի որ մագնիսական դաշտը լիցքակրին տեղայնացնում է գլանային ՔԿ-ի z առանցքի մոտ՝ խառնուկից հեռու: Նկ.3.1-ում կախումների կորությունն ավելի մեծ է թույլ մագնիսական դաշտի և փոքր ρ_i -երի դեպքում: Այդ կորացումը կարելի է մեկնաբանել որպես այն բանի հետևանք, որ մագնիսական դաշտը էլեկտրոնին լայնական ուղղությամբ շեղում է դեպի գլանային ՔԿ-ի առանցքը: Երբ խառնուկը տեղակայված է $\rho_i = 0,75R$ կամ $\rho_i = R$ կետերում (նկ.3.1.(d) և (e)) մագնիսական դաշտը մեծացնելիս կապի էներգիան նվազում է, որը բացատրվում է էլեկտրոն-խառնուկ փոխազդեցության թուլացմամբ: Նկ.3.1.(d) և (e)-ից երևում է, որ ճնշումը մեծացնելիս կապի էներգիան մոնոտոն աճում է: Բանն այն է, որ այս դեպքում էլեկտրոնի տեղայնացումը հիմնականում պայմանավորված է մագնիսական դաշտով, և արդյունաբար զանգվածի՝ ճնշման մեծացմամբ պայմանավորված աճի արդյունքում կապի էներգիան մոնոտոն աճում է: Նկ.3.1-ում $z_i = 0$, և էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը մեծանում է, հետևաբար՝ կուլոնյան փոխազդեցությունը թուլանում է, իսկ կապի էներգիան՝ նվազում:

Նկ. 3.2-ում պատկերված է կապի էներգիայի կախումը հիդրոստատիկ ճնշումից խառնուկի z_i դիրքի և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների համար: Նկ. 3.2.(a)-(c) երևում է, որ երբ խառնուկը շեղված է կենտրոնից էլեկտրական դաշտի լարվածության ուղղությամբ, վերջինիս մեծացումը հանգեցնում է կապի էներգիայի փոքրացման: Բանն այն է, որ էլեկտրական դաշտը մեծացնում է էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը՝ փոքրացնելով կուլոնյան փոխազդեցությունը, հետևաբար՝ նաև կապի էներգիան: Հակառակ երևույթ դիտվում է, երբ խառնուկը շեղված է դաշտին հակառակ ուղղությամբ: Նկ.3.2.(a), (d) և (e)-ում $\rho_i = 0$, որի պատճառով մագնիսական դաշտի մեծացումը հանգեցնում է էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորության փոքրացման, հետևաբար՝ կապի էներգիայի աճի:

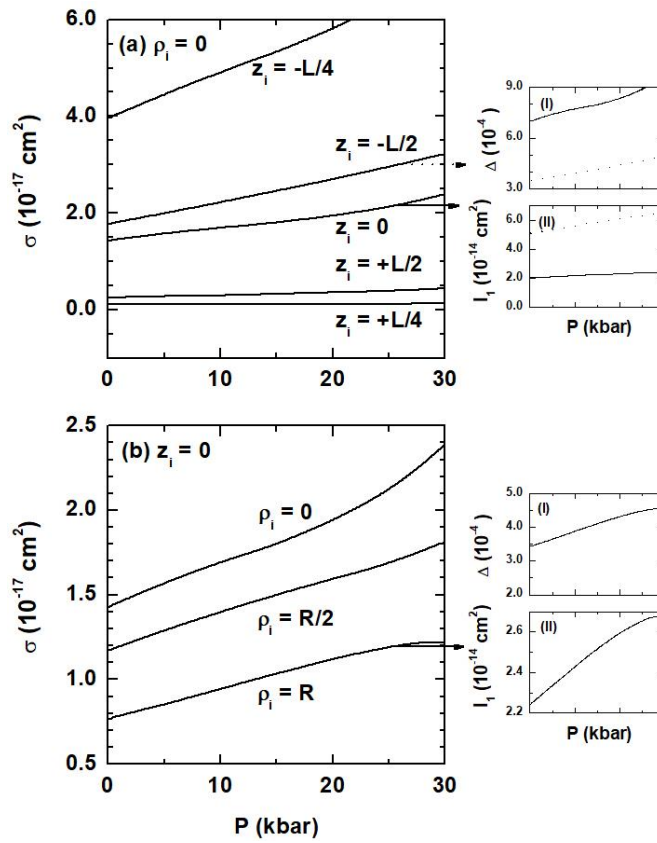
Նկ.3.3 և 3.4-ում պատկերված են տարբեր չափերի ՔԿ-երի կապի էներգիաների կախումները ճնշումից: Բոլոր դեպքերում, երբ խառնուկի դիրքը սևեռված է, գլանային ՔԿ-ի չափերի մեծացումը հանգեցնում է սահմանափակող պոտենցիալի թուլացման և



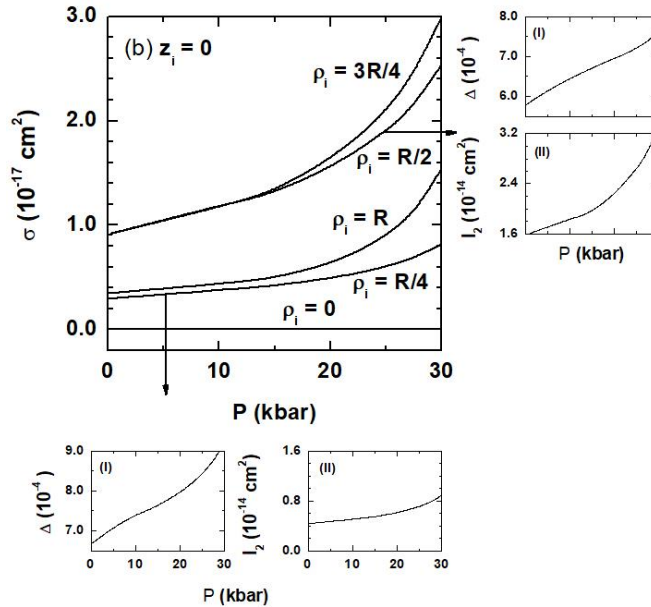
Նկ. 3.4. Գլանային ՔԿ-ում խառնուկի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի կախումը ճնշումից ($L = 200 \text{ \AA}$): Հոծ, ընդհատ և կետիկներով գծերը համապատասխանում են $R = 100 \text{ \AA}$, $150 \text{ \AA}$ և $200 \text{ \AA}$ դեպքերին ($B = 10 \text{ T}$, $F = 10 \text{ կՎ/սմ}$):

կապի էներգիայի փոքրացման:

Նկ. 3.5-ում պատկերված է դոնորային խառնուկի ՖԻԿ-ի կախումը ճնշումից լույսի z -բևեռացման դեպքում խառնուկի տարբեր դիրքերի համար: Հաշվարկներում ֆոտոնի էներգիան փոխարինվել է կապի էներգիայով (երբ $P = 0$), ինչպես նաև օգտագործվել է լորենցիան պարամետրի $\Gamma = 0,4 \text{ մԷՎ}$ արժեքը: Բոլոր դեպքերում, ՖԻԿ-ը ճնշումից աճող ֆունկցիա է, որը բացատրվում է արդյունաբար զանգվածի աճով: Ընդ որում, խառնուկի դիրքերի փոքր արժեքների դեպքում այդ ազդեցությունն ավելի զգալի է, քանի որ գլանային ՔԿ-ի երկրաչափական կենտրոնին մոտ էլեկտրոնի



Նկ. 3.5. ՖԻԿ-ի կախումը ճնշումից լույսի z -բևեռացման դեպքում ($R=100\text{\AA}$, $L=200\text{\AA}$, $B=10\text{ S}$, $F=10\text{ կՎ/սմ}$): Յուրաքանչյուր կորի համապատասխանող ֆոտոնի էներգիան՝ $\hbar\omega = E_b|_{P=0}$: Աջից տրված են (3.11) և (3.12) բանաձևերով որոշվող Δ և I_1 մեծությունների կախումները ճնշումից, երբ խառնուկը տեղադրված է $(0,0)$, $(-L/2,0)$ և $(0,R)$ կետերում:



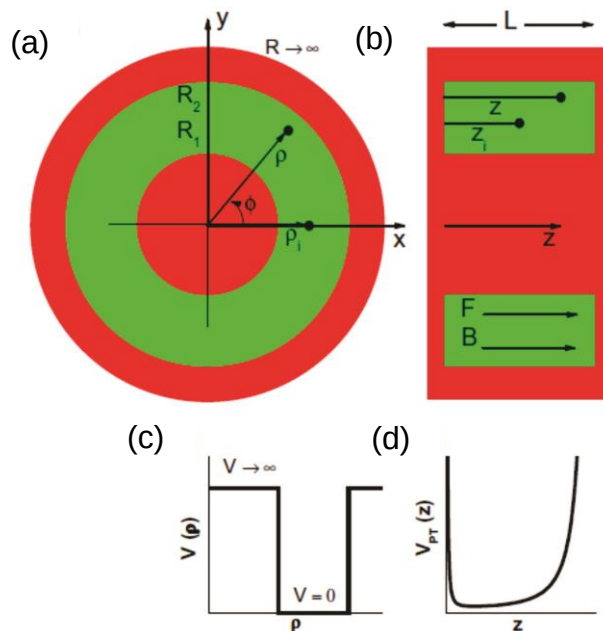
Նկ. 3.6. ՖԻԿ-ի կախումը ճնշումից լույսի x -բևեռացման դեպքում ($R=100\text{\AA}$, $L=200\text{\AA}$, $B=10\text{ S}$, $F=10\text{ կՎ/սմ}$) արժեքների համար: Յուրաքանչյուր կորի համապատասխանող ֆոտոնի էներգիան՝ $\hbar\omega = E_b|_{P=0}$: Աջից տրված են (3.11) և (3.13) բանաձևերով որոշվող Δ և I_2 մեծությունների կախումները ճնշումից, երբ խառնուկը տեղադրված է $(0,R/2)$ և $(0,R/4)$ կետերում:

տեղայնացումն ավելի ուժեղ է: Նկ. 3.5-ից երևում է, որ ՖԻԿ-ն աճում է (նվազում է), երբ խառնուկը շեղվում է $-z$ ($+z$) ուղղությամբ: Այս երևույթը պայմանավորված է I_1 մեծությամբ՝ ճնշումից ունեցած կախումով, որը ցույց է տրված նկ.3.5-ի ներդիրում:

Նկ.3.6-ում պատկերված է ՖԻԿ-ի կախումը ճնշումից լույսի x - բևեռացման դեպքում և շառավղային ուղղությամբ խառնուկի տարբեր դիրքերի համար: Այս հաշվարկներում ևս ֆոտոնի էներգիան փոխարինվել է $P=0$ -ում կապի էներգիայով: Ակնհայտ է, որ ՖԻԿ-ը ճնշման աճին զուգընթաց աճում է: Դա պայմանավորված է հիմնականում Δ պարամետրի աճով (նկ.3.6-ի վերին աջ անկյունում): Նշենք, որ (3.13) արտահայտության համաձայն՝ ՖԻԿ-ը դառնում է զրո, երբ $\rho_i = 0$:

§3.2 Դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման կտրվածքի հաշվարկը Պյոշլ-Թելերի սահմանափակող պոտենցիալով քվանտային օղակում

Ուսումնասիրենք հիդրոստատիկ ճնշման, էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցությունը դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի և ՖԻԿ-ի վրա ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով InAs քվանտային օղակում, որը տեղադրված է InGaAs



Նկ. 3.7. ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով ՔՕ-ի սխեմատիկ պատկերը. (a), (b)՝ համակարգի չափերը, խառնուկի դիրքը և արտաքին դաշտերի ուղղությունները, (c), (d)՝ շառավղային և առանցքային ուղղություններով սահմանափակող պոտենցիալների սխեմատիկ պատկերները ((d)-ում $\chi=1,1$, $\lambda=4$)

մատրիցում: Նկ. 3.7-ում ներկայացված է ուսումնասիրվող կառուցվածքի սխեմատիկ պատկերը, որտեղ L -ը ՔՕ-ի բարձրությունն է, R_1 -ը և R_2 -ը՝ ներքին և արտաքին շառավիղները:

Արդյունաբար զանգվածի մոտավորությամբ էլեկտրոնի համիլտոնիանը ՔՕ-ի աճեցման ուղղությամբ (z առանցք) ուղղված արտաքին էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում և ջրածնանման դոնորային խառնուկի առկայությամբ տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\hat{H} = \frac{1}{2m(P)} \left(\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + V(\rho, z, P) - eFz - \frac{e^2}{\varepsilon(P)r}, \quad (3.15)$$

որտեղ $r = \left((\rho - \rho_i)^2 + (z - z_i)^2 \right)^{1/2}$ -ն էլեկտրոնի հեռավորությունն է խառնուկից, $V(\rho, z, P) = V_{PT}(z, P) + V(\rho, P)$ -ն ՔՕ-ի սահմանափակող պոտենցիալն է, որը տրվում է (1.4) արտահայտությամբ ($T = 4$ Կ դեպքում) և հետևյալ արտահայտություններով՝

$$V(\rho, P) = \begin{cases} 0, & R_1(P) \leq \rho \leq R_2(P), \\ \infty, & \rho < R_1(P), \rho > R_2(P): \end{cases} \quad (3.16)$$

Նշենք նաև, որ ստորև հաշվի են առնված արդյունաբար զանգվածի և դիէլեկտրական հաստատունի ճնշումից ունեցած կախումները:

z առանցքով ուղղված համասեռ մագնիսական դաշտում վեկտորական պոտենցիալն ընտրելով $\mathbf{A} = [\mathbf{Br}]/2$ տեսքով, գլանային կոորդինատային համակարգում էլեկտրոնի համիլտոնիանը կարելի է ներկայացնել

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m(P)} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \frac{i\hbar e B}{2m(P)} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{m(P)\omega_H^2 \rho^2}{8} + V(\rho, z, P) - eFz - \frac{e^2}{\varepsilon(P)r}, \quad (3.17)$$

տեսքով, որտեղ, $\omega_H = |e|B/m(P)$ մեծությունն էլեկտրոնի շրջանային հաճախությունն է:

Հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան և էներգիան կորոշենք՝ օգտվելով փոփոխական մեթոդից: Խառնուկի բացակայությամբ z առանցքով ուղղված արտաքին էլեկտրական դաշտում էլեկտրոնի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով [85,100]՝

$$f_F(z) = N_F f(z) e^{-\alpha_F z}, \quad (3.18)$$

որտեղ N_F -ը նորմավորման գործակիցն է, α_F -ն էլեկտրական դաշտից կախված փո-

փոխակային պարամետրը: $f(z)$ -ն էլեկտրոնի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան է z -ուղղությամբ էլեկտրական դաշտում, խառնուկի բացակայությամբ.

$$f(z) = \sin^{\chi}(\beta z) \cos^{\lambda}(\beta z), \quad (3.19)$$

որտեղ χ -ն, λ -ն և β -ն ՊԹ-ի պոտենցիալը բնութագրող պարամետրերն են (§1.1):

Էլեկտրոնի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան ՔՕ-ի հարթության մեջ խառնուկի բացակայությամբ տրվում է

$$\mathcal{G}(\rho) = e^{-\rho^2/4a_H^2} \left(F\left(-\Delta, 1, \frac{\rho^2}{2a_H^2}\right) + G_1 U\left(-\Delta, 1, \frac{\rho^2}{2a_H^2}\right) \right) \quad (3.20)$$

արտահայտությամբ, որտեղ $F(a, b, x)$ -ը և $U(a, b, x)$ -ն այլասերված հիպերերկրաչափական ֆունկցիաներն են, $\Delta = m(P)E_\rho a_H^2 / \hbar^2 - 1/2$, $a_H = \hbar / m(P)\omega_H$ -ը մագնիսական երկարությունն է, E_ρ -ն՝ ՔՕ-ի հարթության մեջ էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան: ՔՕ-ի ներքին (R_1) և արտաքին (R_2) շառավիղների սևեռված արժեքների դեպքում G_1 -ը և E_ρ -ն որոշվում են (3.20) ալիքային ֆունկցիայի՝ օղակի պատերի վրա դրվող $\mathcal{G}(R_1) = \mathcal{G}(R_2) = 0$ պայմանից:

Փոփոխակային մեթոդի համաձայն՝ խառնուկային վիճակի էներգիան կարելի է որոշել

$$E_{\alpha_i} = \langle \psi_i(\rho, z, \alpha_F) | \hat{H} | \psi_i(\rho, z, \alpha_F) \rangle_{\min \alpha_i} \quad (3.21)$$

ֆունկցիոնալից, որտեղ

$$\psi_i(\rho, z, \alpha_F) = N_i f_F(z) \mathcal{G}(\rho) e^{-\alpha_i r}, \quad (3.22)$$

α_i -ն փոփոխակային պարամետրն է, N_i -ն՝ նորմավորման գործակիցը: Խառնուկի կապի էներգիան որոշվում է

$$E_b = E_\rho + E_{z\alpha_F} - E_{\alpha_{i0}} \quad (3.23)$$

արտահայտությամբ, որտեղ α_{i0} -ն պարամետրի այն արժեքն է, որի դեպքում էներգիան նվազագույնն է:

Ճնշման ազդեցությունն ուսումնասիրելու նպատակով դիտարկվել են արդյունարար զանգվածի, դիէլեկտրական հաստատունի և օղակի չափերի կախումները ճնշումից, որոնք InAs-ի համար որոշվում են հետևյալ բանաձևերով [99,137]՝

$$m(P) = m_0 \left[1 + \Pi_0 \frac{3E_g(P) + 2\Delta}{3E_g(P)(E_g(P) + \Delta)} \right]^{-1}, \quad (3.24)$$

$$\varepsilon(P) = (12,3 - 3,2761 \cdot 10^{-2} P) \left(\frac{237,94 + 0,407P}{218,74 + 0,406P} \right)^2, \quad (3.25)$$

$$L(P) = L(0) [1 - P(1,946 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 6,855 \cdot 10^{-4})], \quad (3.26)$$

$$R_i(P) = R_i(0) (1 - 2P(1,946 \cdot 10^{-3} - 6,855 \cdot 10^{-4}))^{1/2}, \quad i = 1, 2, \quad (3.27)$$

որտեղ $E_g(P)$ -ն InAs-ի արգելված գոտու էներգիայի կախումը ճնշումից տրվում է

$$E_g(P) = (532,949 + \alpha \cdot P) \text{ մէՎ} \quad (3.28)$$

բանաձևով: Հաշվարկները կատարվել են վերևում նշված պարամետրերի հետևյալ արժեքների համար՝ $\Pi_0 = 38 \text{ էՎ}$, $\Delta = 0,38 \text{ էՎ}$, $\alpha = 7,7 \text{ կբար}^{-1}$:

ՖԻԿ-ի արտահայտությունը, որը երկբևեռային մոտավորությամբ նկարագրում է $|\psi_i\rangle$ խառնուկային հիմնական վիճակից $|\psi_f\rangle$ վիճակ անցումները, որոշվում է (1.18) բանաձևով: Վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան (3.17) համիլտոնիանի (առանց կոլոնյան անդամի) սեփական ֆունկցիան է՝

$$\Psi_f(\rho, z) = N_f \mathcal{G}(\rho) f_F(z), \quad (3.29)$$

որտեղ N_f -ը նորմավորման հաստատունն է:

Ստորև դիտարկվել է այն դեպքը, երբ լույսի բևեռացման վեկտորն ուղղված է z -առանցքով (զուգահեռ բևեռացում): Այս դեպքում մատրիցական տարրը զրոյից տարբեր է, երբ դիտարկվում են խառնուկային հիմնական վիճակից ՔՕ-ում հիմնական վիճակին անցումները:

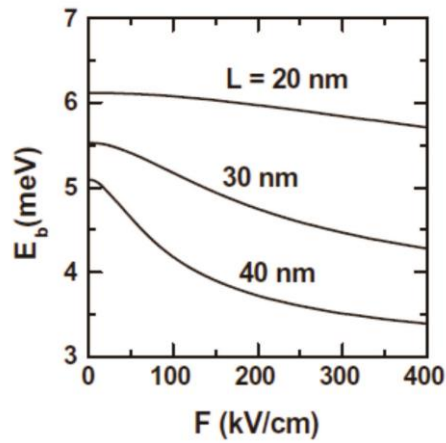
Այսպիսով՝ ՖԻԿ-ի համար z -բևեռացման դեպքում ստացվում է

$$\sigma(\hbar\omega, P) = I_{fi} \Delta \quad (3.30)$$

արտահայտությունը, որտեղ Δ -ն որոշվում է (3.11) բանաձևով (լորենցիան պարամետրի $\Gamma = 4 \text{ մէՎ}$ արժեքով), իսկ

$$I_{fi} = N_i N_f \int_0^L \int_0^{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} z e^{-\alpha r} |\mathcal{G}(\rho) f_F(z)|^2 \rho d\rho d\varphi dz: \quad (3.31)$$

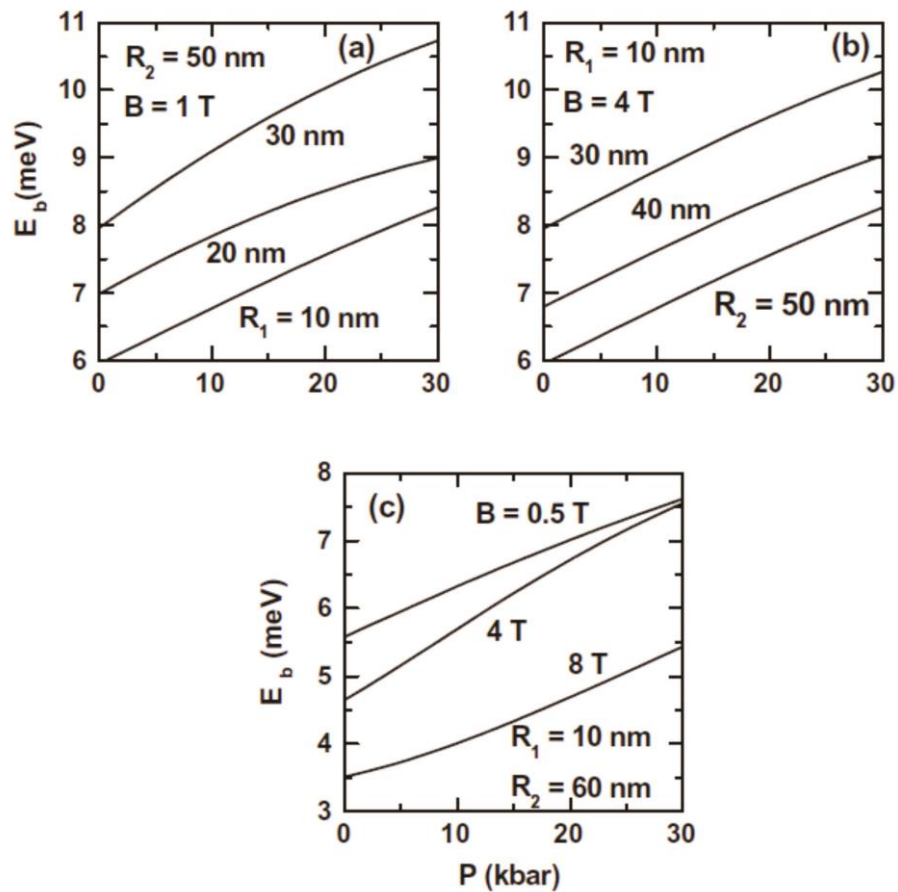
Նկ.3.8-ում պատկերված է ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով InAs ՔՕ-ում էլեկտրոնի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի կախումն էլեկտրական դաշտի



Նկ. 3.8. Խառնուկի կապի էներգիայի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով ՔՕ-ում ($\chi = \lambda = 1.5$, $R_1 = 10$ նմ, $R_2 = 50$ նմ, $B = 1$ Տ, $P = 0$, $L = 20$ նմ, 30 նմ, 40 նմ)

լարվածությունից: Դիտարկված են ՔՕ-ի բարձրության տարբեր արժեքներ: Նկարից երևում է, որ կապի էներգիան էլեկտրական դաշտի լարվածության նվազող ֆունկցիա է, և դաշտի ազդեցությունն ավելի ուժեղ է ՔՕ-ի բարձրության մեծ արժեքների դեպքում: Ինչպես արդեն նշվել է՝ $\chi = \lambda$ դեպքում ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալը համաչափ է, հետևաբար, երբ $F = 0$, էլեկտրոնի հավանականության խտությունն իր առավելագույն արժեքն ընդունում է z առանցքի երկայնքով սահմանափակող պոտենցիալի կենտրոնում, որը համընկնում է խառնուկի դիրքի հետ: Էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս, էլեկտրոնի հավանականության խտությունը տեղափոխվում է դեպի $z < L/2$ տիրույթ՝ հեռանալով խառնուկից, հանգեցնելով էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորության մեծացման և կապի էներգիայի փոքրացման: Մյուս կողմից, ՔՕ-ի բարձրությունը մեծացնելիս սահմանափակող պոտենցիալի ազդեցությունը թուլանում է, ուստի կապի էներգիան փոքրանում է: $L = 40$ նմ դեպքում դիտվում է E_b կապի էներգիայի ուժեղ կախում էլեկտրական դաշտի լարվածությունից:

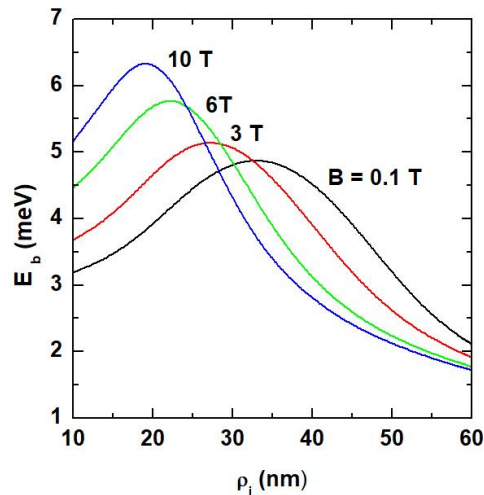
ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով քվանտային փոսում հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցությունը կապի էներգիայի վրա ներկայացված է նկ.3.9-ում: Հաշվարկները կատարվել են ՔՕ-ի ներքին և արտաքին շառավիղների և մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի տարբեր արժեքների համար, երբ $\chi = \lambda = 1.5$, $L = 20$ նմ և $F = 0$: Բոլոր դեպքերում ճնշումը մեծացնելիս կապի էներգիան մեծանում է: Կապի էներգիայի այսպիսի վարքը պայմանավորված է մի քանի հանգամանքներով: Նախ՝ ճնշումը մե-



Նկ. 3.9. Խառնուկի կապի էներգիայի կախումը ճնշումից ՊԹ-ի սահմանափակող պոտենցիալով ՔՕ-ում ներքին շառավղի (a), արտաքին շառավղի (b) և մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի (c) տարբեր արժեքների դեպքում ($\chi = \lambda = 1.5$, $L = 20$ նմ, $F = 0$ $\rho_i = (R_1 + R_2)/2$)

ծացնելիս InAs-ի դիէլեկտրական հաստատունը փոքրանում է, էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածը նվազում է, իսկ z առանցքով պոտենցիալի արդյունարար երկարությունը՝ փոքրանում: Արդյունքում ՔՕ-ում էլեկտրոնի տեղայնացումը և էլեկտրոն-խառնուկ փոխազդեցությունն ուժեղանում են, հետևաբար՝ կապի էներգիան մեծանում է:

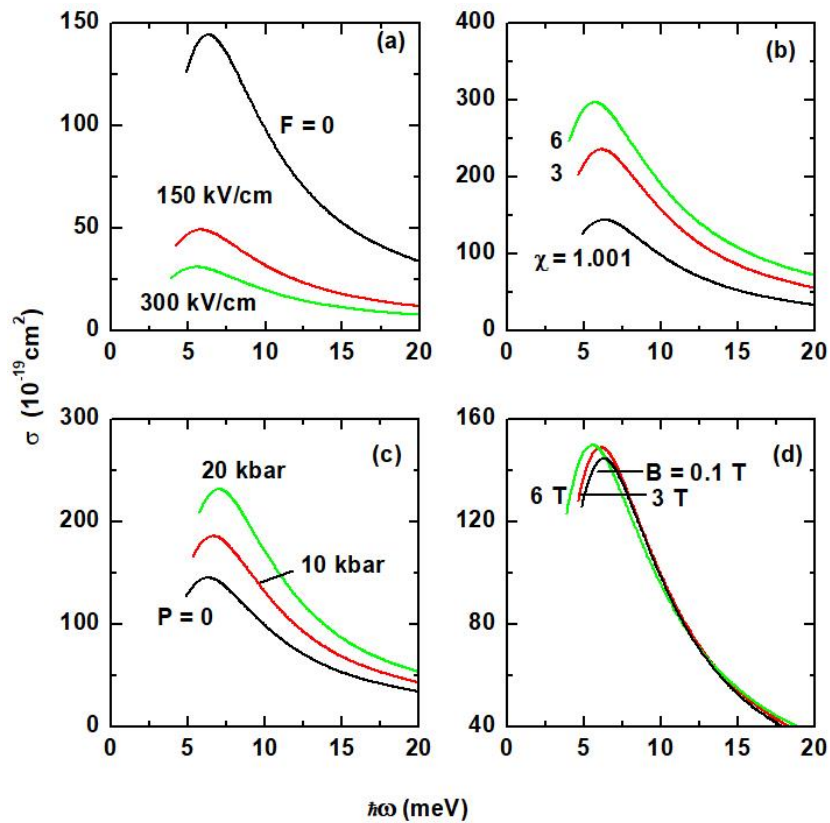
Դիտարկելով ՔՕ-ի չափերի փոփոխության ազդեցությունը կապի էներգիայի վրա, գալիս ենք հետևյալ եզրահանգմանը. մեծացնելով (փոքրացնելով) ՔՕ-ի ներքին (արտաքին) շառավիղը, այսինքն՝ փոքրացնելով ՔՕ-ի $R_2 - R_1$ լայնությունը՝ էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթը փոքրանում է, որի հետևանքով կապի էներգիան աճում է: Նկ.3.9(c)-ում պատկերված է ճնշման և մագնիսական դաշտի համատեղ ազդեցությունը կապի էներգիայի վրա: Ճնշման դիտարկված արժեքների ամբողջ տիրույթում մագնիսական դաշտի ուժեղացումը հանգեցնում է կապի էներգիայի փոքրացման, քանի որ ուժեղանում է էլեկտրոնի տեղայնացումը $\rho = R_1$ սահմանի շրջակայքում,



Նկ. 3.10. Խառնուկի կապի էներգիայի կախումը ρ_i պարամետրից մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի տարբեր արժեքների դեպքում ($\chi = \lambda = 1,001$, $L = 30$ նմ, $R_1 = 10$ նմ, $R_2 = 60$ նմ, $F = 0$ և $P = 0$)

հետևաբար՝ մեծանում է էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը և կապի էներգիան փոքրանում է: Նկ.3.9.(c)- ից երևում է, որ $B = 0,5$ Տ և $B = 4$ Տ արժեքների դեպքում կապի էներգիաների կորերը $P = 30$ կբար ճնշման դեպքում համարյա համընկնում են: Դա բացատրվում է նրանով, որ ճնշման բավականաչափ մեծ արժեքի դեպքում էլեկտրոնը բավական ուժեղ է տեղայնացված պոտենցիալի կենտրոնում, որտեղ խառնուկն է: Էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը ՔՕ-ի երկայնքով փոփոխելու համար անհրաժեշտ է համեմատաբար ավելի ուժեղ մագնիսական դաշտ: Ինչպես երևում է նկարից, $B = 8$ Տ մագնիսական դաշտն արդեն բավարար է, որպեսզի էլեկտրոնային ամպը խառնուկից հեռանա, և որի հետևանքով կապի էներգիան կփոքրանա:

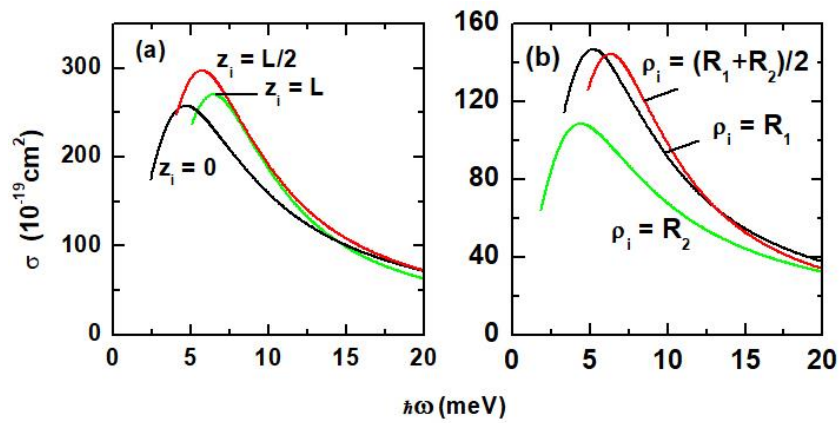
Նկ. 3.10-ում պատկերված է կապի էներգիայի կախումը դոնորային խառնուկի դիրքի ρ_i պարամետրից մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի տարբեր արժեքների համար, երբ $\chi = \lambda = 1,001$, $L = 30$ նմ, $R_1 = 10$ նմ, $R_2 = 60$ նմ, $F = 0$ և $P = 0$: Նկարից երևում է, որ մագնիսական դաշտն ուժեղացնելիս կապի էներգիայի առավելագույն արժեքը տեղաշարժվում է ρ_i կոորդինատի փոքր արժեքների տիրույթ: Դա բացատրվում է այն հանգամանքով, որ այս դեպքում էլեկտրոնի հավանականության խտությունը տեղափոխվում է դեպի սահմանափակող պոտենցիալի ձախ տիրույթ ($\rho = R_1$ ՝ պատին մոտ), և կապի էներգիան իր առավելագույն արժեքն է ընդունում, երբ խառնուկը տեղակայվում է այդ տիրույթում: Նկ.3.10-ից նաև երևում է, որ երբ $\rho_i = R_2$,



Նկ. 3.11 Դոնորային խառնուկի ՖԻԿ-ի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից (z - բևեռացում, $L=30$ նմ, $R_1=10$ նմ, $R_2=60$ նմ): Դիտարկվել են F -ի ($\chi=\lambda=1,001, B=0.1$ Տ, $P=0$) (a)), χ պարամետրի ($\lambda=1,001, F=0$, $B=0.1$ Տ, $P=0$) (b)), ճնշման ($\chi=\lambda=1,001, B=0.1$ Տ, $F=0$) (c)) և մագնիսական դաշտի ($\chi=\lambda=1,001, P=0$ և $F=0$) (d)) տարբեր արժեքներ:

մագնիսական դաշտն ուժեղացնելիս կապի էներգիան նվազում է, որը հետևանք է էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորության մեծացման: Մինչդեռ երբ խառնուկը տեղադրված է լայնական ուղղությամբ պոտենցիալի ծախ սահմանին ($\rho_i=R_1$) մագնիսական դաշտի ուժեղացումը հանգեցնում է էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորության փոքրացման և կապի էներգիայի մեծացման:

Նկ.3.11-ում պատկերված է դոնորային խառնուկի ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից լույսի զուգահեռ բևեռացման դեպքում: Խառնուկը տեղադրված է ՔՕ-ի կենտրոնում՝ $z_i=L/2$, $\rho_i=(R_1+R_2)/2$: Հաշվարկները ներառում են էլեկտրական դաշտի (a), ՊԹ-ի պոտենցիալի χ պարամետրի (b), ճնշման (c) և մագնիսական դաշտի (d) տարբեր արժեքներ: Նկարից երևում է, որ ՖԻԿ-ն ունի շեմային բնույթ: Նկ.3.11.(a), (b) և (d)-ից երևում է, որ նշված պարամետրերի մեծացումը հանգեցնում է ՖԻԿ-ի շեմային էներգիայի նվազման, որը պայմանավորված է կապի էներգիայի նվազմամբ:



Նկ. 3.12 Դոնորային խառնուկի ՖԻԿ-ի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից (զուգահեռ բևեռացում, $L = 30$ նմ, $R_1 = 10$ նմ, $R_2 = 60$ նմ): Դիտարկվել են z_i -ի ((a)) և ρ_i -ի ((b)) տարբեր արժեքներ, երբ $\lambda = 1,001$, $P = 0$, $F = 0$ և $B = 0.1$ Տ. (a) $\chi = 6$ և $\rho_i = (R_1 + R_2)/2$, (b). $\chi = 6$ և $z_i = L/2$:

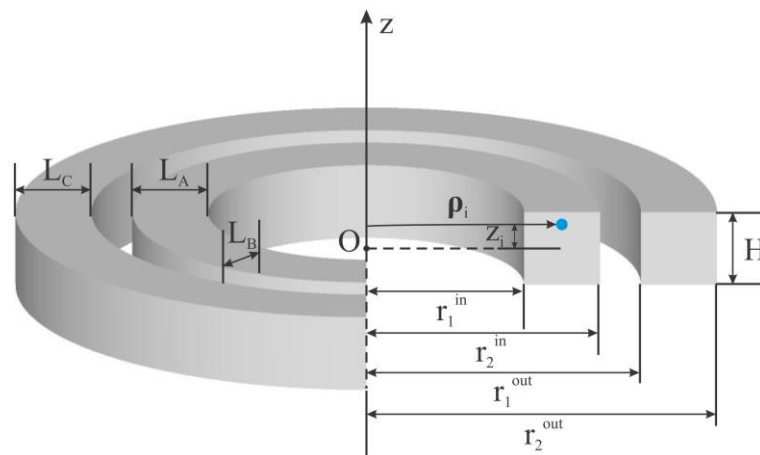
Մինչդեռ, նկ.3.10.(c)-ում դիտվել է հակառակ երևույթը: Կապի էներգիայի՝ ճնշման աճով պայմանավորված մեծացումը հանգեցնում է ՖԻԿ-ի շեմային էներգիայի մեծացման (նկ.3.9): Նշենք, որ ՖԻԿ-ի կորի արտաքին տեսքը կախված չէ բևեռացման ուղղությունից, քանի որ, ինչպես ՔԿ-ում, այնպես էլ ՔՕ-ում քվազիմասնիկները սահմանափակված են երեք ուղղություններով: Սակայն ՔՕ-ի դեպքում գործում են այլ ջոկման կանոններ. ՔԿ-ում ուղղահայաց (x -, y -) բևեռացման դեպքում, կենտրոնում տեղադրված խառնուկի հիմնական վիճակից ՔԿ-ի հիմնական վիճակ անցումն արգելված է [108]: Սակայն ՔՕ-ի դեպքում, երբ բևեռացման վեկտորն ուղված է ՔՕ-ի աճեցման ուղղությանն ուղղահայաց, նշված անցումները թույլատրելի են, քանի որ $\rho_i \neq 0$:

Նկ.3.12-ում պատկերված է ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից: Հաշվարկներն իրականացվել են լույսի z - բևեռացման և խառնուկի տարբեր դիրքերի համար: Նկ.3.12.(a)-ում դիտարկվել է ՊԹ-ի պոտենցիալի անհամաչափ դեպքը: Պոտենցիալի անհամաչափության հետևանքով ՖԻԿ-ի շեմային էներգիաները $z_i = 0$ և $z_i = L$ դիրքերում տարբեր են, որը բացատրվում է կապի էներգիայի վարքով: Նկ.3.12.(b)-ից երևում է, որ մագնիսական դաշտի սևեռված արժեքի համար ՖԻԿ-ի շեմային էներգիան առավելագույնն է, երբ խառնուկը լայնական ուղղությամբ ՔՕ-ի կենտրոնում է (նկ. 3.10): Նկարից կարելի է նկատել նաև, որ ՖԻԿ-ի շեմային էներգիան $\rho_i = R_1$ դեպքում ավելի մեծ է, քան $\rho_i = R_2$ դեպքում: Այս արդյունքը նույնպես բացատրվում է կապի էներգիայի վարքով (նկ. 3.10):

§3.3 Հիդրոստատիկ ճնշման, ջերմաստիճանի, ալյումինի կոնցենտրացիայի և կառուցվածքի չափերի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի վրա

Ուսումնասիրենք GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs ԿՀՔՕ-ում (նկ.3.13) ջրածնանման դոնորային խառնուկի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի վրա հիդրոստատիկ ճնշման, ջերմաստիճանի, ալյումինի կոնցենտրացիայի և կառուցվածքի չափերի փոփոխության ազդեցությունը: Կառուցվածքի՝ ուղղաձիգ և շառավղային ուղղություններով չափերի կախումները հիդրոստատիկ ճնշումից որոշվում են (1.5) և (3.4) բանաձևերով: Նշենք, որ S_{11} և S_{12} դյուրաթեքության գործակիցներն ալյումինի x կոնցենտրացիայից կախված աճում են, սակայն [114] աշխատանքի համաձայն՝ դրանց հարաբերական փոփոխությունները $x=0,4$ արժեքի դեպքում չեն գերազանցում 2%-ը: Քանի որ հաշվարկներում դիտարկված են կոնցենտրացիայի $x=0,4$ -ից փոքր արժեքներ, ապա Ga_{1-x}Al_xAs-ի և GaAs-ի դյուրաթեքության գործակիցների տարբերությունը հաշվի չի առնվել: GaAs-ի համար օգտագործվել են գործակիցների հետևյալ արժեքները (տես նաև §1.1). $S_{11}=1,16 \cdot 10^{-3}$ կբար⁻¹ և $S_{12}=-3,7 \cdot 10^{-4}$ կբար⁻¹:

Համակարգի համիլտոնիանն էլեկտրոն-խառնուկ կուլոնյան փոխազդեցության հաշվառմամբ ունի հետևյալ տեսքը՝



Նկ. 3.13. Կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակի սխեմատիկ պատկերը. L_A -ն, L_B -ն և L_C -ն համապատասխանաբար ներքին օղակի, օղակների միջև արգելքի և արտաքին օղակի լայնություններն են, r_1^{in} -ը և r_2^{in} -ը՝ ներքին օղակի, r_1^{out} -ը և r_2^{out} -ը՝ արտաքին օղակի ներքին և արտաքին շառավղիղները, H -ը՝ օղակների հաստությունը, ρ_i -ն և z_i -ն՝ խառնուկի կոորդինատները:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{e^2}{\varepsilon(P, T)r}, \quad (3.32)$$

որտեղ $\hat{H}_0$ -ն համակարգի համիլտոնիանն է առանց էլեկտրոն-խառնուկ փոխազդեցության հաշվառման [138]

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\rho}{m(x, P, T)} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{m(x, P, T)} \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \frac{\hbar^2}{2m(0, P, T)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V_\rho(\rho, x, P, T), \quad (3.33)$$

r -ն էլեկտրոն-խառնուկ հեռավորությունն է: (3.33)-ում էլենտրոնի արդյունարար զանգվածի կախումներն այլումինի կոնցենտրացիայից, ջերմաստիճանից և ճնշումից տրվում են [139]

$$m(x, P, T) = m_0 \left[1 + \frac{\Pi^2(x)}{3} \left(\frac{2}{E_g^\Gamma(x, P, T)} + \frac{1}{E_g^\Gamma(x, P, T) + \Delta(x)} \right) + \delta(x) \right]^{-1} \quad (3.34)$$

արտահայտությամբ, որտեղ $\Pi(x)$ -ը միջգոտիական մատրիցական տարրն է՝

$$\Pi^2(x) = a_\Pi + b_\Pi x, \quad (3.35)$$

$\Delta(x)$ -ն՝ արժեքական գոտու սպին-ուղեծրային ճեղքման էներգիան՝

$$\Delta(x) = a_\Delta + b_\Delta x, \quad (3.36)$$

$\delta(x)$ պարամետրի միջոցով հաշվի է առնվում հեռու գոտիների ներդրումը՝

$$\delta(x) = \delta_1 + \delta_2 x + \delta_3 x^2, \quad (3.37)$$

իսկ

$$E_g^i(x, P, T) = a_i + b_i x + c_i x^2 + \alpha_i P - \frac{\beta_i T^2}{\gamma_i + T} \quad (3.38)$$

արտահայտությունն արգելված գոտու լայնությունն է Բրիլյուենի զոնայի Γ - և X -մինիմումներում ($i = \Gamma, X$): (3.35)–(3.38) բանաձևերում a_Π , b_Π , a_Δ , b_Δ , δ_1 , δ_2 , δ_3 , a_i , b_i , c_i , α_i , β_i և γ_i գործակիցները GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs հետերոկառուցվածքի համար հայտնի են (Աղյուսակ 1): $\varepsilon(P, T)$ դիէլեկտրական թափանցելիությունը GaAs կիսահաղորդչային նմուշի համար որոշվում է (1.11) բանաձևով (պարամետրերի արժեքները տես §1.2-ում):

Շառավղային ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալը սահմանվում է՝ հաշվի առնելով հաղորդականության Γ - և X - մինիմումների փոխդասավորությունը:

Γ - և X -միներմումներում համապատասխան արգելված գոտիների լայնությունների և արդյունարար զանգվածի պարամետրերը

Արգելված գոտի	a_i (մէՎ)	b_i (մէՎ)	c_i (մէՎ)	α_i (մէՎ/կբար)	β_i (մէՎ/Կ)		γ_i (Կ)
Γ	1519,4	1360	220	10,7	0,5405		204
X	1981	207	55	-1,35	0,46		204
Արդյունարար զանգված	a_{Π} (մէՎ)	b_{Π} (մէՎ)	a_{Δ} (մէՎ)	b_{Δ} (մէՎ)	δ_1	δ_2	δ_3
	28900	-6290	341	-66	-3,935	0,488	4,938

Անհրաժեշտ է նշել, որ Γ- և X- միներմումների դիրքերը «k-տարածության» մեջ կարող են փոխվել ոչ միայն ճնշման, այլ նաև ալյումինումի կոնցենտրացիայի փոփոխման արդյունքում: [140] և [141] փորձարարական աշխատանքների արդյունքների համաձայն՝ $P=0$ և $T=4$ Կ դեպքում միներմումները հատվում են արգելքի տիրույթում $x_c \approx 0,38$ կրիտիկական արժեքի դեպքում, և ջերմաստիճանը բարձրացնելիս ալյումինի x_c կոնցենտրացիան մեծանում է: Ալյումինի կոնցենտրացիայի սևեռված արժեքի դեպքում ջերմաստիճանի բարձրացումը միներմումների հատում ընդհանապես չի առաջացնում: Ստորև հաշվարկներում դիտարկվել են ճնշման $P < P_2(x, T)$ և կոնցենտրացիայի $x < x_c$ արժեքները:

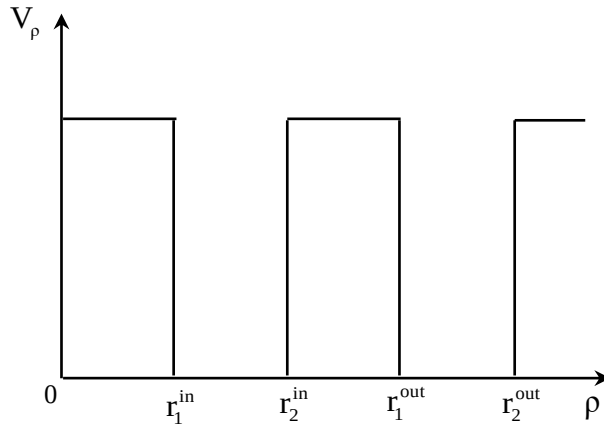
Հաշվի առնելով վերը նշված դատողությունները, շառավղային ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով (նկ. 3.14)

$$V_{\parallel}(\rho, x, P, T) = \begin{cases} 0, & r_1^{\text{in}} \leq \rho \leq r_2^{\text{in}}, r_1^{\text{out}} \leq \rho \leq r_2^{\text{out}} \\ V_{\rho}(x, P, T), & \rho < r_1^{\text{in}}, r_2^{\text{in}} < \rho < r_1^{\text{out}}, \rho > r_2^{\text{out}} \end{cases} \quad (3.39)$$

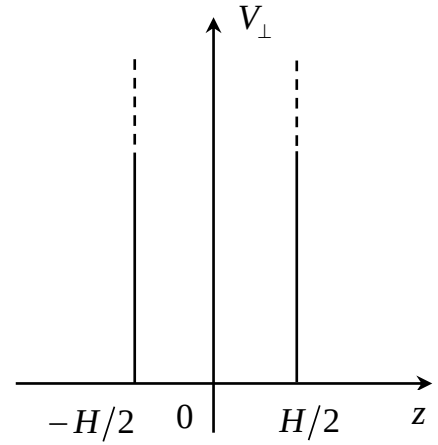
որտեղ

$$V_{\rho}(x, P, T) = G \begin{cases} E_g^{\Gamma}(x, P, T) - E_g^{\Gamma}(0, P, T), \\ E_g^{\text{X}}(x, P, T) - E_g^{\Gamma}(0, P, T) + S_{\Gamma\text{X}}(x, P, T), \end{cases} \quad (3.40)$$

իսկ G գործակիցը ցույց է տալիս, թե $V_{\rho}(x, P, T)$ -ն Γ-միներմումի կետում $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -ի և



Նկ.3.14. Շառավղային ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալի կախումը ρ -ից:



Նկ.3.15. Ուղղաձիգ ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալի կախումը z -ից:

GaAs-ի արգելված գոտիների $E_g^\Gamma(x, P, T) - E_g^\Gamma(0, P, T)$ տարբերության որ մասն է կազմում (հաշվարկներում $G=0,6$):

z առանցքի ուղղությամբ դիտարկվել է անվերջ խոր սահմանափակող պոտենցիալի մոդելը, որն ունի հետևյալ տեսքը (նկ. 3.15)

$$V_z(z, P) = \begin{cases} 0, & |z| \leq H(P)/2 \\ \infty, & |z| > H(P)/2, \end{cases} \quad (3.41)$$

որտեղ $H(P)$ -ն ԿՀՔՕ-ի բարձրությունն է, որը կախված է ճնշումից:

(3.33) համիլտոնիանի շառավղային մասի սեփական ֆունկցիաներն են

$$\phi_{\mu, n_\rho}(\rho, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i\mu\varphi} f_{\mu, n_\rho}(\rho), \quad (3.42)$$

որտեղ $\mu=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ -ն անկյունային քվանտային թիվն է, n_ρ -ն՝ շառավղային քվանտային թիվը, $f_{\mu, n_\rho}(\rho)$ -ն որոշվում է Բեսելի առաջին և երկրորդ սեռի գնդային ֆունկցիաների գծային համակցություններով

$$f(\rho) = \begin{cases} f_I(\rho) = A_1 K_\mu(k_b \rho) + B_1 I_\mu(k_b \rho), & \rho < r_1^{\text{in}} \\ f_{II}(\rho) = A_2 J_\mu(k_w \rho) + B_2 Y_\mu(k_w \rho), & r_1^{\text{in}} \leq \rho \leq r_2^{\text{in}} \\ f_{III}(\rho) = A_3 K_\mu(k_b \rho) + B_3 I_\mu(k_b \rho), & r_2^{\text{in}} < \rho < r_1^{\text{out}}, \\ f_{IV}(\rho) = A_4 J_\mu(k_w \rho) + B_4 Y_\mu(k_w \rho), & r_1^{\text{out}} \leq \rho \leq r_2^{\text{out}} \\ f_V(\rho) = A_5 K_\mu(k_b \rho) + B_5 I_\mu(k_b \rho), & \rho > r_2^{\text{out}} \end{cases} \quad (3.43)$$

որտեղ

$$k_w = \left(\frac{2m(0, P, T)}{\hbar^2} \varepsilon_\rho \right)^{1/2}, \quad k_b = \left(\frac{2m(x, P, T)}{\hbar^2} (V_\rho(x, P, T) - \varepsilon_\rho) \right)^{1/2}: \quad (3.44)$$

Շառավղային ուղղությամբ քվանտացման ε_ρ էներգիան կորոշենք՝ օգտվելով տրանսֆեր-մատրիցների մեթոդից [142]: A_1 , B_1 , A_2 և B_5 գործակիցների համար կստանանք հավասարումների հետևյալ համակարգը՝

$$\begin{cases} A_1 = T_{11}A_5 + T_{12}B_5 \\ B_1 = T_{21}A_5 + T_{22}B_5 \end{cases} \quad (3.45)$$

որտեղ տրանսֆեր-մատրիցը՝

$$T = C^{-1}(k_b, r_1^{\text{in}})D(k_w, r_1^{\text{in}})D^{-1}(k_w, r_2^{\text{in}})C(k_b, r_2^{\text{in}})C^{-1}(k_b, r_1^{\text{out}})D(k_w, r_1^{\text{out}})D^{-1}(k_w, r_2^{\text{out}})C(k_b, r_2^{\text{out}}) \quad (3.46)$$

$$C(k_b, \rho) = \begin{pmatrix} K_\mu(k_b \rho) & I_\mu(k_b \rho) \\ m(0, P, T)k_b K'_\mu(k_b \rho) & m(0, P, T)k_b I'_\mu(k_b \rho) \end{pmatrix}, \quad (3.47)$$

$$D(k_w, \rho) = \begin{pmatrix} J_\mu(k_w \rho) & Y_\mu(k_w \rho) \\ m(x, P, T)k_w J'_\mu(k_w \rho) & m(x, P, T)k_w Y'_\mu(k_w \rho) \end{pmatrix}:$$

$A_1 = B_5 = 0$ սահմանային պայմաններից և (3.45) համակարգից հետևում է

$$T_{11} = 0 \quad (3.48)$$

պայմանը, որտեղից էլ որոշվում են որոնելի էներգիաները:

(3.33) համիլտոնիանի z ուղղությամբ սեփական ֆունկցիաները և սեփական էներգիաները տրվում են հետևյալ արտահայտություններով [143]

$$g_{n_z}(z) = \sqrt{\frac{2}{H}} \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi n_z z}{H}\right), \\ \sin\left(\frac{\pi n_z z}{H}\right), \end{cases} \quad (3.49)$$

$$E_z = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_z^2}{2m(0, P, T)H^2} \quad (3.50)$$

Էլեկտրոնի էներգիական վիճակների վրա խառնուկի ազդեցությունը հաշվի առնելու համար օգտվենք փոփոխականի մեթոդից: Մեզ հետաքրքրող հիմնական խառնուկային վիճակի փորձնական ալիքային ֆունկցիան կներկայացնենք էլեկտրոնի հիմնական վիճակի ($\mu=0$, $n_\rho=1$, $n_z=1$)

$$\Phi(\rho, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} f_{0,1}(\rho) g_1(z) \quad (3.51)$$

ալիքային ֆունկցիայի, ջրածնի ատոմի 1s- վիճակի ալիքային ֆունկցիայի տեսքի և

փոփոխականին λ պարամետրով $\exp(-\lambda r)$ ֆունկցիայի արտադրյալի տեսքով [51,144]՝

$$\Psi(\rho, z, \lambda) = N f_{0,1}(\rho) g_1(z) \exp(-\lambda r), \quad (3.52)$$

որտեղ N -ը նորմավորման հաստատունն է՝

$$N^{-2} = \int_{\Omega} |f_{0,1}(\rho) g_1(z)|^2 \exp(-2\lambda r) d\omega: \quad (3.53)$$

Խառնուկի հիմնական վիճակի էներգիան որոշվում է որպես

$$E_{\lambda} = \langle \Psi(\rho, z, \lambda) | \hat{H} | \Psi(\rho, z, \lambda) \rangle \quad (3.54)$$

ֆունկցիոնալի փոքրագույն արժեք՝ կախված λ պարամետրից, իսկ խառնուկի կապի էներգիան՝

$$E_b = E_0 - E_{\lambda} \quad (3.55)$$

արտահայտության առավելագույն արժեքն է, որտեղ E_0 -ն էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան է խառնուկի բացակայությամբ՝

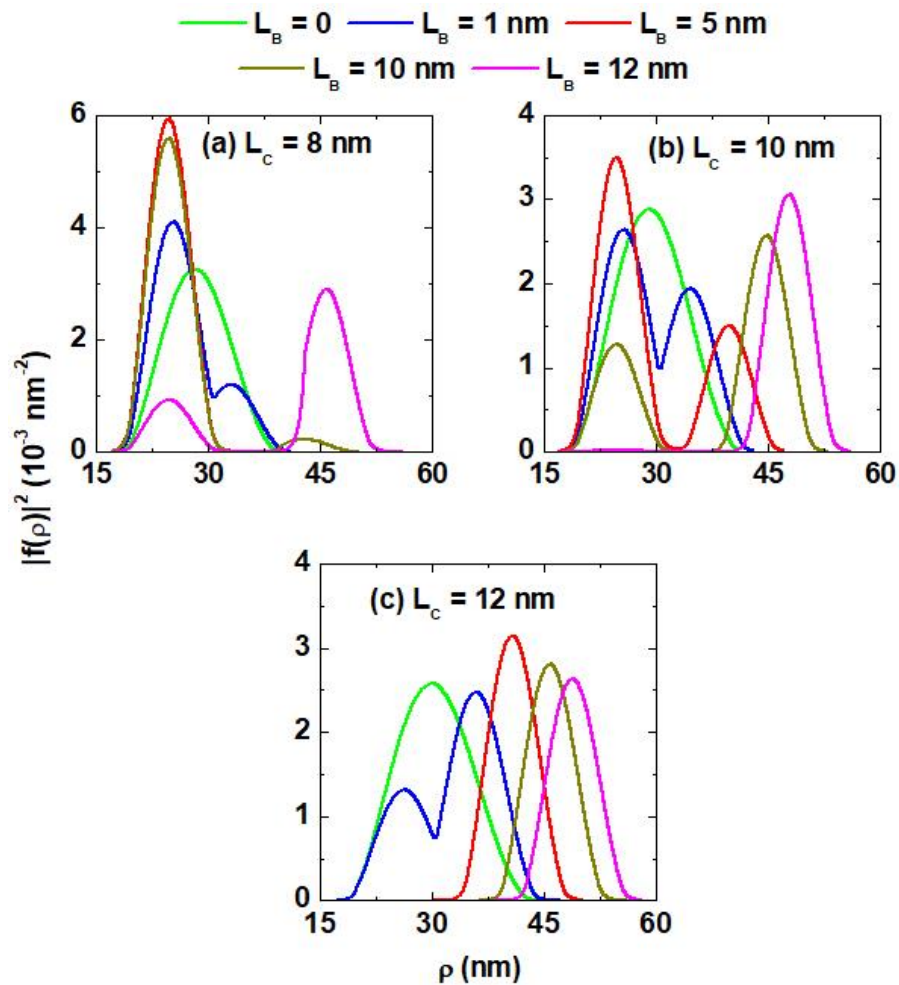
$$E_0 = E_{\rho} + E_z: \quad (3.56)$$

Որոշ ձևափոխություններից հետո (3.55) արտահայտությունը կարելի է ներկայացնել

$$E_b = |N|^2 \left\{ \frac{\hbar^2}{2} \left[\lambda^2 (A_1 + A_2) - \lambda (A_3 + A_4 + A_5 + A_6) \right] + \frac{e^2}{\varepsilon(P, T)} A_7 \right\} \quad (3.57)$$

տեսքով, որտեղ կատարված են հետևյալ նշանակումները.

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{m(P, T, x)} \int_{\Omega} |f_{0,1}(\rho) g_1(z)|^2 \exp(-2\lambda r) d\omega, \\ A_2 &= \left(\frac{1}{m(P, T, 0)} - \frac{1}{m(P, T, x)} \right) \int_{\Omega} |f_{0,1}(\rho) g_1(z)|^2 \exp(-2\lambda r) \frac{(z - z_i)^2}{r^2} d\omega, \\ A_3 &= \frac{2}{m(P, T, x)} \int_{\Omega} |f_{0,1}(\rho) g_1(z)|^2 \frac{1}{r} \exp(-2\lambda r) d\omega, \\ A_4 &= \left(\frac{1}{m(P, T, 0)} - \frac{1}{m(P, T, x)} \right) \int_{\Omega} |f_{0,1}(\rho) g_1(z)|^2 \frac{\rho^2 + \rho_i^2 - 2\rho\rho_i \cos \varphi}{r^3} \exp(-2\lambda r) d\omega, \\ A_5 &= \frac{2}{m(P, T, x)} \int_{\Omega} f_{0,1}^*(\rho) \frac{\partial f_{0,1}(\rho)}{\partial \rho} \frac{\rho - \rho_i \cos \varphi}{r} |g_1(z)|^2 \exp(-2\lambda r) d\omega, \\ A_6 &= \frac{2}{m(P, T, 0)} \int_{\Omega} |f_{0,1}(\rho)|^2 g_1(z) \frac{\partial g_1(z)}{\partial z} \frac{z - z_i}{r} \exp(-2\lambda r) d\omega, \\ A_7 &= \int_{\Omega} |f_{0,1}(\rho) g_1(z)|^2 \frac{1}{r} \exp(-2\lambda r) d\omega: \end{aligned} \quad (3.58)$$



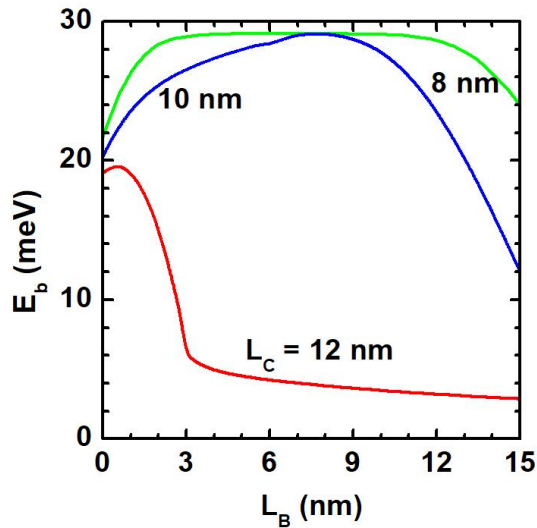
Նկ.3.16. Էլեկտրոնի հավանականության խտության կախումը բևեռային շառավղից արգելքի տիրույթի L_B և արտաքին օղակի L_C լայնությունների տարբեր արժեքների համար ($P=0$, $T=4$ և $x=0,3$)

(3.53)-ում և (3.58)-ում $d\omega$ -ն ծավալի տարրն է գլանային կոորդինատային համակարգում, Ω -ն՝ նմուշի ծավալը. ինտեգրելիս հաշվի է առնվել արգելքի և փոսի տիրույթներում արդյունարար զանգվածի տարրեր լինելու հանգամանքը:

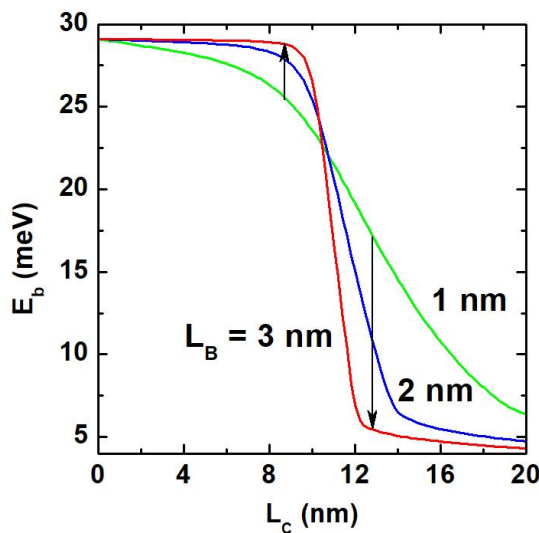
Ներկայացված հաշվարկներում վերցված են ներքին օղակի շառավղի $r_1^{\text{in}} = 20$ նմ և լայնության $L_A = 10$ նմ սևեռված արժեքները: Նկ.3.16-ում պատկերված է հավանականության խտությունը արգելքի տիրույթի L_B և արտաքին օղակի L_C լայնությունների տարբեր արժեքների համար: Ինչպես երևում է ստացված կախումներից՝ հավանականության խտության առավելագույն արժեքի դիրքն էապես կախված է կառուցվածքի երկրաչափությունից: L_B -ի փոքր արժեքների դեպքում հավանականության խտության առավելագույն արժեքը ներքին օղակում է (նկ.3.16.(a)), թեև թունելավորման երևույթի

հետևանքով հավանականության խտությունը զրոյից տարբեր է նաև արտաքին օղակում: Բանն այն է, որ ներքին օղակի L_A լայնությունն ավելի մեծ է, քան L_C -ն, և, բացի այդ, ներքին օղակն ավելի մոտ է կառուցվածքի կենտրոնին: Թեև L_A -ն մեծ է L_C -ից, L_B -ի մեծացումը հանգեցնում է հավանականության խտության առավելագույն արժեքի շեղման դեպի արտաքին օղակ: Այս երևույթի պատճառն այն է, որ L_B -ի մեծ արժեքների դեպքում արտաքին օղակի մակերեսը դառնում է շատ ավելի մեծ, քան ներքինինը (նշենք, որ էլեկտրոնային ամպը տարածված է օղակների ամբողջ մակերևույթով): Նկ.3.16.(b)-ում ներքին և արտաքին օղակների լայնությունները հավասար են, ուստի L_B -ի փոքր արժեքների դեպքում հավանականության խտությունը հիմնականում տեղայնացված է ներքին օղակում: Նկ.3.16.(a)-ում ներկայացված L_B -ի արժեքների համեմատությամբ, նկ.3.16.(b)-ում հավանականության խտության առավելագույն արժեքի շեղումը դեպի արտաքին օղակ տեղի է ունենում L_B -ի ավելի փոքր արժեքների դեպքում, քանի որ արտաքին օղակի մակերևույթը L_B -ի ավելի փոքր արժեքների դեպքում դառնում է էլեկտրոնային ամպի մեծ մասը «տեղավորելու» համար բավանականաչափ մեծ: Նկ.3.16.(c)-ում պատկերված իրավիճակում արտաքին օղակի լայնությունն ավելի մեծ է, քան ներքինինը, որի հետևանքով հավանականության խտության առավելագույն արժեքն L_B -ի գրեթե բոլոր արժեքների դեպքում հիմնականում տեղայնացված է արտաքին օղակում: Բացառություն է կազմում $L_B = 0$ դեպքը, երբ օղակների միջև չկա արգելք, և երկու օղակները միավորված են ($L_B = 0$ դեպքը դիտարկված է նաև նկ.3.16.(a)-ում և 3.16.(b)-ում): Հարկ է ուշադրություն դարձնել $L_B = 1$ նմ արժեքին համապատասխանող կանաչ կորին: Այն միակն է բոլոր նկարներում, որ չունի հավանականության խտության զրոյական արժեք ներքին և արտաքին օղակներում, որի պատճառն արգելքի տիրույթի բավանականաչափ նեղ (L_B -ի մյուս արժեքների հետ համեմատած) լինելն է և, հետևաբար, մեծ է թունելավորման հավանականությունը:

Նկ. 3.17-ում պատկերված է ներքին օղակում $\rho_i = 25$ նմ և $z_i = 0$ սևեռված կետում խառնուկի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի կախումն արգելքի տիրույթի L_B լայ-



Նկ. 3.17. Խառնուկի կապի էներգիայի կախումն արգելքի տիրույթի L_B լայնությունից արտաքին օղակի L_C լայնության տարբեր արժեքների դեպքում ($P=0$, $T=4$ Կ, $x=0,3$, $H=4$ նմ, $\rho_i=25$ նմ, $z_i=0$)



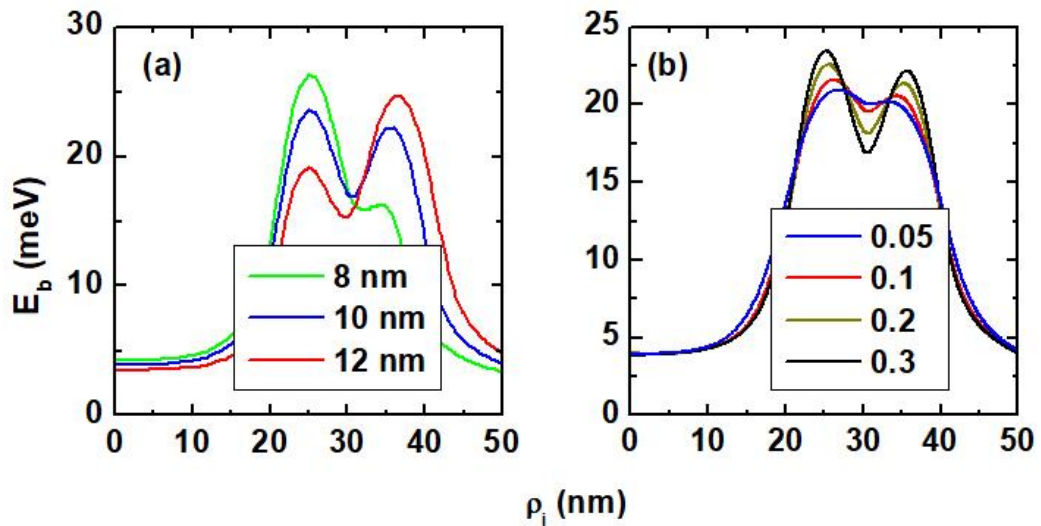
Նկ. 3.18. Խառնուկի կապի էներգիայի կախումն արտաքին օղակի L_C լայնությունից արգելքի տիրույթի L_B լայնության տարբեր արժեքների դեպքում ($P=0$, $T=4$ Կ, $x=0,3$, $\rho_i=25$ նմ, $z_i=0$):

նությունից արտաքին օղակի L_C լայնության տարբեր արժեքների համար:

L_B -ից կախումները բացատրվում են նկ. 3.16-ում ներկայացված հավանականության խտության կորերի միջոցով: Երբ $L_B=0$, հավանականության խտության առավելագույն արժեքը խառնուկի դիրքից աջ կողմում է, և L_B -ի մեծացման հետ այն տեղաշարժվում է դեպի ներքին օղակի կենտրոն, որտեղ խառնուկն է, ուստի էլեկտրոն-խառնուկ փոխազդեցությունն ուժեղանում է, և, որպես հետևանք, կապի էներգիան՝

մեծանում: Երբ $L_C = 8$ նմ, L_B -ի հետագա աճի ընթացում կապի էներգիան մնում է գրեթե հաստատուն, քանի որ L_B -ի փոփոխման որոշակի տիրույթում էլեկտրոնային ամպը տեղայնացված է միայն ներքին օղակում և նրա կենտրոնում ունի առավելագույն արժեք: $L_B \approx 10$ նմ-ից մեծ արժեքների դեպքում կապի էներգիան նվազում է, քանի որ հավանականության խտության առավելագույն արժեքը տեղաշարժվում է դեպի արտաքին օղակ: $L_C = 10$ նմ արժեքի դեպքում նորից առկա են կապի էներգիայի՝ L_B -ից կախման բոլոր տեսակները, սակայն L_B -ի այն տիրույթը, որտեղ կապի էներգիան հաստատուն է, շատ ավելի փոքր է: Սրա պատճառն այն է, որ այս դեպքում, երբ օղակների շերտի լայնությունը հավասար են, նրանցում շառավղային ուղղությամբ չափային տեղայնացումը նույնն է: $L_C = 12$ նմ արժեքի դեպքում կապի էներգիան L_B -ի փոփոխման գրեթե ամբողջ տիրույթում նվազում է, բացառությամբ L_B -ի զրոյական արժեքին մոտ փոքր տիրույթի, որտեղ այն աճում է: Ինչպես երևում է նկ.3.16. (c)-ից, L_B -ի արդեն բավականաչափ փոքր արժեքների դեպքում գրեթե ամբողջ էլեկտրոնային ամպը տեղայնացվում է արտաքին օղակում: Այդ պատճառով $L_B \approx 3$ նմ-ից սկսած կապի էներգիան արդեն շատ փոքր է և ավելի դանդաղ է նվազում, քան $L_C = 8$ նմ և $L_C = 10$ նմ դեպքերում, քանի որ էլեկտրոն-խառնուկ փոխազդեցությունը թույլ է, և կապի էներգիան դառնում է L_B -ից գրեթե անկախ: Կապի էներգիայի նվազելը հետևանք է այն հանգամանքի, որ այս դեպքում հավանականության խտությունն իր առավելագույն արժեքն ընդունում է արտաքին օղակում, որն L_B -ի մեծացման հետ հեռանում է խառնուկից: L_C -ի մեծացման հետևանքով էլեկտրոնային ամպը տեղաշարժվում է դեպի արտաքին օղակ, որի հետևանքով կապի էներգիան նվազում է:

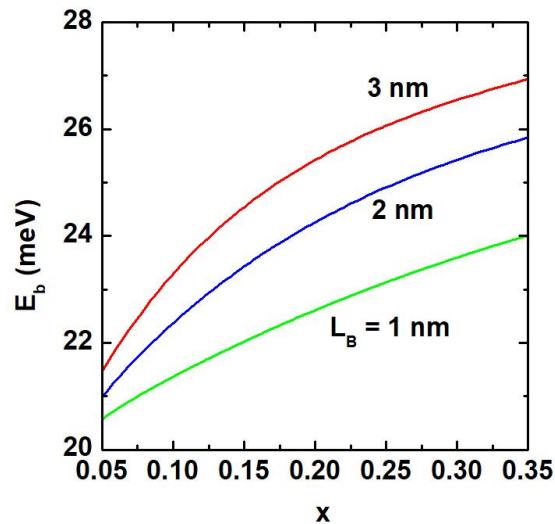
Նկ. 3.18-ում պատկերված է կապի էներգիայի կախումն արտաքին օղակի L_C լայնությունից արգելքի L_B լայնության տարբեր արժեքների դեպքում, երբ խառնուկը կրկին ներքին օղակի կենտրոնում է ($\rho_i = 25$ նմ, $z_i = 0$): Ինչպես և նկ.3.17-ում, կապի էներգիան L_C -ից կախված նվազում է: L_C -ի փոքր արժեքների դեպքում հավանակա-



Նկ. 3.19. Խառնուկի կապի էներգիայի կախումը խառնուկի ρ_i դիրքից. (a) արտաքին օղակի L_C լայնության ($z_i = 0$, $x = 0,3$), (b) ալյումինի կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների դեպքում, երբ $L_C = 10$ ն ($P = 0$, $T = 4$ Կ, $L_B = 1$ նմ, $H = 4$ նմ)

նության խտության առավելագույն արժեքը ներքին օղակում է, բայց L_C -ի մեծացման հետ էլեկտրոնային ամպը տեղաշարժվում է դեպի արտաքին օղակ: Որքան փոքր է L_B -ն, այնքան մեծ է թունելավորման հավանականությունը, և L_C -ի ավելի փոքր արժեքների դեպքում տեղի կունենա էլեկտրոնային ամպի տեղաշարժ դեպի արտաքին օղակ: Նկ.3.18-ից հստակ երևում է, որ $L_B = 1$ նմ կորը նվազում է L_C -ի փոփոխման սկզբում: Բերված տվյալներից երևում է նաև, որ կապի էներգիան իր վարքը փոխում է. սկզբում L_B -ից կախված աճում է, իսկ $L_C \approx 10$ նմ-ից հետո՝ նվազում (տես նաև նկ. 3.17-ը): Ակնհայտ է նաև, որ որքան մեծ է L_B -ն, կորերն այնքան ավելի կտրուկ են նվազում, որը հետևանք է L_B -ի մեծ արժեքների դեպքում ներքին և արտաքին օղակներում էլեկտրոնային վիճակների թույլ կապակցվածության:

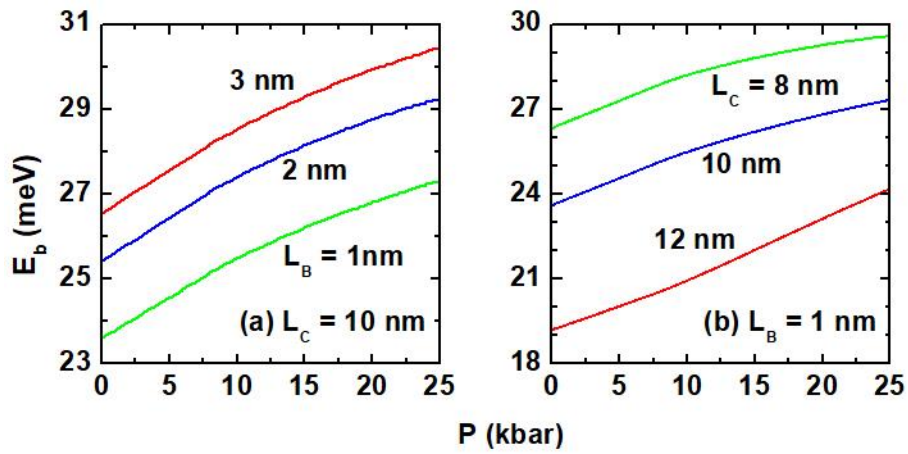
Նկ.3.19-ում պատկերված է կապի էներգիայի կախումը խառնուկի ρ_i դիրքից ուղղաձիգ կոորդինատի սևեռված $z_i = 0$ արժեքի դեպքում: Նկ. 3.19.(a)-ում ներկայացված է կապի էներգիան՝ արտաքին օղակի L_C լայնության, իսկ նկ. 3.19.(b)-ում՝ ալյումինի x կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների համար: Նկ. 3.19.(a)-ում առկա են կապի էներգիայի երկու հստակ ձևավորված մաքսիմումներ, որոնցից առաջինը ներքին օղակի, իսկ երկրորդը՝ արտաքին օղակի կենտրոնում է: Ինչպես կարելի էր սպասել նկ.



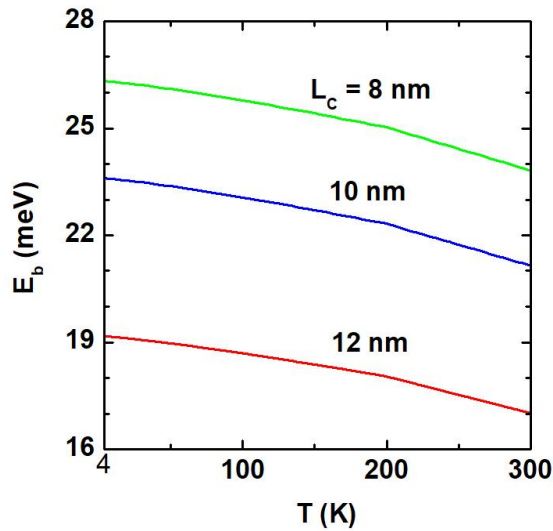
Նկ. 3.20. Խառնուկի կապի էներգիայի կախումն ալյումինի կոնցենտրացիայից արգելքի տիրույթի L_B լայնության տարբեր արժեքների դեպքում ($P=0$, $T=4$ Կ, $L_c=10$ նմ, $H=4$ նմ, $\rho_i=25$ նմ, $z_i=0$)

3.16-ում պատկերված հավանականության խտության կորերի վարքից, կապի էներգիայի առավելագույն արժեքը ներքին օղակում է, երբ այն ավելի լայն է (L_B -ի փոքր արժեքների դեպքում): Սակայն հակառակ դեպքում հավանականության խտության առավելագույն արժեքն արդեն արտաքին օղակում է և այս դեպքում կապի էներգիայի երկրորդ մաքսիմումն է առավելագույնը: Նկ.3.19.(b)-ում առկա է կապի էներգիայի երկու մաքսիմում, սակայն x -ի փոքրացմանը զուգընթաց դրանք սկսում են օղակների կենտրոններից շեղվել, և կապի էներգիայի ամբողջ կորը ներքև է իջնում: Այս երևույթները հետևանք են այն փաստի, որ x կոնցենտրացիայի փոքրացման հետ շառավղային ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալի բարձրությունը փոքրանում է՝ բերելով կապի էներգիայի նվազման, ինչպես նաև օղակներում էլեկտրոնային վիճակների կապակցվածության ուժեղացման:

Նկ.3.20-ում ներկայացված է կապի էներգիայի կախումն ալյումինի x կոնցենտրացիայից խառնուկի սևեռված դիրքի ($\rho_i=25$ նմ և $z_i=0$) և L_B -ի տարբեր արժեքների դեպքում, որի համաձայն՝ x -ի և L_B -ի մեծացմանը զուգընթաց կապի էներգիան աճում է: Կապի էներգիայի՝ կոնցենտրացիայից նման կախումը բացատրվում է նկ. 3.19-ում բերված արդյունքներով: Կապի էներգիայի կախումն L_B -ից կարելի է բացատրել այն հանգամանքով, որ դիտարկված տիրույթում L_B -ն մեծացնելիս, էլեկտրոնային ամպը դրսևորում է ներքին օղակում հավաքվելու միտում, քանի որ արգելքի տիրույթի լայնա-



Նկ.3.21. Խառնուկի կապի էներգիայի կախումը ճնշումից արգելքի տիրույթի (a) L_B ($L_C = 10$ նմ) և (b) L_C ($L_B = 1$ նմ) լայնությունների տարբեր արժեքների դեպքում ($T = 4$ Կ, $x = 0,3$ $H = 4$ նմ, $\rho_i = 25$ նմ, $z_i = 0$)



Նկ. 3.22. Խառնուկի կապի էներգիայի կախումը ջերմաստիճանից արտաքին օղակի L_C լայնության տարբեր արժեքների դեպքում ($P = 0$, $L_B = 1$ նմ, $H = 4$ նմ, $\rho_i = 25$ նմ, $z_i = 0$, $x = 0,3$)

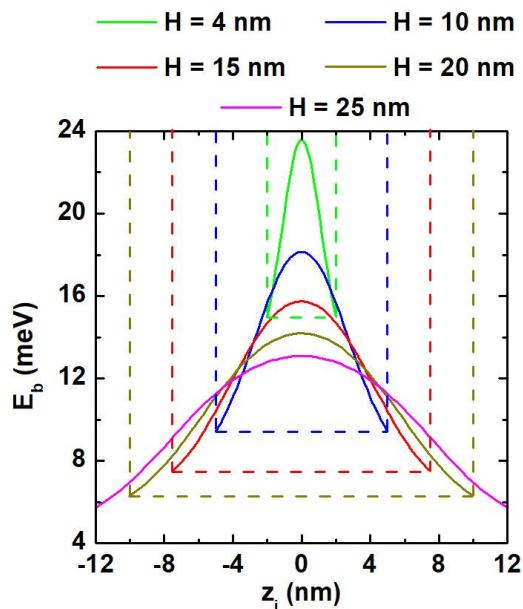
ցումը բերում է թունելավորման հավանականության փոքրացման: Հարկ է նաև նշել, որ x կոնցենտրացիայի փոքր արժեքների համար կորերն իրար ավելի մոտ են, քանի որ փոքր կոնցենտրացիաների դեպքում շառավղային ուղղությամբ պոտենցիալն ավելի ցածր է, որը հանգեցնում է նույն ուղղությամբ տեղայնացման թուլացման, ուստի L_B -ի փոփոխությունն այլևս չունի այն ազդեցությունը, որը դրսևորվում է x -ի մեծ արժեքների դեպքում:

Նկ. 3.21.(a)-ում և (b)-ում պատկերված կորերը ներկայացնում են կապի էներգիայի կախումները ճնշումից L_B -ի (նկ. 3.21.(a)) և L_C -ի (նկ. 3.21.(b)) տարբեր արժեք-

ների համար, երբ խառնուկը $\rho_i = 25$ նմ, $z_i = 0$ դիրքում է: Քանի որ էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածը ճնշումից կախված աճում է, իսկ դիէլեկտրական թափանցելիությունը՝ նվազում, ապա կապի էներգիան աճում է: Շառավղային ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալի բարձրությունը ճնշումից կախված նույնպես փոխվում է՝ մնալով հաստատուն մինչև $P_1 = 8,37$ կբար արժեքը, այնուհետև նվազում է, որի հետևանքով կորերի աճի արագությունները փոփոխվում են: Այսպիսով՝ պոտենցիալի փոփոխության հետևանքով բոլոր կորերի աճի արագությունները նվազում են, բացառությամբ նկ. 3.21.(b)-ում $L_c = 12$ նմ արժեքին համապատասխանող կարմիր կորի:

Խառնուկի կապի էներգիայի վերը նկարագրված վարքը կարելի է բացատրել հետևյալ կերպ: Նկ. 3.21.(a)-ում օղակների լայնությունները հավասար են, և էլեկտրոնային ամպը հիմնականում տեղայնացված է ներքին օղակում, որտեղ խառնուկն է: Մեծ՝ $P > 8,37$ կբար ճնշումների տիրույթում ճնշման ազդեցությամբ պոտենցիալի բարձրության փոքրացման հետևանքով էլեկտրոնային ամպն աստիճանաբար տեղափոխվում է դեպի արտաքին օղակ, որի հետևանքով կապի էներգիայի աճի արագությունը փոքրանում է: Նկ. 3.21.(b)-ում և նկ.3.16-ում $L_c = 8$ նմ և $L_c = 10$ նմ դեպքերում ստացված արդյունքներին համապատասխան, էլեկտրոնային ամպը հիմնականում տեղայնացված է ներքին օղակում, սակայն $L_c = 12$ նմ դեպքում այն արդեն արտաքին օղակում է: Երբ $L_c = 8$ նմ և $L_c = 10$ նմ, ճնշումը մեծացնելիս կապի էներգիան դրսևորում է նույն վարքը, որն առկա է նկ.3.21.(a)-ում, բայց երբ $L_c = 12$ նմ, արգելքի տիրույթի համեմատաբար նեղ լինելու հետևանքով, էլեկտրոնային ամպը տեղափոխվում է դեպի ներքին օղակ, որի հետևանքով կապի էներգիայի աճի արագությունը մեծանում է:

Նկ.3.22-ում պատկերված է կապի էներգիայի կախումը ջերմաստիճանից, երբ խառնուկը $\rho_i = 25$ նմ, $z_i = 0$ դիրքում է: Քանի որ ջերմաստիճանը բարձրացնելիս արդյունարար զանգվածը նվազում է, իսկ համակարգի դիէլեկտրական թափանցելիությունը՝ աճում, ապա կապի էներգիան նվազում է: Հարկ է նաև նշել, որ կապի էներգիան ավելի արագ նվազում է, սկսած $T = 200$ Կ արժեքից, քանի որ դրանից բարձր ջերմաստիճաններում դիէլեկտրական թափանցելիությունն ավելի արագ է աճում:



Նկ.3.23. Խառնուկի կապի էներգիայի կախումն ուղղաձիգ ուղղությամբ խառնուկի դիրքից օղակների հաստության տարբեր արժեքների դեպքում ($P=0$, $T=4 \text{ Կ}$, $L_B=1 \text{ նմ}$, $L_c=10 \text{ նմ}$, $x=0,3 \text{ նմ}$, $\rho_i=25 \text{ նմ}$)

Նկ. 3.23-ում պատկերված է խառնուկի՝ ուղղաձիգ ուղղությամբ z_i դիրքի փոփոխության ազդեցությունը կապի էներգիայի վրա, օղակների H հաստության տարբեր արժեքների և շառավղային կոորդինատի $\rho_i=25 \text{ նմ}$ սևեռված արժեքի համար: Այսպիսով՝ կապի էներգիայի մաքսիմումը միշտ $z_i=0$ կետում է, քանի որ ուղղաձիգ ուղղությամբ հավանականության խտության առավելագույն արժեքը կառուցվածքի կենտրոնում է: H -ի մեծացմանը զուգընթաց կապի էներգիան նվազում է, քանի որ օղակների հաստության աճը բերում է ուղղաձիգ ուղղությամբ փոսի լայնության մեծացման: Վերջավոր խորության փոսի լայնության փոքրացումը կարող է կապի էներգիայի նվազման պատճառ դառնալ չափային ուժեղ քվանտացման դեպքում՝ շնորհիվ էլեկտրոնային ամպի՝ արգելքի տիրույթ «արտահոսքի»: Դիտարկվող դեպքում, երբ ուղղաձիգ ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալի բարձրությունն անվերջ մեծ է, նույնիսկ ուժեղ քվանտացման պայմաններում արգելքի տիրույթում էլեկտրոնի հայտնվելու հավանականությունը զրո է:

3.4 Հիդրոստատիկ ճնշման և կառուցվածքի չափերի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում դոնորային խառնուկի ֆոտոհոնացման կտրվածքի վրա

Ուսումնասիրենք GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs ԿՀՔՕ-ում ջրածնանման խառնուկի $|\psi_i\rangle$ հիմնական վիճակից $|\psi_f\rangle$ վիճակ անցումներով պայմանավորված ՖԻԿ-ի վարքը: Որպես վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիաներ դիտարկվում են (3.33) համիլտոնիանի սեփական ֆունկցիաները: Ստորև նորից կօգտվենք ՖԻԿ-ի (1.18) հիմնական արտահայտությունից և սկզբնական և վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաները կներկայացնենք

$$\psi_i(\rho, \varphi, z, \lambda) = N_i f(\rho, z) e^{-\lambda r}, \quad (3.59)$$

$$\psi_f(\rho, z) = N_f f(\rho, z) \quad (3.60)$$

ֆունկցիաներով, որտեղ N_i -ն և N_f -ը նորմավորման գործակիցներն են, $f(\rho, z)$ -ը ԿՀՔՕ-ում էլեկտրոնի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան է խառնուկի բացակայությամբ, որը ներկայացվում է որպես (3.43) և (3.49) ալիքային ֆունկցիաների արտադրյալ:

Դիտարկենք այն դեպքը, երբ լույսի բևեռացման $\vec{\zeta}$ վեկտորն ուղղված է x առանցքի երկայնքով, իսկ դոնորային խառնուկը տեղադրված է $z=0$ հարթության մեջ, x առանցքի վրա: y -բևեռացման դեպքում ՖԻԿ-ի արտահայտության մեջ սկզբնական և վերջնական վիճակների անցումներով որոշվող մատրիցական տարրը զրո է, այսինքն՝ անցումներն արգելված են: Հաշվի առնելով այս հանգամանքը, և (1.18) արտահայտության մեջ δ -ֆունկցիայից անցում կատարելով լորենցիանի՝ ՖԻԿ-ի համար կստանանք՝

$$\sigma(\hbar\omega, P) = I_{f\perp}^2 \cdot \Delta, \quad (3.61)$$

$$I_{f\perp} = N_i N_f \int_{-H(P)/2}^{H(P)/2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty e^{-\lambda r} \cos \varphi |f(\rho, z)|^2 \rho^2 dz d\varphi d\rho: \quad (3.62)$$

(3.61)-ում Δ -ն որոշվում է (3.11) բանաձևով, որտեղ $\Gamma = 4$ մէՎ: Աղյուսակ 2-ում տրված են $I_{f\perp}$ մեծության արժեքները պարամետրերի տարբեր արժեքների համար:

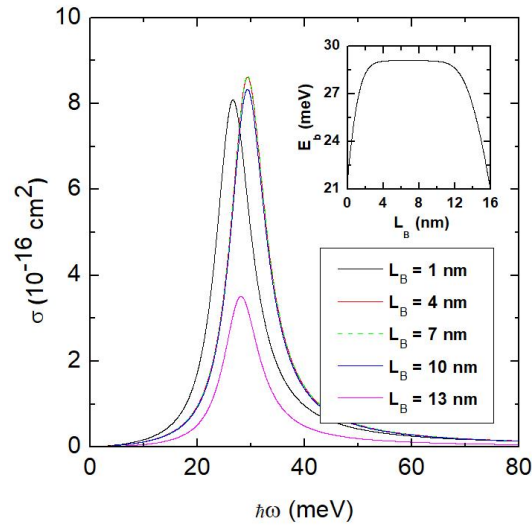
Նկ.3.24-ում պատկերված է ՖԻԿ-ի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից L_B

Աղյուսակ 2

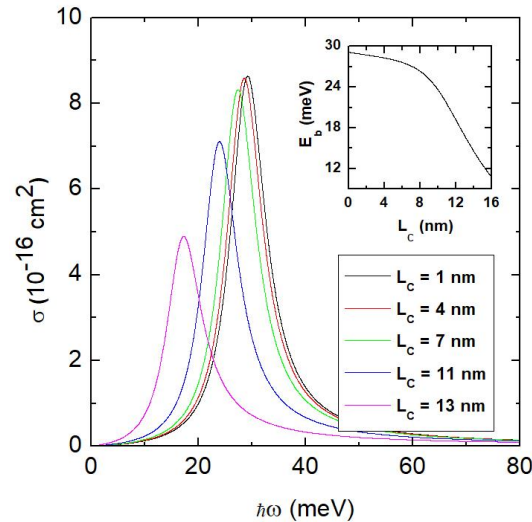
P (կբար)	x	L_B (նմ)	L_C (նմ)	ρ_i (նմ)	$I_{\bar{r}\perp}$ (նմ)
0	0.3	1	8	25	10.27
0	0.3	4	8	25	10.094
0	0.3	7	8	25	10.097
0	0.3	10	8	25	9.931
0	0.3	13	8	25	6.584
0	0.3	1	1	25	10.135
0	0.3	1	4	25	10.217
0	0.3	1	7	25	10.273
0	0.3	1	10	25	10.166
0	0.3	1	13	25	9.97
0	0.3	1	8	25	10.27
8.37	0.3	1	8	25	9.996
15	0.3	1	8	25	9.805
20	0.3	1	8	25	9.668
25	0.3	1	8	25	9.532
0	0.05	1	8	25	10.589
0	0.1	1	8	25	10.565
0	0.2	1	8	25	10.397
0	0.3	1	8	25	10.27
0	0.3	1	8	25	10.27
0	0.3	1	8	30	11.569
0	0.3	1	8	30.5	11.685
0	0.3	1	8	31	11.722
0	0.3	1	8	35	10.18

արգելքի լայնության տարբեր արժեքների համար: Ինչպես երևում է նկարից, L_B -ի փոփոխությունը կարող է հանգեցնել ՖԻԿ-ի շեղման դեպի մեծ էներգիաների տիրույթ (կապույտ շեղում), փոքր էներգիաների տիրույթ (կարմիր շեղում), ինչպես նաև չհանգեցնել որևէ փոփոխության: Ստացված արդյունքները կարելի է հասկանալ, եթե դիտարկենք կապի էներգիայի կախումը L_B -ից, որը պատկերված է նկ.3.24-ի ներդիրում, երբ խառնուկը տեղադրված է ներքին օղակում ($\rho_i = 25$ նմ, $z_i = 0$): Կապի էներգիան ունի աճման, նվազման և հաստատուն մնալու տիրույթներ (տես նկ.3.17-ի մեկնաբանությունը): Կապի էներգիայի վարքի համաձայն՝ $L_B = 4$ նմ և $L_B = 7$ նմ արժեքների դեպքում ՖԻԿ-ի կորերը գրեթե համընկնում են:

Աղյուսակ 2-ում բերված տվյալների համաձայն՝ $I_{\bar{r}\perp}$ -ը վարքով նմանվում է կապի էներգիային (L_B -ի աճին զուգընթաց սկզբում աճում է, հետո՝ մնում հաստատուն,



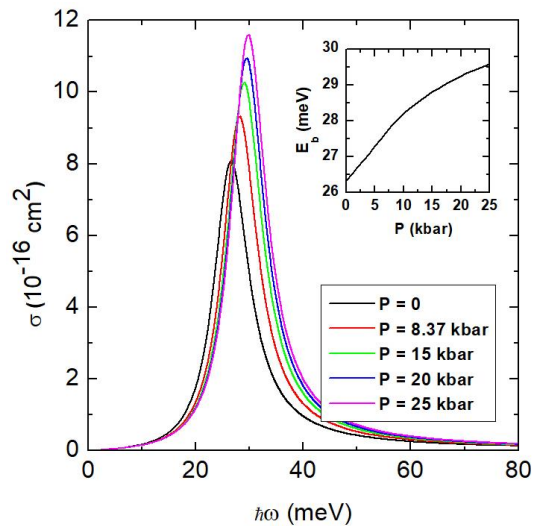
Նկ.3.24. Խառնուկի ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից L_B -ի տարբեր արժեքների դեպքում ($\rho_1^{in} = 20$ նմ, $L_A = 10$ նմ, $L_C = 8$ նմ, $H = 4$ նմ, $P = 0$, $x = 0,3$, $z_i = 0$, $\rho_i = 25$ նմ): Ներդիրում պատկերված է կապի էներգիայի կախումը L_B -ից:



Նկ. 3.25. Խառնուկի ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից L_C -ի տարբեր արժեքների դեպքում: Արդյունքներն ստացված են $\rho_1^{in} = 20$ նմ, $L_A = 10$ նմ, $L_B = 1$ նմ, $H = 4$ նմ, $P = 0$, $x = 0,3$, $z_i = 0$ և $\rho_i = 25$ նմ դեպքում: Ներդիրում պատկերված է կապի էներգիայի կախումը L_C -ից:

այնուհետև՝ նվազում): Այսպիսի վարքը հասկանալի է, եթե նկատի ունենանք երկու օղակների միջև հավանականության խտության՝ արդեն ուսումնասիրված վարքը:

ՖԻԿ-ի մաքսիմումի բարձրության վրա ազդող հիմնական մեծություններն են կապի էներգիան և $I_{f\perp}$ մատրիցական տարրը, որոնց արժեքների մեծացումը հանգեցնում է մաքսիմումի մեծացման: Նշենք նաև, որ խառնուկի մոտ էլեկտրոնի գտնվելու հավանականության մեծացումը հանգեցնում է ծածկման ինտեգրալի մեծացման, որը քանա-



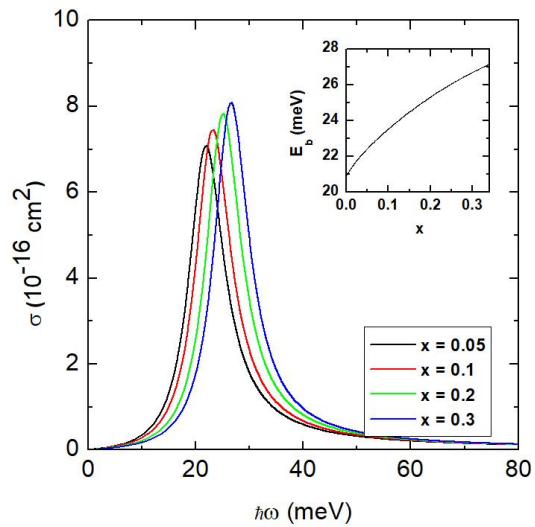
Նկ.3.26. Խառնուկի ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից ճնշման տարբեր արժեքների դեպքում ($\rho_1^{in} = 20$ նմ, $L_A = 10$ նմ, $L_B = 1$ նմ, $L_C = 8$ նմ, $H = 4$ նմ, $x = 0,3$, $z_i = 0$, $\rho_i = 25$ նմ): Ներդիրում պատկերված է կապի էներգիայի կախումը ճնշումից:

կապես բնութագրվում է հենց $I_{\vec{r}\perp}$ -ով:

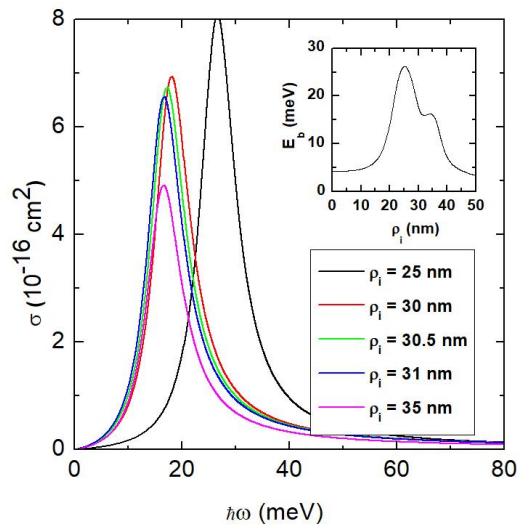
Արտաքին օղակի L_c լայնության տարբեր արժեքների համար ՖԻԿ-ի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից պատկերված է նկ.3.25-ում: Արտաքին օղակի լայնության մեծացման հետևանքով էլեկտրոնի հավանականության խտության մաքսիմումը տեղափոխում է դեպի արտաքին օղակ: Էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորությունը մեծանում է, որի հետևանքով կապի էներգիան նվազում է: Անկախ $I_{\vec{r}\perp}$ մատրիցական տարրի վարքից, կապի էներգիայի փոքրացումը հանգեցնում է ՖԻԿ-ի մաքսիմումի մոնոտոն նվազման (տես (3.11) բանաձևը):

Նկ.3.26-ում պատկերված է ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից հիդրոստատիկ ճնշման տարբեր արժեքների դեպքում, որի աճը հանգեցնում է կապի էներգիայի աճի՝ պայմանավորված սահմանափակող պոտենցիալի բարձրության, արդյունաբար զանգվածի, դիէլեկտրական թափանցելիության և չափերի փոփոխություններով (նկ.3.21-ն իր բացատրություններով): Այդ հանգամանքով է բացատրվում ՖԻԿ-ի սպեկտրում կապույտ շեղումը: ՖԻԿ-ի մաքսիմումի վրա ճնշման ազդեցությունը դրսևորվում է հետևյալ կերպ.

1. $I_{\vec{r}\perp}$ -ին նվազում է, քանի որ էլեկտրոնային ամպը ներքին օղակից տեղափոխվում է արտաքին օղակ,



Նկ.3.27. Խառնուկի ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից x -ի տարբեր արժեքների դեպքում ($\rho_1^{in} = 20$ նմ, $L_A = 10$ նմ, $L_B = 1$ նմ, $L_C = 8$ նմ, $H = 4$ նմ, $P = 0$, $z_i = 0$, $\rho_i = 25$ նմ): Ներդիրում պատկերված է կապի էներգիայի կախումն x -ից:



Նկ.3.28. Խառնուկի ՖԻԿ-ի կախումը ֆոտոնի էներգիայից ρ_i -ի տարբեր արժեքների դեպքում ($\rho_1^{in} = 20$ նմ, $L_A = 10$ նմ, $L_B = 1$ նմ, $L_C = 8$ նմ, $H = 4$ նմ, $P = 0$, $x = 0$, $z_i = 0$): Ներդիրում պատկերված է կապի էներգիայի կախումը ρ_i -ից:

2. էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածն աճում է,
3. դիէլեկտրական հաստատունը փոքրանում է: Քանի որ վերջին երկու ազդեցություններն ավելի ուժեղ են, ապա ճնշման աճը հանգեցնում է ՖԻԿ-ի մաքսիմումի նվազման:

Նկ. 3.27-ում պատկերված է ալյումինի կոնցենտրացիայի ազդեցությունը ՖԻԿ-ի՝ ֆոտոնի էներգիայից կախման վրա: Ալյումինի կոնցենտրացիան մեծացնելիս լայնական ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալի խորությունը մեծանում է (տես (3.40)

արտահայտությունը և Աղյուսակ 1-ում արգելված գոտու էներգիան որոշող պարամետրերը), մեծացնելով կապի էներգիան, որի հետևանքով ՖԻԿ-ի սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում: Լայնական ուղղությամբ պոտենցիալի խորությունը մեծացնելիս $I_{\text{fi}\perp}$ -ն նվազում է, որի հետևանքով ՖԻԿ-ի մաքսիմումը պետք է փոքրանար, մինչդեռ դիտվում է պիկի արժեքի աճ: Սա նշանակում է, որ կապի էներգիայի ազդեցությունը ՖԻԿ-ի մաքսիմումի վրա ավելի ուժեղ է:

Նկ.3.28-ում պատկերված է լայնական ուղղությամբ խառնուկի ρ_i դիրքի փոփոխության ազդեցությունը ՖԻԿ-ի՝ ֆոտոնի էներգիայից կախման վրա: Խառնուկի դիրքից կապի էներգիայի կախման մեջ (նկ. 3.28-ի ներդիրը) կապի էներգիայի կորն ունի երկու պիկ, որոնք գրեթե օղակների կենտրոններում են ($\rho_i = 25$ նմ, $z_i = 0$ ՝ ներքին օղակի համար և $\rho = 35$ նմ, $z_i = 0$ արտաքին օղակի համար): Կապի էներգիայի նման վարքը պայմանավորված է էլեկտրոնի հավանականության խտության բաշխմամբ, որն ունի երկու մաքսիմում օղակների կենտրոններում: Խառնուկի դիրքի դիտարկված արժեքների համար ՖԻԿ-ում դիտվում է կարմիր շեղում: Այս դեպքում $I_{\text{fi}\perp}$ -ն ունի ոչ մոնոտոն վարք, որը պայմանավորված է հավանական խտության համալիր վարքով: Այսպիսով՝ $I_{\text{fi}\perp}$ -ի և կապի էներգիայի արժեքների համատեղ փոփոխության արդյունքում ՖԻԿ-ի սպեկտրում դիտվում է պիկի արժեքի նվազում:

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԱՌԱՋԻՆ ՄԱՍԻ

1. Ուսումնասիրվել է հիդրոստատիկ ճնշման, ջերմաստիճանի և համասեռ էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիայի և ալիքային ֆունկցիայի վրա Պյոշլ-Թելերի սահմանափակող պոտենցիալով քվանտային փոսում: Ցույց է տրվել, որ էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծացումը հանգեցնում է հիմնական վիճակի էներգիայի աճի: Էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան ճնշումից կախված նվազում է, ջերմաստիճանից կախված՝ աճում:
2. Ուսումնասիրվել է հիդրոստատիկ ճնշման, ջերմաստիճանի և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը Պյոշլ-Թելերի սահմանափակող պոտենցիալով քվանտային փոսում դոնորային խառնուկի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի վրա: Ցույց է տրվել, որ կապի էներգիան պարամետրերի բոլոր արժեքների դեպքում հիդրոստատիկ ճնշումից կախված մոնոտոն աճում է, իսկ ջերմաստիճանից կախված՝ նվազում: Կախված սահմանափակող պոտենցիալի λ և χ պարամետրերի արժեքներից՝ էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս կապի էներգիան կարող է ինչպես աճել, այնպես էլ նվազել, ընդ որում դաշտի ազդեցությունն ավելի ուժեղ է քվանտային փոսի լայնության մեծ արժեքների դեպքում: Ցույց է տրվել նաև, որ $\lambda=1,5$, $\chi=3,5$ և $F=150$ կՎ/սմ արժեքների դեպքում Պյոշլ-Թելերի սահմանափակող պոտենցիալը դառնում է համաչափ:
3. Լույսի բևեռացման վեկտորի երկու տարբեր ուղղությունների դեպքում ուսումնասիրվել է Պյոշլ-Թելերի սահմանափակող պոտենցիալով քվանտային փոսում դոնորային խառնուկի ֆոտոիոնացման կտրվածքը: Երկբևեռային մատրիցական տարրի համար ստացված ջոկման կանոնների համաձայն՝ թույլատրելի են խառնուկային հիմնական վիճակից քվանտային փոսի հիմնական վիճակ անցումները: x -բևեռացման դեպքում խառնուկի և ջրածնի ատոմի ֆոտոիոնացման կտրվածքները համընկնում են, եթե վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան հարթ ալիք է, իսկ z -բևեռացման դեպքում համընկնում տեղի ունի, եթե վերջնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան պատկանում է կոլոնյան խնդրի անընդհատ տիրույթին: Ջերմաստիճանի բարձրացումը հանգեցնում է ֆոտոիոնացման կտրվածքի շեմային էներգիայի նվազման, իսկ հիդրոստատիկ ճնշման մեծացումը՝ շեմային էներգիայի աճի, որի հետևանքով ֆոտոիոնացման կտրվածքի սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում: Ցույց է տրվել նաև,

որ Պյոշլ-Թեյերի համաչափ պոտենցիալի դեպքում էլեկտրական դաշտի ուժեղացման հետևանքով ֆոտոիոնացման սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում:

4. Դոնորային խառնուկի առկայությամբ ուսումնասիրվել է էլեկտրոնի շարժումը վերջավոր խորությամբ սահմանափակող պոտենցիալով գլանային քվանտային լարում, լարի առանցքով ուղղված մագնիսական դաշտում: Երբ խառնուկը տեղադրված է լարի առանցքի վրա, l ուղեծրային քվանտային թվի բոլոր արժեքների համար քվանտային լարի շառավղի մեծացումը հանգեցնում է կապի էներգիայի նվազման: $l=0$ դեպքում դիտվում է մագնիսական դաշտից թույլ կախում: Լույսի z -բևեռացման դեպքում թույլատրելի են խառնուկի հիմնական վիճակից $l=\pm 1$ վիճակներ անցումները: Լարի առանցքին տեղադրված խառնուկի դեպքում, լույսի x -բևեռացման համար թույլատրելի են խառնուկի հիմնական վիճակից $l=1$ վիճակ անցումները: Լարի առանցքից շեղված խառնուկի դեպքում ուղեծրային քվանտային թվի զրոյական արժեքով վիճակներ անցումներն արգելված են միայն այն դեպքում, երբ լույսի բևեռացման վեկտորն ուղղահայաց է ինչպես լարի առանցքին, այնպես էլ խառնուկի շեղման ուղղությանը:
5. Ուսումնասիրվել է դոնորային խառնուկի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման կտրվածքի վրա լարի առանցքով ուղղված մագնիսական և առանցքին ուղղահայաց էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը: x -բևեռացման դեպքում ֆոտոիոնացման կտրվածքը՝ որպես էլեկտրական դաշտի լարվածության ֆունկցիա, կախված խառնուկի դիրքից, մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից և ընկնող ֆոտոնի էներգիայից կարող է լինել վերջավոր կամ տարամիտել կապի էներգիայի և ընկնող ֆոտոնի էներգիաների հավասարության դեպքում:
6. Ուսումնասիրվել է դոնորային խառնուկ պարունակող գլանային քվանտային կետում հիմնական վիճակի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման կտրվածքի վրա հիդրոստատիկ ճնշման, մագնիսական և էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը: Ցույց է տրվել, որ ճնշման փոքր արժեքների տիրույթում կապի էներգիան աճում է: Հիդրոստատիկ ճնշման հետագա աճը, կախված էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի արժեքներից, քվանտային կետի չափերից, ինչպես նաև խառնուկի դիրքից, կարող է հանգեցնել կապի էներգիայի ինչպես մոնոտոն, այնպես էլ ոչ մոնոտոն աճի: Ֆոտո-

իոնացման կտրվածքը հիդրոստատիկ ճնշումից կախված աճում է՝ անկախ լույսի բևեռացման վեկտորի ուղղությունից:

7. Ուսումնասիրվել է հիդրոստատիկ ճնշման, էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ազդեցությունը Պյոշլ-Թելերի սահմանափակող պոտենցիալով InAs քվանտային օղակում դոնորային խառնուկի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման կտրվածքի վրա: Ցույց է տրվել, որ օղակի կենտրոնում տեղադրված խառնուկի կապի էներգիան ճնշումից կախված աճում է, իսկ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից կախված՝ նվազում, ընդ որում՝ $B=0,5\text{ T}$ և $B=4\text{ T}$ արժեքների դեպքում կապի էներգիայի կորերը $P=30\text{ կԲար}$ ճնշման դեպքում գործնականորեն համընկնում են: Քվանտային օղակի կենտրոնում տեղադրված խառնուկի ֆոտոիոնացման կտրվածքն ունի շեմային բնույթ: Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի, ինչպես նաև սահմանափակման պոտենցիալի χ պարամետրի աճը ֆոտոիոնացման կտրվածքում հանգեցնում է կարմիր շեղման, մինչդեռ ճնշման աճը՝ կապույտ շեղման: Կապի էներգիայի և ֆոտոիոնացման կտրվածքի վարքերն էապես կախված են քվանտային օղակում խառնուկի դիրքից:

8. Ուսումնասիրվել է հիդրոստատիկ ճնշման, ալյումինի կոնցենտրացիայի, երկրաչափական չափերի և խառնուկի դիրքի ազդեցությունը GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում դոնորային խառնուկի ֆոտոիոնացման կտրվածքի վրա: Ցույց է տրվել, որ օղակների միջև արգելքի լայնության մեծացումը հանգեցնում է ֆոտոիոնացման սպեկտրում մաքսիմումի դիրքի շեղումների և նրա արժեքի ոչ մոնոտոն փոփոխությունների: Արտաքին օղակի շերտի լայնությունը մեծացնելիս ֆոտոիոնացման սպեկտրում դիտվում է միայն կարմիր շեղում, իսկ մաքսիմումի արժեքը միայն փոքրանում է, մինչդեռ հիդրոստատիկ ճնշման և ալյումինի կոնցենտրացիայի աճը հանգեցնում է կապույտ շեղման և մաքսիմումի մեծության աճի: Խառնուկի դիրքի շեղման չափը մեծացնելիս ֆոտոիոնացման սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում, իսկ մաքսիմումի արժեքը նվազում է:

ՄԱՍ 2. ՆԱՆՈՐԱԿՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ, ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ ՀԻԴՐՈՍՏԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՈՒ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ

Կիսահաղորդչային քվանտային կառուցվածքներում ներգոտիական անցումներով պայմանավորված օպտիկական երևույթները ներկայում ակտիվորեն ուսումնասիրվում են: Փորձարարական տվյալների համաձայն՝ ՔՓ-ի հաղորդականության գոտում ենթագոտիների միջև օպտիկական անցումներն ունեն երկբևեռային մոմենտի մեծ արժեքներ, որի հետևանքով GaAs/GaAlAs ՔՓ-երում [145] և GaAs/AlAs ՔՓ-երի գերցանցով ալիքատարներում [146] դիտվել է ենթակարմիր ճառագայթման ուժեղ կլանում: Երկբևեռային մոմենտի մեծ արժեքները և կլանման սպեկտրի զծերի բավականաչափ նեղ լինելը վկայում են ՔՓ-երում ներգոտիական օպտիկական անցումների հստակ արտահայտված ոչ գծայնության մասին:

Մեծ թվով աշխատանքներ նվիրված են ՔՓ-երում լույսի գծային և ոչ գծային օպտիկական հատկությունների ուսումնասիրմանը: Այսպես, օրինակ, [147]-ում խտության մատրիցի եղանակով հետազոտվել են գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային ենթագոտիական կլանումները: Ցույց է տրվել, որ ՔՓ-ի լայնության 12,65 նմ և լույսի ուժգնության 1ՄՎտ/սմ^2 արժեքների դեպքում կլանման կորը տրոհվում է երկու մասի: [148]-ում ՔՓ-ում գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային կլանման գործակիցների վրա էլեկտրական դաշտի ազդեցության ուսումնասիրությունից պարզվել է, որ կլանման մաքսիմումը դաշտի ազդեցությամբ տեղաշարժվում է դեպի մեծ էներգիաների տիրույթ: $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ անհամաչափ ուղղանկյուն սահմանափակող պոտենցիալով ՔՓ-ում ուսումնասիրվել են գծային և ոչ գծային կլանման գործակիցները [149]: Ստացված արդյունքներից հետևում է, որ կլանման սպեկտրը կարող է հեշտությամբ կառավարվել համակարգի կառուցվածքային պարամետրերի փոփոխությամբ, իսկ կլանման կորի մաքսիմումի տրոհում դիտվում է ՔՓ-ի լայնության 9 նմ և լույսի ուժգնության $0,8 - 1\text{ՄՎտ/սմ}^2$ արժեքների դեպքում: ԼԴ-ի և էլեկտրական դաշտի համատեղ ազդեցությունը ՔՓ-ում գծային և ոչ գծային կլանման վրա ուսումնասիրվել է [150]-ում: Ցույց է տվել, որ արտաքին դաշտերի միջոցով կարելի է կառավարել կլանման սպեկտրը, ինչպես նաև հաշվարկվել է լույսի ուժգնության այն արժեքը, որի դեպքում կլանման կորը տրոհվում է

երկու մասի: ՔՓ-ում գծային և ոչ գծային կլանման վրա $L\Gamma$ -ի և էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի համատեղ ազդեցությունն ուսումնասիրվել է [151]-ում: Անհամաչափ կրկնակի ՔՓ-երում ոչ գծային կլանման գործակցի և ընկալունակության վրա էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի համատեղ ազդեցությունն ուսումնասիրվել է [152,153] աշխատանքներում: Ցույց է տրվել, որ էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի միջոցով կարելի է փոփոխել կլանման մաքսիմումների դիրքերը և արժեքները:

GaAs/AlGaAs ՔՓ-ում դոնորային խառնուկի առկայությամբ ուսումնասիրվել են էլեկտրոնային վիճակները և լույսի ոչ գծային օպտիկական հատկությունները [154]: Վերջավոր խորությամբ սահմանափակող պոտենցիալով փոսի մոդելի դեպքում էլեկտրոնի էներգիաներն ու ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են թվային մեթոդով: Ցույց է տրվել, որ ՔՓ-ի լայնության կամ ալյումինի կոնցենտրացիայի մեծացումը հանգեցնում է ոչ գծային օպտիկական ընկալունակությունը նվազման: Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը խառնուկային վիճակների և լույսի ոչ գծային օպտիկական հատկությունների վրա ուսումնասիրվել է [155]-ում: Ցույց է տրվել, որ մագնիսական դաշտը վերացնում է խառնուկային վիճակների ալյասերումը և մեծացնում է ոչ գծային օպտիկական ընկալունակության արժեքները: [156]-ում ուսումնասիրվել են խառնուկային վիճակները և լույսի ոչ գծային օպտիկական հատկություններն եռանկյուն կտրվածքով ՔԼ-ում: Գծային և ոչ գծային կլանման գործակիցներն, ինչպես նաև բեկման ցուցիչները հաշվարկվել են լույսի x - և y - բևեռացումների դեպքում: Ցույց է տրվել, որ, կախված խառնուկի դիրքից, կլանման սպեկտրում դիտվում են a' կարմիր, և a' կապույտ շեղումներ:

Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների շարքում կարևոր տեղ են զբաղեցնում ՔԿ-երը, շնորհիվ օպտոէլեկտրոնիկայում և քվանտային տեղեկատվական տեխնոլոգիաներում իրենց բազմաբնույթ և լայն կիրառությունների [157–159]: Վերջին տարիներին կիսահաղորդչային ՔԿ-երում գծային և ոչ գծային ներգոտիական հատկությունների ուսումնասիրման ուղղությամբ բազմաթիվ տեսական հետազոտություններ են կատարվել: Փորձում դիտվել են նաև ՔԿ-երում ոչ գծային օպտիկական երևույթներ, մասնավորապես, երրորդ հարմոնիկի գեներացում [160]: [161]-ում հետազոտվել է երկրորդ կարգի օպտիկական ընկալունակությունը և կատարվել են դրա չափումներ: Գրանցվել է նաև միջենթագոտիական ռեզոնանսային երկրորդ հարմոնիկի գեներացում [162]:

Պարաբոլական պոտենցիալով սահմանափակված գնդային ՔԿ-ում, էլեկտրական դաշտի և դոնորային խառնուկի առկայությամբ ուսումնասիրվել են գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային կլանման գործակիցները և բեկման ցուցիչները [163]: Ստացված արդյունքների համաձայն՝ էլեկտրական դաշտի լարվածության, ՔԿ-ի կենտրոնից խառնուկի դիրքի շեղման չափի և ՔԿ-ի շառավղի մեծացումները կլանման գործակցի և բեկման ցուցչի մաքսիմումները տեղաշարժում են դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ՝ փոփոխելով նաև դրանց մեծությունները: GaN/AlN գլանային ՔԿ-ում գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային կլանման գործակիցների վրա լարումների բաշխման և պիեզո-էլեկտրական պոտենցիալի ազդեցությունն ուսումնասիրվել է [164]-ում, որի համաձայն՝ նշված գործոնները հանգեցնում են այլասերված վիճակների էներգիական մակարդակների ճեղքման, որոնց միջև տեղի են ունենում օպտիկական անցումներ: [165,166] աշխատանքներում ուսումնասիրվել է էլեկտրոն-էլեկտրոն փոխազդեցության ազդեցությունը երկչափ գլանային ՔԿ-ում լույսի գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային կլանման գործակիցների վրա: Որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել ընտրվել է երկչափ պարաբոլական պոտենցիալը: Սկզբնական և վերջնական վիճակների էներգիաներն ու ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով: Ցույց է տրվել, որ կլանման գործակիցներն էապես կախված են սահմանափակող պոտենցիալի ուժգնությունից, էլեկտրոն-էլեկտրոն փոխազդեցությունից, ընկնող լույսի ուժգնությունից և համակարգի լրիվ սպինից: Պարաբոլական պոտենցիալով սահմանափակված գնդային ՔԿ-ում 1s-, 1p-, 1d- և 1f- վիճակների կապի էներգիաներն ու ալիքային ֆունկցիաներն որոշվել են Հարթի-Ֆոկ-Ռուֆաանի մոտավորությամբ [167,168]: Հաշվարկվել են նաև լույսի գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային կլանման գործակիցները: Ստացված արդյունքների համաձայն՝ պարաբոլական պոտենցիալն էապես ազդում է ոչ միայն խառնուկային վիճակների, այլ նաև ներգոտիական օպտիկական հատկությունների վրա: [169]-ում ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով երկչափ գլանային ՔԿ-ում ուսումնասիրվել են էքսիտոնային վիճակները, հաշվարկվել գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային կլանման գործակիցները: Թվային հաշվարկներով ցույց է տրվել, որ էքսիտոնային երևույթների հաշվառմամբ գումարային կլանման գործակիցը շուրջ երկու անգամ մեծանում է: CdSe/CdS գլանային ՔԿ-ում գծային և երրորդ կարգի ոչ

գծային կլանման գործակիցների վրա ՔԿ-ի անիզոտրոպության և լարումների ազդեցությունն ուսումնասիրվել է [170]-ում՝ որպես լայնական պոտենցիալի մոդել դիտարկելով անիզոտրոպ պարաբոլական պոտենցիալը: Սեփական արժեքների և սեփական ֆունկցիաների խնդիրը լուծվել է՝ *kp*-տեսության մեջ կիրառելով բազմակի գոտիների պարուրիչ ֆունկցիաները: [171]-ում ուսումնասիրվել է պոլարոնային երևույթների և մագնիսական դաշտի ազդեցությունը գլանային ՔԿ-ում գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային կլանման գործակիցների վրա: Ստացված արդյունքներից հետևում է, որ կլանման գործակիցները բավական զգայուն են էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության և մագնիսական դաշտի նկատմամբ:

Ատենախոսության երկրորդ մասը նվիրված է կիսահաղորդչային նանոսլակներում էլեկտրոնային, խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա հիդրոստատիկ ճնշման և էլեկտրական ու մագնիսական դաշտերի ազդեցության ուսումնասիրությանը:

ԳԼՈՒԽ 4. ՀԻՂՐՈՍԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ ԵՎ ԿՐԿՆԱԿԻ ՀԱՄԱԿԵՆՏՐՈՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ [172-175]

Վերջին տարիներին կիսահաղորդչային ՔՕ-ները և ԿՀՔՕ-ները հետազոտողների ուշադրության կենտրոնում են, որն առաջին հերթին պայմանավորված է նրանցում էլեկտրոնային վիճակների և օղակների երկրաչափության յուրօրինակ փոխկապակցվածությամբ [128]: ՔՕ-ներում էլեկտրոնային, խառնուկային և օպտիկական հատկությունների վրա արտաքին ազդակների ուսումնասիրությունը, շնորհիվ դրանց յուրահատկությունների, կարևորվում է թե՛ տեսության և թե՛ կիրառական տեսանկյունից:

[176]-ում փոփոխակային մեթոդով որոշվել են ՔՕ-ում խառնուկային 1s- և 2p-վիճակների էներգիաները և ալիքային ֆունկցիաները, որպես ուղղաձիգ ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալ դիտարկելով δ -ձև միաչափ պոտենցիալը, որը մոտարկվել է լորենցիանով, ինչպես նաև ուսումնասիրվել է դրանց վրա ուղղաձիգ էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը: Ցույց է տրվել, որ սահմանափակող պոտենցիալի պարամետրերի, համակարգի չափերի և էլեկտրական դաշտի փոփոխմամբ կարելի է արդյունավետորեն կառավարել խառնուկային վիճակները և ներգոտիական կլանումը:

Արտաքին էլեկտրական դաշտում պարաբոլական սահմանափակող պոտենցիալով երկչափ ՔՕ-ում լույսի գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային օպտիկական կլանման գործակիցները դոնորային խառնուկի առկայությամբ ուսումնասիրվել են [177]-ում: Օպտիկական անցումների սկզբնական և վերջնական վիճակների էներգիաներն ու ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման եղանակով:

[178]-ում ուսումնասիրվել է էլիպսաձև ՔՕ-ում արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների և օպտիկական հատկությունների վրա: Մեկէլեկտրոնային վիճակները որոշվել են ադիաբատ մոտավորությամբ՝ օգտագործելով վերջավոր տարրերի մեթոդը: Ցույց է տրվել, որ համակենտրոն և կենտրոնից շեղված ՔՕ-ների դեպքում լույսի ներգոտիական կլանման գործակիցը բավական զգայուն է էլեկտրական դաշտի և լույսի բևեռացման ուղղության կազմած անկյան նկատմամբ: Մասնավորապես, երբ արտաքին էլեկտրական դաշտի լարվածության և լույսի բևեռացման վեկտորները համուղղված են (նույն ուղղությամբ ներքին օղակը շեղված է կենտ-

րոնից), գեներացվում է երկրորդ հարմոնիկը: Եթե լույսի բևեռացման վեկտորն ուղղահայաց է էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորին, ապա կարող է գեներացվել երրորդ հարմոնիկը:

ՔՕ-ում էլեկտրոնային վիճակների և օպտիկական հատկությունների վրա մագնիսական դաշտի ազդեցությունը սահմանափակող պոտենցիալի պարամետրերի տարբեր արժեքների դեպքում ուսումնասիրվել է [179] աշխատանքում: Ցույց է տրվել, որ հիմնական վիճակի էներգիան դառնում է ՔՕ-ի շառավղից անկախ: Մեծ շառավղով, բայց նեղ ՔՕ-ների դեպքում օպտիկական սպեկտրը՝ կախված սահմանափակող պոտենցիալի ուժգնությունից, ներկայացնում է ռեզոնանսային մաքսիմումների հավաքածու, իսկ մագնիսական դաշտի առկայությունը հանգեցնում է ռեզոնանսային կլանման ուժգնության մեծացման: [180]-ում ուսումնասիրվել է ՔՕ-ում մագնիսական դաշտի ազդեցությունը բևեռացված էքսիտոնային վիճակների վրա: Երկբևեռային մոմենտով էքսիտոններում դիտվել է նոր մագնիսական ինտերֆերենցային երևույթ, որն ուղեկցվում է ֆոտոլյումինեսցենցի երևույթի թուլացմամբ և տեղի է ունենում մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի արժեքի որոշակի տիրույթներում:

[181]-ում ուսումնասիրվել է ՔՕ-ում հիդրոստատիկ ճնշման և ջերմաստիճանի ազդեցությունը էքսիտոնի 1s- և 2s- վիճակների կապի էներգիաների և միջգոտիական ճառագայթման էներգիայի վրա: Ցույց է տրվել, որ արտաքին գործոնների ազդեցությունն ավելի ուժեղ է կառուցվածքի փոքր չափերի դեպքում: ԿՀՔՕ-ում հիդրոստատիկ ճնշման և մագնիսական դաշտի ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների և միջգոտիական անցման էներգիաների վրա ուսումնասիրվել է [182]-ում: Հիմնական և գրգռված վիճակի էներգիաները հիդրոստատիկ ճնշումից կախված նվազում են, իսկ մագնիսական դաշտը վերացնում է էներգիական մակարդակների այլասերումը: Համաչափ և անհամաչափ ԿՀՔՕ-ների համար ցույց է տրվել, որ, «թեթև խոռոչ-էլեկտրոն» թույլատրելի անցման էներգիաները հիդրոստատիկ ճնշումից կախված, նվազում են:

[183]-ում ուսումնասիրվել է ՔՕ-ում մագնիսական դաշտի և ջերմաստիճանի ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների և լույսի գծային և ոչ գծային օպտիկական հատկությունների վրա Ռաշբայի և Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փախազդեցությունների հաշվառմամբ: Ցույց է տրվել, որ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մեծա-

ցումը և ջերմաստիճանի բարձրացումը կլանման սպեկտրում հանգեցնում է կապույտ շեղման, իսկ կառուցվածքի չափերի մեծացումը՝ կարմիր շեղման: Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը կրկնակի ՔՕ-ներում էլեկտրոնային վիճակների և գծային և ոչ գծային օպտիկական հատկությունների վրա, Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ, ուսումնասիրվել է [184]-ում: Էլեկտրոնի էներգիայի ու ալիքային ֆունկցիայի համար ստացվել են վերլուծական արտահայտություններ: Ցույց է տրվել, որ էներգիական մակարդակները ճեղքվում են, և կլանման մաքսիմումները՝ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի և Ռաշբայի պարամետրի մեծացմանը զուգընթաց, տեղաշարժվում են մեծ էներգիաների տիրույթ:

Ատենախոսության չորրորդ գլուխը նվիրված է քվանտային օղակում և կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և ներգոտիական կլանման վրա հիդրոստատիկ ճնշման և էլեկտրական դաշտի ազդեցության ուսումնասիրությանը:

§4.1 Հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցությունը քվանտային օղակում լույսի գծային և ոչ գծային կլանման վրա սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ

Ուսումնասիրենք GaAs ՔՕ-ում հիդրոստատիկ ճնշման և սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ազդեցությունն օղակում լույսի գծային և ոչ գծային կլանման վրա:

Էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում համակարգի համիլտոնիանը կարելի է ներկայացնել

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \quad (4.1)$$

տեսքով, որտեղ $\hat{H}_0$ -ն համակարգի համիլտոնիանն է էլեկտրոնամագնիսական դաշտի բացակայությամբ, իսկ

$$\hat{V}(t) = -\hat{\mathbf{M}}\mathbf{F}(t) \quad (4.2)$$

էլեկտրոնի պոտենցիալ էներգիայի օպերատորն է ալիքի $\mathbf{F}(t)$ լարվածությամբ էլեկտրական դաշտում, $\hat{\mathbf{M}} = -e\hat{\mathbf{r}}$ -ը՝ երկբևեռային մոմենտի օպերատորը:

Էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորը ներկայացնենք

$$\mathbf{F}(t) = \mathbf{k}[F_0 \exp(-i\omega t) + F_0^* \exp(i\omega t)] \equiv \mathbf{k}\mathbf{F}(t) \quad (4.3)$$

տեսքով, որտեղ k -ն լույսի բևեռացման վեկտորն է, ω -ն՝ հաճախությունը:

Կլանման գործակիցը որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ [185]՝

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi\omega}{c\sqrt{\varepsilon}} \text{Im} \chi(\omega), \quad (4.4)$$

Որտեղ ε -ը համակարգի դիէլեկտրական թափանցելիությունն է, $\chi(\omega)$ -ն՝ ընկալունակությունը: Վերջինս որոշելու համար օգտվենք խտության մատրիցի մեթոդից [185]:

Ինչպես հայտնի է [186], համակարգի միավոր ծավալի էլեկտրական մոմենտը (բևեռացումը) և ընկալունակությունը տրվում են հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$P(t) = \chi(\omega)F_0 \exp(-i\omega t) + \chi(-\omega)F_0^* \exp(i\omega t) = \frac{1}{\Omega} \text{Tr}(\hat{\rho}\hat{M}), \quad (4.5)$$

որտեղ Ω -ն համակարգի ծավալն է, $\hat{\rho}$ -ն՝ խտության մատրիցի օպերատորը, Tr -ով նշված է օպերատորի անկյունագծային տարրերի գումարը:

Խտության մատրիցի տարրերի համար Լիովիլի հավասարումն ունի հետևյալ տեսքը [187]՝

$$\frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{V}(t), \hat{\rho}]_{nm} - (\hat{\Gamma}(\hat{\rho} - \hat{\rho}^{(0)}))_{nm}, \quad (4.6)$$

որտեղ $\hat{\rho}^{(0)}$ -ն չխտորված վիճակի խտության մատրիցն է, իսկ $\hat{\Gamma}$ երևութաբանական օպերատորը պայմանավորում է $\hat{\rho}$ վիճակից $\hat{\rho}^{(0)}$ չխտորված վիճակ ռելաքսացման արագությունը՝ հաշվի առնելով «էլեկտրոն-ֆոնոն», «էլեկտրոն-էլեկտրոն» և այլ՝ այս խնդրում չդիտարկված փոխազդեցություններով պայմանավորված ռելաքսային երևույթները: Ստորև կենթադրենք, որ $\hat{\Gamma}$ օպերատորի մատրիցն անկյունագծային տեսք ունի և նրա բոլոր տարրերն ունեն Γ_0 արժեքը [187,188]:

$\hat{H}_0$ օպերատորի մատրիցն ունի անկյունագծային տեսք, այն է՝

$$\hat{H}_{0,nm} = E_n \delta_{nm}, \quad (4.7)$$

ուստի (4.6) հավասարումը կներկայացնենք հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = -iW_{nm}\rho_{nm} - \frac{i}{\hbar} [\hat{V}(t), \hat{\rho}]_{nm} - (\hat{\Gamma}(\hat{\rho} - \hat{\rho}^{(0)}))_{nm}, \quad W_{nm} = \frac{1}{\hbar}(E_n - E_m): \quad (4.8)$$

$\hat{V}(t)$ -ն կհամարենք $\hat{H}_0$ համիլտոնիանով նկարագրվող վիճակի խտորում և (4.8) հավասարման լուծումը կփնտրենք, օգտվելով իտերացիոն եղանակից [186],

ρ_{nm} -ը ներկայացնելով հետևյալ խոտորումային շարքի տեսքով՝

$$\rho_{nm} = \sum_{i=0}^{\infty} \gamma^i \rho_{nm}^{(i)}, \quad (4.9)$$

և (4.8) բանաձևում $\hat{V}$ -ն փոխարինելով $\gamma\hat{V}$ -ով: Խոտորման ուժգնությունը բնութագրող γ պարամետրի արժեքները փոխվում են $[0-1]$ տիրույթում. $\gamma=1$ արժեքը նկարագրում է էլեկտրամագնիսական դաշտի առկայությունը, իսկ $\gamma=0$ -ն՝ դաշտի բացակայությունը: (4.9) շարքը տեղադրելով (4.8) հավասարման մեջ՝ $(i+1)$ -րդ խոտորումային անդամի համար $(i \geq 0)$ կստանանք՝

$$\frac{\partial \rho_{nm}^{(i+1)}}{\partial t} = -iW_{nm}\rho_{nm}^{(i+1)} - \frac{i}{\hbar} [\hat{V}(t), \hat{\rho}^{(i)}]_{nm} - (\hat{\Gamma}\hat{\rho}^{(i+1)})_{nm} : \quad (4.10)$$

Մեզ հետաքրքրում են միայն երկու՝ $m=g$ հիմնական և $n=e$ գրգռված էներգիական վիճակների միջև էլեկտրոնի ներգոտիական օպտիկական անցումները, ուստի խնդրի լուծումը կշարունակենք երկմակարդակային մոտավորության շրջանակներում [186]: (4.8) հավասարումից $\rho_{nm}^{(i+1)}$ մատրիցի չորս տարրերի համար կստացվեն հետևյալ հավասարումները՝

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{eg}^{(i+1)}}{\partial t} &= -(iW_{eg} + \Gamma_0)\rho_{eg}^{(i+1)} + \frac{i}{\hbar}(\rho_{gg}^{(i)} - \rho_{ee}^{(i)})M_{eg}F(t) + \frac{i}{\hbar}(M_{ee} - M_{gg})F(t)\rho_{eg}^{(i)}, \\ \frac{\partial \rho_{ge}^{(i+1)}}{\partial t} &= -(iW_{ge} + \Gamma_0)\rho_{ge}^{(i+1)} + \frac{i}{\hbar}(\rho_{ee}^{(i)} - \rho_{gg}^{(i)})M_{ge}F(t) + \frac{i}{\hbar}(M_{gg} - M_{ee})F(t)\rho_{ge}^{(i)}, \\ \frac{\partial \rho_{ee}^{(i+1)}}{\partial t} &= -\Gamma_0\rho_{ee}^{(i+1)} + \frac{i}{\hbar}(M_{eg}\rho_{ge}^{(i)} - M_{ge}\rho_{eg}^{(i)})F(t), \\ \frac{\partial \rho_{gg}^{(i+1)}}{\partial t} &= -\Gamma_0\rho_{gg}^{(i+1)} + \frac{i}{\hbar}(M_{ge}\rho_{eg}^{(i)} - M_{eg}\rho_{ge}^{(i)})F(t): \end{aligned} \quad (4.11)$$

(4.11) հավասարումների համակարգում կատարված են հետևյալ նշանակումները. $M_{gg} = \langle g | \mathbf{k}\hat{\mathbf{M}} | g \rangle$, $M_{ge} = \langle g | \mathbf{k}\hat{\mathbf{M}} | e \rangle$, $M_{ee} = \langle e | \mathbf{k}\hat{\mathbf{M}} | e \rangle$ և $M_{eg} = \langle e | \mathbf{k}\hat{\mathbf{M}} | g \rangle$, որտեղ $|g\rangle$ -ն և $|e\rangle$ -ն $\hat{H}_0$ օպերատորի սեփական ֆունկցիաներն են:

(4.11)-ում խտության մատրիցի տարրերը ներկայացնենք $\exp(\pm i\omega t)$ -ին համեմատական գումարելիների տեսքով՝

$$\rho^{(i)}(t) = \tilde{\rho}^{(i)}(\omega)\exp(-i\omega t) + \tilde{\rho}^{(i)}(-\omega)\exp(i\omega t): \quad (4.12)$$

(4.12) արտահայտության մեջ անտեսված են բարձր հարմոնիկներով $(2\omega, 3\omega, \dots)$

անդամները, որոնք պատասխանատու են ֆոտոնների հաջորդաբար կլանման և առաքման համար: Համաձայն տեսության ([186])՝ համակարգի բևեռացման՝ ըստ արտաքին դաշտի լարվածության շարքի երրորդ կարգի անդամը, բացի 3ω արգումենտով գումարելիներից, պարունակում է նաև ω -ով անդամներ, իսկ երկրորդ կարգի բևեռացումը՝ $\omega=0$ -ով և 2ω -ով անդամներ: Այս պատճառով (4.12)-ում i -ի կենտ արժեքների համար կսահմանափակվենք միայն գծային և երրորդ կարգի մոտավորության անդամներով, իսկ զույգ արժեքների համար հաշվի կառնենք միայն զրոյական մոտավորությամբ անդամները ($\omega=0$) [147]: Օգտագործելով (4.3), (4.11) և (4.12) արտահայտությունները, որոշ ձևափոխություններից հետո $\tilde{\rho}_{eg}^{(1)}(\omega)$ և $\tilde{\rho}_{eg}^{(3)}(\omega)$ մեծությունների համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունները [147]՝

$$\begin{aligned}\tilde{\rho}_{eg}^{(1)}(\omega) &= \frac{F_0 M_{eg} (\rho_{gg}^{(0)} - \rho_{ee}^{(0)})}{\hbar(W_{eg} - \omega - i\Gamma_0)}, \\ \tilde{\rho}_{eg}^{(3)}(\omega) &= -\frac{F_0 |F_0|^2 M_{eg} (\rho_{gg}^{(0)} - \rho_{ee}^{(0)})}{\hbar^3(W_{eg} - \omega - i\Gamma_0)} \left[\frac{4|M_{eg}|^2}{(W_{eg} - \omega)^2 + \Gamma_0^2} - \frac{(M_{ee} - M_{gg})^2}{(W_{eg} - i\Gamma_0)(W_{eg} - \omega - i\Gamma_0)} \right],\end{aligned}\quad (4.13)$$

որտեղ $\rho_{gg}^{(0)}$ -ն և $\rho_{ee}^{(0)}$ -ն հիմնական և գրգռված վիճակներում էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիաներն են: Ստորև կատարված հաշվարկներում ջերմաստիճանը՝ $T=4\text{K}$, ուստի կարելի է մեծ ճշտությամբ համարել, որ հիմնական վիճակը լրիվ զբաղեցված է՝ $\rho_{gg}^{(0)}=1$, իսկ գրգռված վիճակն ազատ է՝ $\rho_{ee}^{(0)}=0$:

Օգտվելով (4.4), (4.5) և (4.13) արտահայտություններից և կատարելով որոշ ձևափոխություններ՝ կլանման գործակիցը կարելի է ներկայացնել

$$\alpha(\omega) = \alpha^{(1)}(\omega) + \alpha^{(3)}(\omega) \quad (4.14)$$

տեսքով, որտեղ $\alpha^{(1)}(\omega)$ -ը գծային, իսկ $\alpha^{(3)}(\omega)$ -ը՝ ոչ գծային կլանման գործակիցներն են [187,188]՝

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \frac{4\pi\omega}{c\sqrt{\varepsilon}} \frac{\sigma_s |M_{fi}|^2 \hbar\Gamma}{(E_f - E_i - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2}, \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned}\alpha^{(3)}(\omega) &= -\frac{32\pi^2\omega}{\varepsilon c^2} \frac{I\sigma_s |M_{fi}|^4 \Gamma}{\left((E_f - E_i - \hbar\omega)^2 + (\Gamma)^2\right)^2} \cdot \\ &\cdot \left(1 - \frac{|M_{ff} - M_{ii}|^2}{4|M_{fi}|^2}\right) \frac{(E_f - E_i - \hbar\omega)^2 - \Gamma^2 + 2(E_f - E_i)(E_f - E_i - \hbar\omega)}{(E_f - E_i)^2 + \Gamma^2},\end{aligned}\quad (4.16)$$

որտեղ I -ն լույսի ուժգնությունն է, σ_s -ն՝ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան, Γ -ն լորենցիան պարամետրը: (4.15) և (4.16) բանաձևերում կատարվել են նաև ցուցիչների վերանշանակումներ՝ $e \rightarrow f, g \rightarrow i$:

Այժմ դիտարկենք էլեկտրոնի էներգիայի սեփական արժեքների և սեփական ֆունկցիաների խնդիրը երկչափ ՔՕ-ում՝ արտաքին ճնշման ազդեցության և սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ: Որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել դիտարկվել է անվերջ բարձր պատերով երկչափ ուղղանկյուն փոս՝

$$V(\rho) = \begin{cases} 0, & R_1 \leq \rho \leq R_2, \\ \infty, & \rho < R_1, \rho > R_2 \end{cases} : \quad (4.17)$$

էլեկտրոնի համիլտոնիանը՝

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m(P,T)} \nabla^2 + V(\rho) + \hat{H}_{SO}, \quad (4.18)$$

որտեղ $m(P,T)$ -ն էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածն է՝ կախված ճնշումից և ջերմաստիճանից (GaAs ՔՕ-ի համար այն որոշվում է (1.2) բանաձևով), իսկ Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության $\hat{H}_{SO}$ անդամը՝ [189]

$$\hat{H}_{SO} = \frac{\alpha_R}{\hbar} [\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}]_z = \frac{\alpha_R}{\hbar} (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x): \quad (4.19)$$

(4.19)-ում α_R -ը սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաստատունն է (Ռաշբայի պարամետր), $\boldsymbol{\sigma}(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ -ն՝ էլեկտրոնի սպինային մոմենտի օպերատորը: Նկատի ունենալով Պաուլիի սպինային մատրիցների արտահայտությունները [189]՝ (4.19)-ը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\hat{H}_{SO} = \frac{\alpha_R}{\hbar} \left[\begin{pmatrix} 0 & p_y \\ p_y & 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & -ip_x \\ ip_x & 0 \end{pmatrix} \right] = \frac{\alpha_R}{\hbar} \begin{pmatrix} 0 & p_y + ip_x \\ p_y - ip_x & 0 \end{pmatrix}: \quad (4.20)$$

Կատարելով

$$p_+ = p_x + ip_y \quad \text{և} \quad p_- = p_x - ip_y \quad (4.21)$$

նշանակումները, կստանանք՝

$$\hat{H}_{SO} = i \frac{\alpha_R}{\hbar} \begin{pmatrix} 0 & p_- \\ -p_+ & 0 \end{pmatrix}: \quad (4.22)$$

Վերջին արտահայտության մեջ p_+ և p_- օպերատորները ներկայացնենք գլանային կոորդինատների միջոցով: Դեկարտյան կոորդինատային համակարգում

$$p_x \pm ip_y = -i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial x} \pm i \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad (4.23)$$

ուստի, հաշվի առնելով $\frac{\partial}{\partial x} = \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{\sin \varphi}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi}$, $\frac{\partial}{\partial y} = \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\cos \varphi}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi}$ ձևափոխությունները, կստանանք՝

$$p_{\pm} = -i\hbar e^{\pm i\varphi} \left(\frac{\partial}{\partial \rho} \pm i \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right): \quad (4.24)$$

$\hat{H}_0$ համիլտոնիանի սեփական ֆունկցիաները որոշելու համար, նախ դիտարկենք $\alpha_R = 0$ դեպքը, երբ էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել

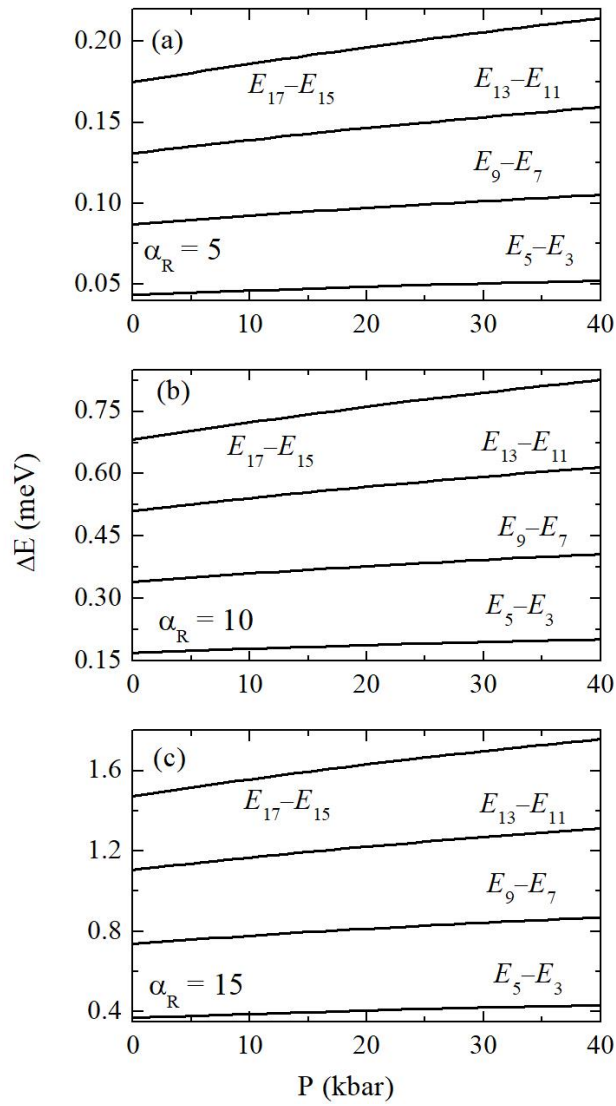
$$\psi_{nl}(\rho, \varphi) = C_{nl} e^{il\varphi} \left[J_{|l|}(k_{nl}\rho) - \frac{J_{|l|}(k_{nl}R_1(P))}{Y_{|l|}(k_{nl}R_1(P))} Y_{|l|}(k_{nl}\rho) \right] \quad (4.25)$$

տեսքով, որտեղ C_{nl} -ը նորմավորման գործակիցն է, $n=1, 2, 3, \dots$ և $l=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ քվանտային թվեր են, $J_l(x)$ -ը և $Y_l(x)$ ՝ համապատասխանաբար Բեսելի l -րդ կարգի առաջին և երկրորդ սեռի գլանային ֆունկցիաները, $k_{nl} = \sqrt{2m(P, T)E_{nl}}/\hbar$, $R_1(P)$ -ն ՔՕ-ի ներքին շառավիղն է, որը կախված է ճնշումից: E_{nl} սեփական ֆունկցիաները որոշվում են հետևյալ տրանսցենդենտ հավասարումից՝

$$\begin{vmatrix} J_{|l|}(k_{nl}R_1(P)) & Y_{|l|}(k_{nl}R_1(P)) \\ J_{|l|}(k_{nl}R_2(P)) & Y_{|l|}(k_{nl}R_2(P)) \end{vmatrix} = 0: \quad (4.26)$$

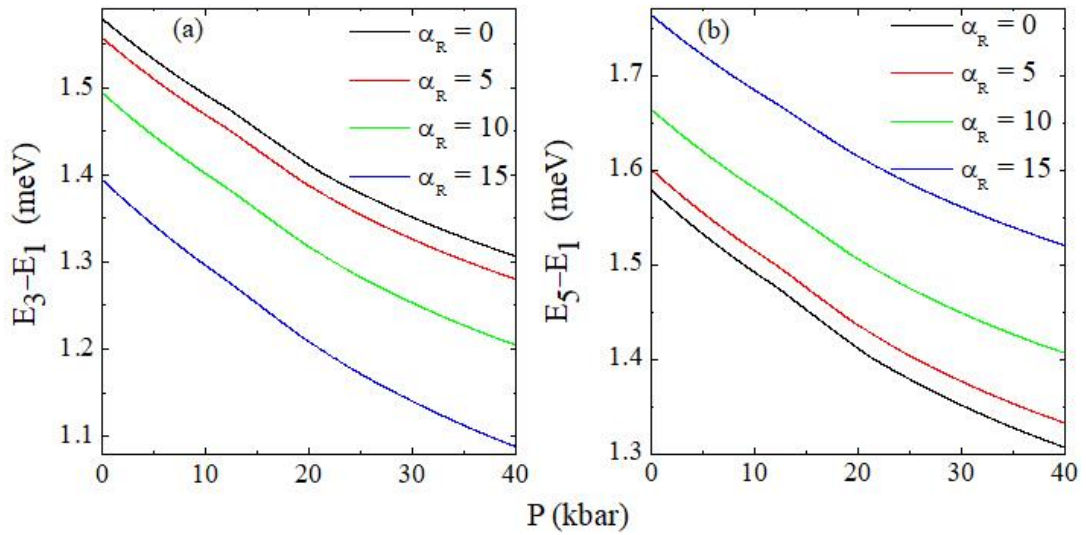
Սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ (4.18) համիլտոնիանի սեփական ֆունկցիաները ներկայացվում են (4.25) ալիքային ֆունկցիաների գծային համակցության տեսքով, իսկ (4.18) համիլտոնիանի սեփական արժեքները որոշվում են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով:

Նկ.4.1-ում պատկերված են սպին-ուղեծրային ճեղքման էներգիաների կախումները ճնշումից Ռաշբայի α_R պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում: Անհրաժեշտ է նշել, որ երբ $\alpha_R \rightarrow 0$, էներգիաների տարբերություններն ըստ սպինի այլասերված են: $\alpha_R = 0$ դեպքում հիմնական վիճակի էներգիան այլասերված է ըստ $l=0$ և $s=\pm 1/2$



Նկ.4.1 Սպին-ուղեծրային ճեղքման էներգիաների կախումները ճնշումից α_R պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում (α_R -ն տրված է մէՎ-նմ միավորով):

քվանտային թվերի: Այդ վիճակի էներգիաները նշանակենք E_1 և E_2 ($E_1 = E_2$): Առաջին գրգռված վիճակը քառակի այլասերված է ըստ $l = \pm 1$ և $s = \pm 1/2$ քվանտային թվերի. այդ էներգիաները կնշանակենք՝ E_3, E_4, E_5, E_6 ($E_3 = E_4 = E_5 = E_6$): Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հետևանքով «լավ» քվանտային թիվ է $J_z = l + s$ լրիվ մոմենտի քվանտային թիվը, և քառակի այլասերված վիճակների փոխարեն կունենանք կրկնակի այլասերված վիճակ՝ $J_z = \pm 1/2$, $E_3 = E_4$ և $J_z = \pm 3/2$, $E_5 = E_6$ քվանտային թվերով և էներգիաներով: Ուստի՝ առաջին սպին-ուղեծրային ճեղքման էներգիան կլինի $E_5 - E_3$, կամ $E_6 - E_4$ (նկ.4.1): Անհրաժեշտ է նաև նշել, որ այժմ արդեն բոլոր վիճակները տարբեր կշիռներով $|n, l, s\rangle$ բազիսային վիճակներով վերադրվող վիճակներ են:

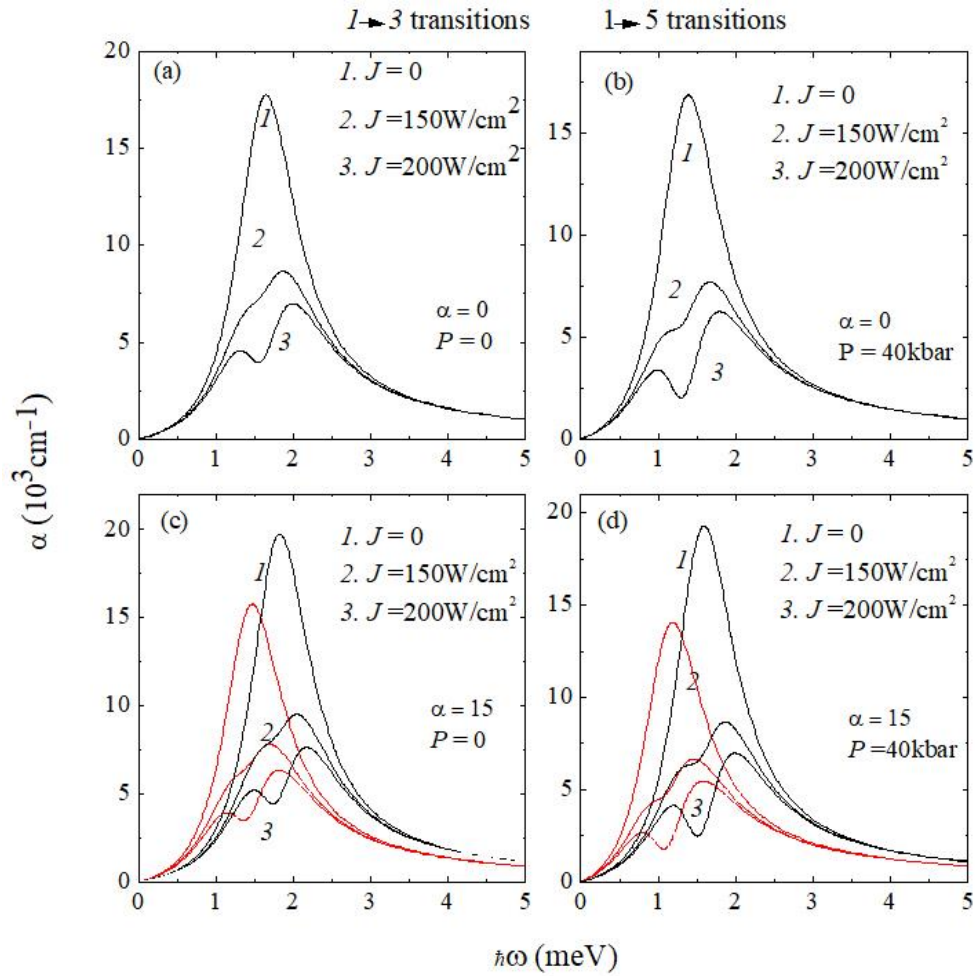


Նկ.4.2 Առաջին երկու թույլատրելի $1 \rightarrow 3$ և $1 \rightarrow 5$ անցումների շեմային էներգիաների կախումները ճնշումից α_R պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում (α_R -ն տրված է մէՎ.նմ միավորով):

Օրինակ՝ 3-րդ վիճակի կարևոր բաղադրիչներն են $|1,0,1/2\rangle$ -ը և $|1,1,-1/2\rangle$ -ը, իսկ 4-րդ վիճակում՝ $|1,0,-1/2\rangle$ -ը և $|1,-1,1/2\rangle$ -ը: Նշենք նաև, որ ճեղքման էներգիաները մեկ կամ երկու կարգով ավելի փոքր են, քան էլեկտրոնի էներգիաները ՔՕ-ում:

Ճնշման աճին զուգընթաց էլեկտրոնի արդյունաբար զանգվածը մեծանում է, որը հանգեցնում է սպին-ուղեծրային ճեղքման էներգիաների մոնոտոն նվազման: Նկ.4.1-ից երևում է նաև, որ համեմատաբար մեծ էներգիաների համար ճեղքման էներգիաներն ավելի մեծ են, քանի որ դրանց համապատասխանում են ավելի մեծ ուղեծրային մոմենտներ: Նկ.4.1 (a)–(c) նկարների համեմատությունից պարզ է դառնում, որ α_R պարամետրը մեծացնելիս ճեղքման էներգիան աճում է:

Օպտիկական անցումների համար անհրաժեշտ է նշել ջոկման կանոնները: Երբ $\alpha_R = 0$, տեղի ունեն հետևյալ անցումները՝ $\Delta l = \pm 1$ և $\Delta s = 0$: Այսպիսով՝ առաջին երկու թույլատրելի անցումները կլինեն $|1,0,1/2\rangle$ հիմնական վիճակից $|1,-1,1/2\rangle$ վիճակ ($1 \rightarrow 3$ անցում) և $|1,1,1/2\rangle$ վիճակ ($1 \rightarrow 5$ անցում) անցումները: Ինչպես արդեն նշվել է, $\alpha_R \neq 0$ դեպքում կան միայն վերադրվող վիճակներ, հետևաբար՝ այս դեպքում հիմնականում գոյություն չունի որևէ ջոկման կանոն: Հիմնական վիճակի համար կարևոր բաղադրիչը $|1,0,1/2\rangle$ է, և կարելի է տեսնել դեպի 3 և 5 վիճակներ մեծ հավանականությամբ անցումները: Նկ.4.2-ում պատկերված են առաջին երկու թույլատրելի անցումների



Նկ.4.3 Կլանման գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնների էներգիայից α_R պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում (α_R -ն տրված է մէՎ-նմ միավորով):

շեմային էներգիաների կախումները ($1 \rightarrow 3$ և $1 \rightarrow 5$ անցումներ) ճնշումից: Արդյունաբար զանգվածի մեծացման հետևանքով $E_3 - E_1$ և $E_5 - E_1$ էներգիական տարբերությունները նվազում են: Նկ.4.2.(a) և (b)-ից ակնհայտ է, որ α_R -ը մեծացնելիս $E_3 - E_1$ տարբերությունը նվազում է, իսկ $E_5 - E_1$ -ը՝ աճում: Էներգիական տարբերությունների նման վարքը կարելի է բացատրել հետևյալ կերպ: Երբ $\alpha_R \rightarrow 0$, երրորդ և հինգերորդ էներգիական մակարդակները ձգտում են $l = -1, s = -1$ և $l = 1, s = -1$ քվանտային թվերով մակարդակներին, մինչդեռ առաջին մակարդակը ձգտում է $l = 0, s = \pm 1$ -ով մակարդակին: Այդ պատճառով սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը հանգեցնում է երրորդ էներգիական մակարդակի իջեցման և հինգերորդ էներգիական մակարդակի բարձրացման:

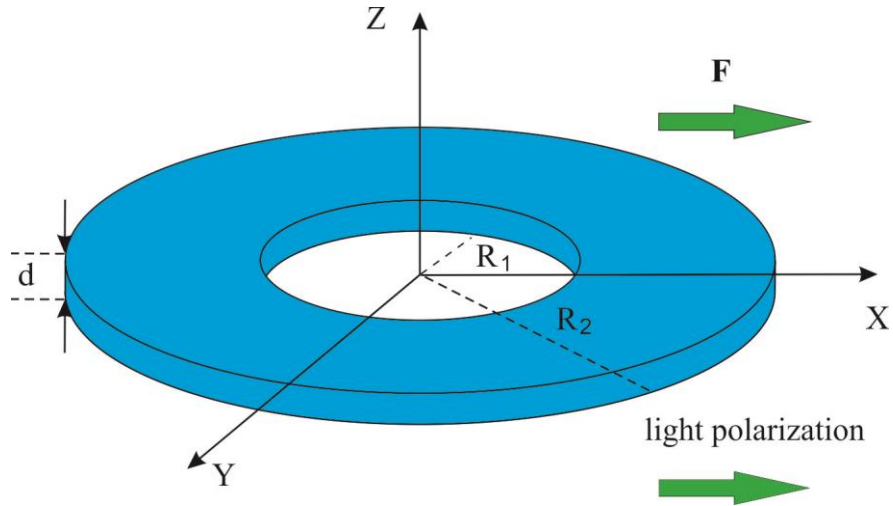
Նկ.4.3-ում պատկերված է լույսի ոչ գծային կլանման գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից: Դիտարկվել են Ռաշբայի պարամետրի, ճնշման և ընկնող լույսի

ուժգնության տարբեր արժեքներ: Սպին-ուղեծրային փոխազդեցության բացակայության դեպքում (նկ.4.3 (a) և (b)) կունենանք՝ $E_1 = E_2$ և $E_3 = E_4 = E_5 = E_6$, որի պատճառով (a) և (b) նկարներում $1 \rightarrow 3$ և $1 \rightarrow 5$ անցումներին համապատասխանող կլանման գործակիցների կորերը համընկնում են: «1» կորը բոլոր գրաֆիկներում համապատասխանում է գծային կլանման գործակցին իր մաքսիմումով, որն ընդունում է, երբ ֆոտոնի էներգիան հավասարվում է շեմային էներգիային: Ինչպես երևում է, լույսի ուժգնության մեծ արժեքների դեպքում կլանման գործակցի մաքսիմումը վերածվում է երկու մաքսիմումների: Ակնհայտ է նաև, որ ճնշման մեծացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում կարմիր շեղման, որը պայմանավորված է շեմային էներգիայի նվազումով (նկ.4.2): Մյուս կողմից, ճնշման մեծացումը հանգեցնում է կլանման գործակցի առավելագույն արժեքի փոքրացման, որը հետևանք է սկզբնական և վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաների ծածկման թուլացմամբ: Նկ.4.3.(c)-ում և (d)-ում սև և կարմիր կորերի համեմատությունից երևում է, որ $1 \rightarrow 3$ անցումներին համապատասխանող կորերն ընկած են ֆոտոնի համեմատաբար փոքր էներգիաների տիրույթում: Անհրաժեշտ է նաև նշել, որ կլանման կորերի մինիմումները և մաքսիմումներն ավելի արտահայտված են սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառման դեպքում, որը բացատրվում է սկզբնական և վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաների վրա սպինի ազդեցությամբ:

§4.2 Հիդրոստատիկ ճնշման և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք էլեկտրական դաշտի և հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական գծային կլանման վրա GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs ՔՕ-ում (նկ.4.4):

Ստորև ենթադրվել է, որ ՔՕ-ի շերտի լայնությունը շատ փոքր է օղակի շառավիղներից ($d \ll R_1, R_2$), ուստի կարելի է համակարգը դիտարկել որպես երկչափ և համարել, որ էլեկտրոնը սահմանափակված է $z=0$ հարթության մեջ: Հետագա հաշվարկներում հաշվի են առնվել համակարգի լայնական չափերի՝ ճնշումից կախումները, որոնք տրվում են (3.4) արտահայտություններով:



Նկ.4.4 ՔՕ-ի սխեմատիկ պատկերը

Էլեկտրոնի համիլտոնիանն արտաքին էլեկտրական դաշտում և ճնշման հաշվառմամբ կարող ենք ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\rho}{m(x, P)} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{m(x, P)} \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] + V(\rho, x, P) - eF\rho \cos \varphi \quad (4.27)$$

որտեղ e -ն էլեկտրոնի լիցքն է, x -ը՝ ալյումինի կոնցենտրացիան, F -ը՝ մոդուլն էլեկտրական դաշտի լարվածության, որն ուղղված է X առանցքի երկայնքով: Էլեկտրոնի $m(x, P)$ արդյունարար զանգվածի և $V(\rho, x, P)$ սահմանափակող պոտենցիալի կախումները հիդրոստատիկ ճնշումից և ալյումինի x կոնցենտրացիայից: Նշենք, որ ինչպես §3.3-ում, այստեղ ևս հաշվի է առնվել Γ - և X - գոտիների հատման երևույթը:

Էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ ($F=0$), սեփական արժեքների և սեփական ֆունկցիաների խնդիրը երկչափ ՔՕ-ում լուծվում է ճշգրիտ [179]: Էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել $\Phi(\rho, \varphi) = e^{il\varphi} f_{nl}(\rho)$ տեսքով, որտեղ $n=1, 2, \dots$ և $l=\pm 1, \pm 2, \dots$ քվանտային թվեր են,

$$f_{nl}(\rho) = \begin{cases} C_l I_l(\beta_1 \rho), & \rho < R_1 \\ A_l J_l(\beta_0 \rho) + B_l Y_l(\beta_0 \rho), & R_1 \leq \rho \leq R_2 \\ D_l K_l(\beta_1 \rho), & R_2 \leq \rho \end{cases}, \quad (4.28)$$

որտեղ J_l -ը և Y_l -ը Բեսելի ֆունկցիաներն են, իսկ I_l -ը և K_l -ը՝ Բեսելի l -րդ կարգի ձևափոխված ֆունկցիաները, $\beta_0 = \sqrt{2m(P, T)E_{nl}}/\hbar$, $\beta_1 = \sqrt{2m(P, T)(V(\rho, x, P) - E_{nl})}/\hbar$:

E_{nl} էներգիաները որոշվում են (4.28)-ով որոշվող ալիքային ֆունկցիաների վրա դրվող ստանդարտ սահմանային պայմաններից:

(4.27) համիլտոնիանի սեփական ֆունկցիաները կարելի է ներկայացնել $\Phi(\rho, \varphi)$ ալիքային ֆունկցիաների գծային համակցության տեսքով: Էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաները և էներգիաները ՔՕ-ում էլեկտրական դաշտի առկայությամբ որոշվում են ճշգրիտ անկյունագծացման եղանակով:

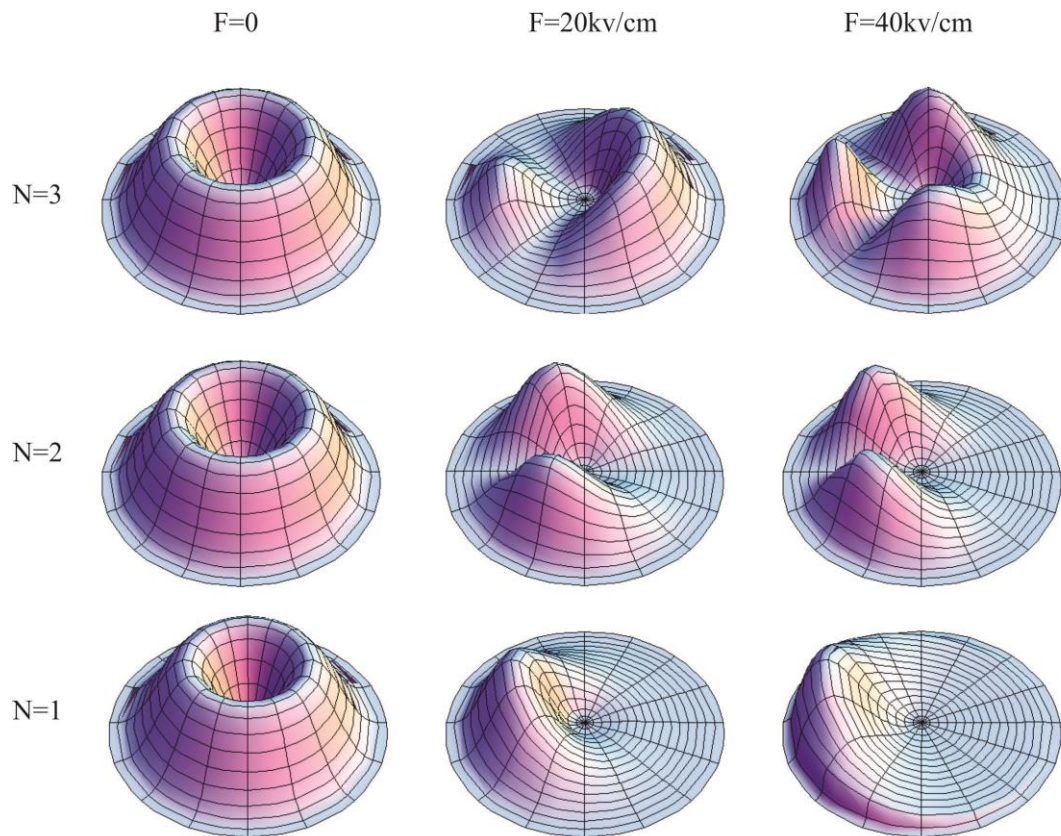
Լույսի ներգոտիական կլանման (գծային) գործակիցը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝ [190,191]

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{16\pi^2 \beta_{FS} \hbar\omega}{\varepsilon(P)^{1/2} V} N_{if} |M_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega), \quad (4.29)$$

որտեղ $\varepsilon(P)$ -ն GaAs-ի ճնշումից կախված դիէլեկտրական թափանցելիությունն է (տես (1.11) արտահայտությունը), V -ն՝ մեկ ՔՕ-ին բաժին ընկնող ծավալը (այս պարագրաֆում $V = 6 \cdot 10^{-18} \text{ սմ}^3$ [174]), β_{FS} -ը՝ նուրբ կառուցվածքի հաստատունը, $\hbar\omega$ -ն՝ ընկնող ֆոտոնի էներգիան, N_{if} -ը՝ սկզբնական և վերջնական վիճակներում էլեկտրոնների լրացման թվերի տարբերությունը: Դիտարկվող մեկէլեկտրոնային խնդրի դեպքում հիմնական վիճակի համար $N_i = 1$, գրգռված վիճակների համար $N_f = 0$, ուստի $N_{if} = 1$: (4.29)-ում M_{fi} -ը կոորդինատի մատրիցական տարրն է: (4.29) արտահայտության մեջ δ -ֆունկցիայից անցում է կատարվել լորենցիանի:

Թվային հաշվարկները կատարվել են լույսի x -բևեռացման դեպքում և պարամետրերի հետևյալ արժեքների համար՝ $x = 0,3$, $R_1(0) = 5 \text{ նմ}$, $R_2(0) = 35 \text{ նմ}$, $\Gamma = 0,4 \text{ մԷՎ}$:

Նկ.4.5-ում պատկերված է ՔՕ-ում էլեկտրոնի հավանականության խտությունը հիմնական, առաջին և երկրորդ գրգռված վիճակների համար ($N=1,2,3$ որտեղ N -ով համարակալված է էլեկտրոնի վիճակն ըստ էներգիայի աճման կարգի), էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների համար, երբ $P=0$: Ինչպես երևում է նկարից, էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ բոլոր վիճակներում հավանականության խտությունն օժտված է գլանային համաչափությամբ: Էլեկտրական դաշտի կիրառումը հանգեցնում է գլանային համաչափության խախտման, և հավանականության խտության անհամաչափության: Ինչպես սպասվում էր, հիմնական վիճակի ($N=1$)

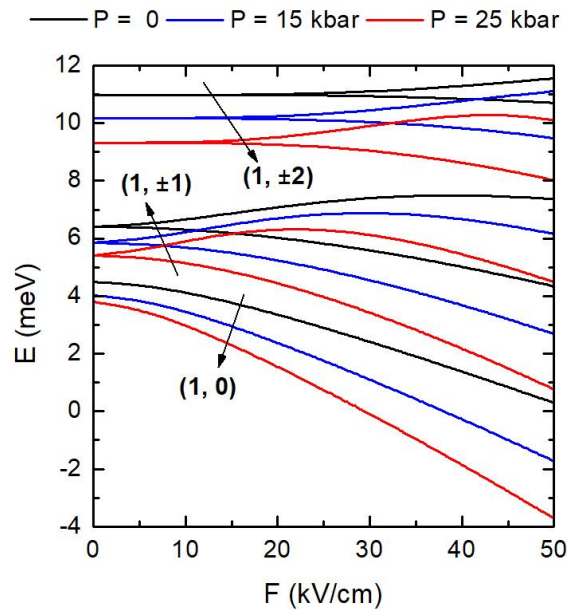


Նկ.4.5 Էլեկտրոնի հավանականության խտությունը ΦO -ում էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների համար ($P = 0$):

հավանականության խտության մաքսիմումը շեղվում է դեպի ձախ՝ դաշտի ուղղության հակառակ ուղղությամբ: Գրգռված վիճակներին համապատասխանող հավանականության խտություններն ցուցաբերում են ավելի բարդ վարք. վերջիններս կարող են տեղափոխվել ինչպես դաշտին հակառակ, այնպես էլ դաշտի ուղղությամբ [192]:

Նկ.4.6-ում պատկերված են էլեկտրոնի էներգիական մակարդակների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ճնշման տարբեր արժեքների դեպքում: Էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս հիմնական վիճակի էներգիան միշտ նվազում է: Այս երևույթը $\Phi\Phi$ -երում Շտարկի երևույթի նմանակն է [193]:

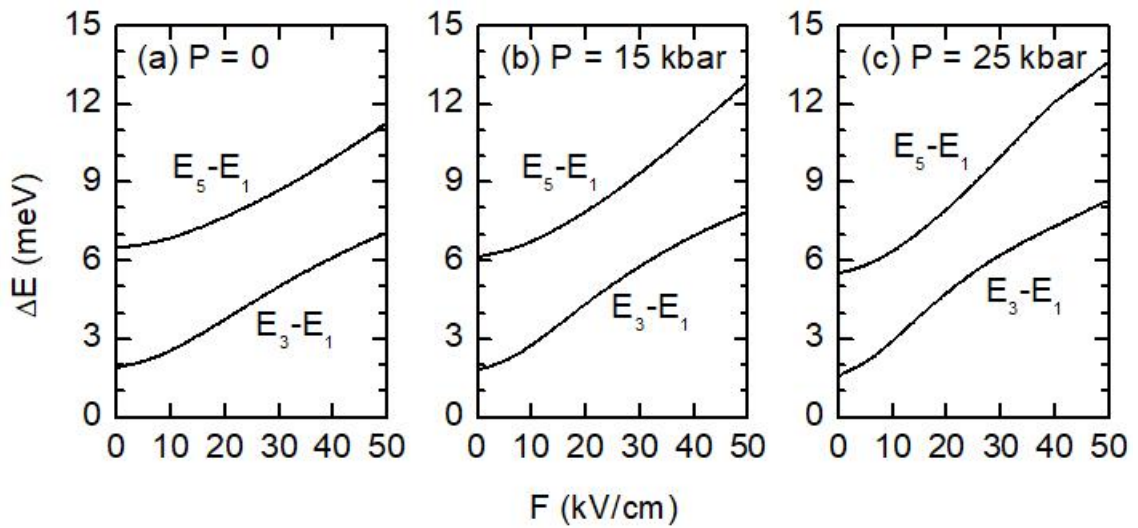
Գրգռված վիճակի էներգիական մակարդակները դաշտի լարվածությունից կախված ունեն ոչ մոնոտոն վարք, որը պայմանավորված է միևնույն զույգությամբ վիճակների փոխկապակցվածությամբ: Էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ $l=0$ վիճակներն այլասերված չեն, մինչդեռ $l \neq 0$ վիճակները կրկնակի այլասերված են: Էլեկտրական դաշտը վերացնում է գլանային համաչափությունը, որի հետևանքով հանվում է էներգիական մակարդակների այլասերումը: Էլեկտրական դաշտը նաև



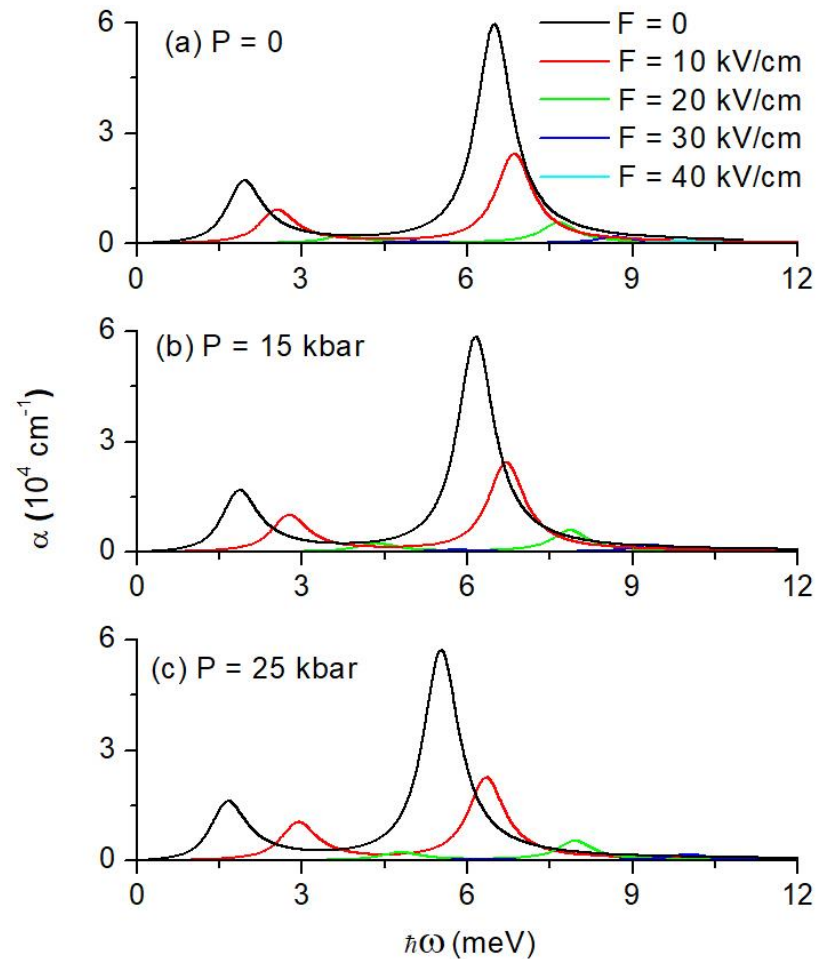
Նկ.4.6 Էներգիական մակարդակների կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ճնշման տարբեր արժեքների դեպքում

«խառնում» է տարբեր n -ով և l -ով վիճակները, որի պատճառով կատարվել է նոր համարակալում (ներմուծվել է նոր N քվանտային թիվ): Ճնշման աճին զուգընթաց էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածը մեծանում է, որն էլեկտրական դաշտի լարվածության սևեռված արժեքների դեպքում հանգեցնում է էլեկտրոնի էներգիայի նվազման: Անհրաժեշտ է նաև նշել, որ ճնշումն ուժեղացնում է էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն էներգիական մակարդակների վրա: Այսպես, $P=0$ դեպքում, երբ էլեկտրական դաշտի լարվածությունն աճում է զրոյից մինչև $F=50$ կՎ/սմ, հիմնական վիճակի էներգիան նվազում է շուրջ 4 մԷՎ-ով, իսկ $P=25$ կբար ճնշման դեպքում՝ շուրջ 8 մԷՎ-ով: Համանման երևույթ դիտվել է նաև գրգռված վիճակների համար: Նշված երևույթը հիմնականում պայմանավորված է սահմանափակող պոտենցիալի խորության՝ ճնշումից կախված փոքրացմամբ:

Նկ.4.7-ում պատկերված են $1 \rightarrow 3$ և $1 \rightarrow 5$ անցումներին համապատասխանող շեմային էներգիաների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ճնշման տարբեր արժեքների դեպքում: Նշենք, որ լույսի x -բևեռացման դեպքում $1 \rightarrow 2$ և $1 \rightarrow 4$ անցումներն օպտիկապես արգելված են, որը պայմանավորված է մատրիցական տարրում ընդինտեգրալ արտահայտության զույգությամբ: Երկու դեպքում էլ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս շեմային էներգիաներն աճում են, ընդ որում,



Նկ.4.7 $1 \rightarrow 3$ և $1 \rightarrow 5$ թույլատրելի անցումների շեմային էներգիաների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ճնշման տարբեր արժեքների համար



Նկ.4.8 Կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից ճնշման և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների համար

ճնշումն ուժեղացնում է դաշտի ազդեցությունը համապատասխան շեմային էներգիաների վրա:

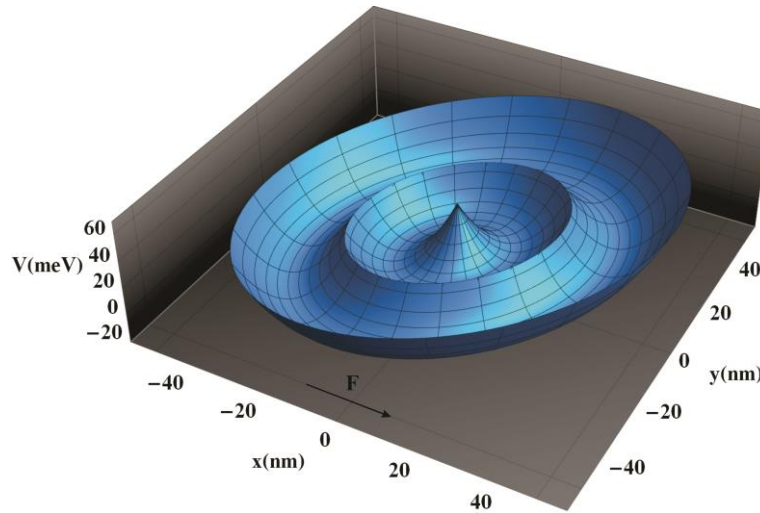
Նկ.4.8-ում պատկերված է կլանման գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից ճնշման և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների համար: Բոլոր դեպքերում $1 \rightarrow 3$ անցումներին համապատասխանող կլանման գործակցի մաքսիմումի արժեքն ավելի փոքր է, քան $1 \rightarrow 5$ անցումներին համապատասխանող մաքսիմումինը: Ճնշման բոլոր արժեքների համար երկու անցումների դեպքում էլ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում: Մյուս կողմից, երբ $F = 0$, ճնշման մեծացումը երկու անցումների դեպքում էլ կլանման սպեկտրում, հանգեցնում է կարմիր շեղման: Սակայն $F \neq 0$ դեպքում ճնշումը մեծացնելիս կլանման սպեկտրում դիտվում է և՛ կարմիր, և՛ կապույտ շեղում: Օրինակ, երբ $F = 10$ կՎ/սմ և $P = 25$ կբար (նկ.4.8-ում սև կորը), առաջին կորը տեղաշարժվում է մեծ էներգիաների տիրույթ (կապույտ շեղում), իսկ երկրորդը՝ փոքր էներգիաների տիրույթ (կարմիր շեղում): Նշենք, որ ճնշման ազդեցությունը կլանման գործակցի մաքսիմումի վրա աննշան է, մինչդեռ էլեկտրական դաշտի ուժեղացումը երկու պիկերում էլ հանգեցնում է նվազման, որը պայմանավորված է համապատասխան վիճակների միջև ծածկման ինտեգրալների նվազումով:

4.3 Էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի վրա $4 < \varphi < 0$ -ում: Որպես կրկնակի օղակների մոդել դիտարկվել է երկչափ կրկնակի պարաբոլի մոդելը [175,194,195], որը պատկերված է նկ.4.9-ում:

Սահմանափակող պոտենցիալը մաթեմատիկորեն կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով [196]՝

$$V(x, y) = \frac{m\omega_r^2}{2} \min \left[\left(\sqrt{x^2 + y^2} - R_1 \right)^2, \left(\sqrt{x^2 + y^2} - R_2 \right)^2 \right], \quad (4.30)$$



Նկ.4.9 ԿՀՔՕ-ի սահմանափակող պոտենցիալի տեսքը՝ ձևափոխված x առանցքի ուղղությամբ ուղղված արտաքին էլեկտրական դաշտով ($R_1 = 15$ նմ, $R_2 = 40$ նմ, $\hbar\omega_r = 20$ մԷՎ, $F = 5$ կՎ/սմ)

որտեղ m - ն էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածն է, ω_r -ը որոշում է սահմանափակող պոտենցիալի ուժգնությունը, R_1 -ը և R_2 -ը ներքին և արտաքին օղակների շառավիղներն են, $\min[a,b]$ նշանակում է a -ի և b -ի միջև մինիմումը: Օղակների արդյունարար լայնությունները որոշվում են ω_r -ով՝ $l = 2\sqrt{2\hbar/m\omega_r}$: Սահմանափակող պոտենցիալը ենթարկվում է x առանցքի երկայնքով ուղղված էլեկտրական դաշտի ազդեցությանը (նկ.4.9): Նշենք, որ երբ $R_1 \rightarrow 0$, կրկնակի օղակը վերածվում է ՔԿ-ի, որին շրջապատում է R_2 շառավղով ՔՕ-ը, մինչդեռ, երբ $R_1 = R_2 = R$, համակարգը վերածվում է ՔՕ-ի:

Էլեկտրոնի համիլտոնիանը դիտարկվող համակարգում արտաքին էլեկտրական դաշտում կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V(x, y) - eFx: \quad (4.31)$$

Էլեկտրոնի E_N էներգիաները և $\psi_N(x, y)$ ալիքային ֆունկցիաները կարելի է որոշել ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդի միջոցով, ընդ որում, N -ով համարակալվում են վիճակներն ըստ դրանց էներգիաների աճման հերթականության: $\psi_N(x, y)$ ալիքային ֆունկցիաներն արտահայտվել են L կողմով ուղղանկյուն պոտենցիալային փոստում էլեկտրոնի

$$\varphi_{n_x n_y}(x, y) = \frac{2}{L} \sin \left[\frac{\pi n_x}{L} \left(x - \frac{L}{2} \right) \right] \cdot \sin \left[\frac{\pi n_y}{L} \left(y - \frac{L}{2} \right) \right] \quad (4.32)$$

ալիքային ֆունկցիաների գծային համակցությամբ [197,198], որտեղ n_x և n_y -ը քվանտային թվեր են:

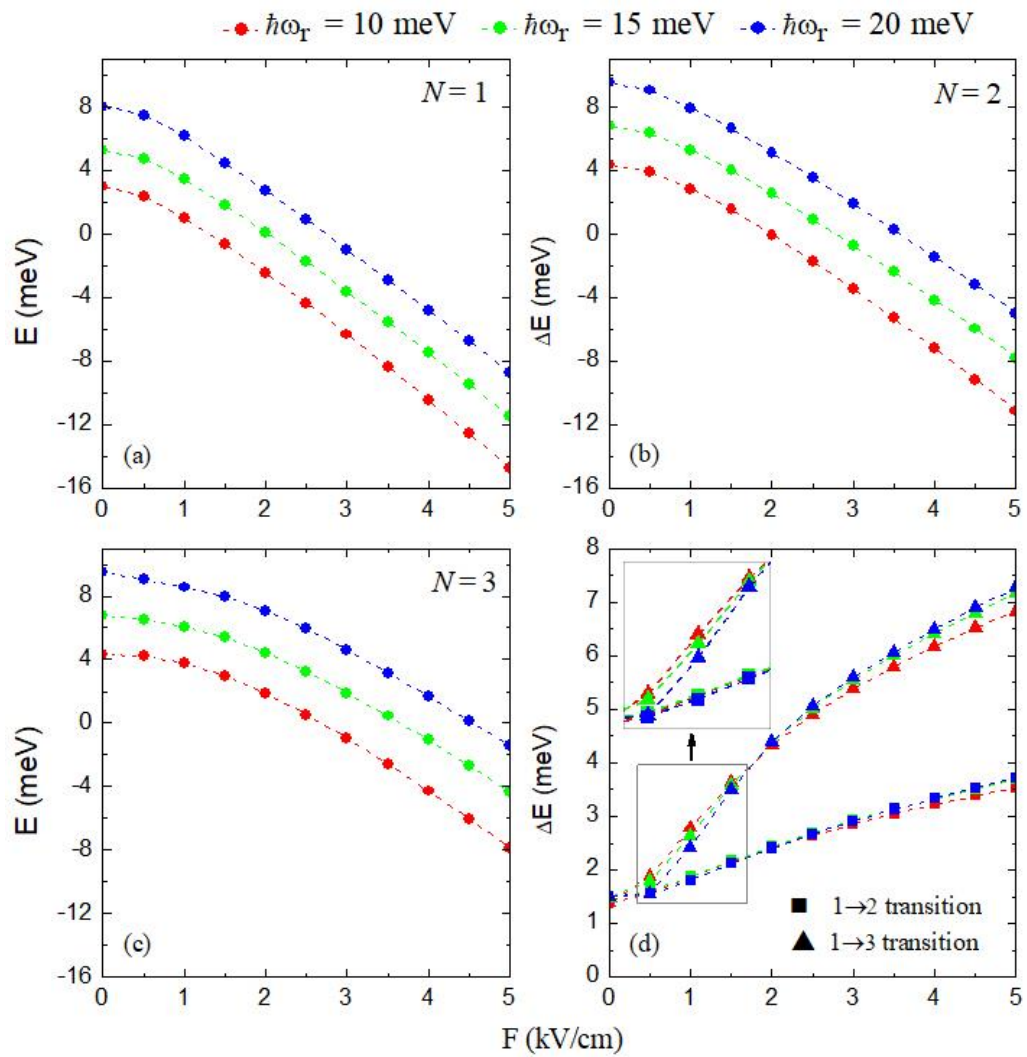
Լույսի ներգոտիական կլանման գործակիցը հաշվարկվել է (4.29) բանաձևով, ընդ որում, կլանման ուժգնությունը նկարագրելու համար, ուսումնասիրվել է տատանակային ուժը [186,199]՝

$$O_{if} = \frac{2m}{\hbar} (E_f - E_i) |M_{fi}|^2 : \quad (4.33)$$

Թվային հաշվարկները կատարվել են պարամետրերի հետևյալ արժեքների համար՝ $m = 0,067m_0$, $V = 9,8 \cdot 10^{-17}$ սմ³, $\Gamma = 0,4$ մէՎ:

Նկ.4.10.(a)-(c) պատկերված են հիմնական և առաջին երկու գրգռված վիճակների ($N = 1, 2, 3$) էներգիաների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից՝ սահմանափակող պոտենցիալի $\hbar\omega_r$ ուժգնության տարբեր արժեքների դեպքում: Էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ, ինչպես յուրաքանչյուր երկչափ համակարգում, էլեկտրոնային վիճակները տրվում են շառավղային n և ուղեծրային l քվանտային թվերով: Այդպիսի համակարգում $l = \pm 1$ վիճակը կրկնակի այլասերված է, և միևնույն $\hbar\omega_r$ -ին համապատասխանող կորերն սկսվում են միևնույն կետից (նկ.4.10.(b)-ում և (c)-ում միևնույն գույնի կորերն սկսվում են էներգիայի միևնույն արժեքից): Արտաքին էլեկտրական դաշտը վերացնում է այլասերումը և «խառնում» տարբեր n -ով և l -ով վիճակները: Էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս, սահմանափակող պոտենցիալի հատակն իջնում է, ուստի էներգիաները նվազում են: Նկարների համեմատությունից հետևում է, որ էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն ուժեղ է հիմնական վիճակի էներգիական մակարդակի վրա: Վերջինս բացատրվում է նրանով, որ հիմնական վիճակն ավելի զգայուն է պոտենցիալի հատակի շեղման նկատմամբ: Մյուս կողմից, $\hbar\omega_r$ -ն մեծացնելիս նկատվում է էներգիայի աճ: Էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն էներգիական մակարդակների վրա ուժեղ է թույլ սահմանափակող պոտենցիալի դեպքում (փոքր $\hbar\omega_r$ -ներ):

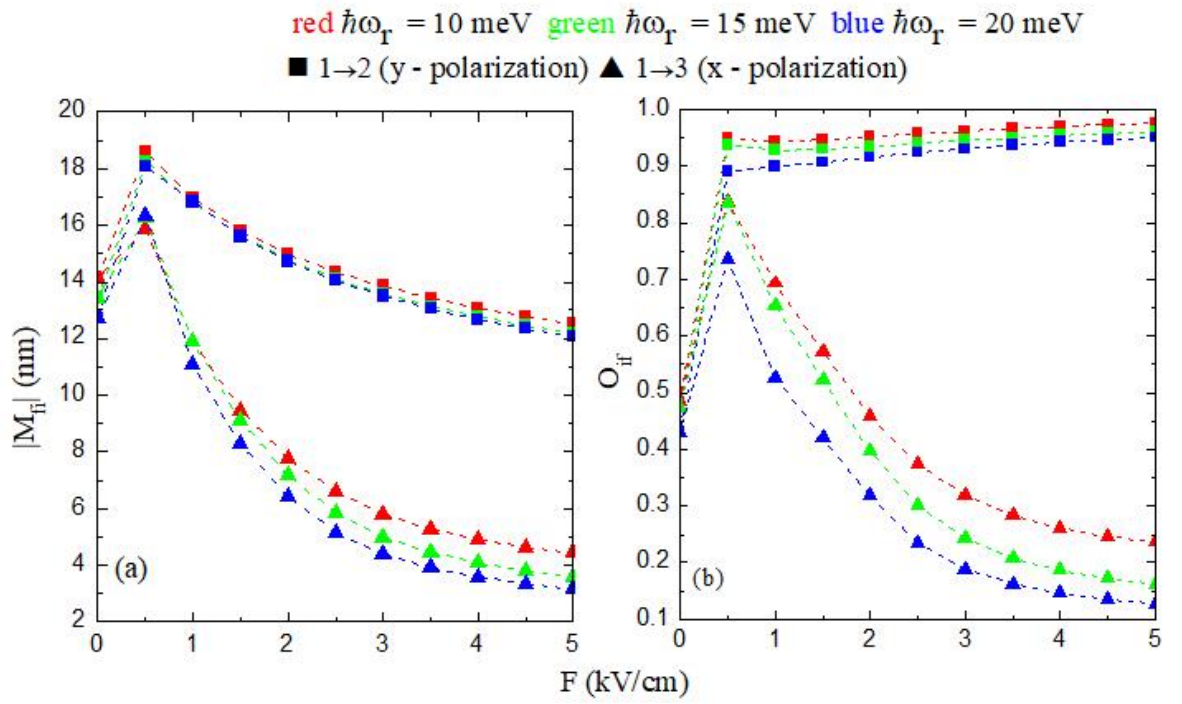
Նկ.4.10.(d)-ում պատկերված են $1 \rightarrow 2$ և $1 \rightarrow 3$ անցումներին համապատասխանող



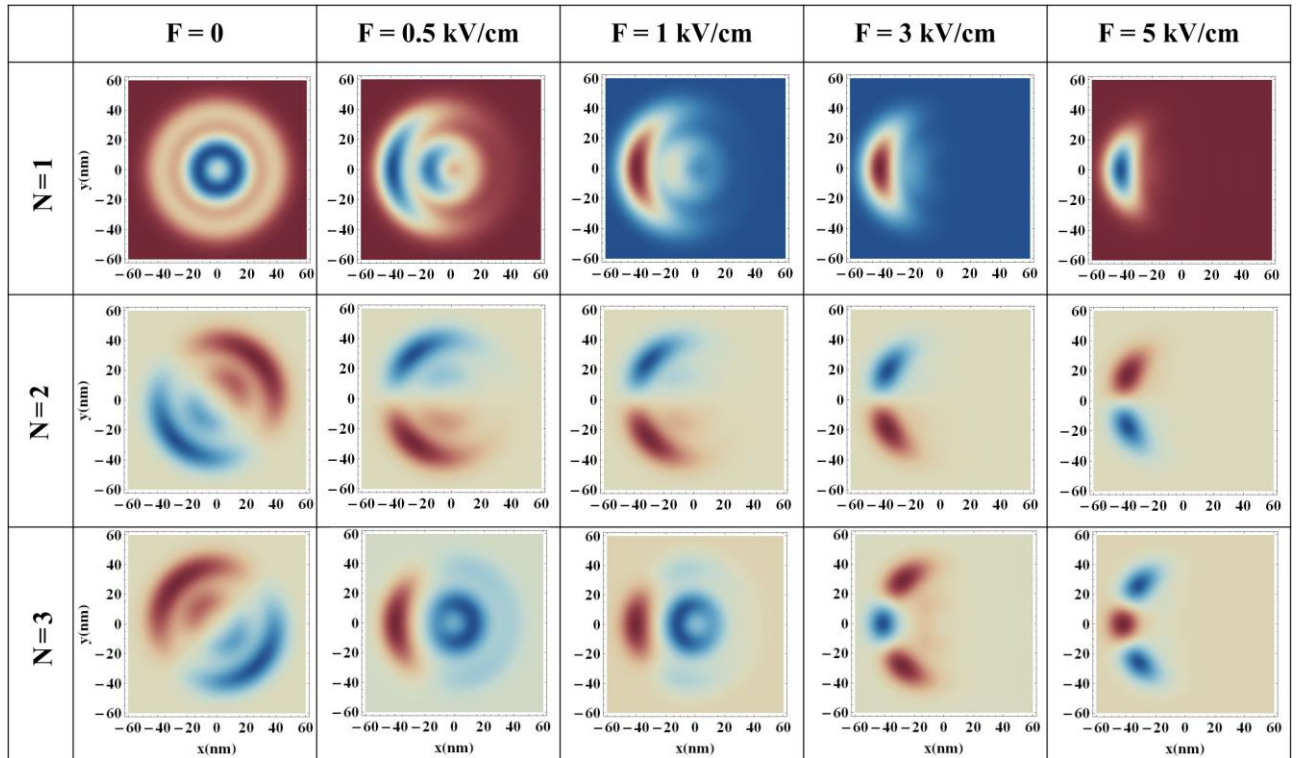
Նկ.4.10 Առաջին երեք էներգիական մակարդակների ((a)-(c)) և համապատասխան շեմային էներգիաների ((d)) կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից $\hbar\omega_r$ -ի տարբեր արժեքների համար ($R_1=15$ նմ, $R_2=40$ նմ)

շեմային էներգիաների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից: Նկարից երևում է, որ բոլոր անցումների համար էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս շեմային էներգիաներն աճում են, սակայն $\hbar\omega_r$ -ի մեծացումը կարող է հանգեցնել ինչպես շեմային էներգիայի աճի, այնպես էլ՝ նվազման: Նկ.4.10.(d)-ի ներդիրից երևում է, որ $F=0,5; 1; 1,5$ կՎ/սմ արժեքների դեպքում $\hbar\omega_r$ -ի մեծացումը հանգեցնում է շեմային էներգիայի նվազման, մինչդեռ մնացած արժեքների դեպքում այն հիմնականում աճում է: Նշենք նաև, որ էլեկտրական դաշտի և պոտենցիալի ուժգնության ազդեցությունն ավելի ուժեղ է $1 \rightarrow 3$ անցման շեմային էներգիայի վրա:

Նկ.4.11.(a)-ում պատկերված է $1 \rightarrow 2$ և $1 \rightarrow 3$ անցումներին համապատասխանող մատրիցական տարրի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից: Դիտարկվել



Նկ.4.11 Մատրիցական տարրի մոդուլի ((a)) և տատանակային ուժի ((b)) կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից սահմանափակող պոտենցիալի ուժգնության և լույսի բևեռացման ուղղության տարբեր դեպքերում ($R_1 = 15$ նմ, $R_2 = 40$ նմ)



Նկ.4.12 Ալիքային ֆունկցիաների պատկերներն էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում ($\hbar\omega_r = 20$ մէվ)

են լույսի բևեռացման տարբեր ուղղություններ և սահմանափակող պոտենցիալի տարբեր ուժգնություններ: Մատրիցական տարրի վարքը բացատրելու համար օգտվենք

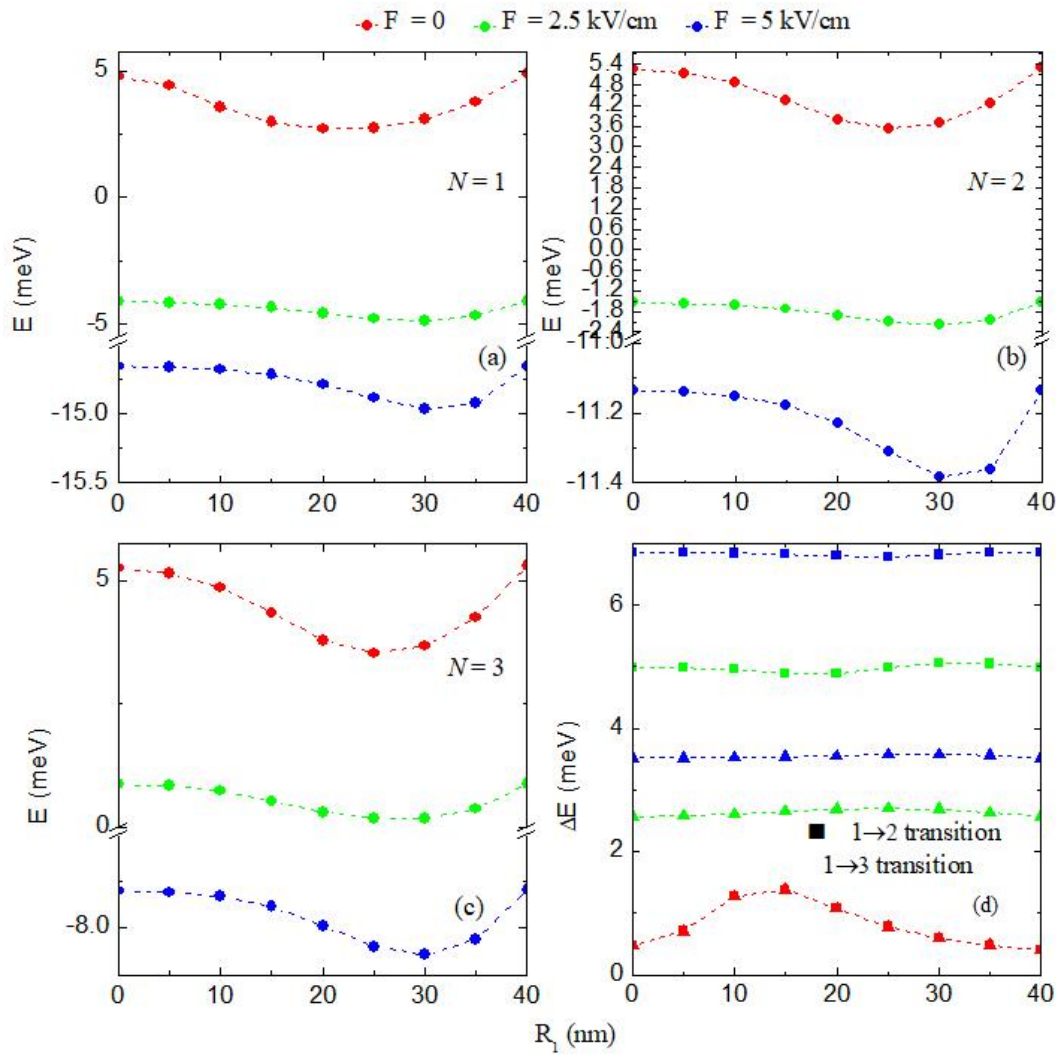
նկ.4.12-ից, որտեղ պատկերված են ալիքային ֆունկցիաներն էլեկտրական դաշտի տարբեր արժեքների դեպքում, երբ $\hbar\omega_r = 20$ մէՎ: Նկարից երևում է, որ թեև էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը վերացնում է պոտենցիալի գլանային համաչափությունը, սակայն ալիքային ֆունկցիաներն x առանցքի նկատմամբ ունեն որոշակի զույգություն: Իրոք, առաջին և երրորդ վիճակների ալիքային ֆունկցիաներն ըստ y փոփոխականի զույգ են, իսկ երկրորդ վիճակինը՝ կենտ:

$$\psi_1(x, -y) = \psi_1(x, y), \quad \psi_2(x, -y) = -\psi_2(x, y), \quad \psi_3(x, -y) = \psi_3(x, y):$$

Ալիքային ֆունկցիաների զույգության հատկություններից հետևում են հետևյալ ջոկման կանոնները. $1 \rightarrow 2$ անցումներն իրականանում են լույսի y - բևեռացման դեպքում, մինչդեռ $1 \rightarrow 3$ անցումները տեղի են ունենում լույսի x - բևեռացման դեպքում: Նկ.4.11.(a)-ից երևում է, որ մատրիցական տարրն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ունի ոչ մոնոտոն կախում: Այս հանգամանքը կարելի է բացատրել ուսումնասիրվող վիճակների միջև ալիքային ֆունկցիաների ծածկումներով [200]: Նշենք, որ մեծ $\hbar\omega_r$ - ներին համապատասխանում են մատրիցական տարրի փոքր արժեքներ: Հակառակ վարք դիտվում է միայն x - բևեռացման դեպքում, երբ $F = 0,5$ կՎ/սմ, որը բացատրվում է համապատասխան վիճակների միջև տարբեր տեսակի ծածկումներով:

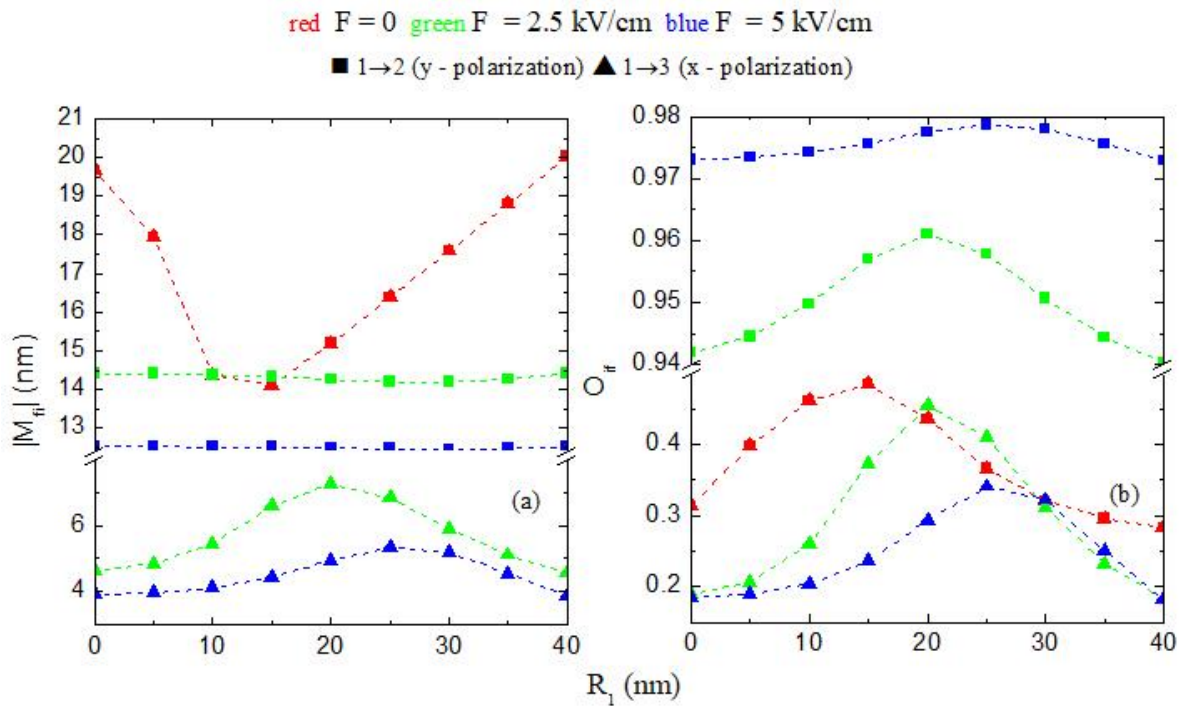
Նկ.4.11.(b)-ում պատկերված է տատանակային ուժի կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից, որն էապես պայմանավորված է նկ.4.10.(d)-ում պատկերված շեմային էներգիայի և նկ.4.11.(a)-ում պատկերված մատրիցական տարրի՝ էլեկտրական դաշտի լարվածության կախումներով: Անհրաժեշտ է նշել, որ $1 \rightarrow 2$ անցումներին համապատասխանող տատանակային ուժը ցուցաբերում է միայն աճող վարք:

Էլեկտրոնային վիճակների վրա համակարգի երկրաչափական չափերի ազդեցությունը պարզաբանելու նպատակով նկ.4.13-ում ներկայացվել են էներգիական մակարդակների կախումները ներքին օղակի շառավղից, տարբեր $\hbar\omega_r$ -ների և $R_2 = 40$ նմ դեպքում: Երբ $R_1 = 0$, ունենք «կետ-օղակ» համակարգ՝ R_2 շառավղով ՔՕ-ով: Նշենք, որ $R_1 = 0$ դեպքում (4.30) պոտենցիալով որոշվող «կետ-օղակ» համակարգի ուսումնասիրություններ կատարվել են [201–204] աշխատանքներում: R_1 -ի սկզբնական աճը բերում է ներքին օղակի առաջացման, որի հետևանքով առաջանում է ավելի լայն սահ-



Նկ.4.13 Առաջին երեք էներգիական մակարդակների ((a)-(c)), և համապատասխան շեմային էներգիաների ((d)) կախումները ներքին օղակի շառավղից էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների համար ($\hbar\omega = 10$ մէՎ, $R_2 = 40$ նմ)

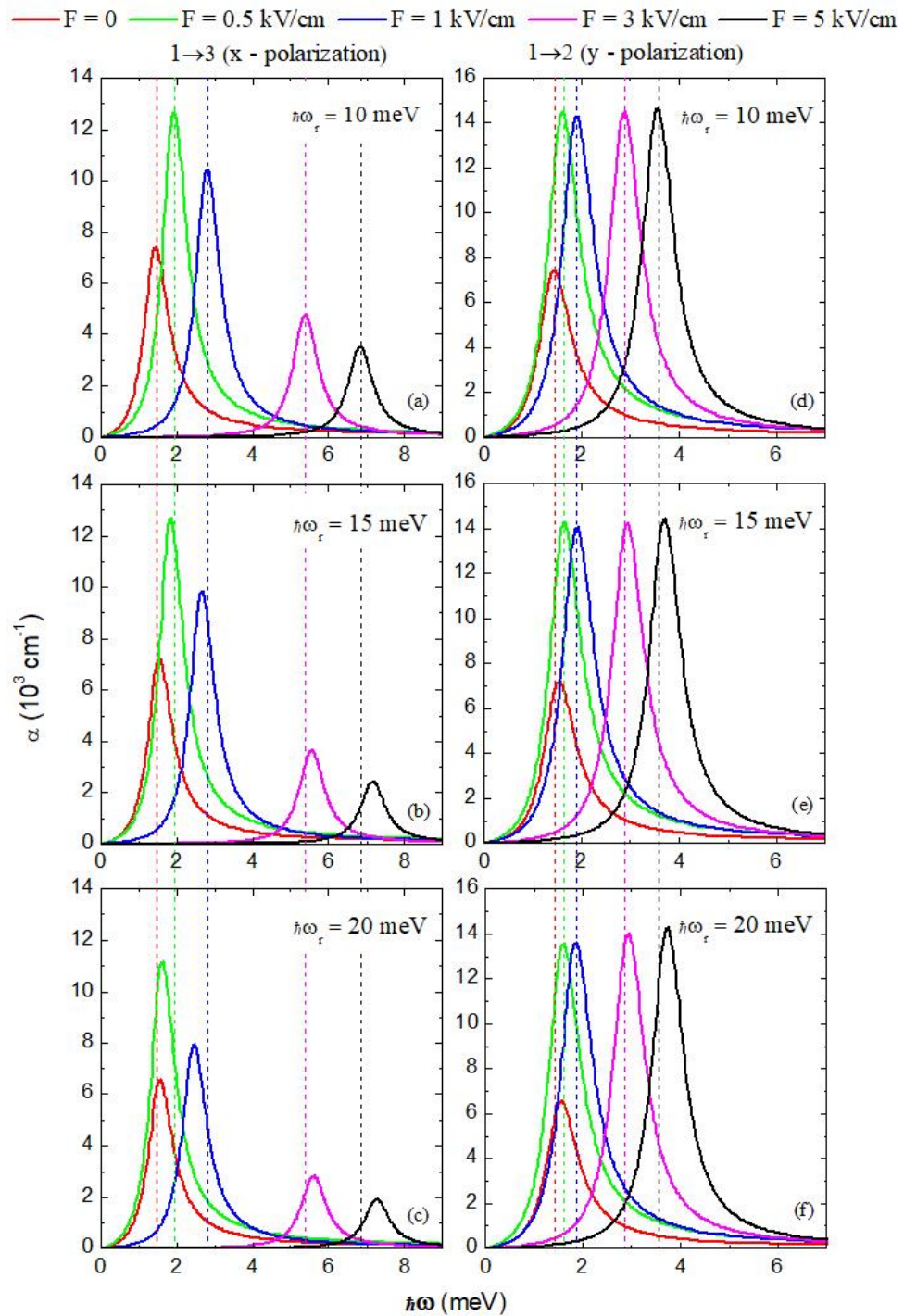
մանափակող պոտենցիալ, որի հետևանքով էլեկտրոնի հավանականության խտությունը փոքրանում է: Այդ պատճառով բոլոր վիճակների էներգիաներն նվազում են: R_1 -ի հետագա աճին զուգընթաց համակարգն աստիճանաբար վերածվում է ՔՕ-ի, և էլեկտրոնի տեղայնացումն ուժեղանում է: Երբ $R_1 = R_2 = 40$ նմ, կունենանք միայնակ օղակ՝ պարաբոլական սահմափակող պոտենցիալով: Մյուս կողմից, ինչպես ցույց է տրվել, էլեկտրոնի էներգիաներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից կախված նվազող ֆունկցիաներ են, և դաշտն ամենամեծ ազդեցությունն ունի գրգռված վիճակների էներգիաների վրա (նկ.4.10): Բացի այդ, էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծ արժեքների դեպքում էլեկտրոնային վիճակներն սկսում են «զգալ» ներքին օղակի ներկայությունը և մեծ R_1 -երի դեպքում էներգիական մակարդակներն սկսում են



Նկ.4.14 Մատրիցական տարրի ((a)) և տատանակային ուժի ((b)) կախումները ներքին օղակի շառավղից էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում ($R_2 = 40$ նմ, $\hbar\omega_r = 10$ մէՎ)

ցածրանալ: Նկ.4.13.(d)-ում պատկերված են $1 \rightarrow 2$ և $1 \rightarrow 3$ անցումների շեմային էներգիաների կախումներն R_1 -ից:

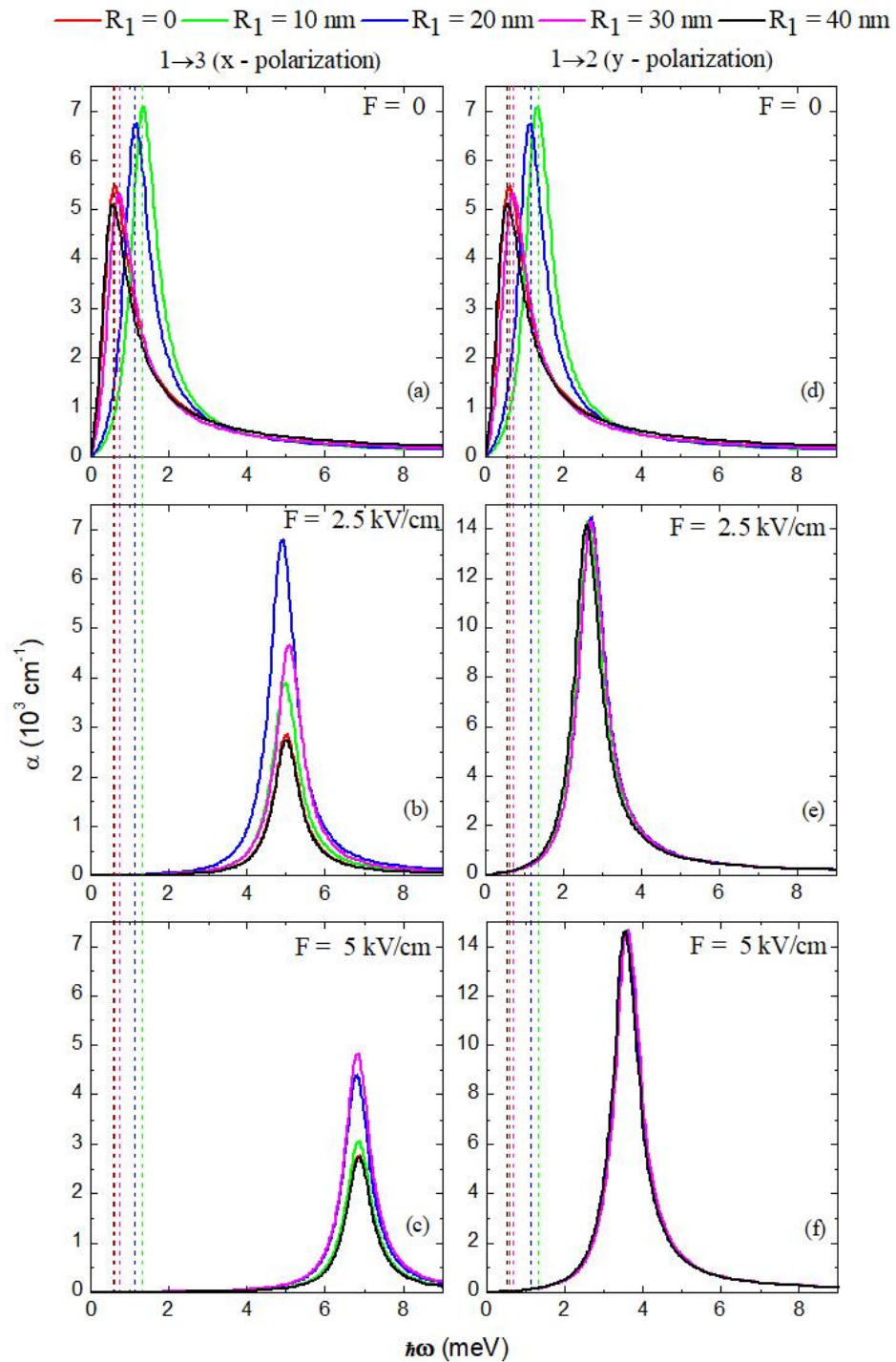
Նկ.4.14.(a)-ում պատկերված են $1 \rightarrow 2$ և $1 \rightarrow 3$ անցումներին համապատասխանող մատրիցական տարրերի կախումներն R_1 -ից՝ էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների և լույսի բևեռացման տարբեր ուղղությունների դեպքում: Գրեթե բոլոր կորերը, R_1 -ից կախված, ունեն ոչ մոնոտոն վարք, որի պատճառն այն է, որ R_1 -ի փոփոխությանը զուգընթաց համակարգում տեղի են ունենում կառուցվածքային փոփոխություններ (կրկնակի կետ $\rightarrow$ կետ-օղակ $\rightarrow$ օղակ), որոնց դեպքում հավանականության խտության բաշխումներն էապես տարբեր են: Նշենք, որ այդ փոփոխություններն ավելի ակնհայտ են էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ, քանի որ էլեկտրական դաշտը վերացնում է սահմանափակող պոտենցիալի, հետևաբար՝ նաև ալիքային ֆունկցիաների գլանային համաչափությունը: Ստացված արդյունքներից հետևում է, որ երկու տարբեր անցումների մատրիցական տարրերը $F = 0$ դեպքում համընկնում են, իսկ դաշտի առկայությամբ $1 \rightarrow 2$ անցման (y - բևեռացման դեպքում) մատրիցական տարրն ավելի մեծ է, քան $1 \rightarrow 3$ անցմանը (x - բևեռացման դեպքում): Նման արդյունք



Նկ. 4.15 Ներգոտիական կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից էլեկտրական դաշտի լարվածության, պոտենցիալի ուժգնության տարբեր արժեքների և լույսի բևեռացման տարբեր ուղղությունների դեպքում ($R_1 = 15$ նմ, $R_2 = 40$ նմ)

ստացվել է նաև նկ.1.11.(a)-ում: Նկ.4.14(b)-ում տատանակային ուժի համար ստացված արդյունքները հնարավորություն են տալիս հասկանալու ներգոտիական կլանման ուժգնության՝ R_1 -ից կախված փոփոխությունը:

Նկ.4.15-ում պատկերված է ներգոտիական գծային կլանման գործակցի կախումն



Նկ. 4.16 Ներգոտիական կլանման գործակցի կախումներն ֆոտոնի էներգիայից էլեկտրական դաշտի լարվածության, ներքին օղակի շառավղի տարբեր արժեքների և լույսի բևեռացման տարբեր ուղղությունների դեպքում ($\hbar\omega_r = 10$ մԷՎ, $R_2 = 40$ նմ)

ընկնող ֆոտոնի էներգիայից: Ուսումնասիրվել են էլեկտրական դաշտի լարվածության և սահմանափակող պոտենցիալի ուժգնության տարբեր արժեքներ, ինչպես նաև դիտարկվել լույսի բևեռացման տարբեր ուղղություններ: Էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս, նկ.4.10.(d)-ում ստացված արդյունքների համաձայն՝ կլանման

սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում: Նկ.4.15.(a)-(c)-ում $\hbar\omega_r$ -ի մեծացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում կապույտ շեղման, բացի կանաչ և կապույտ կորերի, որոնք համապատասխանում են $F=0,5$ կՎ/սմ և $F=1$ կՎ/սմ լարվածություններին, որոնց դեպքում դիտվում է կարմիր շեղում:

Համեմատելով էլեկտրական դաշտի լարվածության և սահմանափակող պոտենցիալի ուժգնության միևնույն արժեքների, սակայն բևեռացման տարբեր ուղղությանների դեպքերում ստացված կլանման կորերը՝ կտեսնենք, որ x -ից y -ուղղությանն անցնելիս, ոչ զրոյական էլեկտրական դաշտում, կլանման սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում: Էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծացումը կարող է հանգեցնել նաև կլանման գործակցի մաքսիմումի ինչպես աճի, այնպես էլ նվազման: Կլանման մաքսիմումի նվազում դիտվում է նաև $\hbar\omega_r$ -ն մեծացնելիս կամ x -բևեռացումն y -բևեռացմամբ փոխարինելիս (նկ.4.11(b)-ին համապատասխան), և $1 \rightarrow 3$ անցմանը համապատասխանող կլանման մաքսիմումն ավելի փոքր է, քան $1 \rightarrow 2$ անցման մաքսիմումը, և որի փոփոխությունն անմիջականորեն կառավարվում է տատանակային ուժի համապատասխան փոփոխությամբ (նկ.4.11(b)):

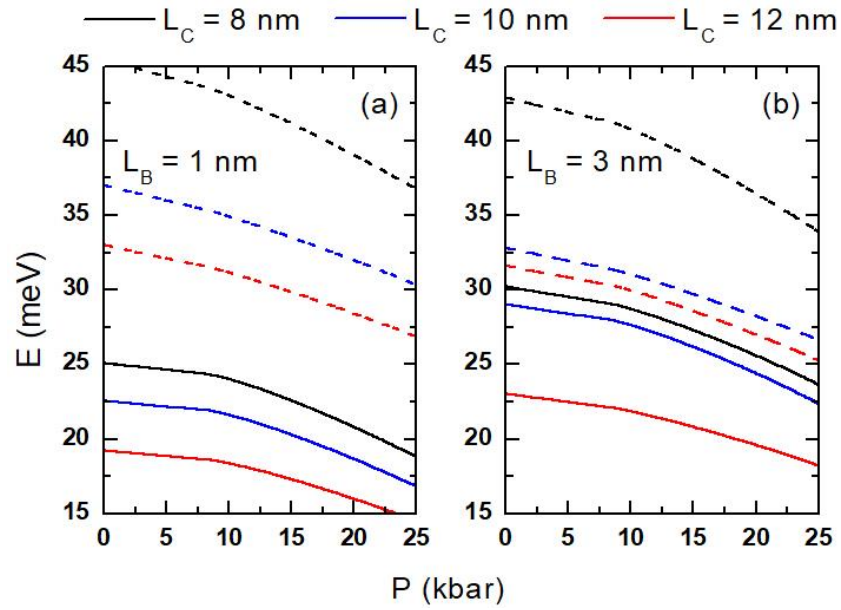
Նկ.4.16-ում պատկերված են կլանման գործակցի կախումներն ֆոտոնի էներգիայից լույսի տարբեր բևեռացումների համար: Դիտարկվել են ներքին օղակի R_1 շառավղի և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքներ: Ներքին օղակի R_1 շառավղի մեծացնելիս, կլանման սպեկտրում, նկ.4.13(d)-ի համաձայն, դիտվում է ինչպես կապույտ, այնպես էլ կարմիր շեղում: Սակայն նշված արդյունքներն ավելի հստակ դրսևորվում են էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ: Էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս, կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում, իսկ բևեռացման ուղղությունն x -ից y -ի փոխելիս՝ կարմիր շեղում: Նկ.4.14.(b)-ում բերված արդյունքներին համապատասխան, էլեկտրական դաշտում R_1 -ի աճը հանգեցնում է կլանման մաքսիմումի ոչ մոնոտոն վարքի: Համապատասխան մաքսիմումները միանգամից աճում են, երբ լույսի բևեռացման ուղղությունը x ից փոխվում է y -ի, մինչդեռ էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծացումը կլանման սպեկտրում հանգեցնում է կապույտ շեղման:

§4.4 Հիդրոստատիկ ճնշման և ալյումինի կոնցենտրացիայի ազդեցությունը կրկնա- կի համակենտրոն քվանտային օղակներում լույսի ներգոտիական կլանման վրա

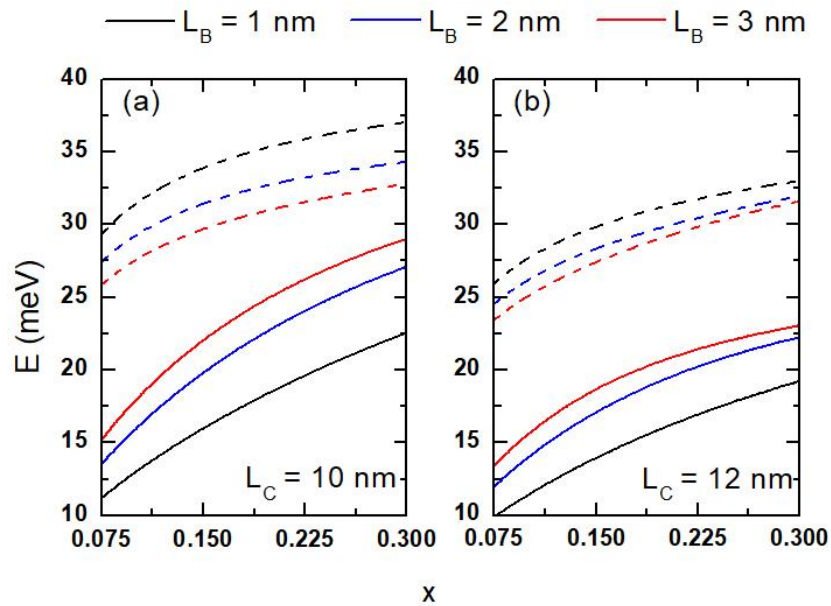
Ուսումնասիրենք ճնշման, ալյումինի կոնցենտրացիայի և կառուցվածքի չափերի փոփոխության ազդեցությունը լույսի գծային և ոչ գծային ներգոտիական կլանման վրա $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ երկչափ N^-GaAs -ում: Էլեկտրոնի համիլտոնիանը տրվում է (3.36) արտահայտությամբ, որտեղ ճնշումից և ալյումինի կոնցենտրացիայից կախված ֆիզիկական մեծությունների (էլեկտրոնի արդյունարար զանգված, GaAs -ի արգելված գոտի, կառուցվածքի չափեր, GaAs -ի դիէլեկտրական հաստատուն) և պարամետրերի համար օգտագործվել են §3.3-ում տրված արտահայտությունները [173]:

Մեկէլեկտրոնային ալիքային ֆունկցիաները տրվում են (3.45)–(3.47) արտահայտություններով, իսկ էներգիաները որոշվում են տրանսֆեր-մատրիցի մեթոդով [205] (տես նաև §3.3): Լույսի գծային և ոչ գծային կլանման գործակիցները որոշվում են (4.15) և (4.16) բանաձևերով: Ստորև դիտարկվել է լույսի x -բևեռացման դեպքը, երբ մատրիցական տարրը՝ $M_{fi} = \langle n', l' | e \rho \cos \varphi | n, l \rangle = \langle 2, 1 | e \rho \cos \varphi | 1, 0 \rangle$: Այս դեպքում ստացված ջոկման կանոններից հետևում է, որ թույլատրելի են $\Delta l = \pm 1$ անցումները: Թվային հաշվարկներում օգտագործվել են լորենցիանի պարամետրի $\Gamma = 0,4 \text{ մԷՎ}$ արժեքը, ինչպես նաև համակարգի հետևյալ չափերը՝ $r_1^{\text{in}} = 20 \text{ նմ}$ և $L_A = 10 \text{ նմ}$:

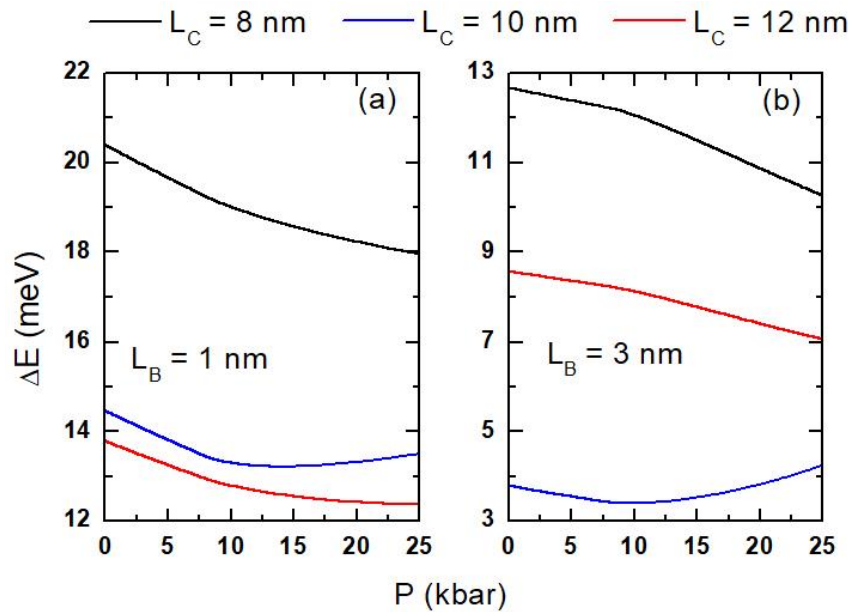
Նկ.4.17-ում պատկերված են էլեկտրոնի հիմնական ($n=1, l=0$) և գրգռված ($n'=2, l'=1$) վիճակների $E_i^{(1,0)}$ և $E_f^{(2,1)}$ էներգիաների կախումները հիդրոստատիկ ճնշումից արտաքին օղակի L_C լայնության և օղակների միջև արգելքի L_B լայնության տարբեր արժեքների համար: Ակնհայտ է, որ էլեկտրոնի էներգիան ճնշումից կախված նվազում է, և որ ուժեղ քվանտացման պայմաններում (L_C -ի փոքր արժեքներ) թե՛ հիմնական, և թե՛ գրգռված վիճակների էներգիական մակարդակներն ավելի բարձր են: Դրանից բացի, նկ. 4.17(a)-ում և (b)-ում պատկերված համապատասխան կորերի համեմատությունից հետևում է, որ արգելքի տիրույթի լայնությունը մեծացնելիս հիմնական և գրգռված վիճակների էներգիական մակարդակների միջև հեռավորությունը փոքրանում է. հիմնական վիճակի էներգիան աճում է, իսկ գրգռվածինը՝ նվազում: Բանն այն է, որ L_B -ն մեծացնելիս ներքին և արտաքին օղակներում վիճակների վերա-



Նկ.4.17 Էներգիայի կախումը հիդրոստատիկ ճնշումից արտաքին օղակի L_C լայնության տարբեր արժեքների համար. հոծ գծերով ներկայացված են հիմնական, ընդհատ գծերով՝ գրգռված վիճակների էներգիաները ($x=0,3$, $L_B=1$ նմ (a), $L_B=3$ նմ (b)):



Նկ.4.18 Էներգիայի կախումն ալյումինի կոնցենտրացիայից արգելքի L_B լայնության տարբեր արժեքների համար. հոծ գծերով ներկայացված են հիմնական, ընդհատ գծերով՝ գրգռված վիճակների էներգիաները ($P=0$, $L_C=10$ նմ (a), $L_C=12$ նմ (b)):

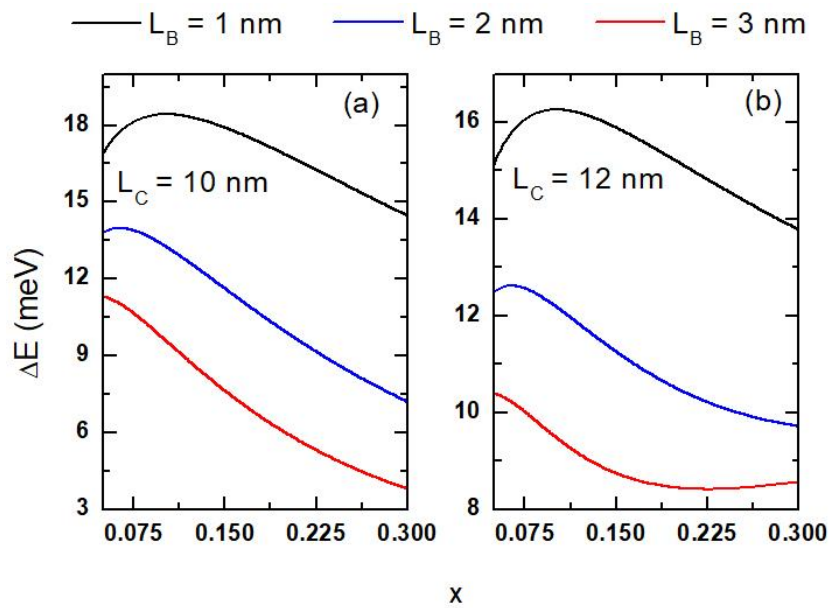


Նկ.4.19 Հիմնական վիճակից գրգռված վիճակ ներգոտիական անցման շեմային էներգիայի կախումը հիդրոստատիկ ճնշումից արտաքին օղակի L_C լայնության տարբեր արժեքների համար ($x=0,3$, $L_B=1$ նմ (a), $L_B=3$ նմ (b))

ծածկումը փոքրանում է, և հիմնական վիճակի էներգիան մոտենում է գրգռված վիճակի էներգիային:

Նկ.4.18-ում պատկերված են էլեկտրոնի հիմնական և գրգռված վիճակների էներգիաների կախումներն ալյումինի կոնցենտրացիայից L_B -ի և L_C -ի տարբեր արժեքների համար: Ինչպես երևում է նկարից, ալյումինի կոնցենտրացիայի մեծացմանը զուգընթաց էլեկտրոնի էներգիան աճում է, որը հետևանք է շառավղային ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալի բարձրության մեծացման: Բացի այդ, ինչպես նախորդ, այնպես էլ դիտարկվող դեպքում, արգելքի տիրույթի լայնությունը մեծացնելիս հիմնական և գրգռված վիճակների էներգիական մակարդակների միջև հեռավորությունը փոքրանում է: Ակնհայտ է նաև կոնցենտրացիայի ուժեղ ազդեցությունն էներգիայի՝ L_B -ից կախման վրա, որի պատճառն արգելքի տիրույթում արդյունաբար զանգվածի մեծացումն է և սահմանափակող պոտենցիալի բարձրության աճը:

Նկ.4.19-ում ներկայացված է էլեկտրոնի ներգոտիական անցումների շեմային էներգիայի՝ $\Delta_{fi} = E_f^{(2,1)} - E_i^{(1,0)}$ մեծության կախումը հիդրոստատիկ ճնշումից արտաքին օղակի լայնության տարբեր արժեքների համար: Շեմային էներգիան ճնշումից կախված



Նկ.4.20 Հիմնական վիճակից գրգռված վիճակ ներգոտիական անցման շեմային էներգիայի կախումն ալյումինի կոնցենտրացիայից արգելքի L_B լայնության տարբեր արժեքների դեպքում ($P = 0$, $L_C = 10$ նմ (a), $L_C = 12$ նմ (b)):

նվազում է, երբ $L_C = 8$ նմ և $L_C = 12$ նմ արժեքների դեպքում, իսկ երբ $L_B = 10$ նմ, ճնշման փոփոխման տիրույթում այն կարող է ինչպես նվազել, այնպես էլ աճել: Այս երևույթի պատճառը հիմնական և գրգռված վիճակների էներգիաների նվազման արագության փոփոխությունն է (տես նկ.4.17-ում պատկերված գրաֆիկները):

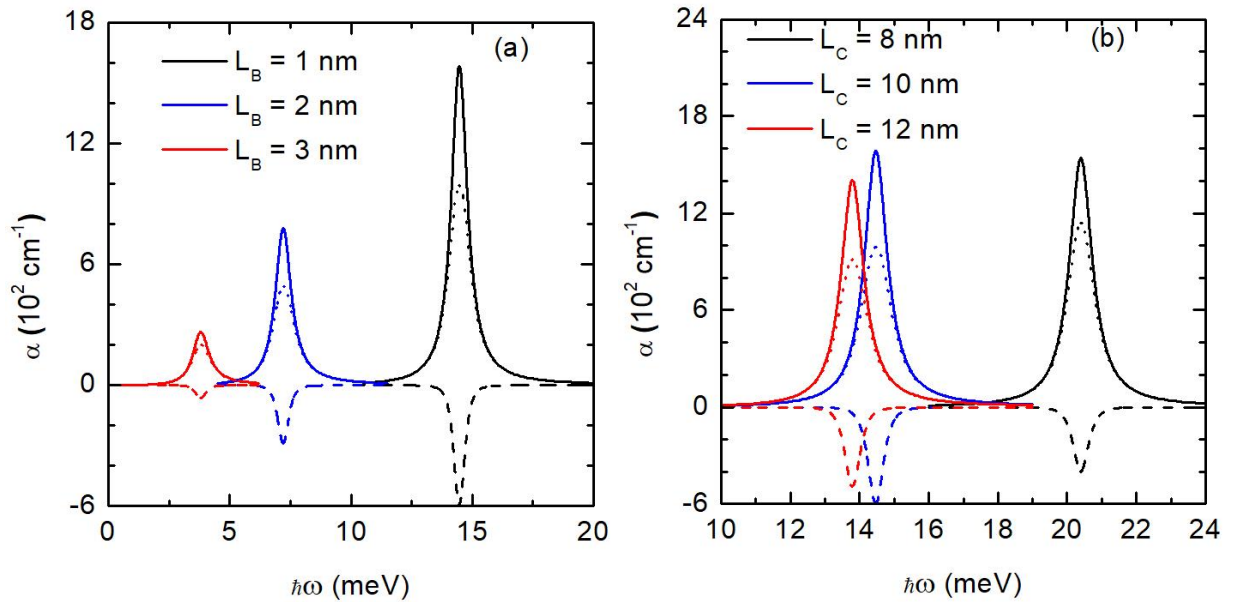
Նկ.4.20-ում պատկերված է ներգոտիական անցումների շեմային էներգիաների կախումներն ալյումինի կոնցենտրացիայից: L_B -ի մեծացմանը զուգընթաց շեմային էներգիան նվազում է, իսկ նրա կախումն x -ից կրում է L_B -ի փոփոխության ուժեղ ազդեցությունը: Նկ.4.20-ում բոլոր կորերն ունեն աճի և նվազման տիրույթներ, որոնց առկայությունը պայմանավորված է նկ.4.18-ում էլեկտրոնի էներգիայի՝ x -ից կախման կորերի վարքով:

Կլանման գործակիցների հաշվարկներում էլեկտրոնների խտության և Γ_0 պարամետրի համար վերցվել են $\sigma = 3 \cdot 10^{16} \text{ սմ}^{-3}$ և $\Gamma = 4$ մէՎ արժեքները [187,188]: 3-րդ աղյուսակում ներկայացված են նաև M_f մատրիցական տարրի արժեքները 2.14-2.16 նկարներում համակարգի՝ տարբեր պարամետրերի դիտարկված արժեքների համար:

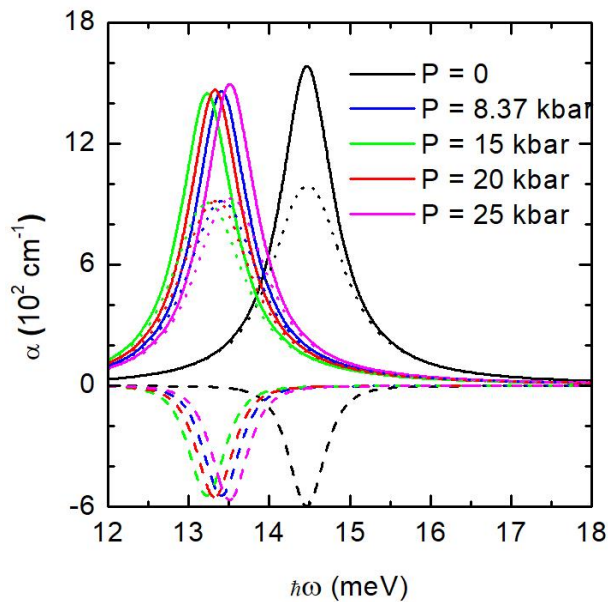
Նկ.4.21-ում պատկերված են կլանման գծային, ոչ գծային և լրիվ գործակիցների

Աղյուսակ 3

P (կբար)	x	L_B (նմ)	L_C (նմ)	$ M_{eg}/e $ (նմ)
0	0,3	1	10	4,761
0	0,3	2	10	4,738
0	0,3	3	10	3,801
0	0,3	1	8	3,955
0	0,3	1	10	4,761
0	0,3	1	12	4,593
0	0,3	1	10	4,761
8.37	0,3	1	10	4,730
15	0,3	1	10	4,732
20	0,3	1	10	4,733
25	0,3	1	10	4,737
0	0,03	1	10	5,614
0	0,05	1	10	5,334
0	0,1	1	10	4,933
0	0,2	1	10	4,800
0	0,3	1	10	4,761



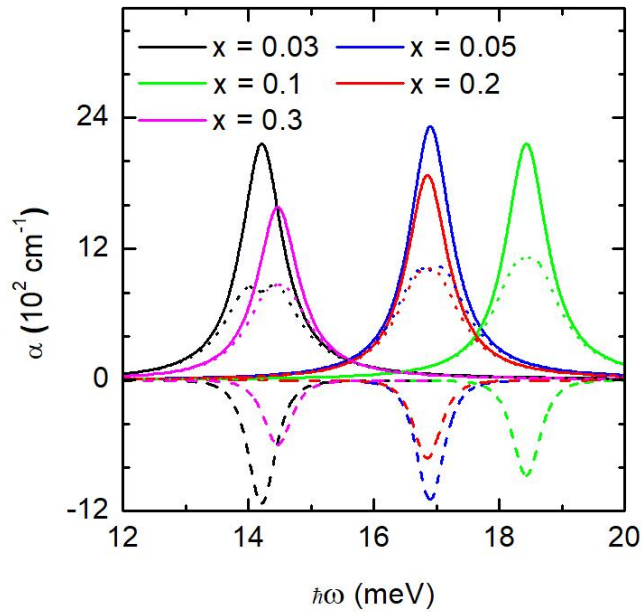
Նկ. 4.21 Կլանման գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից արգելքի L_B լայնության (a) և արտաքին օղակի L_C լայնության (b) տարբեր արժեքների համար: Ընդհատ գծերով ներկայացված են գծային, կետագծերով՝ ոչ գծային, հոծ գծերով՝ լրիվ կլանման գործակիցները ($P=0$, $x=0,3$, $I=5 \cdot 10^3$ Վտ/սմ², $L_C=10$ նմ (a) և $L_B=1$ նմ (b)):



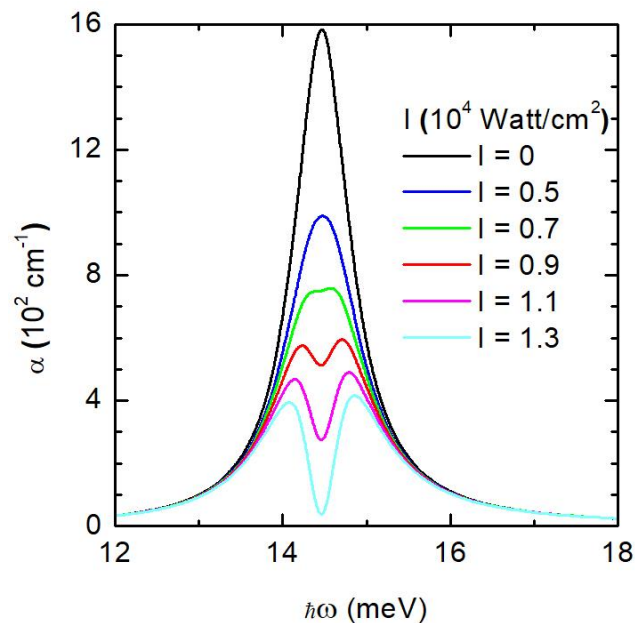
Նկ. 4.22 Կլանման գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից ճնշման տարբեր արժեքների համար: Ընդհատ գծերով ներկայացված են գծային, կետագծերով՝ ոչ գծային, հոծ գծերով՝ լրիվ կլանման գործակիցերը ($x=0,3$, $L_B=1$ նմ, $L_C=10$ նմ, $I=5 \cdot 10^3$ Վտ/սմ²):

կախումներն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից L_B -ի (նկ.4.21.(a)) և L_C -ի (նկ.4.21.(b)) տարբեր արժեքների համար: Ակնհայտ է, որ L_B -ի և L_C -ի մեծացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրի կարմիր շեղման, պայմանավորված այդ նույն պարամետրերից կախված շեմային էներգիայի նվազմամբ: Ակնհայտ է նաև, որ L_B -ի և L_C -ի փոքրացումը հանգեցնում է կլանման ուժեղացման՝ պայմանավորված M_{fi} տարրի փոփոխություններով:

Նկ.4.22-ում պատկերված են գծային, ոչ գծային և լրիվ կլանման գործակիցների կախումներն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից հիդրոստատիկ ճնշման տարբեր արժեքների դեպքում: $P=(0-15)$ կբար տիրույթում առկա է կլանման սպեկտրի կարմիր շեղում, իսկ $P=(15-25)$ կբար տիրույթում դիտվում է կապույտ շեղում: Սպեկտրի շեղման ուղղության փոփոխման երևույթի պատճառը Γ - և X -միներմումների հատումն է, որն էլ փոխում է էլեկտրոնի էներգիայի և շեմային էներգիայի վարքը, կախված ճնշումից (նկ.4.17.(a)-ում և նկ.4.19.(a)-ում կապույտ կորերի վարքը): Գրաֆիկներից նաև երևում է, որ հիդրոստատիկ ճնշման մեծացումը հանգեցնում է կլանման գործակցի առավելագույն արժեքի ոչ մոնոտոն փոփոխության, որի պատճառը դիէլեկտրական թափանցելիության փոքրացման և M_{fi} տարրի փոփոխության համատեղ ազդեցությունն է:



Նկ. 4.23 Կլանման գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից ալյումինի կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների համար: Ընդհատ գծերով ներկայացված են գծային, կետագծերով՝ ոչ գծային, հոծ գծերով՝ լրիվ կլանման գործակիցները ($P=0$, $L_B=1$ նմ, $L_C=10$ նմ, $I=6 \cdot 10^3$ Վտ/սմ²):



Նկ. 4.24 Կլանման լրիվ գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից լույսի ուժգնության տարբեր արժեքների համար ($P=0$, $x=0,3$, $L_B=1$ նմ, $L_C=10$ նմ)

Նկ. 4.23-ում պատկերված են կլանման գծային, ոչ գծային և լրիվ գործակիցների կախումներն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից ալյումինի կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների համար: Կոնցենտրացիայի փոփոխումը $x=(0,03-0,1)$ տիրույթում հանգեց-

նում է կապույտ շեղման, այն դեպքում, որ $x = (0,1-0,3)$ տիրույթում դիտվում է կարմիր շեղում, որը լրիվ համապատասխանում է նկ. 2.13.(a)-ում շեմային էներգիայի կորերի վարքին: Բացի այդ, տեղի ունի կլանման լրիվ գործակցի մաքսիմումի տրոհում երկու՝ իրար մոտ մաքսիմումների, երբ $x = 0,03$ և $x = 0,05$, որի պատճառը կլանման ոչ գծային գործակցի բավականաչափ մեծ լինելն է: Ինչպես երևում է նկ.4.20.(a)-ի կապույտ կորից, որը համապատասխանում է նկ.4.23-ում համակարգի պարամետրերի $P = 0$, $L_B = 1$ նմ և $L_C = 10$ նմ արժեքներին, շեմային էներգիայի արժեքներն $x = 0,03$, $x = 0,05$ և $x = 0,3$ դեպքերում իրարից շատ չեն տարբերվում: Սա նշանակում է, որ շեմային էներգիայի փոփոխությունը հետևանք է M_{fi} մատրիցական տարրի մեծացման, այլ ոչ թե լրիվ գործակցի մաքսիմումի տրոհման:

Վերջապես, նկ.4.24-ում պատկերված է կլանման լրիվ գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից լույսի ուժգնության տարբեր արժեքների դեպքում, որի համաձայն՝ ուժգնությունը մեծացնելիս կլանման գործակիցը նվազում է, և մեծ արժեքների դեպքում, նկ. 4.23-ի համանմանությամբ, դիտվում է կլանման գործակցի մաքսիմումի տրոհում ($I = 0,7 \cdot 10^4$ Վտ/սմ²-ից մեծ ուժգնությունների դեպքում տեղի է ունենում ոչ գծային կլանման կտրուկ ուժեղացում):

ԳԼՈՒԽ 5. ՀԻԴՐՈՍԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ ԵՎ «ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏ-ՕՂԱԿ» ԿԱՌՈՒՑՎԱԾ ՔՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ [203,204,206–209]

«Քվանտային կետ-օղակ» համակարգի երկրաչափության յուրօրինակ փոխկապակցվածության շնորհիվ վերջին տարիներին զգալի թվով աշխատանքներ են նվիրվել դրա էլեկտրոնային, խառնուկային վիճակներին և օպտիկական հատկություններին ուսումնասիրմանը:

[210]-ում ուսումնասիրվել է մի քանի էլեկտրոնից բաղկացած «քվանտային կետ-օղակ» համակարգում ԱԲ-ի երևույթը: Էլեկտրոնների բաշխումը ՔԿ-ի և ՔՕ-ի միջև կարելի է կառավարել դրանց միջև արդյունաբար սահմանափակող պոտենցիալով և մագնիսական դաշտով: Երկու էլեկտրոններից կազմված համակարգի համար ստացվել են սինգլետ-տրիպլետ անցումներ, երբ էլեկտրոններից մեկը սահմանափակված է ՔԿ-ի, իսկ մյուսը՝ ՔՕ-ի տիրույթում: [211]-ում կատարված հետազոտությունները ցույց են տվել, որ, կախված սահմանափակող պոտենցիալի պարամետրերից, էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաները կարող են բաշխված լինել համակարգի տարբեր մասերում: Գծային և ոչ գծային օպտիկական ընկալունակությունները «քվանտային կետ-օղակ» համակարգում ուսումնասիրվել են [212] աշխատանքում, որտեղ ցույց է տրվել, որ համակարգի կառուցվածքային պարամետրերն էականորեն ազդում են օպտիկական ընկալունակության վրա: ՔԿ-ի և ՔՕ-ի միջև փոխկապակցվածությունն ուժեղացնելիս դիտվել է օպտիկական ընկալունակության աճ, իսկ սպեկտրում՝ կարմիր շեղում: «Քվանտային կետ-օղակ» նանոկառուցվածքների տրանսպորտային հատկությունները, համաձայն [213] աշխատանքում ստացված արդյունքների, համակարգի յուրահատուկ երկրաչափության շնորհիվ կարող են արմատապես փոփոխվել: Հաշվարկվել է համակարգով անցնող հաստատուն հոսանքը կուլոնյան շրջափակման ռեժիմում և ցույց է տրվել, որ նանոկառուցվածքը կարող է աշխատել որպես մեկէլեկտրոնային տրանզիստոր կամ հոսանքի ուղղիչ: Բոլորովին վերջերս ZnO «քվանտային կետ-օղակ» համակարգում ուսումնասիրվել են էլեկտրոնային վիճակները և ԱԲ-ի երևույթը [214]: Ցույց է տրվել, որ, ի տարբերություն սովորական InAs կամ GaAs «կետ-օղակ» համակարգի,

ZnO-ում դիտվում են տարբեր մենահատուկ երևույթներ, որոնք պայմանավորված են ZnO ԲԿ-երի և ՔՕ-ների ոչ սովորական հատկություններով:

Ատենախոսության հինգերորդ գլուխը նվիրված է քվանտային օղակում և «քվանտային կետ-օղակ» կառուցվածքում խառնուկային վիճակների և ներգոտիական կլանման վրա հիդրոստատիկ ճնշման և էլեկտրական դաշտի ազդեցության ուսումնասիրությանը:

§5.1 Հիդրոստատիկ ճնշման և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը միայնակ քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի գծային և ոչ գծային կլանման վրա

Ուսումնասիրենք ճնշման և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը եռաչափ ՔՕ-ի խառնուկային վիճակների վրա և հաշվենք լույսի գծային և ոչ գծային կլանման գործակիցները ՔՕ-ում:

Ենթադրելով, որ արտաքին էլեկտրական դաշտն ուղղված է ՔՕ-ի աճի ուղղությամբ (z -առանցք), խնդրի համիլտոնիանը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m(P,T)} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V(\rho, z, P) - eFz - \frac{e^2}{\varepsilon(P,T)r}, \quad (5.1)$$

որտեղ r -ն էլեկտրոն-խառնուկ հեռավորությունն է, $m(P,T)$ -ն՝ էլեկտրոնի արդյունաբար զանգվածը, $\varepsilon(P,T)$ -ն՝ միջավայրի դիէլեկտրական հաստատունը, որոնց կախումները ճնշումից և ջերմաստիճանից որոշվում են համապատասխանաբար (1.2) և (1.11) բանաձևերով: Հետագա հաշվարկներում դիտարկվել է $T = 4$ Կ արժեքը, որի դեպքում (1.11) բանաձևում առկա պարամետրերն ընդունում են հետևյալ արժեքները $\varepsilon_a = 12,74$, $\alpha_1 = 9,4 \cdot 10^{-5} \text{ Կ}^{-1}$ և $\alpha_2 = -1,67 \cdot 10^{-3} \text{ Կբար}^{-1}$: $V(\rho, z, P) = V(z, P) + V(\rho, P)$ սահմանափակող պոտենցիալը տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$V(\rho, z, P) = \begin{cases} 0, & R_1(P) \leq \rho \leq R_2(P), \quad |z| \leq L(P)/2, \\ \infty, & \rho < R_1(P), \rho > R_2(P), \quad |z| > L(P)/2: \end{cases} \quad (5.2)$$

Խառնուկային վիճակներն ուսումնասիրելու համար օգտվենք փոփոխական մեթոդից և դիտարկենք $1s$ հիմնական և $2s$ առաջին գրգռված վիճակները՝ դրանց

ալիքային ֆունկցիաները ներկայացնելով ՔՕ-ում առանց խառնուկի էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի և $1s$ - և $2s$ -տիպի ջրածնանման ալիքային ֆունկցիաների արտադրյալի տեսքով [215,216]՝

$$\psi_i(\rho, z) = N_i \mathcal{G}(\rho) f(z) e^{-\alpha_i r}, \quad (5.3)$$

$$\psi_f(\rho, z) = N_f \mathcal{G}(\rho) f(z) (1 - \beta_f r) e^{-\alpha_f r}, \quad (5.4)$$

որտեղ N_i -ն և N_f -ը նորմավորման հաստատուններ են, α_i -ն, β_f -ը և α_f -ը՝ փոփոխականային պարամետրեր, որոնք կարելի է որոշել նաև ալիքային ֆունկցիաների օրթոգոնալության պայմանից: Առանց խառնուկի հիմնական վիճակի $\mathcal{G}(\rho)$ և $f(z)$ ալիքային ֆունկցիաները տրվում են՝

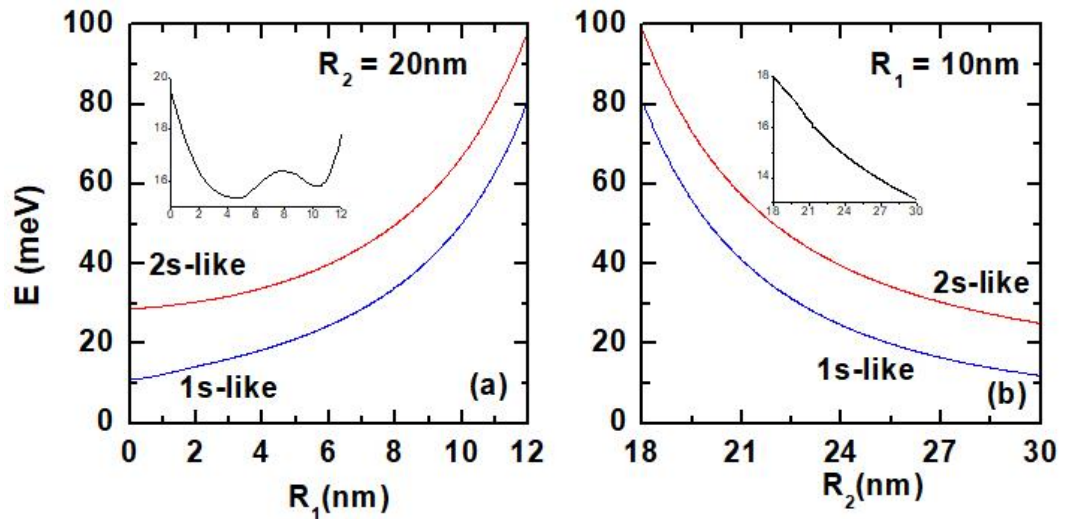
$$\mathcal{G}(\rho) = J_0(k\rho) + G_1 Y_0(k\rho), \quad (5.5)$$

$$f(z) = Ai(Z) + G_2 Bi(Z) \quad (5.6)$$

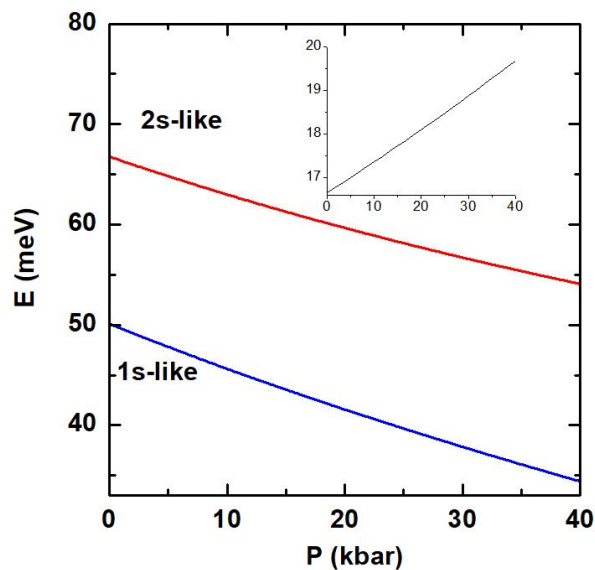
բանաձևերով, որտեղ J_0 -ն և Y_0 -ն Բեսելի զրո կարգի առաջին և երկրորդ սեռի զրոյական ֆունկցիաներն են, $k = \sqrt{2m(P, T)E_\rho} / \hbar$ (E_ρ -ն լայնական ուղղությամբ էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան է), $Ai(Z)$ -ն և $Bi(Z)$ -ն՝ էյրիի ֆունկցիաները, G_1 և G_2 հաստատունները որոշվում են ալիքային ֆունկցիաների անընդհատության պայմաններից, $Z = (2m(P, T)eF / \hbar^2)^{1/3} (z - E_z / (|e|F))$, E_z -ը ՔՕ-ին ուղղահայաց ուղղությամբ էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան է: Փոփոխականային մեթոդի համաձայն՝ $1s$ վիճակի էներգիան և ալիքային ֆունկցիան որոշվում են $\langle \psi_i | \hat{H} | \psi_i \rangle$ -ի՝ ըստ α_{1s} -ի, մինիմումի պայմանից: Համանման ձևով են որոշվում նաև $2s$ վիճակի էներգիան և ալիքային ֆունկցիան:

Լույսի գծային և ոչ գծային կլանման գործակիցների հաշվարկը կատարվել է խտության մատրիցի մեթոդով (տես §4.1), համաձայն (4.15) և (4.16) բանաձևերի: Նշենք, որ ստորև դիտարկվել է լույսի x - բևեռացման դեպքը, երբ երկբևեռային մատրիցական տարրը տրվում է $M_{fi} = \langle \psi_f | \rho \cos \phi | \psi_i \rangle$ արտահայտությամբ: Թվային հաշվարկները կատարվել են GaAs ՔՕ-ի համար, ենթադրելով, որ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան $\sigma_s = 3 \cdot 10^{16} \text{ սմ}^{-3}$, իսկ $\Gamma = 0,4$ մԷՎ:

Նկ.5.1-ում պատկերված է GaAs ՔՕ-ում դոնորային խառնուկի հիմնական և առա-

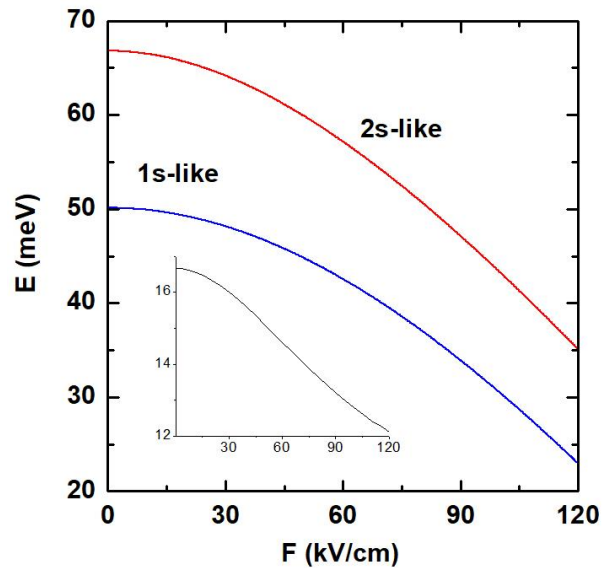


Նկ.5.1 Հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաների կախումները. (a). ներքին օղակի շառավղից ($R_2 = 20$ նմ), (b). արտաքին օղակի շառավղից ($R_1 = 10$ նմ) ($L = 20$ նմ, $P = 0$, $F = 0$, $z_i = 0$, $\rho_i = (R_1 + R_2)/2$): Ներդիրներում պատկերված են համապատասխան էներգիաների տարբերությունները:

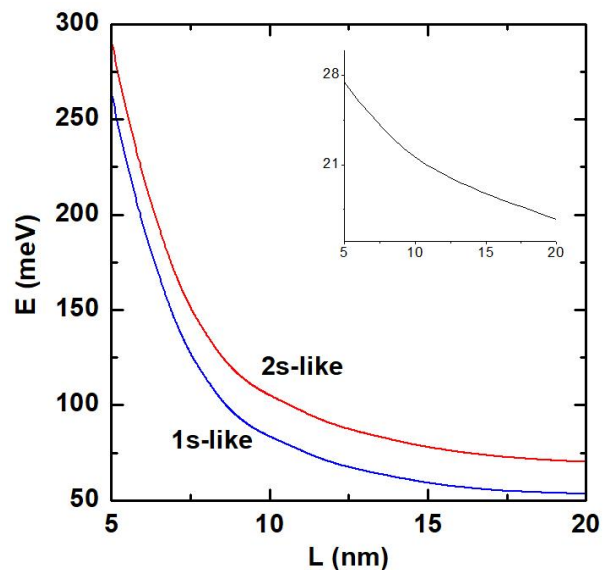


Նկ.5.2 Հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաների կախումները հիդրոստատիկ ճնշումից ($R_1 = 10$ նմ, $R_2 = 20$ նմ, $L = 20$ նմ, $F = 0$, $z_i = 0$, $\rho_i = (R_1 + R_2)/2$): Ներդիրում պատկերված են համապատասխան էներգիաների տարբերությունները:

ջին գրգռված վիճակի էներգիաների կախումները ՔՕ-ի R_1 ներքին շառավղից (նկ. 5.1.(a)) և R_2 արտաքին շառավղից (նկ.5.1.(b)): Արտաքին շառավղի սևեռված արժեքի դեպքում ներքին օղակի մեծացումը հանգեցնում է ՔՕ-ի շերտի լայնության փոքրացման: Վերջինիս հետևանքով չափային քվանտացումն ուժեղանում է, և հիմնական



Նկ.5.3 Էլեկտրոնի հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ($R_1=10$ նմ, $R_2=20$ նմ, $L=20$ նմ, $P=0$, $z_i=0$, $\rho_i=(R_1+R_2)/2$): Ներդիրում պատկերված են համապատասխան էներգիաների տարբերությունները:



Նկ.5.4 Էլեկտրոնի հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաների կախումը ՔՕ-ի բարձրությունից ($R_1=10$ նմ, $R_2=20$ նմ, $P=0$, $F=0$, $z_i=0$ և $\rho_i=(R_1+R_2)/2$): Ներդիրում պատկերված են համապատասխան էներգիաների տարբերությունները:

ու առաջին գրգռված վիճակների էներգիաներն աճում են: Բացի այդ, արտաքին շառավղի մեծացման հետևանքով ՔՕ-ի շերտի լայնությունը մեծանում է՝ հանգեցնելով քվանտացման թուլացման, ուստի և էներգիաների փոքրացման: Նկ.5.1.(a) և (b)-ից երևում է, որ չափային քվանտացման ազդեցությունն ավելի ուժեղ է գրգռված վիճակի

էներգիաների վրա: Դա բացատրվում է նրանով, որ գրգռված վիճակի ալիքային ֆունկցիան ավելի խոր է ներթափանցում ՔՕ-ի տիրույթ, քան հիմնական վիճակինը:

Դոնորային խառնուկի հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաների կախումները ճնշումից պատկերված են նկ.5.2-ում: Նկարից պարզ է դառնում, որ բոլոր դեպքերում ճնշման ուժեղացումը հանգեցնում է էներգիայի նվազման: Արդեն նշվել է, որ ճնշման ամբողջ տիրույթում ճնշումը մեծացնելիս համակարգի չափերը փոքրանում են, GaAs-ի դիէլեկտրական հաստատունը նվազում է, իսկ էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածը՝ մեծանում: Արդյունարար զանգվածի մեծացման հետևանքով երկու վիճակների էներգիական մակարդակները տեղաշարժվում են դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ: Մյուս կողմից, դիէլեկտրական հաստատունի և համակարգի չափերի փոքրացումը հանգեցնում են կուլոնյան փոխազդեցության մեծացման, որի արդյունքում հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաները նվազում են:

Նկ.5.3-ում պատկերված է ՔՕ-ի կենտրոնում ($z_i = 0$, $\rho_i = (R_1 + R_2)/2$) տեղադրված դոնորային խառնուկի հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից: Էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս, երկու վիճակներում էլ էլեկտրոնային ամպը խառնուկից հեռանում է, որի հետևանքով էլեկտրոնի տեղայնացումը թուլանում է, իսկ էներգիան՝ նվազում:

Նկ.5.4-ում պատկերված է դոնորային խառնուկի հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաների կախումները ՔՕ-ի L բարձրությունից: ՔՕ-ի բարձրության մեծացումը հանգեցնում է չափային քվանտացման թուլացման, որի պատճառով նշված վիճակների էներգիաները նվազում են:

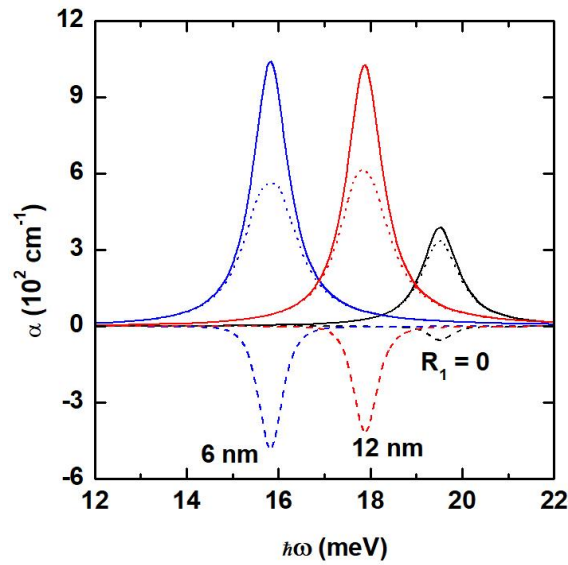
Ներգոտիական կլանման գործակիցների (գծային, ոչ գծային և լրիվ) առավելագույն արժեքների մեծությունների հետագա մեկնաբանման համար դիտարկենք մատրիցական տարրերի արժեքները խնդրի պարամետրերի տարբեր արժեքների համար (աղյուսակ 4): Նշենք, որ թվային բոլոր հաշվարկները կատարվել են ՔՕ-ի կենտրոնում տեղադրված խառնուկի դեպքում:

Նկ.5.5-ում պատկերված են գծային, ոչ գծային և լրիվ կլանման գործակիցների

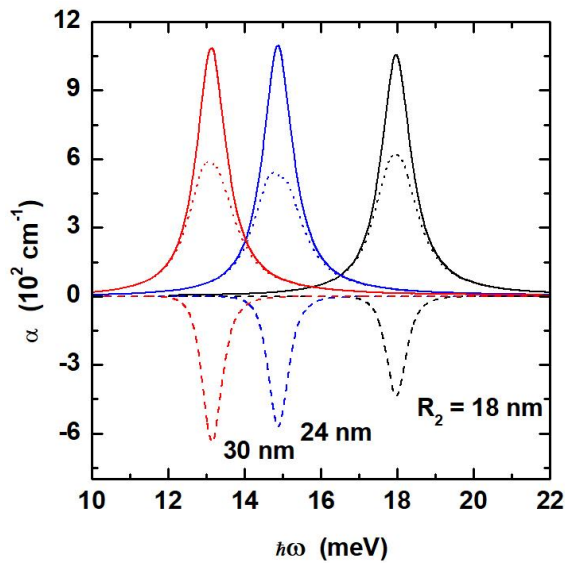
Աղյուսակ 4

R_1 (նմ)	R_2 (նմ)	L (նմ)	F (կՎ/սմ)	P (կԲար)	M_{if}/e (նմ)	M_{ff}/e (նմ)	M_{ii}/e (նմ)
0	20	20	0	0	0,85	8,34	6,45
6	20	20	0	0	1,54	0,90	10,80
12	20	20	0	0	1,44	10,06	14,50
10	18	20	0	0	1,46	9,80	12,40
10	24	20	0	0	1,63	10,90	15,20
10	30	20	0	0	1,73	12,60	18,00
10	20	5	0	0	1,12	9,11	13,83
10	20	12,5	0	0	1,41	9,55	13,54
10	20	20	0	0	1,76	10,14	12,83
10	20	20	0	0	1,52	9,71	13,30
10	20	20	0	20	1,37	9,41	13,40
10	20	20	0	40	1,22	9,14	13,50
10	20	20	0	0	1,52	9,71	13,30
10	20	20	50	0	1,60	9,84	13,10
10	20	20	100	0	1,76	10,10	12,80

կախումները ֆոտոնի էներգիայից ՔՕ-ի կենտրոնում տեղադրված դոնորային խառնուկի դեպքում օղակի R_1 ներքին շառավղի տարբեր արժեքների համար: Ինչպես երևում է նկարից, $R_1 = 6$ նմ դեպքում կլանման պիկը ֆոտոնի փոքր էներգիաների տիրույթում է, այսինքն՝ R_1 -ի մեծացման հետևանքով կլանման սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում: Մյուս կողմից, $R_1 = 12$ նմ արժեքի դեպքում պիկը տեղափոխվում է մեծ էներգիաների տիրույթ, այսինքն՝ կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում: Նշված շեղումների առկայությունը կարելի է բացատրել $R_1 = 6$ նմ և $R_1 = 12$ նմ արժեքների դեպքում հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաների տարբերությամբ (նկ.5.1.(a)): Նշենք, որ սկզբնական և վերջնական վիճակների էներգիաների



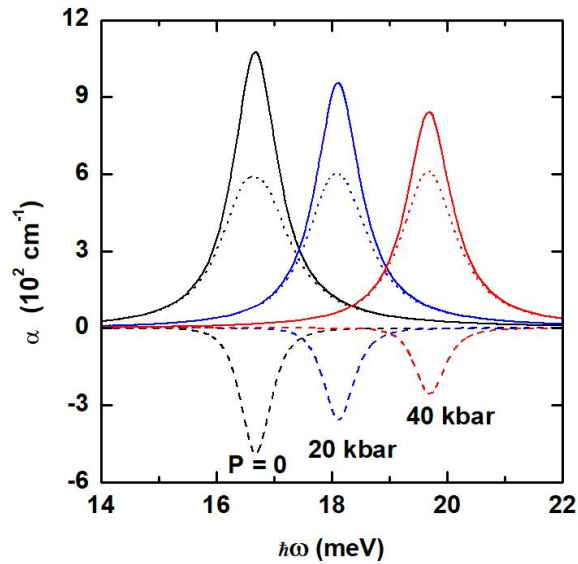
Նկ. 5.5 Կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից: Հոծ գծերը համապատասխանում են $\alpha_1(\hbar\omega)$ -ին, ընդհատ գծերը՝ $\alpha_3(\hbar\omega, I)$ -ին, կետագծերը՝ $\alpha(\hbar\omega, I)$ -ին: Դիտարկվել են օղակի ներքին շառավղի տարբեր արժեքներ ($R_2 = 20$ նմ, $L = 20$ նմ, $P = 0$, $F = 0$, $I = 2 \cdot 10^4$ Վտ/սմ²):



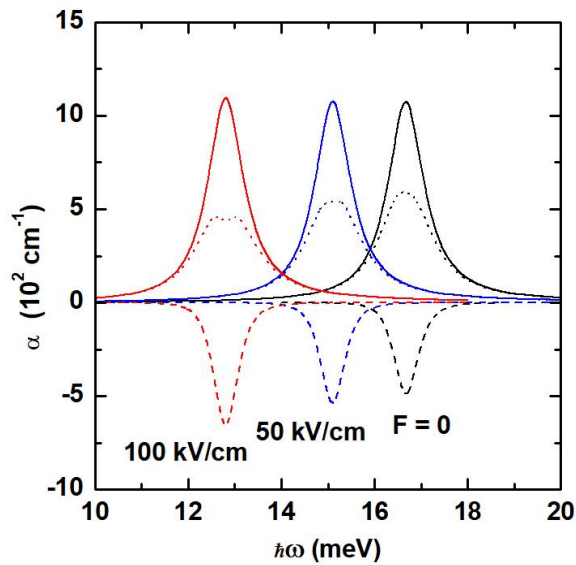
Նկ. 5.6 Կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից: Հոծ գծերը համապատասխանում են $\alpha_1(\hbar\omega)$ -ին, ընդհատ գծերը՝ $\alpha_3(\hbar\omega, I)$ -ին, կետագծերը՝ $\alpha(\hbar\omega, I)$ -ին: Դիտարկվել են օղակի արտաքին շառավղի տարբեր արժեքներ ($R_1 = 10$ նմ, $L = 20$ նմ, $P = 0$, $F = 0$, $I = 2 \cdot 10^4$ Վտ/սմ²):

տարբերության նվազումը հանգեցնում է մատրիցական տարրի մեծացման, որի հետևանքով գծային և ոչ գծային կլանման գործակիցները մեծանում են:

ՔՕ-ի արտաքին շառավղի ազդեցությունը լույսի գծային, ոչ գծային և լրիվ կլանման գործակիցների վրա ներկայացված է նկ.5.6-ում, որտեղ պատկերված են



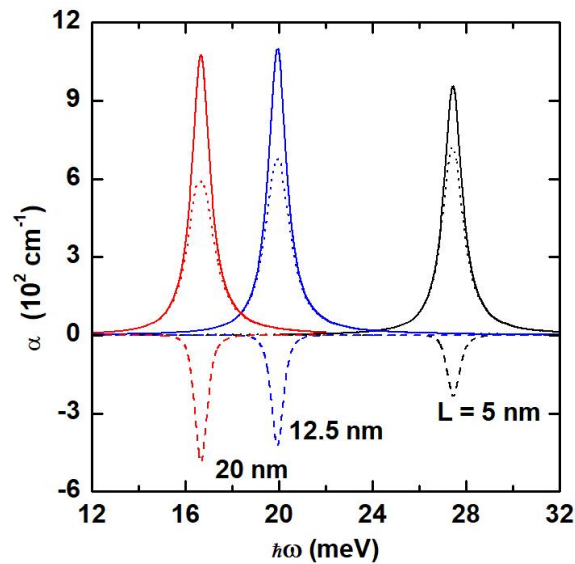
Նկ. 5.7 Կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից: Հոծ գծերը համապատասխանում են $\alpha_1(\hbar\omega)$ -ին, ընդհատ գծերը՝ $\alpha_3(\hbar\omega, I)$ -ին, կետագծերը՝ $\alpha(\hbar\omega, I)$ -ին: Դիտարկվել են հիդրոստատիկ ճնշման տարբեր արժեքներ ($R_1=10$ նմ, $R_2=20$ նմ, $L=20$ նմ, $F=0$, $I=2\cdot 10^4$ Վտ/սմ²):



Նկ.5.8 Կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից: Հոծ գծերը համապատասխանում են $\alpha_1(\hbar\omega)$ -ին, ընդհատ գծերը՝ $\alpha_3(\hbar\omega, I)$ -ին, կետագծերը՝ $\alpha(\hbar\omega, I)$ -ին: Դիտարկվել են էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքներ ($R_1=10$ նմ, $R_2=20$ նմ, $L=20$ նմ, $P=0$, $I=2\cdot 10^4$ Վտ/սմ²):

Կլանման գործակիցների կախումները ֆոտոնի էներգիայից: Նկարից երևում է, որ R_2 արտաքին շառավղի մեծացումը հանգեցնում է կլանման պիկի տեղափոխության դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ (կարմիր շեղում):

Նկ.5.7-ում ներկայացված է ճնշման ազդեցությունը լույսի գծային, ոչ գծային և լրիվ գործակիցների վրա: Ակնհայտ է, որ ճնշման ուժեղացման հետևանքով կլանման



Նկ. 5.9 Կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից: Հոծ գծերը համապատասխանում են $\alpha_1(\hbar\omega)$ -ին, ընդհատ գծերը՝ $\alpha_3(\hbar\omega, I)$ -ին, կետագծերը՝ $\alpha(\hbar\omega, I)$ -ին: Դիտարկվել են ՔՕ-ի բարձրության տարբեր արժեքներ ($R_1=10$ նմ, $R_2=20$ նմ, $P=0$, $F=0$, $I=2 \cdot 10^4$ Վտ/սմ²):

սպեկտրում դիտվել է կապույտ շեղում, որը բացատրվում է սկզբնական և վերջնական վիճակների էներգիաների տարբերության մեծացմամբ:

Նկ.5.8 և 5.9-ում պատկերված են կլանման գործակիցների կախումները ֆոտոնի էներգիայից էլեկտրական դաշտի լարվածության և ՔՕ-ի բարձրության տարբեր արժեքների համար: Էլեկտրական դաշտի ուժեղացումը, ինչպես նաև ՔՕ-ի բարձրության մեծացումը հանգեցնում է էլեկտրոնի տեղայնացման թուլացման, և ինչպես երևում է նկ.5.3 և 5.4-ից, հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաների տարբերությունը նվազում է: Այս հանգամանքով են բացատրվում նկ.5.8 և 5.9-ում պատկերված կլանման սպեկտրներում դիտվող կարմիր շեղումները:

§5.2 Հիդրոստատիկ ճնշման, ալյումինի կոնցենտրացիայի և կառուցվածքի չափերի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակում խառնուկային կենտրոնի 1s- և 2s- վիճակների միջև օպտիկական անցումներով պայմանավորված կլանումը ցածրջերմաստիճանային ($T = 4\text{ K}$) տիրույթում և պարզենք կլանման վրա ճնշման, ալյումինի կոնցենտրացիայի, խառնուկի դիրքի և կառուցվածքի չափերի փոփոխման ազդեցությունը:

Մեզ հետաքրքրում է հիմնական խառնուկային վիճակը, որի փորձնական ալիքային ֆունկցիան կներկայացնենք որպես $\mu = 0$, $n_\rho = 1$, $n_z = 1$ քվանտային թվերով էլեկտրոնի հիմնական վիճակի

$$\Phi(\rho, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} f_{0,1}(\rho) g_1(z) \quad (5.7)$$

ալիքային ֆունկցիայի և ջրածնի ատոմի 1s- վիճակի ալիքային ֆունկցիայի տեսքի և փոփոխականային λ_{1s} պարամետրով $\exp(-\lambda_{1s}r)$ ֆունկցիայի արտադրյալ՝

$$\Psi_{1s}(\rho, z, \lambda_{1s}) = N_{1s} f_{0,1}(\rho) g_1(z) \exp(-\lambda_{1s}r), \quad (5.8)$$

որտեղ N_{1s} -ը նորմավորման հաստատունն է, $f_{0,1}(\rho)$ -ն որոշվում է (3.44), իսկ $g_1(z)$ -ը՝ (3.50) բանաձևով: Փոփոխականային մեթոդի համաձայն՝ 1s վիճակի էներգիան որոշվում է $\langle \Psi_{1s}(\rho, z, \lambda_{1s}) | \hat{H} | \Psi_{1s}(\rho, z, \lambda_{1s}) \rangle$ -ի՝ ըստ λ_{1s} -ի, մինիմումի պայմանից:

Այժմ որոշենք 2s վիճակի ալիքային ֆունկցիան և էներգիան: Այդ վիճակի համար փոփոխականային ալիքային ֆունկցիան էլեկտրոնի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիայի ($\mu = 0, n_\rho = 1$) և ջրածնի ատոմի 2s (գրգռված) վիճակի ալիքային ֆունկցիայի տեսքի $(1 - \beta r) \exp(-\lambda_{2s}r)$ փոփոխականային ֆունկցիայի արտադրյալն է՝

$$\Psi_{2s}(\rho, z, \lambda_{2s}) = N_{2s} f_{0,1}(\rho) g_1(z) (1 - \beta r) \exp(-\lambda_{2s}r), \quad (5.9)$$

որտեղ N_{2s} -ը նորմավորման հաստատունն է, λ_{2s} -ը և β -ն՝ 2s վիճակի փոփոխականային պարամետրները [216], և E_{2s} էներգիան որոշվում է որպես $\langle \Psi_{2s}(\rho, z, \lambda_{2s}) | \hat{H} | \Psi_{2s}(\rho, z, \lambda_{2s}) \rangle$ ֆունկցիոնալի՝ ըստ λ_{2s} պարամետրի փոքրագույն արժեք, իսկ $\hat{H}$ համիլտոնիանը տրվում է (3.33) արտահայտությամբ:

1s- վիճակից 2s- վիճակ անցումներով պայմանավորված գծային կլանման գործակիցը հաշվարկելու համար օգտվենք (4.15) արտահայտությունից, որը հարմար է ներկայացնել

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \frac{4\pi\omega}{c\sqrt{\varepsilon(P,T)}} \frac{\sigma_s |M_{2s1s}|^2 \Gamma}{(\Delta_{1s \rightarrow 2s} - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2} \quad (5.10)$$

տեսքով, որտեղ $\Delta_{1s \rightarrow 2s}$ -ը կլանման շեմային էներգիան է՝

$$\Delta_{1s \rightarrow 2s} = E_{2s} - E_{1s}, \quad (5.11)$$

ω -ն՝ ընկնող լույսի հաճախությունը, σ_s -ն՝ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան, Γ_0 -ն՝ մակարդակների լայնացման պարամետրը:

Դիտարկենք հարթ-բևեռացված ալիք, որի բևեռացման վեկտորն ուղղված է խառնուկի դիրքը և կառուցվածքի կենտրոնը միացնող ուղղով: Այս դեպքում 1s- խառնուկային վիճակից 2s վիճակ երկբևեռային անցումը թույլատրելի է, և անցման M_{2s1s} մատրիցական տարրը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

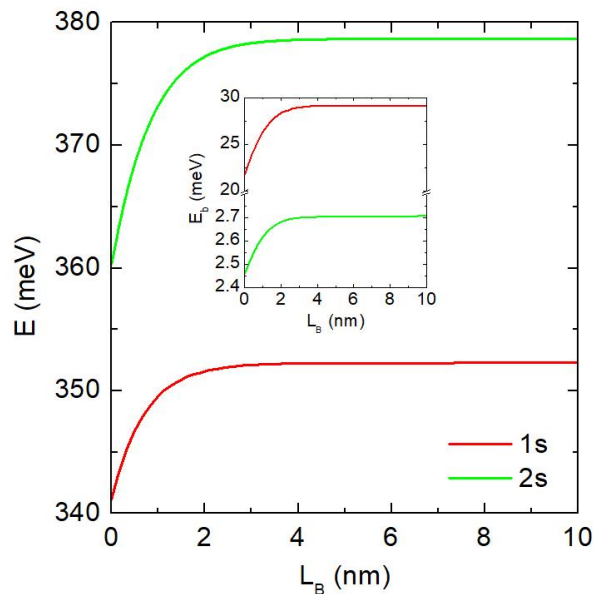
$$M_{2s1s} = \langle \Psi_{2s}(\rho, z, \lambda_{2s}) | e\rho \cos\varphi | \Psi_{1s}(\rho, z, \lambda_{1s}) \rangle: \quad (5.12)$$

Ստորև ներկայացված են խառնուկային վիճակների էներգիաների թվային հաշվարկները, որոնք կատարվել են համակարգի չափերի հետևյալ արժեքների դեպքում.

$$r_1^{\text{in}} = 20 \text{ նմ}, \quad L_A = 10 \text{ նմ} \text{ և } H = 4 \text{ նմ}:$$

Հայտնի է, որ 1s- և 2s- վիճակների էներգիաներն էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիայի և համապատասխան խառնուկային վիճակի կապի էներգիայի տարբերություն են՝ $E_{1s} = E_0 - E_{\lambda_{1s}}^b$, $E_{2s} = E_0 - E_{\lambda_{2s}}^b$: Սա նշանակում է, որ E_{1s} և E_{2s} էներգիաների՝ համակարգի պարամետրերից կախումները տարբերվում են նույն պարամետրերից կապի էներգիաների տարբեր կախումների հետևանքով, ուստի 5.10-5.14 նկարներում, խառնուկային վիճակների էներգիաներից բացի, պատկերված են նաև կապի էներգիաների կախումները:

Նկ.5.10-ում պատկերված են խառնուկային 1s- և 2s- վիճակների էներգիաների կախումներն արգելքի տիրույթի L_B լայնությունից, իսկ ներդիրում տրված են նույն

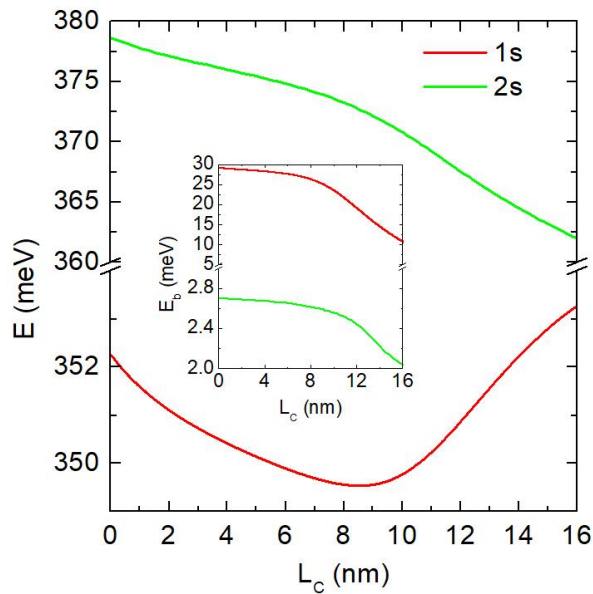


Նկ. 5.10 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների էներգիաների կախումներն արգելքի տիրույթի L_B լայնությունից ($P=0$, $x=0,3$, $L_C=8$ նմ, $\rho_i=25$ նմ, $z_i=0$): Ներդիրում տրված են 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների կապի էներգիաների կախումներն L_B -ից:

վիճակների կապի էներգիաների կախումները L_B -ից: E_{1s} էներգիայի կախումը L_B -ից ունի նույն տեսքը, ինչ որ էլեկտրոնի (առանց խառնուկի) հիմնական վիճակի E_0 էներգիան, որը տվյալ դեպքում սկզբում աճում է, այնուհետև, կրկնակի Φ -ում հիմնական վիճակի էներգիայի՝ արգելքի լայնությունից կախման նման, մնում գրեթե հաստատուն: Ակնհայտ է նաև, որ E_{1s} և E_{2s} էներգիաները և կապի էներգիաներն L_B -ից կախված փոփոխվում են գրեթե նույն կերպ: Սակայն անհրաժեշտ է նշել, որ գրգռված վիճակի վրա L_B -ի փոփոխության ազդեցությունն ավելի թույլ է, քան հիմնական վիճակի վրա, որը հիմնական վիճակում էլեկտրոնի ավելի ուժեղ տեղայնացման հետևանք է:

Նկ.5.11-ում պատկերված են խառնուկային 1s- և 2s- վիճակների էներգիաների կախումներն արտաքին օղակի L_C լայնությունից, իսկ ներդիրում՝ նույն վիճակների կապի էներգիաների կախումներն L_C -ից: Նկարից երևում է, որ 1s- վիճակի էներգիան, կախված L_C -ից, նախ նվազում է մինչև $L_C=9$ նմ արժեքը, այնուհետև՝ աճում, իսկ գրգռված 2s- վիճակի էներգիան L_C -ի փոփոխման ամբողջ տիրույթում նվազող ֆունկցիա է:

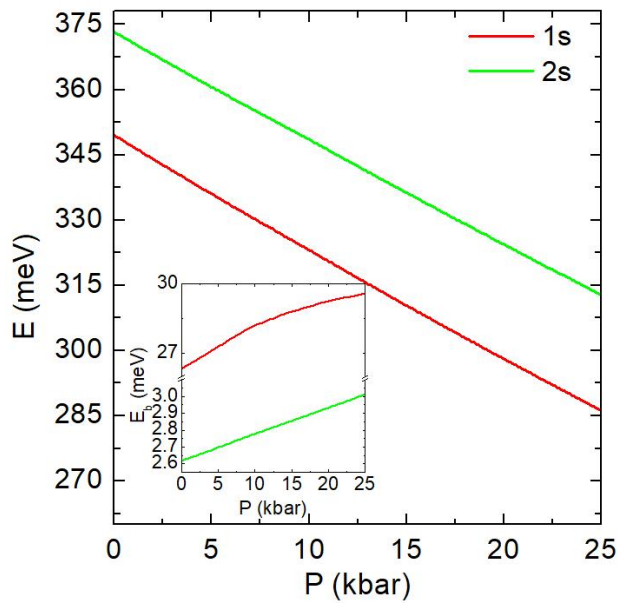
1s- և 2s- վիճակների էներգիաների վարքը կարելի է բացատրել հետևյալ կերպ:



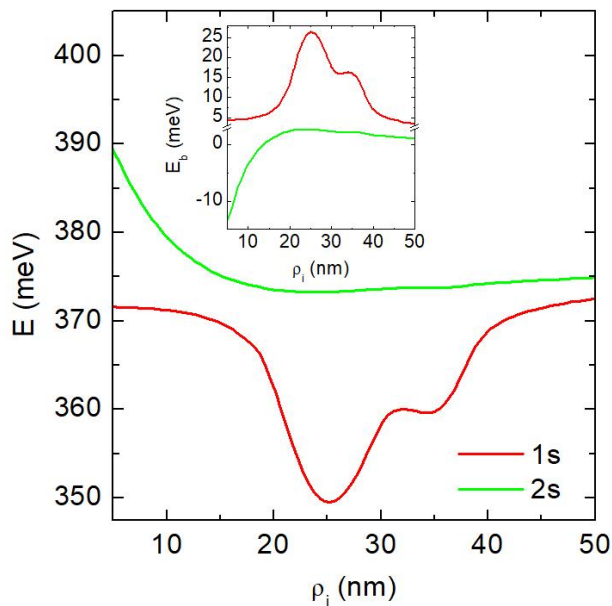
Նկ. 5.11 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների էներգիաների կախումներն արտաքին օղակի L_C լայնությունից ($P=0$, $x=0,3$, $L_B=1$ նմ, $\rho_i=25$ նմ, $z_i=0$): Ներդիրում տրված են 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների կապի էներգիաների կախումներն L_C -ից:

Դիտարկված $L_B=1$ նմ դեպքում կա ներքին օղակից դեպի արտաքին օղակ թունելավորման զգալի հավանականություն, իսկ արտաքին օղակի L_C լայնության մեծացումը հանգեցնում է տեղայնացման տիրույթի մեծացման, հետևաբար՝ E_0 -ն պետք է նվազի L_C -ի փոփոխման ամբողջ տիրույթում: Ներդիրում պատկերված կապի էներգիան սկզբում գրեթե չի զգում L_C -ի փոփոխման ազդեցությունը, սակայն հետո նվազում է ավելի արագ, քանի որ L_C -ի մեծ արժեքների դեպքում էլեկտրոնային ամպը շեղվում է դեպի արտաքին օղակ: Այս երևույթների հետեանքը 1s- վիճակի էներգիայի դրսևորված վարքն է, որի համաձայն՝ L_C -ի մեծ արժեքների դեպքում էլեկտրոն-խառնուկ փոխազդեցության թուլացումը հանգեցնում է E_{1s} էներգիայի աճի: Նշենք նաև, որ L_C -ի փոփոխման ազդեցությունը 2s վիճակի կապի էներգիայի վրա ավելի թույլ է, ուստի E_{2s} -ը L_C -ից կախված փոխվում է նույն կերպ, ինչպես խառնուկի բացակայությամբ:

1s- և 2s- խառնուկային վիճակների էներգիաների և նույն վիճակների կապի էներգիաների կախումները ճնշումից ներկայացված են նկ. 5.12-ում: Նկարներից ակնհայտ է, որ E_{1s} և E_{2s} էներգիաները նվազումը, որի պատճառը 1s- և 2s- կապի էներգիաների աճն է և ճնշումից կախված E_0 էներգիայի նվազումը: Նորից կարելի է

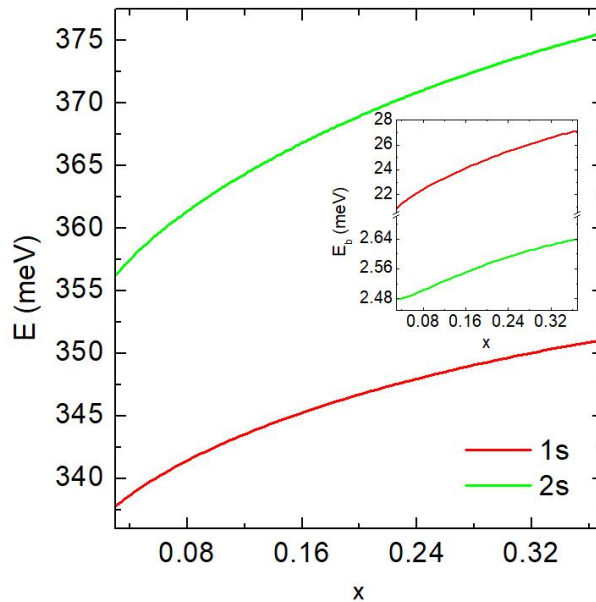


Նկ. 5.12 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների էներգիաների կախումները հիդրոստատիկ ճնշումից ($x=0,3$, $L_B=1$ նմ, $L_C=8$ նմ, $\rho_i=25$ նմ, $z_i=0$): Ներդիրում տրված են 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների կապի էներգիաների կախումները հիդրոստատիկ ճնշումից:



Նկ. 5.13 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների էներգիաների կախումները խառնուկի ρ_i դիրքից ($P=0$, $x=0,3$, $L_B=1$ նմ, $L_C=8$ նմ, $z_i=0$): Ներդիրում տրված են 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների կապի էներգիաների կախումները ρ_i -ից:

փաստել, որ փոփոխվող պարամետրի (տվյալ դեպքում ճնշման) ազդեցությունը հիմնական վիճակի կապի էներգիայի վրա ավելի ուժեղ է, քան գրգռված վիճակի կապի էներգիայի վրա: Ներդիրից ակնհայտ է, որ 1s- վիճակի կապի էներգիայի աճի արագությունը Γ - և X -մինիմումների հատման հետևանքով փոփոխվում է, իսկ 2s



Նկ. 5.14. 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների էներգիաների կախումներն այլումինի x կոնցենտրացիայից ($P=0$, $L_B=1$ նմ, $L_C=8$ նմ, $\rho_i=25$ նմ, $z_i=0$): Ներդիրում տրված են 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների կապի էներգիաների կախումներն x -ից:

վիճակի կապի էներգիան մոնոտոն աճում է: Կապի էներգիաների այսպիսի վարքը պայմանավորված է նրանով, որ ճնշման ազդեցությունն ավելի զգալի է հիմնական՝ ավելի ուժեղ տեղայնացված վիճակի կապի էներգիայի վրա:

Նկ. 5.13-ում պատկերված են խառնուկային 1s- և 2s- վիճակների էներգիաների և նույն վիճակների կապի էներգիաների կախումները խառնուկի ρ_i դիրքից, երբ $z_i=0$: Քանի որ E_0 -ն ρ_i -ից կախված չէ, ապա 1s- և 2s- վիճակների էներգիաների կախումները ձևավորվում են միայն նույն վիճակների կապի էներգիաների՝ ρ_i -ից կախման շնորհիվ: Ակնհայտ է, որ 1s- հիմնական խառնուկային վիճակի էներգիան ավելի ուժեղ է կախված խառնուկի դիրքից, քան գրգռված վիճակինը, որի կապի էներգիան ρ_i -ի փոփոխման որոշակի տիրույթում ընդունում է նաև բացասական արժեքներ: Վերջինս հետևանքն է այն բանի, որ էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիական մակարդակն ավելի ցածր է, քան խառնուկային 2s- վիճակինը:

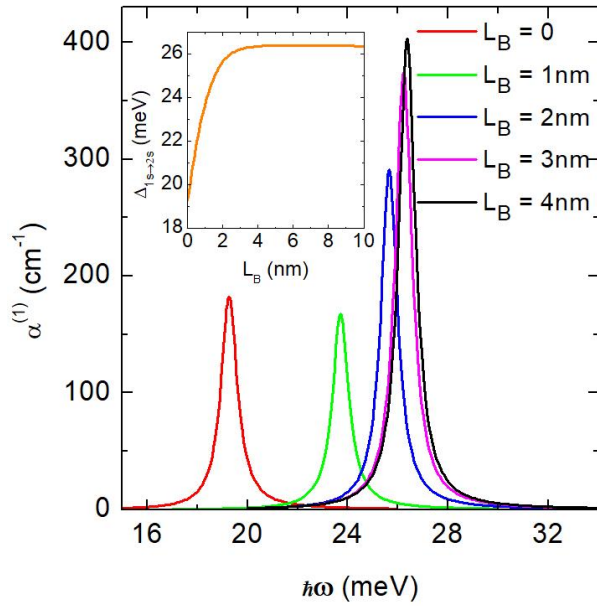
Նկ.5.14-ում պատկերված են այլումինի x կոնցենտրացիայից 1s- և 2s- խառնուկային վիճակների էներգիաների և նույն վիճակների կապի էներգիաների կախումները: Դրանք x -ից կախված աճող ֆունկցիաներ են, քանի որ էլեկտրոնի հիմնական վիճակի E_0 էներգիան x -ից կախված աճում է: 1s- և 2s- վիճակների կապի էներգիաները

Աղյուսակ 5

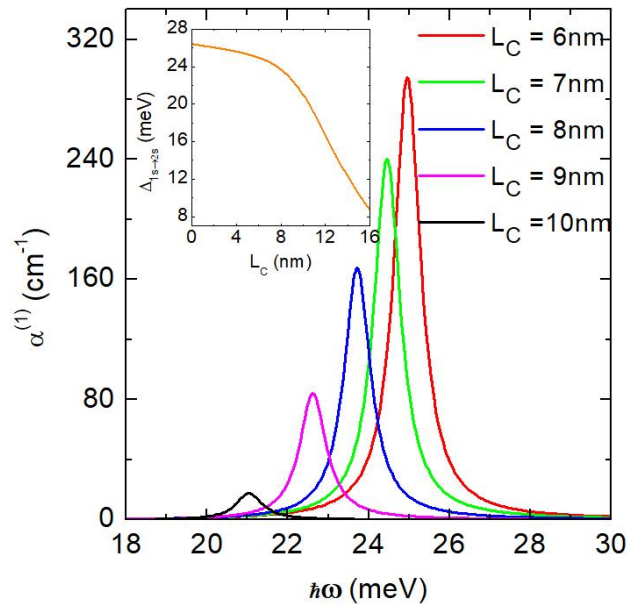
P (կբար)	x	L_B (նմ)	L_C (նմ)	ρ_i (նմ)	$ M_{2s1s}/e $ (նմ)
0	0,3	0	8	25	0,7
0	0,3	1	8	25	0,605
0	0,3	2	8	25	0,766
0	0,3	3	8	25	0,86
0	0,3	4	8	25	0,89
0	0,3	1	6	25	0,782
0	0,3	1	7	25	0,714
0	0,3	1	8	25	0,605
0	0,3	1	9	25	0,439
0	0,3	1	10	25	0,208
0	0,3	1	8	25	0,605
8.37	0,3	1	8	25	0,505
15	0,3	1	8	25	0,423
20	0,3	1	8	25	0,36
25	0,3	1	8	25	0,297
0	0,3	1	8	25	0,605
0	0,3	1	8	30.5	0,162
0	0,3	1	8	35	0,102
0	0,03	1	8	25	0,619
0	0,05	1	8	25	0,588
0	0,1	1	8	25	0,563
0	0.2	1	8	25	0.567
0	0.3	1	8	25	0.605

կոնցենտրացիայից կախված նույնպես աճում են, որով պայմանավորված՝ նույն վիճակների խառնուկային էներգիաները նվազում են: Սակայն E_{1s} -ում և E_{2s} -ում էլեկտրոն-խառնուկ փոխազդեցությամբ պայմանավորված ներդրումն այնքան մեծ չէ, որ հանգեցնի խառնուկի առկայության պայմաններում էներգիաների վարքի (աճի) փոփոխության:

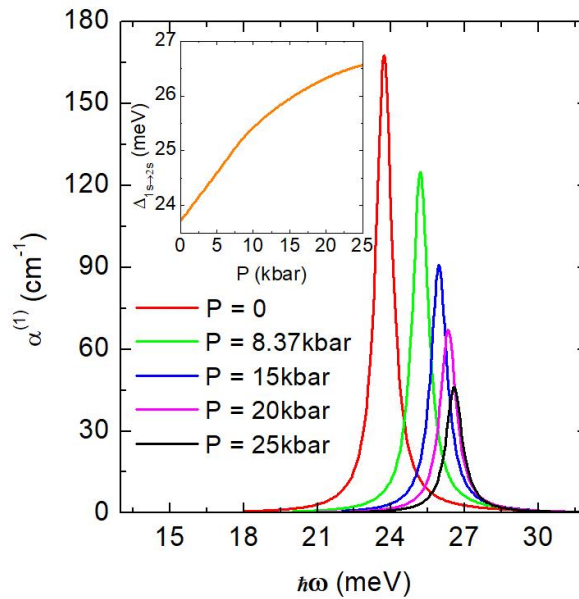
Ստորև ներկայացված են խառնուկային 1s- և 2s- վիճակների միջև օպտիկական անցումներով պայմանավորված գծային կլանման գործակցի համար ստացված



Նկ.5.15 Գծային կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից արգելի տիրույթի L_B լայնության տարբեր արժեքների դեպքում ($P=0$, $x=0,3$, $L_C=8$ նմ, $\rho_i=25$ ն, $z_i=0$): Ներդիրում տրված է խառնուկային 1s- վիճակից 2s- վիճակ անցման շեմային էներգիայի կախումը L_B -ից:



Նկ.5.16 Գծային կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից արտաքին օղակի L_C լայնության տարբեր արժեքների դեպքում ($P=0$, $x=0,3$, $L_B=1$ նմ, $\rho_i=25$ նմ, $z_i=0$): Ներդիրում տրված է խառնուկային 1s- վիճակից 2s- վիճակ անցման շեմային էներգիայի կախումը L_C -ից:

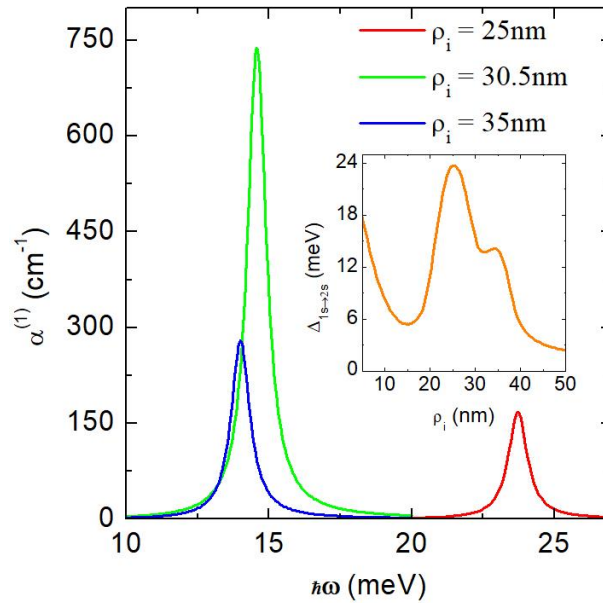


Նկ.5.17 Գծային կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից ճնշման տարբեր արժեքների դեպքում ($x=0,3$, $L_B=1$ նմ, $L_C=8$ նմ, $\rho_i=25$ նմ, $z_i=0$): Ներդիրում տրված է խառնուկային 1s- վիճակից 2s- վիճակ անցման շեմային էներգիայի կախումը ճնշումից:

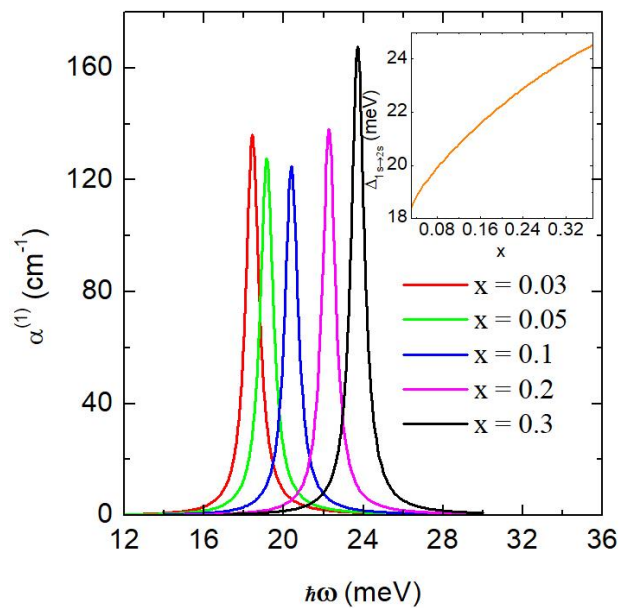
արդյունքները: Նկարներում տրված ներդիրներում պատկերված են նաև այդ վիճակների միջև անցման շեմային էներգիայի կախումները: Կլանման գործակցի կորերի ավելի հստակ բացատրության համար 5-րդ աղյուսակում ներկայացված են M_{2s1s} մատրիցական տարրի արժեքները 5.15–5.19 նկարներում ներկայացված դեպքերում:

Նկ.5.15-ում պատկերված է գծային կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից արգելքի տիրույթի L_B լայնության տարբեր արժեքների դեպքում: Ակնհայտ է, որ L_B -ի մեծացման հետ մեկտեղ դիտվում է կլանման սպեկտրի «կապույտ» շեղում՝ շեմային էներգիայի՝ ներդիրում պատկերված վարքին համապատասխան: Բացի դրանից, մատրիցական տարրի փոփոխության ազդեցությունը հանգեցնում է L_B -ի փոփոխման սկզբում կլանման թուլացման, իսկ L_B -ի հետագա մեծացման դեպքում՝ ավելի ուժեղ կլանման:

Նկ. 5.16-ում ներկայացված է կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից արտաքին օղակի L_C լայնության տարբեր արժեքների դեպքում: L_C -ից կախված շեմային էներգիայի աճի հետևանքով կլանման սպեկտրը շեղվում է դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ (կարմիր շեղում), ի տարբերություն նկ. 5.15-ում բերված



Նկ.5.18 Գծային կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից խառնուկի տարբեր դիրքերում: Արդյունքներն ստացվել են ($P=0$, $x=0,3$, $L_B=1$ նմ, $L_C=8$ նմ, $z_i=0$): Ներդիրում տրված է խառնուկային 1s- վիճակից 2s- վիճակ անցման շեմային էներգիայի կախումը ρ_i -ից:



Նկ. 5.19 Գծային կլանման գործակցի կախում ֆոտոնի էներգիայից ալյումինի կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների դեպքում ($P=0$, $L_B=1$ նմ, $L_C=8$ նմ, $\rho_i=25$ նմ, $z_i=0$): Ներդիրում տրված է խառնուկային 1s- վիճակից 2s- վիճակ անցման շեմային էներգիայի կախումը կոնցենտրացիայից:

արդյունքի: Նշենք նաև, որ L_C -ի աճի հետ մեկտեղ դիտվում է կլանման մոնոտոն թուլացում՝ պայմանավորված M_{2s1s} -ի փոքրացմամբ:

Ճնշման ազդեցությունը գծային կլանման գործակցի՝ ֆոտոնի էներգիայից կախման վրա ներկայացված է նկ. 5.17-ում: Ճնշման մեծացման հետևանքով դիտվում է կլանման սպեկտի կապույտ շեղում, ինչպես նաև կլանման թուլացում՝ պայմանավորված դիէլեկտրական թափանցելիության և M_{2s1s} մատրիցական տարրի փոփոխությունների համատեղ ազդեցությամբ: Առկա է նաև շեմային էներգիայի աճի արագության նվազում $P_1 = 8,37$ կբար արժեքից հետո, որը պայմանավորված է ճնշման այդ արժեքի դեպքում Γ - և X -միներմումների հատումով:

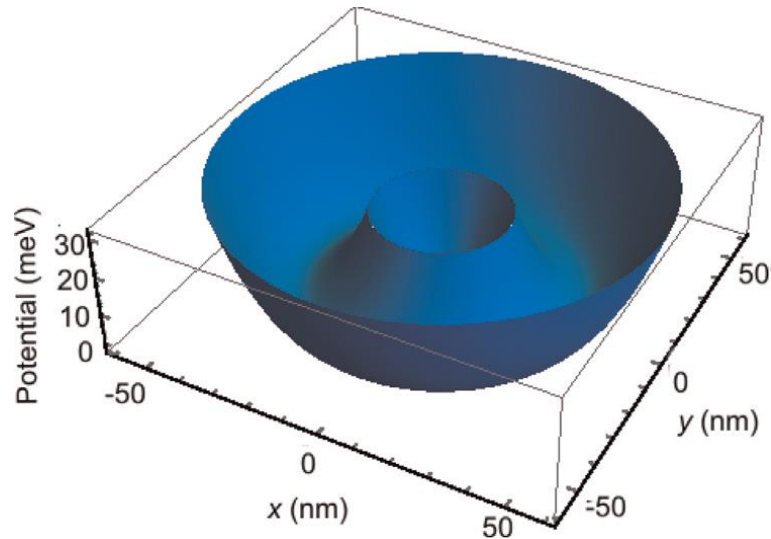
Նկ. 5.18-ում ներկայացված է գծային կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից խառնուկի տարբեր դիրքերում: Դիտարկված են խառնուկի երեք տարբեր դիրքեր՝ $\rho_i = 25$ նմ, $\rho_i = 30,5$ նմ և $\rho_i = 35$ նմ: Խառնուկի նշված դիրքերի համար կլանման սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում, թեև ներդիրում՝ շեմային էներգիայի՝ ρ_i -ից կախման կորից երևում է, որ կլանման սպեկտրը ρ_i -ից կախված ավելի բարդ տեսք ունի. մասնավորապես, առկա են շեղումներ նաև դեպի մեծ էներգիաների տիրույթ:

Վերջապես, նկ.5.19-ում պատկերված է գծային կլանման գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից այլումինի կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների դեպքում: Կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում, և հստակ երևում են կլանման թուլացման և ուժեղացման տիրույթները: Այս երևույթները նույնպես պայմանավորված են շեմային էներգիայի և M_{2s1s} մատրիցական տարրի փոփոխություններով:

§5.3 Էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը «քվանտային կետ-օղակ» կառուցվածքում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք GaAs «քվանտային կետ-օղակ» համակարգում էլեկտրոնային վիճակների միջև օպտիկական անցումներով պայմանավորված կլանումը և պարզենք կլանման գործակցի վրա համակարգի կենտրոնում ($\rho_i = 0$) տեղադրված դոնորային խառնուկի, լայնական էլեկտրական դաշտի, ինչպես նաև սահմանափակող պոտենցիալի պարամետրերի ազդեցությունը:

Արդյունաբար զանգվածի մոտավորությամբ դոնորային խառնուկ պարունակող



Նկ.5.20 «Քվանտային կետ-ողակ» համակարգի սահմանափակող պոտենցիալի սխեմատիկ պատկերը ($\hbar\omega_d = \hbar\omega_r = 12$ մէՎ, $V_0 = 0$, $d = 10$ նմ)

«քվանտային կետ-ողակ» համակարգում էլեկտրոնի համիլտոնիանն արտաքին էլեկտրական դաշտի առկայությամբ ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\rho) - eF\rho \cos\varphi - \frac{Ze^2}{\varepsilon\rho}, \quad (5.13)$$

որտեղ m -ն էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածն է ($m = 0,067m_0$), e -ն՝ էլեկտրոնի լիցքը, $\varepsilon = 12,9$ -ը՝ GaAs «քվանտային կետ-ողակ» համակարգի դիէլեկտրական հաստատունը, $V(\rho)$ -ն սահմանափակող պոտենցիալը, որը տրվում է հետևյալ բանաձևով [210,212]՝

$$V(\rho) = \min \left[\frac{m\omega_d^2 \rho^2}{2} + V_0, \frac{m\omega_r^2 (\rho - R)^2}{2} \right], \quad (5.14)$$

որտեղ $\hbar\omega_d$ -ն Քկ-ի, իսկ $\hbar\omega_r$ -ը՝ ՔՕ-ի սահմանափակող պոտենցիալների բնութագրական էներգիաներն են: $Z=1$ նշանակում է համակարգում խառնուկի առկայություն, իսկ $Z=0$ դեպքում խառնուկը բացակայում է: ՔՕ-ի R շառավիղը որոշվում է ՔԿ-ի և ՔՕ-ի տատանակային երկարությունների և արգելքի d լայնության գումարով՝

$$R = l_d + l_r + d, \quad l_d = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega_d}}, \quad l_r = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega_r}}: \quad (5.15)$$

(5.14) արտահայտության մեջ V_0 -ն ՔՕ-ի պոտենցիալի հատակի նկատմամբ ՔԿ-ի պոտենցիալի խորությունն է: Նկ.5.20-ում պատկերված է սահմանափակող պոտենցիալի տեսքը պարամետրերի հետևյալ արժեքների համար. $\hbar\omega_d = \hbar\omega_r = 12$ մէՎ, $V_0 = 0$ և $d = 10$ նմ:

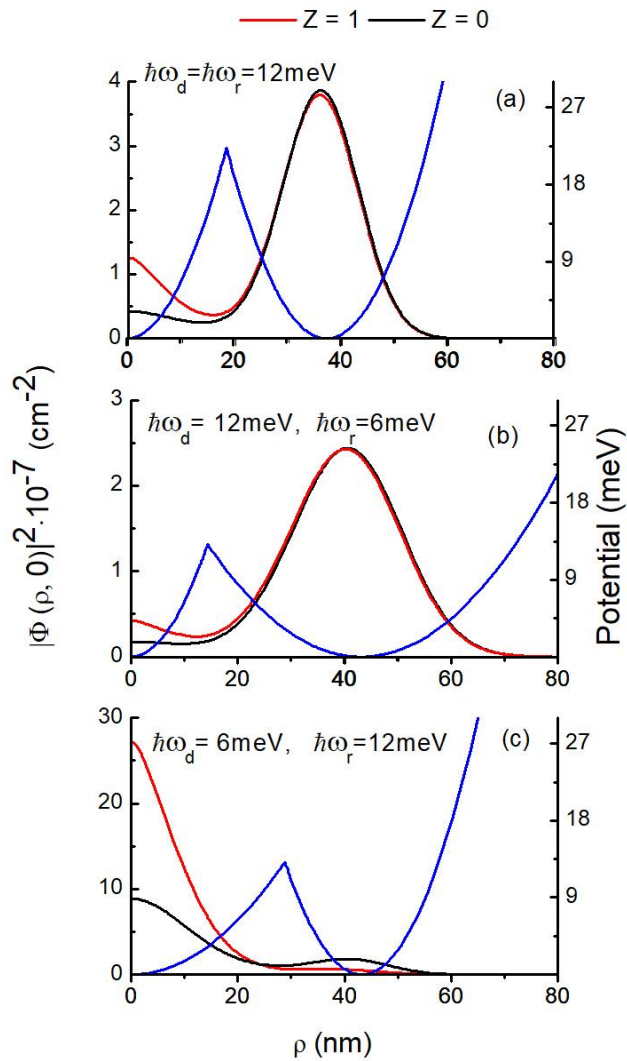
(5.13) համիլտոնիանի սեփական ֆունկցիաները կարելի է ներկայացնել անվերջ խորը պոտենցիալով երկչափ գլանային ՔԿ-ում մեկ էլեկտրոնի

$$\Phi(\rho, \varphi) = e^{i\ell\varphi} A_l J_l(\beta_0 \rho) \quad (5.16)$$

ալիքային ֆունկցիաների գծային համակցության տեսքով, որտեղ $\beta_0 = \sqrt{2mE_{nl}}/\hbar$, E_{nl} -ը էներգիան է: Էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաները և էներգիաները ՔՕ-ում էլեկտրական դաշտի և կենտրոնում տեղադրված խառնուկի առկայությամբ որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման եղանակով:

Լույսի ներգոտիական կլանման գործակիցն ուսումնասիրելու համար կօգտվենք (4.29) արտահայտությունից ($P=0$ դեպքում): Թվային հաշվարկներում համակարգի նորմավորված ծավալի համար օգտագործվել է $V = 64,8 \cdot 10^{-18}$ սմ³ արժեքը [217].

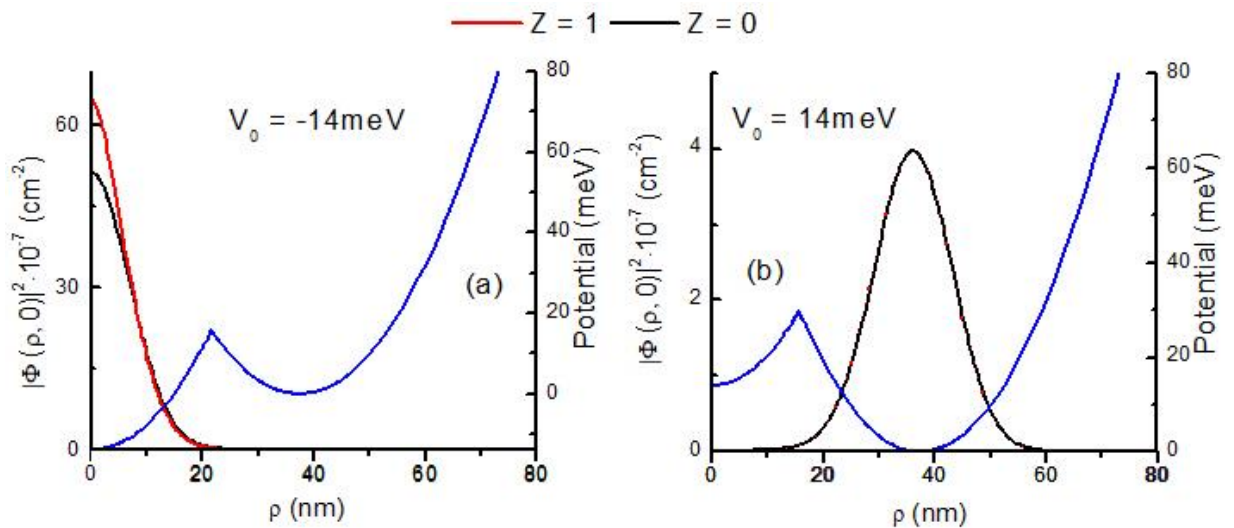
Նկ.5.21-ում պատկերված է էլեկտրոնի հիմնական վիճակի հավանականության խտության կախումը շառավղային կոորդինատից խառնուկով (կարմիր գիծ) և առանց խառնուկի (սև գիծ) դեպքերում: Դիտարկվել են ՔԿ-ի և ՔՕ-ի սահմանափակման էներգիաների տարբեր արժեքներ: Թվային հաշվարկներն իրականացվել են $V_0 = 0$, $d = 10$ նմ և $F = 0$ արժեքների համար: Նկ.5.21.(a)-ն համապատասխանում է այն դեպքին, երբ $\hbar\omega_d = \hbar\omega_r = 12$ մէՎ և $l_d = l_r = 13,77$ նմ: Նկարից երևում է, որ ինչպես $Z = 1$, այնպես էլ $Z = 0$ դեպքում հավանականության խտության առավելագույն արժեքն օղակում է: Դա նշանակում է, որ այս դեպքում էլեկտրոնը հիմնական վիճակում գրեթե ամբողջությամբ տեղայնացված է օղակում: Նկ.5.21(a)-ից երևում է, որ խառնուկի առկայությունը հանգեցնում է ՔԿ-ում էլեկտրոնի հավանականության խտության մեծացման, որը պայմանավորված է կետի տիրույթում տեղայնացման մեծացմամբ: Մյուս կողմից, ՔՕ-ի տիրույթում խառնուկի ազդեցությունը հավանականության խտության վրա թույլ է, որը բացատրվում է էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորության մեծ արժեքով (կարմիր և սև գծերը ՔՕ-ի տիրույթում համարյա համընկնում են): Նշենք, որ պոտենցիալի սահմանափակման էներգիան փոքրացնելիս տատանակային երկարությունը մեծանում է, ընդ որում $\hbar\omega_r = 6$ մէՎ դեպքում $l_r = 19,77$ նմ: Նշանակում է՝ օղակի տիրույթում հիմնական վիճակում էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթը մեծանում է (նկ.5.21.(b)): Բացի այդ, $\hbar\omega_d = 6$ մէՎ և $\hbar\omega_r = 12$ մէՎ դեպքում հավանականության



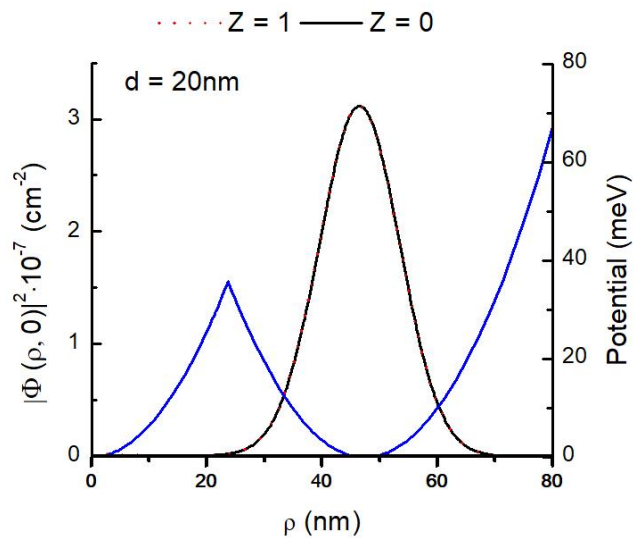
Նկ.5.21 Էլեկտրոնի հիմնական վիճակի հավանականության խտության կախումը շառավղային կոորդինատից խառնուկի առկայությամբ (կարմիր գիծ) և առանց խառնուկի (սև գիծ) ՔԿ-ի և ՔՕ-ի սահմանափակման էներգիաների տարբեր արժեքների համար: Կապույտ գիծը ցույց է տալիս սահմանափակող պոտենցիալը (աջ առանցք) ($V_0 = 0$, $d = 10$ նմ, $F = 0$):

խտության առավելագույն արժեքը ՔԿ-ի տիրույթում է (տես նկ.5.21.(c)), այսինքն՝ էլեկտրոնը գրեթե լրիվ տեղայնացված է ՔԿ-ի տիրույթում: Համեմատելով նկ.5.21.(c)-ն (a)-ի ու (b)-ի հետ՝ կարելի է տեսնել, որ խառնուկի ազդեցությունը հավանականության խտության վրա մեծ է ՔԿ-ում տեղայնացման դեպքում, որը պայմանավորված է էլեկտրոն-խառնուկ փոքր հեռավորությամբ:

ՔԿ-ի սահմանափակման V_0 էներգիայի ազդեցությունն էլեկտրոնի հիմնական վիճակի հավանականության խտության վրա պատկերված է նկ.5.22-ում: Արդյունքները ստացվել են $\hbar\omega_d = \hbar\omega_r = 12$ մԷՎ, $d = 10$ նմ և $F = 0$ արժեքների համար: Ինչպես երևում է նկ.5.22.(a)-ից, խորը պոտենցիալի դեպքում ($V_0 = -14$ մԷՎ) հիմնական վիճակում



Նկ. 5.22 Էլեկտրոնի հիմնական վիճակի հավանականության խտության կախումը շառավղային կոորդինատից խառնուկի առկայությամբ (կարմիր գիծ) և առանց խառնուկի (սև գիծ) ՔԿ-ի պոտենցիալի խորության տարբեր արժեքների համար: Կապույտ գիծը ցույց է տալիս սահմանափակող պոտենցիալը (աջ առանցք) ($\hbar\omega_d = \hbar\omega_r = 12$ մէՎ, $d = 10$ նմ, $F = 0$):



Նկ. 5.23 Էլեկտրոնի հիմնական վիճակի հավանականության խտության կախումը շառավղային կոորդինատից խառնուկի առկայությամբ (կարմիր գիծ) և առանց խառնուկի (սև գիծ): Կապույտ գիծը ցույց է տալիս սահմանափակող պոտենցիալը (աջ առանցք) ($\hbar\omega_d = \hbar\omega_r = 12$ մէՎ, $d = 20$ նմ, $F = 0$, $V_0 = 0$):

Էլեկտրոնը գրեթե ամբողջությամբ տեղայնացված է ՔԿ-ի տիրույթում, որը հետևանք է ՔՕ-ի տիրույթից ՔԿ էլեկտրոնի թունելային անցման: $V_0 = 14$ մէՎ դեպքում էլեկտրոնն ամբողջությամբ տեղայնացված է ՔՕ-ի տիրույթում, որը հետևանք է պոտենցիալի խորության մեծացմանը զուգընթաց ՔԿ-ի տիրույթում հավանականության խտության

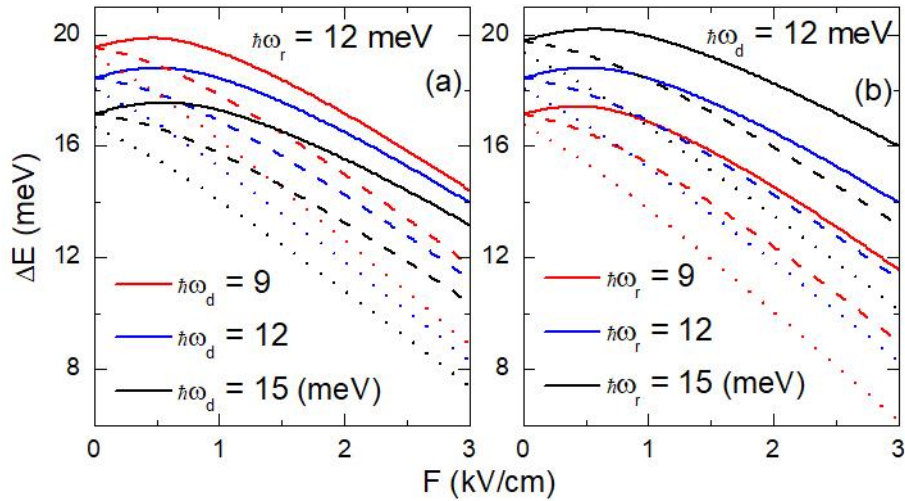
փոքրացման: Նկ.5.22.(a)-ի և (b)-ի համեմատությունից կրկին պարզ է դառնում, որ խառնուկի ազդեցությունն ավելի ուժեղ է ՔԿ-ում տեղայնացման դեպքում:

Անհրաժեշտ է նշել, որ վերը դիտարկված տեղայնացման «տեսակն» էապես կախված է արգելքի d լայնությունից [212], որի վկայությունը նկ.5.23-ում պարամետրերի $d = 20$ նմ, $\hbar\omega_d = \hbar\omega_r = 12$ մէՎ, $V_0 = 0$ և $F = 0$ արժեքների համար պատկերված հիմնական վիճակի հավանականության խտության վարքն է: Այս դեպքում դիտվել է էլեկտրոնի թունելային անցում ՔԿ-ից ՔՕ, որի հետևանքով ստացվում է ամբողջությամբ ՔՕ-ում տեղայնացված վիճակ, ուստի խառնուկի ազդեցությունը հավանականության խտության վրա գրեթե բացակայում է:

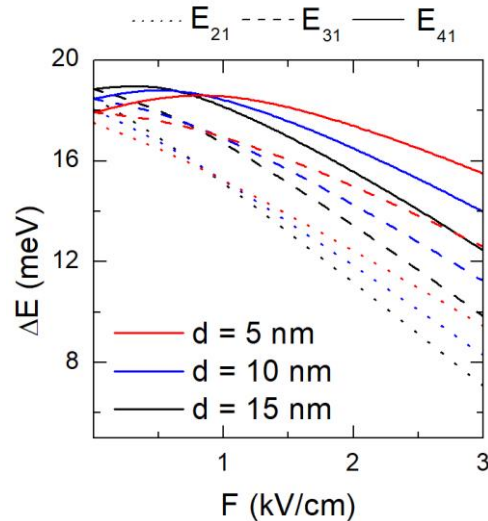
Հայտնի է, որ լույսի ներգոտիական կլանման հատկություններն էապես կախված են էլեկտրոնի սկզբնական և վերջնական վիճակների համաչափությունից, ինչպես նաև ընկնող լույսի բևեռացման վեկտորի ուղղությունից: Այդ նպատակով անհրաժեշտ է պարզել, թե ինչպես են փոխվում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաները դոնորային խառնուկի և x առանցքի երկայնքով ուղղված էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ, որը վերացնում է խնդրի համաչափությունը, սակայն ըստ y փոփոխականի մտցնում է որոշակի զույգություն. $\Phi_{1,2,4}(x, -y) = \Phi_{1,2,4}(x, y)$, $\Phi_3(x, -y) = -\Phi_3(x, y)$ (պարզության համար ալիքային ֆունկցիաները ներկայացվել են դեկարտյան կոորդինատներով):

Նկ.5.24-ում պատկերված է հիմնական $N=1$ վիճակից $N=2,3,4$ գրգռված վիճակներ անցումների (N -ն ըստ էներգիաների դասավորված մակարդակների համարն է աճման կարգով) շեմային էներգիաների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից, որոնք ստացվել են $d=10$ նմ և սահմանափակման էներգիաների տարբեր արժեքների համար: Երկու նկարներից էլ պարզ երևում է, որ $1 \rightarrow 3$ և $1 \rightarrow 4$ անցումներին համապատասխանող կորերը, ի տարբերություն $1 \rightarrow 2$ -ի, սկսվում են միևնույն կետից: Բանն այն է, որ $F=0$ դեպքում $N=1$ և $N=2$ վիճակներն ունեն $l=0$ ուղեծրային քվանտային թիվ և այլասերված չեն, մինչդեռ $N=3$ և $N=4$ վիճակները կրկնակի այլասերված են, և $l \neq 0$: Էլեկտրական դաշտը վերացնում է այդ այլասերումը:

Նշենք, որ գրգռված վիճակների համեմատությամբ հիմնական վիճակում ավելի ուժեղ է արտահայտվում խառնուկի առկայությունը: Էլեկտրոնի ուժեղ տեղայնացման հետևանքով, հիմնական վիճակի էներգիայի վրա արտաքին էլեկտրական դաշտի ազ-

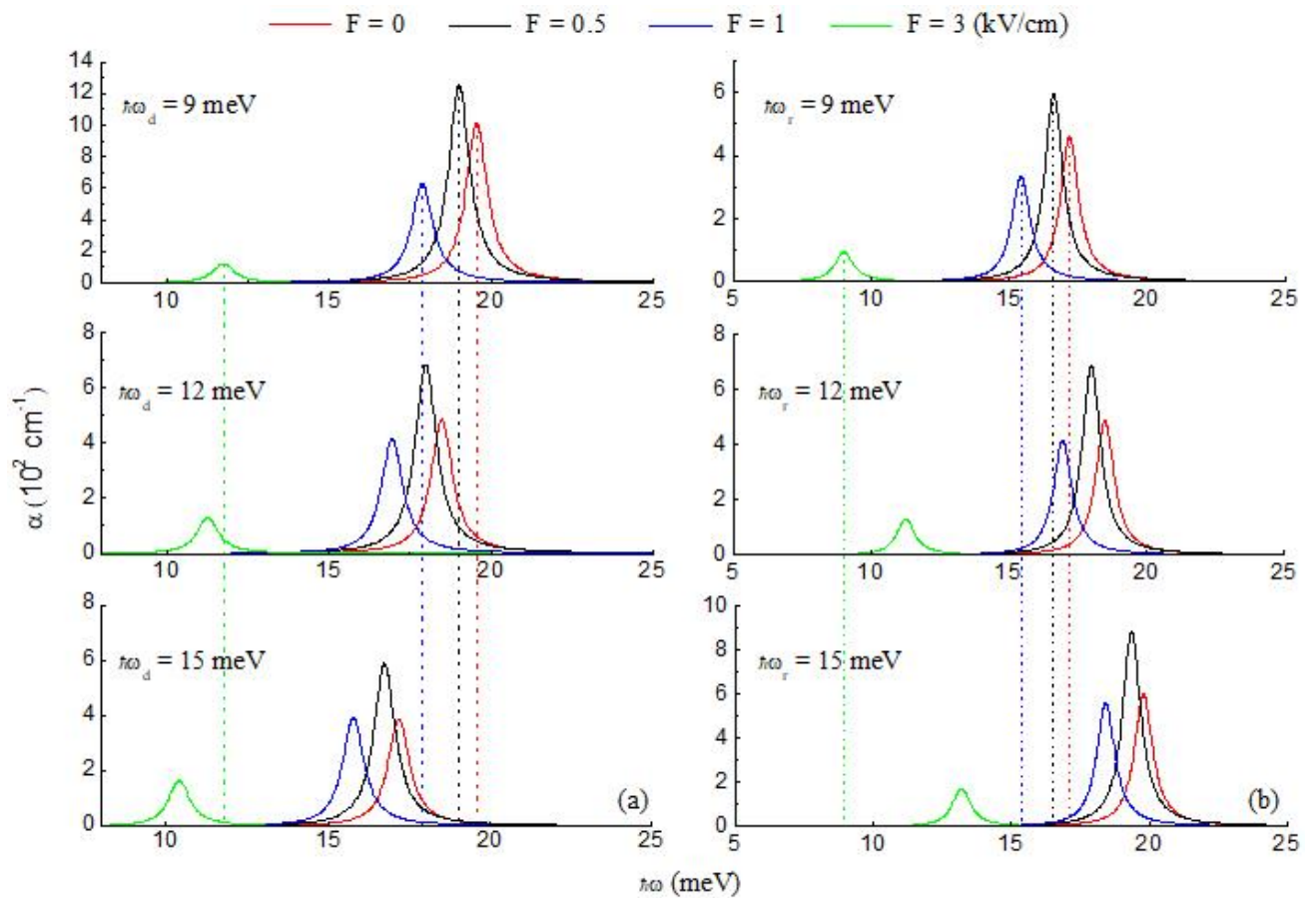


Նկ.5.24 $N=1$ վիճակից $N=2,3,4$ վիճակներ անցումներով պայմանավորված շեմային էներգիաների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ՔԿ-ի և ՔՕ-ի սահմանափակման էներգիաների տարբեր արժեքների համար ($d=10$ նմ):



Նկ.5.25 $N=1$ վիճակից $N=2,3,4$ վիճակներ անցումներով պայմանավորված շեմային էներգիաների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից d արգելքի լայնության տարբեր արժեքների համար ($\hbar\omega_d = \hbar\omega_r = 12$ մէՎ):

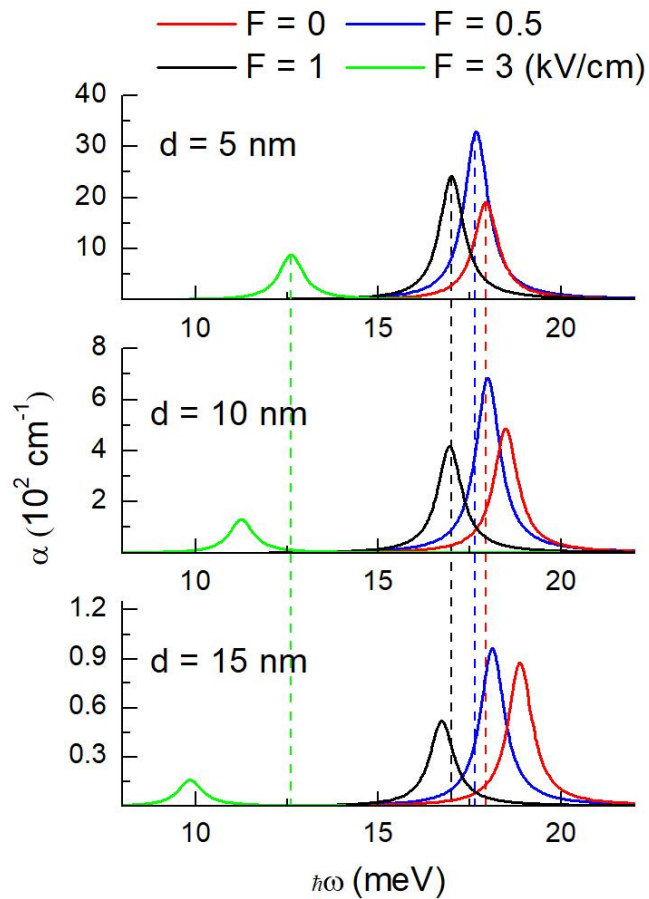
դեցությունը բավականաչափ թույլ է, հետևաբար՝ շեմային էներգիայի փոփոխությունը հիմնականում պայմանավորված է գրգռված վիճակների էներգիաների փոփոխությամբ: Էլեկտրական դաշտն առավելապես ազդում է $N=2$ վիճակի էներգիայի վրա, ուստի առավելագույն փոփոխություն դրսևորում է ΔE_{21} -ը: Շեմային էներգիաները, բացի ΔE_{41} -ից, էլեկտրական դաշտից կախված միայն նվազում են: $N=4$ վիճակի էներգիայի բարդ կախվածության հետևանքով ΔE_{41} -ը դրսևորում է նաև աճող վարք:



Նկ.5.26 Ներգոտիական կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից սահմանափակման էներգիաների և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների համար ($d = 10$ նմ):

Ուսումնասիրվել է նաև ՔԿ-ի և ՔՕ-ի սահմանափակման էներգիաների ազդեցությունը շեմային էներգիաների վրա: $\hbar\omega_d$ -ի աճը հանգեցնում է էներգիական մակարդակների աճի, որը պայմանավորված է ՔԿ-ի տիրույթում արդյունաբար պոտենցիալի խորության մեծացմամբ: Նշված ազդեցությունն ավելի ուժեղ է արտահայտվում հիմնական վիճակում: Էներգիական մակարդակների նման անհամաչափ աճի հետևանքով էլեկտրական դաշտի փոփոխման ամբողջ տիրույթում $\hbar\omega_d$ -ը մեծացնելիս շեմային էներգիաները նվազում են (նկ.5.24.(a)): $\hbar\omega_r$ -ը մեծացնելիս դիտվել է հակառակ երևույթը: Այս դեպքում ՔԿ-ը սահմանափակող պոտենցիալի խորությունը մեծանում է, իսկ արդյունաբար լայնությունը՝ մնում հաստատուն: Պոտենցիալի տեսքի նման ձևափոփոխության արդյունքում գրգռված վիճակների էներգիաներն ավելի արագ են աճում, քան հիմնական վիճակինը, ուստի $\hbar\omega_r$ -ը մեծացնելիս, էլեկտրական դաշտի փոփոխման ամբողջ տիրույթում, շեմային էներգիաներն աճում են (նկ.5.24.(b)):

Նկ.5.25-ում պատկերված է շեմային էներգիայի կախումն էլեկտրական դաշտի



Նկ. 5.27 Ներգոտիական կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից արգելքի լայնության և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների համար ($\hbar\omega_d = \hbar\omega_r = 12$ մէՎ):

լարվածությունից: Դիտարկվել են d -ի տարբեր արժեքներ, երբ $\hbar\omega_d = \hbar\omega_r = 12$ մէՎ: Ինչպես նկ.5.24-ում, այստեղ նույնպես միայն $1 \rightarrow 4$ անցման դեպքում դիտվում է էլեկտրական դաշտից կախված շեմային էներգիայի աճ, մինչդեռ ΔE_{21} -ը և ΔE_{31} -ը նվազում են: Կախված էլեկտրական դաշտի լարվածության փոփոխման տիրույթից, արգելքի լայնության փոփոխությունը կարող է հանգեցնել շեմային էներգիայի տարբեր փոփոխությունների: Դաշտի (0–1)կՎ/սմ տիրույթում d -ի աճը հանգեցնում է շեմային էներգիաների մեծացման, մինչդեռ մեծ արժեքների տիրույթում դիտվում է հակառակ երևույթը: Այս երևույթը պայմանավորված է սահմանափակող պոտենցիալի վրա արգելքի լայնության և պոտենցիալի ձևափոխման միաժամանակյա ազդեցությամբ:

Նկ.5.26-ում պատկերված է լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից ՔԿ-ի (նկ.5.26.(a) $\hbar\omega_r = 12$ մէՎ), ՔՕ-ի (նկ.5.26.(b) $\hbar\omega_d = 12$ մէՎ) սահմանափակման էներգիաների և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր

արժեքների դեպքում: Արդյունքները ներկայացված են d արգելքի լայնության սևեռված արժեքի դեպքում: Լույսի x - բևեռացման դեպքում թույլատրելի են $N=1$ -ից (զույգ վիճակ) $N=3$ (կենտ վիճակ) վիճակ անցումները: Ինչպես երևում է նկարից, $1 \rightarrow 3$ անցման ժամանակ էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում միայն կարմիր շեղման, մինչդեռ սահմանափակման էներգիաներից $\hbar\omega_d$ -ի մեծացումը հանգեցնում է կարմիր, իսկ $\hbar\omega_r$ -ի մեծացումը՝ կապույտ շեղումների: Կլանման գործակցի նշված վարքը պայմանավորված է համապատասխան շեմային էներգիաների վարքով (նկ.5.24):

Նկ.5.27-ում պատկերված է կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից արգելքի լայնության և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում: Կլանման սպեկտրում էլեկտրական դաշտի լարվածության $(0-1)$ կՎ/սմ տիրույթում դիտվել է կարմիր, իսկ $(1-3)$ կՎ/սմ տիրույթում՝ կապույտ շեղում: Վերջինս հետևանք է նկ.5.25-ում շեմային էներգիայի համապատասխան վարքի: Հարկ է նշել նաև, որ արգելքի լայնության մեծացումը հանգեցնում է կլանման մաքսիմումի զգալի փոքրացման:

§5.4 Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը «քվանտային կետ-օղակ» կառուցվածքում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք մագնիսական դաշտի ազդեցությունը «քվանտային կետ-օղակ» համակարգում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Ենթադրվում է, որ մագնիսական դաշտն ուղղահայաց է համակարգի հարթությանը, իսկ որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել դիտարկվել է կրկնակի պարաբոլական պոտենցիալը: Էլեկտրոնի համիլտոնիանը համակարգի կենտրոնում տեղադրված դոնորային խառնուկի առկայությամբ կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով

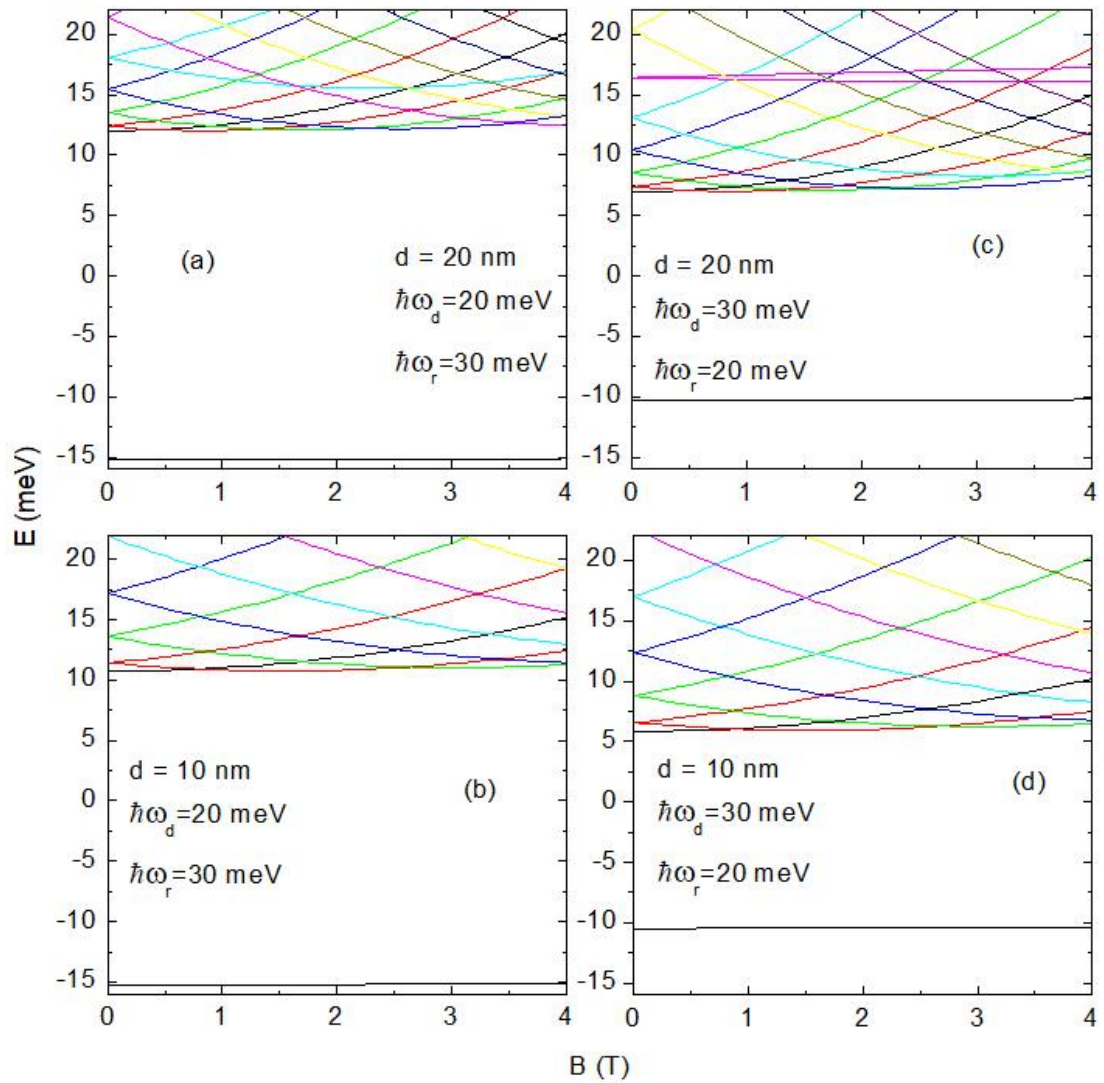
$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + V(\rho) - \frac{e^2}{\varepsilon \rho}, \quad (5.17)$$

որտեղ $\hat{\mathbf{p}}$ -ն էլեկտրոնի իմպուլսի օպերատորն է, ε -ը համակարգի դիէլեկտրական թափանցելիությունը, $\mathbf{A} = (-By/2, Bx/2, 0)$ ՝ մագնիսական դաշտի վեկտորական պոտենցիալը, B -ն՝ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան, $V(\rho)$ -ն՝ սահմանափակող պոտենցիալը, որը տրվում է (5.14) արտահայտությամբ:

Լույսի ներգոտիական կլանման գործակիցն ուսումնասիրելու համար կօգտվենք (4.29) արտահայտությունից ($P=0$ դեպքում): Թվային հաշվարկներում համակարգի նորմավորված ծավալի համար օգտագործվել է $V=64,8 \cdot 10^{-18}$ սմ³ արժեքը, $\Gamma=0,4$ մԷՎ, $m=0,067m_0$, $n_r=3,6$:

Էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել երկչափ, անվերջ խորը պոտենցիալային փոսում էլեկտրոնի $f_{nl}(\rho) = A J_l(k_{nl}\rho)$ ալիքային ֆունկցիաների գծային համակցության տեսքով ($k_{nl} = \sqrt{2mE_{nl}}/\hbar$), իսկ (5.17) համիլտոնիանի սեփական ֆունկցիան կորոշենք ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով:

Նկ.5.28-ում պատկերված է էլեկտրոնի էներգիական մակարդակների կախումը մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից: Դիտարկվել են սահմանափակման էներգիաների և արգելքի լայնության տարբեր արժեքներ, երբ $V_0=0$: Բոլոր նկարներում ((a)–(c)) առաջին սև գիծը համապատասխանում է հիմնական վիճակին, որը նկարագրվում է ($n=1, l=0$) քվանտային թվերով, որտեղ n -ը գլխավոր, իսկ l -ը՝ ուղեծրային քվանտային թիվն է: Երկրորդ սև գիծը համապատասխանում է $n=2, l=0$ վիճակին: Նշենք, որ էներգիական մակարդակների վրա մագնիսական դաշտի ազդեցությունն էապես կախված է «քվանտային կետ-օղակ» համակարգում էլեկտրոնի տեղայնացման «տեսակից»: Նկարից երևում է, որ հիմնական վիճակի էներգիան, B -ից կախված, գրեթե հաստատուն է: Էներգիայի այսպիսի վարքը կարելի է բացատրել այն հանգամանքով, որ դիտարկված պարամետրերի դեպքում էլեկտրոնը գրեթե ամբողջությամբ տեղայնացված է ՔԿ-ի տիրույթում և «պինդ» կապված է համակարգի կենտրոնում տեղադրված խառնուկին: Էլեկտրոնը գրգռված վիճակներում տեղայնացված է α' ՔԿ-ի և β' ՔՕ-ի տիրույթներում: Այդ պատճառով ի հայտ է գալիս Ահարոնով-Բոհմի երևույթը, որը բնորոշ է օղականման համակարգերին: Առանց դոնորային խառնուկի առկայության, այս համակարգում Ահարոնով-Բոհմի-ի տատանումների պարբերությունը գնահատվել է [210] աշխատանքում: Խառնուկի առկայությունը, լրացուցիչ կուլոնյան փոխազդեցության հետևանքով, վերացնում է տատանումների պարբերականությունը: Այդ լրացուցիչ փոխազդեցության շնորհիվ, մագնիսական դաշտն ուժեղացնելիս, էլեկտրոնի (հիմնական և մի քանի գրգռված վիճակներում) գրեթե ամբողջությամբ օղակում

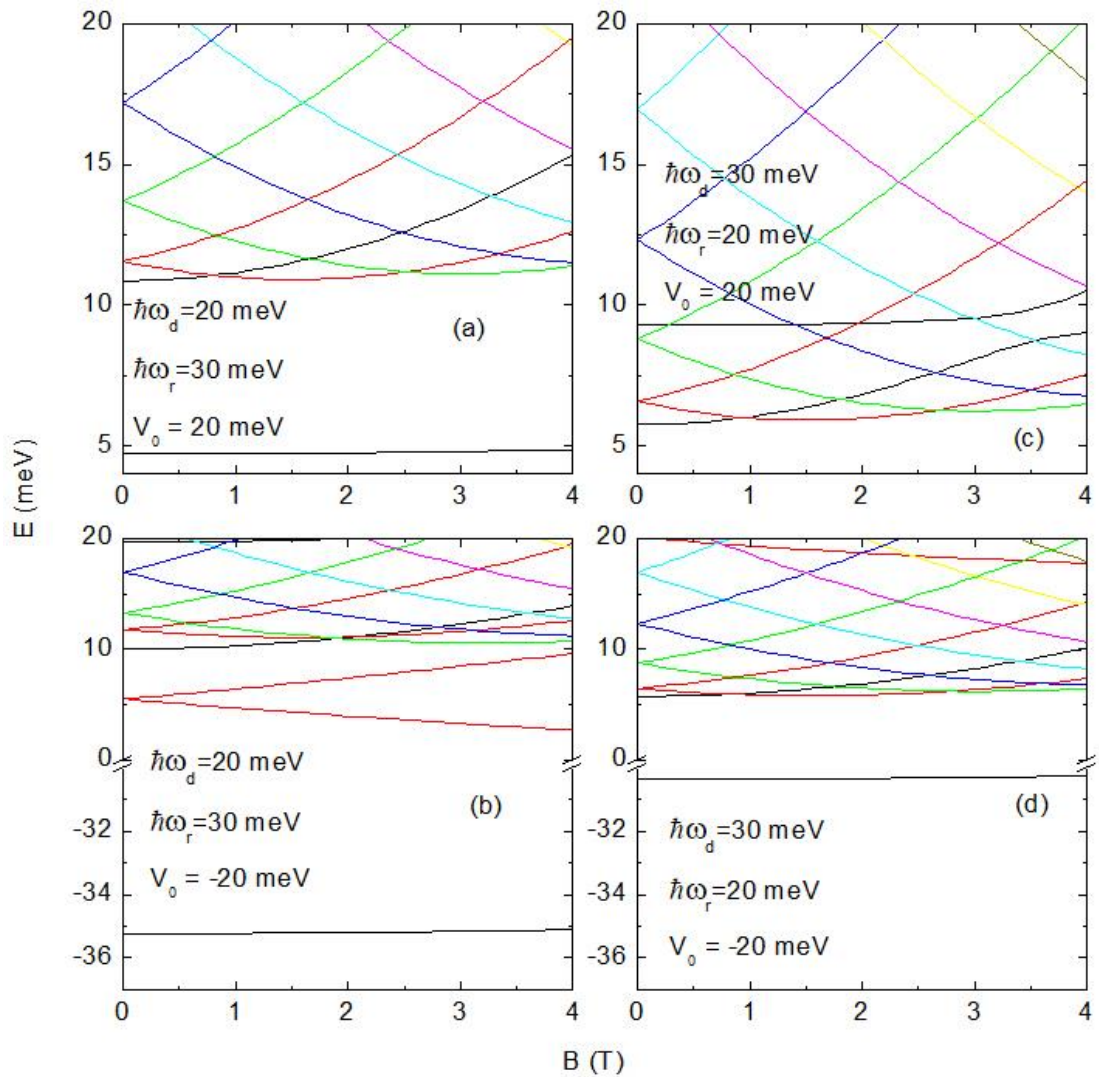


Նկ.5.28 Էներգիական մակարդակների կախումը մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից ($V_0 = 0$)

տեղայնացումը փոխարինվում է ավելի շատ ՔԿ-ում տեղայնացմամբ: Այդ պատճառով տատանումների պարբերականությունը վերանում է:

Նկ.5.28.(a)-(c) համեմատությունից երևում է, որ ՔԿ-ի սահմանափակման էներգիայի մեծացումը հանգեցնում է հիմնական վիճակի էներգիական մակարդակի բարձրացման, որը հետևանք է ՔԿ-ի տիրույթում էլեկտրոնի չափային քվանտացման ուժեղացման: Գրգռված վիճակներում էլեկտրոնը տեղայնացված է համակարգի երկու մասերում: ՔԿ-ի սահմանափակման էներգիայի աճի հետևանքով էլեկտրոնի՝ ՔՕ-ի տիրույթում գտնվելու հավանականությունը մեծանում է, որը հանգեցնում է էլեկտրոն-խառնուկ միջին հեռավորության մեծացման և գրգռված վիճակների էներգիաների փոքրաման:

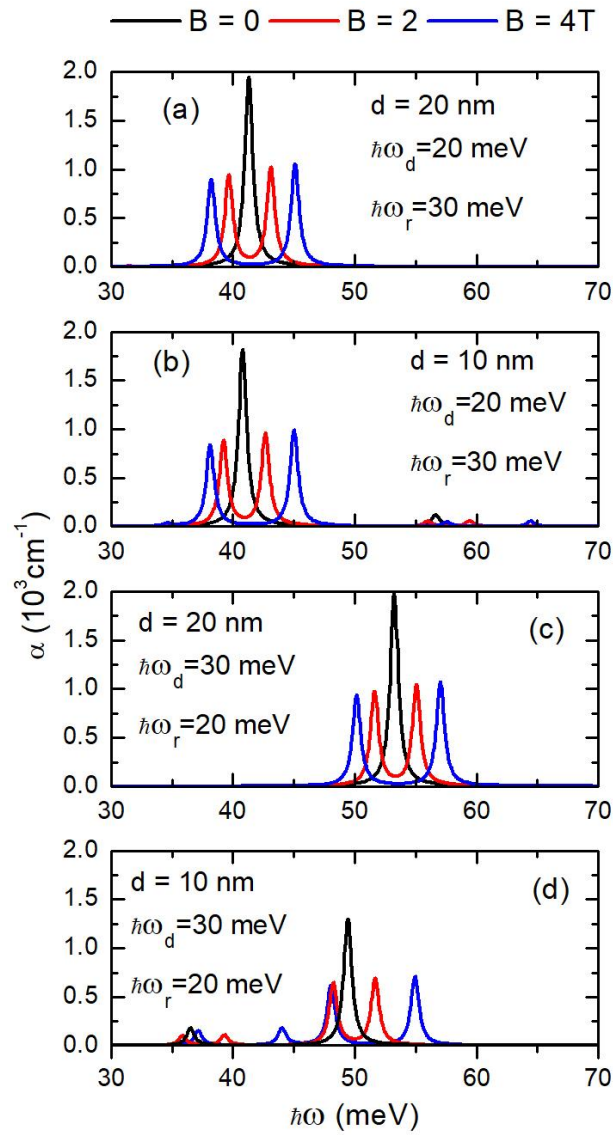
Սահմանափակման էներգիաների սևեռված արժեքների դեպքում (նկ.5.28.(a) և



Նկ.5.29 Էներգիական մակարդակների կախումը մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից ($d=10$ նմ)

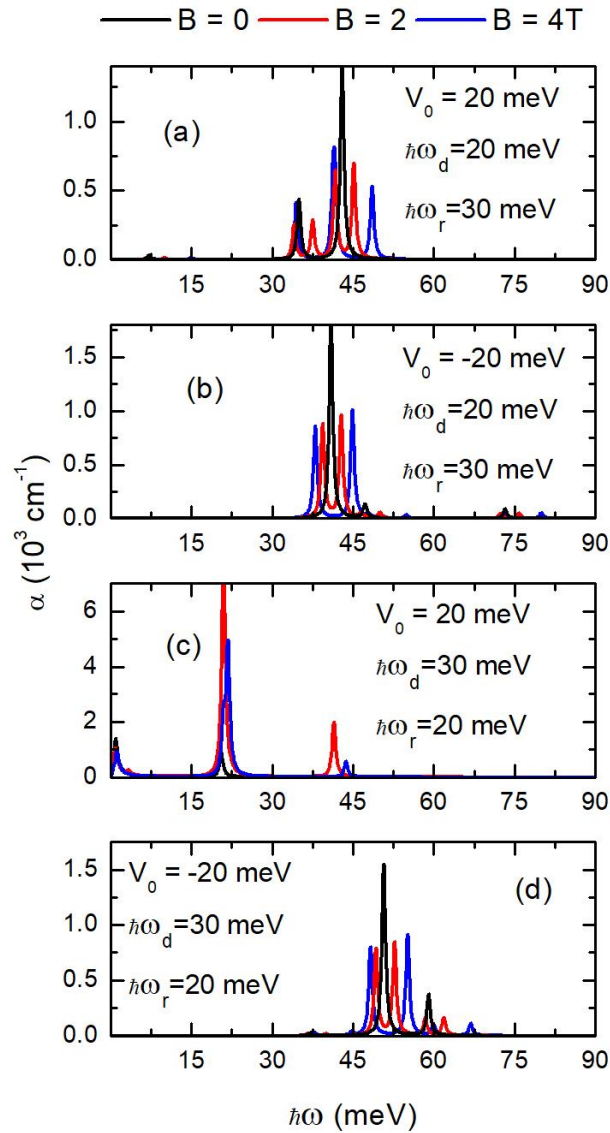
(b)) d -ի փոքրացման հետևանքով համակարգի արդյունաբար շառավիղը փոքրանում է: Էլեկտրոն-խառնուկ ամուր կապի հետևանքով հիմնական վիճակի էներգիան գրեթե մնում է անփոփոխ: ՔԿ-ում տեղայնացված գրգռված վիճակի էներգիաներն աճում են, իսկ ՔՕ-ում տեղայնացված գրգռված վիճակների էներգիաները՝ նվազում:

Նկ.5.29-ում պատկերված է էներգիական մակարդակների կախումները B -ից, սահմանափակման էներգիաների և V_0 -ի տարբեր արժեքների դեպքում: Նկ.5.29.(c)-ից պարզ է դառնում, որ $\hbar\omega_d=30$ մէՎ և $\hbar\omega_r=20$ մէՎ դեպքում դիտվում են հիմնական վիճակի Ահարոնով-Քոհմի տատանումներ: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի (0–4)Տ տիրույթում որպես հիմնական վիճակի էներգիա հանդես են գալիս ($n=1, l=0$), ($n=1, l=-1$) և ($n=1, l=-2$) քվանտային թվերով վիճակները: Բանն այն է, որ երբ



Նկ.5.30 Կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի, սահմանափակման էներգիաների և արգելքի լայնության տարբեր արժեքների համար ($V_0 = 0$):

$V_0 = 20$ մէՎ, $(n=1, l=-1)$ և $(n=1, l=-2)$ վիճակները տեղայնացված են օղակի տիրույթում և $\hbar\omega_d$ -ի մեծացումը հանգեցնում է ՔՕ-ի տիրույթում էլեկտրոնի տեղայնացման ուժեղացման: Ինչպես երևում է նկ.5.29.(b) և (d)-ից, $V_0 = -20$ մէՎ դեպքում $(n=1, l=0)$ վիճակի էներգիական մակարդակը գրեթե հաստատուն է, քանի որ էլեկտրոնն ամբողջությամբ տեղայնացված է ՔԿ-ի տիրույթում: $\hbar\omega_d$ -ն մեծացնելիս հիմնական վիճակի էներգիան աճում է, քանի որ ՔԿ-ի տիրույթում տեղայնացումն ուժեղանում է: ՔՕ-ում տեղայնացված վիճակների համար ՔԿ-ի սահմանափակման էներգիան մեծացնելիս էներգիաները նվազում են: Սա նշանակում է, որ «քվանտային կետ-օղակ» համակարգում Ահարոնով-Բոհմի տատանումները կարելի է կառավարել երկրաչափական չափե-



Նկ. 5.31 Կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից: Դիտարկվել են մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի, սահմանափակման էներգիաների և ՔԿ-ի խորրության տարբեր արժեքների համար ($d = 10$ նմ):

րի փոփոխման և դոնորային խառնուկի միջոցով: Այս հանգամանքն էապես ազդում է նաև լույսի ներգոտիական կլանման վրա:

Հայտնի է, որ գլանային համաչափության դեպքում թույլատրելի են $\Delta l = \pm 1$ անցումները: Դոնորային խառնուկը և մագնիսական դաշտը չեն վերացնում գլանային համաչափությունը: Նկ.5.30-ում պատկերված են $n = 1, 2, 3$ վիճակների միջև գումարային կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի, սահմանափակման էներգիաների և արգելքի լայնության տարբեր արժեքների դեպքում: Նկ.5.30-ից երևում է, որ $B = 0$ դեպքում կլանման գործակցի մաքսիմումը առավելագույնն է, որը համապատասխանում է տարբեր անցումների.

Նկ.5.30.(a) և (b)-ն համապատասխանում են $(n=1, l=0)$ վիճակից $(n=2, l=\pm 1)$ վիճակ անցումներին, իսկ Նկ.5.30.(c) և (d)-ն՝ $(n=1, l=0)$ վիճակից $(n=3, l=\pm 1)$ վիճակ անցումներին: Մյուս կողմից, նկարից երևում է, որ $B \neq 0$ կլանման սպեկտրի յուրաքանչյուր պիկ ճեղքվում է երկու պիկերի, որը պայմանավորված է $l = \pm 1$ վիճակների ճեղքմամբ: Նկ. 5.30.(b) և (d)-ում $(n=3, l=\pm 1)$ և $(n=2, l=\pm 1)$ վիճակների միջև անցումների ներդրումը նույնպես դիտվել է, սակայն կլանման համեմատաբար փոքր պիկերով: Բոլոր դեպքերում, եթե հիմնական վիճակը տեղայնացված է ՔԿ-ի տիրույթում, ապա սկզբնական և վերջնական վիճակների միջև ծածկումը մեծ է ՔԿ-ում տեղայնացված վիճակների միջև անցումների դեպքում: d -ն փոքրացնելուն զուգընթաց (Նկ.5.30.(a) և (b)) կլանման սպեկտրի կենտրոնական մասում դիտվում է կարմիր շեղում, որը համապատասխան վիճակների միջև էներգիական տարբերության նվազման հետևանք է: Սևեռված d -ի և ՔԿ-ի ուժեղ քվանտացման դեպքում ($\hbar\omega_d = 30$ մԷՎ և $\hbar\omega_r = 20$ մԷՎ) կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում:

Նկ.5.31-ում պատկերված է լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից սահմանափակման էներգիաների և V_0 -ի տարբեր արժեքների դեպքում: Նկ.5.31.(a)-ում մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի դիտարկված արժեքների համար դիտվում են անցումներ դեպի $(n=2, l=\pm 1)$ և $(n=3, l=\pm 1)$ վերջնական վիճակները: Նկ.5.31.(b)-ում կլանման պիկն ամենամեծ արժեքն է ընդունում հիմնական վիճակից $(n=1, l=\pm 1)$ վիճակ անցման համար: Նկ.5.31.(b)-ն համապատասխանում է կլանման սպեկտրին, երբ էլեկտրոնն ամբողջությամբ տեղայնացված է ՔՕ-ի տիրույթում (Նկ.5.29.(c)): Քանի որ հիմնական վիճակը տեղայնացված է ՔՕ-ի տիրույթում, անցումները տեղի են ունենում ՔՕ-ում տեղայնացված վիճակների միջև: ԱԲ-ի տատանումների պատճառով մագնիսական դաշտն ուժեղացնելիս սկզբնական և վերջնական վիճակների միջև ծածկումը, հետևաբար՝ կլանման ուժգնությունը փոփոխվում է: Նկ.5.31.(d)-ում, ինչպես (a)-ում և (b)-ում, կլանման սպեկտրում ակնհայտորեն մեծ ներդրում ունեն ՔԿ-ի տիրույթում տեղայնացված վիճակների միջև անցումները:

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԵՐԿՐՈՐԴ ՄԱՍԻ

1. Ուսումնասիրվել է հիդրոստատիկ ճնշման և սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ազդեցությունը երկչափ քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային օպտիկական կլանման վրա: Ցույց է տրվել, որ սպին-ուղեծրային փոխազդեցության Ռաշբայի պարամետրի $\alpha_R = 0$ արժեքի դեպքում հիմնական վիճակը կրկնակի այլասերված է ($l=0, s=\pm 1/2, l=0$), իսկ առաջին գրգռված վիճակն այլասերված է քառակի ($l=\pm 1, s=\pm 1/2$): Լույսի ուժգնության մեծ արժեքների դեպքում կլանման գործակցի մաքսիմումը տրոհվում է երկու մաքսիմումների: Հիդրոստատիկ ճնշման մեծացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում կարմիր շեղման, որը պայմանավորված է շեմային էներգիայի նվազումով, և կլանման գործակցի մաքսիմումի արժեքի փոքրացմամբ: $1 \rightarrow 5$ անցումներին համապատասխանող կլանման սպեկտրում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ազդեցությունն ավելի ուժեղ է, քան $1 \rightarrow 3$ անցումներում:
2. Ուսումնասիրվել է էլեկտրական դաշտի և հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցությունը GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Ցույց է տրվել, որ էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը հանգեցնում է գլանային համաչափության խախտման, և հավանականության խտության անհամաչափության: Հիմնական վիճակի հավանականության խտության մաքսիմումը շեղվում է դաշտին հակառակ ուղղությամբ, իսկ գրգռված վիճակներին համապատասխանող հավանականության խտության մաքսիմումները կարող են տեղաշարժվել և՛ դաշտին հակառակ, և՛ դաշտի ուղղությամբ: Էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս հիմնական վիճակի էներգիան նվազում է: Գրգռված վիճակի էներգիական մակարդակները դաշտից կախված ունեն ոչ մոնոտոն վարք, ընդ որում՝ ճնշման մեծացումն ուժեղացնում է դրանց վրա էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը: $1 \rightarrow 3$ անցումներին համապատասխանող կլանման մաքսիմումի բարձրությունն ավելի փոքր է, քան $1 \rightarrow 5$ անցումներին համապատասխանող մաքսիմումինը: Ճնշման բոլոր արժեքների համար երկու տիպի անցումների դեպքում էլ էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ

շեղում: Էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ հիդրոստատիկ ճնշման մեծացումը երկու տիպի անցումներում էլ հանգեցնում է կլանման սպեկտրում կարմիր շեղման, սակայն էլեկտրական դաշտի առկայությամբ կլանման սպեկտրում կարող է դիտվել է և՛ կարմիր և՛ կապույտ շեղում:

3. Ուսումնասիրվել է էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա երկչափ, կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակների համակարգում՝ որպես սահմանափակող պոտենցիալ օգտագործելով կրկնակի պարաբոլի մոդելը: Ցույց է տրվել, որ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս էներգիաները նվազում են, և դաշտի ազդեցությունն ամենամեծն է հիմնական վիճակի էներգիական մակարդակի վրա: Էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն էներգիական մակարդակների վրա ուժեղ է թույլ սահմանափակող պոտենցիալի դեպքում: Ալիքային ֆունկցիաների զույգության հատկություններից հետևում են ջոկման կանոններ. $1 \rightarrow 2$ անցումներն իրականանում են լույսի y - բևեռացման, իսկ $1 \rightarrow 3$ անցումները՝ x - բևեռացման դեպքում: Էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում: Սահմանափակող պոտենցիալի բնութագրական էներգիայի մեծացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում կապույտ շեղման, բացի $F = 0,5$ կՎ/սմ և $F = 1$ կՎ/սմ արժեքներին համապատասխանող կլանման կորերից, որոնց դեպքում դիտվում է կարմիր շեղում: Սահմանափակող պոտենցիալի բնութագրական էներգիայի և էլեկտրական դաշտի լարվածության սևեռված արժեքների համար կլանման կորերի համեմատությունից հետևում է, որ լույսի x - բևեռացումից y - բևեռացմանն անցնելիս, ոչ զրոյական էլեկտրական դաշտում դիտվում է կարմիր շեղում, իսկ դաշտի ուժեղացումը հանգեցնում է նաև կլանման գործակցի մաքսիմումի մեծության փոփոխության:

4. GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում ներգոտիական շեմային էներգիայի՝ հիդրոստատիկ ճնշումից կախման կորը փոխում է նվազման արագությունը, ընդ որում արտաքին օղակի լայնության $L_c = 10$ նմ արժեքի դեպքում այն կարող է ինչպես նվազել, այնպես էլ աճել: Շեմային էներգիայի՝ ալյումինի կոնցենտրացիայից կախման կորն ունի աճի և նվազման տիրույթներ: Ներգոտիական օպտիկական անցումների համար ստացվել է $\Delta l = \pm 1$ ջոկման

կանոնը: Օղակների միջև արգելքի տիրույթի և արտաքին օղակի լայնության մեծացումը կլանման սպեկտրում հանգեցնում է կարմիր շեղման և կլանման մաքսիմումի փոքրացման, իսկ հիդրոստատիկ ճնշման և ալյումինի կոնցենտրացիայի փոփոխությունը՝ կլանման սպեկտրում և՛ կարմիր, և՛ կապույտ շեղման, ինչպես նաև կլանման մաքսիմումի մեծացման: Կոնցենտրացիայի փոքր՝ $x=0,03$ և $x=0,05$ արժեքների դեպքում դիտվել է ոչ գծային կլանման գործակցի արժեքի մեծացում և կլանման լրիվ գործակցի մաքսիմումի տրոհում երկու մաքսիմումի:

5. Ուսումնասիրվել է հիդրոստատիկ ճնշման և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը եռաչափ քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային կլանման գործակիցների վրա: Արտաքին շառավղի սևեռված արժեքի դեպքում օղակի ներքին շառավղի մեծացումը հանգեցնում է քվանտային օղակի լայնության փոքրացման, որի հետևանքով հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաներն աճում են: Բացի այդ, արտաքին շառավղի մեծացումը հանգեցնում է էներգիաների փոքրացման: Հիդրոստատիկ ճնշումը և էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաները նվազում են: Քվանտային օղակի արտաքին շառավղի մեծացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում կարմիր շեղման, մինչդեռ ճնշման ուժեղացման հետևանքով կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում: Ցույց է տրվել նաև, որ էլեկտրական դաշտի ուժեղացումը, ինչպես նաև քվանտային օղակի բարձրության մեծացումը հանգեցնում են հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիաների տարբերության նվազման և կլանման սպեկտրում կարմիր շեղման:
6. GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում էլեկտրոն-խառնուկ փոխազդեցությունը խառնուկային 1s- (հիմնական) և 2s- (առաջին գրգռված) վիճակների E_{1s} և E_{2s} էներգիաների վրա առավել ուժեղ դրսևորվում է այդ վիճակների՝ արտաքին օղակի լայնությունից, ճնշումից և խառնուկի դիրքից կախումներում, և թույլ է դրսևորվում արգելքի տիրույթի լայնությունից և ալյումինի կոնցենտրացիայից կախումներում: Առաջին գրգռված վիճակի վրա նշված պարամետրերի ազդեցությունն ավելի թույլ է, քան հիմնական վիճակի կապի էներգիայի վրա: Արգելքի տիրույթի լայնության, ճնշման և ալյումինի կոնցենտրացիայի մեծացումը հանգեցնում է

կլանման սպեկտրում կապույտ շեղման, իսկ արտաքին օղակի լայնության մեծացումը՝ կարմիր շեղման: Խառնուկի ρ_i կոորդինատը մեծացնելիս, կլանման սպեկտրում առկա է կարմիր շեղում, սակայն կան խառնուկի դիրքի այնպիսի տիրույթներ, որտեղ հնարավոր է կլանման կապույտ շեղում: Խառնուկի դիրքի, արգելքի տիրույթի լայնության և ալյումինի կոնցենտրացիայի մեծացման արդյունքում կլանման գործակցի առավելագույն արժեքն ունի ոչ մոնոտոն վարք, իսկ արտաքին օղակի լայնության և ճնշման մեծացումը հանգեցնում է կլանման գործակցի առավելագույն արժեքի մոնոտոն նվազման:

7. Ուսումնասիրվել է ներգոտիական օպտիկական անցումներով պայմանավորված կլանումը և կլանման վրա համակարգի կենտրոնում տեղադրված դոնորային խառնուկի, էլեկտրական դաշտի, սահմանափակող պոտենցիալի պարամետրերի ազդեցությունը GaAs «քվանտային կետ-օղակ» համակարգում: Որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել դիտարկվել է կրկնակի պարաբոլական պոտենցիալ: Ցույց է տրվել, որ ընտրված սահմանափակող պոտենցիալի պարամետրերի և էլեկտրական դաշտի լարվածության փոփոխման միջոցով կարելի է արդյունավետորեն կառավարել էլեկտրոնի հիմնական վիճակի տեղայնացման տեսակը (հավանականության խտության մաքսիմումը կարելի է տեղաշարժել կետից օղակ և հակառակը): Գոյություն ունեն համակարգի պարամետրերի այնպիսի արժեքներ, որոնց դեպքում խառնուկի ազդեցությունը հավանականության խտության վրա գրեթե բացակայում է: Լույսի x - բևեռացման դեպքում թույլատրելի են $N=1$ -ից $N=3$ վիճակ անցումները: $1 \rightarrow 3$ անցման դեպքում էլեկտրական դաշտի ուժեղացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում միայն կարմիր շեղման, իսկ պոտենցիալի սահմանափակման էներգիաների մեծացումը՝ կարմիր շեղման (քվանտային կետի սահմանափակման էներգիան մեծացնելիս), և կապույտ շեղման (քվանտային օղակի սահմանափակման էներգիան մեծացնելիս): Կլանման սպեկտրում էլեկտրական դաշտի $F=(0-1)$ կՎ/սմ տիրույթում դիտվել է կարմիր, իսկ $F=(1-3)$ կՎ/սմ տիրույթում՝ կապույտ շեղում:
8. Ուսումնասիրվել է մագնիսական դաշտի ազդեցությունը «քվանտային կետ-օղակ» համակարգում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել դիտարկելով կրկնակի պարաբոլական

պոտենցիալը, ցույց է տրվել, որ էներգիական մակարդակների վրա մագնիսական դաշտի ազդեցությունն էապես կախված է «քվանտային կետ-օղակ» համակարգում էլեկտրոնի տեղայնացման տեսակից: Պարամետրերի դիտարկված արժեքների դեպքում հիմնական վիճակի էներգիան, մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից կախված գրեթե հաստատուն է: Մինչդեռ գրգռված վիճակներում ի հայտ է գալիս Ահարոնով-Քոհմի երևույթը, որը բնորոշ է օղականման համակարգերին: Սահմանափակման պոտենցիալի բնութագրական էներգիաների և արգելքի լայնության տարբեր արժեքների դեպքում կլանման գործակցի մաքսիմումն առավելագույնն է մագնիսական դաշտի բացակայությամբ: Մագնիսական դաշտում կլանման սպեկտրի յուրաքանչյուր մաքսիմում ճեղքվում է երկու մաքսիմումների, որը պայմանավորված է $l = \pm 1$ վիճակների ճեղքմամբ: Ցույց է տրվել նաև, որ դոնորային խառնուրդի և մագնիսական դաշտի ազդեցությունը հանգեցնում է կլանման սպեկտրի էական փոփոխության:

ՄԱՍ 3. ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԵՎ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՈՒ ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ ԼԱՋԵՐԱՅԻՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ

Հայտնի է, որ ուժեղ էլեկտրամագնիսական դաշտի՝ ատոմային կամ մոլեկուլային համակարգերի հետ փոխազդեցության ուսումնասիրությունը մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում, որը պայմանավորված է տարբեր ոչ գծային օպտիկական նոր երևույթների ի հայտ գալով [218–220]:

Երկարալիքային և մեծ հզորությամբ, մասնավորապես՝ ազատ էլեկտրոնային լազերներով ստեղծվող հզոր լազերային դաշտը ($L\gamma$) (ուժգնությունը՝ $I \geq 3,5 \cdot 10^{16}$ Վտ/սմ²), ազդելով կիսահաղորդչի էլեկտրոնային համակարգի վրա, հանգեցնում է տարատեսակ ոչ գծային երևույթների, որոնց բնութագրական հատկությունները հիմնականում տարբերվում են համապատասխան միկրոալիքային հաճախություններով լազերային դաշտում դիտվող հատկություններից և ճառագայթման տեսանելի տիրույթում են [221]: [222]-ում ուսումնասիրվել է $L\gamma$ -ի ազդեցությունը ծավալային կիսահաղորդչում քվազիմասնիկների այսպես կոչված քվազիէներգիաների վրա (նշենք, որ կիսահաղորդչի ներքին, ինչպես և ատոմներում, ըստ ժամանակի պարբերական դաշտում առաջանում են վիճակներ, որոնք բնութագրվում են ժամանակից կախված քվազիալիքային ֆունկցիաներով [218–220]): Ցույց է տրվել, որ ոչ ռեզոնանսային գոտիների ազդեցությունները դիտարկելիս մասնիկի՝ $L\gamma$ -ի հետ փոխազդեցության համիլտոնիանում քառակուսային անդամն անհրաժեշտ է հաշվի առնել, իսկ քվազիէներգիաների՝ ըստ բարձրհաճախային դաշտի շտարկյան քառակուսային շեղումները որոշվում են վերանորմավորված արդյունարար զանգվածներով:

$L\gamma$ -ի և կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում քվազիմասնիկների փոխազդեցությունը հանգեցնում է մի շարք ֆիզիկական երևույթների, որոնցից են ՔՓ-երում և ՔԼ-երում էլեկտրոնների վիճակների խտության փոփոխությունը Ֆրանց-Կելդիշի դինամիկական երևույթի միջոցով [223,224], միկրոալիքային ճառագայթման ազդեցությամբ երկչափ էլեկտրոնային գազում զրոյական դիմադրությամբ վիճակների առաջացումը [225,226], կիսահաղորդչի ներքին արգելված գոտու էներգիայի փոփոխությունները [227], կլանման սպեկտրում ուժեղ աղավաղումները [228]: [229] աշխատանքում ցույց է տրվել, որ $L\gamma$ -ը, փոխազդելով կիսահաղորդչային ՔՓ-ի հետ,

էներգիական սպեկտրում առաջացնում է էներգիական շերտեր, որոնց լայնությունները կախված են L -ը բնութագրող պարամետրից և Φ -ի լայնությունից:

Էլեկտրոնների և խոռոչների էներգիական մակարդակները L -ի միջոցով կարող են տեղաշարժվել [230]: L -ի առկայությամբ կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում, մասնավորապես Φ -երում, դիտվել է այսպես կոչված «լազերով ձևափոխման» (laser dressing) երևույթը [151,231,233], որի էությունը L -ի ազդեցությամբ էլեկտրոնային վիճակների, կառուցվածքի սահմանափակող պոտենցիալի, քվադրմասնիկների էներգիաների և ալիքային ֆունկցիաների փոփոխություններն են: Φ -ում L -ի առկայությամբ սահմանափակող պոտենցիալը ձևափոխվում է, և էլեկտրոնն «զգում» է ըստ ժամանակի միջինացված և ձևափոխված պոտենցիալը [231]: Կրամերս-Հենբերգերի ունիտար ձևափոխությունների և Ֆլոկեի թեորեմի միջոցով Φ -ում «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալի համար ստացվել է վերլուծական արտահայտություն, ինչպես նաև ցույց է տրվել, որ L -ի պարամետրի որոշակի արժեքից սկսած միայնակ փոսը վերածվում է կրկնակի միաչափ փոսի: [232] աշխատանքում առաջարկվել է $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ հետերոկառուցվածքում էլեկտրոնների ռեզոնանսային թունելային հոսանքների կարգավորում արտաքին L -ի միջոցով: Φ -ում դոնորային խառնուկային վիճակների խտության ուսումնասիրումը L -ի առկայությամբ իրականացվել է [233] աշխատանքում, որտեղ դիտարկվել է L -ի ազդեցությունն ինչպես սահմանափակող պոտենցիալի, այնպես էլ էլեկտրոն-խառնուկ կուլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալի վրա: Արտաքին էլեկտրական և լազերային դաշտերի ազդեցություններն էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներենթագոտիական կլանման վրա կրկնակի Φ -ում ուսումնասիրվել են [234] աշխատանքում, որի համաձայն՝ L -ի ուժգնության, էլեկտրական դաշտի լարվածության և Φ -ի պարամետրերի փոփոխությունների միջոցով կարելի է կառավարել էներգիական, հետևաբար՝ նաև կլանման սպեկտրները:

[235] աշխատանքում ուսումնասիրվել է դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի վրա L -ի ազդեցությունը գլանային Φ -ում: L -ի ազդեցությունը դիտարկվել է սահմանափակող պոտենցիալի, ինչպես նաև կուլոնյան պոտենցիալի վրա: L -ի և էլեկտրական դաշտի համատեղ ազդեցությունը խառնուկի կապի էներգիայի և ՖԻԿ-ի վրա

ուղղանկյուն կտրվածքով Fe -ում ուսումնասիրվել է [236] աշխատանքում: Ցույց է տրվել, որ Fe -ի շեմային էներգիայի և մաքսիմումների արժեքներն էապես պայմանավորված են ոչ միայն L -ով, այլ նաև արտաքին էլեկտրական դաշտով: Fe -ում դիտվել է վիճակների խտության՝ L -ով պայմանավորված 1D-0D անցումներ, որոնք ուսումնասիրվել են Գրինի ֆունկցիաների միջոցով [237]:

GaAs համառանցք կրկնակի Fe -ում ուսումնասիրվել է L -ի ազդեցությունը Fe -ի առանցքից շեղված դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի վրա [238]: Հաշվի է առնվել L -ի ազդեցությունը կուլոնյան պոտենցիալի և սահմանափակող պոտենցիալի վրա, իսկ էլեկտրոնի հիմնական վիճակի էներգիան խառնուկի բացակայությամբ որոշվել է վերջավոր տարրերի մեթոդով: Էլեկտրոնի հավանականության խտության սպեկտրում դիտվել են L -ով պայմանավորված ուժեղ աղավաղումներ: Ցույց է տրվել, որ համառանցք Fe -ում խառնուկային վիճակների էներգիական մակարդակներն էապես կարող են փոփոխվել և կառավարվել L -ի միջոցով:

[239]-ում ուսումնասիրվել է անկյան տակ ընկնող L -ի ազդեցությունը $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ գլանային Fe -ում էլեկտրոնային վիճակների և վիճակների խտության ֆունկցիայի վրա: «Լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալով Շրյոդինգերի երկչափ հավասարումը լուծվել է վերջավոր տարրերի մեթոդով, իսկ վիճակների խտության ֆունկցիան որոշվել է Գրինի ֆունկցիայի մեթոդով: Առանցքային L -ում վիճակների խտության ֆունկցիան շեղվում է մեծ էներգիաների տիրույթ, ընդ որում L -ի էլեկտրական դաշտի լարվածության լայնական բաղադրիչը հանգեցնում է էներգիական մակարդակների ոչ համաչափ աճի: Ստացված արդյունքները ցույց են տալիս, որ անկյան տակ ընկնող L -ը վերացնում է համակարգի գլանային համաչափությունը, որի հետևանքով վերանում է էլեկտրոնային վիճակների այլասերումը: L -ի առանցքային և լայնական բաղադրիչներն էլեկտրոնային վիճակների և վիճակների խտության ֆունկցիայի կառավարման լրացուցիչ հնարավորություն են ընձեռում:

[240]-ում ուսումնասիրվել է L -ի ազդեցությունը $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ եռանկյուն կտրվածքով Fe -ում լույսի ներենթագոտիական կլանման գործակցի և բեկման ցուցչի հարաբերական փոփոխության վրա: Վերջավոր խորությամբ սահմանափակող պոտենցիալով փոսի մոդելի շրջանակներում էլեկտրոնի էներգիաներն ու ալիքային ֆունկ-

ցիաները որոշվել են վերջավոր տարրերի մեթոդով: Գծային, երրորդ կարգի ոչ գծային և լրիվ կլանման գործակիցները, ինչպես նաև բեկման ցուցչի հարաբերական փոփոխությունը թույլատրելի անցումների համար ուսումնասիրվել են ԼԴ-ի պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում: Դիտարկվել են լույսի բևեռացման վեկտորի երկու տարբեր ուղղություններ՝ ԼԴ-ի բևեռացման վեկտորին զուգահեռ և ուղղահայաց:

Ատենախոսության երրորդ մասը նվիրված է կիսահաղորդչային քվանտային օղակում և կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում էլեկտրոնային և դոնորային խառնուկային վիճակների, ինչպես նաև լույսի ներգոտիական կլանման վրա լազերային և էլեկտրական դաշտերի և հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցության տեսական ուսումնասիրությանը:

ԳԼՈՒԽ 6. ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ ԵՎ ԿՐԿՆԱԿԻ ՀԱՄԱԿԵՆՏՐՈՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ ԱՐՏԱՔԻՆ ԼԱՁԵՐԱՅԻՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԵՎ ՀԻԴՐՈՍՏԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ [241–247]

Վերջին տարիներին գլանային համաչափությամբ ՔԿ-երի և ՔՕ-ների էլեկտրոնային և օպտիկական հատկությունների վրա ԼԴ-ի ազդեցության ուսումնասիրությունը մեծ ուշադրության է արժանացել [241]: Այս հանգամանքը նախ և առաջ պայմանավորված է ԼԴ-ի ազդեցությամբ սահմանափակող պոտենցիալի ձևափոխմամբ, որի շնորհիվ վերանում է համակարգի համաչափությունը, որն իր հերթին հանգեցնում է վիճակների պատահական այլասերման: ԼԴ-ի ազդեցությամբ կառուցվածքում անհամաչափության առաջացման շնորհիվ դիտվում են էներգիական մակարդակների հատումներ և հակահատումներ [246,247]:

ԼԴ-ի ազդեցությունը ՔԿ-ում էլեկտրոնային վիճակների վրա սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ ուսումնասիրվել է [248] աշխատանքում: Ցույց է տրվել, որ վիճակների խտության առաջին պիկը (3,4–3,75) ՏՀց տիրույթում շեղվում է փոքր էներգիաների տիրույթ, երբ էլեկտրական դաշտը փոփոխվում է $F = (0,5–0,7)$ կՎ/սմ տիրույթում: Ցույց է տրվել նաև, որ ԼԴ-ը և սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը կարող են էապես ազդել էլեկտրոնային վիճակների խտության վրա և գրգռել մագնիսական մոմենտ, որի ուղղությունը կախված է համակարգի համաչափությունից, իսկ լայնության արժեքը՝ ԼԴ-ի հաճախությունից և սպին-ուղեծրային փոխազդեցության պարամետրից:

[249]-ում ուսումնասիրվել է ԼԴ-ի և էլեկտրական դաշտի համատեղ ազդեցությունը $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ գլանային ՔԿ-ում էլեկտրոնային վիճակների, գծային և երրորդ կարգի ոչ գծային կլանման գործակիցների, ինչպես նաև բեկման ցուցչի վրա, երբ ԼԴ-ի բևեռացման վեկտորն ուղղված է նանոկառուցվածքի աճեցման ուղղությամբ (z առանցքով): ՔԿ-ի շառավղի $R = 7,5$ նմ և բարձրության $L = 7,5$ նմ արժեքների համար ցույց է տրվել, որ $1 \rightarrow 2$ անցումները թույլատրված են ԼԴ-ի պարամետրի $\alpha_0 = 7,5$ նմ և $\alpha_0 = (0–2,5)$ նմ արժեքների դեպքում, մինչդեռ էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ թույլատրված են $\alpha_0 = (0–5)$ նմ արժեքները: Ստացված արդյունք-

ներից հետևում է, որ կլանման գործակիցները և բեկման ցուցիչը բավական զգայուն են արտաքին դաշտերի նկատմամբ: Կախված էլեկտրական դաշտի լարվածությունից և ԼԴ-ի պարամետրի արժեքից՝ կլանման սպեկտրում կարող է դիտվել ինչպես կարմիր, այնպես էլ կապույտ շեղում:

[250]-ում ուսումնասիրվել է GaAs կրկնակի անհամաչափ ՔԿ-երում ԼԴ-ի ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների, ինչպես նաև լույսի ներգոտիական կլանման գործակիցների վրա և ցույց է տրվել, որ պոտենցիալի անհամաչափության $\delta = 0,3$ և բնութագրական էներգիայի $\hbar\omega_0 = 20$ մԷՎ արժեքների դեպքում ԼԴ-ի պարամետրի մեծացումը հանգեցնում է $1 \rightarrow 3$ անցման շեմային էներգիայի նվազման, որի հետևանքով կլանման սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում: Ստացված արդյունքները փաստում են, որ էլեկտրոնային վիճակները և օպտիկական հատկությունները բավական զգայուն են «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալի նկատմամբ: Ցույց է տրվել նաև, որ սահմանափակող պոտենցիալի անհամաչափությունը և ուժգնությունը մեծացնելիս կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում:

Ատենախոսության վեցերորդ գլուխը նվիրված է քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա լազերային և էլեկտրական դաշտերի և հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցության ուսումնասիրությանը:

§6.1 Լազերային դաշտի ազդեցությունը քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք տերահերցային ԼԴ-ի ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի վրա երկչափ ՔՕ-ում: Նկ.6.1-ում պատկերված է ՔՕ-ի սխեմատիկ պատկերը, ցույց են տրված ՔՕ-ի չափերը և արտաքին ԼԴ-ի բևեռացման ուղղությունը:

ԼԴ-ի առկայությամբ Շրյոդինգերի ժամանակային հավասարումը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\left\{ \frac{1}{2m} \left[\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(x, y, t) \right]^2 + V(x, y) \right\} \Phi(x, y, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(x, y, t), \quad (6.1)$$

$\hat{\mathbf{p}}$ -ն էլեկտրոնի իմպուլսի օպերատորն է, $\mathbf{A}(x, y, t)$ -ն՝ ԼԴ-ի վեկտորական պոտենցիալը,

որը երկբևեռային մոտավորությամբ կարելի է ներկայացնել

$$\mathbf{A}(x, y, t) \approx \mathbf{A}(t) = \mathbf{e}_x A_0 \cos(\omega_d t) \quad (6.2)$$

տեսքով, որտեղ $\mathbf{e}_x$ -ը x առանցքով ուղղված միավոր վեկտոր է,

$$A_0 = \frac{F_0 c}{\omega_d}, \quad (6.3)$$

F_0 -ն էլեկտրական դաշտի լարվածությունն է, ω_d -ն՝ հաճախությունը: Նշենք, որ դիտարկվում է ոչ ռեզոնանսային դաշտ՝ $\hbar\omega_d < E_g$, որտեղ E_g -ը կառուցվածքի արգելված էներգիական գոտու լայնությունն է:

Շրյոդինգերի (6.1) հավասարման մեջ ժամանակային կախումը կինետիկ էներգիայի անդամից պոտենցիալ էներգիայի անդամ տեղափոխելու համար կիրառենք Կրամերս-Հենեբերգերի ունիտար ձևափոխությունները [251,252].

$$\Psi(x, y, t) = \exp\left[\left(\frac{i}{\hbar}\right) \boldsymbol{\alpha} \cdot \hat{\mathbf{p}}_{\perp}\right] \exp\left[\frac{i}{\hbar} \frac{e^2}{2mc^2} \int A^2(t') dt'\right] \Phi(x, y, t), \quad (6.4)$$

որտեղ

$$\boldsymbol{\alpha}(t) = \frac{e}{m} \int \mathbf{A}(t') dt': \quad (6.5)$$

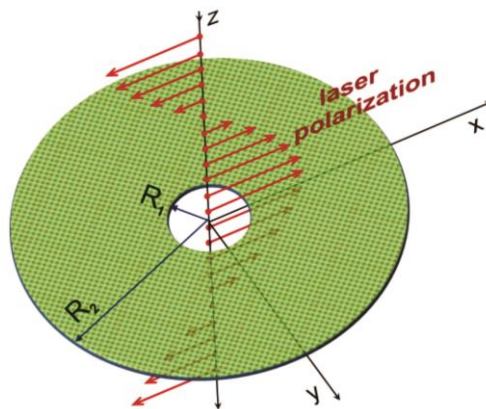
(6.4) և (6.1) բանաձևերից կստանանք հետևյալ ժամանակային հավասարումը՝

$$\left[\frac{\hat{\mathbf{p}}_{\perp}^2}{2m} + \tilde{V}(x, y, t)\right] \Psi(x, y, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, y, t), \quad (6.6)$$

որտեղ

$$\tilde{V}(x, y, t) \equiv V(x + \alpha_0 \sin(\omega_d t), y) \quad (6.7)$$

«լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալն է: Այսպիսով՝ Կրամերս-



Նկ.6.1 ՔՕ-ի սխեմատիկ պատկերը

Հենքերգերի ձևափոխության միջոցով Շրյոդինգերի հավասարման մեջ $A(t)$ վեկտորական պոտենցիալից անցում է կատարվում $V(x+\alpha(t), y)$ սկալյար պոտենցիալին: ԼԴ-ի ազդեցությամբ էլեկտրոնի շարժումը նկարագրող պարամետրը $\alpha(t) = \alpha_0 \sin \omega_d t$, որտեղ

$$\alpha_0 = \left(\frac{8\pi e^2 I}{m^2 \varepsilon_h^{1/2} c \omega_d^4} \right)^{1/2}, \quad (6.8)$$

ε_h -ը՝ միջավայրի բարձրհաճախային դիէլեկտրական հաստատունը [253], I -ն՝ ԼԴ-ի ուժգնությունը:

ԼԴ-ի α_0 պարամետրը կախված է ինչպես դաշտի ուժգնությունից, այնպես էլ՝ հաճախությունից: Նանկառուցվածքներում մեծ ուժգնությամբ ԼԴ-ի միջոցով կարելի է արդյունավետորեն կառավարել սահմանափակող պոտենցիալը, ինչպես ատոմային ֆիզիկայում: $\tilde{V}(x, y, t)$ -ն ժամանակից կախված ω_d հաճախությամբ պարբերական ֆունկցիա է: Եթե ԼԴ-ի տատանումների $2\pi/\omega_d$ պարբերությունը շատ մեծ է էլեկտրոնի ազատ վազքի τ ժամանակից՝ $\omega_d \tau \ll 1$ («ադիաբատական սահման»), ապա էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան շատ մեծ է համիլտոնիանի չխտորված անդամով պայմանավորված էներգիայից և էլեկտրոնը արագ փոփոխվող դաշտի ազդեցությունն «զգում» է որպես պոտենցիալի աղավաղում: Հակառակ դեպքում, երբ $\omega_d \tau \gg 1$ («բարձրհաճախային սահման»), էլեկտրոնը ԼԴ-ի ազդեցությունն «զգում» է ըստ ժամանակի միջինացված պոտենցիալի ձևով:

(6.6)-ը մասնակի ածանցյալներով դիֆերենցիալ հավասարում է պարբերական գործակիցներով, որը կարելի է լուծել՝ օգտվելով Ֆլուկեի թեորեմից [254]: Այս մեթոդը կիրառվել է ուժեղ դաշտում ատոմի էներգիական սպեկտրի ուսումնասիրության համար [255]: Ֆլուկեի թեորեմի համաձայն՝ $\Psi(x, y, t)$ ալիքային ֆունկցիան ներկայացվում է Ֆուրիեի անվերջ շարքի տեսքով՝

$$\Psi(x, y, t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E t\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-in\omega_d t) \phi_n(x, y), \quad (6.9)$$

որտեղ $\phi_n(x, y)$ -ը ֆուրիե-վերլուծության գործակիցն է: $V(x + \alpha_0 \sin(\omega_d t), y)$ պոտենցիալը նույնպես կարելի է ներկայացնել Ֆուրիեի անվերջ շարքի տեսքով՝

$$V(x + \alpha_0 \sin(\omega_d t), y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-in\omega_d t) V_n(x, y, \alpha_0), \quad (6.10)$$

որտեղ

$$V_n(x, y, \alpha_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{in\omega_d t} V(x + \alpha_0 \sin(\omega_d t), y) dt: \quad (6.11)$$

(6.9) և (6.10) արտահայտությունները տեղադրելով (6.6) հավասարման մեջ՝ կստանանք ժամանակից անկախ հավասարումների հետևյալ անվերջ համակարգը՝

$$\left[\frac{\hat{p}_\perp^2}{2m} + V_0(x, y, \alpha_0) - (E + \hbar\omega_d n) \right] \phi_n(x, y) = - \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq n}}^{\infty} V_{n-m}(x, y, \alpha_0) \phi_m(x, y): \quad (6.12)$$

Ստացիոնար վիճակների էներգիաներն ու ալիքային ֆունկցիաները կարելի է որոշել Ֆլուկեի մեթոդի կիրառմամբ միայն բարձրհաճախային մոտավորությամբ [232,240,256,257]: Ստորև դիտարկվել են ԼԴ-ի հաճախության այնպիսի արժեքներ, որոնց դեպքում էլեկտրոնն «զգում է» միայն ըստ ժամանակի միջինացված «լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալի ազդեցությունը: Հաճախության և ուժգնության արժեքները միշտ կարելի է այնպես ընտրել, որ բավարարվեն երկբևային մոտավորության և ռեզոնանսի պայմանները [258]: Այսպիսով՝ բարձրհաճախային մոտավորությամբ (6.12) հավասարման լուծումներից միայն զրո կարգի լուծումներն են ներդրում տալիս, որը հանգեցնում է ժամանակից անկախ հետևյալ հավասարմանը՝

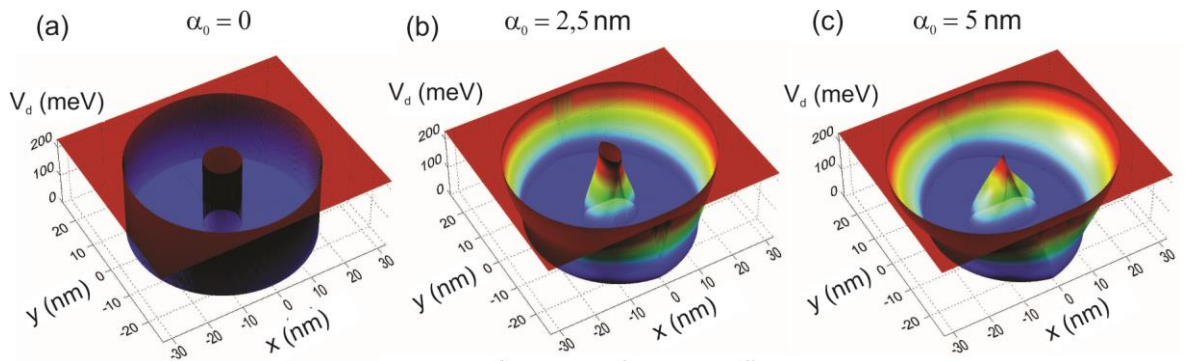
$$\left[\frac{\hat{p}_\perp^2}{2m} + V_d(x, y, \alpha_0) \right] \psi_d(x, y) = E_d \psi_d(x, y), \quad (6.13)$$

որտեղ $\psi_d(x, y) = \phi_0(x, y)$ -ն անվանում են «լազերով ձևափոխված» ալիքային ֆունկցիա, իսկ $V_d(x, y, \alpha_0) = V_0(x, y, \alpha_0)$ -ն՝ «լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալ:

Որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել ստորև դիտարկվել է վերջավոր V_0 խորությամբ երկչափ ուղղանկյուն փոս: Այս դեպքում «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալը՝ $V_d(x, y, \alpha_0) \equiv V_d(x, y)$ -ն ներկայացվում է վերլուծական տեսքով [241–243]՝

$$V_d(x, y) = \frac{V_0}{\pi} \left[\pi - \theta(\alpha_0 - x - \Gamma_1) \arccos\left(\frac{\Gamma_1 + x}{\alpha_0}\right) + \theta(\alpha_0 - x - \Gamma_2) \arccos\left(\frac{\Gamma_2 + x}{\alpha_0}\right) - \theta(\alpha_0 + x - \Gamma_1) \arccos\left(\frac{\Gamma_1 - x}{\alpha_0}\right) + \theta(\alpha_0 + x - \Gamma_2) \arccos\left(\frac{\Gamma_2 - x}{\alpha_0}\right) \right], \quad (6.14)$$

որտեղ $\theta(u)$ -ն միավոր թռիչքի ֆունկցիան է, $\Gamma_i = \text{Re}(\sqrt{R_i^2 - y^2})$, $i = 1, 2$: Հաշվի առնելով



Նկ.6.2 «Լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալը ((a)-(c)) α_0 պարամետրի տարբեր արժեքների համար ($R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ)

(6.14)-ը, էլեկտրոնի վիճակը ՔՕ-ում ԼԴ-ի ազդեցությամբ կնկարագրվի հետևյալ հավասարմամբ՝

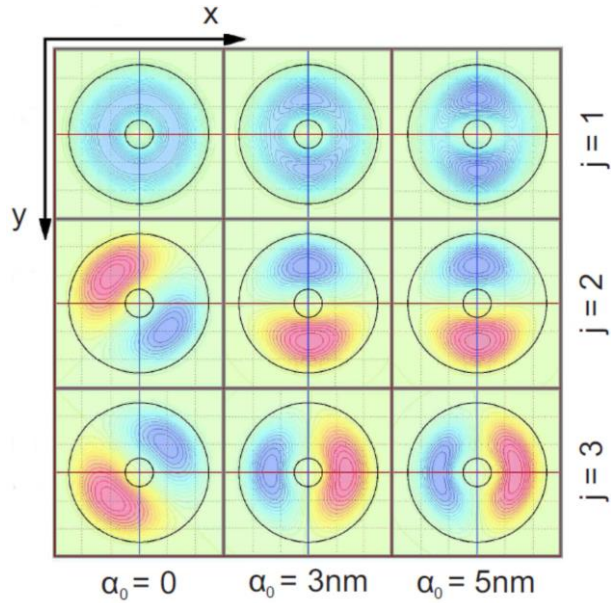
$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V_d(x, y) \right] \psi_d(x, y) = E_d \psi_d(x, y) : \quad (6.15)$$

Էլեկտրոնի «լազերով ձևափոխված» E_d^j էներգիան և $\psi_d^j(x, y)$ ալիքային ֆունկցիան կարելի է որոշել ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով: j -ով համարակալվում են վիճակներն ըստ էներգիաների աճման կարգի: $\psi_d^j(x, y)$ ալիքային ֆունկցիաներն արտահայտվել են L կողմով ուղղանկյուն պոտենցիալային փոսում էլեկտրոնի (4.32) ալիքային ֆունկցիաների գծային համակցությամբ:

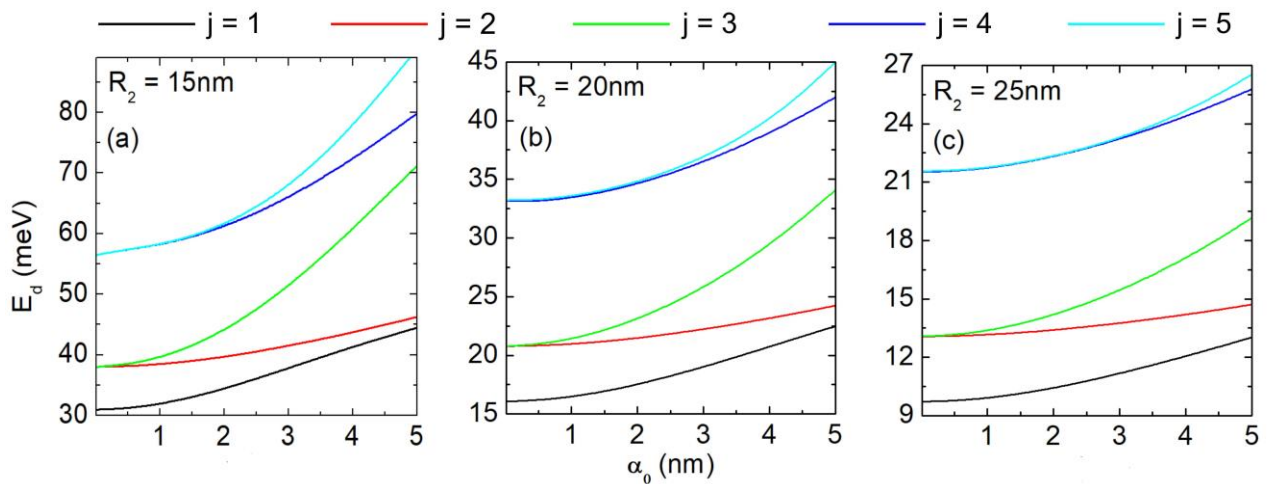
Լույսի ներգոտիական կլանումն ուսումնասիրելու համար կօգտվենք կլանման գործակցի (4.29) արտահայտությունից ($P = 0$ դեպքում):

Թվային հաշվարկները կատարվել են GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs ՔՕ-ի համար պարամետրերի հետևյալ արժեքների դեպքում. $\varepsilon_h = 10,9$, $V_0 = 228$ մԷՎ, $n_r = 3,6$, $m = 0,067m_0$, $V = 6 \cdot 10^{-18}$ սմ³:

Նկ.6.2.(a)-(c)-ում պատկերված է «լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալն α_0 պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում: Ինչպես երևում է նկարից, լազերային դաշտը փոխում է պոտենցիալային փոսի ձևը: α_0 պարամետրը մեծացնելիս, ԼԴ-ի բևեռացման ուղղությամբ (x ուղղություն) պոտենցիալի արդյունաբերականությունը ստորին վիճակների համար փոքրանում է, իսկ ավելի բարձր դասավորված վիճակների համար՝ մեծանում: ԼԴ-ը վերացնում է գլանային



Նկ.6.3 Առաջին երեք վիճակների ալիքային ֆունկցիաների պատկերումը α_0 պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում ($R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ)



Նկ.6.4 Էներգիական մակարդակների կախումն α_0 պարամետրից ($R_1 = 5$ նմ)

համաչափությունը, որի հետևանքով էլեկտրոնը հիմնական վիճակում տեղայնանում է y ուղղությամբ (նկ.6.3): α_0 -ի հետագա աճը հանգեցնում է պոտենցիալի սահմանափակման ուժեղացման, որի հետևանքով էլեկտրոնի հիմնական վիճակի հավանականության խտությունն աճում է: Միևնույն ժամանակ $j=2$ և $j=3$ վիճակների ալիքային ֆունկցիաների մաքսիմումները բաշխվում են համապատասխանաբար y և x ուղղություններով

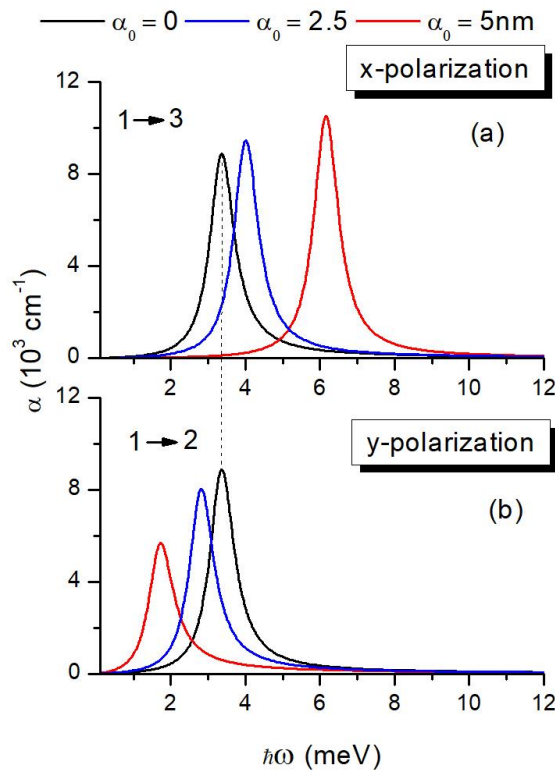
Նկ.6.4.(a)-(c)-ում պատկերված են էլեկտրոնի էներգիական մակարդակների կախումն α_0 պարամետրից օղակի արտաքին R_2 շառավղի տարբեր արժեքների

դեպքում, երբ օղակի ներքին շառավիղը՝ $R_1 = 5$ նմ: Ինչպես երևում է նկարից, L -ի բացակայությամբ ($\alpha_0 = 0$) գրգռված վիճակները կրկնակի այլասերված են: Լազերային դաշտը վերացնում է այդ այլասերումը, քանի որ խախտում է սահմանափակող պոտենցիալի գլանային համաչափությունը: Նկ.6.4.(a)-(c) կորերի համեմատությունը ցույց է տալիս, որ օղակի արտաքին շառավիղը մեծացնելիս էներգիական մակարդակներն α_0 -ի բոլոր արժեքների դեպքում տեղաշարժվում են դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ, որը պայմանավորված է չափային քվանտացման ազդեցության թուլացմամբ: Ընդ որում, L -ի ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների վրա, պայմանավորված սահմանափակող պոտենցիալի դեֆորմացիայով, ավելի ուժեղ է ՔՕ-ի փոքր չափերի դեպքում: Հետևաբար՝ L -ի ազդեցությունն էներգիական մակարդակների վրա ավելի ուժեղ է R_2 -ի փոքր արժեքների դեպքում: Օրինակ՝ $R_2 = 15$ նմ դեպքում α_0 -ն ($0-5$) նմ տիրույթում փոփոխելիս հիմնական վիճակի էներգիան աճում է 13,56 մէՎ-ով, մինչդեռ $R_2 = 25$ նմ դեպքում հիմնական վիճակի էներգիան աճում է 3,3 մէՎ-ով: Անհրաժեշտ է նշել, որ էներգիական մակարդակների ճեղքումը տեղի է ունենում α_0 պարամետրի մեծ արժեքների դեպքում, քանի որ գրգռված վիճակում էլեկտրոնը համակարգի գլանային անհամաչափությունը «զգում է» α_0 -ի մեծ արժեքների դեպքում:

Եթե նանոհամակարգում սահմանափակող պոտենցիալն անհամաչափ է, ապա ընկնող լույսի բևեռացման վեկտորի ուղղությունն էապես փոփոխում է ներգոտիական կլանման հատկությունները [56]: Եվ քանի որ L -ը վերացնում է ՔՕ-ում էլեկտրոնի սահմանափակող պոտենցիալի գլանային համաչափությունը, ապա ընկնող լույսի բևեռացման վեկտորի ուղղության փոփոխությունը պետք է հանգեցնի կլանման սպեկտրի էական փոփոխության:

Հետագա քննարկումների համար կարևոր է ուսում նասիրել ալիքային ֆունկցիաների համաչափության հատկությունները: Նկ.6.3-ից ակնհայտ է, որ $\alpha_0 = 0$ դեպքում հիմնական և կրկնակի այլասերված գրգռված վիճակների ալիքային ֆունկցիաներն ունեն տարբեր զույգություններ: Երբ $\alpha_0 > 0$, գլանային համաչափությունը փոխարինվում է x և y առանցքների նկատմամբ որոշակի համաչափությամբ՝

$$\psi_d^1(-x, y) = \psi_d^1(x, y), \quad \psi_d^1(x, -y) = \psi_d^1(x, y),$$

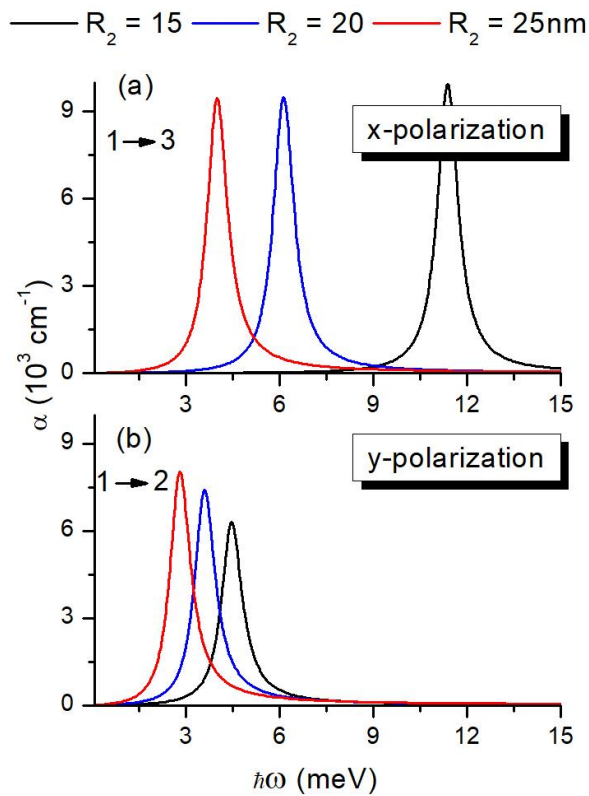


Նկ.6.5 Ներգոտիական կլանման գործակցի կախում ընկնող ֆոտոնի էներգիայից α_0 պարամետրի տարբեր արժեքների և լույսի բևեռացման տարբեր ուղղությունների դեպքում ($R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ)

$$\psi_d^2(-x, y) = \psi_d^2(x, y), \quad \psi_d^2(x, -y) = -\psi_d^2(x, y),$$

$$\psi_d^3(-x, y) = -\psi_d^3(x, y), \quad \psi_d^3(x, -y) = \psi_d^3(x, y):$$

Նկ.6.5-ում պատկերված է ներգոտիական կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից α_0 պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում: ՔՕ-ի չափերը սևեռված են, և արդյունքներն ստացվել են $R_1 = 5$ նմ և $R_2 = 25$ նմ արժեքների դեպքում: Դիտարկվել են լույսի բևեռացման երկու տարբեր ուղղություններ: Լույսի x -բևեռացման դեպքում թույլատրելի են հիմնական՝ $N=1$ վիճակից $N=3$ երկրորդ գրգռված վիճակ անցումները: Լույսի y -բևեռացման դեպքում թույլատրելի են $1 \rightarrow 2$ անցումները: Մյուս կողմից, հայտնի է, որ ԼԴ-ի բացակայությամբ, երբ համակարգն օժտված է գլանային համաչափությամբ, երկու բևեռացումների դեպքում էլ թույլատրելի են $\Delta l = \pm 1$ անցումները, որտեղ l -ն ուղեծրային քվանտային թիվն է: Դա է պատճառը, որ $\alpha_0 = 0$ դեպքում $1 \rightarrow 2$ և $1 \rightarrow 3$ անցումներին համապատասխանող կլանման գործակիցները երկու բևեռացումների դեպքում ամբողջությամբ համընկնում են (նկ.6.5(a) և (b), սև կորերը): ԼԴ-ի ուժեղացումը հանգեցնում է $N=3$ և $N=1$ վիճակների էներգիաների



Նկ.6.6 Ներգոտիական կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից R_2 շառավղի տարբեր արժեքների և լույսի տարբեր բևեռացումների դեպքում ($\alpha_0 = 2,5$ նմ, $R_1 = 5$ նմ)

տարբերության մեծացման, որի հետևանքով x -բևեռացման դեպքում կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում: Մինչդեռ y -բևեռացման դեպքում $L\Gamma$ -ի ուժեղացումը հանգեցնում է $N=2$ և $N=1$ վիճակների էներգիաների տարբերության փոքրացման, որի հետևանքով կլանման սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում (նկ.6.5(b)):

Նկ.6.6-ում պատկերված է լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից ՔՕ-ի արտաքին R_2 շառավղի տարբեր արժեքների դեպքում, երբ $R_1 = 5$ նմ: Դիտարկվել են լույսի բևեռացման տարբեր ուղղություններ: $\alpha_0 = 2,5$ նմ արժեքի դեպքում ՔՕ-ի արտաքին շառավղի մեծացումը հանգեցնում է չափային քվանտացման ազդեցության թուլացման, որի հետևանքով փոքրանում են հիմնական և գրգռված վիճակների միջև շեմային էներգիաները, ուստի կլանման սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում: Մասնավորապես, $R_2 = (15-25)$ նմ տիրույթում լույսի x -բևեռացման դեպքում կլանման մաքսիմումը տեղաշարժվում է $\Delta E \approx 7,3$ մԷՎ-ով, մինչդեռ y -բևեռացման դեպքում՝ $\Delta E \approx 1,6$ մԷՎ-ով:

§6.2 Լազերային և էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

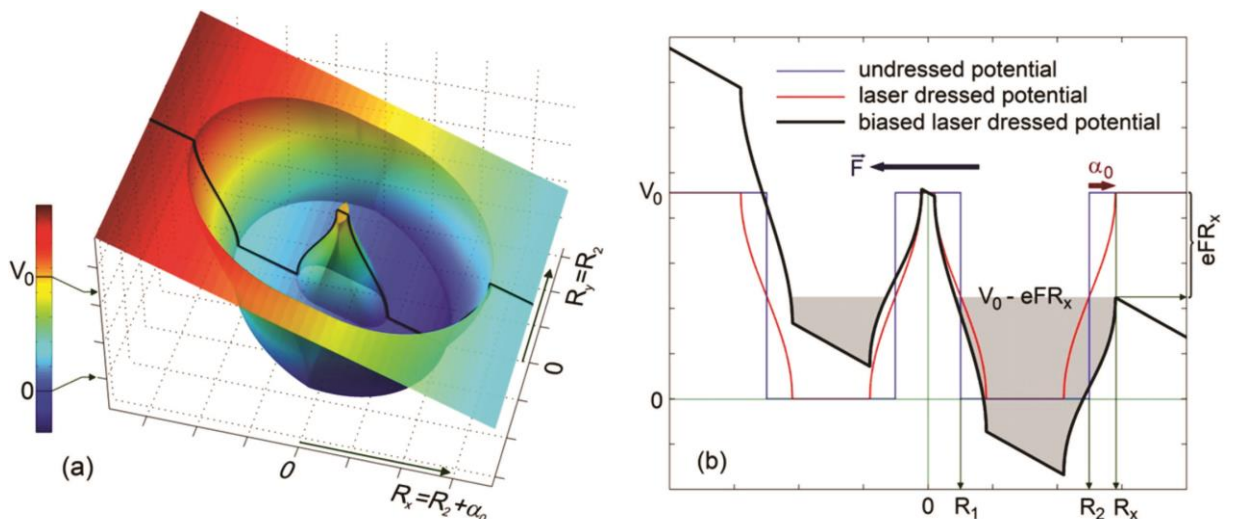
Ուսումնասիրենք լազերային և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների վրա GaAs ԲՕ-ում, որը տեղադրված է x -առանցքով ուղղված բևեռացման վեկտորով ԼԴ-ում և F լարվածությամբ էլեկտրական դաշտում (նկ.6.7): Հաշվի առնելով ԼԴ-ի առկայությամբ **§6.1-ում** ուսումնասիրված մոտավորությունները՝ էլեկտրոնի վիճակը ԲՕ-ում ԼԴ-ում և F էլեկտրական դաշտում կնկարագրվի Շրյոդինգերի հետևյալ հավասարումով՝

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V_d(x, y) - eFx \right] \psi_d(x, y) = E_d \psi_d(x, y): \quad (6.16)$$

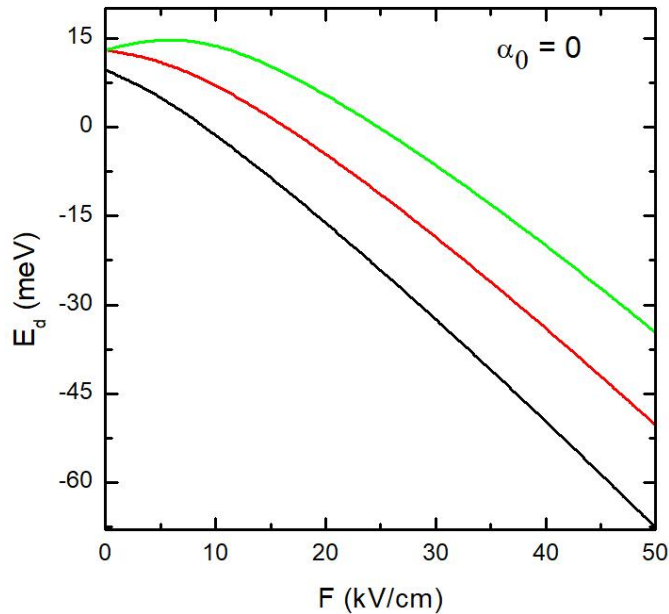
Էլեկտրոնի E_d^j էներգիաները և $\psi_d^j(x, y)$ ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով, որի շրջանակներում $\psi_d^j(x, y)$ ալիքային ֆունկցիաներն արտահայտվել են L կողմով ուղղանկյուն պոտենցիալային փոսում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաների գծային համակցությամբ:

Թվային հաշվարկներն իրականացվել են GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs ԲՕ-ի համար, օգտագործելով պարամետրերի՝ նախորդ պարագրաֆում բերված արժեքները:

Նշենք, որ ԼԴ-ի ֆոտոնի էներգիան պետք է բավականաչափ մեծ լինի ներգոտիական շեմային էներգիայից (այն մեր ուսումնասիրություններում 36մԷՎ է),



Նկ.6.7 (a). ԲՕ-ի սահմանափակող պոտենցիալի սխեմատիկ պատկերը լազերային և էլեկտրական դաշտերում (R_x արդյունարար շառավիղը կախված է α_0 պարամետրից): (b) պոտենցիալի կտրվածքն x առանցքի երկայնքով: Մոխրագույն տիրույթն էլեկտրոնի կապված վիճակի «կայունության տիրույթն» է:

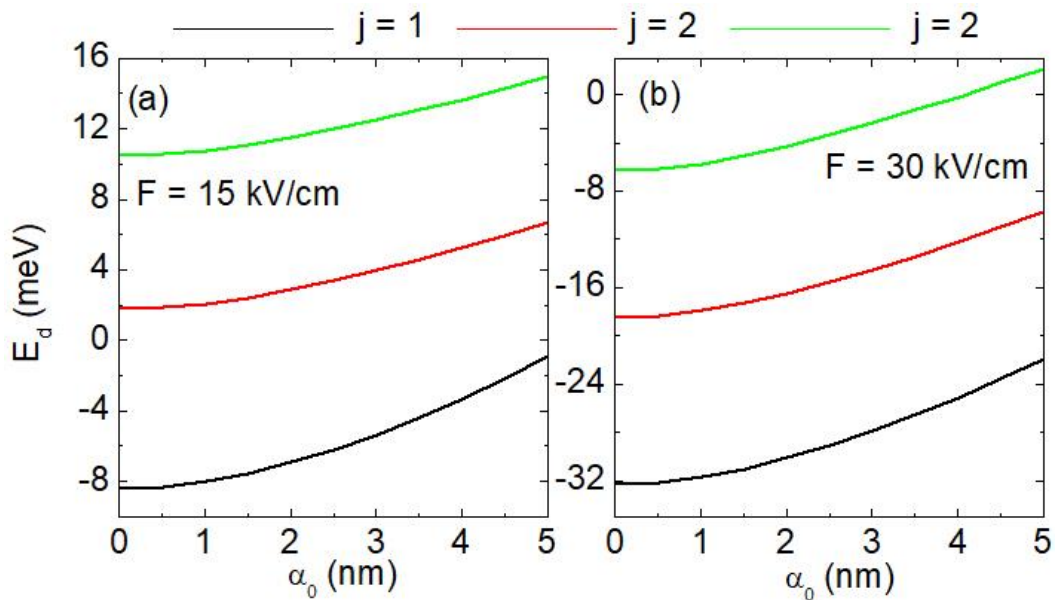


Նկ.6.8 Առաջին երեք էներգիական մակարդակների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ($R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ)

սակայն պետք է ավելի փոքր լինի, քան սահմանափակող պոտենցիալի արգելքի բարձրությունն է, որպեսզի էլեկտրոնը մնա կապված վիճակում: Դա նշանակում է, որ դիտարկվող դաշտի հաճախությունը պետք է փոփոխվի (10–70) ՏՀց տիրույթում:

Նկ.6.8-ում պատկերված են էլեկտրոնի առաջին երեք էներգիական մակարդակների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից, երբ L -ը բացակայում է: Երկու դաշտերի բացակայության դեպքում ($\alpha_0 = 0, F = 0$), առաջին և երկրորդ գրգռված վիճակները կրկնակի այլասերված են: Էլեկտրական դաշտը [259], ինչպես և L -ը վերացնում է այդ այլասերումը, որը պայմանավորված է համակարգի գլանային համաչափության վերացմամբ: Էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծացումը հանգեցնում է հիմնական վիճակի էներգիայի նվազման, պայմանավորված սահմանափակող պոտենցիալի հատակի իջեցմամբ, որը Շտարկի երևույթի նմանակն է քվանտային փոսում [193]:

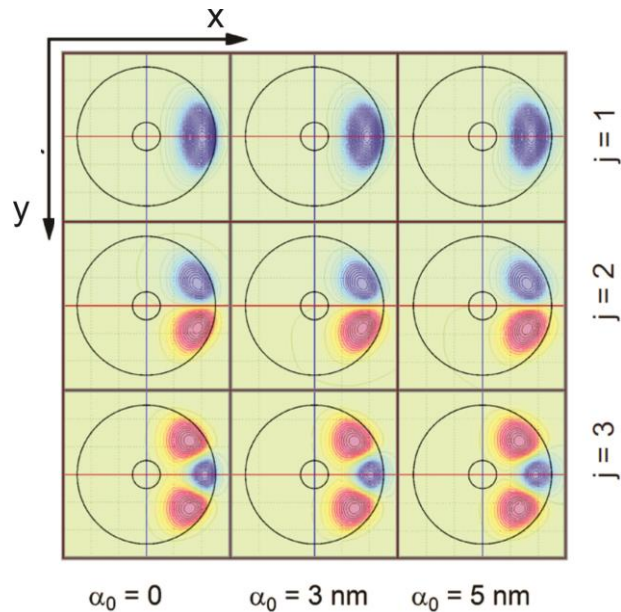
Նկ.6.9-ում պատկերված են առաջին երեք էներգիական մակարդակների կախումները L -ի α_0 պարամետրից էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում: α_0 պարամետրի փոփոխման նշված տիրույթում դիտվում է էներգիական մակարդակների բարձրացում: Էներգիական մակարդակների նման վարք դիտվել է նաև նկ.6.4-ում: Մյուս կողմից, էլեկտրական դաշտի մեծացումը α_0 -ի



Նկ.6.9 Առաջին երեք էներգիական մակարդակների կախումները α_0 պարամետրից էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում ($R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ)

փոփոխման տիրույթում հանգեցնում է էներգիական մակարդակների իջեցման: Բացի այդ, L_7 -ի ազդեցությունը հիմնական վիճակի էներգիայի վրա ավելի ուժեղ է էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծ արժեքների դեպքում: Այս երևույթը կարելի է բացատրել՝ օգտվելով էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ (նկ.6.3) և առկայությամբ (նկ.6.10) ալիքային ֆունկցիաների վարքից: L_7 -ի բացակայությամբ, $F = 0$ դեպքում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան ՔՕ-ում ունի համասեռ բաշխում և ավելի «քիչ սահմանափակված» է: Էլեկտրական դաշտն էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի բաշխումը շեղում է դեպի աջ, և էլեկտրոնը դառնում է «շատ սահմանափակված»: Այդ լրացուցիչ հատուկ սահմանափակումը պայմանավորված է էլեկտրական դաշտով: Օրինակ, երբ α_0 -ն փոփոխվում է $(0-5)$ նմ տիրույթում, $F = 0$ դեպքում հիմնական վիճակի էներգիան աճում է 3,3մէՎ-ով, իսկ $F = 30$ կՎ/սմ դեպքում՝ 10,4մէՎ-ով:

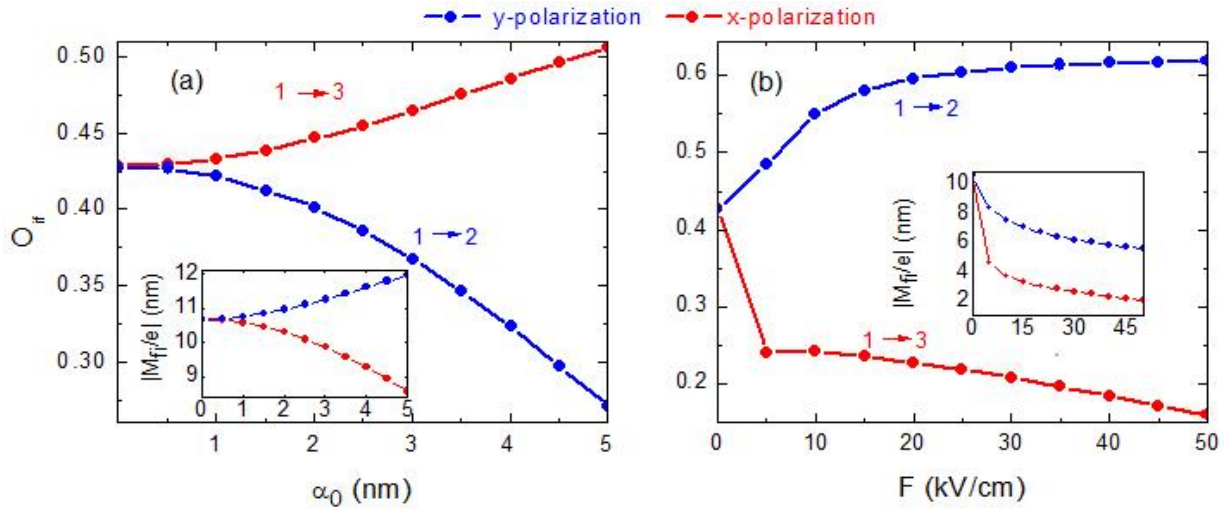
Այժմ ուսումնասիրենք լույսի ներգոտիական կլանման երևույթը: Կլանման գործակցի (4.29) բանաձևում առկա տատանակային ուժը տրվում է (4.33) բանաձևով, որի համաձայն՝ դրա վարքը կախված է էներգիաների տարբերությունից և կոորդինատի մատրիցական տարրից: Հաշվի առնելով նշված մեծությունների կարևորությունը՝ նկ.6.11.(a)-ում և (b)-ում ներկայացվել են տատանակային ուժի կախումները α_0 -ից և F -ից, որոնք ստացվել են համակարգի չափերի սևեռված՝ $R_1 = 5$ նմ և $R_2 = 25$ նմ արժեքների դեպքում և լույսի տարբեր բևեռացումների համար: Ներդիրներում



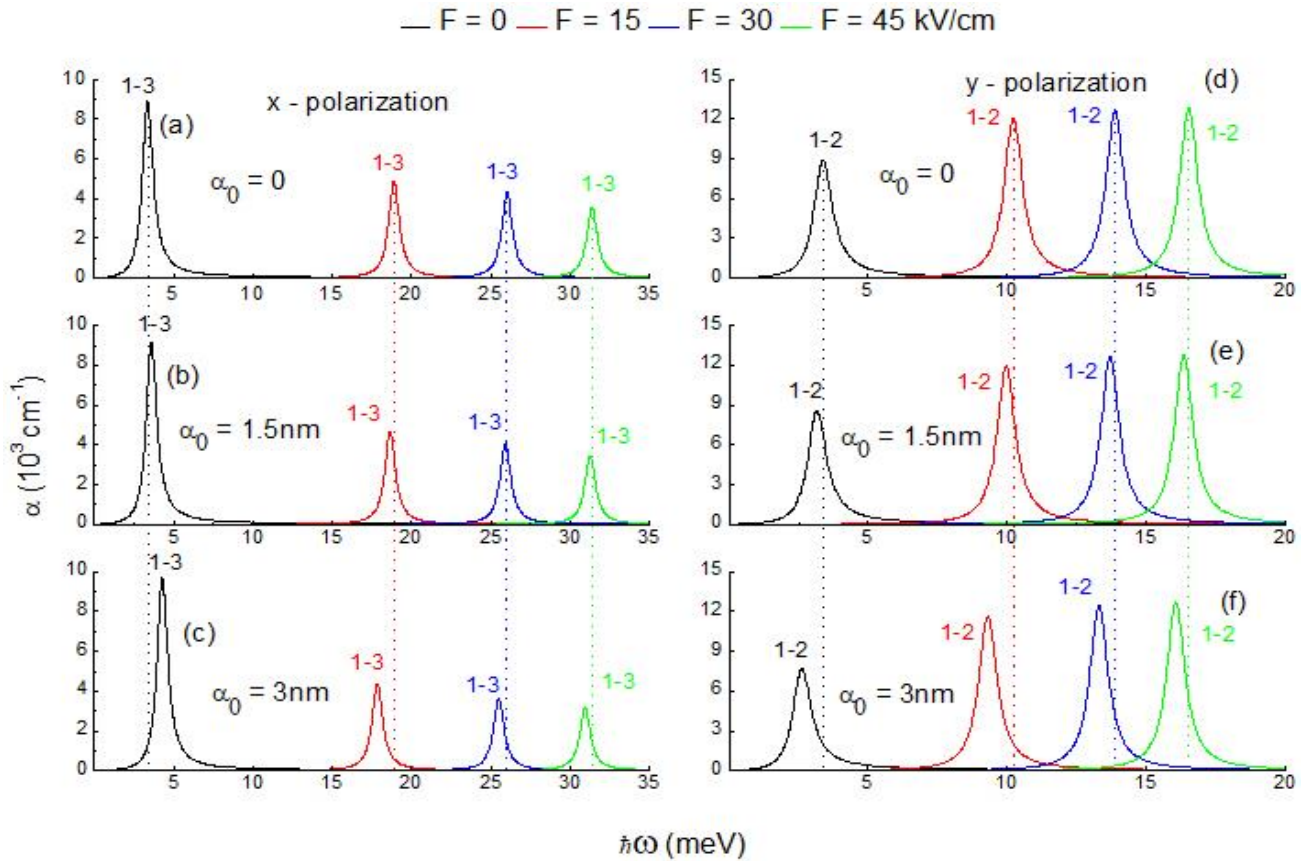
Նկ.6.10 Առաջին երեք վիճակների ալիքային ֆունկցիան α_0 պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում ($F = 5$ կՎ/սմ, $R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ)

պատկերված են թույլատրված անցումների մատրիցական տարրերի բացարձակ արժեքների կախումները α_0 -ից և F -ից: α_0 -ի և F -ի զրոյից տարբեր արժեքների դեպքում ստացվել են տարբեր ջոկման կանոններ: Լույսի x -բևեռացման դեպքում թույլատրելի են $j=1$ վիճակից $j=3$ անցումները (նկ.6.11-ում կարմիր կորերը), իսկ y -բևեռացման դեպքում՝ $1 \rightarrow 2$ անցումները: Ստացված ջոկման կանոնները կարելի է հիմնավորել՝ օգտագործելով նկ.6.10-ում պատկերված ալիքային ֆունկցիաների զույգության հատկությունները: Մատրիցական տարրերի վարքը նույնպես կարելի է բացատրել ալիքային ֆունկցիաների տարածական բաշխումներով: α_0 -ն մեծացնելիս $j=1$ և $j=2$ վիճակների միջև ալիքային ֆունկցիաների ծածկումը փոքրանում է, իսկ $j=1$ և $j=3$ վիճակների միջև՝ մեծանում: Այդ պատճառով M_{12} մատրիցական տարրը մեծանում է, իսկ M_{13} -ը՝ փոքրանում: Հակառակ վարք են դրսևորում տատանակային ուժերը, որոնք պայմանավորված են էներգիաների տարբերության և մատրիցական տարրի քառակուսու փոփոխություններով:

Նկ.6.12-ում պատկերված են լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից α_0 պարամետրի և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների և լույսի երկու տարբեր բևեռացումների դեպքում, երբ $R_1 = 5$ նմ և



Նկ.6.11 Տատանակային ուժի կախումներն α_0 պարամետրից ((a)) և էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ((b)): Ներդիրներում պատկերված են մատրիցական տարրի բացարձակ արժեքի կախումներն α_0 -ից ((a)) և F -ից ((b)) ($R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ):



Նկ.6.12 Ներգոտիական կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից: Դիտարկվել են լույսի բևեռացման երկու տարբեր ուղղություններ ($R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ):

$R_2 = 25$ նմ: Նկարից երևում է, որ L -ի և էլեկտրական դաշտի համատեղ ազդեցության արդյունքում, երկու բևեռացումների դեպքում էլ էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում, որը պայմանավորված է հիմնական և գրգռված վիճակների էներգիական մակարդակների միջև հեռավորության աճով: Ընդ որում, x -բևեռացման դեպքում կլանման մաքսիմումը նվազում է, իսկ y -բևեռացման դեպքում՝ աճում: Նման վարքը հետևանք է տատանակային ուժի՝ F -ից համապատասխան կախման (նկ.6.11-ի ներդիրները):

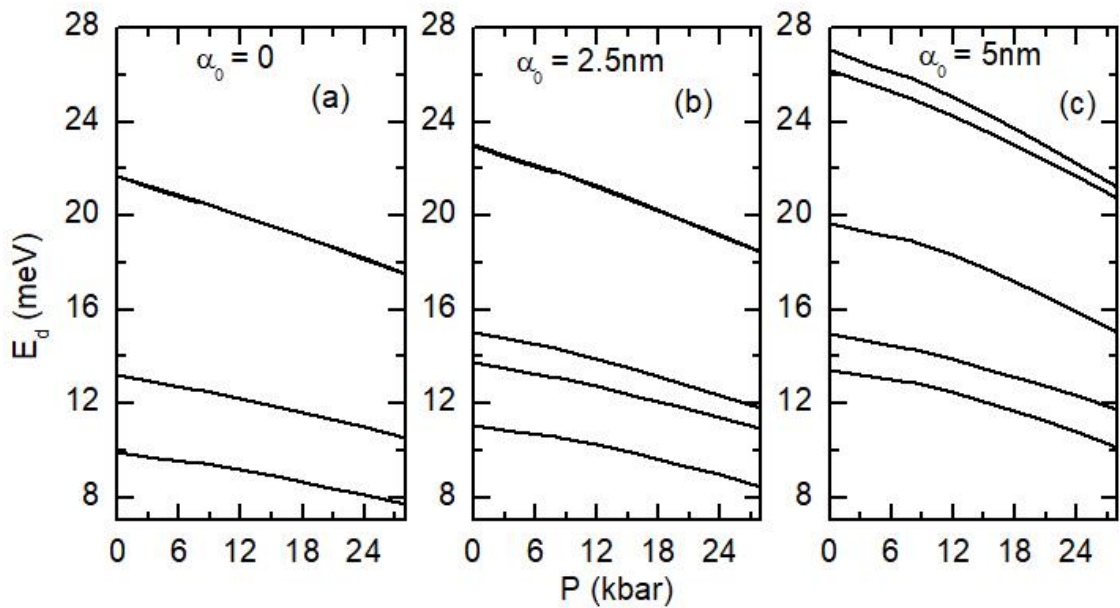
Երբ $F = 0$, α_0 պարամետրը մեծացնելիս x -բևեռացման դեպքում կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում, քանի որ $j=1$ և $j=3$ վիճակների էներգիաների տարբերությունը մեծանում է: Սակայն α_0 -ն մեծացնելիս դիտվում է կարմիր շեղում, քանի որ $j=1$ և $j=2$ վիճակների էներգիաների տարբերությունը փոքրանում է: $F \neq 0$ դեպքում L -ն ուժեղացնելը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում կարմիր շեղման, քանի որ հիմնական վիճակի և գրգռված վիճակների էներգիաների տարբերությունը փոքրանում է:

§6.3 Հիդրոստատիկ ճնշման և լազերային դաշտի ազդեցությունը քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Դիտարկենք ճնշման և L -ի համատեղ ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա միայնակ երկչափ քվանտային օղակում, որը սահմանափակող պոտենցիալը վերջավոր խորությամբ երկչափ ուղղանկյուն փոս է (§4.2): Ճնշման ազդեցությունը համակարգի լայնական չափերի վրա որոշվում է (3.4) արտահայտությամբ, L -ի բևեռացման վեկտորն ուղղված է x առանքով: Նշված պայմաններում էլեկտրոնի վիճակը նկարագրվում է Շրյոդինգերի հետևյալ հավասարումով՝

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m(\tilde{X}, P)} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V_d(x, y, \tilde{X}, P) \right] \psi_d(x, y, P) = E_d(P) \psi_d(x, y, P), \quad (6.17)$$

որտեղ $\tilde{X}$ -ն ալյումինի կոնցենտրացիան է, $V_d(x, y, P)$ -ն՝ «լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալը, որը տրվում է (6.14) արտահայտությամբ: Էլեկտրոնի $m(\tilde{X}, P)$ արդյունարար զանգվածի և $V_d(x, y, \tilde{X}, P)$ սահմանափակող պոտենցիալի



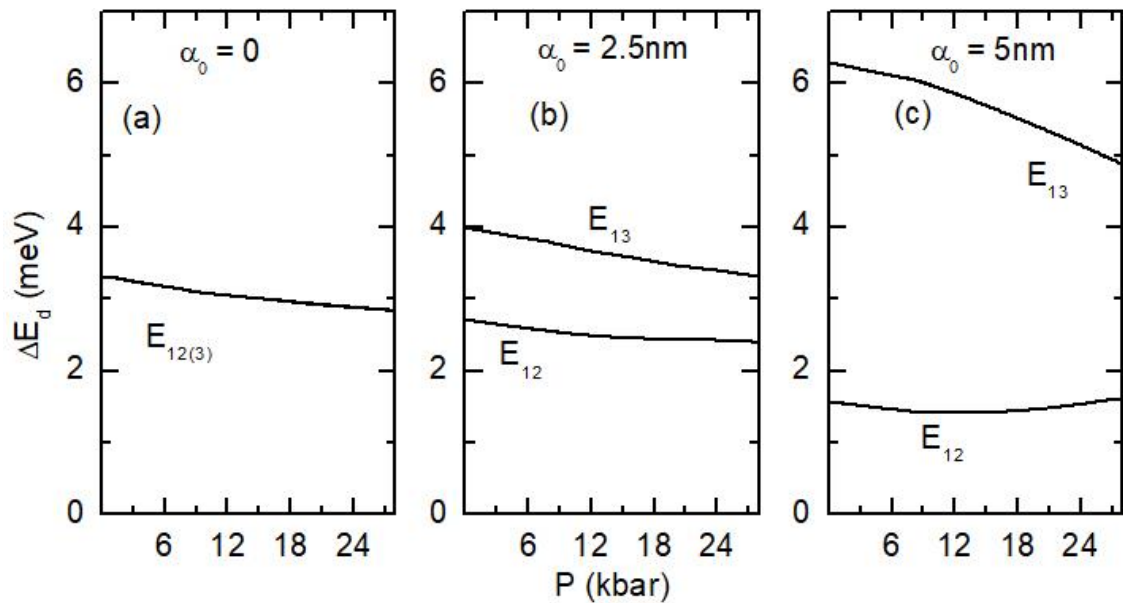
Նկ.6.13 Էներգիական մակարդակների կախումը ճնշումից ($R_1(0)=5$ նմ, $R_2(0)=25$ նմ)

կախումները ճնշումից և այլումինի կոնցենտրացիայից տրված են §3.3-ում: Էլեկտրոնի $E_d^j(P)$ էներգիաները և $\psi_d^j(x, y, P)$ ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով՝ օգտագործելով L կողմով ուղղանկյուն պոտենցիալային փոսում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաների գծային համակցությունը:

Թվային հաշվարկներն իրականացվել են $\tilde{X}=0,3$ և $V=6 \cdot 10^{-18}$ սմ³ արժեքների դեպքում:

Նկ.6.13-ում պատկերված են հիմնական և մի քանի գրգռված վիճակների էներգիական մակարդակների կախումները ճնշումից $L\Gamma$ -ի α_0 պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում: Ինչպես երևում է նկարից, էներգիաները ճնշումից կախված նվազող ֆունկցիաներ են: Ճնշման $0 \leq P \leq P_1$ տիրույթում ($P_1=8,37$ կբար տես §5.2) արժեքների դեպքում սահմանափակող պոտենցիալի բարձրությունը հաստատուն է, և էներգիայի նվազումը պայմանավորված է միայն արդյունարար զանգվածի աճով: Սակայն $P_1 < P < P_2$ ($P_2=29,67$ կբար տես §5.2) տիրույթում էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածի աճից զատ, նվազում է նաև սահմանափակող պոտենցիալի բարձրությունը, որն էներգիական մակարդակների ավելի արագ նվազման պատճառն է:

Նկ.6.13.(a)-ում $L\Gamma$ -ի բացակայության դեպքում ($\alpha_0=0$) առաջին երկու գրգռված վիճակները կրկնակի այլասերված են՝ այդ վիճակների էներգիական մակարդակները

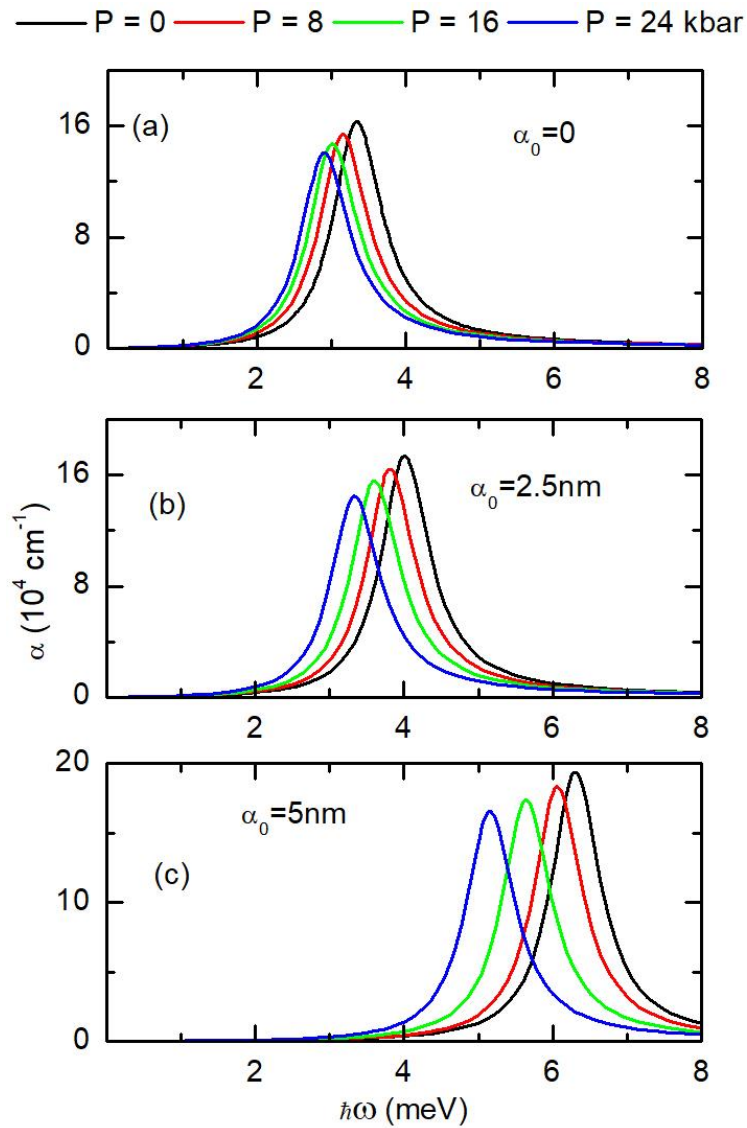


Նկ.6.14 Շեմային էներգիայի կախումը ճնշումից ($R_1(0)=5$ նմ, $R_2(0)=25$ նմ)

համընկնում են: ԼԴ-ը վերացնում է համակարգի գլանային համաչափությունը (նկ.6.13.(b) և (c)): Ինչպես արդեն նշվել է **§6.2-ում**, ԼԴ-ի ազդեցության հետևանքով ներքևում դասավորված վիճակների համար սահմանափակող պոտենցիալի արդյունաբար երկարությունն x ուղղությամբ նվազում է, որի հետևանքով էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթը փոքրանում է՝ հանգեցնելով ճնշման փոփոխման ողջ տիրույթում էներգիական մակարդակների աճի:

Նկ.6.14-ում պատկերված են հիմնական վիճակից գրգռված վիճակներ անցման շեմային էներգիաների կախումները ճնշումից α_0 պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում: Ակնհայտ է, որ շեմային էներգիաներն α_0 պարամետրի աճին զուգընթաց նվազում են, բացառությամբ $\alpha_0 = 5$ նմ և $1 \rightarrow 2$ դեպքի, որի շեմային էներգիան ճնշումից կախված ունի և՛ նվազման և՛ աճի տիրույթներ, որը հետևանք է հիմնական և գրգռված վիճակների էներգիական մակարդակների նվազման արագությունների փոփոխության (նկ.6.13.(c)):

Ուսումնասիրվել է նաև լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի վարքը, կախված ճնշումից և ԼԴ-ի α_0 պարամետրից: **§6.2-ում** և **§6.3-ում** ստացված արդյունքների համաձայն՝ ընկնող լույսի x -բևեռացման և $\alpha_0 \neq 0$ դեպքում թույլատրելի են $1 \rightarrow 3$ անցումները: Հաշվի առնելով այս հանգամանքը՝ նկ.6.15-ում պատկերվել են ներգոտիական կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից ճնշման և α_0



Նկ.6.15 Ներգոտիական կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից ($R_1(0) = 5$ նմ և $R_2(0) = 25$ նմ)

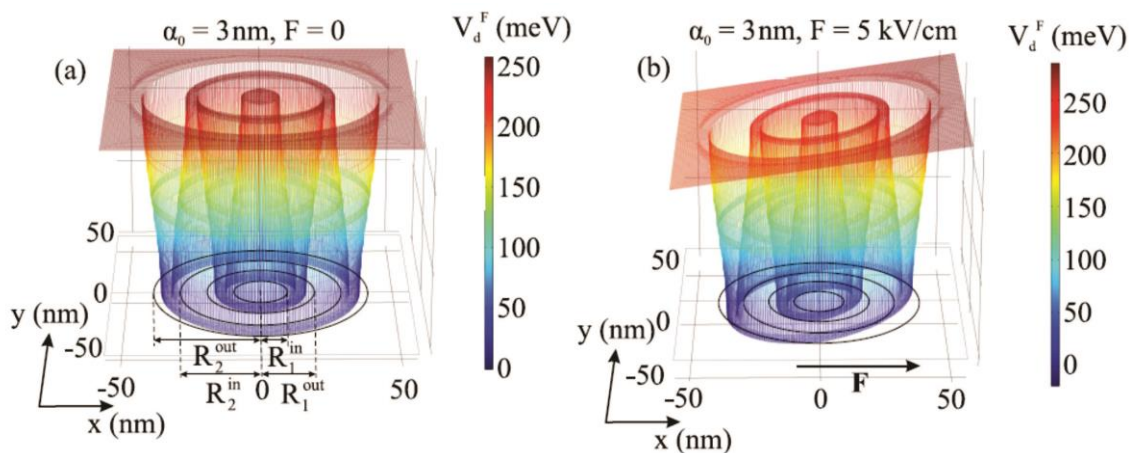
պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում: Ինչպես հետևում է բերված կախումներից, ճնշման մեծացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում կարմիր շեղման, որը հետևանք է $1 \rightarrow 3$ անցման շեմային էներգիաներ՝ պարամետրերի ուսումնասիրված արժեքների դեպքում նվազման: Դրան հակառակ, α_0 -ի մեծացման հետևանքով կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում, քանի որ համապատասխան շեմային էներգիան աճում է:

§6.4 Լազերային և էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք լազերային և էլեկտրական դաշտերի համատեղ ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների վրա GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs երկչափ ԿՀՔՕ-ում, երբ ԼԴ-ի քնեռացման վեկտորն ուղղված է x առանցքով, իսկ որպես սահմանափակող պոտենցիալ դիտարկվել է վերջավոր պատերով ($V_0 = 257$ մԷվ խորությամբ) երկչափ ուղղանկյուն կրկնակի փոսի մոդել: Այս դեպքում «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալը ներկայացվում է հետևյալ արտահայտությամբ [260]՝

$$V_d(x, y) = \frac{V_0}{\pi} \left(\pi - \theta(\alpha_0 - x - \Gamma_1) \arccos\left(\frac{\Gamma_1 + x}{\alpha_0}\right) + \theta(\alpha_0 - x - \Gamma_2) \arccos\left(\frac{\Gamma_2 + x}{\alpha_0}\right) - \right. \\ \left. - \theta(\alpha_0 + x - \Gamma_1) \arccos\left(\frac{\Gamma_1 - x}{\alpha_0}\right) + \theta(\alpha_0 + x - \Gamma_2) \arccos\left(\frac{\Gamma_2 - x}{\alpha_0}\right) - \right. \\ \left. - \theta(\alpha_0 - x - \Gamma_3) \arccos\left(\frac{\Gamma_3 + x}{\alpha_0}\right) + \theta(\alpha_0 - x - \Gamma_4) \arccos\left(\frac{\Gamma_4 + x}{\alpha_0}\right) - \right. \\ \left. - \theta(\alpha_0 + x - \Gamma_3) \arccos\left(\frac{\Gamma_3 - x}{\alpha_0}\right) + \theta(\alpha_0 + x - \Gamma_4) \arccos\left(\frac{\Gamma_4 - x}{\alpha_0}\right) \right) \quad (6.18)$$

որտեղ $\theta(u)$ -ն միավոր թռիչքի ֆունկցիան է, $\Gamma_i = \text{Re}(\sqrt{R_i^2 - y^2})$, $i = 1; 2; 3; 4$: (6.18) արտահայտությամբ նկարագրվող պոտենցիալային փոսում, F լարվածությամբ էլեկտրական դաշտի առկայությամբ էլեկտրոնի վիճակը նկարագրվում է Շրյոդինգերի հետևյալ հավասարումով՝



Նկ.6.16 «Լազերով ձևափոխված» եռաչափ սահմանափակող պոտենցիալը $F = 0$ ((a)) և $F = 3$ կՎ/սմ ((b)) լարվածությամբ էլեկտրական դաշտում

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V_d^F(x, y) \right] \psi_d(x, y) = E_d \psi_d(x, y), \quad (6.19)$$

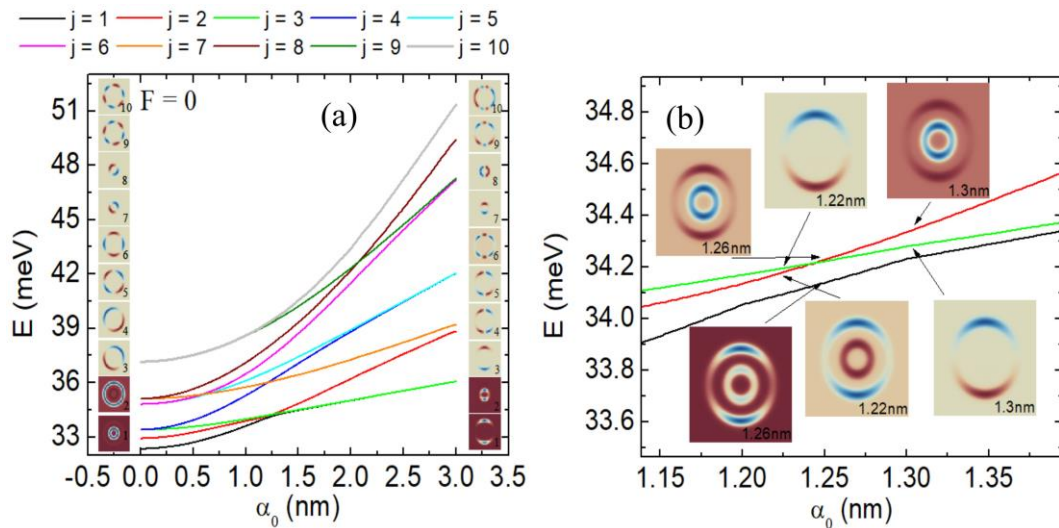
որտեղ

$$V_d^F(x, y) = V_d(x, y) - eF(x \cos \beta + y \sin \beta), \quad (6.20)$$

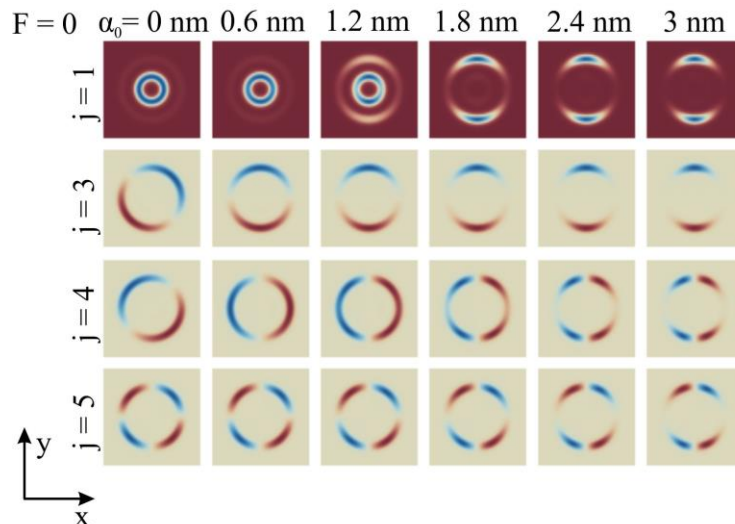
$\beta = \angle(\mathbf{u}, \mathbf{e}_x)$ իսկ $\mathbf{u}$ -ն և $\mathbf{e}_x$ -ն, համապատասխանաբար էլեկտրական դաշտի և L -ի բևեռացման միավոր վեկտորներ են: Նկ.6.16-ում պատկերված է «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալն էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ (a) և առկայությամբ (b):

Էլեկտրոնի E_d^j էներգիաները և $\psi_d^j(x, y)$ ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են վերջավոր տարրերի մեթոդով [261]:

Նկ.6.17-ում պատկերված են էներգիական մակարդակների կախումներն L -ի α_0 պարամետրից, երբ $F=0$: Նկ.6.17.(a)-ի ձախ և աջ ներդիրներում համապատասխանաբար պատկերված են ալիքային ֆունկցիաները $\alpha_0=0$ և $\alpha_0=3$ նմ արժեքների դեպքում: L -ի ազդեցությամբ, $V_d^F(x, y)$ սահմանափակող պոտենցիալի դեֆորմացիայի հետևանքով, դիտարկված 10 էներգիական մակարդակներն աճում են, ինչպես նաև՝ վերադասավորվում: Երբ $\alpha_0=0$, գլանային համաչափության հետևանքով էներգիական մակարդակներն այլասերված են. այսպես, $E_3=E_4$, $E_5=E_6$, $E_7=E_8$, $E_9=E_{10}$, իսկ α_0 -ն մեծացնելիս էներգիական սպեկտրում առաջանում են նոր այլասերված մակարդակների զույգեր: Հետևելով $\alpha_0=3$ նմ դեպքում ալիքային ֆունկցիաների էվոլյուցիային (նկ.6.17.(a)-ի աջ սյունակ)՝ կարելի է նկատել, որ L -ը հանգեցնում է վիճակների նոր համակցությունների. 1-ին և 3-րդ, 4-րդ և 5-րդ, 6-րդ և 9-րդ: Այս երևույթի պատճառը պոտենցիալի դեֆորմացիայի հետևանքով ալիքային ֆունկցիաների տարածական բաշխման փոփոխությունն է x և y առանցքների նկատմամբ: Նկ.6.17.(a)-ում էներգիական սպեկտրում դիտվում է մակարդակների ինչպես հատում, այնպես էլ հակահատում: Որպես օրինակ նշենք, որ առաջին գրգռված վիճակի ալիքային ֆունկցիան համաչափ է y առանցքի նկատմամբ, մինչդեռ 3-րդ վիճակինը դրսևորում է հակահամաչափություն, որը նշանակում է՝ այդ վիճակների էներգիական մակարդակները կարող են հատվել [262]: Մինչդեռ հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների մակարդակների միջև դիտվում է հակահատում, քանի որ հատման դեպքում



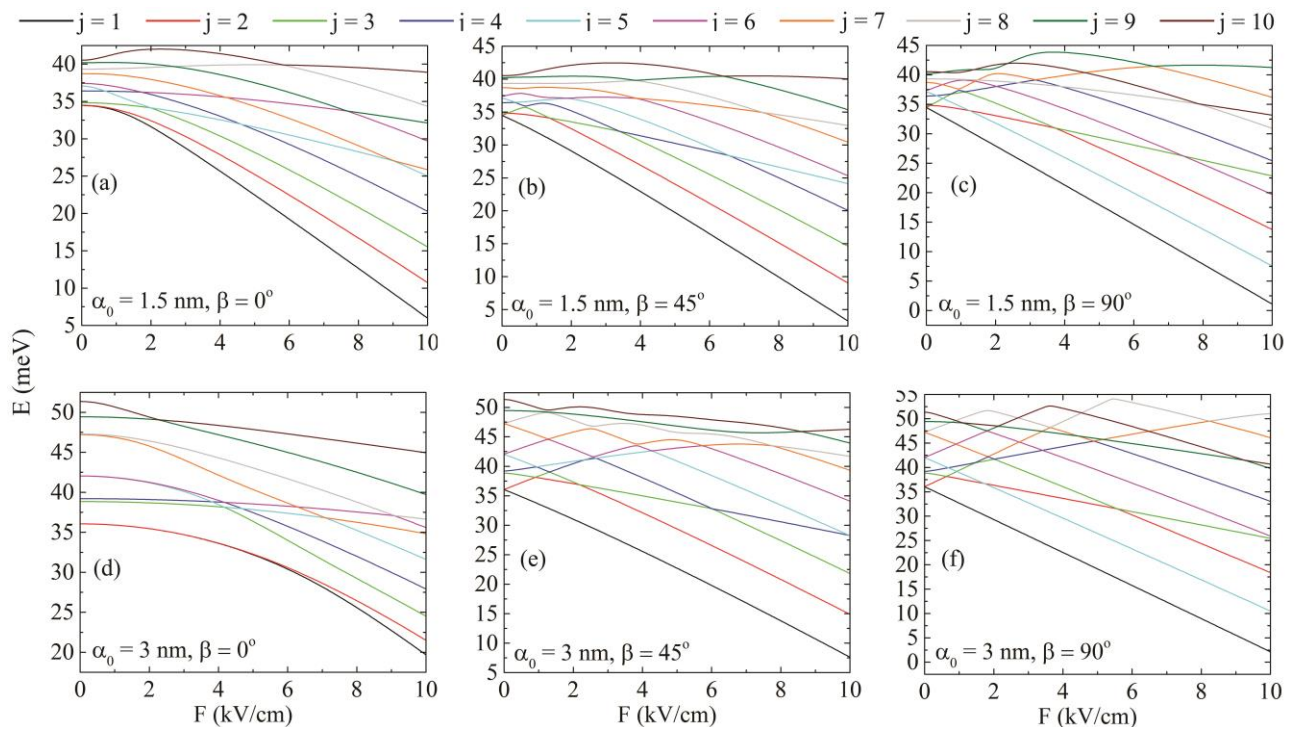
Նկ.6.17 (a). Էներգիական մակարդակների կախումներն α_0 պարամետրից, երբ էլեկտրական դաշտը բացակայում է (ներդիրում պատկերված են ալիքային ֆունկցիաները)։ (b). առաջին երեք էներգիական մակարդակների հատման և հակահատման կետերը



Նկ.6.18 1-ին, 3-րդ, 4-րդ և 5-րդ վիճակների ալիքային ֆունկցիաների տարածական բաշխման՝ $\mathcal{L}\mathcal{F}$ -ով պայմանավորված էվոլյուցիան

հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան պետք է ունենա զրոներ, որը թույլատրելի չէ [143]:

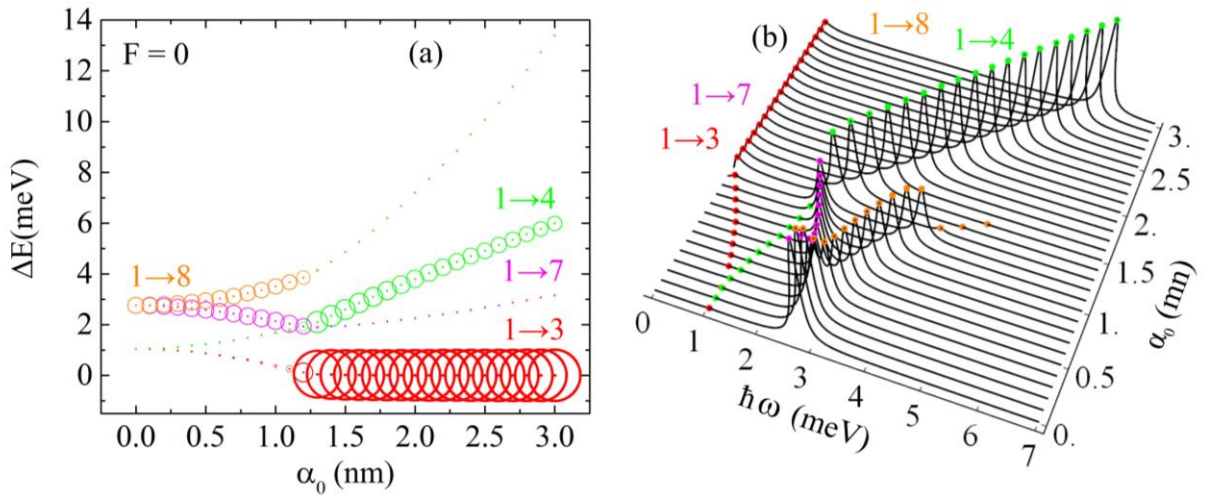
Նկ.6.18-ում ներկայացված է 1-ին, 3-րդ, 4-րդ և 5-րդ վիճակների ալիքային ֆունկցիաների էվոլյուցիան։ Հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան ներքին օղակից աստիճանաբար տեղաշարժվում է դեպի արտաքին օղակ, և մաքսիմումները բաշխվում են y առանցով։ Բանն այն է, որ $\mathcal{L}\mathcal{F}$ -ի ազդեցությամբ սահմանափակող պոտենցիալի դեֆորմացիան ստորին վիճակների ալիքային ֆունկցիաների վրա էապես ազդում է x առանցքի երկայնքով (բևեռացման ուղղությամբ տեղի է ունենում ալիքային ֆունկցիայի



Նկ.6.19 Շտարկի երևույթը «լազերով ձևափոխված» էներգիական մակարդակների համար

բաշխման սեղմում) և համարյա անփոփոխ է մնում y առանցքի երկայնքով:

Նկ.6.19-ում պատկերված են «լազերով ձևափոխված» էներգիական մակարդակների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից: Դիտարկվել են լարվածության վեկտորի տարբեր ուղղություններ ($\beta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$): Նկ.6.19.(a)-ում ($\alpha_0 = 1,5$ նմ) և (d)-ում ($\alpha_0 = 3$ նմ) $\beta = 0^\circ$ դեպքում դիտվում է Շտարկի քառակուսային երևույթը [50]: էլեկտրական դաշտի առկայությամբ «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալը, հետևաբար՝ նաև էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաները, կարող են լինել համաչափ x և y առանցքների նկատմամբ, որի հետևանքով էներգիական սպեկտրում դիտվում է էներգիական մակարդակների հատում կամ հակահատում: $\beta = 45^\circ$ դեպքում «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալը, հետևաբար՝ նաև էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաները, կորորդինատների առանցքների նկատմամբ որևէ համաչափություն չունեն, որի պատճառով էներգիական սպեկտրում մակարդակների հատում չի դիտվում (նկ.6.19.(b) և (e)): Երբ էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորն ուղղահայաց է $L\Gamma$ -ի բևեռացման վեկտորին ($\beta = 90^\circ$), դիտվում է էլեկտրական դաշտի լարվածությունից էներգիական մակարդակների գծային կախում, որն առավել ցայտուն արտահայտվում է $\alpha_0 = 3$ նմ դեպքում: Անհրաժեշտ է նշել, որ նման երևույթ՝ պայմանավորված երկրաչա-



Նկ. 6.20 Շեմային էներգիաների կախումներն α_0 -ից ((a)) և ներգոտիական կլանման գործակցի կախումներն α_0 -ից և լույսի ֆոտոնի էներգիայից ((b)) $F=0$ դեպքում: Նկարում շրջանի մակերեսը համեմատական է համապատասխան անցման մատրիցական տարրի քառակուսուն:

փական չափերով դիտվել է [263]-ում, իսկ արդյունարար զանգվածի անհամաչափություններով՝ [264]-ում:

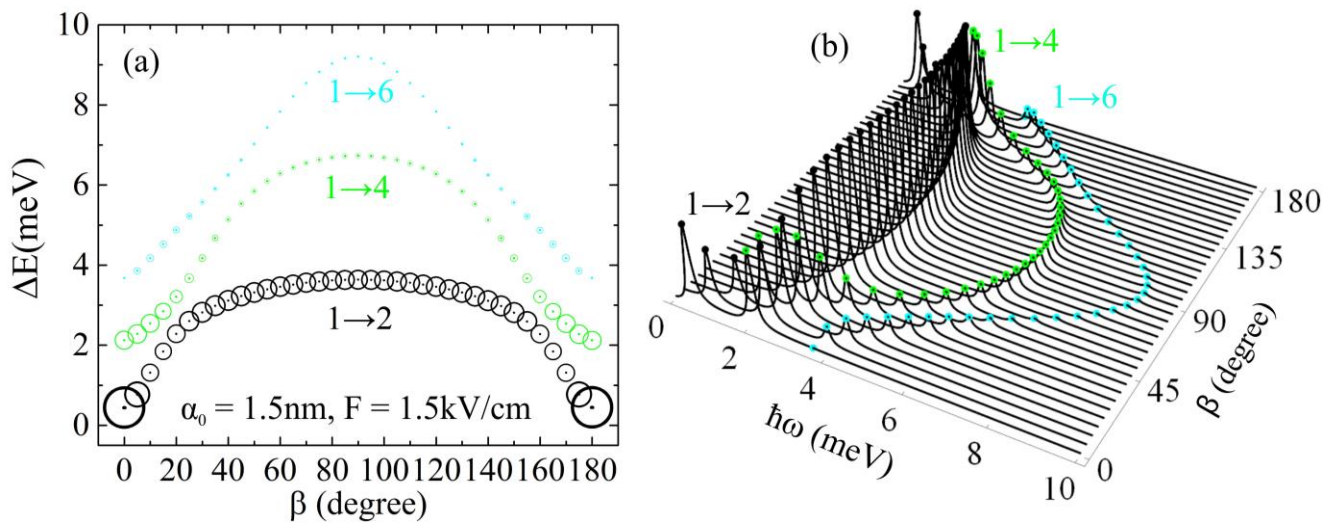
Նկ.6.20-ում պատկերված են շեմային էներգիաների կախումները $L\Gamma$ -ի α_0 պարամետրից (նկ.6.20.(a)): Նկարում յուրաքանչյուր շրջանի մակերես ուղիղ համեմատական է համապատասխան անցման մատրիցական տարրի քառակուսուն:

Լույսի ներգոտիական կլանման գործակիցը հաշվարկենք՝ օգտվելով (4.29) արտահայտությունից ($P=0$ դեպքում և

$$\alpha(\Omega) = A \cdot \sum_{if} N_{if} |M_{if}|^2 \frac{\Gamma}{(\hbar\Omega - \Delta_{fi})^2 + \Gamma^2} \quad (6.21)$$

բանաձևից, որտեղ $\Gamma = 0,1$ մէՎ, A -ն հայտնի մեծություն է:

Նկ.6.20.(b)-ում պատկերված է կլանման գործակցի կախումը α_0 -ից և ֆոտոնի էներգիայից $F=0$ դեպքում: Թույլատրելի անցումները պայմանավորված են հիմնական և գրգռված վիճակների ալիքային ֆունկցիաների համաչափությամբ: $1 \rightarrow 3$ և $1 \rightarrow 4$, $1 \rightarrow 7$ և $1 \rightarrow 8$ զույգերի շեմային էներգիաներն սկսվում են միևնույն կետից, քանի որ $L\Gamma$ -ի բացակայությամբ նշված վիճակներն այլասերված են: $\alpha_0 = 1,3$ նմ արժեքից սկսած $1 \rightarrow 3$ անցմանը համապատասխանում է մեծ արժեքով $|M_{if}|$ մատրիցական տարր: Նկ.6.20.(b)-ում $1 \rightarrow 4$, $1 \rightarrow 7$ և $1 \rightarrow 8$ վիճակներին համապատասխանող կլանման մաքսիմումներն ավելի բարձր են, թեև համապատասխան մատրիցական տար-



Նկ.6.21 (a). Շեմային էներգիաների կախումները β անկյունից. (b). ներգոտիական կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից և β անկյունից ($F=1,5$)կՎ/սմ: Նկարում շրջանների մակերեսները համեմատական են համապատասխան անցման մատրցական տարրի քառակուսուն:

րերը փոքր են: Վերջինս պայմանավորված է ներգոտիական կլանման գործակցում $\hbar\omega$ անդամի առկայությամբ:

Նկ.6.21-ում պատկերված են շեմային էներգիաների կախումները β -ից (նկ.6.21.(a)) և ներգոտիական կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից և β -ից (նկ.6.21.(b)): Նկարից երևում է, որ $[0^\circ, 90^\circ]$ տիրույթում ամենաուժգին անցումների համար դիտվում է կապույտ շեղում, իսկ $(90^\circ - 180^\circ)$ տիրույթում՝ կարմիր շեղում: β -ի սկզբնական արժեքների և $\beta = 180^\circ$ -ին մոտ արժեքի դեպքում միայն $1 \rightarrow 4$ անցումներին համապատասխանող կլանումն է համեմատելի $1 \rightarrow 2$ անցումների հետ, իսկ β -ի այլ արժեքների դեպքում անցումներին համապատասխանում են կլանման գործակցի մեծ արժեքներ:

§6.5 Լազերային և էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը լայնակի կապակցված կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք լազերային և էլեկտրական դաշտերի համատեղ ազդեցությունն էլեկտրոնային վիճակների վրա լայնակի կապակցված կրկնակի ՔՕ-ներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Համակարգի $V(x, y)$ սահմանափակող պոտենցիալն արտաքին դաշտերի բացակայության դրոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

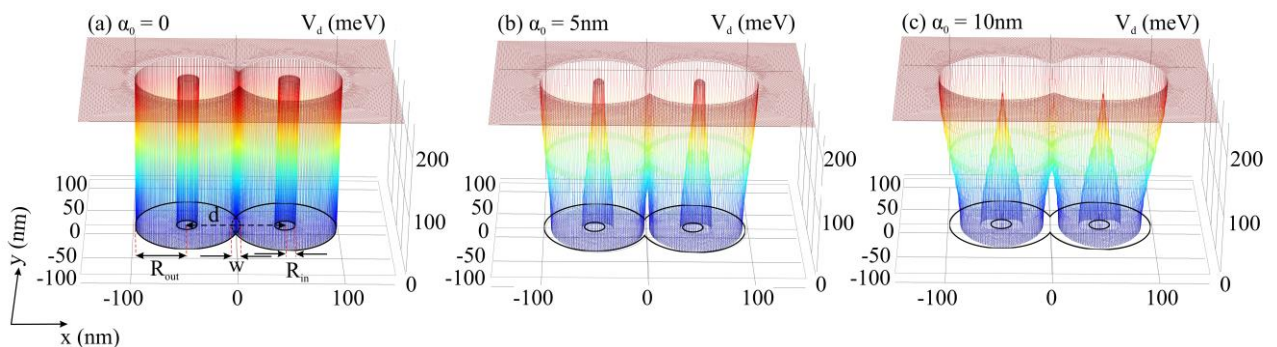
$$V(x, y) = \begin{cases} 0, & R_{in} < \sqrt{(x \pm d/2)^2 + y^2} < R_{out} \\ V_0, & \text{մնացած դեպքերում:} \end{cases} \quad (6.22)$$

«Լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալն էլեկտրական դաշտում (նկ.6.22) դրոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

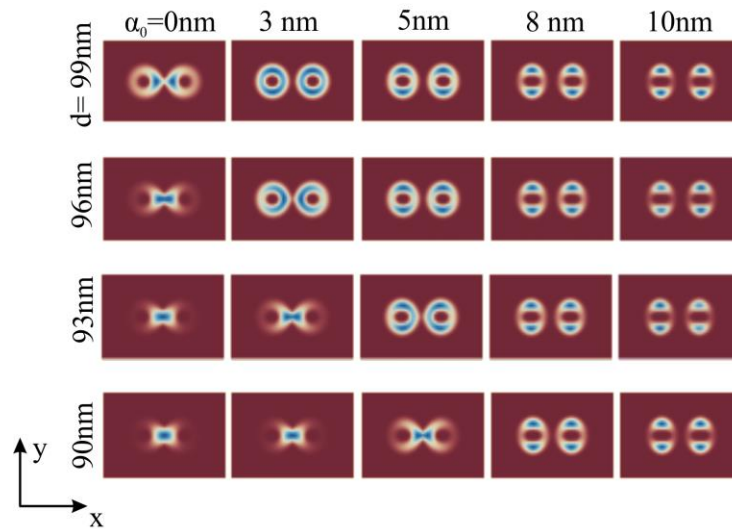
$$V_d^F(x, y, \alpha_0) = \frac{1}{T} \int_0^T V(x + \alpha(\tau), y) d\tau - eFx: \quad (6.23)$$

Հաշվի առնելով §6.1-ում նշված բոլոր մոտավորությունները՝ էլեկտրոնի շարժումը լայնակի կապակցված կրկնակի ՔՕ-ում ԼԴ-ի առկայությամբ կարելի է նկարագրել (6.19) հավասարմամբ, որտեղ $V_d^F(x, y, \alpha_0)$ պոտենցիալ էներգիան դրոշվում է (6.23) արտահայտությամբ: Ինչպես նախորդ պարագրաֆում, այստեղ ևս էլեկտրոնի E_d^j էներգիաները և $\psi_d^j(x, y)$ ալիքային ֆունկցիաները դրոշվել են վերջավոր տարրերի մեթոդով:

Թվային հաշվարկներն իրականացվել են պարամետրերի $R_{in} = 10$ նմ, $R_{out} = 50$ նմ և $V_0 = 257$ մԷՎ արժեքների համար:



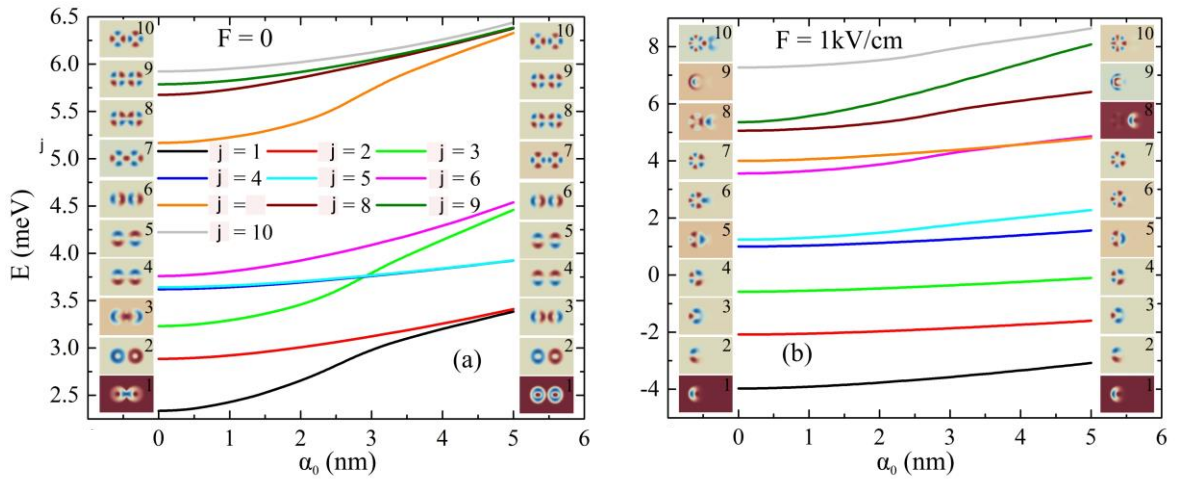
Նկ.6.22 «Լազերով ձևափոխված» եռաչափ սահմանափակող պոտենցիալը α_0 արամետրի տարբեր արժեքների դեպքում ($F = 0$)



Նկ.6.23 Հիմնական վիճակում էլեկտրոնի հավանականության խտությունը d -ի և α_0 -ի տարբեր արժեքների դեպքում

α_0 պարամետրի մեծացումը հանգեցնում է պոտենցիալի ստորին մասի «լուսավորման» (ստորին մասի արդյունարար չափերի փոքրացման հետևանքով շրջաններն իրարից հեռանում են): Այդ պատճառով հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիայի մաքսիմումներն իրարից հեռանում են, և մեծ α_0 -ների դեպքում հավանականության խտության մաքսիմումները յուրաքանչյուր օղակում դառնում են համաչափ y առանցքի նկատմամբ: Այսպիսով՝ սևեռված d -ի դեպքում L_7 -ի միջոցով կարելի է կառավարել օղակների կապակցվածությունը: Մյուս կողմից, սևեռված α_0 -ի դեպքում d -ի փոքրացումը հանգեցնում է հավանականության խտության միավորման, որի մաքսիմումը տեղակայվում է համակարգի կենտրոնում:

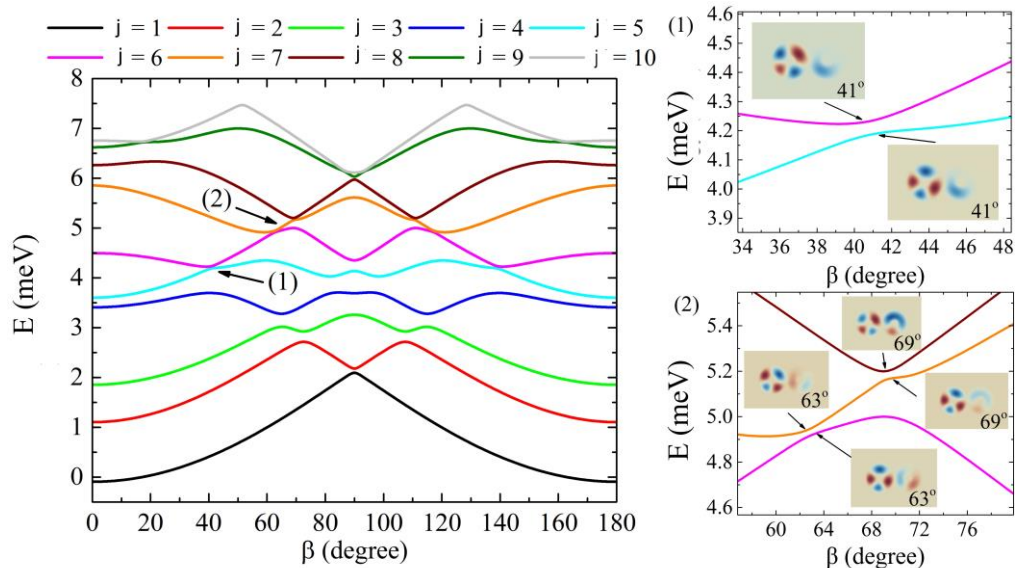
Ինչպես երևում է նկ.6.24-ից, L_7 -ը հանգեցնում է էներգիական մակարդակների վերադասավորման: Առաջին 10 վիճակների էներգիական մակարդակների կախումներն α_0 -ից և ալիքային ֆունկցիաները պատկերված է նկ.6.24-ում ((a)-ն՝ $F=0$, իսկ ((b)-ն՝ $F=1$ էվ/սմ արժեքների դեպքում): Երկու դեպքում էլ α_0 -ի աճը հանգեցնում է էներգիական մակարդակների բարձրացման, որը հետևանք է L_7 -ի ազդեցությամբ սահմանափակող պոտենցիալի ձևափոխման: Նշենք, որ α_0 -ի աճը հանգեցնում է հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների կրկնակի այլասերման: Այդ վիճակները համապատասխանաբար կարող են համարվել կապված (bonding) և հակակապված (antibonding): Վիճակների այլասերումը բացատրվում է նրանով, որ կապված և



Նկ.6.24 Առաջին 10 էներգիական մակարդակների կախումներն α_0 պարամետրից. (a). էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ, (b). $F = 1 \text{ կՎ/սմ}$ դեպքում: Ներդիրներում պատկերված են ալիքային ֆունկցիաներն $\alpha_0 = 0$ (ձախ ներդիր) և $\alpha_0 = 5 \text{ նմ}$ (աջ ներդիր) արժեքների համար:

հակակապված վիճակներում հավանականության խտությունները նույնանում են, չնայած, որ հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան x և y առանցքների նկատմամբ զույգ է՝ $P_x = 1, P_y = 1$, իսկ գրգռված վիճակը՝ $P_x = -1, P_y = 1$ (P_x -ը և P_y -ը որոշում են վիճակների զույգությունները, ընդ որում՝ «+1»-ը վերաբերվում է զույգ, իսկ «-1»-ը՝ կենտ վիճակներին): Կան նաև չորս կապակցված զույգեր, որոնք կապված և հակակապված վիճակներ են: Դրանք են՝ 3-րդ և 6-րդ, 4-րդ և 5-րդ, 7-րդ և 10-րդ, 8-րդ և 9-րդ զույգերը: Էլեկտրական դաշտում ԼԴ-ով պայմանավորված այլասերումն α_0 -ի ուսումնասիրվող տիրույթում վերանում է (նկ.6.24.(b)): Էլեկտրական դաշտը վերացնում է x ուղղությամբ ալիքային ֆունկցիայի համաչափությունը՝ թողնելով այն միայն y ուղղությամբ ($P_y = \pm 1$): Ստորին էներգիական մակարդակներն էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ իջնում են (բացառությամբ 9-րդ և 10-րդ մակարդակների), որը հետևանք է սահմանափակող պոտենցիալի հատակի՝ դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ տեղաշարժի:

Նկ.6.25-ում պատկերված են էներգիական մակարդակների կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածության և ԼԴ-ի բևեռացման ուղղությունների միջև β անկյունից: β -ի փոփոխությունը հանգեցնում է ալիքային ֆունկցիայի տարբեր տարածական բաշխումների, որի հետևանքով էներգիական սպեկտրում դիտվում են տատանումներ: Նշենք, որ էներգիական մակարդակները $\beta = 90^\circ$ կետի նկատմամբ

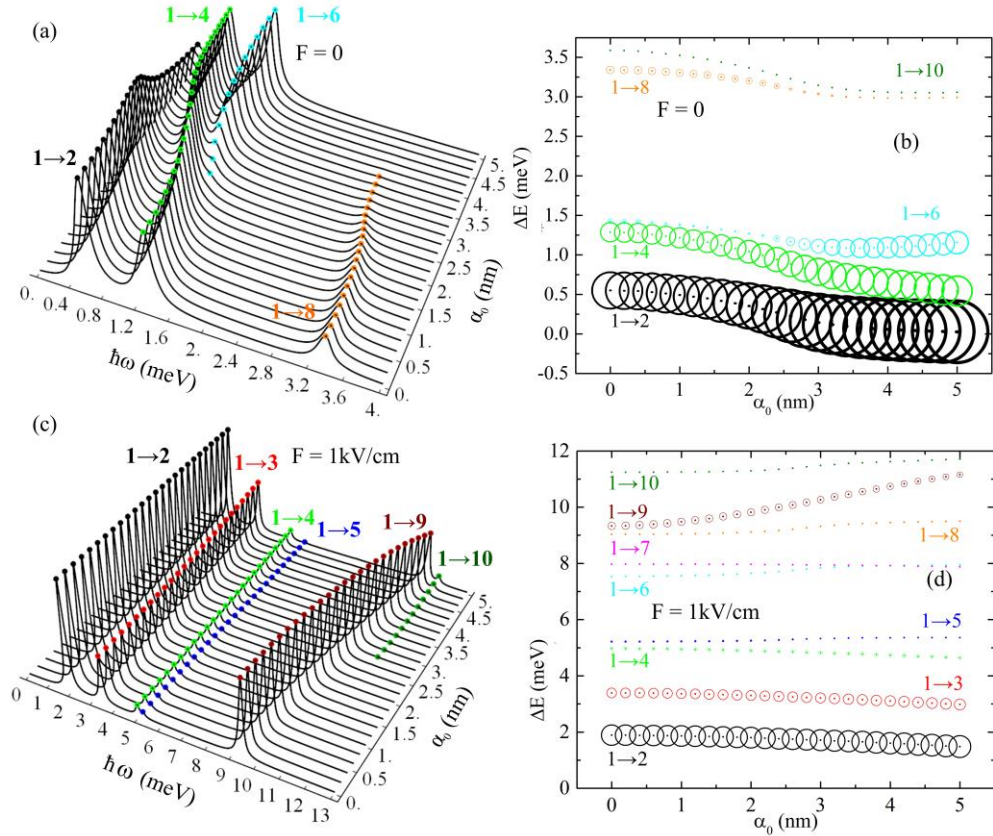


Նկ.6.25 Էներգիական մակարդակների կախումները β անկյունից $F=0,5$ ԿԿ/սմ և $\alpha_0=2,5$ նմ դեպքում: (1) և (2) սլաքները ցույց են տալիս հակահատման կետի շրջակայքում մակարդակների փոփոխությունները:

համաչափ են, որը հետևանք է x և y ուղղություններով «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալի համաչափության: Ինչպես երևում է նկարից, էլեկտրական դաշտի ուղղությունից կախված էներգիական մակարդակներում դիտվում է հակահատում հիշեցնող կետեր, որը նշանակում է, որ այդ երկու վիճակների ալիքային ֆունկցիաներն ունեն նույն համաչափությունը, իսկ էներգիաները բավականաչափ մոտ են (դրանցից մի քանիսը ներկայացված են նկ.6.25-ում):

Լույսի ներգոտիական կլանման գործակիցը որոշելու համար կօգտվենք (6.21) բանաձևից, ենթադրելով, որ $\Gamma=0,1$ մԷՎ:

Շրջանային բևեռացված լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից էլեկտրական դաշտի երկու տարբեր արժեքների դեպքում պատկերված է նկ.6.26.(a) և (c)-ում, իսկ նկ.6.26.(b) և (d)-ում պատկերված են շեմային էներգիայի կախումները α_0 -ից, որոնցում շրջանների մակերեսները համեմատական են թույլատրելի անցման մատրիցական տարրերի քառակուսիներին: Ինչպես երևում է նկ.6.26.(a)-ից, $F=0$ դեպքում թույլատրելի են միայն հիմնական վիճակից 2-րդ, 4-րդ, 6-րդ, 8-րդ և 10-րդ վիճակներ անցումները, որոնք չունեն նույն զույգությունը: 2-րդ, 6-րդ և 10-րդ վիճակների համար $P_x=-1$ և $P_y=1$, իսկ 4-րդ և 8-րդ վիճակների համար՝ $P_x=-1$ և $P_y=-1$: Մնացած վիճակների համար $P_x=-P_y$: Բոլոր թույլատրելի



Նկ.6.26 Լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի (կամայական միավորներով) կախումները ֆոտոնի էներգիայից α_0 -ի տարբեր արժեքների համար ((a) և (c)), ΔE շեմային էներգիայի կախումները α_0 -ից ((b) և (d)): Նկարում շրջանների մակերեսները համեմատական է համապատասխան անցման մատրիցական տարրի քառակուսուն ($\beta = 0$):

անցումներից ամենամեծ հավանականությունն ունեն $1 \rightarrow 2$ անցումները: $1 \rightarrow 4$ անցումների կլանման մաքսիմումն ակնհայտորեն ավելի փոքր է, քան $1 \rightarrow 2$ անցմանը: Այնուամենայնիվ, $\alpha_0 = 5$ նմ արժեքի մոտակայքում կլանման մաքսիմումը բավականին մեծ է: Կլանման սպեկտրում դիտվում են կարմիր և կապույտ շեղումներ միայն $1 \rightarrow 6$ անցումների դեպքում, մնացած դեպքերում դիտվում է կարմիր շեղում: $1 \rightarrow 10$ անցման դեպքում կլանում գրեթե չի դիտվում: Էլեկտրական դաշտի առկայությամբ վերանում է համաչափությունը, որի հետևանքով բոլոր անցումները դառնում են թույլատրելի: $1 \rightarrow 2$, $1 \rightarrow 3$ և $1 \rightarrow 4$ անցումների դեպքում սպեկտրում դիտվում են կարմիր, իսկ $1 \rightarrow 5$, $1 \rightarrow 9$ և $1 \rightarrow 10$ անցումների դեպքում՝ կապույտ շեղումներ: $1 \rightarrow 6$, $1 \rightarrow 7$ և $1 \rightarrow 8$ անցումներին համամապատասխանում են կլանման բավականաչափ փոքր ուժգնություններ:

ԳԼՈՒԽ 7. ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ ԵՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ [260,265–268]

ՔԿ-երում խառնուկային վիճակների և ներգոտիական օպտիկական հատկությունների վրա ԼԴ-ի, ինչպես նաև էլեկտրական դաշտի ազդեցության ուսումնասիրմանը նվիրված տեսական հետազոտությունների թիվը մեծ չէ: [269]-ում ուսումնասիրվել է ԼԴ-ի ազդեցությունը գնդային քվանտային կետում դոնորային խառնուկի կապի էներգիայի վրա: Որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել դիտարկվել է անվերջ խոր պոտենցիալային փոսի դեպքը: Կապի էներգիաները հաշվարկվել են 1s-, 2s- և 2p-վիճակների համար: Ստացված արդյունքների համաձայն՝ դոնորային խառնուկի կապի էներգիան ԼԴ-ի պարամետրից կախված նվազող ֆունկցիա է:

[270]-ում ուսումնասիրվել են ՔԿ-ում և ուղղաձիգ դասավորված կրկնակի գլանային ՔԿ-երում ԼԴ-ի, ճնշման և էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Խոտորումների տեսության շրջանակներում ուսումնասիրվել է ԼԴ-ի և էլեկտրական դաշտի համատեղ ազդեցությունը գնդային ՔԿ-ում խառնուկային վիճակների և ՖԻԿ-ի վրա [78]: [271]-ում ուսումնասիրվել է CdS/SiO_2 ՔԿ-ում ԼԴ-ի և էլեկտրական դաշտի համատեղ ազդեցությունը խառնուկային վիճակների վրա, որոնց համապատասխանող էներգիաները և ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են վերջավոր տարրերի մեթոդով: Ցույց է տրվել, որ խառնուկային վիճակների էներգիաները կախված են արտաքին դաշտերի բնութագրերից և խառնուկի դիրքից: Էլեկտրոնի E_d^j էներգիաները և $\psi_d^j(x,y)$ ալիքային ֆունկցիաներն որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով՝ ալիքային ֆունկցիաներն արտահայտելով L կողմով ուղղանկյուն փոսում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաների գծային համակցությամբ:

Ատենախոսության յոթերորդ գլուխը նվիրված է քվանտային օղակներում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա լազերային և էլեկտրական դաշտերի և՛ հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցության ուսումնասիրությանը:

§7.1 Լազերային դաշտի ազդեցությունը քվանտային կետում և քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք լազերային դաշտի ազդեցությունը խառնուկային վիճակների վրա $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ երկչափ ԲՕ-ում, ենթադրելով, որ ԼԴ-ի բևեռացման վեկտորն ուղղված է x առանցքով: Որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել դիտարկվել է վերջավոր պատերով ($V_0 = 228$ մԷՎ խորությամբ) երկչափ ուղղանկյուն փոս: Այս դեպքում «լազերով ձևափոխված» $V_d(x, y)$ պոտենցիալը ներկայացվում է (6.14) արտահայտությամբ: Բարձրհաճախային մոտավորությամբ կուլոնյան մակարդակների միջև հեռավորությունը շատ փոքր է ԼԴ-ի քվանտի էներգիայից, ուստի էլեկտրոնը կկատարի մեծ հաճախությամբ տատանումներ ըստ ժամանակի միջինացված կուլոնյան դաշտում, որի պոտենցիալը՝ [272]՝

$$V_{cd}(x, y) = \frac{1}{2} [V_{cd}(x - x_0 - \alpha_0, y) + V_{cd}(x - x_0 + \alpha_0, y)] \quad (7.1)$$

որտեղ x_0 -ն x -առանցքով խառնուկի կոորդինատն է: Այսպիսով, ջրածնանման դոնորային խառնուկի «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալը տրվում է

$$V_{cd}(x, y) = -\frac{e^2}{2\varepsilon} \left(\frac{1}{\sqrt{\Delta_+^2 + y^2}} + \frac{1}{\sqrt{\Delta_-^2 + y^2}} \right), \quad (7.2)$$

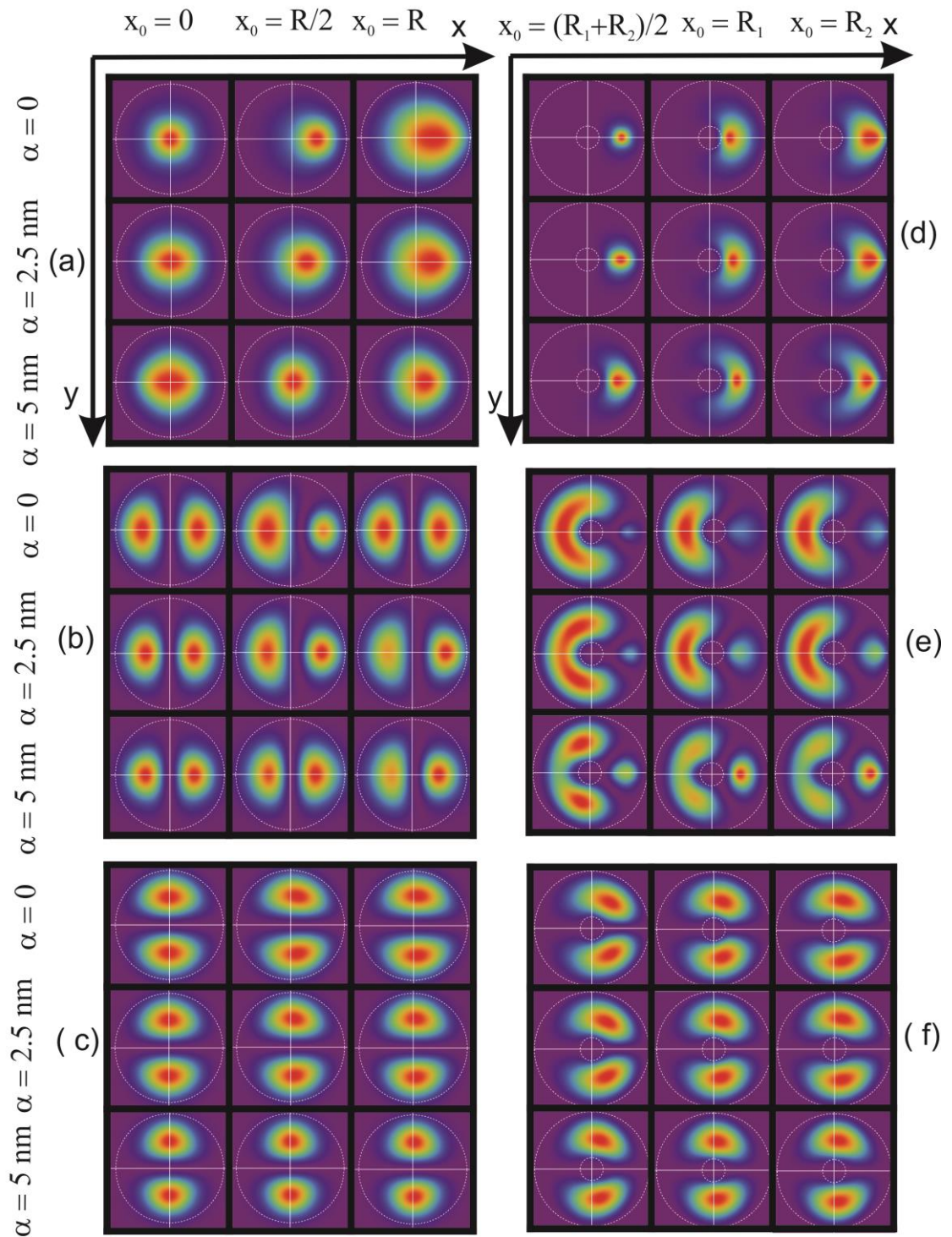
արտահայտությամբ [273], որտեղ ε -ը համակարգի դիէլեկտրական թափանցելիությունն է: Ենթադրվել է, որ փոսի և արգելքի տիրույթներում էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածները և միջավայրերի դիէլեկտրական հաստատուններն ունեն միևնույն արժեքները՝ $m_w = m_b = m$, $\varepsilon_w = \varepsilon_b = \varepsilon$: (7.2) բանաձևում $\Delta_{\pm}^2$ մեծությունները որոշվում են

$$\Delta_{\pm}^2 = (x - x_0 \pm \alpha_0)^2 \quad (7.3)$$

արտահայտությամբ: ԼԴ-ում էլեկտրոնի վիճակը ԲՕ-ում նկարագրվում է Շրյոդինգերի հետևյալ հավասարումով՝

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V_d(x, y) + V_{cd}(x, y) \right] \psi_d(x, y) = E_d \psi_d(x, y): \quad (7.4)$$

Նշենք, որ ԲՕ-ի ներքին շառավղի $R_1 = 0$ արժեքի դեպքում ԲՕ-ը վերածվում է $R_2 \equiv R$ շառավղով երկչափ ԲԿ-ի:



Նկ.7.1 Առաջին երեք վիճակների հավանականության խտությունները ՔԿ-ում (ձախ սյունակ) և ՔՕ-ում (աջ սյունակ), α_0 պարամետրի և x_0 խառնուկի կոորդինատի տարբեր արժեքների համար

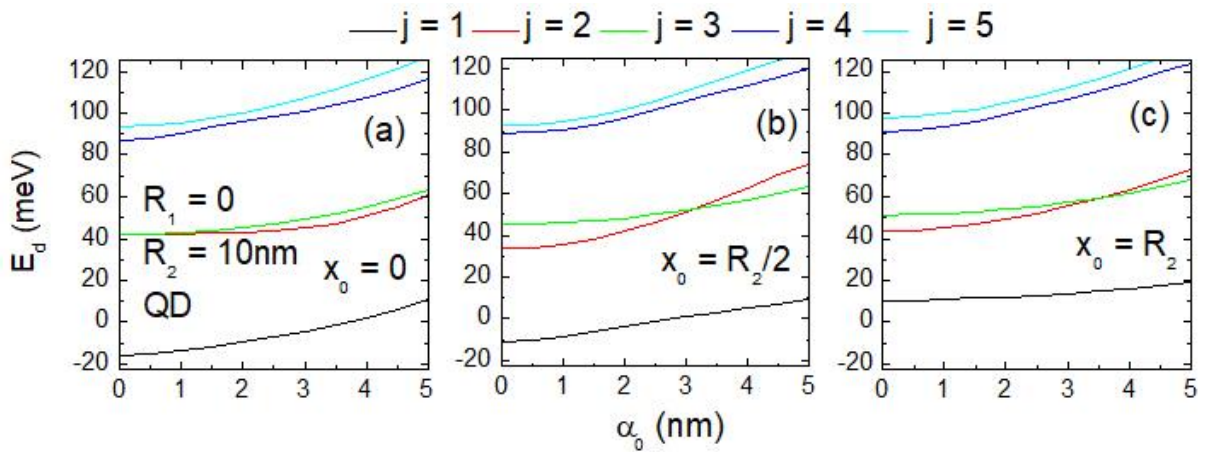
Նկ.7.1-ում պատկերված են էլեկտրոնի հավանականության խտությունները լազերային դաշտի α_0 պարամետրի և խառնուկի դիրքի x_0 մեծության տարբեր արժեքների դեպքում: Ձախ սյունակում ((a), (b), (c)) պատկերված են խառնուկի առաջին

երեք վիճակների հավանականության խտությունները ՔԿ-ում ($R=10$ նմ): Աջ սյունակում ((d),(e), (f)) պատկերված են ՔՕ-ում առաջին երեք վիճակներում էլեկտրոնի հավանականության խտությունները ($R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ):

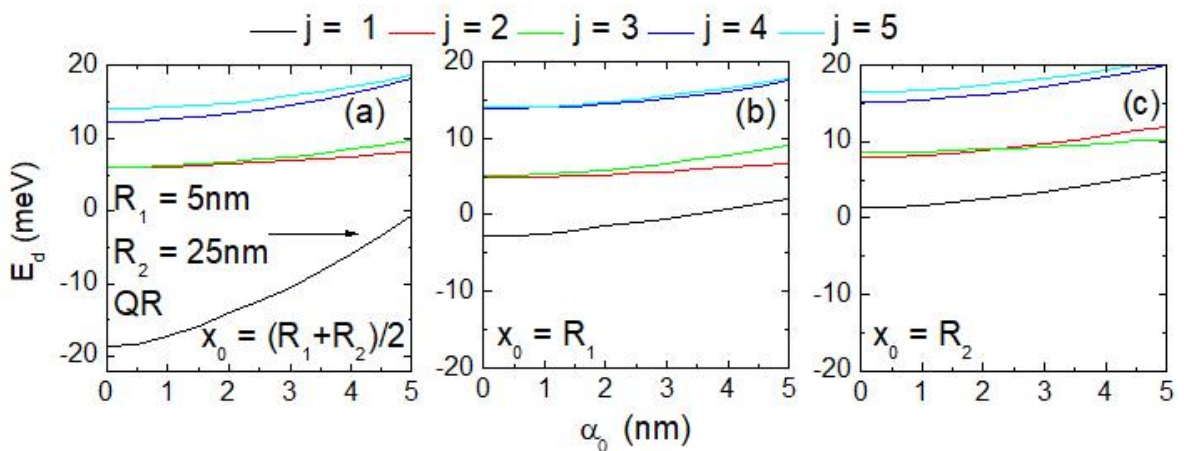
Նկ.7.1.(a)-ից երևում է, որ $\alpha_0 = 0$ դեպքում, երբ խառնուկը ՔԿ-ի կենտրոնում է ($x_0 = 0$), հիմնական վիճակի հավանականության խտությունը գրեթե կենտրոնացված է ՔԿ-ի կենտրոնում: Երբ խառնուկը տեղաշարժված է կենտրոնից $x_0 = R/2$ չափով, ապա այս դեպքում ևս հավանականության խտության մաքսիմումը գրեթե տեղակայված է այնտեղ, որտեղ խառնուկն է: Մինչդեռ, երբ խառնուկը ՔԿ-ի պոտենցիալի եզրի մոտ է՝ $x_0 = R$, հավանականության խտության մաքսիմումը շեղված է խառնուկի դիրքից, որը կուլոնյան սահմանափակման թուլացման պատճառ է: Ինչպես արդեն նշվել է **§6.1-ում**, α_0 պարամետրը մեծացնելիս, ՔՕ-ում (ինչպես նաև ՔԿ-ում) ստորին վիճակների համար սահմանափակող պոտենցիալի արդյունարար երկարությունը փոքրանում է, որի հետևանքով ՔԿ-ում հավանականության մաքսիմումը տեղաշարժվում է դեպի $x_0 = 0$ կետը: Առաջին գրգռված վիճակի հավանականության խտությունը բաշխված է x -առանցքի առանցքով, իսկ երկրորդ գրգռվածինը՝ y -առանցքով: 7.1.(b) և 7.1.(c) նկարների համեմատությունից երևում է, որ խառնուկի ազդեցությունը երկրորդ գրգռված վիճակի հավանականության խտության վրա բավականաչափ թույլ է:

Նկ.7.1.(d)-ում պատկերված է հիմնական վիճակի հավանականության խտությունը ՔՕ-ում: Այս դեպքում նույնպես հավանականության մաքսիմումը գրեթե ամբողջությամբ տեղայնացված է խառնուկի դիրքում: α_0 պարամետրը մեծացնելիս հավանականության խտությունը լողվում է, և մաքսիմումը հեռանում է խառնուկի դիրքից: Այս երևույթը բացատրվում է ԼԴ-ի ազդեցությամբ սահմանափակող պոտենցիալի դեֆորմացիայով: Այս դեպքում ևս առաջին և երկրորդ գրգռված վիճակներում հավանականության խտությունները բաշխված են համապատասխանաբար x և y ուղղություններով: Խառնուկի ամենաուժեղ ազդեցությունը հավանականության խտության վրա դիտվում է $x_0 = (R_1 + R_2)/2$ դեպքում:

Նկ.7.2-ում պատկերված են ՔԿ-ում առաջին հինգ խառնուկային վիճակների էներգիական մակարդակների կախումներն α_0 պարամետրից խառնուկի տարբեր



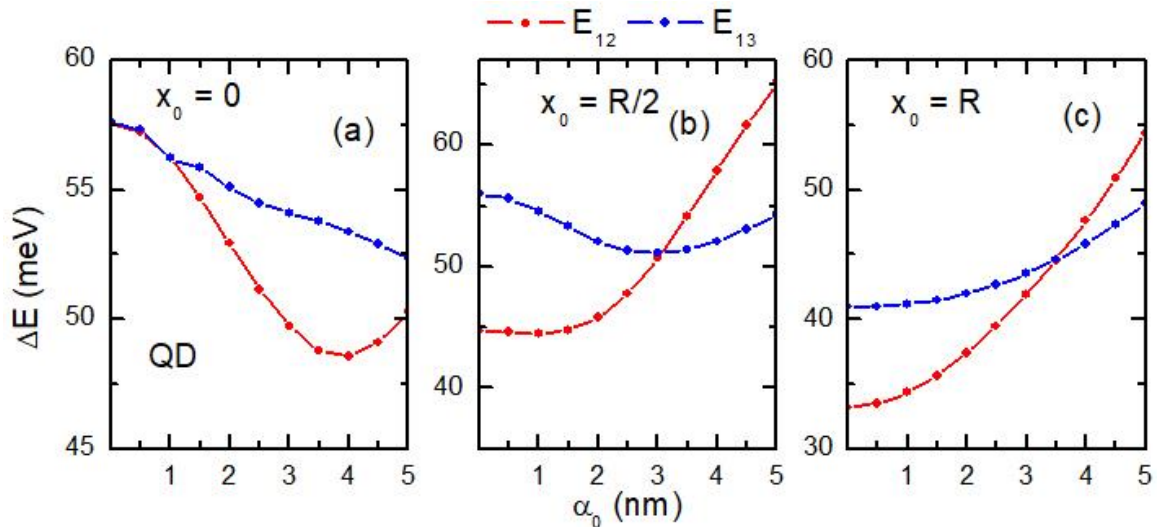
Նկ.7.2 ՔԿ-ում առաջին հինգ վիճակների էներգիական մակարդակների կախումն α_0 պարամետրից



Նկ.7.3 ՔՕ-ում առաջին հինգ վիճակների էներգիական մակարդակների կախումները ԼԴ-ի α_0 պարամետրից

դիրքերում ($R=10$ նմ): Ինչպես երևում է նկ.7.2.(a)-(c)-ից, խառնուկի կոորդինատը մեծացնելիս հիմնական վիճակի էներգիան աճում է ≈ 25 մէՎ-ով ($x_0=0$ արժեքի դեպքում հիմնական վիճակի էներգիան -15 մէՎ է, իսկ $x_0=R$ դեպքում՝ 10 մէՎ):

Քանի որ ՔԿ-ի դեպքում գործ ունենք կենտրոնական սահմանափակող պոտենցիալի հետ, ապա α_0 պարամետրի մեծացումով պայմանավորված հավանականության խտության, հետևաբար՝ նաև էներգիայի աճն ավելի զգալի է $x_0=0$ դեպքում: Նկ.7.2.(a)-ից ակնհայտ է, որ $\alpha_0=0$ դեպքում առաջին և երկրորդ գրգռված վիճակները գլանային համաչափության հետևանքով այլասերված են: ԼԴ-ը վերացնում է գլանային համաչափությունը, և էներգիական մակարդակները հեռանում են միմյանցից: Ի տարբերություն կենտրոնում տեղադրված խառնուկի դեպքի, եթե խառնուկը շեղված է ՔԿ-ի կենտրոնից, այսինքն՝ գլանային համաչափությունը բացակայում է, ապա էներ-



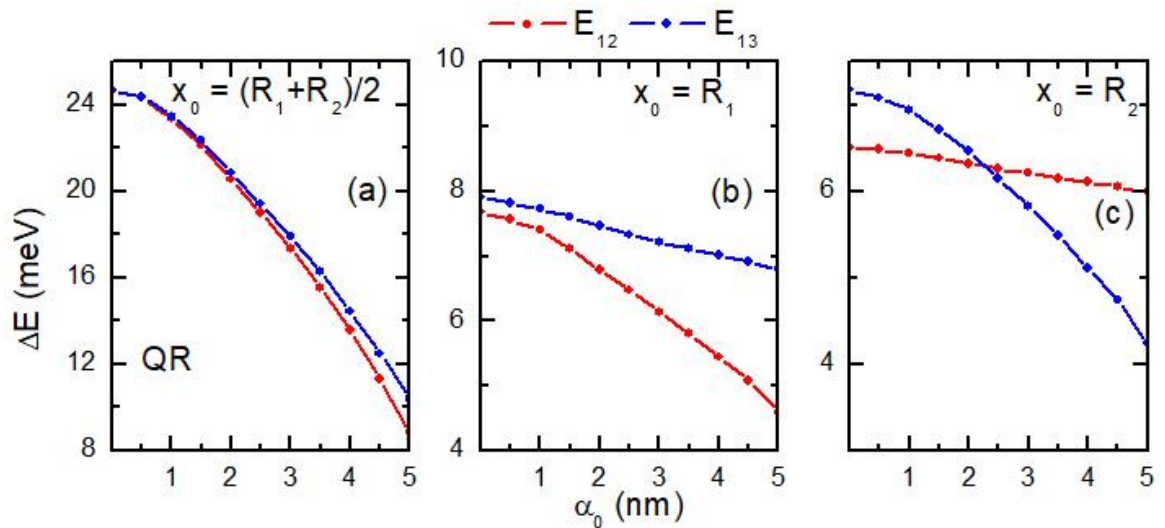
Նկ.7.4 ՔԿ-ում շեմային էներգիաների կախումներն α_0 պարամետրից ($R=10$ նմ)

գիական մակարդակների այլասերում $\alpha_0=0$ դեպքում չի դիտվում (նկ.7.2.(b) և (c)): Սակայն այս դեպքում դիտվում է առաջին և երկրորդ գրգռված վիճակների էներգիական մակարդակների պատահական այլասերում ($\alpha_0=3$ նմ(a) և $\alpha_0=3,5$ նմ(b)):

Նկ.7.3-ում պատկերված են ՔՕ-ում առաջին հինգ խառնուկային վիճակների էներգիական մակարդակների կախումներն α_0 պարամետրից խառնուկի դիրքի տարբեր արժեքների դեպքում ($R_1=5$ նմ և $R_2=25$ նմ): Նկ.7.3.(a)-ում կորերը համապատասխանում են այն դեպքին, երբ խառնուկը տեղադրված է ՔՕ-ի կենտրոնում՝ $x_0=(R_1+R_2)/2$: Այս դեպքում հիմնական վիճակի էներգիական մակարդակը համեմատաբար փոքր էներգիաների տիրույթում է, որը բացատրվում է էլեկտրոնի՝ խառնուկի առկայությամբ և առանց խառնուկի ալիքային ֆունկցիաների ծածկմամբ: α_0 -ի մեծացմանը զուգընթաց հիմնական վիճակի էներգիան բավական արագ աճում է՝ -18 մԷՎ-ից ($\alpha_0=0$) հասնելով մինչև -1 մԷՎ ($\alpha_0=5$ նմ), իսկ գրգռված վիճակների էներգիաներն աճում են շուրջ 5 մԷՎ-ով:

Լոյսի ներգոտիական կլանումն ուսումնասիրելու համար նորից օգտվենք (4.29) արտահայտությունից ($P=0$ դեպքում), նախապես դիտարկելով թույլատրելի անցումների շեմային էներգիաների և մատրիցական տարրերի վարքը:

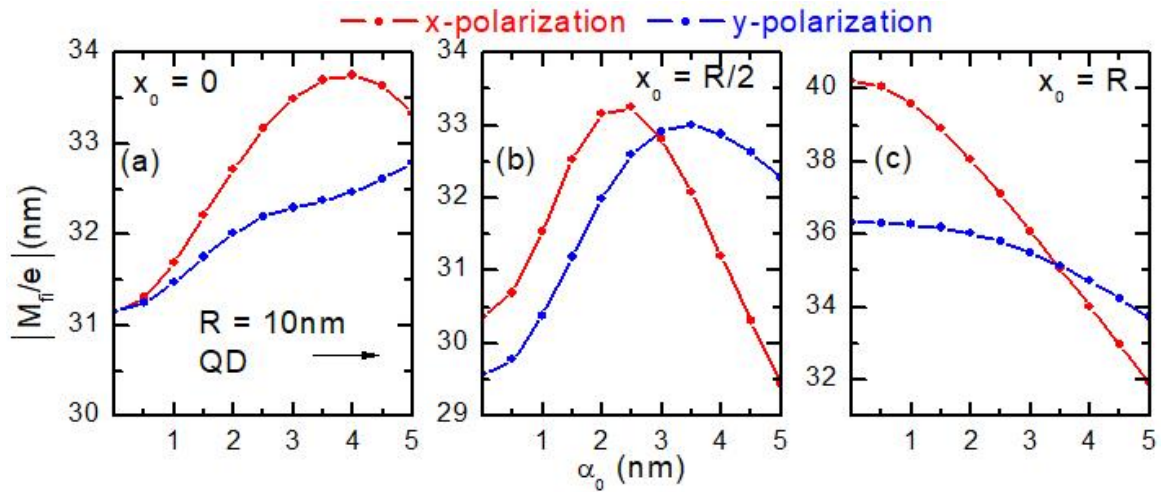
Նկ.7.4-ում պատկերված են ՔԿ-ում հիմնական վիճակից առաջին երկու գրգռված վիճակներ անցման շեմային էներգիաների կախումները α_0 պարամետրից



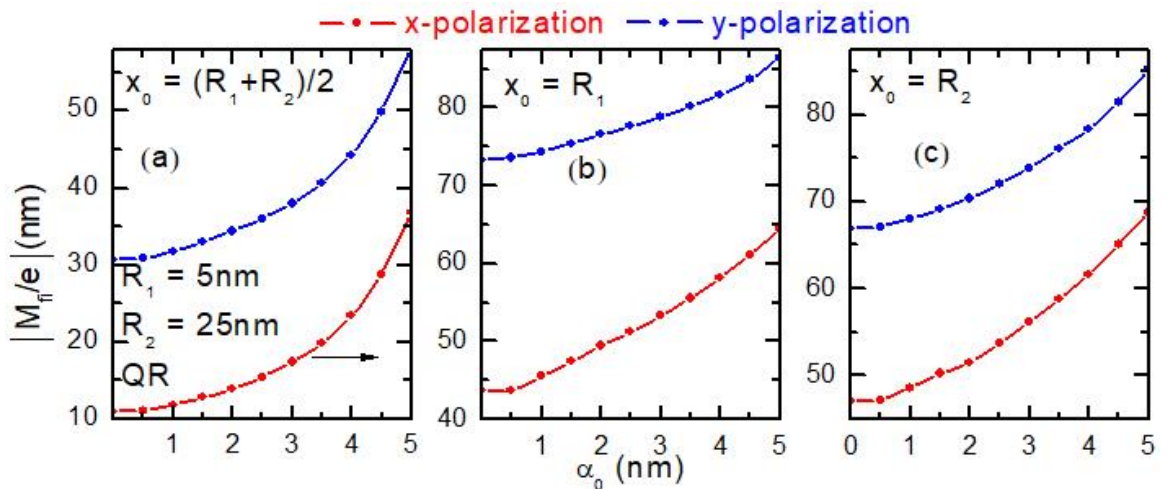
Նկ.7.5 ՔՕ-ում շեմային էներգիայի կախումն α_0 պարամետրից ($R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ)

(կարմիր կորը համապատասխանում է $1 \rightarrow 2$, կապույտ կորը՝ $1 \rightarrow 3$ անցումներին): Դիտարկվել են խառնուկի x_0 կոորդինատի երեք տարբեր արժեքներ: Նկարից երևում է, որ կախված α_0 պարամետրից, շեմային էներգիաները կարող են ինչպես աճել, այնպես էլ նվազել: Շեմային էներգիաների նման վարքը պայմանավորված է համապատասխան էներգիական մակարդակների վարքով (նկ.7.2): Ինչպես արդեն նշել ենք, $\alpha_0 = 0$ դեպքում, երբ խառնուկը ՔԿ-ի կենտրոնում է, առաջին և երկրորդ գրգռված վիճակներն այլասերված են, որի հետևանքով շեմային էներգիաները նկ.7.4.(a)-ում համընկնում են: Երբ խառնուկը տեղադրված է ՔԿ-ի կենտրոնում (նկ.7.4.(b)) և սահմանի վրա (նկ.7.4.(c)), դիտվում է շեմային էներգիաների հատում, որն էներգիական մակարդակների պատահական այլասերման հետևանք է (նկ.7.2. (b) և նկ.7.2.(c)):

Նկ.7.5-ում պատկերված են ՔՕ-ում հիմնական վիճակից առաջին երկու գրգռված վիճակներ անցման շեմային էներգիաների կախումներն α_0 պարամետրից (կարմիր կորը համապատասխանում է $1 \rightarrow 2$, կապույտ կորը՝ $1 \rightarrow 3$ անցումներին): Արդյունքներն ստացվել են $R_1 = 5$ նմ և $R_2 = 25$ նմ արժեքների և խառնուկի դիրքի տարբեր արժեքների դեպքում: Ինչպես երևում է, շեմային էներգիաներն α_0 պարամետրից կախված նվազող ֆունկցիաներ են: Դա բացատրվում է այն հանգամանքով, որ հիմնական վիճակի էներգիան բոլոր դեպքերում α_0 պարամետրից կախված աճում է ավելի արագ, քան գրգռված վիճակների էներգիաները (նկ.7.3): Այս դեպքում ևս,



Նկ.7.6 ՔԿ-ում $|M_{||}/e|$ -ի կախումները L -ի α_0 պարամետրից տարբեր բևեռացումների համար ($R=10$ նմ)

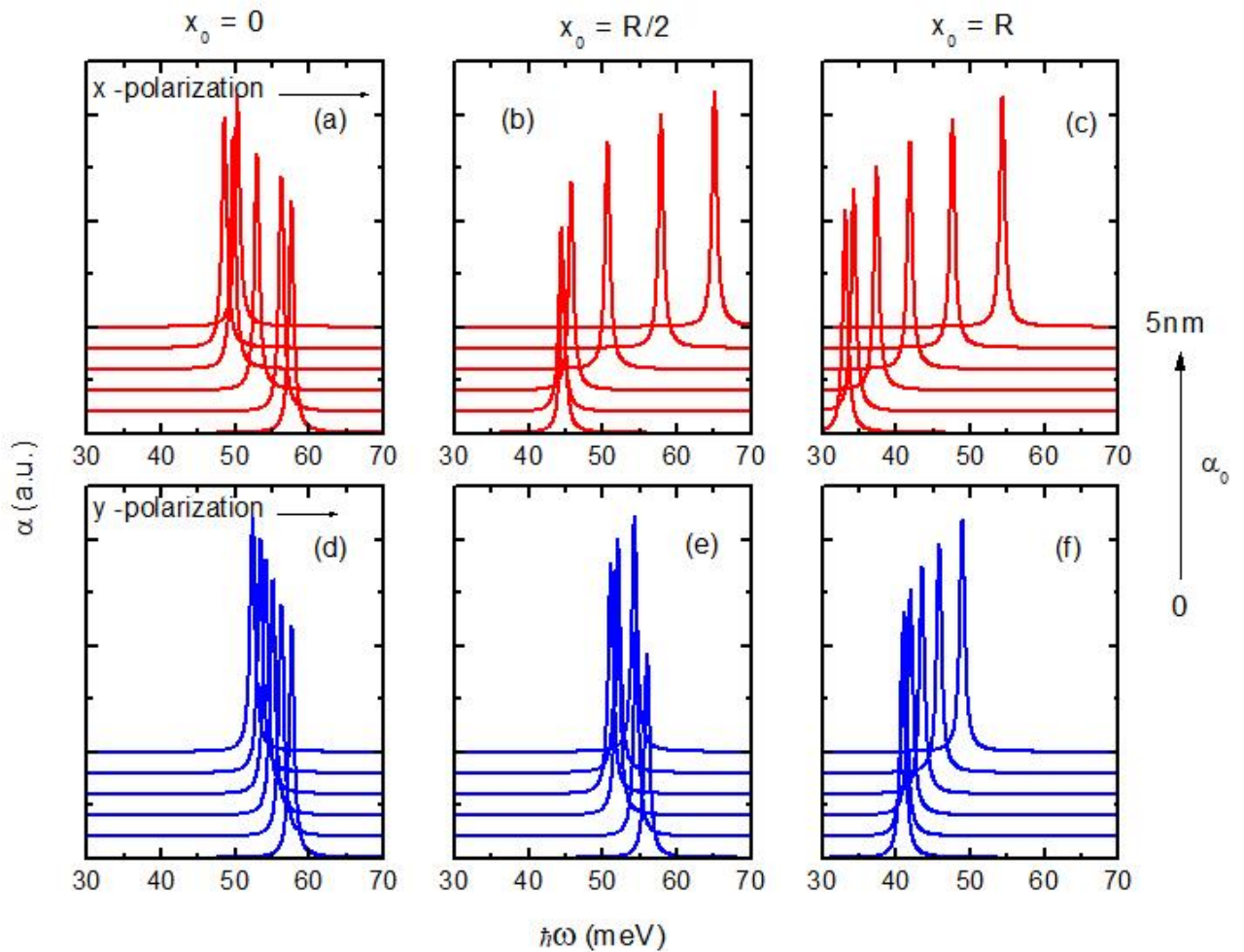


Նկ.7.7 ՔՕ-ում $|M_{||}/e|$ -ի կախումները L -ի α_0 պարամետրից տարբեր բևեռացումների համար ($R_1=5$ նմ, $R_2=25$ նմ)

Էներգիական մակարդակների պատահական այլասերման հետևանքով դիտվում է շեմային էներգիաների հատում (նկ.7.5.(a) և (c)):

Նշենք, որ x -բևեռացման դեպքում թույլատրելի են $j=1$ հիմնական վիճակից $j=3$ երկրորդ գրգռված վիճակ անցումները (նկ.7.6-ում և նկ.7.7-ում կարմիր կորերը), իսկ y -բևեռացման դեպքում՝ $j=1$ հիմնական վիճակից $j=2$ անցումները (նկ.7.6-ում և նկ.7.7-ում կապույտ կորերը):

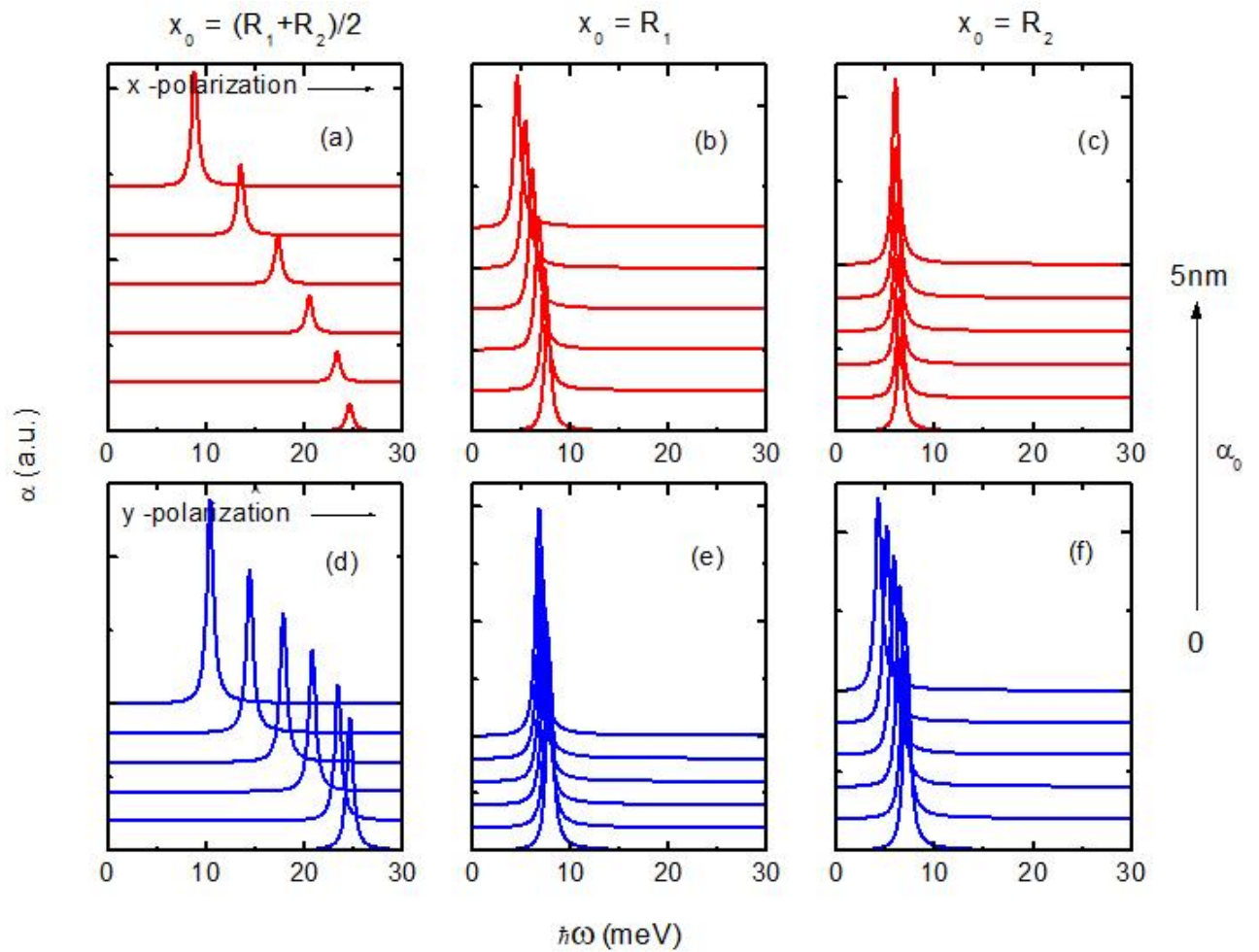
Նկ.7.6-ում և 7.7-ում պատկերված են $|M_{||}/e|$ մատրիցական տարրի և էլեկտրոնի լիցքի հարաբերության բացարձակ արժեքի կախումներն α_0 պարամետրից: Նկ.7.6-ում լույսի բևեռացման տարբեր ուղղությունների համար դիտարկվել են և խառնուկի դիրքի



Նկ.7.8 ՔԿ-ում ներգոտիական կլանման գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից ($R=10$ նմ)

տարբեր արժեքներ $R=10$ նմ շառավղով ՔԿ-ում, իսկ նկ.7.7-ում $R_1=5$ նմ և $R_2=25$ նմ շառավղով ՔՕ-ում: Նկարներից երևում է, որ կախված α_0 պարամետրից և խառնուկի դիրքից, $|M_{fi}/e|$ -ը կարող ինչպես նվազել, այնպես էլ՝ աճել: Բացի այդ, տարբեր բևեռացումների դեպքում ՔԿ-ում դիտվում է կորերի հատում, որը հետևանք է վիճակների այլասերման: Մատրիցական տարրերի վարքը կարելի է բացատրել սկզբնական և վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաների վարքով:

Նկ.7.8-ում պատկերված է ՔԿ-ում լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից լույսի բևեռացման տարբեր ուղղություններ և խառնուկի տարբեր դիրքերի համար: Նկ.7.8.(a)-ում α_0 պարամետրի փոքր արժեքների դեպքում α_0 -ի մեծացմանը զուգընթաց սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում (α_0 պարամետրի արժեքները փոխվում են 1 նմ քայլով 0-ից (ներքևից) մինչև 5 նմ (վերև)):



Նկ.7.9 ԿՕ-ում ներգոտիական կլանման գործակցի կախումն ընկնող ֆոտոնի էներգիայից ($R_1 = 5$ նմ, $R_2 = 25$ նմ)

Երբ $\alpha_0 > 4$ նմ, կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում: Միևնույն ժամանակ, y -բևեռացման դեպքում, երբ խառնուկը տեղադրված է ՔԿ-ի սահմանին, կլանման սպեկտրում դիտվում է միայն կարմիր շեղում (նկ.7.8.(d)): ՔԿ-ի կենտրոնից խառնուկի դիրքի փոփոխմանը զուգընթաց, կախված α_0 պարամետրի արժեքից, կլանման սպեկտրում դիտվում է ինչպես կարմիր, այնպես էլ կապույտ շեղումներ: Նկ.7.9-ում, ի տարբերություն նկ.7.8-ի, կլանման սպեկտրում դիտվում է միայն կարմիր շեղում: Այս հանգամանքը բացատրվում է շեմային էներգիայի համապատասխան վարքով (նկ.7.5):

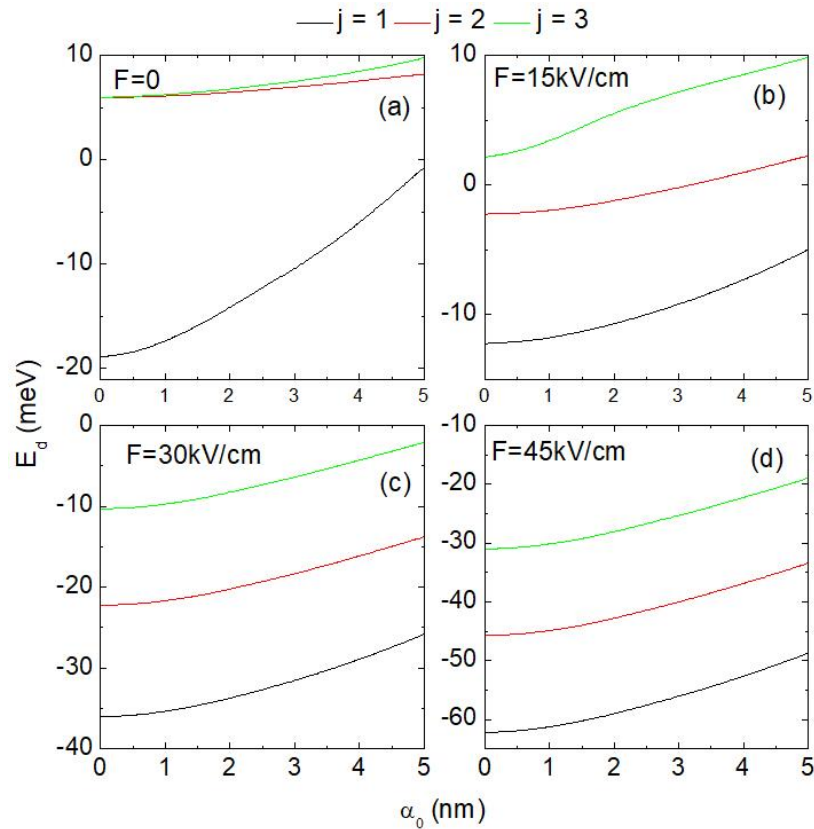
§7.2 Լազերային և էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք լազերային և էլեկտրական դաշտերի համատեղ ազդեցությունը խառնուկային վիճակների վրա GaAs ՔՕ-ում, ենթադրելով, որ կան x -առանցքով ուղղված բևեռացման վեկտորով L -ի և F լարվածության վեկտորով էլեկտրական դաշտ: Հաշվի առնելով L -ի առկայությամբ **§6.1-ում** ուսումնասիրված բոլոր մոտավորությունները և «լազերով ձևափոխված» կուլոնյան պոտենցիալի (7.2) արտահայտությունը՝ էլեկտրոնի վիճակը կնկարագրենք Շրյոդինգերի հետևյալ հավասարումով՝

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V_d(x, y) + V_{cd}(x, y) - eFx \right] \psi_d(x, y) = E_d \psi_d(x, y), \quad (7.5)$$

որտեղ $V_{cd}(x, y)$ -ն տվում է (7.2) արտահայտությամբ: Ստորև բերված բոլոր արդյունքներն ստացվել են ՔՕ-ի կենտրոնում ($x_0 = (R_1 + R_2)/2$) տեղադրված խառնուկի դեպքում, երբ $R_1 = 5$ նմ և $R_2 = 25$ նմ:

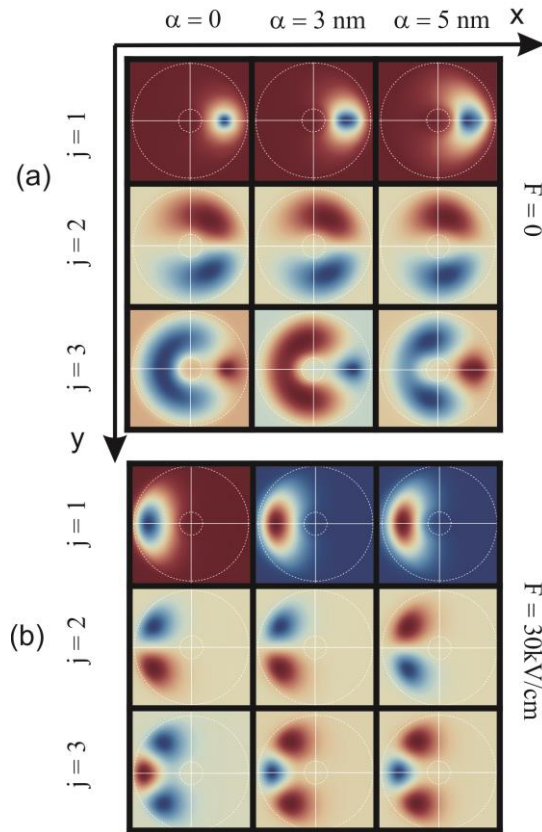
Նկ.7.10-ում պատկերված են առաջին երեք էներգիական մակարդակների կախումները α_0 պարամետրից էլեկտրական դաշտի F լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում: Ինչպես երևում է նկարից, α_0 պարամետրի աճը հանգեցնում է էներգիական մակարդակների տեղաշարժման դեպի մեծ էներգիաների տիրույթ: Նման վարքը պայմանավորված է L -ի բևեռացման վեկտորի ուղղությամբ սահմանափակող պոտենցիալի արդյունարար երկարության նվազմամբ, որը զգալիորեն ազդում է հատկապես փոքր էներգիաներով վիճակների վրա: Նշենք, որ խառնուկի առկայությամբ մասնավորապես հիմնական վիճակի էներգիան տեղաշարժվում է դեպի փոքր էներգիաների տիրույթ և էներգիական մակարդակները L -ի նկատմամբ դառնում են ավելի «զգայուն»: Խառնուկի բացակայությամբ α_0 պարամետրի $[0-5]$ նմ տիրույթում հիմնական վիճակի էներգիան աճում է 3,3 մԷՎ-ով (նկ.6.4.(c)), իսկ ՔՕ-ի կենտրոնում տեղադրված խառնուկի առկայությամբ հիմնական վիճակի էներգիան այդ նույն տիրույթում աճում է 18 մԷՎ-ով: Էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծ արժեքների դեպքում հիմնական վիճակի էներգիան L -ի նկատմամբ ավելի «կայուն է», որը հետևանք է խառնուկային վիճակների ալիքային ֆունկցիաների վրա դաշտերի մրցակցային ազդեցության:



Նկ.7.10 Առաջին երեք էներգիական մակարդակների կախումներն α_0 պարամետրից

Առաջին երեք վիճակների ալիքային ֆունկցիաների պատկերները բերված են նկ.7.11-ում: Դիտարկվել են α_0 պարամետրի և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքներ: Նկարից երևում է, որ խառնուկի առկայությամբ էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի բաշխումն օղականման չէ, և հիմնականում տեղայնացված է խառնուկի մոտակայքում: ԼԴ-ի ազդեցությունն առավել հստակ դրսևորվում է հիմնական վիճակում՝ x -առանցքով ուղղված էլեկտրական դաշտն ալիքային ֆունկցիայի մաքսիմումը տեղաշարժում է դեպի ձախ (նկ.7.11.(b)):

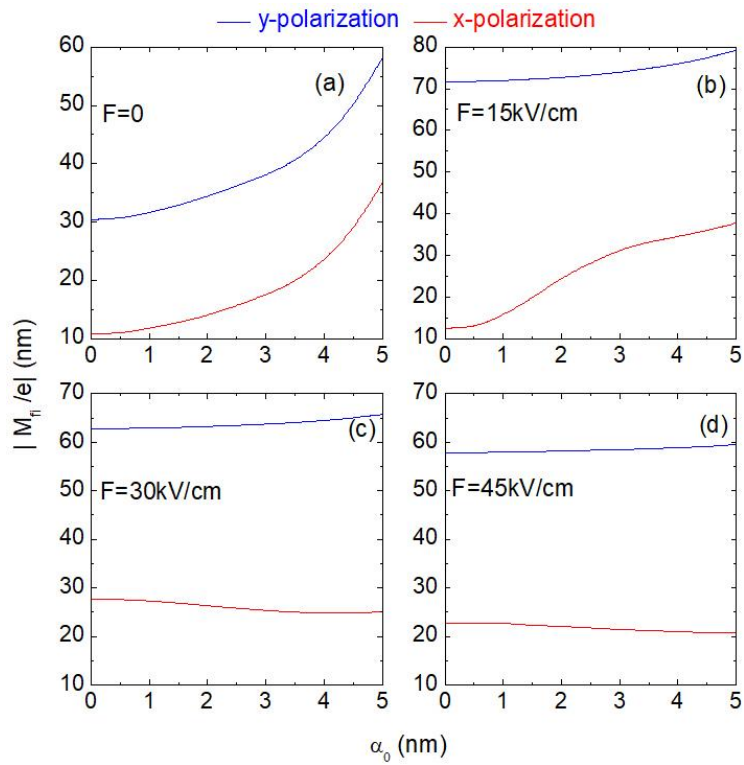
Լույսի ներգոտիական կլանման գործակիցն ուսումնասիրելու համար կօգտվենք (4.29) արտահայտությունից ($P=0$ դեպքում), ենթադրելով, որ $\Gamma=0,4$ մէՎ: Կլանման գործակցի հետազոտման համար նկ.7.12-ում պատկերված է $|M_{fi}/e|$ մեծության կախումն α_0 պարամետրից էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում: Նշենք, որ խառնուկի բացակայությամբ լույսի y -բևեռացման դեպքում թույլատրելի են $1 \rightarrow 2$ անցումները, իսկ x -բևեռացման դեպքում՝ $1 \rightarrow 3$ անցումները: Երկչափ դոնորային խառնուկի առկայությունը չի վերացնում համակարգի համա-



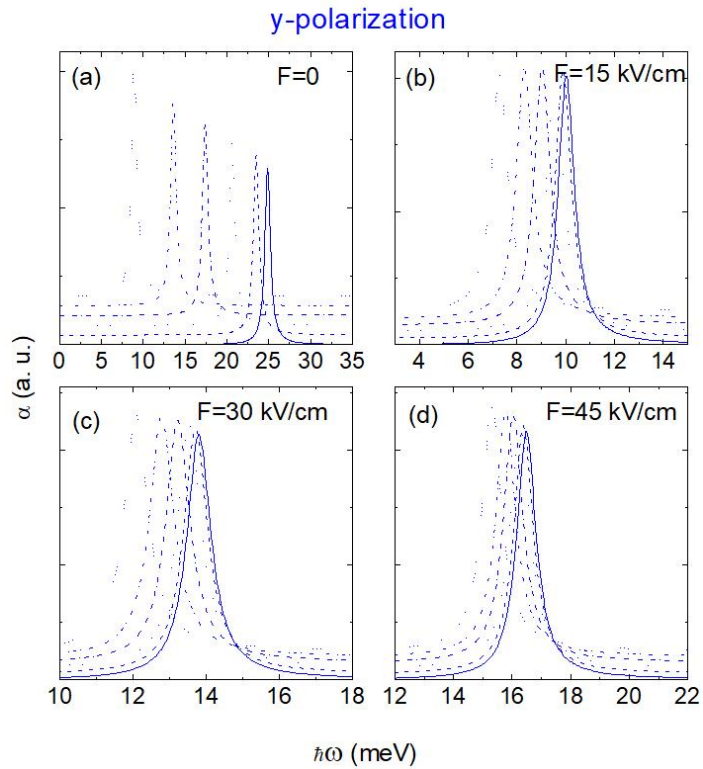
Նկ.7.11 Առաջին երեք վիճակների ալիքային ֆունկցիաների պատկերներն $L\Gamma\alpha_0$ պարամետրի և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների դեպքում ($R_1 = 5 \text{ նմ}$, $R_2 = 25 \text{ նմ}$)

չափությունը, ուստի թույլատրելի անցումները նույնն են, ինչ խառնուկի բացակայությամբ: Ինչպես երևում է նկ.7.12-ից, թույլատրելի անցումների համար $|M_{fi}/e|$ -ն α_0 պարամետրից կախված աճում է, որը հետևանք է համապատասխան վիճակների ալիքային ֆունկցիաների ծածկման: Էլեկտրական դաշտի լարվածության համեմատաբար մեծ արժեքների դեպքում (նկ.(c) և (d)) մատրիցական տարրերը «կայուն» չեն $L\Gamma$ -ի նկատմամբ, և $L\Gamma$ - պարամետրից կախված և՛ նվազում են, և՛ աճում: Այդ վարքը դիտվում է $L\Gamma$ -ի երկու բևեռացումների համար, որը կարելի է բացատրել ալիքային ֆունկցիաների համապատասխան վարքերով: Նկ.7.11.(b)-ից երևում է, որ $F = 30 \text{ կՎ/սմ}$ լարվածությամբ դաշտում ալիքային ֆունկցիաները α_0 պարամետրից կախված գրեթե չեն փոփոխվում, որի հետևանքով նկ.7.12.(c)-ում և (d)-ում դիտվում է $|M_{fi}/e|$ -ի՝ α_0 պարամետրից թույլ կախում:

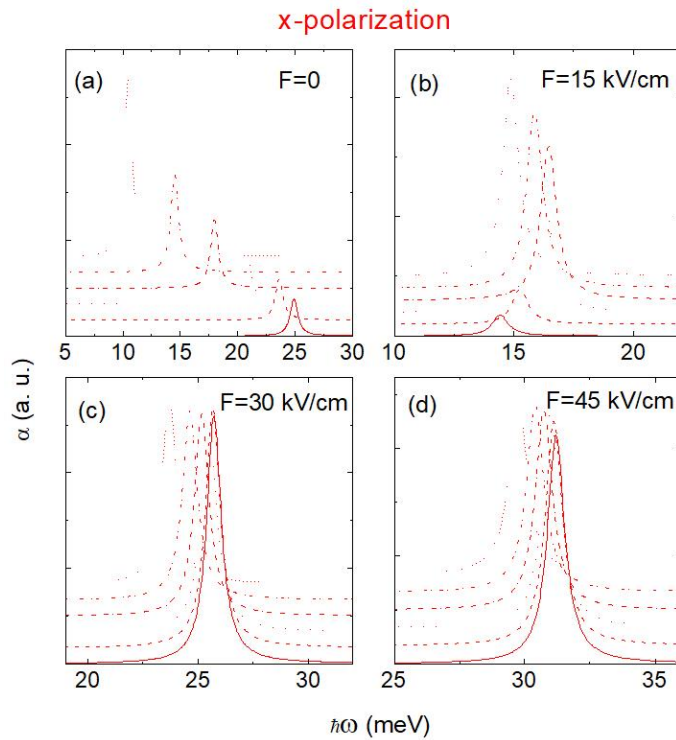
Նկ.7.13-ում և նկ.7.14-ում պատկերված են լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից α_0 պարամետրի, էլեկտրական դաշտի



Նկ.7.12 $|M_{\vec{n}}/e|$ -ի կախումները L -ի α_0 պարամետրից լույսի տարբեր բևեռացումների և էլեկտրական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների համար ($R_1 = 5$ նմ և $R_2 = 25$ նմ)



Նկ.7.13 Ներգոտիական կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից լույսի y -բևեռացման դեպքում. α_0 պարամետրի արժեքները փոխվում են 1 նմ քայլով 0-ից (ներքևից) մինչև 5 նմ (վերև):



Նկ.7.14 Ներգոտիական կլանման գործակցի կախումները ֆոտոնի էներգիայից լույսի x -բևեռացման դեպքում. α_0 պարամետրի արժեքները փոխվում են 1-նմ քայլով 0-ից (ներքևից) մինչև 5-նմ (վերև):

Լարվածության տարբեր արժեքների և լույսի բևեռացման վեկտորի տարբեր ուղղությունների դեպքում: Անհրաժեշտ է նշել, որ երբ $F=0$, α_0 -ն մեծացնելիս կլանման սպեկտրում դիտվում է կարմիր շեղում, մինչդեռ խառնուկի բացակայությամբ y -բևեռացման դեպքում դիտվում է կարմիր, իսկ x -բևեռացման դեպքում՝ կապույտ շեղումներ: Համեմատելով դաշտի լարվածության $F=15$ կՎ/սմ արժեքին համապատասխանող կախումները (նկ.7.13.(b) և նկ.7.14.(b))՝ կարելի է փաստել, որ փոփոխելով լույսի բևեռացման վեկտորի ուղղությունը՝ α_0 -ի փոփոխման միևնույն տիրույթում կլանման սպեկտրում դիտվում է արմատական փոփոխություն, y -բևեռացման դեպքում կլանման սպեկտրում դիտվում է միայն կարմիր շեղում, իսկ x -բևեռացման դեպքում երկու շեղումներն էլ դիտվում են:

§7.3 Հիդրոստատիկ ճնշման և լազերային դաշտի ազդեցությունը քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա

Ուսումնասիրենք GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs երկչափ ՔՕ-ում հիդրոստատիկ ճնշման և ԼԴ-ի ազդեցությունը խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Էլեկտրոնի վիճակը ՔՕ-ում նկարագրվում է Շրյոդինգերի հետևյալ հավասարումով՝

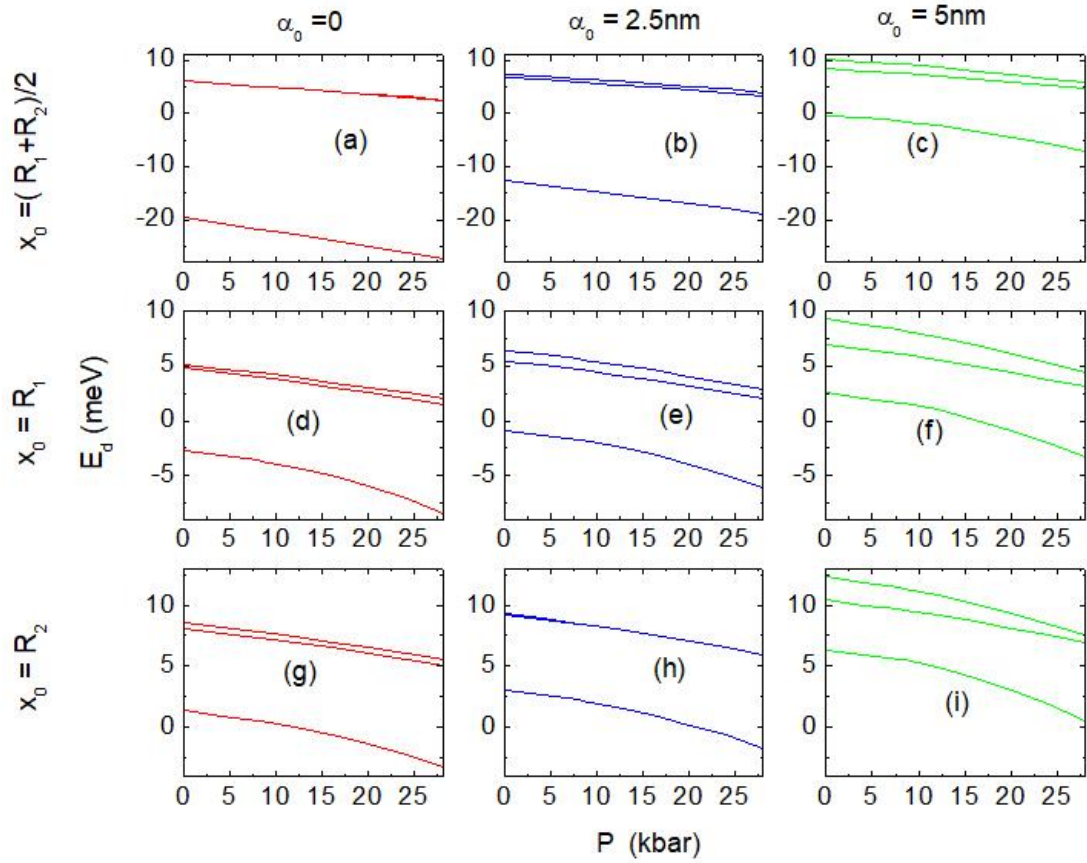
$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m(\tilde{X}, P)} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V_d(x, y, \tilde{X}, P) + V_{cd}(x, y) \right] \psi_d(x, y, P) = E_d(P) \psi_d(x, y, P), \quad (7.6)$$

որտեղ ճնշումից և ալյումինի կոնցենտրացիայից կախված ֆիզիկական մեծությունների (էլեկտրոնի արդյունարար զանգված, GaAs-ի արգելված գոտի, կառուցվածքի չափեր, GaAs-ի դիէլեկտրական հաստատուն) և պարամետրերի համար օգտագործվել են §3.3-ում ներկայացված տեսքերը $\tilde{X} = 0,3$ դեպքում, իսկ $V_{cd}(x, y)$ -ն որոշվում է (7.2) արտահայտությամբ:

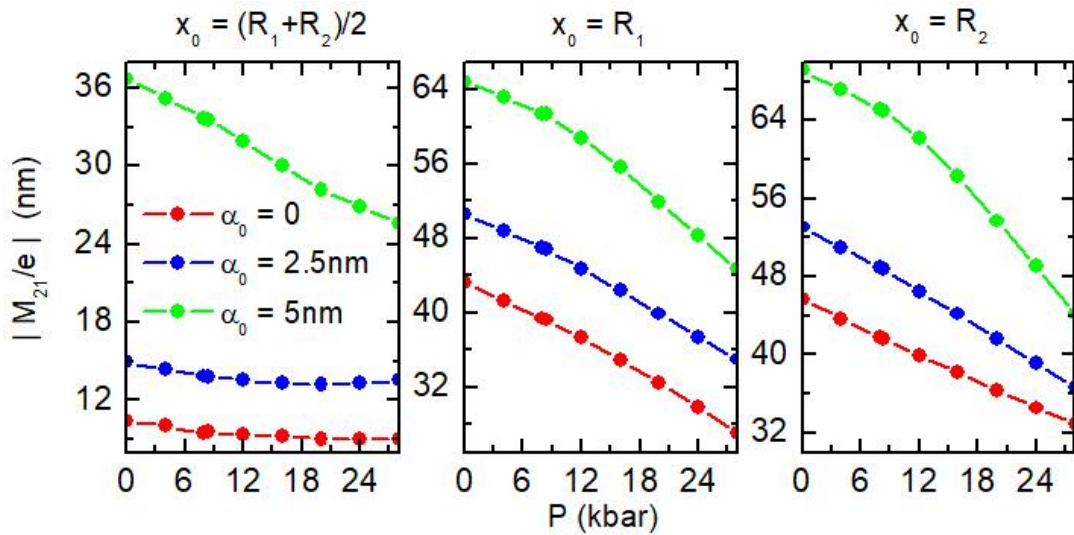
Լույսի ներգոտիական կլանման գործակիցն ուսումնասիրելու համար կօգտվենք (4.29) արտահայտությունից ($P = 0$ դեպքում), թվային հաշվարկներում օգտագործելով ներքին և արտաքին շառավիղների $R_1 = 5$ նմ և $R_2 = 25$ նմ արժեքները և ենթադրելով, որ $\Gamma = 0,4$ մԷՎ: Ստորև դիտարկվել է լույսի y -բևեռացման դեպքը:

Նկ.7.15-ում α_0 պարամետրի և խառնուկի դիրքի երեք տարբեր արժեքների համար պատկերված են առաջին երեք էներգիական մակարդակների կախումները ճնշումից: Ինչպես երևում է նկարներից, էներգիական մակարդակները ճնշումից կախված նվազող ֆունկցիաներ են, ընդ որում, որը $P_1 < P < P_2$ տիրույթում նվազման արագությունն ավելի մեծ է: Վերջինս բացատրվում է այն հանգամանքով, որ $P_1 < P < P_2$ տիրույթում, էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածի աճին զուգընթաց, նվազում է նաև սահմանափակող պոտենցիալի խորությունը: Նշենք, որ էներգիական մակարդակների արագ նվազումն ավելի տեսանելի է α_0 պարամետրի մեծ արժեքների դեպքում, որը բացատրվում է էլեկտրոնի տեղայնացման վրա արդյունարար սահմանափակող պոտենցիալի ուժեղ ներգործությամբ:

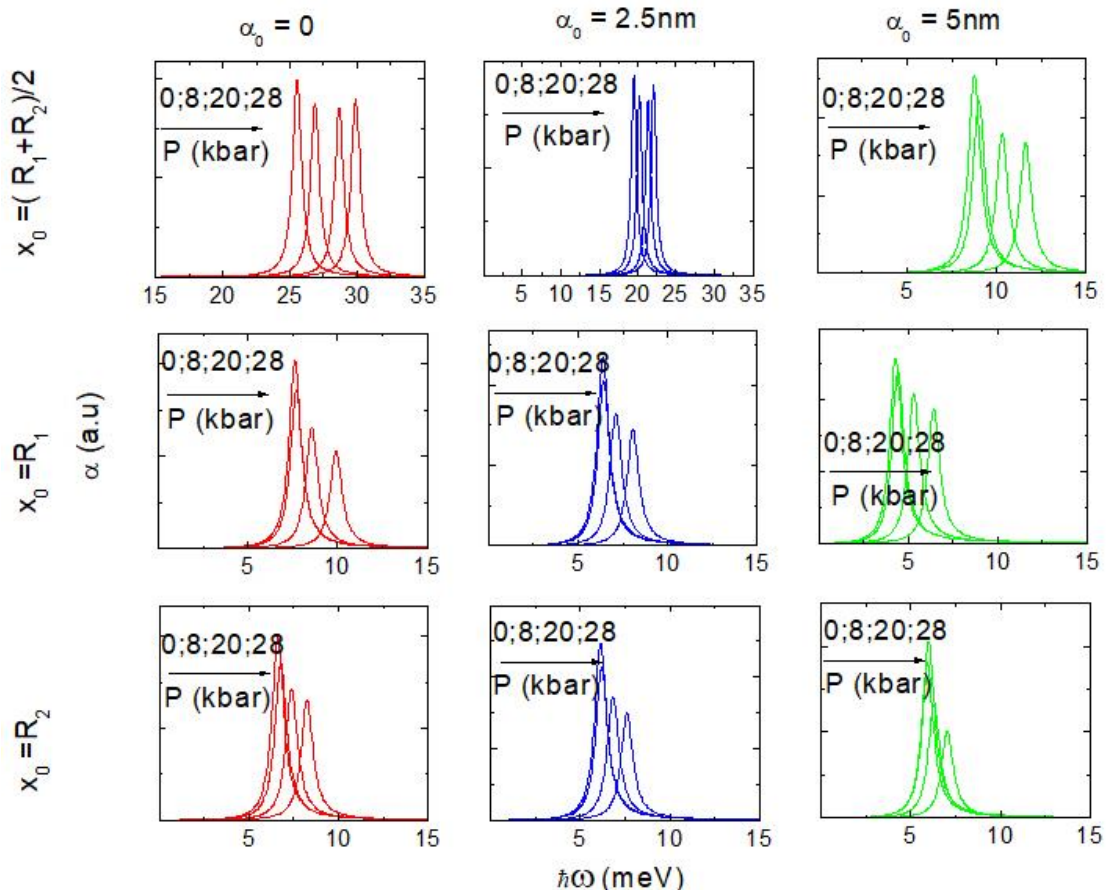
Ինչպես արդեն նշվել է, լույսի y -բևեռացման դեպքում թույլատրելի են $1 \rightarrow 2$ անցումները:



Նկ.7.15 Առաջին երեք էներգիական մակարդակների կախումները հիդրոստատիկ ճնշումից



Նկ.7.16 $|M_{fi}/e|$ -ի կախումը հիդրոստատիկ ճնշումից



Նկ.7.17 Առաջին երեք էներգիական մակարդակների կախումները հիդրոստատիկ ճնշումից

Նկ.7.16-ում պատկերված են $1 \rightarrow 2$ անցումների համար $|M_{fi}/e|$ -ի կախումը P ճնշումից: Դիտարկվել են α_0 պարամետրի և x_0 խառնուկի դիրքի տարբեր արժեքներ: Նկարից երևում է, որ, բացառությամբ $\alpha_0 = 2,5$ նմ և $x_0 = (R_1 + R_2)/2$ դեպքի, $|M_{fi}/e|$ -ը ճնշման աճին զուգընթաց նվազում է: Վերջինս բացատրվում է համապատասխան վիճակների ալիքային ֆունկցիաների վարքով:

Նկ.7.17-ում պատկերված են γ -բևեռացմամբ լույսի ներգոտիական կլանման գործակցի կախումը ֆոտոնի էներգիայից: Դիտարկվել են P ճնշման, α_0 պարամետրի և x_0 խառնուկի դիրքի տարբեր արժեքներ: Նկ.7.15-ից երևում է, որ պարամետրերի բոլոր արժեքների դեպքում հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիական մակարդակների միջև հեռավորությունը P -ից կախված աճում է, որի հետևանքով կլանման սպեկտրում դիտվում է միայն կապույտ շեղում: Նկ.7.17-ից ակնհայտ է նաև, որ կլանման սպեկտրը կարելի է կառավարել՝ փոփոխելով խառնուկի դիրքը:

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԵՐՐՈՐԴ ՄԱՍԻ

1. Ուսումնասիրվել է լազերային և էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Ստացվել է «լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալի վերլուծական արտահայտություն: Էլեկտրոնի էներգիաներն ու ալիքային ֆունկցիաներն որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով: Ցույց է տրվել, որ էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծացումը հանգեցնում է հիմնական վիճակի էներգիայի նվազման: Լազերային դաշտի պարամետրի արժեքների $\alpha_0 = (0-5)$ -նմ տիրույթում դիտվում է էներգիական մակարդակների բարձրացում, իսկ էլեկտրական դաշտի լարվածության $F = (0-50)$ կՎ/սմ տիրույթում՝ էներգիական մակարդակների իջեցում: Լազերային դաշտի ազդեցությունը հիմնական վիճակի էներգիայի վրա ավելի ուժեղ է էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծ արժեքների դեպքում, ընդ որում լազերային և էլեկտրական դաշտերի համատեղ ազդեցության արդյունքում x -, և y -բևեռացումների դեպքում էլեկտրական դաշտն ուժեղացնելիս կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում: x -բևեռացման դեպքում կլանման մաքսիմումը նվազում է, իսկ y -բևեռացման դեպքում՝ աճում: Ցույց է տրվել, որ էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ լազերային դաշտի պարամետրը մեծացնելիս x -բևեռացման դեպքում կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում, իսկ y -բևեռացման դեպքում՝ կարմիր շեղում:
2. Ուսումնասիրվել է հիդրոստատիկ ճնշման և լազերային դաշտի համատեղ ազդեցությունը $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ երկչափ քվանտային օղակում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել դիտարկելով վերջավոր խորությամբ երկչափ ուղղանկյուն փոսը, էլեկտրոնի էներգիաները և ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով: Ցույց է տրվել, որ լազերային դաշտի պարամետրի կամայական արժեքի դեպքում էլեկտրոնի էներգիան հիդրոստատիկ ճնշումից կախված նվազում է: Շեմային էներգիաները հիդրոստատիկ ճնշման աճին զուգընթաց նույնպես նվազում են, բացի լազերային դաշտի պարամետրի $\alpha_0 = 5$ -նմ արժեքի և $1 \rightarrow 2$ անցման դեպքի, երբ շեմային էներգիաները ճնշումից կախված ունեն և՛ նվազման և՛ աճի

տիրույթներ: Հիդրոստատիկ ճնշման մեծացումը հանգեցնում է կլանման սպեկտրում կարմիր շեղման, իսկ լազերային դաշտի պարամետրի մեծացման հետևանքով կլանման սպեկտրում դիտվում է կապույտ շեղում:

3. Ուսումնասիրվել է լազերային և էլեկտրական դաշտերի համատեղ ազդեցությունը $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ երկչափ կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել դիտարկելով վերջավոր պատերով երկչափ ուղղանկյուն կրկնակի փոսը, «լազերով ձևափոխված» սահմանափակող պոտենցիալի համար ստացվել է վերլուծական արտահայտություն: Էլեկտրոնի էներգիաները և ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են վերջավոր տարրերի մեթոդով: Ցույց է տրվել, որ լազերային դաշտի ազդեցությամբ դիտարկող բոլոր էներգիական մակարդակները բարձրանում են և վերադասավորվում: Լազերային դաշտի բացակայությամբ գլանային համաչափության հետևանքով էներգիական մակարդակներն այլասերված են: Լազերային դաշտի պարամետրը մեծացնելիս էներգիական սպեկտրում առաջանում են այլասերված մակարդակների նոր զույգեր: Էլեկտրական դաշտի առկայությամբ «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալը, հետևաբար՝ նաև էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաները, կարող են լինել համաչափ x և y առանցքների նկատմամբ, որի հետևանքով էներգիական սպեկտրում դիտվում է էներգիական մակարդակների հատում կամ հակահատում: Ցույց է տրվել, որ թույլատրելի անցումները պայմանավորված են հիմնական և գրգռված վիճակների ալիքային ֆունկցիաների համաչափությամբ: $1 \rightarrow 3$ և $1 \rightarrow 4$, $1 \rightarrow 7$ և $1 \rightarrow 8$ զույգերի շեմային էներգիաներն սկսվում են միևնույն կետից, քանի որ լազերային դաշտի բացակայությամբ նշված վիճակներն այլասերված են:
4. Ուսումնասիրվել է լազերային և էլեկտրական դաշտերի համատեղ ազդեցությունը լայնակի կապակցված կրկնակի քվանտային օղակներում էլեկտրոնային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Ցույց է տրվել, որ լազերային դաշտը հանգեցնում է էներգիական մակարդակների վերադասավորման: Էլեկտրական դաշտի կամայական արժեքների դեպքում լազերային դաշտի պարամետրի աճը հանգեցնում է էներգիական մակարդակների բարձրացման: Էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ լազերային դաշտի պարամետրի աճը հանգեցնում է հիմնական և առաջին

գրգռված վիճակների կրկնակի այլասերման, որոնք կարող են համարվել, համապատասխանաբար, կապված (bonding) և հակակապված (antibonding): Էլեկտրական դաշտում լազերային դաշտով պայմանավորված այլասերումը լազերային դաշտի պարամետրի $\alpha_0 = (0-5)$ նմ տիրույթում վերանում է: Շրջանային բևեռացված լույսի դեպքում թույլատրելի են միայն հիմնական վիճակից 2-րդ, 4-րդ, 6-րդ, 8-րդ և 10-րդ վիճակներ անցումները, որոնց ալիքային ֆունկցիաները չունեն նույն զույգությունը: Կլանման սպեկտրում դիտվում են կարմիր և կապույտ շեղումներ միայն $1 \rightarrow 6$ անցումների դեպքում, մնացած դեպքերում դիտվում է կարմիր շեղում: $1 \rightarrow 10$ անցման դեպքում գրեթե կլանում չի դիտվում: Էլեկտրական դաշտի առկայությամբ վերանում է համաչափությունը, որի հետևանքով բոլոր անցումները դառնում են թույլատրելի: $1 \rightarrow 2$, $1 \rightarrow 3$ և $1 \rightarrow 4$ անցումների դեպքում սպեկտրում դիտվում են կարմիր, իսկ $1 \rightarrow 5$, $1 \rightarrow 9$ և $1 \rightarrow 10$ անցումների դեպքում՝ կապույտ շեղումներ: $1 \rightarrow 6$, $1 \rightarrow 7$ և $1 \rightarrow 8$ անցումներին համամապատասխանում են կլանման բավականաչափ փոքր ուժգնություններ:

5. Ուսումնասիրվել է լազերային դաշտի ազդեցությունը $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ երկչափ քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Որպես սահմանափակող պոտենցիալի մոդել դիտարկելով վերջավոր պատերով երկչափ ուղղանկյուն փոսը, ջրածնանման դոնորային խառնուկի «լազերով ձևափոխված» պոտենցիալը որոշվել է Էլոցկու մոտավորությամբ: Էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիաները և էներգիաները որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով: Այն դեպքում, երբ խառնուկը տեղադրված է քվանտային օղակի կենտրոնում՝ $x_0 = (R_1 + R_2)/2$ (R_1 -ը և R_2 -ը քվանտային օղակի ներքին և արտաքին շառավիղներն են) հիմնական վիճակի էներգիան փոքր էներգիաների տիրույթում է և լազերային դաշտի պարամետրի մեծացմանը զուգընթաց բավական արագ աճում է՝ -18 մԷՎ-ից ($\alpha_0 = 0$) մինչև -1 մԷՎ ($\alpha_0 = 5$ նմ), իսկ գրգռված վիճակների էներգիաներն աճում են շուրջ 5 մԷՎ-ով: Ցույց է տրվել, որ լույսի ներգոտիական կլանման սպեկտրում լույսի բևեռացման տարբեր ուղղությունների և խառնուկի դիրքի տարբեր արժեքների դեպքում լազերային դաշտի պարամետրի արժեքի մեծացմանը զուգընթաց սպեկտրում դիտվում է միայն կարմիր շեղում (α_0 պարամետրի արժեքները փոխվում

են 1նմ քայլով 0-ից (ներքևից) մինչև 5նմ (վերև)):

6. Ուսումնասիրվել է լազերային և էլեկտրական դաշտերի համատեղ ազդեցությունը $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ երկչափ քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Էլեկտրոնի էներգիաներն ու ալիքային ֆունկցիաները որոշվել են ճշգրիտ անկյունագծացման մեթոդով: Ցույց է տրվել, որ էլեկտրական դաշտի դիտարկված արժեքների դեպքում լազերային դաշտի պարամետրի աճը հանգեցնում է էներգիական մակարդակների տեղաշարժման դեպի մեծ էներգիաների տիրույթ: Երբ խառնուկը տեղադրված է օղակի կենտրոնում, էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծ արժեքների դեպքում հիմնական վիճակի էներգիայի վրա լազերային դաշտի ազդեցությունը համեմատաբար թույլ է: Դոնորային խառնուկի առկայությամբ լույսի y -բևեռացման դեպքում թույլատրելի են $1 \rightarrow 2$ անցումները, իսկ x -բևեռացման դեպքում՝ $1 \rightarrow 3$ անցումները: Խառնուկի և դաշտերի առկայության պայմաններում դիտվում են ինչպես կարմիր, այնպես էլ կապույտ շեղումներ: Հարկ է նշել $F = 15 \text{ կՎ/սմ}$ դեպքը, երբ փոփոխելով լույսի բևեռացման վեկտորի ուղղությունը՝ α_0 -ի փոփոխման միևնույն տիրույթում կլանման սպեկտրում y -բևեռացման դեպքում դիտվում է միայն կարմիր շեղում, իսկ x -բևեռացման դեպքում՝ α' կարմիր, α' կապույտ շեղումներ:
7. Ուսումնասիրվել է հիդրոստատիկ ճնշման և լազերային դաշտի ազդեցությունը $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ երկչափ քվանտային օղակում խառնուկային վիճակների և լույսի ներգոտիական կլանման վրա: Ցույց է տրվել, որ էներգիական մակարդակները ճնշումից կախված նվազող ֆունկցիաներ են, ընդ որում $P_1 < P < P_2$ տիրույթում նվազման արագությունն ավելի մեծ է: Էներգիական մակարդակների նվազման արագությունն ավելի մեծ է լազերային դաշտի պարամետրի մեծ արժեքների դեպքում: Ցույց է տրվել նաև, որ ճնշման, լազերային դաշտի պարամետրի և խառնուկի դիրքի բոլոր արժեքների դեպքում հիմնական և առաջին գրգռված վիճակների էներգիական մակարդակների միջև հեռավորությունը ճնշումից կախված աճում է, որի հետևանքով կլանման սպեկտրում դիտվում է միայն կապույտ շեղում:

Խորին շնորհակալություն ու երախտագիտություն եմ հայտնում իմ ուսուցչին, ատենախոսության գիտական խորհրդատու, ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ, ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր **Ալբերտ Կիրակոսյանին՝** երկարամյա համատեղ աշխատանքի, օգտակար քննարկումների, մշտական աջակցության և ուշադիր վերաբերմունքի համար:

Երախտապարտ եմ ու իմ անկեղծ շնորհակալությունն եմ հայտնում նաև իմ համահեղինակներին՝ պրոֆեսորներ **Կառլոս Դյուքեին, Դավիդ Լառոզեին, Միգուել Մոռա-Ռամոսին, Ադրիան Ռադուին, Մարտինես Օրոսկոյին, Սոնյա Լոպեսին, Ժան Բրագարին,** ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուներ **Հենրիխ Բադրամյանին, Արամ Մանասեյանին, Վռամ Մուլենեցյանին, Ալիռեզա Հակիմիֆարդին, Մարվան Զուհաիրին, Ռիկարդո Ռեստրեպոյին, Զուդիթ Օխեդային՝** համագործակցության և համատեղ աշխատանքի ընթացքում ցուցաբերած աջակցության համար:

(2.19)–(2.26) և (2.43)–(2.45) արտահայտությունների հաշվարկը

I.1. Օգտվելով (2.3) և (2.33) արտահայտություններից՝ մատրիցական տարրի համար լույսի զուգահեռ բևեռացման դեպքում կստանանք

$$\langle \psi_{n,l} | Z | \psi_{1,0} \rangle = \frac{A a_B^{3/2}}{\sqrt{8\pi^2 L}} \int_0^\infty g_{1,0}(t) g_{n,l}(t) t \int_0^{2\pi} e^{-il\varphi} S_{\parallel}(\beta, t_i, k; \varphi) d\varphi dt, \quad (\text{Հ1})$$

իսկ ուղղահայաց բևեռացման դեպքում կստանանք՝

$$\langle \psi_{n,l} | \rho \cos \varphi | \psi_{1,0} \rangle = \frac{A a_B^{3/2}}{\sqrt{8\pi^2 L}} \int_0^\infty g_{1,0}(t) g_{n,l}(t) t^2 \int_0^{2\pi} S_{\perp}(\beta, t_i, k; \varphi) e^{-il\varphi} \cos \varphi d\varphi dt \quad (\text{Հ2})$$

արտահայտությունները, որտեղ

$$S_{\parallel}(\beta, t_i, k; \varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\beta \sqrt{z^2 + (t - t_i)^2} - ikz \right\} z dz = -2i \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\beta \sqrt{z^2 + (t - t_i)^2} \right\} \sin(kz) z dz, \quad (\text{Հ3})$$

$$S_{\perp}(\beta, t_i, k; \varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\beta \sqrt{z^2 + (t - t_i)^2} - ikz \right\} dz = 2 \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\beta \sqrt{z^2 + (t - t_i)^2} \right\} \cos(kz) dz. \quad (\text{Հ4})$$

Օգտվելով հետևյալ աղյուսակային բանաձևից [116]՝

$$\int_0^{\infty} \exp \left\{ -a \sqrt{\xi^2 + x^2} \right\} \cos(b\xi) d\xi = \frac{ax}{\sqrt{a^2 + b^2}} K_1(x \sqrt{a^2 + b^2}), \quad (\text{Հ5})$$

$$\frac{\partial K_{\nu}(z)}{\partial z} = -\frac{1}{2} (K_{\nu-1}(z) + K_{\nu+1}(z)), \quad (\text{Հ6})$$

(Հ3)-ից և (Հ4)-ից կստանանք՝

$$S_{\parallel}(\beta, t_i, k; \varphi) = -i \frac{\beta k}{(\beta^2 + k^2)^2} \tau \left\{ 2K_1(\tau) + \tau [K_0(\tau) + K_2(\tau)] \right\}, \quad (\text{Հ7})$$

$$S_{\perp}(\beta, t_i, k; \varphi) = \frac{2\beta}{\beta^2 + k^2} \tau K_1(\tau), \quad (\text{Հ8})$$

$$\tau = |t - t_i| \sqrt{\beta^2 + k^2}. \quad (\text{Հ9})$$

I.2. Երբ խառնուկը ՔԼ-ի առանցքի վրա է, $S_{\parallel}$ և $S_{\perp}$ մեծությունները կախված չեն t և t_i վեկտորների կազմած φ անկյունից, ուստի (Հ1) և (Հ2) արտահայտություններում ըստ φ -ի ինտեգրալների համար կստանանք՝

$$S_{\parallel}(\beta, k) = \int_0^{2\pi} e^{-il\varphi} d\varphi = 2\pi\delta_{l,0}S_{\parallel}(\beta) \quad (\text{Հ10})$$

$$S_{\perp}(\beta, k) \int_0^{2\pi} e^{-il\varphi} \cos \varphi d\varphi = \frac{1}{2} S_{\perp}(\beta, k) \int_0^{2\pi} \left(e^{-i\varphi(l+1)} + e^{-i\varphi(l-1)} \right) d\varphi = \pi S_{\perp}(\beta, k) (\delta_{l,1} + \delta_{l,-1}). \quad (\text{Հ11})$$

(Հ10) և (Հ11) արտահայտությունները տեղադրելով (Հ1)-ի և (Հ2)-ի մեջ, ՔԼ-ի առանցքի վրա տեղադրված խառնուկի համար կստանանք (2.19) և (2.26) արտահայտությունները:

1.3. Ինչպես ՔԼ-ի առանցքին ուղղահայաց, այնպես էլ խառնուկի շեղման ուղղությամբ բևեռացումների դեպքում խառնուկային հիմնական վիճակից $l=0$ վիճակի անցումների համար կունենաք՝

$$\langle \psi_{n,0} | \rho \sin \varphi | \psi_{1,0} \rangle = \frac{Aa_B^{3/2}}{\sqrt{8\pi^2 L}} \int_0^{\infty} g_{1,0}(t) g_{n,l}(t) t^2 \int_0^{2\pi} S_{\perp}(\beta, t_i, k; \varphi) \sin \varphi d\varphi dt : \quad (\text{Հ12})$$

(Հ12)-ում ըստ-ի φ -ի ինտեգրալները ներկայացնենք

$$\int_0^{2\pi} S_{\perp}(\beta, t_i, k; \varphi) \sin \varphi d\varphi = \int_0^{\pi} S_{\perp}(\beta, t_i, k; \varphi) \sin \varphi d\varphi + \int_{\pi}^{2\pi} S_{\perp}(\beta, t_i, k; \varphi) \sin \varphi d\varphi \quad (\text{Հ13})$$

տեսքով: Քանի որ $S_{\perp}(\beta, t_i, k; \varphi) = S_{\perp}(\beta, t_i, k; \cos \varphi)$, ապա (Հ13)-ի երկրորդ անդամում կատարելով $\vartheta = 2\pi - \varphi$ փոփոխարինում, կստանանք՝

$$\int_0^{2\pi} S_{\perp}(\beta, t_i, k; \cos \varphi) \sin \varphi d\varphi = \int_0^{\pi} S_{\perp}(\beta, t_i, k; \cos \varphi) \sin \varphi d\varphi + \int_{\pi}^0 S_{\perp}(\beta, t_i, k; \cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = 0, \quad (\text{Հ14})$$

ուստի (Հ12) մատրիցական տարրը՝

$$\langle \psi_{n,0} | \rho \sin \varphi | \psi_{1,0} \rangle = 0. \quad (\text{Հ15})$$

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐ

ՔՓ - քվանտային փոս

ՔԼ - քվանտային լար

ՔԿ - քվանտային կետ

ՔՕ - քվանտային օղակ

ՊԹ- Պյեշլ-Թելեր

ՖԻԿ-ֆոտոիոնացման կտրվածք

ԿՀՔՕ - կրկնակի համակենտրոն քվանտային օղակ

ԱԲ - Ահարոնով-Բոհմ

ԼԴ – լազերային դաշտ

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Pradeep T., Nano: The Essentials: Understanding Nanoscience and Nanotechnology: (McGraw-Hill, 2008).
2. Kelkar A., Herr D., Ryan J., Nanoscience and Nanoengineering: Advances and Applications (CRC Press, 2014).
3. Wilcoxon J.P., Abrams B.L., Synthesis, structure and properties of metal nanoclusters. Chem. Soc. Rev., **35**, 1162–1194 (2006).
4. Marcaccio M., Paolucci F., Making and Exploiting Fullerenes, Graphene, and Carbon Nanotubes (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2014).
5. Castro Neto A.H., Guinea F., Peres N.M.R., Novoselov K. S., Geim A. K., The electronic properties of graphene, Rev. Mod. Phys. **81**, 109–162 (2009).
6. Aoki H., Dresselhaus M.S., Physics of Graphene (Springer, New York 2014).
7. Wallace P.R., The Band Theory of Graphite. Phys. Rev. **71**, 622–634 (1947).
8. Zhou W., Wang Z.L., Scanning Microscopy for Nanotechnology (Springer: Verlag, 2006).
9. Alves A.K., Bergmann C.P., Berutti F.A. Novel Synthesis and Characterization of Nanostructured Materials (Springer, 2013).
10. Ղազարյան Է.Մ., Պետրոսյան Ս.Գ., Կիսահաղորդչային նանոէլեկտրոնիկայի ֆիզիկական հիմունքները (ՌՀՀ Հրատարակչություն, Երևան 2005):
11. Klitzing K.V., Dorda G., Pepper M., New method for high-accuracy determination of the fine structure constant based on quantized Hall resistance. Phys. Rev. Lett. **45**, 494–497 (1980).
12. Tsui D.C., Strörmer H.L., Gossard A.C., Two-dimensional magneto-transport in the extreme quantum limit. Phys. Rev. Lett. **48**, 1559–1562 (1982).
13. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф., Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир (1985).

14. Dingle R., Strörmer H.L., Gossard A.C., Wiegmann W., Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices. *Appl. Phys. Lett.* **33**, 665–667 (1978).
15. Yuh P.-F., Wang K.L., Novel infrared band-aligned superlattice laser. *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1404–1406 (1987).
16. Chemla D.S., Miller D.A.B., Room-temperature excitonic nonlinear-optical effects in semiconductor quantum-well structures. *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1155–1173 (1985).
17. Ruzin I.M., Chandrasekhar V., Levin E.I., Glazman L.I., Stochastic Coulomb blockade in a double-dot system. *Phys. Rev. B* **45**, 13469–13478 (1992).
18. Piprek J., *Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation* (Academic Press, San Diego, 2003).
19. Balandin A., Wang K.L., Significant decrease of the lattice thermal conductivity due to phonon confinement in a free-standing semiconductor quantum well. *Phys. Rev. B* **58**, 1544–1549 (1998).
20. Balandin A.A., Nanophotonics: Phonon engineering in nanostructures and nanodevices. *J. Nanosci. and Nanotechn.* **5**, 1015–1022 (2005).
21. Vartanian A.L., Shahbandari A., Yeranossyan M.A., Kirakosyan A.A., The Polar Optical Phonon Confinement Effect on the Binding Energy of a Hydrogenic Impurity in Quantum Wires Under Applied Electric and Magnetic Fields. *ILTP* **165**, 101-113 (2011).
22. Vardanyan K.A., Vartanian A.L., Mughnetsyan V.N., Dvurechenskii A.V., Kirakosyan A.A., Effect of phonon confinement on one- and two-polar optical phonon capture processes in quantum dots. *Physica E* **66**, 268–274 (2015).
23. Steiner T., (Ed., *Semiconductor Nanostructures for Optoelectronic Applications*. U.K., London: Artech House, 2004).
24. Petroff P.M., Gossard A.C., Logan R.A., Wiegmann W., Toward quantum well wires: Fabrication and optical properties. *J. Appl. Phys. Lett.* **41**, 635–638, (1982).
25. Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Шукин В.А., Копьев П.С., Алферов Ж.И., Бимберг Д., Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. *ФТП*, **32**, 385–410, (1998).

26. Asryan L.V., Suris R.A., Inhomogeneous line broadening and the threshold current density of a semiconductor quantum dot laser. *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 554–567, (1996).
27. Joyce P.B., Krzyzewski T.J., Bell G.R., Joyce B.A., Jones T.S., Composition of InAs quantum dots on GaAs(001): Direct evidence for (In,Ga)As alloying. *Phys. Rev. B* **58**, R15981–R15984 (1998).
28. Lipinski M.O., Schuler H., Schmidt O.G., Eberl K., Jin-Phillipp N.Y., Strain-induced material intermixing of InAs quantum dots in GaAs. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1789–1791 (2000).
29. Chu L., Arzberger M., Böhm G., Abstreiter G., Influence of growth conditions on the photoluminescence of self-assembled InAs/GaAs quantum dots. *J. Appl. Phys.* **85**, 2355–2362 (1999).
30. Wasilewski Z.R., Fafard S., McCaffrey J.P., Size and shape engineering of vertically stacked self-assembled quantum dots. *J. Crystal Growth* **201/202**, 1131–1135 (1999).
31. Fafard S., Wasilewski Z.R., C.Nl. Allen, Hinzer K., McCaffrey J.P., Feng Y., Lasing in quantum-dot ensembles with sharp adjustable electronic shells. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 986–988 (1999).
32. McCaffrey J.P., Robertson M.D., Fafard S., Wasilewski Z.R., Griswold E.M., Madsen L.D., Determination of the size, shape, and composition of indium-flushed self-assembled quantum dots by transmission electron microscopy. *J. Appl. Phys.* **88**, 2272–2277 (2000).
33. Lorke A., Luyken R.J., Govorov A.O., Kotthaus J.P., Garcia J.M., Petroff P.M., Spectroscopy of nanoscopic semiconductor rings. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2223–2226 (2000).
34. Mano T., Kuroda T., Sanguinetti S., Ochiai T., Tateno T., Kim J., Noda T., Kawabe M., Sakoda K., Kido G., Koguchi N., Self-assembly of concentric quantum double rings. *Nano Lett.* **5**, 425–428 (2005).
35. Kuroda T., Mano T., Ochiai T., Sanguinetti S., Sakoda K., Kido G., Koguchi N., Optical transitions in quantum ring complexes. *Phys. Rev. B* **72**, 205301–205309 (2005).

36. Somaschini C., Bietti S., Sanguinetti S., Koguchi N., Fedorov A., Self-assembled GaAs/AlGaAs coupled quantum ring-disk structures by droplet epitaxy. *Nanotechnology* **21**, 125601 (5 pages), (2010).
37. Aharonov Y., Bohm D., Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. *Phys. Rev.* **115**, 485–491 (1951).
38. Fuhrer A., Lüscher S., Ihn T., Heinzel T., Ensslin K., Wegscheider W., Bichler M., Energy spectra of quantum rings. *Nature* **413**, 822–825 (2001).
39. Climente J.I., Planelles J., Jaskólski W., Magneto-optical transitions in nanoscopic rings. *Phys. Rev. B* **68**, 075307–075304 (2003).
40. Petterson H., Warburton R. J., Lorke A., Karrai K., Kotthaus J. P., Garcia J. M., Petroff P. M., Excitons in self-assembled quantum ring-like structures. *Physica E* **6**, 510–513 (2000).
41. Haft D., Schulhauser C., Govorov A.O., Warburton R.J., Karrai K., Garcia J.M., Schoenfeld W., Petroff P. M., Magneto-optical properties of ring-shaped self-assembled InGaAs quantum dots. *Physica E* **13**, 165–169 (2002).
42. Hu H., Zhu J. -L., Li D. -J., Xiong J. -J., Aharonov-Bohm effect of excitons in nanorings. *Phys. Rev. B* **63**, 195307–195317 (2001).
43. Grochol M., Grosse F., Zimmermann R., Optical exciton Aharonov-Bohm effect, persistent current, and magnetization in semiconductor nanorings of type I and II. *Phys. Rev. B* **74**, 115416–115427 (2006).
44. Ghazaryan A.V., Djotyan A.P., Mouloupoulos K., Kirakosyan A.A., Linear Dynamic Polarizability and the Absorption Spectrum of an Exciton in an Aharonov-Bohm Quantum Ring. *Physica Scripta* **83**, 035703 (8 pages) (2011).
45. Suárez F., Granados D., Luisa Dotor M., Garcia J.M., Laser devices with stacked layers of InGaAs/GaAs quantum rings. *Nanotechnology* **15**, S126–S130 (2004).
46. Alén B., Martinez-Pastor J., Granados D., García J.M., Continuum and discrete excitation spectrum of single quantum rings. *Phys. Rev. B* **72**, 155331–155336 (2005).

47. Huang G., Guo W., Bhattacharya P., Ariyawansa G., Perera A.G.U., A quantum ring terahertz detector with resonant tunnel barriers. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 101115–101117 (2009).
48. Bhowmick S., Huang G., Guo W., Lee C.S., Bhattacharya P., Ariyawansa G., Perera A.G.U., High-performance quantum ring detector for the 1–3 terahertz range. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 231103–231105 (2010).
49. Vurgaftman I., Meyer J.R., Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815–5875 (2001).
50. Bastard G., *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (Editions de Physique, Les Ulis, France, 1988).
51. Bastard G., Hydrogenic impurity states in a quantum well: A simple mode. *Phys. Rev. B* **24**, 4714–4722 (1981).
52. Bryant, G.W. Hydrogenic impurity states in quantum-well wires. *Phys. Rev. B* **29**, 6632–6639 (1984).
53. Chuu D.S., Hsiao C.M., Mei W.N., Hydrogenic impurity states in quantum dots and quantum wires. *Phys. Rev. B* **46**, 3898–3905 (1992).
54. Porras-Montenegro N., Pérez-Merchancano S. T., Hydrogenic impurities in GaAs-(Ga,Al)As quantum dots. *Phys. Rev. B* **46**, 9780 –9783 (1992).
55. Davies J.H., *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors* (Cambridge University Press, Cambridge, 1998).
56. Basu P.K., *Theory of optical processes in semiconductors* (Clarendon Press, Oxford, 1997).
57. Ridley B.K., *Quantum Processes in Semiconductors* (Clarendon Press, Oxford, 1982).
58. El-Said M., Tomak M., Photoionization of impurities in infinite-barrier quantum wells. *J. Phys. Chem. Solids* **52**, 603–606 (1991).
59. El-Said M., Tomak M., Photoionization of impurities in quantum wells. *Solid State Commun.* **82**, 721–723 (1992).
60. Ilaiwi K.F., El-Said M., Photoionization of shallow donor impurities in finite-barrier quantum wells. *Phys. Stat. Sol. (b)* **187**, 93–97 (1995).

61. Jayam Sr.G., Navaneethakrishnan K., Photoionization of donor impurities in quantum wells is a electric field. *Solid State Commun.* **122**, 433–438 (2002).
62. Sali A., Fliyou M., Roubi L., Loumrhari H., The effect of a strong magnetic field on the binding energy and the photoionization cross-section in a quantum well. *J. Phys.: Condens. Matt.* **11**, 2427–2436 (1999).
63. Sali A., Fliyou M., Loumrhari H., Photoionization of shallow donor impurities in finite-barrier quantum-well wires. *Physica B* **233**, 196–200 (1997).
64. Sali A., Fliyou M., Satori H., Loumrhari H., Photoionization of impurities in quantum-well wires. *Phys. Stat. Sol. (b)* **211**, 661–670 (1999).
65. Sali A., Fliyou M., Loumrhari H., The effect of the electron-longitudinal optical phonon interaction on the photoionization in quantum well wires. *Phys. Stat. Sol. (b)* **200**, 145–153 (1997).
66. Correa J., Cepeda-Giraldo O., Porras-Montenegro N., Duque C., Hydrostatic pressure effects on the donor impurity-related photoionization cross-section in cylindrical-shaped GaAs/GaAlAs quantum well wires. *Phys. Stat. Sol. (b)* **241**, 3311–3317 (2004).
67. Kasapoglu E., Yesilgöl U., Saria H., Sökmen I., The effect of hydrostatic pressure on the photoionization cross-section and binding energy of impurities in quantum-well wire under the electric field. *Physica B* **368**, 76–81 (2005).
68. Yesilgul U., Şakiroğlu S., Kasapoğlu E., Saria H., Sökmen I., The effects of temperature and hydrostatic pressure on the photoionization cross-section and binding energy of impurities in quantum-well wires. *Superlattices Microstruct.* **48**, 106–113 (2010).
69. Correa J., Porras-Montenegro N., Duque C., Binding energy and photoionization cross-section in GaAs quantum well-wires and quantum dots: magnetic field and hydrostatic pressure effects. *Brazilian J. Phys.* **36**, 387–390 (2006).
70. Ham H., Lee C., Spector H., Photoionization cross section of hydrogenic impurities in cylindrical quantum wires: Infinite well model. *J. Appl. Phys.* **96**, 335–339 (2004).

71. Ham H., Spector H., Photoionization cross section of hydrogenic impurities in cylindrical quantum wires: Finite well model. *J. Appl. Phys.* **100**, 024304 (4 pages) (2006).
72. Yoffe A.D., Semiconductor quantum dots and related systems: electronic, optical, luminescence and related properties of low dimensional systems. *Adv. Phys.* **50**, 1–208 (2001).
73. Ham H., Spector H., Photoionization cross section of hydrogenic impurities in spherical quantum dots. *J. Appl. Phys.* **93**, 3900–3905 (2003).
74. Kasapoglu E., Sari H., Yesilgöl U., Sökmen I., The electric field dependence of the photoionization cross-section of shallow donor Impurities in quantum dots: Infinite and finite model. *Surf. Rev. Lett.* **13**, 747–752 (2006).
75. Şahin M., Photoionization cross section and intersublevel transitions in a one- and two-electron spherical quantum dot with a hydrogenic impurity. *Phys. Rev. B* **77**, 045317–(12 pages) (2008).
76. Yesilgöl U., Kasapoglu E., Sari H., Sökmen I., The effects of temperature and hydrostatic pressure on the photoionization cross-section and binding energy of shallow donor impurities in quantum dots. *Superlattices Microstruct.* **48**, 509–516 (2010).
77. Liang S., Xie W., Li X., Shen H., Photoionization and binding energy of a donor impurity in a quantum dot under an electric field: effects of the hydrostatic pressure and temperature. *Superlattices Microstruct.* **49**, 623–631 (2011).
78. Burileanu, L.M., Photoionization cross-section of donor impurity in spherical quantum dots under electric and intense laser fields. *J. Lumin.* **145**, 684–689 (2014).
79. Niculescu E.C., Impurity-related photoionization cross section in a pyramid-shaped quantum dot: Intense laser field and hydrostatic pressure effects. *Physica E* **63**, 105–113 (2014).
80. Feddi E., El-Yadri M., Dujardin F., Restrepo R.L., Duque C.A., Photoionization cross section and binding energy of single dopant in hollow cylindrical core/shell quantum dot. *J. Appl. Phys.* **121**, 064303 (8 pages) (2017).

81. Hayrapetyan D.B., Ohanyan G.L., Baghdasaryan D.A., Sarkisyan H.A., Baskoutas S., Kazaryan E.M., Binding energy and photoionization cross-section of hydrogen-like donor impurity in strongly oblate ellipsoidal quantum dot. *Physica E* **95**, 27–31 (2018).
82. Xie W., Aharonov-Bohm oscillation of photoionization cross section in a quantum ring with a repulsive scattering center. *Phys. Lett. A*, **377**, 903–906 (2013).
83. Xie W., Photoionization cross section in a two-dimensional quantum ring: Aharonov-Bohm effect. *Superlattices Microstruct.* **58**, 94–100 (2013).
84. Hakimyfard A., Barseghyan M.G., Duque C.A., Kirakosyan A.A., Simultaneous effects of pressure and temperature on donor binding energy in Pöschl–Teller quantum well. *Physica B* **404**, 5159–5162 (2009).
85. Barseghyan M.G., Hakimyfard A., López S.Y., Duque C.A., Kirakosyan A.A., Hydrostatic pressure, temperature and electric field effects on donor binding energy in Pöschl–Teller quantum well. *Physica E* **43**, 529–533 (2010).
86. Barseghyan M.G., Hakimyfard A., López S.Y., Duque C.A., Kirakosyan A.A., Simultaneous effects of hydrostatic pressure and temperature on donor binding energy and photoionization cross section in Pöschl–Teller quantum well. *Physica E* **42**, 1618–1622 (2010).
87. Duque C.A., Mora-Ramos M.E., Barseghyan M.G., Electronic states in a Pöschl–Teller-like quantum well: Combined effect of electric field, hydrostatic pressure, and temperature. *Superlattices Microstruct.* **50**, 480–490 (2011).
88. Хакимифард А., Барсегян М.Г., Дюке К.А., Киракосян А.А., Влияние электрического поля, гидростатического давления и температуры на электронные состояния в квантовой яме Пешла–Теллера. *Известия НАН Армении, Физика* **45**, 401–406 (2010).
89. S. Flugge, *Practical Quantum Mechanics* (Springer, Berlin, 1999).
90. Tong B.Y., Scattering states of the Sech-squared potential. *Solid State Commun.* **104**, 679–682 (1997).

91. Tong B.Y., Kiriushcheva, N., Band-gap engineering of a Sech-squared potential in heterojunctions. *Phys. Lett. A* **229**, 49–52 (1997).
92. Radovanović, J., Milanović, V., Ikonić, Z., Indjin, D., Intersubband absorption in Pöschl-Teller-like semiconductor quantum wells. *Phys. Lett. A* **269**, 179–185 (2000).
93. Yildirim H., Tomak M., Nonlinear optical properties of a Pöschl-Teller quantum well. *Phys. Rev. B* **72**, 115340 (6 pages) (2005).
94. Yildirim H., Tomak M., Intensity-dependent refractive index of a Pöschl-Teller quantum well. *J. Appl. Phys.* **99**, 093103 (5 pages) (2006).
95. Wang G., Gruo Q., Wu L., Yang X., Optical response and local-field distribution in a Pöschl-Teller quantum well: Nonlocal effects. *Phys. Rev. B* **75**, 205337 (11 pages) (2007).
96. Aytekin O., Turgut S., Tomak M., Nonlinear optical properties of a Pöschl-Teller quantum well under electric and magnetic fields. *Physica E* **44**, 1612–1616 (2012).
97. Şakiroğlu S., Ungan F., Mora-Ramos M.E., Duque C.A., Kasapoglu E., Saria H., Sökmen I., Nonlinear optical rectification and the second and third harmonic generation in Pöschl-Teller quantum well under the intense laser field. *Phys. Lett. A* **376**, 1875–1880 (2012).
98. Elabsy A.M., Effect of the Gamma -X crossover on the binding energies of confined donors in single GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum-well microstructures. *J. Phys. Condens. Matt.* **6**, 10025–10030 (1994).
99. Yu P.Y., Cardona M., *Fundamentals of Semiconductors* (Springer, Berlin, 1996).
100. Bastard G., Mendez E.E., Chang L.L., Esaki L., Variational calculations on a quantum well in an electric field. *Phys. Rev. B* **28**, 3241–3245 (1983).
101. Samara G.A., Temperature and pressure dependences of the dielectric constants of semiconductors. *Phys. Rev. B* **27**, 3494–3505 (1983).
102. Lamouche G., Lépine Y., Photoionization of semiconductor impurities in the presence of a static electric field. *Phys. Rev. B* **49**, 13452–13459 (1983).
103. Ilaiwi K.F., Tomak M., Impurity photoionization in semiconductors. *J. Phys. Chem. Solids* **51**, 361–365 (1990).

104. Мугнецян В.Н., Барсегян М.Г., Киракосян А.А., Энергия связи водородоподобной донорной примеси в квантовой проволоке в магнитном и электрическом полях. Известия НАН Армении, Физика **42**, 435–441, (2007).
105. Mughnetsyan V.N., Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Binding energy and photoionization cross section of hydrogen-like donor impurity in quantum well wire in electric and magnetic fields. Superlattices Microstruct. **44**, 86–95, (2008).
106. Mughnetsyan V.N., Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Magnetic field effect on photoionization cross-section of hydrogen-like impurity in cylindrical quantum wire. Physica E **40**, 654–659 (2008).
107. Aktas S., Boz F.K., Dalgi S.S., Electric and magnetic field effects on the binding energy of a hydrogenic donor impurity in a coaxial quantum well wire. Physica E **28**, 96–105 (2005).
108. Bilekkaya A., Aktaş Ş., Okan S. E., Boz F. K., Electric and magnetic field effects on the binding energy of a hydrogenic impurity in quantum well wires with different shapes. Superlattices Microstruct. **44**, 96–105 (2008).
109. Vartanian A.L., Yeranossyan M.A., Vardanyan K.A., Kirakosyan A.A., Polaron effects on the binding energy of a hydrogenic impurity in parabolic quantum wires in perpendicular electric and magnetic fields. Superlattices Microstruct. **49**, 382–389 (2011).
110. Rezaei G., Fereidooni F., Azadegan Z., External electric and magnetic field effects on the optical absorption coefficients and refractive index changes of a hydrogenic impurity confined in a cylindrical quantum wire with convex bottom. Physica B **418**, 20–25 (2013).
111. Correa J.D., Mora-Ramos M. E., Duque C.A., Donor impurity states and related terahertz range nonlinear optical response in GaN cylindrical quantum wires: Effects of external electric and magnetic fields. J. Appl. Phys. **115**, 213105 (11 pages) (2014).
112. Aciksoz E., Bayrak O., Soylu A., Binding energy of the donor impurities in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs quantum well wires with Morse potential in the presence of electric and magnetic field. Chinese Physics B **25**, 100302 (6 pages) (2016).

113. Abramowitz M., Stegun J.A., Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables. (Nat. Bur. Stand. Appl. Math. Series No 55, U.S. GPO, Washington D. C., 1964).
114. Adachi S., GaAs, AlAs, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications. J. Appl. Phys., **58**, R1–R29 (1985).
115. Branis S., Li G., Bajaj K.. Hydrogenic impurities in quantum wires in the presence of a magnetic field. Phys. Rev. B **47**, 1316–1323 (1993).
116. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И.. Интегралы и ряды. Специальные функции (М. Наука, 1983).
117. Villamil P., Cabra C., Porrás-Montenegro N., Shallow impurity states and transition energies in cylindrical GaAs/Ga_{0.6}Al_{0.4}As quantum well wires under applied magnetic fields. J. Phys.: Condens. Matt. **17**, 5049–5058 (2005).
118. Juang C., Chang C.Y., Energy states of finite-barrier quantum wires in the presence of an external electric field. Appl. Phys. Lett. **58**, 1527–1529 (1991).
119. Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Duque C.A., Donor-impurity related binding energy and photoionization cross-section in quantum dots: electric and magnetic fields and hydrostatic pressure effects. Eur. Phys. J. B **72**, 521–529 (2009).
120. Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Duque C.A., Hydrostatic pressure, electric and magnetic field effects on shallow donor impurity states and photoionization cross section in cylindrical GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum dots. Phys. Stat. Sol. (b), **246**, 626–629 (2009).
121. Barseghyan M.G., Hakimyfard Alireza, Zuhair Marwan, Duque C.A., Kirakosyan A.A., Binding energy and photoionization cross section of hydrogen-like donor impurity in cylindrical InAs Pöschl-Teller quantum layer in magnetic field. Proc. of SPIE **7998**, 79981G (7 pages) (2011).
122. Barseghyan M.G., Mora-Ramos M.E., Duque C.A., Hydrostatic pressure, impurity position and electric and magnetic field effects on the binding energy and photoionization cross section of a hydrogenic donor impurity in an InAs Pöschl-Teller quantum ring. Eur. Phys. J. B **84**, 265–271 (2011).

123. Barseghyan M.G., Hakimyfard Alireza, Zuhair Marwan, Duque C.A., A.A. Kirakosyan, Binding energy of hydrogen-like donor impurity and photoionization cross-section in InAs Pöschl-Teller quantum ring under applied magnetic field. *Physica E* **44**, 419–424 (2011).
124. Barseghyan M.G., Hakimyfard Alireza, Kirakosyan A.A., Mora-Ramos M.E., Duque C.A., Hydrostatic pressure and electric and magnetic field effects on the binding energy of a hydrogenic donor impurity in InAs Pöschl-Teller quantum ring. *Superlattices Microstruct.* **51**, 119–127 (2012).
125. Baghrmian H.M., Barseghyan M.G., Duque C.A., Kirakosyan A.A., Binding energy of hydrogenic donor impurity in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs concentric double quantum rings: effects of geometry, hydrostatic pressure, temperature, and Aluminum concentration. *Physica E* **48**, 164–170 (2013).
126. Baghrmian H.M., Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Laroze D., Duque C.A., Donor-impurity related photoionization cross section in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs concentric double quantum rings: effects of geometry and hydrostatic pressure. *Physica B* **449**, 193–198 (2014).
127. Ihn T., *Semiconductor Nanostructures* (Oxford University Press, Oxford, UK, 2010).
128. Fomin V.M., *Physics of Quantum Rings* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2014).
129. Ribeiro F. J., Latgé A., Pacheco M., Barticevic Z., Quantum dots under electric and magnetic fields: Impurity-related electronic properties. *J. Appl. Phys.* **82**, 270–274 (1997).
130. Vartanian A.L., Vardanyan L.A., Kazaryan E.M., Effect of electric and magnetic fields on the binding energy of the Coulomb impurity bound polaron in a quantum dot. *Physica E* **40**, 1513–1516 (2008).
131. Monozon B.S., Schmelcher P., Impurity center in a semiconductor quantum ring in the presence of crossed magnetic and electric fields. *Phys. Rev. B* **67**, 045203 (14 pages) (2003).

132. Farias G.A., Degani M. H., Freire J.A. K., Costa E.S. J., Ferreira R., Impurities and geometrical effects on the electron energy spectrum of quantum rings. *Phys. Rev. B* **77**, 085313 (9 pages) (2008).
133. Li B., Liu Yong-Hui, Liu Jian-Jun, Donor impurity states in elliptical quantum rings subjected to a magnetic field. *Phys. Lett. A* **375**, 1205–1208 (2011).
134. Elabsy A.M., Band mixing dependence of the lowest energy states in uncoupled quantum wells. *Superlattices Microstruct.* **14**, 65–69 (1993).
135. Burnett J.H., Cheong H.M., Paul W., Koteles E.S., Elman B., Γ -X mixing in GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ coupled double quantum wells under hydrostatic pressure. *Phys. Rev. B* **47**, 1991–1997 (1993).
136. Raigoza N., Morales A.L., Montes A., Porras-Montenegro N., Duque C.A., Stress effects on shallow-donor impurity states in symmetrical GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ double quantum wells. *Phys. Rev. B* **69**, 045323 (8 pages) (2004).
137. Rodríguez A.H., Trallero-Giner C., Duque C.A., Vázquez G.Z.. Optical transition in self-assembled InAs/GaAs quantum lens under high hydrostatic pressure. *J. Appl. Phys.* **105**, 044308–044313 (2009).
138. Baghramyan H.M., Barseghyan M.G., Duque C.A., Kirakosyan A.A., Effects of hydrostatic pressure, temperature, electric field and aluminum concentration on the electronic states in GaAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ concentric double quantum rings. *J. of Phys: Conf. Series* **350**, 012016–012022 (2012).
139. Reyes-Gómez E., Raigoza N., Oliveira L.E., Effects of hydrostatic pressure and aluminum concentration on the conduction-electron g-factor in GaAs-(Ga,Al)As quantum wells under in-plane magnetic fields. *Phys. Rev. B* **77**, 115308–115313 (2008).
140. Bosio C., Staehli J.L., Guzzi M., Burri G., Logan R.A., Direct-energy-gap dependence on Al concentration in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. *Phys. Rev. B* **38**, 3263–3268 (1988).
141. Guzzi M., Grilli E., Oggioni S., Staehli J.L., Bosio C., Pavesi L., Indirect-energy-gap dependence on Al concentration in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alloys. *Phys. Rev. B* **45**, 10951–10957 (1992).

142. Wojs A., Hawrylak P., Farard S., Jacak L., Electronic structure and magneto-optics of self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B* **54**, 5604–5608 (1996).
143. Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М., том III, Квантовая механика (М.: Наука 1989).
144. Duque C.A., Morales A.L., Montes A., Porras-Montenegro N., Effects of applied electric fields on the infrared transitions between hydrogenic states in GaAs low-dimensional systems. *Phys. Rev. B* **55**, 10721–10728 (1997).
145. West L.C., Eglash S.J., First observation of an extremely large dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well. *Appl. Phys. Lett.* **46**, 1156–1158 (1985).
146. Levine B.F., Malik R.J., Walker J., Choi K.K., Bethea C.G., Kleinman D.A., Vandenberg J.M., Strong 8.2 μ m infrared intersubband absorption in doped GaAs/AlAs quantum well waveguides. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 273–275 (1987).
147. Ahn D., Chuang S.-L., Nonlinear intersubband optical absorption in a semiconductor quantum well. *J. Appl. Phys.* **62**, 3052–3055 (1987).
148. Ahn D., Chuang S.-L., Calculation of linear and nonlinear intersubband optical absorptions in a quantum well model with an applied electric field, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 2169–2204 (1987).
149. Karabulut I., Atav Ü., Şafak H., Tomak M., Linear and nonlinear intersubband optical absorptions in an asymmetric rectangular quantum well. *Eur. Phys. J. B* **55**, 283–288 (2007).
150. Ozturk E., Nonlinear optical absorption in graded quantum wells modulated by electric field and intense laser field. *Eur. Phys. J. B* **75**, 197–203 (2010).
151. Duque C.A., Kasapoglu E., Şakiroglu S., Sari H., Sökmen I., Intense laser effects on nonlinear optical absorption and optical rectification in single quantum wells under applied electric and magnetic field. *Appl. Surf. Sci.* **257**, 2313–2319 (2011).
152. Karabulut, Í., Duque, C.A., Nonlinear optical rectification and optical absorption in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs double quantum wells under applied electric and magnetic fields. *Physica E* **43**, 1405–1410 (2011).

153. Karabulut, Í., Mora-Ramos M.E., Duque, C.A., Nonlinear optical rectification and optical absorption in GaAs–Ga_{1-x}Al_xAs asymmetric double quantum wells: Combined effects of applied electric and magnetic fields and hydrostatic pressure, *J. Lumin.* **131**, 1502–1509 (2011).
154. Yildirim, H., Aslan B., Donor-related third-order optical nonlinearities in GaAs/AlGaAs quantum wells at the THz region. *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 085017 (6 pages) (2011).
155. Yildirim, H., Aslan B., Effects of magnetic field on the terahertz nonlinear optical properties in donor-doped GaAs/AlGaAs quantum wells. *Phys. Stat. Sol. (b)* **249**, 2207–2212 (2012).
156. Duque C.A., Mora-Ramos M.E., Kasapoglu E., Ungan F., Yesilgul U., Sakiroglu S., Sari H., Sökmen I., Impurity-related linear and nonlinear optical response in quantum-well wires with triangular cross section. *J. Lumin.* **143**, 304–3013 (2013).
157. Yusa G., Sakaki H., Trapping of photogenerated carriers by InAs quantum dots and persistent photoconductivity in novel GaAs/n-AlGaAs field-effect transistor structures. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 345–347 (1997).
158. Maimon S., Finkman E., Bahir G., Schacham S.E., Garcia J.M., Petroff P.M., Intersublevel transitions in InAs/GaAs quantum dots infrared photodetectors. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2003–2005 (1998).
159. Stinaff E.A., Scheibner M., Bracker A.S., Ponomarev I.V., Korenev V.L., Ware M.E., Doty M.F., Reinecke T.L., Gammon D.. Optical signatures of coupled quantum dots. *Science* **311**, 636–639 (2006).
160. Sauvage S., Boucaud P., Glotin F., Prazeres R., Ortega J.-M., Lemaître A., Gérard J.-M., Thierry-Mieg V., Third-harmonic generation in InAs/GaAs self-assembled quantum dots. *Phys. Rev B* **59**, 9830–9833 (1999).
161. Brunhes T., Boucaud P., Sauvage S., Lemaître A., Gérard J.-M., Glotin F., Prazeres R., Ortega J.-M., Infrared second-order optical susceptibility in InAs/GaAs self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B* **61**, 5562–5570 (2000).
162. Sauvage S., Boucaud P., Brunhes T., Glotin F., Prazeres R., Ortega J.-M., Gérard J.-

- M., Second-harmonic generation resonant with s - p transition in InAs/GaAs self-assembled quantum dots. *Phys. Rev B* **63**, 113312–113315 (2001).
163. Karabulut I., Baskoutas S., Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in spherical quantum dots: Effects of impurities, electric field, size, and optical intensity. *J. Appl. Phys.* **103**, 0735121 (5 pages) (2008).
 164. Yao W., Yu Zh., Liu Y. Jia B., Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in strained GaN/AlN quantum dots. *Physica E* **41**, 1382–1385 (2009).
 165. Xie W., Linear and nonlinear optical absorptions of a two-electron quantum dot. *Physica B* **405**, 2102–2106 (2010).
 166. Lu L., Xie W., Hassanabadi H., Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in a two-electron quantum dot. *J. Appl. Phys.* **109**, 063108 (5 pages) (2011).
 167. Çakir B., Yakar Y., Özmen A., Sezer M.Ö., Şahin M., Linear and nonlinear optical absorption coefficients and binding energy of a spherical quantum dot. *Superlattices Microstruct.* **47**, 556–566 (2010).
 168. Yakar Y., Çakir B., Özmen A., Calculation of linear and nonlinear optical absorption coefficients of a spherical quantum dot with parabolic potential. *Opt. Commun.* **283**, 1795–1800 (2010).
 169. Yuan J.-H., Huang J.-S., Yin M., Zeng Q.-J., Zhang J.-P., The correlation energies and nonlinear optical absorptions of an exciton in a disc-like quantum dot. *Opt. Commun.* **283**, 3529–3532 (2010).
 170. Negi C.M.S., Gupta S. K., Kumar D., Kumar J., Nonlinear optical absorption and refraction in a strained anisotropic multi-level quantum dot system. *Superlattices Microstruct.* **60**, 462–474 (2013).
 171. Wu Q., Guo K., Liu G., Wu J.-H., Polaron effects on the linear and the nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in cylindrical quantum dots with applied magnetic field. *Physica B* **410**, 206–211 (2013).

172. Mughnetsyan V.N., Manaselyan A.Kh., Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Simultaneous effects of hydrostatic pressure and spin-orbit coupling on linear and nonlinear intraband optical absorption coefficients in a GaAs quantum ring. *J. Lumin.* **134**, 24–27 (2013).
173. Baghramyan H.M., Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Restrepo R.L., Duque C.A., Linear and nonlinear optical absorption coefficients in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs concentric double quantum rings: Effects of hydrostatic pressure and aluminum concentration. *J. Lumin.* **134**, 594–599, (2013).
174. Manaselyan A.Kh., Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Laroze D., Duque C.A., Effects of applied lateral electric field and hydrostatic pressure on the intraband optical transitions in a GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum ring. *Physica E* **60**, 95–99 (2014).
175. Baghramyan H.M., Barseghyan M.G., Laroze D., Kirakosyan A.A., Influence of lateral electric field on intraband optical absorption in concentric double quantum rings. *Physica E* **77**, 81–89 (2016).
176. Restrepo R.L., Morales A.L., Martínez-Orozco J.C., Baghramyan H.M., Barseghyan M.G., Mora-Ramos M.E., Duque C.A., Impurity-related nonlinear optical properties in delta-doped quantum rings: Electric field effects. *Physica B* **453**, 140–145 (2014).
177. Acosta R.E., Morales A.L., Duque C.M., Mora-Ramos M.E., Duque C.A., Optical absorption and refractive index changes in a semiconductor quantum ring: Electric field and donor impurity effects, *Phys. Stat. Sol. (b)* **253**, 744–754 (2016).
178. Bejan D., Stan C., Niculescu E. C., Optical properties of an elliptic quantum ring: Eccentricity and electric field effects. *Opt. Mater.* **78**, 207–219 (2018).
179. Barticevic Z., Pacheco M., Latgé A., Quantum rings under magnetic fields: Electronic and optical properties. *Phys. Rev. B* **62**, 6963–6966 (2000).
180. Govorov A.O., Kalameitsev A.V., Warburton R., Karrai K., Ulloa S.E., Excitons in quantum-ring structures in a magnetic field: optical properties and persistent currents. *Physica E* **13**, 297–300 (2002).

181. El-Bakkari K., Sali A., Iqraoun E., Rezzouk A., Es-Sbai N., Ouazzani Jamil M., Effects of the temperature and pressure on the electronic and optical properties of an exciton in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs quantum ring. *Physica B* **538**, 85-94 (2018).
182. Culchac F.J., Porras-Montenegro N., Ladgé A., Hydrostatic pressure effects on electron states in GaAs-(Ga,Al)As double quantum rings. *J. Appl. Phys.* **105**, 094324 (5 pages) (2009).
183. Zamani A., Azargoshasb T., Niknam E., Absorption coefficient and refractive index changes of a quantum ring in the presence of spin-orbit couplings: Temperature and Zeeman effects. *Superlattices Microstruct.* **110**, 221–232 (2017).
184. Khordad R., The effect of Rashba spin-orbit interaction on electronic and optical properties of a double ring-shaped quantum dot. *Superlattices Microstruct.* **110**, 146–154 (2017).
185. Haug H., Koch S.W., Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors (World Scientific, Singapore, 2004).
186. Boyd R.W., Nonlinear Optics (San Diego, Academic Press, San Diego, 2003).
187. Yildirim H., Tomak M., Nonlinear optical properties of a Pöschl-Teller quantum well. *Phys. Rev. B* **72**, 115340–115345 (2005).
188. Ünlü S., Karabulut İ., Şafak H., Linear and nonlinear intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in a quantum box with finite confining potential. *Physica E* **33**, 319–324 (2006).
189. Bychkov Y.A., Rashba E.I., Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. *J. Phys. C* **17**, 6039–6045 (1984).
190. Chuang S.L., Physics of Optoelectronic Devices (Wiley Series in Pure and Applied Optics, Wiley, New York, 1995).
191. Şahin M., Photoionization cross section and intersublevel transitions in a one-and two-electron spherical quantum dot with a hydrogenic impurity. *Phys. Rev. B* **77**, 045317 (12 pages) (2008).
192. Llorens J.M., Trallero-Giner C., García-Cristóbal A., Cantarero A., Electronic structure of a quantum ring in a lateral electric field. *Phys. Rev. B* **61**, 035309 (6

pages) (2000).

193. Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Wood T.H., Burrus C.A., Gossard A. C. Wiegmann W., Band-edge electroabsorption in quantum well structures - The quantum-confined Stark effect. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2173–2176 (1984).
194. Szafran B., Peeters F.M., Few-electron eigenstates of concentric double quantum rings. *Phys. Rev. B* **72**, 155316 (9 pages) (2005).
195. Malet F., Pi M., Barranco M., Lipparini E., Serra LI, Optical response of two-dimensional few-electron concentric double quantum rings: A local-spin-density-functional theory study. *Phys. Rev. B* **74**, 193309 (4 pages) (2006).
196. Colletti L., Malet F., Pi M., Pederiva F., Quantum Monte Carlo study of few-electron concentric double quantum rings. *Phys. Rev. B* **79**, 125315 (8 pages) (2009).
197. Gangopadhyay S., Nag B.R., Energy eigenvalues in square and rectangular quantum wires with finite barrier potential. *Phys. Stat. Sol. (b)* **195**, 123–128 (1996).
198. Tiutiunnyk A., Tulupenko V., Mora-Ramos M.E., Kasapoglu E., Ungan F., Sari H., Sökmen I., Duque C.A., Electron-related optical responses in triangular quantum dots. *Physica E* **60**, 127–132 (2014).
199. Liang S., Xie W., Sarkisyan H.A., Meliksetyan A.V., Shen H., Nonlinear optical properties in a nanoring: quantum size and magnetic field effect. *J. Phys.: Condens. Matter* **23**, 415302 (5 pages) (2011).
200. Iotti R.C., Andreani L.C., Crossover from strong to weak confinement for excitons in shallow or narrow quantum wells. *Phys. Rev. B* **56**, 3922–3932 (1997).
201. Szafran B., Peeters F.M., Bednarek S., Electron spin and charge switching in a coupled quantum-dot-quantum ring system. *Phys. Rev. B* **70**, 125310 (9 pages) (2005).
202. Zeng Z., Garoufalidis C.S., Baskoutas S., Linear and nonlinear optical susceptibilities in a laterally coupled quantum-dot-quantum-ring system. *Phys. Lett. A* **378**, 2713–2718 (2014).
203. Barseghyan M.G., Electronic states of coupled quantum dot-ring structure under lateral electric field with and without a hydrogenic donor impurity. *Physica E* **69**, 219–

223 (2015).

204. Barseghyan M.G., Baghrmryan H.M., Laroze D., Bragard J., Kirakosyan A.A., Impurity-related intraband absorption in coupled quantum dot-ring structure under lateral electric field. *Physica E* **74**, 421–425 (2015).
205. Wojs A., Hawrylak P., Farard S., Jacak L., Electronic structure and magneto-optics of self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B* **54**, 5604–5608 (1996).
206. Barseghyan M.G., Restrepo R.L., Mora-Ramos M. E., Kirakosyan A. A., Duque C. A., Donor impurity related linear and nonlinear intraband optical absorption coefficients in quantum ring: effects of applied electric field and hydrostatic pressure. *Nanoscale Research Letters* **7**, 538 (8 pages) (2012).
207. Restrepo R.L., Barseghyan M.G., Mora-Ramos M.E., Duque C.A., Effects of hydrostatic pressure on the nonlinear optical properties of a donor impurity. *Physica E* **51**, 48–54 (2013).
208. Baghrmryan H.M., Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Restrepo R.L., Mora-Ramos M.E., Duque C.A., Donor impurity-related linear and nonlinear intraband optical absorption coefficients in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs concentric double quantum rings: effects of geometry, hydrostatic pressure, and aluminum concentration. *J. Lumin.* **145**, 676–683 (2014).
209. Barseghyan M.G., Manaselyan A.Kh., Laroze D., Kirakosyan A.A., Impurity-modulated Aharonov-Bohm oscillations and intraband optical absorption in quantum dot-ring nanostructures. *Physica E* **81**, 31–36 (2016).
210. Szafran B., Peeters F.M., Bednarek S., Electron spin and charge switching in a coupled quantum-dot-quantum ring system. *Phys. Rev. B* **70**, 125310 (9 pages) (2004).
211. Zipper E., Kurpas M., Mańska M.M., Wave function engineering in quantum dot-ring nanostructures. *New J. Phys.* **14**, 093029 (15 pages) (2012).
212. Zeng Z., Garoufalidis C.S., Baskoutas S., Linear and nonlinear optical susceptibilities in a laterally coupled quantum-dot-ring system. *Phys. Lett. A* **378**, 2713–2718 (2014).
213. Kurpas M., Kédzierska B., Janus-Zygmunt I., Gorczyca-Goraj A., Wach E., Zipper E.,

- Maška M. M., Charge transport through a semiconductor quantum dot-ring nanostructure. *J. Phys. Condens. Matter* **27**, 265801 (12 pages) (2015).
214. Chakraborty T., Manaselyan A., Barseghyan M., Effective tuning of electron charge and spin distribution in a dot-ring nanostructure at the ZnO interface. *Physica E* **99**, 63–66 (2018).
 215. Ladgé A., de Dios-Leyva M., Oliveira L.E., Donor-excited states and infrared-transition strengths in cylindrical GaAs-(Ga,Al)As quantum-well wires. *Phys. Rev. B* **49**, 10450–10455 (1994).
 216. Chaudhuri S., Bajaj K.K., Effect of nonparabolicity on the energy levels of hydrogenic donors in GaAs-Ga_xAl_{1-x}As quantum-well structures. *Phys. Rev. B* **29**, 1803–1806 (1984).
 217. C. Somaschini, Bietti S., Koguchi N., Coupled quantum dot-ring structures by droplet epitaxy. *Nanotechnology* **22**, 185602 (5 pages) (2011).
 218. Ritus V.I., Shift and splitting of atomic energy levels by the field of an electromagnetic wave. *Sov. Phys. JETP* **24**, 1041–1044 (1967).
 219. Зельдвovich Я.Б., Рассеяние и излучение квантовой системой в сильной электромагнитной волне. *УФН* **110**, 139–151 (1973).
 220. Тер-Микаелян, М.Л., Простейшие атомные системы в резонансных лазерных полях. *УФН* **167**, 1249–1294 (1997).
 221. Ganichev S. D., Prettl W. *Intense Terahertz Excitation of Semiconductors*. (Oxford University Press, 2006).
 222. Казарян Э.М., Меликян А.О., Минасян Г.Р., К вопросу о взаимодействии сильной электромагнитной волны с полупроводником. *ФТП* **13**, 423–434 (1979).
 223. Kono J., Su M. Y., Inoshita T., Noda T., Sherwin M. S., Allen S. J., Jr., Sakaki H., Resonant terahertz optical sideband generation from confined magnetoexcitons. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1758–1761 (1997).
 224. Lima C. P., Lima F. M. S., Fonseca A. L. A., Nunes O. A. C., Magnetic field effect on the laser-driven density of states for electrons in a cylindrical quantum wire: transition from one-dimensional to zero-dimensional behaviour. *New J. Phys.* **13**, 073005 (15

- pages) (2011).
225. Mani R.G., Smet J.H., von Klitzing K., Narayanamurti V.J., William B.J., Umansky V., Zero-resistance states induced by electromagnetic-wave excitation in GaAs/AlGaAs heterostructures. *Nature* **420**, 646–650 (2002).
 226. Inarrea J., Platero G., Theoretical approach microwave-radiation-induced zero-resistance states in 2D electron systems. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 016806 (4 pages) (2005).
 227. Mizumoto Y., Kayanuma Y., Srivastava A., Kono J., Chin A. H., Dressed-band theory for semiconductors in a high-intensity infrared laser field. *Phys. Rev. B* **74**, 045216 (11 pages) (2006).
 228. Zhang T.Y., Zhao W., Franz-Keldysh effect and dynamical Franz-Keldysh effect of cylindrical quantum wires. *Phys. Rev. B* **73**, 245337-1-6 (2006).
 229. Арутюнян С.Л., О нелинейном показателя преломления полупроводника в условиях многоквантового резонанса. Препринт ЕГУ ФТТ-13 Ереван (1977).
 230. Yoon S.J., Lee I., Gain Switching Enhancement in Asymmetric Coupled Quantum Wells. *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, 3124–3130 (2001).
 231. Lima F.M.S., Amato M.A., Nunes O.A.C., Fonseca A.L.A., Enders B.G., da Silva E.F., Unexpected transition from single to double quantum well potential induced by intense laser fields in a semiconductor quantum well. *J. Appl. Phys.* **105**, 123111 (7 pages) (2009).
 232. Valadares E.C., Resonant tunneling in double-barrier heterostructures tunable by long-wavelength radiation. *Phys. Rev. B(R)* **41**, 1282–1285 (1990).
 233. Niculescu E.C., Burileanu L.M., Radu A., Density of impurity states of shallow donors in a quantum well under intense laser field. *Superlattices Microstruct.* **44**, 173–182 (2008).
 234. Kasapoglu E., Sökmen I., The effects of intense laser field and electric field on intersubband absorption in a double-graded quantum well. *Physica B* **403**, 3746–3750 (2008).

235. Fanyao Qu., Fonseca A.L. A., Nunes O.A.C., Hydrogenic impurities in a quantum well wire in intense, high-frequency laser fields. *Phys. Rev. B* **54**, 16405–16408 (1996).
236. Kasapoglu E., Sari H., Yesilgul U., Sökmen I., The effect of intense laser field on the photoionization cross-section and binding energy of shallow donor impurities in graded quantum-well wire under an electric field. *J. Phys.: Condens. Matt.* **18**, 6263–6271 (2013).
237. Lima F.M.S., Nunes O.A.C., Fonseca A.L.A., Amato M.A., Lima C.P., da Silva E.F., Terahertz laser-induced 1D-0D crossover in the density of states for electrons in a cylindrical semiconductor quantum wire. *Solid State Commun.* **149**, 678–681 (2009).
238. Radu A., Niculescu E.C., Intense THz laser effects on off-axis donor impurities in GaAs-AlGaAs coaxial quantum well wires. *Phys. Lett. A* **374**, 1755–1761 (2010).
239. Radu A., Niculescu E.C., Density of states in a cylindrical GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well wire under tilted laser field. *J. Lumin.* **132**, 1420–1426 (2012).
240. Barseghyan M.G., Duque C.A., Niculescu E.C., Radu A., Intense laser field effects on the linear and nonlinear optical properties in a semiconductor quantum wire with triangle cross section. *Superlattices Microstruct.* **66**, 10–22 (2014).
241. Baghrmryan H.M., Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Laroze D., Intense Terahertz Radiation Effect on Electronic and Intraband Optical Properties of Semiconductor Quantum Rings. In: V. Fomin (eds) *Physics of Quantum Rings, NanoScience and Technology*. Springer, Cham, pp. 411-445 (2018).
242. Radu A., Kirakosyan A.A., Laroze D., Baghrmryan H.M., Barseghyan M.G., Electronic and intraband optical properties of single quantum rings under intense laser field radiation. *J. Appl. Phys.* **116**, 093101 (6 pages) (2014).
243. Chakraborty T., Manaselyan A., Barseghyan M., Laroze D., Controllable continuous evolution of electronic states in a single quantum ring. *Phys. Rev. B* **97**, 041304(R) (5 pages) (2018).

244. Radu A., Kirakosyan A.A., Laroze D., Barseghyan M.G., The effects of the intense laser and homogeneous electric fields on the electronic and intraband optical properties of a GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As quantum ring. *Semicond. Sci. Technol.* **30**, 045006 (9 pages) (2015).
245. Barseghyan M.G., Intraband optical absorption in a single quantum ring: Hydrostatic pressure and intense laser field effects. *Opt. Commun.* **379**, 41–44 (2016).
246. Baghrmian H.M., Barseghyan M.G., Laroze D., Molecular spectrum of laterally coupled quantum rings under intense terahertz radiation. *Sci. Rep.* **7**, 10485 (10 pages) (2017).
247. Baghrmian H.M., Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Ojeda J.H., Bragard J., Laroze D., Modeling of anisotropic properties of double quantum rings by terahertz laser field, *Sci. Rep.* **8**, 6145 (10 pages) (2018).
248. Jiang J.H., Weng M. Q., Wu M.W., Intense terahertz laser fields on a quantum dot with Rashba spin-orbit coupling. *J. Appl. Phys.* **100**, 063709 (4 pages) (2006).
249. Kasapoglu E., Duque C. A., Mora-Ramos M. E., Sökmen I., The effects of the intense laser field on the nonlinear optical properties of a cylindrical Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs quantum dot under applied electric field. *Physica B* **474**, 15–20 (2015).
250. Bejan D., Niculescu E. C., Electronic and optical properties of asymmetric GaAs double quantum dots in intense laser fields. *Philosophical Magazine* **96**, 1131–1149 (2016).
251. Kramers H.A., *Collected Scientific Papers* (North-Holland, 1956).
252. Henneberger W.C., Perturbation method for atoms in intense light beams. *Phys. Rev. Lett.* **21**, 838–841 (1968).
253. Madelung O., Rössler, U., Schulz M. *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part α - Lattice Properties, Landolt-Börnstein–Group III Condensed Matter* (Springer Berlin Heidelberg, 2001).
254. Kuchment P.A., *Floquet theory for partial differential equations* (Birkhäuser, Basel, 1993).

255. Gavrilă M. Atoms in intense laser fields. Advances in atomic, molecular, and optical physics. Supplement 1 (Academic Press, 1992).
256. Gavrilă M., Kamiński J.Z., Free-free transitions in intense high-frequency laser fields. Phys. Rev. Lett. **52**, 613–616 (1984).
257. Pont M., Walet N.R., Gavrilă M., Dichotomy of the hydrogen atom in superintense, high-frequency laser fields. Phys. Rev. Lett. **61**, 939–942 (1988).
258. Lima F.M.S., Amato M.A., Nunes O.A.C., Fonseca A. L. A., Enders B. G., da Silva E.F. Jr., Unexpected transition from single to double quantum well potential induced by intense laser fields in a semiconductor quantum well. J. Appl. Phys. **105**, 123111 (7 pages) (2009).
259. Harutyunyan V.A., Effect of Static Electric Fields on The Electronic and Optical Properties of Layered Semiconductor Nanostructures. PART I: Effect of Static Electric Fields on The Electronic and Optical Properties of Layered Semiconductor Nanostructures. (Bentham Science Publishers 2015).
260. Barseghyan M.G., Laser driven impurity states in two dimensional concentric double quantum rings, Proceedings of the YSU, Physics & Mathematics **51**, 89–92 (2017).
261. Oñate E., Structural Analysis with the Finite Element Method. Linear Statics. Lecture Notes on Numerical Methods in Engineering and Sciences (Springer Netherlands, 2009).
262. von Neumann, J., Wigner, E.P., Über merkwürdige diskrete Eigenwerte, Z. Physik **30**, 465–467 (1929).
263. Macêdo R., Costa e Silva, J., Chaves, A., Farias, G.A., Ferreira, R. Electric and magnetic field effects on the excitonic properties of elliptic core–multishell quantum wires. J. Phys.: Condens. Matter **25**, 485501 1-10 (2013).
264. de Sousa, D. R., da Costa, D.R., Chaves, A., Farias, G.A., Peeters, F.M. Unusual quantum confined Stark effect and Aharonov-Bohm oscillations in semiconductor quantum rings with anisotropic effective masses. Phys. Rev. B **95**, 205414 (7 pages) (2017).
265. Laroze D., Barseghyan M., Radu A., Kirakosyan A.A., Laser driven impurity states in

- two-dimensional quantum dots and quantum rings. *Physica B* **501**, 1–4 (2016).
266. Barseghyan M.G., Kirakosyan A.A., Laroze D., Laser driven optical transitions in two-dimensional quantum dots and rings. *Optics Communications* **383**, 571–576 (2017).
 267. Barseghyan M.G., Energy levels and far-infrared optical absorption of impurity doped semiconductor nanorings: Intense laser and electric field effects. *Chem. Phys.* **479**, 1–4 (2016).
 268. Barseghyan M.G., Donor impurity-related intraband optical absorption in a single quantum ring: Hydrostatic pressure and intense laser field effects. *Eur.Phys. J. Plus* **131**, 361 (7 pages) (2016).
 269. Varshni Y.P., Effect of an intense laser field on donor impurities in spherical quantum dots. *Superlattices Microstruct.* **30**, 45–52 (2001).
 270. Duque C.A., Kasapoglu E., Sakiroglu S., Sari H., Sökmen I., Intense laser effects on donor impurity in a cylindrical single and vertically coupled quantum dots under combined effects of hydrostatic pressure and applied electric field. *Applied Surface Science* **256**, 7406–7413 (2010).
 271. Niculescu E.C., Cristea M., Radu A., Laser-dressed donor states in a CdS/SiO₂ spherical nanodot under applied electric fields. *Superlattices Microstruct.* **69**, 65–75 (2014).
 272. Zon B.A., Bremsstrahlung in collisions between electrons and atoms. *Sov. Phys. JETP* **46**, 65–68 (1977).
 273. Ehlotzky F., Scattering phenomena in strong radiation fields II. *Can. J. Phys.* **63**, 907–932 (1985).