

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ ՆԱՐԵԿ ԲԱԲԻԿԻ

**ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՄԱՄԲ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ
ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ ԿՈԼԵԿՏԻՎ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԵՎ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ**

Ատենախոսություն

**Ա.04.10 «Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա» մասնագիտությամբ
ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման համար**

Գիտական ղեկավար՝

Ֆ.-մ. գ. դ., դոց.

Ահարոնյան Կ.Հ.

ԵՐԵՎԱՆ – 2016

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ	4
ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ՆՊԱՏԱԿԸ	10
ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԴՐՈՒՅԹՆԵՐԸ	10
ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏԱԿԱՆ ՆՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ	11
ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԿԻՐԱՌԱԿԱՆ ՆՇԱՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ.....	12

Գ Լ ՈՒ Խ I

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱԿՆԱՐԿ.....	13
--------------------------	----

Գ Լ ՈՒ Խ II

ԷԿՐԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԷՔՍԻՏՈՆԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԼԻՑԲԱԿԻՐՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱԿԱՆ ԵՎ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՎՐԱ ԴԻԷԼԵԿՏՐՈՒԿԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՄԱՄԲ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍԵՐՈՒՄ.....	28
---	----

§2.1 Էկրանավորված կուլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալը դիէլեկտրիկական կիսահաղորդչային քվանտային փոսերում	28
§2.2 Էկրանավորված էքսիտոնային վիճակները “մեկ կողմանի” դիէլեկտրիկական սահմանափակմամբ քվանտային փոսերում.....	34
§2.3 Էկրանավորված էքսիտոնային կլանումը EuS/ PbS/ EuS հենքով քվանտային փոսերում.....	44

Գ Լ ՈՒ Խ III

ԷԿՐԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԷՔՍԻՏՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐՈՒԿԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՄԱՄԲ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐԵՐՈՒՄ.....	52
--	----

§ 3.1 Էկրանավորված կուլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալը քվանտային լարերում դիէլեկտրիկական սահմանափակման երևույթի հաշվառումով.....	52
§ 3.2 Էկրանավորված էքսիտոնային կապված վիճակները PbSe/Si հենքով քվանտային լարերում.....	61

Գ Լ ՈՒ Խ IV

ԿՈԼԵԿՏԻՎ ՊԼԱԶՄՈՆ-ՖՈՆՈՆԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՄԱՄԲ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍԵՐՈՒՄ.....	71
--	----

§ 4.1 Պլազմոն-ֆոնոնային տատանումների էներգիական սպեկտրը դիէլեկտրականապես ուժեղացված կուլոնյան փոխազդեցությամբ քվանտային փոսերում	71
§ 4.2 Պլազմոն-ֆոնոնային տատանումների դիսպերսային հատկությունները EuS / PbS / EuS դիէլեկտրական քվանտային փոսերում.....	76
ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ.....	84
ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐԻ ՑԱՆԿ.....	87
ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ.....	88
ՀՐԱՊԱՐԱԿՎԱԾ ՀՈԴՎԱԾՆԵՐԻ ՑԱՆԿ.....	110
ՇՆՈՐՀԱԿԱԼԱԿԱՆ ԽՈՍՔ.....	111

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Վերջին տասնամյակներում կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքները շնորհիվ իրենց բացառիկ ֆիզիկական հատկությունների և աննախադեպ կիրառական նշանակության՝ դարձել են ինտենսիվ հետազոտությունների և համընդանուր ուշադրության օբյեկտներ [1-5]: Այդ կառուցվածքներին բնութագրական է առանձնահատուկ ներքին պոտենցիալ, որը ոչ միայն խթանում է հիմնարար գիտության զարգացումը, այլև հնարավոր է դարձնում նախապես տրված բնութագրերով նոր և յուրօրինակ կիսահաղորդչային նյութական համակարգերի նախագծումը և իրագործումը [6-11]:

Անխտիր բոլոր կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների ընդհանուր առանձնահատկությունը լիցքակիրների (ԼԿ) շարժման տարածական սահմանափակման հատկությունն է: Վերջինիս շնորհիվ կիսահաղորդչային նմուշի մեզոսկոպիկ չափերը դառնում են նանոմետրական կարգի և համեմատելի ԼԿ-ի դը Բրոյլի ալիքի բնութագրական երկարության հետ: Այդ պայմաններում վերջինների շարժումը ենթարկվում է քվանտային սահմանափակման (ՔՍ) երևույթի ազդեցությանը, որի շնորհիվ նրանց փոխազդեցությունը կիսահաղորդչային նմուշի եզրերի հետ կրում է բացառապես քվանտային բնույթ: Արդյունքում իրագործվում են նանոկառուցվածքներին հատուկ քվանտային չափային երևույթի (ՔՉԵ) դրսևորման և, որ կարևորն է, գրանցման համար բոլոր անհրաժեշտ պայմանները՝ օպտիկական, գալվանամագնիսական և այլ բնույթի չափումների դեպքում [12-16]:

Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների աճեցման ժամանակակից եղանակները հնարավորություն են տալիս ստանալ տարբեր չափերի ու երկրաչափության քվանտային նանոհամակարգեր՝ քվանտային փոսեր (ՔՓ), քվանտային լարեր (ՔԼ), քվանտային կետեր, ինչպես նաև՝ նրանց տարաբնույթ մոդիֆիկացիաներ:

Այս նանոկառուցվածքները մոդելավորում են ԼԿ-ի վարքը ցածր չափային տարածությունում: Ընդ որում, քվանտային փոսերն ու գերցանցերն ապահովում են ԼԿ-ի քվազիերկչափ (ՔՉԳ), քվանտային լարերը՝ քվազիմիաչափ (ՔՄԳ), իսկ քվանտային կետերը՝ քվազիզրոյաչափ վիճակ և շարժում [17-21]:

Իրական կառուցվածքներում ՔԶԵ ի հայտ գալուն նպաստում են ազատ ԼԿ-ի արդյունարար զանգվածի համեմատաբար փոքր, իսկ շարժունության՝ համապատասխանաբար մեծ արժեքները: Նանուկառուցվածքներում ՔԶԵ-ի շնորհիվ տեղի է ունենում ինչպես էլեկտրոնային, այնպես էլ խոռոչային ենթահամակարգերի էներգիական սպեկտրի արմատական վերաձևավորումներ, ստեղծվում են միջգոտիական և ներգոտիական կլանման շեմային հաճախությունների ճկուն կառավարման հնարավորություններ [3-5, 19-26]: Այդ դեպքում ԼԿ-ի էներգիական սպեկտրը մասամբ կամ ամբողջությամբ դառնում է ընդհատ՝ պայմանավորված համակարգի չափայնությամբ:

Դրա հետ մեկտեղ, ՔԶԵ-ի հետևանքով, ի տարբերություն ծավալային մոդելի, էականորեն փոփոխվում են ակտիվ նանոմիջավայրի այլ հիմնարար պարամետրերը ևս: Այդ մասին են վկայում օպտիկական կլանման եզրերի շեղումը դեպի բարձր էներգիաների տիրույթ, կլանման և լուսալյումինեսցենցային սպեկտրային կորերի տեսքի [27-29], ինչպես նաև ԼԿ-ի կոլեկտիվ գրգռումների էներգիական սպեկտրի ու դիսպերսային հատկությունների զգալի փոփոխությունները [30-49] :

Իր հերթին, քվանտային նանուկառուցվածքների ֆիզիկական պարամետրերի ղեկավարելի կառավարման հարցում ոչ պակաս կարևոր դեր է վերապահված առանձնակի այլ ֆիզիկական գործոնների: Այն է՝ նանոնմուշում հետերոանցման երկու կողմերում նյութամասնաբաժնային հարաբերակցությանը և նանուկառուցվածքի մոդուլացված լեգիրացման (ՄԼ) հնարավորությանը: Դրանցից առաջինը պայմանավորում է պոտենցիալ արգելքի բարձրությունն ու կրկնակի հետերոանցման (ԿՀԱ) տեսակը: Իր հերթին՝ ՄԼ-ը թույլ է տալիս ստանալ արգելքային տիրույթի խառնուկներից տարանջատված ինչպես երկբաղադրիչային՝ չեզոք, այնպես էլ մեծ շարժունությամբ միաբաղադրիչային լիցքավորված պլազմա՝ տեղայնացված ԿՀԱ պահանջարկված տիրույթում: Ընդ որում, ի տարբերություն ծավալային նմուշների, այստեղ հնարավոր է իրագործել ցածր չափային միաբաղադրիչային պլազմայի և ֆոտոգրգռված էքսիտոնների համակեցություն [41]:

Նանուկառուցվածքների աճեցման ներկայումս գործող մեթոդները թույլ են տալիս ստեղծել նաև ուրիշ՝ անսովոր դասի հետերոգեն նանուկառուցվածքներ, որոնք արդեն

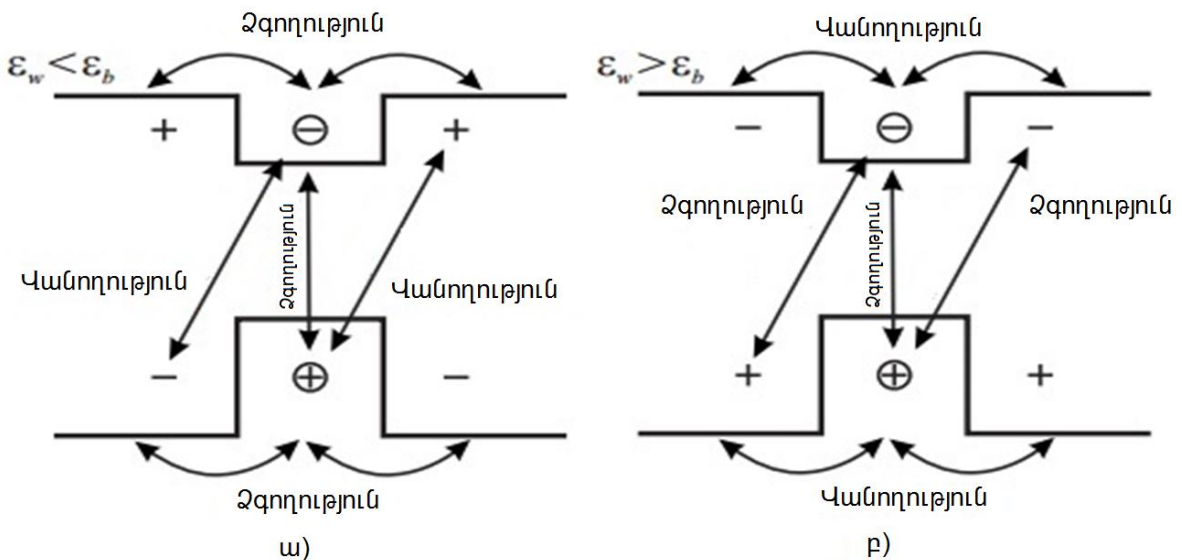
իսկ ունեն մեծ պահանջարկ և կիրառություն: Դրանք այնպիսի կառուցվածքներ են, որտեղ միջավայրերի բաժանման հետերոսահմանին առկա է նյութական պարամետրերի (դիէլեկտրիկական թափանցելիություն, ԼԿ-ի արդյունարար զանգված, էներգիական արգելված գոտի) արժեքների կտրուկ և զգալի փոփոխություն: Այդպիսին են ԼԿ-ի միջև կոլոնյան փոխազդեցության դիէլեկտրիկական ուժեղացմամբ օժտված նանոհամակարգերը (դիէլեկտրիկական քվանտային կառուցվածքներ (ԴՔԿ)) [42-52]:

Կիսահաղորդչային ԴՔԿ-ում կոլոնյան փոխազդեցության ուժեղացումը տեղի է ունենում նանոկառուցվածքի արդյունարար դիէլեկտրիկական թափանցելիության փոփոխության հետևանքով: Դա պայմանավորված է ԴՔԿ-ի արգելքային տիրույթ էլեկտրական դաշտի (էլեկտրամագնիսական դաշտի էլեկտրական բաղադրիչի) ներթափանցմամբ ու վերաբաշխմամբ, որը որոշվում է նյութական միջավայրերի հետերոսահմանում կիրառված ստանդարտ եզրային պայմաններով:

Որպես կանոն, ԼԿ-ի հետ փոխազդող էլեկտրամագնիսական դաշտի ալիքի երկարությունը էականորեն գերազանցում է նանոկառուցվածքի բնութագրիչ չափերը: Այդ առումով կիսահաղորդչային ԴՔԿ-ում էլեկտրական դաշտի նկարագրման համար արդարացված է դաշտի էլեկտրաստատիկական մոտեցումը, որի շրջանակներում էլեկտրական դաշտի վերաբաշխումը հնարավոր է բնութագրել “արտապատկերման լիցքեր” հասկացության ներմուծմամբ: Վերջինիս հաշվին ԼԿ-ի էլեկտրական դաշտի ուժագծերի վերաբաշխումով պայմանավորված՝ կիսահաղորդչային նմուշում կտրուկ փոխվում են կոլոնյան փոխազդեցության ինչպես դինամիկ, այնպես էլ ստատիկ էկրանավորման պատկերները: Արդյունքում, լրացուցիչ լիցքային արտապատկերման պոտենցիալի առկայության շնորհիվ, որը կախված է կիսահաղորդչային ԴՔԿ-ի չափերից ու ձևից, կտրուկ ուժեղանում է ԼԿ-ի կապված զույգերի (էքսիտոններ, խառնուկային կենտրոններ) կոլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալը [42-53]: Դա բերում է լիցքերի՝ ՔՍ երևույթի հետ մեկտեղված լրացուցիչ տարածական տեղայնացման:

Կախված ակտիվ նանոտիրույթի և շրջապատող արգելքային միջավայրի դիէլեկտրիկական թափանցելիությունների հարաբերակցությունից, ԼԿ-ի

տեղայնացումը ԴՔԿ-ում բնորոշվում է երկակի բնույթով: Դա պայմանավորված է նրանով, որ երկու ոչ մետաղական (կիսահաղորդիչ կամ մեկուսիչ) միջավայրերի հետերոսահմանին լրացուցիչ լիցքային արտապատկերման հաշվին ստեղծված պոտենցիալը ունի վանողական (ձգողական) բնույթ՝ ակտիվ միջավայրի ավելի բարձր (ցածր) դիէլեկտրիկական թափանցելիության դեպքում (տես նկ 1.):



Նկ. 1. ԼԿ-ի և նրանց պատկերների միջև փոխազդեցության դիագրամային պատկերը: ա) (բ)) դեպքում, որտեղ $\epsilon_w < \epsilon_b$ ($\epsilon_w > \epsilon_b$), լիցքը և նրա պատկերը ունեն հակադիր (նույն) նշան: Հետևաբար, ՔՓ-ում փոխազդեցության պոտենցիալը ձգողական (վանողական) բնույթի է, իսկ կապի էներգիայի արժեքը նվազում (աճում) է:

Առաջին դեպքում ԼԿ-ը գերազանցապես տեղայնացված են ԴՔԿ-ի մակերևույթի մոտ, իսկ երկրորդ դեպքում՝ նանոնմուշի կենտրոնում: Վերջինս հարուցում է ԼԿ-ի լրացուցիչ տարածական սահմանափակում, որը առավել հայտնի է որպես դիէլեկտրիկական սահմանափակման (ԴՍ) երևույթ բնորոշմամբ [42, 44]: Ընդ որում, ինչպես ՔՍ երևույթի դեպքում, այստեղ ևս կիսահաղորդչային նմուշի չափերը և ձևը խաղում են վճռորոշ դեր:

Կիսահաղորդչային ԴՔԿ-ում, էներգիական գոտիների տեղաշարժի (քվանտային - չափային կապույտ շեղում) հիմնական պատճառ հանդիսացող ՔՍ երևույթի հետ մեկտեղ, ԴՍ երևույթի հաշվին ԼԿ-ի վանողությունը սեփական լիցքային պատկերից բերում է միջգոտիական էլեկտրոնային անցումների հաճախության լրացուցիչ մեծացման (դիէլեկտրիկական կապույտ շեղում): Միաժամանակ, կուլոնյան կապված

զույգում տվյալ լիցքի և զուգընկեր լիցքի պատկերի կողմից ձգողությունը բերում է քվանտային վիճակի կապի էներգիայի աճի: Վերջինս մասամբ կոմպենսացնում է նշված դիէլեկտրիկական կապույտ շեղումը՝ ի հաշիվ համակարգի էլեկտրաչեզոքության:

Ընդհանուր առմամբ, այստեղ գումարային արդյունքը կախված է զույգում լիցքերի փոխադարձ հեռավորությունից: Ինչն էլ, իր հերթին, կախված է ՔՓ-ի լայնությունից, ինչպես նաև ակտիվ ու արգելքային միջավայրերի դիէլեկտրիկական թափանցելիությունների հարաբերակցությունից: Այսպիսով, ԴՔԿ-ի օպտիկական հատկությունները կարելի է կառավարել լույսի կլանման և առաքման պրոցեսներին մասնակցող կապված զույգերի դիէլեկտրականապես ուժեղացված կուլոնյան փոխազդեցության ինտենսիվությամբ:

Ներկայումս նանոկառուցվածքների ֆիզիկայում ձևավորվել է տպավորիչ փորձարարական և տեսական հենք՝ ԴՄ երևույթի տարբեր ֆիզիկական դրսևորումների ուսումնասիրության վերաբերյալ: Արդեն իսկ ստեղծված են ԴՔԿ-ներ կիսահաղորդչային ՔՓ-ի (ԴՔՓ), գերցանցերի [22, 25, 28, 29, 32, 54- 60], ՔԼ-ի (ԴՔԼ) [26, 61-67] և քվանտային կետերի [27, 68-70] հիման վրա: Ինչպես փորձնականորեն ցույց է տրված այդ աշխատանքներում, ՔՍ և ԴՄ երևույթների համակցված ազդեցությունը իրենից ներկայացնում է նոր, իրապես արդյունավետ միջոց կիսահաղորդչային ԴՔԿ-ի ֆիզիկական և, մասնավորապես, օպտիկական հատկությունների կառավարման գործում: Այդ մասին են վկայում էքսիտոնային զույգերի համար վերոնշյալ աշխատանքներում ստացված կապի էներգիայի և օպտիկական անցումների օսցիլյատորի ուժի՝ կախված նմուշի չափերից էական աճերը [46-50, 54, 63, 71-76], էլեկտրամագնիսական ալիքի երկու փոխուղղահայաց բևեռացումների դեպքում էքսիտոնների օսցիլյատորի ուժի մեծ անիզոտրոպությունը [48-49], շտարկյան անհամաչափ շեղման ի հայտ գալը էքսիտոն-պոլարիտոնային ռեզոնանսում [77,78] և այլն:

Այսպիսով, նախօրոք ընտրելով կիսահաղորդչային նանոնմուշի և նրան շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրիկական բնութագրերը, կարելի է ակտիվ նանոտիրույթում լայն սահմաններում փոփոխել կուլոնյան էներգիական

մակարդակների սպեկտրային կառուցվածքը: Դա թույլ է տալիս ներկայումս գործող սովորական “գոտիական ճարտարագիտությանը” զուգահեռ իրականացնել նաև այսպես կոչված “կուլոնյան փոխազդեցության ճարտարագիտություն”:

Ներկայացվող ատենախոսական աշխատանքը նվիրված է կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում՝ ԴՔՓ-ում և ԴՔԼ-ում կոլեկտիվ վիճակների (էքսիտոնային, պլազմոն-ֆոնոնային) և օպտիկական հատկությունների վրա՝ քվանտային և դիֆֆերիկական սահմանափակման երևույթների համատեղ ազդեցության որոշակի առանձնահատկությունների ուսումնասիրությանը:

Առաջին գլխում կատարված է ակնարկային անդրադարձ, նվիրված քվանտային նանոկառուցվածքներում (կիսահաղորդչային ՔՓ-ում և ՔԼ-ում) կոլեկտիվ վիճակների և օպտիկական երևույթների հետազոտմանը վերաբերող տեսական աշխատանքներին: Թվարկված են նշված նանոկառուցվածքներում էքսիտոնային և պլազմոն-ֆոնոնային վիճակների վրա ՔՍ և ԴՍ երևույթների համատեղ ներգործության հիմնական առանձնահատկությունները:

Ատենախոսության երկրորդ գլուխը նվիրված է կիսահաղորդչային ԴՔՓ-ում կուլոնյան փոխազդեցության 2Չ էկրանավորման առկայությամբ էքսիտոնային կապված վիճակների և օպտիկական կլանման առանձնահատկությունների տեսական ուսումնասիրությանը: Այստեղ ներկայացված են ԴՔՓ-ում էքսիտոնային վիճակների կապի էներգիայի և միջգոտիական օպտիկական կլանման գործակցում էքսիտոնային արտադրիչի ինչպես վերլուծական, այնպես էլ թվային հետազոտություններ՝ ԿՀԱ սահմաններում դիֆֆերիկական հաստատունի արժեքների ինչպես “մեկ կողմանի” , այնպես էլ “երկու կողմանի” կտրուկ թռիչքի հաշվառումով:

Աշխատանքի երրորդ գլխում Թոմաս-Ֆերմիի մոտավորության (ԹՖՄ) մեթոդի կիրառմամբ քննարկված է կուլոնյան փոխազդեցության էկրանավորման երևույթը արգելքային միջավայր ներառնված կիսահաղորդչային ՔԼ-ում: ԴՍ երևույթի հաշվառումով ստացված են ինչպես էկրանավորման եռաչափ փոխազդեցության պոտենցիալի, այնպես էլ քվադրմիաչափ էկրանավորման փոխազդեցության պոտենցիալի արտահայտությունները՝ Ք1Չ էկրանավորման երկարության բանաձևով հանդերձ: Առաջին անգամ կիսահաղորդչային ԴՔԼ-ում ստացված է կուլոնյան

կենտրոնի կապի էներգիայի արտահայտությունը: Կատարված է PbSe/մեզոծակոտկեն սիլիցիում SBA-15 Ք12 կառուցվածքի դեպքում էքսիտոնի հիմնական կապված վիճակի կապի էներգիայի մեծության թվային վերլուծություն՝ կախված ՔԼ-ի շառավղից:

Աշխատանքի չորրորդ գլխում քննարկված են նեղ արգելված գոտիով իրական Ք2Չ EuS/PbS/EuS քվանտային փոսերում ներենթագոտիական պլազմոն-ֆոնոնային տատանումների դիսպերսային հատկությունները: Վերջավոր սահմանափակման պոտենցիալով կիսահաղորդչային թաղանթի և արգելքային միջավայրի հետերոսահմանում դիէլեկտրիկական հաստատունի արժեքների “երկու կողմանի” կտրուկ թռիչքի հաշվառումով քննարկված են պլազմոն-ֆոնոնների դիսպերսային առանձնահատկությունները՝ կախված ՔՓ-ի լայնության և Ք2Չ էլեկտրոնային գազի (Ք2Չ ԷԳ) խտության մեծությունների միջև փոխհարաբերակցությունից: Կատարված է էներգիական կորուստների ֆունկցիայի, պլազմոնանման և ֆոնոնանման տատանողական ճյուղերում սպեկտրային պիկերի օսցիլյատորի ուժերի թվային վերլուծություն:

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ՆՊԱՏԱԿԸ

1. Դիէլեկտրիկական քվանտային փոսերում էկրանավորված էքսիտոնային վիճակների, ինչպես նաև պլազմոն-ֆոնոնային կոլեկտիվ տատանումների դիսպերսային հատկությունների ուսումնասիրությունը:
2. Դիէլեկտրիկական քվանտային լարերում էկրանավորված կոլոնյան փոխազդեցության և էքսիտոնային կապված վիճակների ուսումնասիրությունը:

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԴՐՈՒՅԹՆԵՐԸ

1. “Մեկ կողմանի” դիէլեկտրիկական ուժեղացմամբ ԴՔՓ-ում էկրանավորված էքսիտոնի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի մեծությունը 2Չ կոնցենտրացիա/ ջերմաստիճան հարաբերության աճի հետ և, միաժամանակ,

- ԴՔՓ-ի լայնության փոքրացմանը զուգընթաց, հագեցնում է՝ մնալով փորձով չափելի էներգիական տիրույթում (> 2 մէՎ):
2. ԴՔԼ-ում Ք12 էկրանավորման փոխազդեցության պոտենցիալը էքսպոնենցիալորեն օրենքով նվազելով և, միաժամանակ, բնութագրվելով սահմանակցող միջավայրերի դիէլեկտրիկական հաստատունների հարաբերությամբ որոշվող Ք12 էկրանավորման երկարությամբ՝ աճում է լարի շառավղի փոքրացմանը զուգընթաց:
 3. PbSe/մեզոծակոտկեն սիլիցիում SBA-15 դիէլեկտրիկական քվանտային կառուցվածքներում գրանցվում է էկրանավորված էքսիտոնի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի մեծության կտրուկ աճ մինչև $10 \div 20$ մէՎ՝ PbSe ծավալային նմուշներում չէկրանավորված էքսիտոնի դեպքում համապատասխան մեծության արժեքի ($0.9 \div 1$ մէՎ) համեմատ:
 4. EuS/PbS/EuS ԴՔՓ-ում պլազմոն-ֆոնոնային տատանումների սպեկտրի ստորին պլազմոնանման ճյուղի ուժեղ ճնշման երևույթի բացահայտում, կոլեկտիվ տատանումների սպեկտրային կշռի (օսցիլյատորի ուժի)՝ դեպի վերին ֆոնոնանման ճյուղ և միամասնիկային գրգռումների կոնտինում փոխանցման միջոցով:

ԳԻՏԱԿԱՆ ՆՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

1. Երկչափ Դեբայ-Հյուկեյան պոտենցիալի միջոցով “մեկ կողմանի” դիէլեկտրիկական ուժեղացմամբ կիսահաղորդչային ԴՔՓ-ում վերլուծականորեն նկարագրված են էկրանավորված էքսիտոնային կապված վիճակները:
2. Դիէլեկտրիկական միջավայրում գտնվող ՔԼ-ում ստացված է կոլոնյան էկրանավորված փոխազդեցության եռաչափ պոտենցիալի վերլուծական տեսքը: ԴՍ երևույթի հաշվառմամբ վերլուծականորեն նկարագրված են քվազիմիաչափ էկրանավորման փոխազդեցության պոտենցիալը և էկրանավորման երկարությունը:

3. Ներկայացված է էկրանավորված էքսիտոնային կապված վիճակների կապի էներգիայի հաշվման վերլուծական մոդել՝ PbSe/մեզոծակոտկեն սիլիցիում (SBA-15) ԴՔԼ- համար:
4. Ուսումնասիրվել են EuS/PbS/EuS ԴՔՓ-ում պլազմոն-ֆոնոնային կոլեկտիվ տատանումների դիսպերսային հատկությունները՝ ԴՍ հաշվառմամբ:

ԿԻՐԱՌԱԿԱՆ ՆՇԱՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ատենախոսությունում ստացված արդյունքները՝ ԴՔԿ-ներում էներգիական և օպտիկական բնութագրերի համար նոր տեսական մոդելների մշակման ասպարեզում ինքնուրույն գիտական հետաքրքրության հետ մեկտեղ, կարևորվում են նաև $\text{InSb}/\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ և $\text{EuS}/\text{PbS}/\text{EuS}$ ԴՔՓ-ում, PbSe/մեզոծակոտկեն սիլիցիում (SBA-15) ԴՔԼ-ում և նրանց նմանատիպ դիէլեկտրիկական նանոկառուցվածքներում նոր գիտափորձերի խթանման տեսանկյունից:

Դրանք կարող են օգտակար լինել նաև ինդիումի անտիմոնիդի և ծծմբի աղերի հենքով կիսահաղորդչային սարքերի՝ միջին ինֆրակարմիր և տերահերցային հաճախային տիրույթներում աշխատող լազերների, ջերմաէլեկտրական փոխակերպիչների, տենզոտվիչների նախագծման և պատրաստման ընթացքում:

=====

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, չորս գլուխներից և օգտագործված գրականության ցանկից (182 անուն): Յուրաքանչյուր գլխում բանաձևերի և նկարների համարակալումն անընդատ է. Առաջին նիշը ցույց է տալիս տվյալ գլխի համարը, իսկ երկրորդը՝ տվյալ բանաձևի (նկարի): Ատենախոսության ընդհանուր ծավալը կազմում է 111 էջ:

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները հրատարակված են գիտական հոդվածների, միջազգային գիտաժողովների և սեմինարների աշխատությունների տեսքով՝ ընդամենը 7 հրատարակություն:

ԳԼՈՒԽ I

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱԿՆԱՐԿ

Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների աճեցման գերճշգրիտ տեխնոլոգիաների առկայության պայմաններում և նրանցում օգտագործվող նյութերի ֆիզիկական պարամետրերի ընտրությամբ որոշվող նանոդիզայնից կախված՝ զուգահեռաբար ընդլայնվում և խորանում է կիսահաղորդչային գիտության տեսական հենքը: Ինչպես արդեն նշվել է ներածությունում, ԴՍ երևույթի առկայությամբ ԴՔԿ-ում կուլոնյան վիճակների և օպտիկական երևույթների ուսումնասիրության տեսական հիմքերը դրվել են [45-48, 51, 52] աշխատանքների հեղինակների կողմից: Հետազոտությունները այստեղ կատարվել են ԿՀԱ սահմանների վրա դիէլեկտրիկական թափանցելիությունների խիստ հակադրության հաշվառմամբ՝ անվերջ բարձր պատերով պոտենցիալային արգելքի մոդելի շրջանակներում, ինչը առավելապես բնորոշ է կիսահաղորդիչ / մեկուսիչ հետերոանցմանը: Վերը նշված հիմնարար աշխատանքներին հաջորդեց տեսական աշխատանքների հզոր հոսք, այդ թվում՝ [42, 43, 50, 71, 74-92] աշխատանքները, որոնք ևս կատարված են վերը նշված պոտենցիալային արգելքի մոդելի կիրառմամբ:

Ինչ վերաբերվում է դիէլեկտրիկական թափանցելիությունների արժեքների խիստ հակադրությամբ հետերոգեն համակարգերում վերջավոր սահմանափակման արգելքային պոտենցիալի դեպքում կուլոնյան վիճակների հետազոտությանը, ապա վերջին ժամանակներս այդ խնդրին հատկացվել է մեծ ուշադրություն [44, 64, 65, 76, 88, 89, 92-105]: Առաջին հերթին դա պայմանավորված է կիսահաղորդչային նանոինդուստրիայի իրական պահանջներով՝ նպատակամղված դեպի մեծ դիէլեկտրիկական թափանցելիությամբ նյութերի առավել լայն օգտագործումը [98]:

Այդ առումով, առանձնակի հետաքրքրություն է ներկայացնում կապարի աղերի հենքի վրա ստեղծված քվանտային նանոկառուցվածքների հետազոտությունը:

Վերջիններս, շնորհիվ իրենցում ՔՍ և ԴՍ երևույթների համատեղ ի հայտ գալու համար անհրաժեշտ և բավարար պայմանների առկայության, նանոբյուրեղային գիտության համար լիովին հանդիսանում են բնական ընտրություն:

A_4B_6 կիսահաղորդչային խմբին պատկանող կապարի բինար աղերը (PbS , $PbSe$, $PbTe$) հանդիսանում են ուղիղ, նեղ արգելված գոտիով կիսահաղորդիչներ: Դրա հետ մեկտեղ, սեփական կլանման եզրի մոտակայքում ուղիղ օպտիկական անցումները խստորեն թույլատրված են: Նշված հատկությունների հետևանք են հանդիսանում հաղորդական և արժեքական գոտիների եզրերի մոտ L_4 -ի դիսպերսիայի օրենքի գրեթե հայելային բնույթը, L_4 -ի արդյունադարձ զանգվածի փոքր լինելը և արգելված գոտու եզրի շրջանում γ -նյութի տիպի ուժեղ գոտիական ոչ պարաբոլայնությունը [106]: Այդ նյութերի անսովոր հատկություններից են՝ ա) բյուրեղացումը՝ խորանարդային ($NaCl$) կառուցվածքով, բ) արգելված գոտու կախվածությունը ջերմաստիճանից և խառնուրդի կազմությունից, գ) $NaCl$ կառուցվածքով պայմանավորված՝ ծանր խոռոչների արժեքական գոտու բացակայությունը, դ) դիէլեկտրիկական թափանցելիության մեծ արժեքները և դրա հետ կապված վերջինիս ստատիկ ու բարձրհաճախային արժեքների միջև էական (մեկ կարգ և ավելի) տարբերությունը: Վերջին հատկությունը պայմանավորված է երկայնական և լայնական երկարալիքային օպտիկական ֆոնոնների հաճախությունների տարբերությամբ և դիսպերսային սպեկտրում փափուկ լայնական տատանման մոդի առկայությամբ: Ըստ քիմիական կապի տեսակի, այս նյութերը դասակարգվում են բևեռային կիսահաղորդիչների դասին (Ֆրոլիխի կապի հաստատունի արժեքը՝ ~ 0.2):

Թվարկված ֆիզիկական առանձնահատկությունների շնորհիվ, A_4B_6 խմբի հենքի վրա ստեղծված կիսահաղորդչային օպտոէլեկտրոնային սարքավորումները էապես առանձնանում են A_2B_4 և A_3B_5 խմբերի կիսահաղորդիչների հենքի վրա պատրաստվածներից:

Քվանտային նանոկառուցվածքների աճեցման ժամանակ ՄԼ տեխնոլոգիան թույլ է տալիս ստանալ արգելքային խառնուրդներից տարանջատված, մեծ շարժունություններով ցածր չափայնության L_4 -եր՝ տեղայնացված γ - L_4 -ի պահանջարկված տիրույթում [41]: Կապարի աղերի հիման վրա պատրաստված PbTe քվանտային համակարգերում նշված գործոնների համադրությունը ստեղծում է բացառիկ հնարավորություն ստանալու ինչպես չեզոք, այնպես էլ միաբաղադրիչ (n-տիպի) կազմությամբ գերշարժուն PbTe պլազմա՝ նանոկառուցվածքի ակտիվ

տիրույթում:

A_3B_5 և A_4B_6 դասերի ՄԼ կառուցվածքների ևս մի կարևոր տարբերությունն է այն հանգամանքը, որ դիէլեկտրիկական թափանցելիությունների մեծ արժեքների շնորհիվ գոտիների ծռումը, հատկապես ցածր ջերմաստիճաններում, հետերոանցումների սահմաններին շատ ավելի թույլ է արտահայտված:

Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում ցածր չափային պլազմայի առկայությունը որակապես փոխում է էլեկտրոնային հատկությունների հավաքածուն, ինչը պայմանավորված է պլազմայի և նրանում ներդրված կոլոնյան կենտրոնի կամ էլեկտրամագնիսական դաշտերի փոխազդեցությամբ [17-19,107]: Դա ներառում է, մասնավորապես, ցածր չափային պլազմայի կողմից այդ կենտրոնների կոլոնյան էկրանավորմանը վերաբերող հարցերը: Վերջինը էականորեն տարբերվում է իր ծավալային համանման դեպքից՝ ընդհանուր առմամբ սկզբունքորեն տարբեր ֆիզիկական բնույթի պատճառով և յուրատեսակ առանձնահատկությունների հաշվին, մասնավորապես, [17,45,108,109]:

Այսպես, ցածր չափային համակարգերում էկրանավորման երևույթը միշտ շատ ավելի թույլ է արտահայտված, քան եռաչափ (3D) համակարգերում: Այս սկզբունքային եզրակացությանը մաքուր 2D էկրանավորման դեպքում առաջին անգամ իրարից անկախ տեսականորեն հանգել են Ռիտովան [45] և Ստերնը [108]: Պատճառը նրանում է, որ այն դեպքում, երբ էկրանավորող ազատ ԼԿ-ը շարժվում են տարածականորեն սահմանափակված տիրույթում, ցածր չափային պլազմայի ներսում երկու ցանկացած ԼԿ-ի միջև ծագած էլեկտրական դաշտը գոյություն ունի ամբողջ տարածության մեջ, իսկ նրա մի մասն էլ գտնվելով նշված տիրույթից դուրս՝ էկրանավորված չէ:

Ք2D էկրանավորման մյուս սկզբունքային առանձնահատկությունը կայանում է նրանում, որ շատ մեծ 2D կոնցենտրացիաների կամ ցածր ջերմաստիճանների դեպքում էկրանավորման երկարությունը հագենում է և դառնում է անկախ Ք2D ԷԳ խտությունից [45,108,109]: Դրանով իսկ, այդպիսի քվանտային համակարգերում, ինչպես և ցանկացած 2D համակարգում, կոլոնյան փոխազդեցությամբ պայմանավորված կապված վիճակներ միշտ գոյություն ունեն, որքան էլ որ նրանք

թույլ դրսևորված լինեն [109] : Մինչդեռ, ծավալային նմուշներում 3Q էկրանավորման երևույթը L₄-ի մեծ կոնցենտրացիաների դեպքում սկսում է ապակայունացնել կապված վիճակները և կարող է կանխել կապված զույգերի առաջացումը:

Քվանտային կիսահաղորդչային կառուցվածքներում կուլոնյան կապված վիճակների 2Q և Ք2Q էկրանավորման հարցերը վերջին տասնամյակներում քննարկվել են բավական ակտիվորեն: Այդ ոլորտում իրականացված գիտափորձերը հիմնականում կատարված են A₃B₅ կիսահաղորդչային խմբի միացությունների հենքի վրա [111,112] և, դրա հետ մեկտեղ, մշակվել են հետազոտության տարբեր տեսական մեթոդներ [44, 50, 109, 113-123]:

Հիմնականում ուսումնասիրված կիսահաղորդչային համակարգերը այստեղ հանդիսանում են GaAs/Al_xGa_{1-x}As և GaAs/In_xGa_{1-x}As VՀԱ համակարգերը և նրանց հենքի վրա ստացված ինվերսիոն շերտերը: Այդ աշխատանքներում հետազոտվել են էքսիտոնների և ծանծաղ խառնուկային կենտրոնների կապի էներգիայի, էկրանավորման երկարության, օպտիկական բնութագրերի օսցիլյատորի ուժի, լուսալյումինեսցենցիայի և օպտիկական կլանման գծերի ինտենսիվությունների վրա 2Q (Ք2Q) էկրանավորման երևույթների ներգործության տարբեր դրսևորումներ:

Ք2Q էկրանավորման կարևոր յուրահատկությունը նաև կայանում է նրանում, որ VՀԱ-ում հիմնական L₄-ի կոնցենտրացիան որոշվում է ոչ թե ՔՓ-ի լեգիրացման մակարդակով, այլ՝ նրա խորությամբ, ինչպես նաև լայն էներգիական գոտիով շրջապատող արգելքային միջավայրի լեգիրացման մակարդակով և ջերմաստիճանով [119]: Ընդ որում, եթե արգելքային շերտի հաստությունը (որը սովորաբար ոչ շատ ծանծաղ ՔՓ-ի դեպքում էականորեն գերազանցում է տվյալ կիսահաղորդչում կուլոնյան կապված վիճակների շառավղի մեծությունը) գերակշռում է ՔՓ շուրջ L₄-ի աղքատացման տիրույթը, ապա էլեկտրոնների կոնցենտրացիան ջերմաստիճանի նվազմանը զուգահեռ աճում է: Դա, ի տարբերություն 3Q էկրանավորման դեպքի, հանգեցնում է կուլոնյան կապված վիճակների կապի էներգիայի նվազման:

Վերը նշված բոլոր հոդվածներում, բացառությամբ [45,50,109,113,117,123] աշխատանքների, ԴՍ երևույթի ներգործությունը էկրանավորված կապված վիճակների էներգիայի և էկրանավորման շառավղի վրա բացակայում է: Ընդ որում,

[45] աշխատանքում առաջին անգամ ստացված են ՔՀՀ էկրանավորված կուլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալի արտահայտությունը, ինչպես նաև քվանտային թաղանթներում (ՔՓ) ՔՀՀ էկրանավորման շառավիղի արտահայտությունը բոլցմանյան ու ֆերմի-դիրակյան թույլ ոչ իդեալական ՔՀՀ էԳ-ի համար:

Իր հերթին, [109,113] աշխատանքներում հետազոտված է ինվերսիոն շերտերում ՀՀ էկրանավորման երևույթը, երբ ԴՍ երևույթի ներգործությունը սկզբունքորեն հաշվի է առնված քվանտային ԿՀԱ-ի միայն մեկ սահմանի վրա (“մեկ կողմանի” ԴՍ երևույթ): Մասնավորապես, [108,109] աշխատանքներում առաջին անգամ ստացված է այլասերված ՔՀՀ էԳ-ում ՀՀ էկրանավորման երկարության արտահայտությունը, մինչդեռ վերջին դեպքի համար՝ [113] աշխատանքում ստացվել է ՀՀ էկրանավորման երկարության արտահայտություն՝ մի քանի ենթագոտիների լրացվածության հաշվառմամբ:

Մյուս կողմից, աշխատանք [50]-ում քվանտային կիսահաղորդչային թաղանթներում “մեկ կողմանի” ԴՍ երևույթի մոդելի շրջանակներում, առաջին անգամ ստացված է ՀՀ Դեբայ-Հյուկեյլյան տիպի ՔՀՀ էկրանավորման պոտենցիալի արտահայտություն: Դրա հետ մեկտեղ հաշվարկված է նաև էկրանավորված էքսիտոնային կլանման գործակիցը:

Նշված աշխատանքում տեղ գտած տեսական արդյունքները վերջերս իրենց կիրառությունն են գտել իրական ԴՔԿ-ի էկրանավորված էքսիտոնային հատկությունների ուսումնասիրության ոլորտում [124, 125]: Մասնավորապես, աշխատանք [124]-ում ՀՀ Դեբայ-Հյուկեյլյան բնույթի փոխազդեցության պոտենցիալի կիրառությամբ ներկայացված է ՔՓ-ում ՔՀՀ էկրանավորված էքսիտոնային վիճակների ուսումնասիրությունը:

Իր հերթին, լայն հետաքրքրությունը դեպի ՔՀՀ կիսահաղորդչային կառուցվածքներում (ՔԼ, նանոձողեր, ածխածնային նանոխողովակներ, նանոբեղիկներ) պարունակվող ՔՀՀ էԳ-ի հատկությունները, պայմանավորված է արագագործ էլեկտրոնային և օպտիկական սարքավորումներում այս կառուցվածքների կիրառական մեծ պոտենցիալով [104]:

Այդպիսի համակարգերում ՔՀՀ էԳ հնարավոր է ստանալ՝ չլեգիրված նմուշում

ինտենսիվ օպտիկական ճառագայթմամբ կամ ՄԼ մեթոդի կիրառմամբ [103]: Ժամանակակից ՄԼ մեթոդը հնարավոր է դարձնում տարածականորեն տարանջատել ազատ ԼԿ-ը իոնացված խառնուկներից և ուսումնասիրել այդպիսի Ք12 ԼԿ-ի համակարգը որպես լիցքավորված պլազմա՝ չեզոք էլեկտրոն-խոռոչային (e-h) պլազմայից բացի: Այդ դեպքում, Ք12 պլազմային տիրույթը, ինչպես և Ք22 դեպքում [41], կարող է համագոյակցել Ք12 կուլոնյան կենտրոնների (լուսազրգռված էքսիտոններ և ծանծաղ խառնուկներ) հետ և էկրանավորել քվազիմասնիկների միջև կուլոնյան բևեռացման դաշտը: Վերջինիս ուժգնությունը աճում է նանոկառուցվածքի չափայնության հետագա նվազման հետ և, ինչպես արդեն նշվել է, ուղեկցվում է կուլոնյան դիէլեկտրիկական էկրանավորման երևույթի թուլացմամբ: Բնական է համարել, որ այդ միտումը կդառնա ավելի զգալի և նկատելի կիսահաղորդչային ՔՓ-ից ՔԼ-ին անցման ժամանակ:

Այն ֆիզիկական հայեցակարգը, որ դիէլեկտրիկական էկրանավորումը ոչ էական է Ք12 ԼԿ-ի միջև կուլոնյան վանողության թուլացման գործում, սկիզբ է առել Կուպերի կողմից կատարված [126a] աշխատանքում և վերջինում առաջարկված մոդելը վերաուսումնասիրված է [126b] աշխատանքում՝ Դևիսի կողմից: Որպես գլխավոր արդյունք, այստեղ ստացված են էկրանավորված կուլոնյան պոտենցիալի արտահայտությունները հաղորդիչ 12 լարի, ինչպես նաև նրան համառանցք գլանների ներսում ու դրսում՝ ԹՖՄ մեթոդով:

Հետագայում Լին և Սպեքտորը օգտագործելով արդեն պատահական փուլերի մոտավորությունը (ՊՓՄ), հաշվել են կիսահաղորդչային քվանտային լարում Ք12 ԷԳ-ի դիէլեկտրիկական ֆունկցիան և լիցքավորված խառնուկային կենտրոնի էկրանավորման պոտենցիալը [127]: Վերջինների հաշվարկը արդեն ԹՖՄ-ի 12 ընդհանրացումով՝ կատարվել է [128] աշխատանքում: Իր հերթին, Ք12 նանոկառուցվածքներում էկրանավորման երևույթի առանձնակի ուսումնասիրություններ կատարվել են նաև [129 a, b, c] աշխատանքներում, որոնցում ստացվել են կուլոնյան Ք12 պոտենցիալի համար համարժեք վերլուծական արտահայտություններ:

Իրական կիսահաղորդչային ՔԼ-ը կարող են լինել կամ ազատորեն տեղակայված

կամ շրջապատված արգելքային միջավայրով: Այս առումով, կուլոնյան կենտրոններով հենքով կիսահաղորդչային ՔԼ-ում դիէլեկտրիկական թափանցելիության փոքր արժեքով շրջակա միջավայրի առկայությունը (ավելի փոքր, քան կիսահաղորդչային ակտիվ նյութինը) գերադասելի է: Այն ԴՍ երևույթի հաշվին ուժեղացնում է կուլոնյան փոխազդեցությունը ՔԼ-ի ներսում [51, 82, 84]: Վերջինս էլ մի ամբողջ շարք ֆիզիկական երևույթների դրսևորման հետ մեկտեղ՝ ուժեղացնում է նաև Ք1Չ ԷԳ-ի կողմից դիէլեկտրիկական էկրանավորումը ՔԼ-ում:

Այս ասպարեզում առկա տեսական աշխատանքների մեծ մասը կատարված են ՊՓՄ մեթոդով, նվիրված՝ Ք1Չ ԷԳ-ի արտաքին ազդեցությանը՝ գծային արձագանքի որոշմանը: Մասնավորապես, Վենդլերը, Գրիգորյանը և Հաուպտը կիրառելով միայն երկու ենթագոտիների լրացված լինելու մոդելը, ուսումնասիրել են ԴՍ երևույթի ներգործությունը Ք1Չ միջգոտիական ու ներգոտիական պլազմոնների վրա [130a, b, c]: Ցույց է տրվել, որ 1Չ երկարալիքային տիրույթներում միջգոտիական պլազմոններն օժտված են գծային դիսպերսիայով, որը կախված չէ ԴՔԼ-ի նյութով որոշվող դիէլեկտրիկական էկրանավորումից և ամբողջությամբ էկրանավորվում է շրջապատող միջավայրի կողմից:

Մինչդեռ, աշխատանք [131]-ում ցույց է տրված, որ երկարալիքային սահմանում, նախորդ արդյունքների հետ մեկտեղ (որոնք ճշմարիտ են միայն շատ փոքր ալիքային վեկտորների դեպքում), գոյություն ունի 1Չ չափավոր փոքր (միջին) ալիքային վեկտորների տիրույթ, որտեղ կոլեկտիվ պլազմոնների հաճախությունը կախված չէ 1Չ ալիքային վեկտորից և աճում է ԴՔԼ-ի շառավղի նվազմանը զուգընթաց:

Իր հերթին, աշխատանք [132]-ում հաստատված է, որ երկարալիքային տիրույթում դիէլեկտրիկական էկրանավորումը և Ք1Չ ԷԳ-ի կոլեկտիվ գրգռումները խիստ կերպով ենթարկված են շրջապատող արգելքային միջավայրի ազդեցությանը: Այդ դեպքում, ՔԼ-ում էկրանավորման մեջ ԴՍ երևույթի ներդրման բացառումը կարող է բերել լիցքավորված խառնուկային կենտրոնների վրա ցրման տեմպերի հաշվառման ոչ ճշգրիտ արդյունքների:

Ներկայումս ԴՍ երևույթի հաշվառմամբ էկրանավորված էքսիտոնային երևույթների ազդեցությունը ԼԿ-ի էներգիական հատկությունների վրա

դիէլեկտրիկական արգելքային միջավայր ներառնված կիսահաղորդչային ՔԼ-ում ևս որոշակի ուշադրության առարկա է: Մասնավորապես, [133-135] աշխատանքներում հաշվարկված են էկրանավորված էքսիտոնի ինչպես պոտենցիալը, այնպես էլ կապի էներգիան: Կատարված է վերջինիս թվային վերլուծություն՝ կախված ՔԼ շառավղից:

Ընդհանուր առմամբ, կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների կոլոնյան հատկությունների ուսումնասիրման արդյունավետ մեթոդը շարունակում է մնալ այդ համակարգերում օպտիկական կլանման սպեկտրի ուսումնասիրությունը: Այն հանդիսանում է վերը նշված համակարգերում կոլոնյան կենտրոնների և ԼԿ-ի պլազմայի տարբեր ֆիզիկական բնութագրերի որոշման կարևոր աղբյուր: Այդ բնութագրերի թվին, առաջին հերթին, դասվում են կոլոնյան վիճակների կապի էներգիայի արժեքները, օպտիկական անցումների օսցիլյատորի ուժը, դիէլեկտրիկական թափանցելիությունների արժեքները և այլն:

Ներկայումս կուտակվել է տեսական աշխատանքների զգալի քանակ, որոնք նվիրված են ծավալային նմուշներում [136, 137] և Ք2Չ համակարգերում [50,64,65,82, 104,138-143, 101,125] էքսիտոնների հաշվառմամբ լույսի օպտիկական կլանման երևույթի հետազոտությանը: Այստեղ վերլուծականորեն ստացված են հիմնարար կլանման եզրի մոտ կլանման գործակցի և չափային, և հաճախային կախվածությունները: Օպտիկական կլանման սպեկտրների վրա էքսիտոնային երևույթների ներգործության բնութագրիչ հայտանիշներն են մի կողմից՝ կլանման սպեկտրում առկա գծերի շեղումը, մյուս կողմից՝ նոր գծերի ի հայտ գալը:

Իր հերթին, անընդատ սպեկտրի տիրույթում առաջանում են սպեկտրային գծերի հաճախային կախվածության որակական փոփոխություններ: Մասնավորապես, [101, 125] աշխատանքներում խոսքը գնում է ՔՍ ուղղությամբ վերջավոր բարձրությամբ պոտենցիալային արգելքով իրական Ք2Չ EuS/PbS/EuS նանոկառուցվածքների մասին: Այս աշխատանքներում օգտագործված է ԹՖՄ մեթոդով Ք2Չ էկրանավորման տեսական մոդելը [45,50], որտեղ հետազոտված են կոլոնյան կապված վիճակները էկրանավորման և կոլոնյան դիէլեկտրիկական ուժեղացման երևույթների համատեղ փոխհամաձայնեցված ներգործության պայմաններում:

Այսպիսով, վստահորեն կարելի է եզրակացնել, որ ներկա էտապում էքսիտոնային

վիճակների հետազոտությունները կիսահաղորդչային ԴՔԿ-ում հանդիսանում են նանոկառուցվածքների ֆիզիկայի արդիական ոլորտներից մեկը: Դա պայմանավորված է առաջին հերթին նաև նրանով, որ ցածր չափայնությամբ միջավայրերում, ի տարբերություն ծավալային նմուշների, կապի էներգիայի մեծության աճի շնորհիվ կուլոնյան կապված վիճակներ կարող են հայտնաբերվել նույնիսկ սենյակային ջերմաստիճաններում [10, 142, 143]:

Իր, հերթին, կիսահաղորդչային նանոհամակարգերի պարամետրերի վերահսկելի կառավարման մեջ կարևոր դեր է հատկացվում նյութական միջավայրերի նյութա-բաղադրիչային կազմությանը, ինչպես նաև քվանտային համակարգերի ՄԼ տեխնոլոգիական հնարավորության առկայությանը:

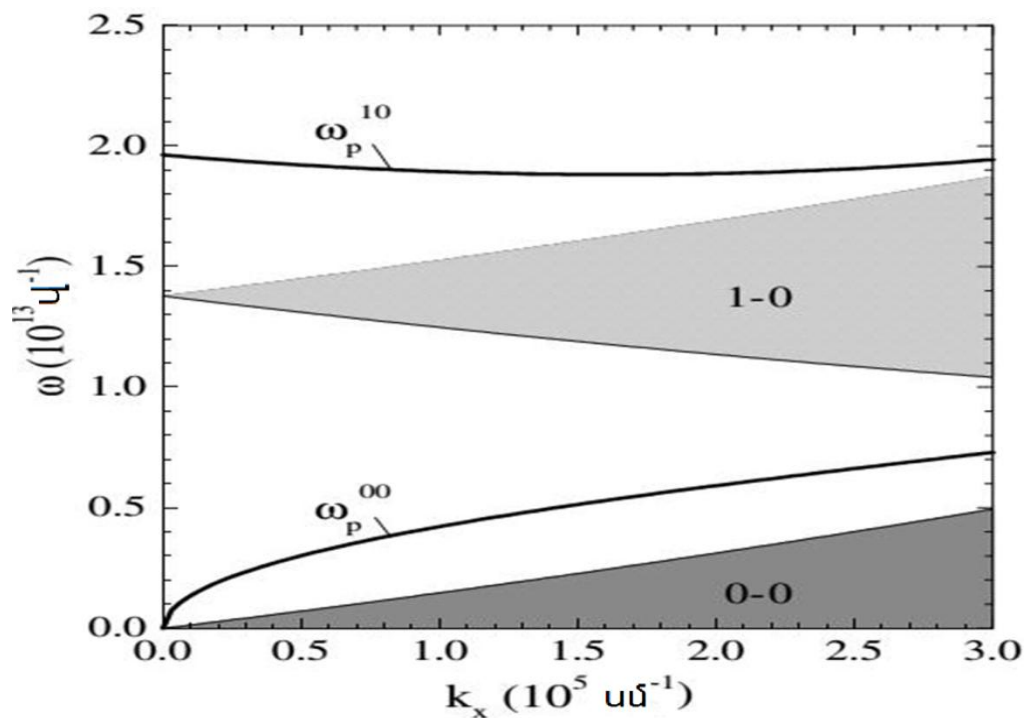
Ներկայումս ՄԼ կառուցվածքները՝ շնորհիվ իրենցում առկա ԼԿ-ի շատ բարձր շարժունությունների ($\sim 10^6$ սմ² / Վ·վ և ավելի բարձր) և ցրման շատ փոքր տեմպերի, լիովին արդիական և շատ հարմարավետ են բազմամասնիկային փոխազդեցությունների հետազոտությունների համար: Ինչպես արդեն նշվել է, ի տարբերություն ծավալային նմուշների, նրանցում հաջողվում է իրականացնել լիցքավորված միաբաղադրիչ պլազմայի (օրինակ՝ Ք2Չ ԷԳ) և լուսազրգուծված էքսիտոնների համակեցություն [41]: Դրանով իսկ, ստեղծվում են բացառիկ պայմաններ Ք2Չ ենթահամակարգերում առավել կարևոր ֆիզիկական դինամիկ պրոցեսների, այն է՝ լիցքային խտության կոլեկտիվ և թույլ փոխազդող միամասնիկային համատեղ գրգռումների համար [3 - 5, 17, 107, 144-146].

Լիցքային խտության Ք2Չ կոլեկտիվ գրգռումների, այսինքն՝ Ք2Չ պլազմոնների հանդեպ հետաքրքրությունը պայմանավորված է նրանով, որ Ք2Չ ԷԳ-ի գրեթե բոլոր բնութագրիչ պարամետրերը հնարավոր է փոփոխել լայն սահմաններում: Դա թույլ է տալիս մանրամասնորեն հետազոտել Ք2Չ ԷԳ-ում մասնիկների համակարգի փոխազդեցության տարատեսակ մեխանիզմները և պարամետրերը: Դրանք բնութագրում են ինչպես պլազմային ռեզոնանսներն առանձին ձևով, այնպես էլ պլազմոնների փոխազդեցությունը այլ տիպի կոլեկտիվ գրգռումների հետ, օրինակ՝ օպտիկական ֆոնոնների:

Ք2Չ պլազմոնները արմատապես տարբերվում են իրենց 3Չ-ի համանմաններից,

այն է՝ ծավալային և մակերևութային պլազմոններից, քանի որ օժտված են մի ամբողջ շարք յուրահատկություններով (նկ.2): 3D պլազմոնները իրենցից ներկայացնում են լիցքային խտության երկայնական տատանումներ, որտեղ էլեկտրոններն ազատ կարող են տեղաշարժվել ինչպես դեպի նմուշի ներս, այնպես էլ նրա մակերևութով: Ընդ որում, ծավալային պլազմոնները բնութագրվում են զրոյական 3D ալիքային վեկտորի դեպքում՝ հաճախության վերջավոր $\omega_p^{3D} = 4\pi n_v e^2 / m^*$ արժեքով (պլազմոնային էներգիական ճեղք), որտեղ n_v -ն ազատ ԼԿ-ների 3D կոնցենտրացիան է, m^* -ը արդյունարար զանգվածը:

ՔՉԵ-ի արդյունքում, երբ ԼԿ-ի էներգիական սպեկտրը կազմավորված է համապատասխանաբար ՔՓ-ի տարածական սահմանափակման ուղղությամբ



Նկ.2. Ներենթագոտիական (0-0) և միջենթագոտիական (1-0) ՔՉՁ պլազմային տատանումները կիսահաղորդչային ՔՓ-ում: Ստվերագծված տիրույթները համապատասխանում են (0-0) և (1-0) միամասնիկային կոնտինումներին:

շարժումը բնութագրող դիսկրետ ենթագոտիներից, ինչպես նաև ՔՓ-ի հարթության մեջ ազատ շարժումը բնութագրող անդամներից, ՔՉՁ ԷԳ-ը, ի տարբերություն 3D ԷԳ-ի, ձևավորում է երկու տարբեր տիպերի կոլեկտիվ տատանումներ: Վերջիններս իրենցից ներկայացնում են՝ ա) ներենթագոտիական 2D պլազմոնային տատանումներ

[107, 108, 148-150] , որոնք կապված են ՔՓ հարթության մեջ ԷԳ-ի համափուլային (կոհերենտ) տատանումների հետ, բ) միջենթագոտիական Ք2Չ պլազմոնային տատանումներ [151,152], որոնք կապված են երկու տարբեր ենթագոտիների միջև էլեկտրոնների կոլեկտիվ շարժման հետ (նկ. 2): Վերջինը համապատասխանում է ԷԳ-ի կոլեկտիվ տատանումներին ՔՓ-ի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ:

Տարրական գրգռումների նման ձևական տարանջատումը ներենթագոտիական և միջենթագոտիական տատանումների, առավել բնութագրական է երկարալիքային տիրույթին: Այդպիսի տարբերակումը դեռևս ուժի մեջ է մնում նաև վերջավոր $2\vec{k}$ ալիքային վեկտորների համար, որովհետև այդ գրգռումների միջև կապակցումը ոչ ռեզոնանսային դեպքում սովորաբար փոքր է:

Ընդհանուր առմամբ, Ք2Չ պլազմոնների հարցի հետազոտությունը խթանվել է Ստերնի [108] հիմնարար աշխատանքով, որտեղ ՊՓՄ մեթոդի շրջանակներում դիտարկված է 2Չ ԷԳ-ի արձագանքը երկայնական էլեկտրոնային գրգռումներին: Մասնավորապես, ներենթագոտիական չմարող 2Չ պլազմային տատանումների համար ստացված է դիսպերսիոն առնչություն, որը երկարալիքային սահմանում ունի հետևյալ տեսքը՝ $\omega_p^{2D} \equiv \omega_{00} = (2\pi n_s e^2 / \epsilon_b m^*)^{1/2} k^{1/2}$, որտեղ n_s -ը ազատ ԼԿ-ի 2Չ կոնցենտրացիան է, ϵ_b -ն շրջակա միջավայրի դիէլեկտրիկական հաստատունը:

Այստեղ, ի տարբերություն ծավալային պլազմոնների, 2Չ ԷԳ պլազմոնային տատանումների սպեկտրը օժտված չէ էներգիական ճեղքով՝ 2Չ զրոյական k ալիքային վեկտորի դեպքում և բնութագրվում է $\omega_{00}=0$ զրոյական սահմանին ձգտող հաճախությունների կոնտինումով: Դրա հետ մեկտեղ, ներենթագոտիային չմարող պլազմոնի ω_{00} դիսպերսիայի օրենքը երկարալիքային սահմանում բնութագրվում է k -ից արմատային կախվածությամբ:

Առաջին անգամ 2Չ պլազմոններ հայտնաբերվել են հեղուկ հելիումի մակերևույթին՝ դասական միաբաղադրիչ էլեկտրոնային պլազմայի դեպքում [153]: Այնուհետև, 2Չ պլազմոններ հայտնաբերվել են համապատասխանաբար՝ (100) սիլիցիումի հենքով ինվերսիոն շերտերում ինֆրակարմիր սպեկտրային (ԱԿ) տիրույթում [154], GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs հենքով գերցանցերում [155a], լույսի ոչ առաձգական (ռամանյան) ցրման ուղիղ

չափումներում՝ $\text{GaAs} / \text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ հենքով ավելի որակյալ ԿՀԱ-ում [155b]: Մասնավորապես, վերջին աշխատանքում ստացված դիսպերսիոն կորերի լավ համընկնումը տեսական արդյունքների հետ իր մեկնաբանությունն է գտել [156] աշխատանքում:

Նանոկառուցվածքներում տարրական գրգռումների դիսպերսային սպեկտրի ձևավորման մեջ, ՔՉԵ-ի հետ մեկտեղ որպես գործոն, օգտագործվող նյութերի դիէլեկտրիկական հատկությունների տեսանկյունից էական է նաև կիսահաղորդչային ԿՀԱ-ի նյութա-բաղադրամասային կազմության գործոնը: Այդ մասին են վկայում [114, 147, 148, 157-160] աշխատանքների տեսական արդյունքները, որոնք կատարված են, համապատասխանաբար, այնպիսի կիսահաղորդչային համակարգերում, ինչպիսիք են ինվերսիոն շերտերը՝ մետաղ/մեկուսիչ/կիսահաղորդիչ կառուցվածքներում [114, 147, 148, 161], ՔՓ-երը [157, 159, 160, 162, 163] և գերցանցերը [158]: Նրանցում հաշվի է առնվում ԼԿ-ի կուլոնյան փոխազդեցության դիէլեկտրիկական ուժեղացման երևույթը: Մասնավորապես, ինվերսիոն շերտերում ԴՍ երևույթի ներգործությունը արտահայտվում է միայն քանակական հարաբերակցությամբ: Դա այն պատճառով, որ վերջիններում բնութագրիչ երկարալիքային սպեկտրային $2Q \quad \omega_p^{2D} \sim k^{1/2}$ կախվածությունը պահպանվում է և ω_p^{2D} հաճախությունը արդեն կախված է լինում ինվերսիոն շերտ / արգելք համակարգի դիէլեկտրիկական թափանցելիության արդյունարար արժեքից:

Իր հերթին, աշխատանք [157]-ում, ԴՍ երևույթի հաշվառմամբ առաջին անգամ երկարալիքային սահմանում ստացված է ՔՓ-ում չուշացող ՔՉՉ պլազմոնների դիսպերսային սպեկտրը՝ “տեղային արձագանքի” մոդելի շրջանակներում: Ցույց է տրված, որ նշված երևույթը բերում է ինչպես որակական, այնպես էլ քանակական ուղղումների՝ առանձնապես ներենթագոտիական պլազմային տատանումների սպեկտրում:

Մինչդեռ, միջենթագոտիական գրգռումները նրա ներգործությանը թույլ են ենթարկվում: Մասնավորապես, առաջինների դիսպերսային սպեկտրում առանձնացված է $2Q \quad k$ ալիքային վեկտորների վերջավոր տիրույթ, որոնց դեպքում ω_p^{2D} պլազմոնային հաճախությունը կախված չէ k -ից: Ինչը, դիտարկվող

կիսահաղորդչային ԿՀԱ-ի հենքի վրա պատրաստված համակարգերում, բացառապես հանդիսանում է ԴՍ երևույթի գերակայությունը: Վերը նշված բոլոր աշխատանքներում օգտագործված է ՊՓՄ տեսական մոդելը, որը ներկայումս հանդիսանում է առավել տարածված և արդյունավետ տեսական մոտեցումը՝ ցածր չափայնությամբ համակարգերում կոլեկտիվ գրգռումների ուսումնասիրության համար:

Ինչպես նշվել է, ՄԼ-կառուցվածքների կարևոր առանձնահատկություններից է նյութա-բաղադրամասային կազմության գործոնը: Դրանք հիմնականում աճեցված են թույլ բևեռային տիպի A_2B_6 , A_3B_5 , A_4B_6 խմբերի կիսահաղորդիչների հենքի վրա: Այստեղ Ք2Չ էլեկտրոնները որոշակի պայմաններում կարող են փոխազդել հեռազդու էլեկտրական դաշտի երկայնական բաղադրիչի հետ, որը, իր հերթին, կապված է բյուրեղային ցանցի օպտիկական տատանումների հետ (Ֆրոլիխյան փոխազդեցություն):

Բազմամասնիկային մոտեցման տեսանկյունից, խոսքը գնում է այդ համակարգերում օպտիկական ֆոնոնների և Ք2Չ պլազմոնների միջև շարժուն (դինամիկ) փոխազդեցության մասին, որոնք պլազմային սպեկտրի ցածր էներգիաների տիրույթում ֆիզիկական հետաքրքրություն չեն ներկայացնում՝ թույլ արդյունարարության պատճառով:

Ընդհակառակը, պլազմային սպեկտրի մյուս, համեմատաբար բարձր էներգիաների տիրույթում, երբ Ք2Չ էլեկտրոնների բնութագրական էներգիաները (E_F էներգիա, պլազմոնի $\hbar \omega_P^{Q2D}$ էներգիա) համեմատելի են օպտիկական երկայնական (LO) ֆոնոնի էներգիայի հետ, Ք2Չ էլեկտրոնները կարող են ուժեղ կերպով փոխազդել ինչպես ուղղակի կուլոնյան փոխազդեցության միջոցով, այնպես էլ հեռազդու ֆրոլիխյան փոխազդեցության շնորհիվ՝ վիրտուալ LO-ֆոնոնների փոխանակման միջոցով: Վերջինս ըստ էության հիմնարար կուլոնյան է և պայմանավորված է էլեկտրոնների ու ցանցի իոնների դինամիկական փոխազդեցությամբ: Այսպիսով, կոլեկտիվ պլազմային և երկայնական օպտիկական տատանումների խիստ փոխազդեցության հետևանքով, թույլ բևեռային կիսահաղորդիչների հենքով ՄԼ-կառուցվածքներում արդյունարար դիսպերսիային սպեկտրում տեղի ունի վերը նշված տատանումների հիբրիդավորում՝ պլազմոն- LO-

ֆոնոնային կապված ճյուղերի համատեղ ի հայտ գալով:

Դրանք $\Phi 2Q$ պլազմոնների հետ մեկտեղ ՄԼ կառուցվածքներում բավականին ակտիվորեն ուսումնասիրված են ինչպես տեսականորեն [151, 164-172], այնպես էլ փորձնականորեն [33, 173], իսկ վերջերս էլ՝ նաև գրաֆենային շերտերում [174]:

Մակերևութային օպտիկական ֆոնոնների և մակերևութային պլազմոնների կապակցման երևույթը առաջին անգամ փորձնականորեն հայտնաբերվել է (110) n-GaAs-ի մակերևութին, էլեկտրոնների բնութագրական էներգիական կորուստների վերաբերյալ փորձերում: Դա արտահայտվում է համապատասխան դիսպերսային սպեկտրում հաճախության շեղման տեսքով՝ էլեկտրոնների մակերևութային կոնցենտրացիայից կախված [173]: Այս դինամիկական հատկությանը, իր ունեցած լայն կիրառությամբ պայմանավորված, լուրջ ուշադրություն է հատկացվել GaAs-ի հենքով էլեկտրոնային մեծ շարժունակությամբ օժտված սարքերում [175]:

Մյուս կողմից, դա նպաստել է նաև համանման հետազոտությունների ի հայտ գալուն այլ տիպի կիսահաղորդչային համակարգերում, ինչպիսիք են վյուրցիտից (InN) և δ -լեգիրմամբ n-GaAs (110)-ից պատրաստված ՄԼ-կառուցվածքները, GaAs / AlGaAs-ի հենքի վրա պատրաստված ԿՀԱ-ը [33] և, վերջապես վերջին ժամանակներս SiC (0001) հարթակի վրա ստացված գրաֆենային շերտերը [176]:

Մասնավորապես, ինչպես նշված է [33] աշխատանքում, հեղինակները հայտնաբերել են $2Q$ էԳ-ից ֆոնոնների էմիսիա՝ էլեկտրոնների տարբեր կոնցենտրացիաների դեպքում: Ինչի հետ կապված, նրանք հակված են ենթադրել, որ հայտնաբերված էլեկտրոնների էներգիական կորուստները կապված են $2Q$ պլազմոն- $3Q$ LO ֆոնոնային կապակցված տատանումների գրգռման հետ, որոնց գոյության մասին $\Phi 2Q$ ԿՀԱ-ում տեսականորեն կանխատեսված է [164] աշխատանքում: Վերջինիս համաձայն, նշված կապակցման արդյունքում երկարալիքային փոքր $2Q$ ալիքային վեկտորների տիրույթում կարող են առաջանալ երեք տիպի հիբրիդային տատանումներ (ֆոնոնային տիպի, ինչպես նաև մարող և չմարող պլազմոնային տիպերի): Վերջինների արդյունարար շեղումը համապատասխանաբար LO ֆոնոնային և $2Q$ պլազմոնային չգրգռված ճյուղերից տեղի ունի միայն բնութագրական բարձր $2Q$ կոնցենտրացիաների դեպքում ($\sim 10^{12}$ սմ⁻²):

Իր հերթին, ինչպես առաջին անգամ տեսականորեն կանխատեսված է [172] աշխատանքում, PbS $\text{EuS}/\text{PbS}/\text{EuS}$ Γ - PbS -ում Γ - U երկույթի ներգործությունը հանգեցնում է նշված դիսպերսիոն կորերի դեպի վեր էական տեղաշարժի արդեն չափավոր բարձր 2Q կոնցենտրացիաների դեպքում ($3.5 \cdot 10^{11} \text{ սմ}^{-2}$)՝ տվյալ երկույթի բացակայությամբ չգրգռված համապատասխան ճյուղերի համեմատ: Այստեղ հետագա տեսական հետազոտությունը ցույց է տվել [177, 178], որ Γ - U երկույթի և նյութա-բաղադրամասային կազմության առանձնահատկությունների համատեղ ներգործության հաշվառումը հանգեցնում է բնութագրիչ կորուստների ֆունկցիայի [177], ինչպես նաև PbS պլազմոն- 3Q -ֆոնոնային տատանումների օսցիլյատորի ուժի (անդրադարձման սպեկտրի լայնույթների) [177, 178] որակական ու քանակական փոփոխությունների:

Ամփոփելով վերը շարադրվածը, կարելի է եզրակացնել, որ կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում Γ - U երկույթի առկայությամբ կուլոնյան վիճակների և օպտիկական հատկությունների ուսումնասիրությունը էլ ավելի է վերածվում նանոկառուցվածքների ֆիզիկայի կարևորագույն ուղղություններից մեկի: Այն ոչ միայն գրավիչ է նանոկառուցվածքների էքսիտոնային հատկությունների հիմնարար հետազոտությունների, այլ նաև էքսիտոնային օպտոէլեկտրոնիկայում նրանց կիրառական օգտագործման հեռանկարի տեսանկյունից: Կատարելով նանոկառուցվածքի ակտիվ մասի և նրան շրջապատող արգելքային միջավայրի նյութերի համապատասխան համադրության ընտրություն՝ հնարավոր է նանոկառուցվածքներում լայն սահմաններում փոփոխել կուլոնյան փոխազդեցությամբ պայմանավորված քվազիմասնիկների էներգիական մակարդակների և դիսպերսային սպեկտրի կառուցվածքը – “գոտիական ճարտարագիտության” հետ մեկտեղ, իրականացնել նաև **“կուլոնյան փոխազդեցության ճարտարագիտություն”**:

ԳԼՈՒԽ II

ԷԿՐԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԷՔՍԻՏՈՆԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԼԻՑԲԱԿԻՐՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱԿԱՆ ԵՎ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՎՐԱ
ԴԻԷԼԵԿՏՐՈՆԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՄԱՄԲ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍԵՐՈՒՄ
[124, 125]

§ 2.1. Էկրանավորված կուլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալը դիելեկտրիկական կիսահաղորդչային քվանտային փոսերում:

Դիտարկենք կիսահաղորդչային ԴՔՓ (քվանտային թաղանթ), որը պարունակում է ՔՁՁ ԷԳ՝ էլեկտրոնների ՁՁ միջին n_s կոնցենտրացիայով: Ամբողջությամբ քվանտային համակարգը էլեկտրաչեզոք է հակադիր նշանի անշարժ լիցքերի առկայության հաշվին և մակրոսկոպիկ տեսանկյունից համասեռ՝ xy հարթության մեջ: Դիցուք, ε_w դիելեկտրիկական թափանցելիությամբ ՔՓ-ը զբաղեցնում է տարածության $-d/2 \leq z \leq d/2$ տիրույթը, մինչդեռ $z < -d/2$ կիսատարածությունը զբաղեցված է ε_{b1} , իսկ $z > d/2$ կիսատարածությունը՝ ε_{b2} դիելեկտրիկական թափանցելիությամբ համասեռ արգելքային միջավայրերով:

Այստեղ քննարկվում են այնպիսի ԴՔՓ-եր, որոնց d հաստությունը ՔՍ երևույթի հաշվառման տեսանկյունից փոքր է ԼԿ-ի դը Բրոյլյան ալիքի երկարությունից և, ուստի, տեղի ունեն հետևյալ ֆիզիկական պայմանները. Բոլցմանի բաշխման կամ չայլասերված ՔՁՁ ԷԳ-ի դեպքում՝ $d \ll \hbar / \sqrt{2m^*k_B T}$, Ֆերմի-Դիրակի բաշխման կամ այլասերված ՔՁՁ ԷԳ-ի դեպքում՝ $d \ll 1 / \sqrt{n_s}$, որտեղ k_B -ն Բոլցմանի հաստատունն է, T - ն՝ ջերմաստիճանը, m^* -ը ԼԿ-ի արդյունարար զանգվածը: Արդյունքում էլեկտրոնների շարժումը z առանցքով քվանտացված է, մինչդեռ միայն հիմնական քվանտային ենթագոտու լրացվածության պայմաններում (չափային-քվանտային սահման (ՉՔՍ)), ԼԿ-ների և անշարժ լիցքերի միջև միջին հեռավորությունը ստացվում է շատ ավելի մեծ, քան ՔՓ-ի d հաստությունը:

Ք22 ԷԳ-ի օպտիկական հատկությունների հանդեպ ուշադրությունը հիմնականում պայմանավորված է նրանցում էքսիտոնային երևույթներով, որոնք արդեն իսկ գոյություն ունեն սենյակային ջերմաստիճաններում [10]: Իր հերթին, ինչպես նշվել է առաջին գլխում, ՔՓ-ով նմուշներում ՄԼ-ն հնարավոր է դարձնում Ք22 ԷԳ-ի և լուսազրգուցված էքսիտոնների համակեցություն [112, 114], ինչը կարող է հանգեցնել կիսահաղորդչային ԴՔՓ-ի օպտիկական հատկությունների զգալի փոփոխությունների: Վերջիններիս պատճառը բազմամասնիկային երևույթներն են, որպիսին է, օրինակ, ազատ ԼԿ-ի կողմից էքսիտոնների էկրանավորման երևույթը [45, 50, 109, 113, 115, 116]: Այս պարագայում էքսիտոնների էկրանավորվումը հիմնականում դրսևորվում է երկու ձևով. հիմնական վիճակի կապի էներգիայի նվազմամբ և միջգոտիական կլանման սպեկտրի փոփոխությամբ:

Հայտնի է, որ ծավալային նմուշներում 32 էկրանավորված պոտենցիալը իրական տարածության մեջ հիմնականում նվազում է էքսպոնենտային օրենքով և ցուցաբերում է կարճազդու վարք [156]: Այս դեպքում ազատ ԼԿ-ների մեծ կոնցենտրացիաների դեպքում 32 էկրանավորումը կարող է ապակայունացնել կուլոնյան կապված վիճակները և կանխարգելել նոր կապված զույգերի՝ էքսիտոնների և ծանծաղ խառնուկների առաջացումը:

Իր հերթին, ինչպես հայտնի է, 22 ԷԳ-ում 22 ստատիկ էկրանավորման պոտենցիալն իրական տարածությունում միշտ ավելի պակաս արդյունավետ է, քան նրա 32 համանմանը [44, 45, 108]: Արդյունքում հենց 22 էկրանավորման առանձնահատկության շնորհիվ է, որ 22 կուլոնյան կապված վիճակները միշտ կայուն են, ինչքան էլ որ նրանք թույլ լինեն [109]: Այդ դեպքում, ըստ էության, էկրանավորման շառավիղ գոյություն չունի: 22 համակարգերում էկրանավորման երևույթը թուլանում է, քանի որ ազատ ԼԿ-ը կարող են միայն էկրանավորել 22 համակարգի որևէ երկու լիցքերի միջև եղած կուլոնյան դաշտը, մինչդեռ սահմանափակման տիրույթից դուրս գտնվող դաշտը մնում է չէկրանավորված: Ուստի համակարգից դուրս գտնվող դաշտի ուժագծերը չեն ենթարկվում այդ լիցքերի ներգործությանը:

22 և 32 էկրանավորման դեպքերի միջև էական տարբերությունը առկա է նաև էկրանավորման պարամետրի՝ լիցքակիրների կոնցենտրացիայից ունեցած

կախվածության տեսանկյունից: 2Չ էկրանավորման պարամետրը հազենում է ցածր ջերմաստիճանների կամ 2Չ էԳ-ում ԼԿ-ի մեծ n_s կոնցենտրացիաների դեպքում (վիճակների խտության հաստատունության շնորհիվ), մինչդեռ 3Չ էԳ-ում այն շարունակում է աճել n_v 3Չ խտության աճի հետ մեկտեղ: Որպես 2Չ էկրանավորման հազեցման արդյունք, կուլոնյան կենտրոնները չեն կարող լրիվ էկրանավորվել՝ ԼԿ-ի 2Չ կոնցենտրացիայի որևէ արժեքներից սկսած:

Ինչ վերաբերում է 2Չ էկրանավորված $V_s(\rho)$ պոտենցիալին, ապա համասեռ դիէլեկտրիկական բևեռացվածությամբ ($\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_{b1,2} = 1$) կիսահաղորդչային քվանտային ԿՀԱ-ների դեպքում այն ունի ճշգրիտ 2Չ կուլոնյան տեսք՝ միայն միջանկյալ տիրույթում, իսկ մեծ հեռավորությունների դեպքում՝ մարում է հեռավորության խորանարդին հակադարձ համեմատական օրենքով [45]՝

$$V_s(\rho) = -\frac{e^2}{\varepsilon_w} \left[\frac{1}{\rho} - \frac{\pi}{2} q_s [H_0(q_s \rho) - N_0(q_s \rho)] \right] : \quad (2.1.1)$$

Այստեղ $H_0(x)$ և $N_0(x)$ -ը համապատասխանաբար Ստրուվեի և Նեյմանի ֆունկցիաներն են, իսկ q_s -ը 2Չ էկրանավորման պարամետրը, $\rho(x, y)$ -ը ազատ ԼԿ-ի միջև միջին հեռավորությունն է:

ՄԼ տեխնոլոգիաների շնորհիվ, ազատ ԼԿ-ի խտության միջոցով կարելի է կառավարել մասնիկների միջև փոխազդեցության ուժգնությունը՝ դա համադրելով կիսահաղորդչային ՔՓ-ի մի շարք կառուցվածքային պարամետրերի մեծությունների հետ: Նրանց թվում են՝ պոտենցիալային արգելքի բարձրությունը, ՔՓ-ի d լայնությունը և, որ այստեղ առավել կարևորն է, ԿՀԱ-ի սահմանների հարևան տիրույթների դիէլեկտրիկական թափանցելիությունների միջև առկա հակադրությունը: Վերջինի դեպքում հատուկ նշանակություն ունի այդ մեծությունների **խիստ** հակադրությունը, որը համասեռ միջավայրերի համեմատ զգալիորեն ուժեղացնում է ԼԿ-ի կուլոնյան փոխազդեցությունը՝ մեծացնելով իր հերթին էքսիտոնի կապի էներգիան ու օսցիլյատորի ուժը [44- 47, 50, 96, 97]:

Ք2Չ ստատիկ էկրանավորման երևույթի տեսական ուսումնասիրությունը ԿՀԱ-ի սահմաններում դիէլեկտրիկական թափանցելիությունների մեծությունների ինչպես

խիստ ($\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_b \gg 1$), այնպես էլ անտեսելի ($\varepsilon_w = \varepsilon_{b1} = \varepsilon_{b2}$) հակադրության դեպքերում՝ առաջին անգամ կատարված է [45] աշխատանքում:

Այստեղ, Ք2Չ $V_s(\rho)$ էկրանավորված պոտենցիալի ընդհանուր տեսքի՝ ԹՖՄ մեթոդով ստացված արտահայտության հետ մեկտեղ, հեղինակի կողմից քննարկվել է նաև $V_s(\rho)$ -ի սահմանային վարքը երկարալիքային մոտավորությամբ ($kd \ll 1$), որտեղ k -ն 2Չ ալիքային վեկտորի մեծությունն է:

Վերջին անհավասարման բավարարումը պայմանավորված է հետևյալ հանգամանքներով: Էկրանավորումը չի հարող իրականանալ պլազմայի ներսում միջէլեկտրոնային հեռավորություններից կարճ հեռավորությունների վրա: Ուստի էկրանավորված պոտենցիալի հաշվարկները խստորեն կիրառելի են, եթե q_s^{-1} կարգի էկրանավորման երկարությունը էականորեն մեծ է միջմասնիկային հեռավորությունից: Դրանով իսկ, ՔՓ-ի հարթության մեջ q_s^{-2} մեծության կարգի մակերեսի վրա էլեկտրոնների թիվը պետք է մեծ լինի՝ $n_s q_s^{-2} > 1$:

Իր հերթին, էկրանավորող պլազման պետք է լինի թույլ ոչ իդեալական: Այսինքն, կոլոնյան փոխազդեցությունը լինի համեմատաբար փոքր L_4 -ի Ֆերմիի էներգիայի համեմատ: Դրա համար պլազման պետք է լինի բավական խիտ, պայմանով, որ ազատ L_4 -ների քանակը բոլի ուղեծրի մակերեսի վրա պետք է նույնպես մեծ լինի՝ $n_s a_0^2 \gg 1$: Այստեղ a_0 -ն էլեկտրոնի Բորի արդյունարար շառավիղն է:

Մասնավորապես, ԴՔՓ-ի հետերոսահմանների վրա դիէլեկտրիկական հաստատունների խիստ հակադրության դեպքում՝ $\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_b \gg 1$ էկրանավորված պոտենցիալը չափավոր մեծ $\varepsilon_r d / 2 \gg \rho \gg d$ հեռավորությունների համար, ըստ [45]-ի, ստացվում է հետևյալ տեսքով՝

$$V_s(\rho) = -\frac{2e^2}{\varepsilon_w d} K_0 \left(\sqrt{\frac{2q_s}{d}} \rho \right), \quad (2.1.2)$$

որտեղ K_0 -ն Բեսսելի երկրորդ կարգի ֆունկցիան է: Այստեղ էկրանավորված պոտենցիալը խստորեն կախված է ՔՓ-ի լայնությունից և

$$\rho_0 = \sqrt{\frac{d}{2q_s}} : \quad (2.1.3)$$

Ք2 Հերանավորման առավել շրջանից դուրս նվազում է էքսպոնենտային օրենքով՝ մեծ հեռավորությունների դեպքում համաձայն K_0 ֆունկցիայի սահմանային հատկության [45]:

(2.1.3) առնչությունը ցույց է տալիս, որ ԴՍ երևույթը հանգեցնում է Ք2Հ Հերանավորման շառավղի վերականգնման՝ ի հակադրություն դիէլեկտրականապես համասեռ բևեռացման դեպքի, որի համար, որպես այդպիսին, Հերանավորման շառավղի գոյություն չունի:

Ինչպես ցույց է տրված աշխատանք [100]-ում, Բեսսելի K_0 ֆունկցիայի սահմանային վարքի պատճառով, միջմասնիկային չափավոր մեծ $d \ll \rho < \rho_0$ հեռավորությունների դեպքում $V_s(\rho)$ Ք2Հ Հերանավորված պոտենցիալը ցուցաբերում է նույնպիսի տարածական վարք, ինչպես չՀերանավորվածի դեպքում [45-47]:

$$V_s(\rho) = -\frac{2e^2}{\varepsilon_w d} \left[\ln\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) + \gamma \right] : \quad (2.1.4)$$

Իր հերթին, մեծ $\rho \gg \varepsilon_r d/2$ հեռավորությունների դեպքում $V_s(\rho)$ -ն ընդունում է (2.1.1)-ին որակապես նման, բայց նրանից քանակապես տարբերվող

$$V_s(\rho) = -\frac{e^2}{\varepsilon_b} \left[\frac{1}{\rho} - \frac{\pi}{2} \varepsilon_r q_s [H_0(\varepsilon_r q_s \rho) - N_0(\varepsilon_r q_s \rho)] \right] \quad (2.1.5)$$

տեսք՝ պարամետրական $q_s \varepsilon_r^2 d/2 \ll 1$ անհավասարման իրականացման պայմանով [100]:

ԴՍ երևույթի բացակայությամբ (2.1.5) առնչությունը կրկնում է (2.1.1)-ին հատուկ խորանարդային կախվածության վարքը շատ մեծ հեռավորությունների դեպքում՝ [45,109]: Այնուամենայնիվ, ԴՔՓ-ում ակտիվ նանոմիջավայրի մեծությամբ մեծ դիէլեկտրիկական հաստատունի փոխարեն, այն կախված է միայն արգելքային միջավայրի մեծությամբ փոքր դիէլեկտրիկական հաստատունից: Համաձայն $\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_b \gg 1$ պայմանի՝ դա բերում է Ք2Հ Հերանավորման պոտենցիալի զգալի

ուժեղացման: Իր հերթին, ինչպես հետևում է (2.1.5) բանաձևից, էկրանավորման շառավիղը, որը որոշվում է $\rho_s = (\varepsilon_r q_s)^{-1}$ հավասարումով, կախված չէ, ինչպես (2.1.3) դեպքում, ԴՔՓ-ի d լայնությունից:

Աշխատանք [50]-ում քննարկված է այնպիսի ֆիզիկական իրավիճակ, երբ ԿՀԱ-ի երկու սահմաններից մեկում է, որ ընդունվում դիէլեկտրիկական թափանցելիությունների մեծությունների խիստ հակադրություն: Մինչդեռ, այն բացակայում է մյուս սահմանում՝ $\varepsilon_w \gg \varepsilon_{b2}$ և $\varepsilon_w \approx \varepsilon_{b1}$: Այս պայմաններում ԹՄՖ մեթոդի շրջանակներում չափավոր մեծ ρ հեռավորությունների դեպքում, որոնք բավարարում են

$$d \ll \rho \leq \rho_0 \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_{w1}} \left(\frac{e_n^2 + 1}{e_n^2 - 1} \right)^2 - 1} \quad (2.1.6)$$

պայմաններին, Ք2Չ էկրանավորման կուլոնյան պոտենցիալը արտահայտվում է 2Չ Դեբայ-Հյուկեյլան տիպի վերլուծական ներկայացմամբ՝

$$V_s(\rho) = -\frac{2e^2}{\varepsilon_w} \frac{(\exp(-\rho/\rho_0))}{\rho} : \quad (2.1.7)$$

Այստեղ $\varepsilon_{w1} = \varepsilon_w / \varepsilon_{b1} \approx 1$, $e_n = 2.71..$ - բնական թիվն է:

Հարկ է նշել, որ (2.1.1) - (2.1.7) բանաձևերը տեղի ունեն, եթե միաժամանակ բավարարված են հետևյալ երկու պայմանները [45,50, 123]

$$\begin{cases} qd \ll 1 \\ \rho_0^{-1} d \ll 1 \end{cases} : \quad (2.1.8)$$

(2.1.8)-ում առաջին անհավասարումը համապատասխանում է ԴՔՓ-ում ուժեղ ՔՍ ռեժիմին՝ ըստ $a_0 \gg d$ պայմանի և նկարագրում է $V_s(\rho)$ -ի վարքը $\rho \gg d$ 2Չ հեռավորությունների դեպքում: Իսկ երկրորդը, համաձայն [45]-ի, համապատասխանում է $r_d \gg d$ պայմանին (r_d -ն 3Չ Դեբայի շառավիղն է): Վերջինը արտահայտում է էկրանավորման կուլոնյան պոտենցիալի 2Չ բնույթը ՔՓ-ի լայնությունը զգալիորեն գերազանցող հեռավորությունների դեպքում:

Այսպիսով, ըստ (2.1.2) և (2.1.7) արտահայտությունների, և “երկու կողմանի”

($\varepsilon_w \gg \varepsilon_b \approx \varepsilon_{b1} \approx \varepsilon_{b2}$) [45], և “մեկ կողմանի” ($\varepsilon_w \approx \varepsilon_{b1}, \varepsilon_w \gg \varepsilon_{b2}$) [50] դիէլեկտրիկական հաստատունների հակադրության պայմաններում ԴՍ երևույթը հանգեցնում է ՔԶԶ էկրանավորման շառավղի վերականգման:

§ 2.2. Էկրանավորված էքսիտոնային վիճակները “մեկ կողմանի” դիէլեկտրիկական սահմանափակմամբ կիսահաղորդչային քվանտային փոսերում:

Ինչպես արդեն նշվեց նախորդ պարագրաֆում, ԶԶ ԷԳ-ում ստատիկ էկրանավորման երևույթը դրսևորվում է միշտ ավելի պակաս արդյունավետ կերպով, քան նրա 3Զ համանմանը: Արդյունքում հենց ԶԶ էկրանավորման առանձնահատկության շնորհիվ է, որ ԶԶ կուլոնյան կապված վիճակները միշտ կայուն են, ինչքան էլ որ նրանք թույլ արտահայտված լինեն [108]: Իր հերթին, ցույց տրվեց նաև, որ ՔԶԶ ԷԳ պարունակող ԴՔՓ-ում առկա ԴՍ երևույթը կարող է որոշակի պայմանների իրականացման դեպքում գերակշռել էկրանավորման երևույթին, ինչը կուժեղացնել կուլոնյան, մասնավորապես, էքսիտոնային վիճակները:

ՔՍ և էկրանավորման երևույթների համատեղ առկայությամբ էքսիտոնային վիճակների ուսումնասիրությունը ԴՔՓ-ում վերջին ժամանակներս ակտիվ հետազոտությունների առարկա է: Այս ոլորտի գիտափորձերը հիմնականում կատարված են III-V խմբի կիսահաղորդիչների հենքի վրա [31, 110, 111, 112]: Մինչդեռ վերլուծական հաշվարկման մեթոդները վերաբերում են գրգռումների տեսությանը, վարիացիոն- գրգռման և վարիացիոն - թվային մեթոդներին՝ բոլորը արդյունարար զանգվածի մոտավորության շրջանակներում (տես, օրինակ, աշխատանք [123]-ում գրականության [29-41] շարքը): Քննարկված համակարգերը այս ասպարեզում հիմնականում $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, Si/SiO_2 և $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ԿՀԱ-ով քվանտային համակարգերն են՝ թույլ կամ ընդհանրապես արհամարելի ԴՍ երևույթի արտահայտմամբ:

Ներկա պարագրաֆում ուսումնասիրված են ԴՔՓ-ում ԿՀԱ սահմաններում “մեկ կողմանի” դիէլեկտրիկական հակադրության պայմաններում ($\varepsilon_w \approx \varepsilon_{b1}, \varepsilon_w \gg \varepsilon_{b2}$) ՔԶԶ ԷԳ-ի կողմից էկրանավորված էքսիտոնների հատկությունները: Ներկայացված են

ՔԶԶ էքսիտոնի կապի էներգիայի մեծության վերլուծական և թվային հետազոտությունները՝ մոդելավորված 2Զ Դեբայ-Հյուկեյլյան տիպի (2.1.7) բանաձևով տրվող էկրանավորման պոտենցիալով: Վերջինիս մեծությունը ԴՍ երևույթի հաշվին զգալիորեն մեծացած է՝ պայմանավորված համակարգի արդյունաբար դիէլեկտրիկական թափանցելիության մեծության կրկնակի նվազմամբ:

Տեսական ուսումնասիրություններում 2Զ Դեբայ-Հյուկեյլյան տիպի պոտենցիալը կիրառված է այնպիսի խնդիրներում, ինչպիսիք են՝ ջրածնանման կուլոնյան կենտրոնի կապի էներգիայի հետազոտությունը [41], ՔՓ-ով համակարգի օսցիլյատորի ուժի [50] և 2Զ ջրածնանման էկրանավորված ատոմում Դիրակի տիպի էլեկտրոնների էներգիական սպեկտրի որոշման և մագնիսական դաշտում էկրանավորված դոնորների հարցերը (տես, օրինակ, աշխատանք [123]-ը և նրանում օգտագործված գրականությունը): Հետազոտությունները այստեղ կատարված են համապատասխանաբար Շրեդինգերի և Դիրակի հավասարումների լուծմամբ, ինչպես նաև վերլուծված են այսպես կոչված $1/N$ և վարիացիոն մեթոդներով:

Այստեղ, ԴՔՓ-ում “մեկ կողմանի” դիէլեկտրիկական հակադրության ներգործության պայմաններում ստացված 2Զ Դեբայ-Հյուկեյլյան տիպի (2.1.6) ուժեղացված պոտենցիալի դեպքում՝ էկրանավորված էքսիտոնի հիմնական վիճակի մակարդակի դիրքը մեծ ճշտությամբ կորոշենք վարիացիոն մեթոդով:

Ընդ որում, կկիրառվի տարածական ուժեղ սահմանափակման $a_0 \gg d$ պայմանը, որի դեպքում քվանտացված էներգիական մակարդակների միջև $\Delta \varepsilon_n^0$ հեռավորությունը շատ ավելի մեծ է, քան էքսիտոնային փոխազդեցության էներգիան: Ուստի, այդ դեպքում համապատասխան հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան ներկայացվում է փոփոխականների՝ իրարից տարանջատված տեսքով՝ $\phi = \phi(\rho, z) = \psi(\rho)\varphi(z)$, որտեղ $\psi(\rho)$ -ն ԴՔՓ-ի հարթության մեջ ալիքային ֆունկցիան է, իսկ $\varphi(z)$ -ն՝ 1Զ Շրեդինգերի հավասարման միամասնիկային լուծումն է z առանցքի երկայնքով արդյունաբար զանգվածի մոտավորությամբ:

ԴՔՓ-ում տեղակայված ՔԶԶ ԷԳ-ի մեր կողմից քննարկվող մոդելը հիմնված է ուղղանկյուն տեսքով մոտարկված գոտիական կառուցվածքի վրա, որը բնութագրվում

է հաղորդականության գոտու Δ_c խզմամբ: Այդ դեպքում ԴՔՓ-ում էքսիտոնի համիլտոնյանը հետևյալն է՝ $\hat{H} = H_{kin} + H_{eff} + V_S(\rho)$, որտեղ $H_{eff} = V_{conf}(z) + V_{self-im}(z)$ -ն չգրգռված մասն է, V_S -ը՝ էկրանավորված կոլոնյան պոտենցիալը: Այստեղ $V_{conf} = 0$, երբ $0 < z < d$ և $V_{conf} = \Delta_c$, երբ $z \leq 0, z \geq d$, իսկ $V_{self-im}$ -ը էլեկտրոնի ինքնաարտապատկերման պոտենցիալն է, որը, ինչպես չափային քվանտացած պոտենցիալը, փոփոխում է միայն միամասնիկային քվանտային վիճակները: Դա հանգեցնում է միայն արգելված գոտու վերաձևավորմանը և կախված չէ ԴՔՓ-ի հարթության մեջ միջմասնիկային շփոթությունից: $V_{self-im}$ -ը նույն կարգի է, ինչ որ հիմնական վիճակի էներգիան [96]: Ուստի, ԼԿ-ը տեղայնացնող ուղղանկյուն սահմանափակող պոտենցիալը ինքնաարտապատկերման փոխազդեցության հաշվին թույլ է փոխվում:

Իր հերթին, ինչպես և [109], [114] աշխատանքներում, համարում ենք, որ ՔՉՉ էկրանավորված $V_S(\rho)$ պոտենցիալը թույլ և սահուն կերպով է փոփոխվում k_F^{-1} ($k_F = \sqrt{2\pi n_s}$ -ն ՉՉ Ֆերմիի ալիքային վեկտորն է) հեռավորությունների սանդղակով և կարող է դիտարկվել որպես գրգռում չափային ենթագոտիների էներգիաների համեմատ: Բացի այդ, այստեղ քննարկելու ենք միայն ε_1^0 հիմնական ենթագոտու վիճակները ըստ ՉՔՍ մոտավորության:

Ստանդարտ վարիացիոն մեթոդի դեպքում սովորաբար գործ ունենք $E[\phi] = \int \phi^*[H]\phi dV$ ֆունկցիոնալի հետ, որի դեպքում էքսիտոնի հիմնական վիճակի կապի էներգիան ստացվում է վերջինի մինիմալացումից՝ ներառելով էկրանավորված (2.1.7) պոտենցիալի տարածական փոփոխման տիրույթը:

Ելնելով տարածական ուժեղ սահմանափակման ռեժիմից, ընտրում ենք էքսիտոնի հիմնական վիճակի վարիացիոն պարամետրից կախված նորմավորված ալիքային ֆունկցիան՝ հետևյալ ընդունված տեսքով [100, 114, 123]

$$\psi(\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \lambda e^{-\lambda \rho}, \quad (2.2.1)$$

որտեղ λ -ն վարիացիոն պարամետրն է: Էքսիտոնի կապի էներգիան ստացվում է

որպես հիմնական ε_1^0 ենթագոտու և սպասվող E_{1s} էներգիաների մեծությունների տարբերություն:

Կինետիկ էներգիայի օպերատորի մատրիցական էլեմենտի համար ունենք [123]

$$K(\lambda) = \frac{\hbar^2 \lambda^2 m_r}{2\mu_{\perp}}, \quad (2.2.2)$$

որտեղ $\mu_{\perp} = m_e^* m_h^* / (m_e^* + m_h^*)$ -ը էքսիտոնի արդյունարար բերված զանգվածն է, իսկ m_r -ը՝ արդյունարար զանգվածի վերանորմավորման գործակիցը՝ կախված ՔՓ-ի տարածական սահմանափակման մոդելից (վերջավոր թե անվերջ):

Այս դեպքում էկրանավորված փոխազդեցության էներգիայի (2.1.7) արտահայտությանը համապատասխանող օպերատորի մատրիցական էլեմենտը կտրվի հետևյալ տեսքով [124]

$$V_s(\lambda) = \frac{\hbar^2 \lambda^2 m_r}{2\mu_{\perp} a_{0s}} \frac{8}{q_s + 2\lambda}, \quad (2.2.3)$$

որտեղ $a_{scex} = a_{ex} / 2$, $a_{ex} = \varepsilon_w \hbar^2 / \mu_{\perp} e^2$ -էքսիտոնի Բորի արդյունարար շառավիղն է:

Կապի էներգիայի

$$E_b = \frac{\hbar^2 \lambda^2 m_r}{2\mu_{\perp}} - \frac{\hbar^2 \lambda^2 m_r}{2\mu_{\perp} a_{0s}} \frac{8}{q_s + 2\lambda} \quad (2.2.4)$$

վարիացիոն առնչության մինիմալացումից հետո, վարիացիոն պարամետրի և էկրանավորված էքսիտոնի կապի էներգիայի համար համապատասխանաբար ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունները՝

$$\lambda = \frac{1}{a_{scex}} \left[\sqrt{1 + q_s a_{scex}} + 1 - \frac{q_s a_{scex}}{2} \right], \quad (2.2.5)$$

և

$$E_b^S = \frac{\hbar^2 m_r}{2\mu_{\perp} a_{scex}^2} \left[2 + (2 - q_s a_{scex}) \sqrt{1 + q_s a_{scex}} + \left(\frac{q_s a_{scex}}{2} \right)^2 \right] \left[\frac{\sqrt{1 + q_s a_{scex}} - 3}{\sqrt{1 + q_s a_{scex}} + 1} \right]: \quad (2.2.6)$$

Ինչպես երևում է (2.2.6) բանաձևից, Ք2Ձ էկրանավորված էքսիտոնի կապի E_b^S էներգիան զրոյական մոտավորությամբ՝ ըստ kd փոքր պարամետրի, բացահայտ կախված չէ ԴՔՓ-ի d լայնությունից: Մինչդեռ, ինչպես ցույց կտրվի հաջորդիվ, E_b^S -ի

d -ից կախվածությունը անուղղակիորեն տեղի ունի (2.1.8) առընչությունների համակարգով որոշվող փոխազդեցության պոտենցիալի կիրառելիության չափանիշների իրականացման տիրույթում:

Ինչպես ԴՍ երևույթի հաշվին ուժեղացված էքսիտոնային չէկրանավորված փոխազդեցության դեպքում [46], այստեղ ևս էկրանավորված կուլոնյան խնդրի համար բնութագրական են $a_{sc\ ex} = a_{ex} / 2$ կարգի 2Չ հեռավորությունները: Այդ դեպքում Ք2Չ էկրանավորված էքսիտոնի կապի էներգիան $q_s \rightarrow 0$ դեպքում ընդունում է $16R_o$ արժեք, որտեղ R_o -ն 3Չ էքսիտոնի Ռիդբերգի էներգիան է:

Իր հերթին, ինչպես հետևում է (2.2.5) բանաձևից, λ վարիացիոն պարամետրը, որը որոշում է էկրանավորված էքսիտոնի 2Չ ալիքային ֆունկցիայի փոփոխման տարածական չափը և համապատասխանում է նրանում e -ի զույգի արդյունաբար $\rho_{sc\ ex} \approx \lambda^{-1}$ փոխադարձ հեռավորությանը, կարող է նկատելիորեն ավելի փոքր լինել, քան ծավալային նմուշում համանման արժեքը: Հետևաբար, ԴՔՓ-ում Ք2Չ էկրանավորված էքսիտոնի կապի էներգիան էականորեն աճում է:

Ինչպես արդեն ենթադրել ենք, մեր մոդելում միայն Ք2Չ էԳ-ի լիցքավորված (ո-կամ p-տիպի) շերտը ներդրում ունի էքսիտոնային զույգի էկրանավորման մեջ և այդ դեպքում Դեբայի մոդելով նկարագրվող 2Չ էկրանավորման q_s պարամետրը ՉՔՍ մոտավորությամբ որոշվում է հետևյալ տեսքով [45,115]՝

$$q_s = \frac{2}{a_{0e}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi \hbar^2 n_s}{m_e^* k_B T}\right) \right], \quad (2.2.7)$$

որտեղ $a_{0e} = \varepsilon_w \hbar^2 / m_e^* e^2$:

Ք2Չ էԳ-ի չայլասերված $\left(\frac{\pi \hbar^2 n_s}{m_e^* k_B T}\right) \ll 1$ և այլասերված $\left(\frac{\pi \hbar^2 n_s}{m_e^* k_B T}\right) \gg 1$ դեպքերի համար (2.2.7) և (2.1.3) բանաձևերը, համապատասխանաբար, ունեն հետևյալ տեսքերը՝

$$q_s = \frac{2}{a_{0e}} \frac{\pi n_s \hbar^2}{m_{\perp} k_B T} \quad \text{և} \quad \rho_0 = \frac{1}{2} \sqrt{a_{0e} d \frac{m_{\perp} k_B T}{\pi n_s \hbar^2}}, \quad (2.2.8)$$

$$q_s = \frac{2}{a_{0e}} \quad \text{և} \quad \rho_0 = \frac{\sqrt{a_{0e} d}}{2} : \quad (2.2.9)$$

Մասնավորապես, եթե համեմատելու լինենք (2.2.8), (2.2.9) և (2.1.8) բանաձևերը, ապա էկրանավորված էքսիտոնի հիմնական վիճակի շառավղի ու կապի էներգիայի արտահայտությունների կիրառելիության չափանիշները չայլասերված և այլասերված ՔՉՀ-ի երկու դեպքերի համար կունենան համապատասխանաբար հետևյալ տեսքերը՝

$$\begin{cases} a_{0e} \gg 4d \frac{\pi n_s \hbar^2}{m_e^* k_B T} \\ a_{0e} \gg 4d \end{cases} : \quad (2.2.10)$$

Այսպիսով, (2.2.10) առընչությունները որոշված են խտություն/ջերմաստիճան՝ n_s / T հարաբերության և ԴՔՓ-ի d լայնության մեծությունների թույլատրելի համադրմամբ: Ընդհանուր դեպքում, n_s / T պարամետրի թույլատրելի միջակայքը ՔՓ-ի տարբեր լայնությունների համար թվայնորեն ներկայացված է ներքևում:

Որպես առաջարկված տեսական մոդելի առարկայական ներկայացում, կատարենք ՔՉՀ էկրանավորված էքսիտոնի էկրանավորման ρ_0 շառավղի և E_b^s կապի էներգիայի թվային հաշվարկ՝ InSb-ի հենքով մոդուլային լեգիրմամբ իրական ԴՔՓ-ի դեպքում: Այն, սովորաբար, աճեցվում է դիէլեկտրիկական թափանցելիության համեմատաբար բարձր արժեքով $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ կամ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ տակդիր-հարթակների վրա (ավելի մեծ քան InSb-ի համանմանը) [179]:

Լավ հայտնի է, որ InSb-ի հենքով ծավալային նմուշներում ազատ էքսիտոնները գործնականում անհնար է հայտնաբերել՝ նրանց կապի էներգիայի բնութագրական արհամարիելի արժեքի ($\approx 0.4 \div 0.5$ մԷՎ) պատճառով: Վերջինը պայմանավորված է այդ նմուշների համեմատաբար մեծ դիէլեկտրիկական թափանցելիության և նրանցում էլեկտրոնների ունեցած շատ փոքր արդյունարար զանգվածի մեծություններով ($\varepsilon_w \approx 16.8$, $m_e^* \approx 0.014 m_0$):

Առաջին հերթին ներկայացնենք ՔՉՀ էկրանավորման ρ_0 շառավղի թվային հաշվարկները: Աղյուսակ 1 - ում ներկայացված են ԴՔՓ-ի d լայնության

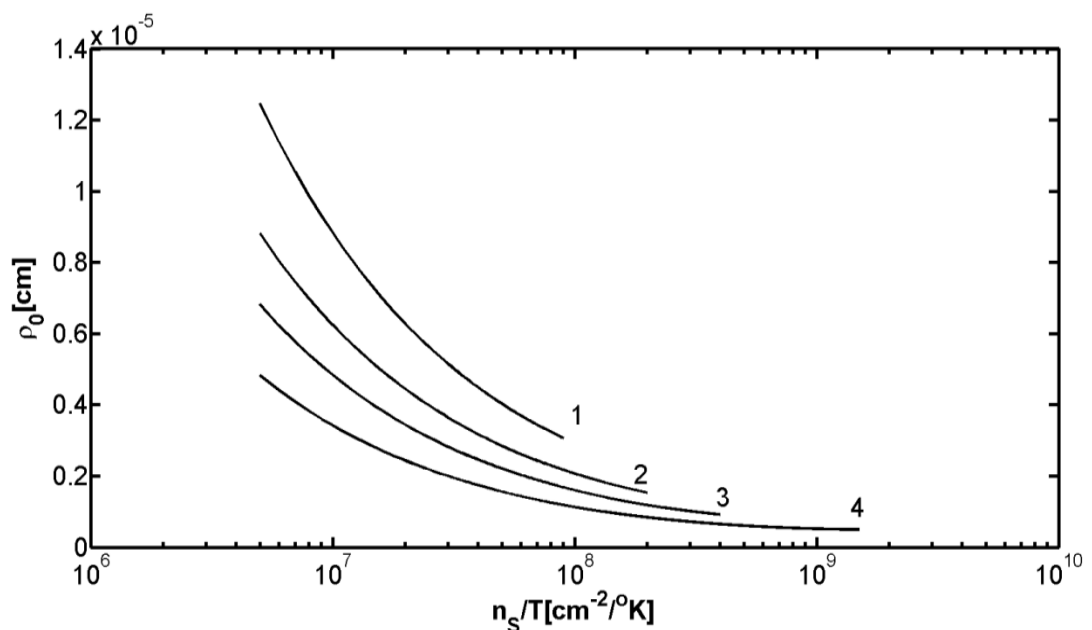
համապատասխանաբար 1.5 նմ, 3 նմ, 5 նմ և 10 նմ արժեքների դեպքում n_s/T պարամետրի թույլատրելի տիրույթների թվային տվյալները: Ինչպես հետևում է, n_s/T պարամետրի թույլատրելի տիրույթների ընդլայնումը տեղի է ունենում d -ի նվազմանը զուգընթաց: Մասնավորապես, չափավոր բարակ ՔՓ-ի դեպքում, երբ $d = 10$ նմ և $n_s/T = 10^6 \div 10^8$ սմ⁻²/Կ միջակայքում

Աղյուսակ 1. ՔՓ-ի լայնության $d = 1.5$ նմ, 3 նմ, 5 նմ և 10 նմ արժեքների դեպքերում n_s/T պարամետրի թույլատրելի տիրույթները:

d նմ	1.5	3.0	5.0	10.0
n_s / T սմ ⁻² /Կ	$10^6 \div 10^{12}$	$10^6 \div 4 \cdot 10^8$	$10^6 \div 2 \cdot 10^8$	$10^6 \div 10^8$

Ք2Չ էԳ-ն իրեն ամբողջությամբ դրսևորում է որպես չայլասերված գազ: Դրա հետ մեկտեղ, օրինակ, $d = 5$ նմ արժեքի դեպքում Ք2Չ էԳ-ն արդեն շեղվում է չայլասերված բնույթից և ցուցաբերում է այլասերված գազին միանգամայն բնորոշ հատկություններ՝ խիստ նեղ ԴՔՓ-ի դեպքում (ավելի նեղ, քան $d \approx 2$ նմ և $n_s/T > 1.5 \cdot 10^9$ սմ⁻²/Կ):

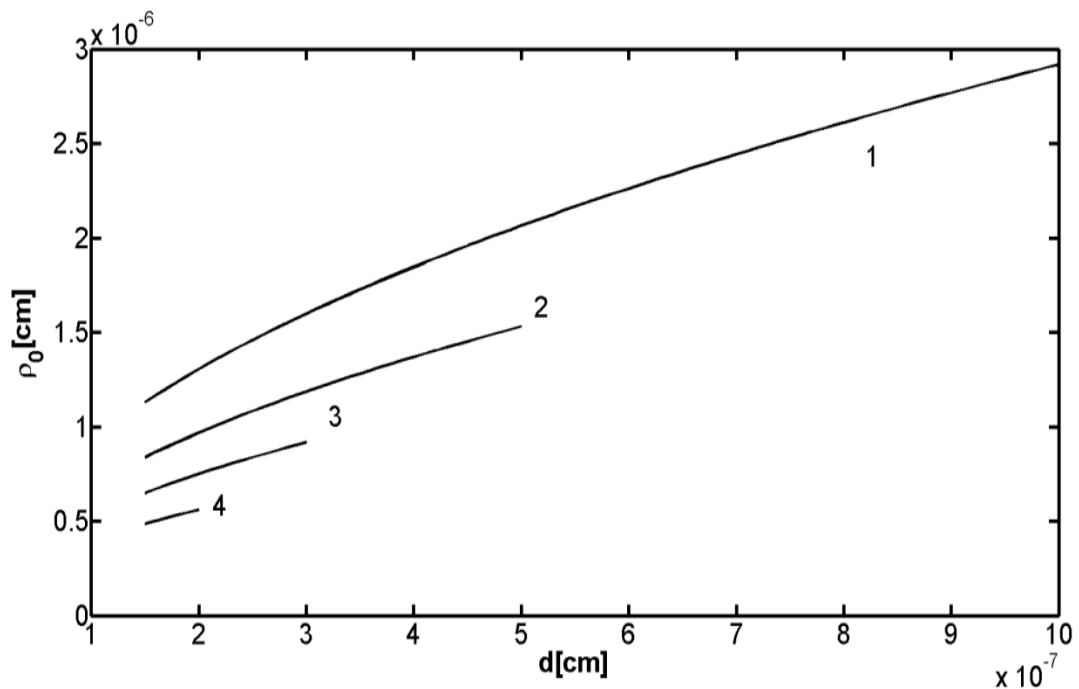
Նկ. 3-ում ցույց է տրված 2Չ էկրանավորման շառավղի գրաֆիկական կախումը



Նկ. 3. Հերանավորման ρ_0 շառավիղը որպես n_s/T պարամետրից ֆունկցիա ԴՔՓ-ի լայնության ամրագրված համապատասխանաբար 10 նմ, 5 նմ, 3 նմ և 1,5 նմ արժեքների դեպքում: Ամենավերին գրաֆիկական կորը համապատասխանում է $d = 10$ նմ արժեքին՝ չայլասերված ՔՀՀ ԷԳ-ի դեպքում: Ամենաներքևի կորը, որին բնութագրող արժեքները հազենում են $n_s/T > 3 \cdot 10^8$ սմ⁻²/ Կ եզրից սկսած, նկարագրվելով ամբողջությամբ այլասերված ՔՀՀ ԷԳ-ին բնորոշ ձևով, համապատասխանում է $d = 1.5$ նմ արժեքին:

n_s/T հարաբերությունից՝ ԴՔՓ-ի լայնության համապատասխանաբար $d = 1.5$ նմ, 3 նմ, 5 նմ և 10 նմ ամրագրված արժեքների դեպքում: Այստեղ ամենավերևի գրաֆիկական կորը համապատասխանում է $d = 10$ նմ դեպքին և, (2.2.8) բանաձևի համաձայն, նվազում է $\rho_0 \sim (n_s/T)^{-1/2}$ օրենքով՝ նկարագրվելով միաժամանակ չայլասերված ՔՀՀ ԷԳ-ին բնորոշ ձևով: Իր հերթին, $d = 1.5$ նմ դեպքին համապատասխանում է ամենաներքևի կորը, որին բնութագրող արժեքները հազենում են $n_s/T > 3 \cdot 10^9$ սմ⁻²/ Կ եզրից սկսած՝ նկարագրվելով ամբողջությամբ այլասերված ՔՀՀ ԷԳ-ին բնորոշ ձևով: Այդ դեպքում, ըստ (2.2.9) բանաձևի, Հերանավորման շառավիղը ՔՓ-ի լայնությունից կախված կորոշվի քառակուսի արմատային օրենքով:

Նշված արդյունքները հաստատվում են նաև Նկ.4-ի գրաֆիկական կորերով, որտեղ ներկայացված են Հերանավորման շառավղի կախվածությունը ԴՔՓ-ի



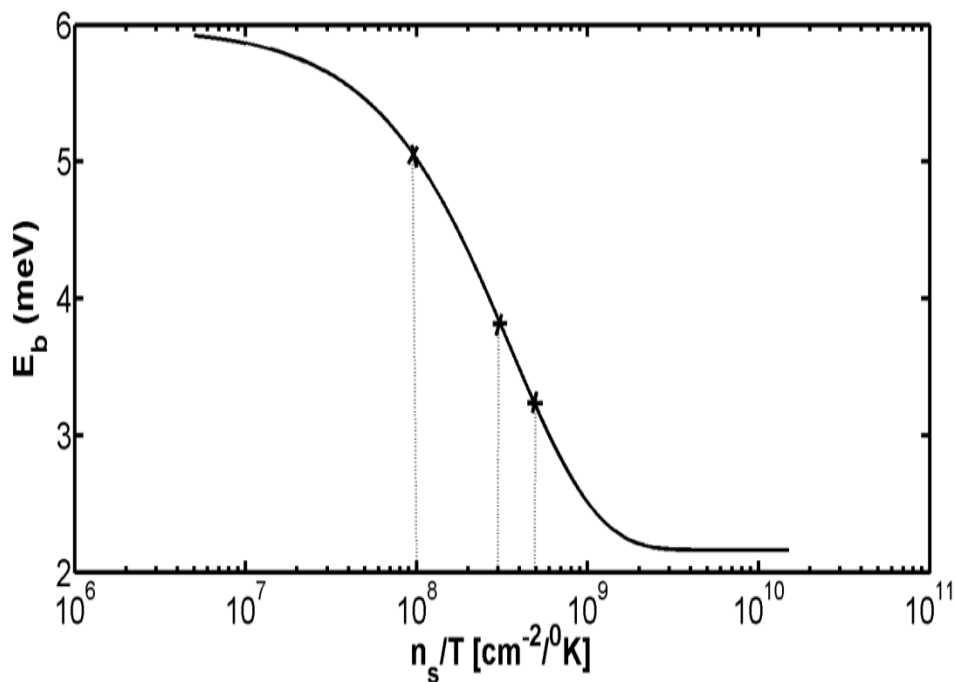
Նկ. 4. ՉՀ էկրանավորման ρ_0 շառավիղը որպես ԴՔՓ-ի լայնությունից ֆունկցիա n_s / T խտություն/ջերմաստիճան պարամետրի ամրագրված համապատասխանաբար $8 \cdot 10^8$ սմ⁻²/Կ, $4 \cdot 10^8$ սմ⁻²/Կ, $2 \cdot 10^8$ սմ⁻²/Կ և 10^8 սմ⁻²/Կ արժեքների դեպքում: Ամենալայն թույլատրելի միջակայքով օժտված է $n_s / T = 10^8$ սմ⁻²/Կ դեպքը, որը ամբողջովին կապված է չայլասերված ՔՉՀ ԷԳ-ի հետ:

d լայնությունից՝ n_s / T պարամետրի ամրագրված արժեքների դեպքում: Այստեղ մասնավոր դեպքերի համար նաև ցույց են տրված d -ի արժեքների թույլատրելի միջակայքերը՝ ըստ մոդելի կիրառելիության տիրույթները որոշող (2.2.10) բանաձևի:

Այժմ ներկայացնենք InSb-ի հենքով ԴՔՓ-ում ՔՉՀ էկրանավորված էքսիտոնի կապի էներգիայի թվային հաշվարկը (2.1.7) բանաձևով որոշվող Դեբայ-Հյուկեյան տիպի պոտենցիալի համար: Նկ. 5-ում գրաֆիկորեն պատկերված է E_b^S կապի էներգիայի կախվածությունը n_s / T պարամետրից ԴՔՓ-ի d լայնության ամրագրված արժեքների դեպքում: Չնայած E_b^S -ն ընտրված մոդելային մոտավորությամբ ուղղակիորեն կախված չէ ԴՔՓ-ի d լայնությունից, այնուամենայնիվ, վերջինիս և n_s / T պարամետրի միջև թույլատրելի կորելացիան, պայմանավորված $\rho_0 \gg d$ մոդելի կիրառելիության չափանիշով ((2.1.8)-ի երկրորդ առընչություն), որոշում է նաև E_b -ի թույլատրված միջակայքերը: Հետևաբար, վերջիններս կախված են d -ից

անուղակիորեն, որոնց մասին կարելի է գաղափար կազմել ըստ աղյուսակ 1-ում բերված արդյունքների: Գրաֆիկական կորերի վրա n_s/T -ի թույլատրված միջակայքերը d -ի որոշակի ամրագրված արժեքների համար նշված են փոքր խաչերով: Մասնավորապես, $d=10$ նմ արժեքին համապատասխանում է ձախ կողմի փոքր խաչից դեպի ձախ ընկած միջակայքը, $d=5$ նմ արժեքին համապատասխանում է միջադիր փոքր խաչից դեպի ձախ ընկած միջակայքը, $d=3$ նմ արժեքին համապատասխանում է աջ կողմի փոքր խաչից դեպի ձախ ընկած միջակայքը:

Ինչպես երևում է Նկ. 5-ից, E_b^S -ն էականորեն մեծացած է ծավալային նմուշում չէկրանավորված համանման մեծության համեմատ ($\approx 0.3 \div 0.4$ մէՎ)՝ երբ n_s/T պարամետրի արժեքները փոքր են $5 \cdot 10^8$ սմ⁻²/Կ –ից: Դրա հետ մեկտեղ, այդ դեպքում վերականգնվում է նաև չէկրանավորված և ԴՍ երևույթի հաշվին ուժեղացված էքսիտոնի կապի էներգիայի՝ $E_b^S = 16R_0$ արդյունքը [46]:



Նկ. 5. Էկրանավորված էքսիտոնի կապի էներգիան որպես n_s/T խտություն/ ջերմաստիճան պարամետրից ֆունկցիա ԴՔՓ-ի լայնության ամրագրված համապատասխանաբար 10 նմ (ձախ կողմի փոքր խաչը), 5 նմ (միջադիր փոքր խաչը), 3 նմ (աջ կողմի փոքր խաչը) և 1,5 նմ արժեքների դեպքում:

Իր հերթին, n_s/T պարամետրի 10^9 սմ⁻²/Կ-ից մեծ և $d = 2$ նմ-ից փոքր արժեքների դեպքում E_b^S -ի արժեքները սկսում են հագենալ, բայց դեռևս մնում են փորձով չափելիության տիրույթում (> 2 մԷՎ): Վերջինը հնարավորություն է ստեղծում ցածր ջերմաստիճանների դեպքում դիտարկելու էքսիտոնային երևույթների հետ կապակցված առանձնահատկություններ՝ InSb-ի հենքի վրա պատրաստված ԴՔՓ-ում:

Ինչ վերաբերում է n_s/T -ի չափավոր ցածր և բարձր արժեքների միջև անցման տիրույթին ($2 \cdot 10^7 \div 4 \cdot 10^8$ սմ⁻²/Կ), որը հիմնականում բնորոշ է չայլասերված Ք2Չ ԷԳ-ին, ապա E_b^S -ն այստեղ աճում է կտրուկ կերպով՝ ԴՔՓ-ի լայնության 3 նմ-ից փոքր արժեքների դեպքում ուժեղանալով կրկնակի անգամ:

Այսպիսով, քնարկվող մոդելում Ք2Չ էկրանավորված էքսիտոնի կապի էներգիան էականորեն աճում է, ինչը ներկայացվող համակարգերը դարձնում է առանձնակիորեն հետաքրքիր էքսիտոնային երևույթների կիրառմամբ սարքերում օգտագործման տեսանկյունից:

§ 2.3 Էկրանավորված էքսիտոնային կլանումը EuS/ PbS/ EuS հենքով քվանտային փոսերում:

Ինչպես արդեն նշվել է առաջին ակնարկային գլխում, կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում էքսիտոնային երևույթները էականորեն ազդում են միջգոտիական կլանման սպեկտրային կորերի տեսքի վրա: Մինչդեռ, կիսահաղորդիչներում ԼԿ-ների միջև կուլոնյան փոխազդեցությունը կարող է էկրանավորվել նրանցում առկա ազատ էլեկտրոնային պլազմայով: Այդ հանգամանքն էականորեն ազդում է լույսի կլանման $K(\omega)$ գործակցի վարքի վրա: Դրա մասին հստակորեն վկայում են [112, 120] աշխատանքներում իրականացված օպտիկական փորձերի արդյունքները, որոնցում երբ Ք2Չ ԷԳ-ի n_s խտությունը հասնում է որոշակի եզրային արժեքի՝ դիտվում են էքսիտոնային օպտիկական անցման օսցիլյատորի ուժի շեմային փոփոխություններ:

Առաջին անգամ ծավալային նմուշներում լույսի օպտիկական կլանման վրա էկրանավորման երևույթի ազդեցության տեսական ուսումնասիրությունը կատարվել է [137] աշխատանքում: Ընդ որում, հեղինակների կողմից ստացվել են $K(\omega)$ -ի տարածական ուժեղ օսցիլյացիաներ, որոնք կարող են հայտնաբերվել ԼԿ-ի 32 կոնցենտրացիայի փոփոխման ճանապարհով:

Իր հերթին, Ք2Չ էկրանավորված կուլոնյան երևույթների ազդեցությունը կիսահաղորդչային ՔՓ-ի օպտիկական հատկությունների վրա առաջին անգամ տեսականորեն ուսումնասիրվել է աշխատանք [50]-ում: Այստեղ վերլուծականորեն ստացվել է Ք2Չ փոխազդեցության պոտենցիալի արտահայտությունը, որը հետագայում հնարավոր է եղել օգտագործել օպտիկական կլանման մեջ էքսիտոնային երևույթների ներդրումը որոշող S գործակցի որոշման համար:

Համաձայն [138, 139] աշխատանքների, պարզ գնդաձևային գոտիներով կիսահաղորդիչներում՝ ուղիղ “թույլատրված” անցումների դեպքում էքսիտոնային երևույթների հաշվառումով օպտիկական կլանումը երկգոտիական մոտավորությամբ բնութագրվում է համապատասխան կլանման գործակցով

$$K(\omega) = K_0 S, \quad (2.3.1)$$

որտեղ K_0 -ն ՔՓ-ում օպտիկական կլանման գործակիցն է առանց էքսիտոնային երևույթների հաշվառման: (2.3.1) բանաձևում S գործակիցը “թույլատրված” անցումների դեպքում որոշվում է հետևյալ կերպ [44]՝

$$S = \left| \frac{\psi^{exc}(0)}{\psi(0)} \right|^2: \quad (2.3.2)$$

Այստեղ $\psi(\rho)$ -ն ԼԿ-ի ազատ շարժման միամասնիկային ալիքային ֆունկցիան է, $\psi^{ex}(\rho)$ -ն էքսիտոնային զույգի հարաբերական շարժման ալիքային ֆունկցիան է, որը հանդիսանում է Ք2Չ կուլոնյան էկրանավորման պոտենցիալով Վանյեի բնութագրական հավասարման լուծումը:

(2.3.2) բանաձևից հետևում է, որ կլանման գործակցում S էքսիտոնային արտադրիչի վերլուծական արտահայտության տեսքը էականորեն կախված է Ք2Չ կուլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալի բնույթից: Աշխատանք [50]-ում,

մասնավորապես, S -ի հաշվման համար կիրառված է (2.1.7) բանաձևով տրվող 2Չ Դեբայ-Հյուկեի տեսքի պոտենցիալը: Այն ստացված է ԴՔՓ-ի համար ինվերսիոն շերտի մոդելի կիրառմամբ, երբ $\varepsilon_0^w \gg \varepsilon_{b2}$, $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_0^w / \varepsilon_{b1} \approx 1$ պայմանների հաշվառումով տեղի ունի կուլոնյան փոխազդեցության “մեկ կողմանի” դիէլեկտրիկական ուժեղացման երևույթը (օգտագործված բոլոր բանաձևերը և նշանակումներն ունեն համանման իմաստ, ինչ որ § 2.1-ում):

Աշխատանք [50]-ում զարգացված Ք2Չ էկրանավորման առկայությամբ էքսիտոնային կլանման վերլուծական տեսությունը կարելի է կիրառել ոչ միայն ինվերսիոն շերտի մոդելով ԴՔՓ-ի համար, այլ նաև $\varepsilon_w \gg \varepsilon_{b1} = \varepsilon_{b2} = \varepsilon_b$ պայմաններով որոշվող “երկու կողմանի” դիէլեկտրիկական ուժեղացմամբ ԴՔՓ-ում [100, 101], որը իրականում համապատասխանում է EuS/PbS/EuS ԴՔՓ-ին:

Աշխատանք [100]-ում Ք2Չ էկրանավորված կուլոնյան փոխազդեցության համար հաստատվել է վերլուծական արտահայտություն (2.1.5) տեսքով, որը տեղի ունի $q_s \varepsilon_r^2 d / 2 \ll 1$ պայմանի իրականացման դեպքում: Ինչպես և (2.1.7) բանաձևով նկարագրվող պոտենցիալի դեպքում, այստեղ Ք2Չ էկրանավորված էքսիտոնային կլանման սպեկտրը կարելի է ուսումնասիրել՝ կիրառելով 2Չ կուլոնյան “կտրված” պոտենցիալի մեթոդը [44, 101, 125]: Ընդ որում, էկրանավորված փոխազդեցության պոտենցիալը երկու դեպքերում էլ տարածականորեն ունի նույն տեսքը, բայց վերջին դեպքում այն ամբողջապես կախված է արգելքային միջավայրի դիէլեկտրիկական հաստատունից՝

$$V_s(\rho) = \begin{cases} -\frac{e^2}{\varepsilon_b \rho} & \rho \leq \rho_s \\ 0 & \rho > \rho_s \end{cases} \quad (2.3.3)$$

որտեղ $\rho_s = \max\{\rho_0, \rho_m\}$, ρ_m -ն Ք2Չ պլազմայում էլեկտրոնների միջև միջին հեռավորությունն է:

Ինչպես հետևում է (2.3.3)-ից, $\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_b \gg 1$ պայմանի շնորհիվ, Ք2Չ էկրանավորված պոտենցիալը մեծությամբ էականորեն գերազանցում է իրեն համանման պոտենցիալին՝ ԴՍ երևույթի անտեսման դեպքում ($\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_b \sim 1$),

ինչը “երկու կողմանի” ԴՍ երևույթի պայմաններում միանգամայն բնական է: Այսպիսով, $\text{EuS} / \text{PbS} / \text{EuS}$ ԴՔՓ-ում էքսիտոնային կլանումը՝ Ք2Չ էկրանավորման հաշվառմամբ, լիովին հնարավոր է ուսումնասիրել “կտրված” կուլոնյան պոտենցիալի մեթոդով:

Ինչպես ցույց է տրվել աշխատանք [100]-ում, 2Չ ալիքային վեկտորների $q \ll 2/\varepsilon_r d$ միջակայքում և $q_s \varepsilon_r^2 d / 2 \ll 1$ պարամետրական անհավասարմամբ միատեղ որոշված (2.1.5) բանաձևով տրվող պոտենցիալի համար n_s / T հարաբերության թույլատրելի արժեքները համապատասխանում են $(10^6 \div 10^8)$ սմ²/Կ միջակայքին: Վերջինը, ինչպես հետևում է կոնկրետ գնահատականներից, տեղի ունի միայն բավական բարակ ԴՔՓ-երի դեպքում՝ Ք2Չ չայլասերված բնույթով պլազմայով կուլոնյան փոխազդեցության էկրանավորման դեպքում: Հետևաբար, այստեղ շարադրված Ք2Չ էկրանավորմամբ էքսիտոնային կլանման քանակական տեսությունը կարելի է կիրառել իրական $\text{EuS} / \text{PbS} / \text{EuS}$ ԴՔՓ-ում՝ միայն 2Չ բոլցմանյան տիպի էկրանավորող գազի համար և, դրա հետ մեկտեղ, ակտիվ շերտի փոքր հաստությունների դեպքում: Այսպիսով, էքսիտոնային S գործակցի վերլուծական տեսքի որոշման համար այստեղ ելնում ենք (2.3.2) առընչությունից՝ համադրված Ք2Չ էկրանավորված փոխազդեցության պոտենցիալի (2.3.3) արտահայտությամբ: Նշենք, որ խնդրի որակական կողմի մեկնաբանության վրա անդրադարձ կատարված է նաև [44] աշխատանքում:

Դիցուք, թող $\psi^{ex}(\rho, \varphi)$ ալիքային ֆունկցիան (2.3.3) “կտրված” պոտենցիալով Շրեդինգերի 2Չ հավասարման լուծումն է, որը $\rho \leq \rho_s$ դեպքում արտահայտվում է $\rho = 0$ դեպքում կուլոնյան 2Չ ($V_s \sim \rho^{-1}$) պոտենցիալին բնորոշ անընդհատ սպեկտրին վերաբերող ֆունկցիայով՝

$$\psi^{exc}(\rho) = A_{q0} e^{-iq\rho} {}_1F_1\left(\frac{1}{2} + \frac{i\varepsilon_r}{q a_{ex}}, 1, 2q\rho\right), \quad (2.3.4)$$

որտեղ ${}_1F_1$ -ը այլասերված հիպերերկրաչափական ֆունկցիան է, q -ն կուլոնյան զույգի հարաբերական շարժման 2Չ ալիքային վեկտորն է և որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$\bar{q} = \mu^{exc} \left[\frac{\bar{q}_e}{m_e^*} - \frac{\bar{q}_h}{m_h^*} \right], \quad \mu^{exc} = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \text{ - ն էքսիտոնի բերված զանգվածն է, } m_e^*$$

-ն ու m_h^* -ը էլեկտրոնի ու խոռոչի արդյունաբար զանգվածներն են՝ համապատասխանաբար c- և v- գոտիներում:

Ինչպես հետևում է (2.3.3) բանաձևից, $\rho > \rho_s$ դեպքում $\psi(\rho)$ -ն հանդիսանում է 2Չ ազատ շարժման հավասարման լուծումը, որը ներկայացվում է որպես x-երի առանցքի դրական ուղղությամբ տարածվող $\psi_q^{pl}(\rho)$ հարթ ալիքի և $\rho = 0$ կետից դուրս եկող $\psi_q^{sc}(\rho)$ ցրված ալիքների վերադրում: Վերջիններիս համար համապատասխանաբար ունենք՝

$$\psi_q^{pl}(\rho) = e^{iqx} = e^{iq\rho} = J_0(q\rho), \quad (2.3.5)$$

$$\psi_q^{sc}(\rho, \varphi) = b_{q0} [J_0(q\rho) + i N_0(q\rho)], \quad (2.3.6)$$

(2.3.4)-(2.3.6) արտահայտություններում դիտարկում ենք միայն $m = 0$ ազիմուտային քվանտային թվով ալիքային ֆունկցիաները, քանի որ $m \neq 0$ - ուլ աճանները, համաձայն (2.3.2)-ի, $\rho = 0$ սկզբնակետում զրոյանալով՝ էքսիտոնային S արտադրիչում ներդրում չեն տալիս: Արդյունքում, (2.3.4)-ում A_{q0} վերածման գործակիցը կարելի է որոշել $\psi_q^{pl}(\rho, \varphi) + \psi_q^{sc}(\rho, \varphi)$ և $\psi^{exc}(\rho, \varphi)$ ֆունկցիաների և նրանց աճանցյալների $\rho = \rho_s$ սահմանի վրա անընդհատության պայմանից:

$$A_{q0} = \frac{\exp(q\rho_s) [J_0(q\rho_s) N_1(q\rho_s) - J_1(q\rho_s) N_0(q\rho_s)]}{\Phi(q\rho_s) [J_0(q\rho_s) + i N_0(q\rho_s)] + [N_1(q\rho_s) - i J_1(q\rho_s)] {}_1F_1(q\rho_s)}, \quad (2.3.7)$$

$$\text{որտեղ } \Phi(q\rho_s) = 2(\partial {}_1F_1 / \partial \rho)|_{\rho_s} - {}_1F_1(q\rho_s):$$

Կուլոնյան փոխազդեցության բացակայությամբ (2.3.5) արտահայտությունը ճշմարիտ է ԴՔՓ-ի ամբողջ հարթության մեջ և հետևաբար՝ $\psi(0) = \psi^{pl}(0) = 1$: Մինչդեռ քննարկվող 2Չ կուլոնյան պոտենցիալի դեպքում, համաձայն (2.3.4)-ի, ունենք՝ $\psi^{exc}(0) = A_{q0}$: Ուստի, S էքսիտոնային արտադրիչի համար կստանանք՝

$$S = |A_{q0}|^2, \quad (2.3.8)$$

որը, համաձայն (2.3.7)-ի, կբերի հետևյալ վերջնական արտահայտության՝

$$S = \left| \frac{J_0(\chi \delta) N_1(\chi \delta) - J_1(\chi \delta) N_0(\chi \delta)}{\Phi(\chi \delta) [J_0(\chi \delta) + i N_0(\chi \delta)] + [N_1(\chi \delta) - i J_1(\chi \delta)] F_1(\chi \delta)} \right|^2, \quad (2.3.9)$$

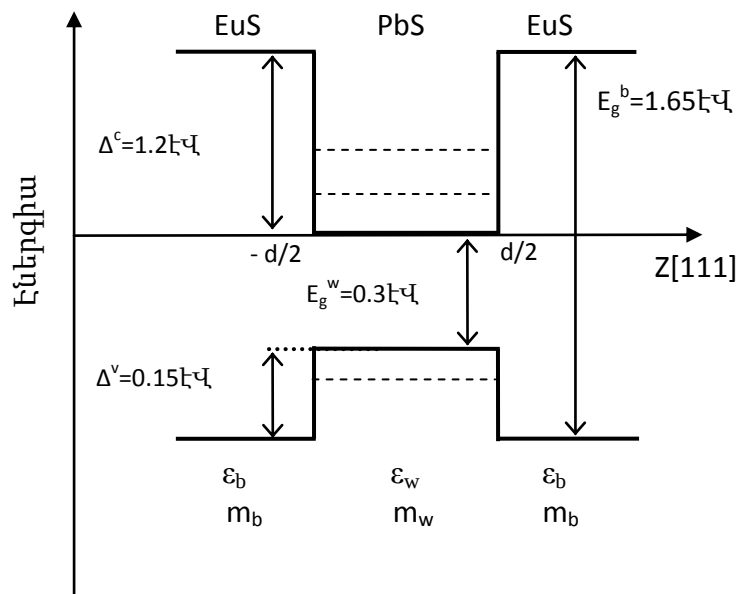
որտեղ $\chi = \frac{q a_{ex}}{\varepsilon_r} = \sqrt{\frac{E}{E_0 \varepsilon_r^2}}$, $E_0 = \frac{\mu_{ex} e^4}{2 \varepsilon_w^2 \hbar^2}$, $\delta = \frac{\varepsilon_r \rho_s}{a_{ex}}$, $E = E_e + E_h = \hbar \omega - E_g - E_n^{n'}$ - ն

e-h էքսիտոնային զույգի էներգիան է, ω - ն՝ ընկնող լույսի հաճախությունը, $E_n^{n'}$ - ն համապատասխանաբար c- և v- գոտիներում չափային-քվանտային ենթագոտիների էներգիաների գումարն է:

Լույսի միջոցով էքսիտոնային զույգի ծնման ժամանակ, ինչպես հայտնի է, ուղիղ անցումների դեպքում տեղի ունի հետևյալ պայմանը՝ $q_e \approx q_h \gg q_{foton}$:

Հետևաբար՝ $q_e \approx q_h \approx q \approx \sqrt{\frac{2 \mu_{ex} E}{\hbar^2}}$:

Տվյալ դեպքում, EuS / PbS / EuS ԴՔՓ-ում (տես նկ.6) էկրանավորված



Նկ. 6. EuS / PbS / EuS ԴՔՓ-ի էներգիական գծապատկերը:

էքսիտոնային երևույթների դիտարկման տեսանկյունից, կքննարկենք (2.3.9)

առընչության բնութագրական սահմանային դեպք՝ $\chi \delta > 1$, որի դեպքում

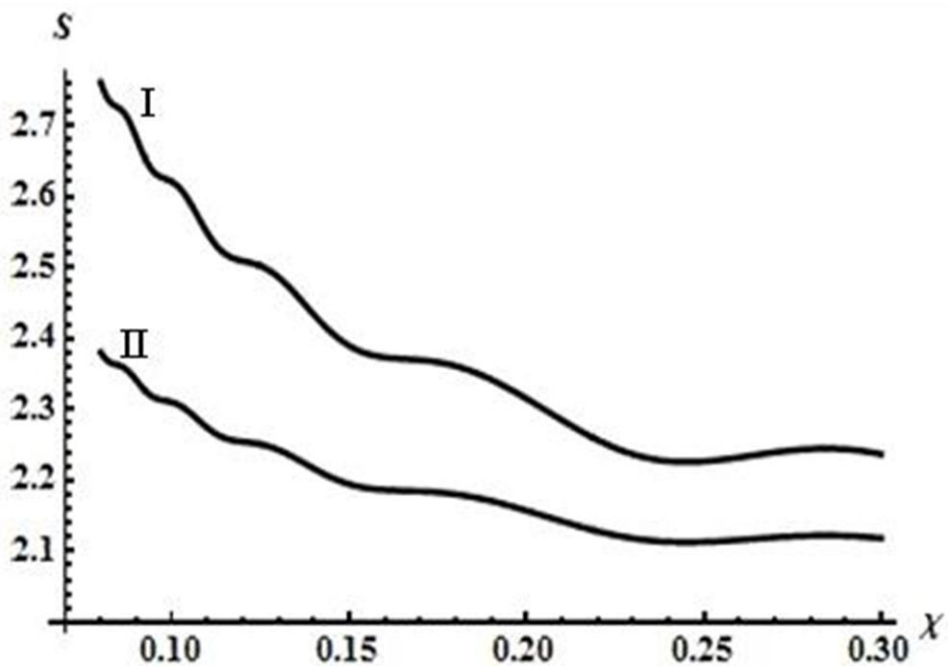
S արտադրիչի համար կստանանք՝

$$S = \frac{e^{\frac{\pi}{\chi}}}{\cosh \frac{\pi}{\chi}} \frac{\chi \delta + \Lambda}{\chi \delta}, \quad (2.3.10)$$

որտեղ $\Lambda = [0.25 + \chi^{-2} \cos \Delta]$ և $\Delta = 2\chi\delta + 2\chi^{-1} \ln(2\chi\delta)$:

Ինչպես և հետևում էր սպասել, (2.3.10)-ը վերածվում է անընդհատ սպեկտրում S էքսիտոնային արտադրիչի համար ճշգրիտ 2Q կուլոնյան փոխազդեցությանը բնորոշ արտահայտության՝ եթե S -ի մեջ անտեսենք փակագծերում գրված $(\chi\delta)^{-1}$ -ին համեմատական ուղղիչ անդամը:

Նկ. 7 -ում գրաֆիկորեն ներկայացված է էքսիտոնային արտադրիչի կախվածությունը e -ի զույգի էներգիայից n_s/T պարամետրի և ԴՔՓ-ի d լայնության ամրագրված արժեքների դեպքում (տես նկ.7)՝ հաշվի առնելով իրական $\text{EuS} / \text{PbS} / \text{EuS}$ ԴՔՓ-ին բնորոշ ֆիզիկական պարամետրերը: Ընդ որում,



Նկ. 7. Էկրանավորված էքսիտոնային արտադրիչը որպես χ էներգիական պարամետրից ֆունկցիա n_s/T խտություն/ ջերմաստիճան պարամետրի $4.4 \cdot 10^7 \text{ սմ}^{-2} / ^\circ\text{Կ}$ (I) և $2.2 \cdot 10^7 \text{ սմ}^{-2} / ^\circ\text{Կ}$ (II) արժեքների դեպքում:

գրաֆիկական կորերը համապատասխանում են n_s/T պարամետրի համապատասխանաբար $4.4 \cdot 10^7 \text{ սմ}^{-2} / ^\circ\text{Կ}$ (I) և $2.2 \cdot 10^7 \text{ սմ}^{-2} / ^\circ\text{Կ}$ (II) արժեքներին,

որոնց դեպքում էկրանավորման բերված $\delta = \varepsilon_r \rho_s / a_{ex}$ պարամետրն ընդունում է համապատասխանաբար 16.32 և 32.65 արժեքները: Ստացված գրաֆիկական կորերից երևում է, որ կախված էներգիական χ պարամետրից, այստեղ տեղի ունեն կլանման ինտենսիվության չափավոր տատանումներ: Այսպես, երբ $\chi = 0.1$, ապա կլանման ինտենսիվությունը $4.4 \cdot 10^7$ սմ⁻² / Կ դեպքում (վերին կոր) գերազանցում է չէկրանավորված դեպքի անընդհատ սպեկտրում էքսիտոնային արտադրիչի բնութագրական $S=2$ արժեքին ավելի քան 30% -ով:

Իր հերթին, n_s / T պարամետրի երկու անգամ աճի դեպքում, կլանման ինտենսիվությունն աճում է մոտավորապես 15% -ով: Վերջին ավելացումը կապված է այն բանի հետ, որ այդ դեպքում (2.3.10) արտահայտության մեջ ներդրում են տալիս 22 չափավոր մեծ $\rho < \rho_s$ հեռավորությունները, որոնց համար էքսիտոնային զույգում փոխազդեցությունը դառնում է ավելի արդյունավետ: Մյուս կողմից, n_s / T պարամետրի նվազմանը զուգընթաց, ինչը համարժեք է էկրանավորման δ պարամետրի աճին, սպեկտրային կորերը առավել արագ են ձգտում չէկրանավորված դեպքի $S=2$ արժեքին՝ χ -ի միաժամանակյա աճին զուգընթաց:

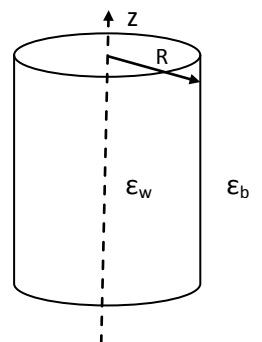
ԳԼՈՒԽ III

ԷԿՐԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԷՔՍԻՏՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԱԿԱՆ
ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՄԱՄԲ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐԵՐՈՒՄ [133, 134, 135]

§ 3.1 Էկրանավորված կուլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալը քվանտային
լարերում դիէլեկտրիկական սահմանափակման երևույթի հաշվառումով:

Այս պարագրաֆում ուսումնասիրված է դիէլեկտրիկական արգելքային միջավայրում տեղակայված ՔԼ-ի ներսում գտնվող երկու կետային լիցքերի էկրանավորված փոխազդեցության պոտենցիալը: Առաջարկված լուծումը էականորեն տարբերվում է [128,129] աշխատանքներում ստացված արդյունքներից, որտեղ ենթադրված է, որ փոխազդեցությունը էկրանավորող էլեկտրոնային գազը գտնվում է համասեռ դիէլեկտրիկական ֆոնի վրա: Այսինքն, ՔԼ-ի և արգելքային միջավայրի դիէլեկտրիկական հաստատունների արժեքները մեծությամբ համընկնում են:

Դիտարկենք անվերջ երկար R շառավղով կիսահաղորդչային գլանային ՔԼ՝ ակտիվ միջավայրի ϵ_w դիէլեկտրիկական



հաստատունով, որը տեղակայված է ε_b դիէլեկտրիկական հաստատունով արգելքային միջավայրում (Նկ.8):

Հարկ է նշել, որ անվերջ երկար ՔԼ-ի մոդելը թույլ է տալիս քննարկել կիսահաղորդչային բավական բարակ նմուշներ, որտեղ կարելի է լինում կիրառել կուլոնյան փոխազդեցության ադիաբատական մոտավորությունը: Վեջինը թույլ է տալիս ԼԿ-ի փոխազդեցության 3Չ պոտենցիալի փոխարեն, նրանց փոխազդեցությունը ՔԼ-ի առանցքի երկայնքով նկարագրել Ք1Չ կուլոնյան պոտենցիալով: Այս առումով, մենք բաց կթողնենք առանձնակի Ք1Չ համակարգերին՝ քվանտային ձողերին վերաբերող դեպքը, որտեղ նանոնմուշի լայնական և երկայնական չափերը նույն կարգի են [104]:

Դիցուք, ընտրենք գլանային բևեռային կոորդինատական համակարգ (ρ, φ, z) , որտեղ z առանցքի ուղղությունը համընկնում է ՔԼ-ի առանցքի ուղղության հետ: ԼԿ-ի փոխազդեցության որոնելի էկրանավորված $V_s(\rho, z) = e\Phi_s(\rho, z)$ պոտենցիալը համապատասխանաբար $(0, 0)$ և (ρ, z) կետերում գտնվող $-e$ և e լիցքերի համար կապված է մակաձված լիցքերի խտության հետ Պուասոնի ընդհանրացված հավասարմամբ՝

$$\begin{cases} \nabla^2 \Phi_s(r) = -\frac{4\pi e}{\varepsilon_w} [\delta(r) - \Delta n^{ind}(r)], & \rho \leq R \\ \nabla^2 \Phi_s(r) = 0, & \rho > R \end{cases}, \quad (3.1.1)$$

որտեղ $\Delta n^{ind}(\rho, z) = n^{ind}(\mu_0 + e\Phi_s(\rho, z)) - n^{ind}(\mu_0)$ -ն ԷԳ-ի խտության փոփոխությունն է, μ_0 -ն արտաքին գրգռող դաշտի բացակայությամբ քիմիական պոտենցիալն է:

Քննարկվող խնդրի գլանային և հայելային համաչափությունների շնորհիվ, (3.1.1) հավասարումների համակարգը անկախ է φ կոորդինատից: Իր հերթին, (3.1.1)-ում ԷԳ-ի նկատմամբ կիրառված է քանակական սահմանափակման պայման, որ էլեկտրոնների խտությունն ամենուրեք զրո է, բացի լարի ներսից: Համարվում է նաև, որ ՔԼ-ում ԼԿ-ի փոխազդեցության էկրանավորման մեջ ներդրում ունի միայն լիցքավորված գլանային շերտը (quantum wire channel):

Ենթադրելով, որ արտաքինից ներդրված լիցքը Φ_{12} էԳ-ում առաջացնում է գծային արձագանք, ապա այդ դեպքում բավարար մեծ հեռավորությունների դեպքում, երբ $e\Phi_s \ll \mu_0$, կարելի է $\Delta n^{ind}(\rho, z)$ -ը վերլուծել շարքի և սահմանափակվել առաջնային անդամով՝

$$\Delta n^{ind}(\rho, z) = \frac{\partial n^{ind}}{\partial \mu_0} e\Phi_s(\rho, z): \quad (3.1.2)$$

Բացի այդ, կիրառվում է նաև տարածական խիստ սահմանափակման պայման, համաձայն որի Φ_L -ի շառավիղը շատ փոքր է ծավալային նմուշում կուլոնյան կենտրոնի $a_0 = \varepsilon_w \hbar^2 / m_e e^2$ Բորի շառավղից ($a_0 \gg R$): Հետևաբար, քննարկվող ֆիզիկական դեպքում, համաձայն ԹՖՄ մեթոդի, Φ_L -ում էկրանավորման պոտենցիալի արտահայտությունում կարող են էական դառնալ լարի առանցքի երկայնքով $|z| \gg R$ կարգի հեռավորությունները, որոնց երկարալիքային տիրույթում համապատասխանում են $q \ll R^{-1}$ կարգի 12 ալիքային վեկտորներ: Դա թույլ է տալիս կիրառել երկրաչափական ադիաբատական մոտավորության մեթոդը, որը առաջին անգամ ներմուծվել է [45] աշխատանքում:

Տեղադրելով (3.1.2) արտահայտությունը (3.1.1) համակարգի առաջին հավասարման մեջ և ներկայացնելով $V_s(\rho, z)$ -ը ֆուրյե-ներկայացմամբ՝

$$V_s(\rho, z) = \int_0^\infty V_s(\rho, q) e^{iqz} dq, \quad (3.1.3)$$

(3.1.1)-ի առաջին հավասարման փոխարեն կունենանք՝

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) V_s(\rho, q) - \left[q^2 + \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_w} \frac{\partial n^{ind}}{\partial \mu_0} \right] V_s(\rho, q) = -\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_w} \delta(\rho) \quad : \quad 3.1.4$$

Վերջինս իրենից ներկայացնում է ρ կոորդինատից կախված փոփոխական գործակիցներով գծային հավասարում, որտեղ $\partial n^{ind} / \partial \mu_0$ մեծության բնութագրական տարածական փոփոխությունը նկատելի է R շառավղի մեծության կարգի հեռավորություններ վրա: Այս պարագայում կարելի է վարվել այնպես, ինչպես

[45] աշխատանքում՝ Ք22 ԷԳ-ի դեպքում: Եթե այժմ (3.1.4) հավասարման մեջ $\partial n^{ind} / \partial \mu_0$ մեծությունը փոխարինենք իր միջինացված արժեքով՝

$$\frac{\partial \bar{n}^{ind}}{\partial \mu_0} = \frac{1}{S} \int_0^{2\pi R} \int_0^{\rho} \frac{\partial n^{ind}}{\partial \mu_0} \rho d\rho d\varphi = \frac{1}{S} \frac{\partial \bar{n}_L}{\partial \mu_0}, \quad (3.1.5)$$

ապա կստանանք ρ փոփոխականից անկախ միջին անդամի գործակցով հետևյալ գծային հավասարումը՝

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) V_s - \tilde{q}^2 V_s = - \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_w} \delta(\rho) : \quad (3.1.6)$$

Այստեղ

$$\tilde{q}^2 = q^2 + q_s^2, \quad (3.1.7)$$

իսկ

$$q_s = \sqrt{\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_w S} \frac{\partial \bar{n}_L}{\partial \mu_0}} \quad (3.1.8)$$

մեծությունը միջինացված էկրանավորման պարամետրն է: (3.1.6)-ում $\bar{n}_L$ -ը ազատ լիցքերի միջին գծային խտությունն է ՔԼ-ում, $S = \pi R^2$ -ն լարի լայնական հատույթի մակերեսն է:

Ինչպես հետևում է (3.1.6) հավասարումից, ՔԼ-ի z առանցքի երկայնքով այն բնութագրական հեռավորությունները, որոնց համար հավասարման լուծումը կարող է փոխվել էականորեն՝ $\tilde{q}^{-1}$ մեծության կարգի են: Եթե այդ դեպքում բավարարվի

$$\tilde{q}R \ll 1 \quad (3.1.9)$$

պայմանը, ապա (3.1.4) հավասարումով որոշվող որոնելի $V_s(\rho, q)$ էկրանավորման ֆուրյե-պուտենցիալը կհամընկնի (3.1.6) հավասարման լուծման հետ: Այդ հավասարման ընդհանուր լուծումները, որոնց դեպքում քննարկվող խնդրին առանձնահատուկ ՔԼ-ի դեպքում հաշվի են առնվում կոորդինատների սկզբնակետի նկատմամբ առանցքային և հայելային համաչափությունները, հետևյալն են [126 a, b]

$$\begin{cases} V_s(\rho, z) = \int_0^\infty \cos qz [A I_0(\tilde{q}\rho) + B K_0(\tilde{q}\rho)] dq, & \rho \leq R \\ V_s(\rho, z) = \int_0^\infty \cos qz [C K_0(q\rho) + D I_0(q\rho)] dq, & \rho > R \end{cases}, \quad (3.1.10)$$

որտեղ $I_0(x)$ -ը և $K_0(x)$ -ը Բեսսելի մոդիֆիկացված ֆունկցիաներն են:

(3.1.10) -ում $A(q)$, $B(q)$, $C(q)$ և $D(q)$ գործակիցները որոշված են ինչպես ՔԼ-ի մակերևույթին ստանդարտ եզրային պայմանների հաշվառմամբ, այնպես էլ անվերջությունում և կոորդինատների սկզբնակետում $V_s(\rho, z)$ -ի սահմանային ասիմպտոտական տեսքերի բավարարմամբ:

Արդյունքում ստացվում է գծային հավասարումների հետևյալ զույգը

$$\begin{cases} A I_0(\tilde{q}R) + \frac{2e}{\pi \varepsilon_w} K_0(\tilde{q}R) = C K_0(qR), \\ A \frac{\tilde{q}}{q \varepsilon_b} \varepsilon_w I_1(\tilde{q}R) - \frac{2e}{\pi q \varepsilon_b} \tilde{q} K_1(\tilde{q}R) = -C K_1(qR), \end{cases} \quad (3.1.11)$$

որտեղ ներմուծված են $D(q) = 0$ և $B(q) = -\frac{2e^2}{\pi \varepsilon_w} 0$ արտահայտությունները [126 a,

b]: Մեկտեղելով (3.1.11) հավասարումների համակարգի լուծումները (3.1.10) համակարգի աղընչությունների հետ, համապատասխանաբար կիսահաղորդչային լարում և դիէլեկտրիկական արգելքային միջավայրում 3Չ էկրանավորված փոխազդեցության որոնելի պոտենցիալի համար կստանանք՝

$$\begin{cases} V_s = -\frac{2e^2}{\pi \varepsilon_w} \int_0^\infty dq \cos qz [K_0(\tilde{q}\rho) + I_0(\tilde{q}\rho) \frac{[\varepsilon_r \tilde{q} K_0(qR) K_1(\tilde{q}R) - q K_0(\tilde{q}R) K_1(qR)]}{\varepsilon_r \tilde{q} K_0(qR) I_1(\tilde{q}R) + q K_1(qR) I_0(\tilde{q}R)}] \\ V_s = -\frac{2e^2}{\pi \varepsilon_b} \int_0^\infty dq \cos qz K_0(q\rho) \frac{\tilde{q} K_0(\tilde{q}R) I_1(\tilde{q}R) + \tilde{q} K_1(\tilde{q}R) I_0(\tilde{q}R)}{\varepsilon_r \tilde{q} K_0(qR) I_1(\tilde{q}R) + q K_1(qR) I_0(\tilde{q}R)}. \end{cases}, \quad (3.1.12)$$

որտեղ $\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_b$:

Ինչպես հետևում է (3.1.12)-ից, ՔԼ-ի տարածական տիրույթում 3Չ էկրանավորված պոտենցիալը բաղկացած է համասեռ և անհամասեռ բևեռացումներով պայմանավորված մասերից՝ $V_s = V_s^{\text{hom}} + V_s^{\text{inh}}$: Երբ $R \rightarrow \infty$ ապա $V_s(\rho, z)$ -ը լարի

ներսում ընդունում է ամբողջովին 3D Դեբայ-Հյուկեյան էկրանավորված պոտենցիալի տեսք

$$V_S(\rho, z) = -\frac{e^2}{\varepsilon_w} \frac{e^{-q_s \sqrt{\rho^2 + z^2}}}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} : \quad (3.1.13)$$

Երբ $R \rightarrow 0$ $V_S(\rho, z)$ -ը ՔԼ-ից դուրս ստանում է շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրիկական հաստատունով որոշվող չէկրանավորված պոտենցիալի տեսք

$$V(\rho, z) = -\frac{e^2}{\varepsilon_b} \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} . \quad (3.1.14)$$

Նկատենք, որ (3.1.12) արտահայտությունը հեշտորեն հանգում է չէկրանավորված ՔԼ-ի համապատասխան 3D փոխազդեցության պոտենցիալին [51], եթե ՔԼ ալիքային վեկտորի $\tilde{q} = \sqrt{q^2 + q_s^2}$ (3.1.7) արտահայտության մեջ անտեսենք ԹՖՄ էկրանավորման q_s պարամետրը: Իր հերթին, (3.1.12) էկրանավորված պոտենցիալը կձևափոխվի մետաղական ՔԼ -ի դեպքում համապատասխան 3D փոխազդեցության պոտենցիալի, եթե ընդունվի նաև $\varepsilon_w = \varepsilon_b = 1$ պայմանը [126]:

Այժմ ստանանք ԴՔԼ-ում ՔԼ էկրանավորված փոխազդեցության պոտենցիալի վերլուծական արտահայտությունը ԴՄ երևույթի հաշվառմամբ: Դիտարկենք ԴՄ երևույթի ուժեղ դրսևորման հարցը, այսինքն ε_w և ε_b դիէլեկտրիկական հաստատունների խիստ հակադրության դեպքը՝ $\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_b \gg 1$: Համադրելով (3.1.7) և (3.1.9) պայմանները, կարելի է եզրակացնել, որ $\tilde{q}R \ll 1$ անհավասարումը կիրականանա, երբ որ միաժամանակ բավարարվեն հետևյալ պայմանները

$$\begin{cases} qR \ll 1 \\ q_s R \ll 1 \end{cases} : \quad (3.1.15)$$

Վերջինի հաշվառմամբ ԴՔԼ-ում ՔԼ էկրանավորված փոխազդեցության պոտենցիալն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$V_S^{Q1D}(z) = -\frac{e^2}{\varepsilon_w} \frac{e^{-q_s |z|}}{|z|} - \frac{2e^2}{\pi \varepsilon_w} \int_0^\infty \cos qz \frac{\varepsilon_r \ln(qR)^{-1}}{\varepsilon_r (\tilde{q}R)^2 \ln(qR)^{-1} + 1} dq : \quad (3.1.16)$$

Եթե (3.1.16) արտահայտության մեջ անտեսենք Γ -Ս երևույթով պայմանավորված անդամը և ընտրենք $\varepsilon_r \sim 1$, ապա կվերակազմենք 1Չ էկրանավորված պոտենցիալի երկարալիքային սահմանի բնութագրական արտահայտությունը (տես աշխատանք [128] -ի (4.3 և 4.4) արտահայտությունները) :

Ինչպես Γ -ՔԼ-ում չէկրանավորված փոխազդեցության պոտենցիալի դեպքում [51, 84], այստեղ ևս (3.1.16) արտահայտությունում, լարի առանցքի երկայնքով $|z| \gg R$ ասիմպտոտական հեռավորությունների համար գոյություն ունեն երկու բնութագրական արդյունարար երկարալիքային վեկտորների տիրույթներ՝ համապատասխանող 1Չ չափավոր փոքր (միջին) և բավական փոքր ալիքային վեկտորների: Դրանք բավարարում են, համապատասխանաբար, $\varepsilon_r(qR)^2 \ln(qR)^{-1} \geq 1$ և $\varepsilon_r(qR)^2 \ln(qR)^{-1} \ll 1$ պայմաններին, որոնց համար Ք1Չ էկրանավորված փոխազդեցության պոտենցիալը ստանում է որոշակի վերջնական ասիմպտոտական վերլուծական տեսքեր: Անցնենք դրանց քննարկմանը:

Ա) Չափավոր մեծ $|z| \gg R$ հեռավորությունների համար, որոնք բավարարում են

$$\varepsilon_r \left(\frac{R}{z} \right)^2 \ln \frac{|z|}{R} \geq 1 \quad (3.1.17)$$

պայմանին, (3.1.16) առընչությունը նույնական ձևափոխություններից հետո ստանում է հետևյալ ինտեգրալային տեսքը՝

$$V_S^{Q1D}(z) = -\frac{e^2}{\varepsilon_w} \left[\frac{e^{-q_s|z|}}{|z|} - \frac{2}{\pi R^2} \int_0^\infty \frac{\cos qz dq}{q^2 + \tilde{q}_s^2} \right]: \quad (3.1.18)$$

Վերջինս իր հերթին հանգում է միջանկյալ արդյունքի՝

$$V_S^{Q1D}(z) = -\frac{e^2}{\varepsilon_w R} \left[\frac{R}{|z|} e^{-q_s|z|} + \frac{1}{\tilde{q}_s R} e^{-\tilde{q}_s|z|} \right], \quad (3.1.19)$$

որտեղ

$$\tilde{q}_s = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_r \ln \varepsilon_r} + q_s^2} \quad (3.1.20)$$

Երկարալիքային տիրույթին ($q \ll R^{-1}$) և Γ -Ս երևույթին ($\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_b \gg 1$) համատեղ բավարարող պայմանների տեսանկյունից, (3.1.19)-ի մեջ վճռորոշ ներդրում է տալիս

անհամասեռ բևեռացման երևույթով պայմանավորված երկրորդ գումարելին: Արդյունքում՝ ԴՔԼ-ում Ք1Զ էկրանավորված փոխազդեցության պոտենցիալն ընդունում է հետևյալ վերջնական տեսքը՝

$$V_S^{Q1D}(z) = -\frac{e^2}{\varepsilon_w R} \frac{1}{\tilde{q}_S R} e^{-\tilde{q}_S |z|}. \quad (3.1.21)$$

Ինչպես երևում է (3.1.21) առընչությունից, ԴՍ երևույթով ուժեղացված Ք1Զ էկրանավորված փոխազդեցության պոտենցիալը շեղվում է ինչպես 3Զ, այնպես էլ ճշգրիտ 1Զ էկրանավորված պոտենցիալներից հատուկ համապատասխան վերլուծական տեսքերից: Այն ընդունում է Ք1Զ մեծությամբ վերջավոր տեսք՝ բնութագրվող որոշակի Ք1Զ էկրանավորման երկարությամբ: Վերջինը, ըստ (3.1.20) բանաձևի, կախված է ԴՍ երևույթը բնութագրող նյութակառուցվածքային $\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_b$ պարամետրից:

Ինչպես և Ք2Զ դեպքում [45], այստեղ ԴՍ երևույթը մեծացնում է էկրանավորման՝ ՔՍ երևույթի հաշվին թուլացած ազդեցությունը: Դա արտահայտված է (3.1.21) առընչությունում $V_S^{Q1D}(z)$ -ի՝ տարածական սահմանափակման բնութագրական երկարության (ՔԼ-ի շառավղի) նվազմանը զուգընթաց՝ ցայտուն աճով: Վերջին արդյունքը ստացված է նաև [128] աշխատանքում, որտեղ ԴՍ երևույթը հաշվի առնված չէ:

Տվյալ դեպքում Ք1Զ էկրանավորման երևույթը նկատելի է արդեն իսկ չափավոր մեծ $|z| \gg R$ միջմասնիկային հեռավորությունների դեպքում, որոնք համապատասխանում են չափավոր բարակ ՔԼ-երին: Այս դեպքում Ք1Զ էկրանավորված $V_S^{Q1D}(z)$ պոտենցիալը խիստ կախված է ԴՍ երևույթով ներգործված $\tilde{q}_S$ արդյունարար էկրանավորման պարամետրից և, իր հերթին, մեծացած է շնորհիվ $\tilde{q}_S R \ll 1$ պայմանի: Միևնույն ժամանակ, $V_S^{Q1D}(z)$ -ը ունենալով էքսպոնենտային օրենքով նվազման վարք, նշում է $z_S = \tilde{q}_S^{-1}$ գծային երկարությամբ տիրույթից դուրս բավարար չափով փոքր լինելու հանգամանքը: Ուստի $z_S = \tilde{q}_S^{-1}$ մեծությունը տեղին է ընդունել որպես ԴՔԼ-ում բնութագրական Ք1Զ էկրանավորման արդյունարար

երկարություն: Դրանով իսկ, ԴՔԼ-ում ևս, ինչպես և ԴՔՓ-ի դեպքում [45], տեղի ունի Ք12 էկրանավորման արդյունարար երկարության կազմավորում ԴՍ երևույթի հաշվին

Բ) Շատ մեծ $|z| \gg R$ հեռավորությունների համար, որոնք բավարարում են

$$\varepsilon_r \left(\frac{R}{z} \right)^2 \ln \frac{|z|}{R} \ll 1 \quad (3.1.22)$$

պայմանին և, իր հերթին, q_s -ի համեմատաբար փոքր արժեքների համար, ինչպիսիք են՝

$$\varepsilon_r (q_s R)^2 \ln \frac{1}{qR} \ll 1, \quad (3.1.23)$$

էկրանավորված պոտենցիալը ստանում է հետևյալ այլընտրանքային տեսքը՝

$$V_s^{Q1D}(z) = -\frac{e^2}{\varepsilon_b \sqrt{z^2 + R^2}} : \quad (3.1.24)$$

(3.1.24) առընչությունը համապատասխանում է ծայրահեղ բարակ քվանտային լարերին և ցուցաբերում է հետևյալ հատկությունները:

Այն հանգում է 12 կուլոնյան էկրանավորված պոտենցիալին, երբ ԴՍ երևույթը բացակայում է: Իր հերթին, այն բնութագրվում է, ինչպես և էկրանավորված դեպքում [51], 12 կուլոնյան օրենքով, որը բնութագրվում է ՔԼ-ն շրջապատող արգելքային միջավայրի փոքր արժեքով օժտված դիէլեկտրիկական հաստատունով: Այսպիսով, բավականին բարակ ՔԼ-ի դեպքում, Ք12 էկրանավորման երևույթը լիովին ճնշված է անկախ ԴՍ երևույթի հաշվառումից: Դա միանգամայն բնական է, քանի որ տարածականորեն երկար ՔԼ-ում փոխազդող լիցքերի իրարից բավական մեծ հեռավորությունների դեպքում, նրանց ստեղծած էլեկտրական դաշտի ուժագծերի գերակշիռ մասը դուրս է մնում այդ լիցքերի տարածական սահմանափակման տիրույթից և անցնում է ՔԼ-ը շրջապատող արգելքային միջավայրով: Արդյունքում, ՔԼ-ում առկա ազատ ԼԿ-ը արդյունավետորեն չեն կարող էկրանավորել փոխազդող լիցքերի ԴՍ երևույթի հաշվին ուժեղացած կուլոնյան դաշտը:

Այժմ ուսումնասիրենք (3.1.8) բանաձևով տրվող ԹՖՄ էկրանավորման միջինացված q_s պարամետրը: ԹՖՄ մեթոդի շրջանակներում ընդունվում է ՉՔՍ-

ի մոտավորությունը (լրացված է միայն մեկ չափային էներգիական ենթագոտին) և որ՝ էլեկտրաստատիկ պոտենցիալի տարածական փոփոխությունը անհամեմատ փոքր է էլեկտրոնի դը Բրոյլի λ_{dB} ալիքի երկարությանը համեմատական հեռավորությունների վրա: Բացի այդ, ՉՔՍ մոտավորության շրջանակում ՔԼ բարակ է այնքան ($R < \lambda_{dB}$), որ տեղի ունի (3.1.15) բանաձևով տրվող երկարալիքային պայմանը՝ $qR < 1$: Իր հերթին, 0° Կ-ում 1Չ էԳ-ի վիճակագրությունից ելնելով, (3.1.8) բանաձևում առկա $\bar{n}_L$ լիցքերի միջին գծային խտության համար ունենք [128, 182]՝

$$n_L = \frac{4}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{m_e}{2} E_F}, \quad (3.1.25)$$

որտեղ $E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m_e}$ - ն 1Չ էԳ-ի Ֆերմիի էներգիան է, $k_F = \frac{\pi n_L}{2}$ -ն Ֆերմիի ալիքային թիվն է: Համադրելով (3.1.8) և (3.1.25) բանաձևերը q_S և $z_S = \tilde{q}_S^{-1}$ մեծությունների համար, համապատասխանաբար, կստանանք՝

$$q_S = \frac{4}{\pi R} \left[\frac{1}{a_0 n_L} \right]^{1/2} \quad (3.1.26)$$

և

$$z_S = R \left[\frac{2}{\varepsilon_r \ln \varepsilon_r} + \frac{16}{\pi^2 a_0 n_L} \right]^{-1/2} : \quad (3.1.27)$$

Հաշվի առնելով (3.1.26) բանաձևը, (3.1.15) համակարգի երկրորդ անհավասարումը կարելի է բերել ավելի ընկալելի տեսքի, այն է՝ $a_0 n_L \gg 1$: Դա նշանակում է, որ ՔԼ-ում էկրանավորող էլեկտրոնների քանակը Բորի շառավիղի երկարության վրա պետք է լինի շատ մեծ:

§ 3.2 Էկրանավորված էքսիտոնային կապված վիճակները PbSe/Si հենքով քվանտային լարերում:

Այս պարագրաֆում հետազոտված են ԴՍ երևույթի շնորհիվ ուժեղացված և միաժամանակ էկրանավորված էքսիտոնային կապված վիճակները կիսահաղորդչային ԴՔԼ-ում: Վերջինում կուլոնյան կենտրոնների (խառնուկներ և

էքսիտոններ) էներգիական սպեկտրը և այլ ֆիզիկական բնութագրերը ներկայումս գտնվում են բավական ակտիվ հետազոտությունների փուլում [51, 61-67, 79-89, 102-105, 126-135, 180]: Այս տեսանկյունից կապարի աղերի հիման վրա պատրաստված մեզոճակոտկեն SBA-15 սիլիցիումային գլանային ծակոտիներում (կանալներում) ներդրված ԴՔԼ-երը իրենցից ներկայացնում են որոշակի հետաքրքրություն. ա) շնորհիվ ՔԼ/արգելքային միջավայր տիպի համակարգերում դիէլեկտրիկական հաստատունների խիստ հակադրության ($\varepsilon_w \sim 17 \div 50$ և $\varepsilon_b \sim 1.4 \div 2.1$), բ) շնորհիվ արգելքային միջավայրի կանոնավոր ու համասեռ մեզոճակոտկենության [180]:

Կապարի աղեր/մեզոճակոտկեն սիլիցիում ԴՔԼ համակարգերում առավել հետաքրքիր փորձարարական տվյալները կապված են լուսաճառագայթման փորձերի հետ, որտեղ համապատասխան սպեկտրում դիտվում է զգալի կապույտ շեղում: Վերջինը այս համակարգերում բացառապես նշում է քվանտային չափային երևույթների առկայությունը, որը կարող է էականորեն ներգործված լինել էքսիտոնային ազդեցությամբ [180]:

Իր հերթին, ինչպես արդեն նշել ենք, այսպիսի համակարգերում կուլոնյան փոխազդեցությունը կարող է էկրանավորվել ազատ ԼԿ-ի կողմից: Որն էլ, իր հերթին, Ք1Չ համակարգերում համեմատաբար ավելի թույլ է արտահայտված, քան նմանատիպ 3Չ և 2Չ համակարգերում [128, 130, 132]:

Դիցուք, քննարկենք Ք1Չ ԷԳ պարունակող այնպիսի ԴՔԼ, որտեղ գործում է ԼԿ-ի շարժման տարածական սահմանափակման խիստ ռեժիմը ($a_0 \gg R$): Ինչպես ցույց է տրված նախորդ պարագրաֆում, այդ դեպքում ԴՔԼ-ում կուլոնյան փոխազդեցության վերանորմավորումը ուժեղացնում և ձևափոխում է էկրանավորման պոտենցիալը: Որպես հիմնական արդյունք, $R < |z| \sim \tilde{q}_s^{-1}$ միջին հեռավորությունների տիրույթում ԴՔԼ-ում փոխազդեցության պոտենցիալը միջմասնիկային հեռավորությունից դառնում է կախված (3.1.21) արտահայտությամբ տրվող էքսպոնենտային օրենքով՝

$$V_s^{Q1D}(z) = -\frac{e^2}{\varepsilon_w R} \frac{1}{q_L R} e^{-\tilde{q}_s |z|} :$$

Այստեղ կքննարկենք կապարի աղեր/մեզոծակոտկեն սիլիցիում իրական ԴՔԼ-ում Ք12 էկրանավորված էքսիտոնային վիճակները՝ ելնելով ինչպես Բեսսելի հավասարման, այնպես էլ վարիացիոն մեթոդների կիրառությամբ:

Ելնում ենք համապատասխան Շրեդինգերի հավասարումից՝

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu_{//}} \frac{d^2\psi}{dz^2} + V_S^{Q1D}(z)\psi = E\psi, \quad (3.2.1)$$

որտեղ $\mu_{//}$ -ը էքսիտոնի արդյունարար զանգվածն է:

(3.2.1) հավասարումը չի փոխում իր տեսքը $z \rightarrow -z$ փոխատեղման դեպքում: Դա նշանակում է, որ համաձայն 12 կուլոնյան խնդրի ստանդարտ մոտեցման [183]՝ հավասարումը պետք է պարունակի և կենտ, և զույգ վիճակներով լուծումներ: Այստեղ մեզ հետաքրքրում են (3.2.1) հավասարման լուծումները կապված վիճակների համար: Այդ նպատակով ներմուծենք նշանակումներ հետևյալ կերպ՝

$$E = -\frac{\hbar^2 \chi^2}{2\mu_{//}}, \quad y = \xi e^{-\tilde{q}_s |z|}, \quad \xi = \sqrt{\frac{8\mu_{//} E_R}{\tilde{q}_s^2 \hbar^2}}, \quad E_R = \frac{e^2}{\varepsilon_w R \tilde{q}_s R}, \quad \nu = \frac{2\chi}{\tilde{q}_s} (\chi > 0), \quad (3.2.2)$$

որոնց դեպքում (3.2.1) հավասարումը հանգում է Բեսսելի տիպի հավասարման՝

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{d\psi}{dy} + \left(1 - \frac{\nu^2}{y^2}\right)\psi = 0: \quad (3.2.3)$$

Հաշվի առնելով (3.2.1) հավասարման սեփական ֆունկցիաների վերջավորության պայմանը, (3.2.3) հավասարման արմատներից կընտրենք համապատասխան վերջավոր լուծումները [184]՝

$$\psi(z) = C J_\nu(y) = C J_\nu(\xi e^{-\tilde{q}_s |z|}): \quad (3.2.4)$$

Այդ դեպքում կորդինատների սկզբնակետում (3.2.3) հավասարման որոնելի սեփական արժեքները համապատասխանաբար զույգ և կենտ վիճակների համար կորոշվեն հետևյալ պայմաններից [183]՝

$$\left. \frac{d}{dz} J_\nu(\xi e^{-\tilde{q}_s |z|}) \right|_{z=0} = 0, \quad (3.2.5)$$

$$J_\nu(\xi e^{-\tilde{q}_s |z|}) \Big|_{z=0} = 0: \quad (3.2.6)$$

Վերջին երկու՝ (3.2.5) և (3.2.6) հավասարումները արտահայտում են Γ -ԲԼ-ում $\bar{n}_L$ էլեկտրոնների գծային խտության և R շառավղի կորելացված արժեքների դեպքում էկրանավորված Ք1Չ էքսիտոնի էներգիայի սեփական արժեքները, որոնք կտրվեն թվային վերլուծությամբ:

Մինչ այդ, խնդրին առավել համապարփակ վերլուծական նկարագրություն տալու նպատակով, կիրառենք վարիացիոն մեթոդ: Ի տարբերություն նախորդ մեթոդի, վերջինս թույլ է տալիս ստանալ վերլուծական արտահայտություն Γ -ԲԼ-ում էկրանավորված էքսիտոնի կապի էներգիայի և 1Չ ալիքային ֆունկցիայի տարածական ընդգրկման (էքսիտոնի 1Չ երկարություն) համար:

Ըստ վարիացիոն մեթոդի, գործ ունենք համապատասխան ֆունկցիոնալի հետ՝

$$E[\phi] = \int \phi^* [H_{kin} + V_S^{Q1D}] \phi dV :$$

(3.2.7) Այստեղ էքսիտոնի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան ներկայացվում է, ինչպես և երկրորդ գլխում, համապատասխան փոփոխականների անջատմամբ՝ $\phi = \phi(\rho, z) = \varphi(\rho)\psi(z)$, որտեղ $\psi(z)$ -ը Γ -ԲԼ-ի առանցքի երկայնքով ալիքային ֆունկցիան է, իսկ $\varphi(\rho)$ -ն՝ Γ -ԲԼ-ի առանցքին ուղղահայաց հարթության մեջ Շրեդինգերի հավասարման միամասնիկային լուծումն է արդյունաբար զանգվածի մոտավորությամբ: Տվյալ դեպքում ելնելով տարածական խիստ սահմանափակման ռեժիմից, էքսիտոնի հիմնական վիճակի նորմավորված ալիքային ֆունկցիան հարմար է փնտրել մեկպարամետրանի հետևյալ տեսքով՝

$$\psi(z) = \sqrt{\frac{1}{L}} \sqrt{\frac{\lambda}{2}} e^{-\lambda|z|/2}, \quad (3.2.8)$$

որտեղ λ -ն վարիացիոն պարամետրն է, L -ը՝ լարի երկարությունը:

Էքսիտոնի կապի էներգիան այստեղ կստացվի որպես հիմնական ենթագոտու և սպասվող էներգիաների տարբերություն:

Անհրաժեշտ հաշվարկներից հետո, Γ -ԲԼ-ում ինչպես վարիացիոն պարամետրի, այնպես էլ էկրանավորված էքսիտոնի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի համար ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունները՝

$$\lambda = \left(\frac{2}{a_0 R^2} \right)^{1/3} \lambda_{qs, R}, \quad (3.2.9)$$

$$E_b(q_L, R) = -\frac{e^2}{\varepsilon_w R} \frac{1}{\tilde{q}_s R} \left[\left[1 + \tilde{q}_s R \left(\frac{a_{ex}}{R} \right) \right]^{-1} - \frac{\tilde{q}_s R}{8} \frac{a_0}{a_{ex}} \frac{R}{a_{ex}} \right], \quad (3.2.10)$$

որտեղ

$$\lambda_{\tilde{q}_s, R} = \sqrt{1 + \left(\frac{\tilde{q}_s R}{3} \right)^3 \frac{a_0}{2R}} + \sqrt{1 + 2 \left(\frac{\tilde{q}_s R}{3} \right)^3 \frac{a_0}{2R}} + \sqrt{1 + \left(\frac{\tilde{q}_s R}{3} \right)^3 \frac{a_0}{2R}} + \sqrt{1 + 2 \left(\frac{\tilde{q}_s R}{3} \right)^3 \frac{a_0}{2R}} : \quad (3.2.11)$$

Ինչպես երևում է (3.2.8) առընչությունից, փորձնական ավիքային ֆունկցիայում վարիացիոն պարամետրի հակադարձ մեծությունը՝ $a_{ex} = 2/\lambda$ - ն, սահմանում է ՔԼ-ում ԴՍ երևույթի առկայությամբ էկրանավորված էքսիտոնի հիմնական վիճակի տարածական ընդգրկվածության չափը՝

$$a_{ex}(\tilde{q}_s, R) = \left(\frac{a_0 R^2}{2} \right)^{1/3} \frac{2}{\lambda_{\tilde{q}_s, R}} : \quad (3.2.12)$$

Նշենք, որ վերջինը տեղի ունի եթե բավարարված է հետևյալ անհավասարումների համակարգը՝

$$\tilde{q}_s R a_{ex} < R < a_0 : \quad (3.2.13)$$

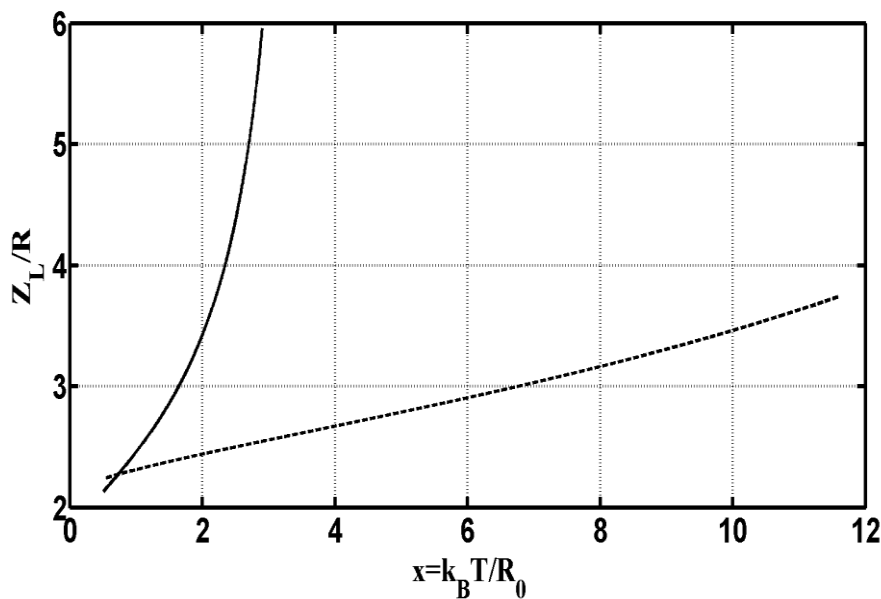
Այժմ կատարենք առաջարկված իրական PbSe/Si հենքով ԴՔԼ համակարգում էկրանավորված էքսիտոնի հիմնական վիճակը նկարագրող մեծությունների թվային վերլուծություն: Վերջինը վերաբերում է. ա) ԴՍ երևույթով ներգործված ՔԼ էկրանավորման $z_s = \tilde{q}_s^{-1}$ երկարությանը՝ ըստ (3.1.20) բանաձևի, բ) ԴՍ երևույթով ուժեղացված ՔԼ էկրանավորված փոխազդեցության $V_s^{Q1D}(z)$ պոտենցիալին՝ ըստ (3.1.21) բանաձևի, գ) էկրանավորված էքսիտոնի հիմնական վիճակի $E_b(q_L, R)$ կապի էներգիայի արտահայտությանը՝ ըստ (3.2.10) բանաձևի:

Այստեղ հենքային նյութական պարամետրերի համար փոխառնված են հետևյալ թվային արժեքները [102, 104]՝ $m_w \approx 0.0355 m_0$, որտեղ m_0 -ն ազատ էլեկտրոնի զանգվածն է, $\varepsilon_w \approx 23$, $a_0 \approx 34.45$ նմ, $R = 3$ նմ, Ռիդբերգի էներգիան ծավալային նմուշում՝ $R_0 \approx 0.91$ մԷՎ, $\varepsilon_{b1} = 2$ ($\varepsilon_{r1} = 11.5$) և $\varepsilon_{b2} = 1$ ($\varepsilon_{r1} = 23$): Միևնույն ժամանակ, (3.1.20) առընչությունում էկրանավորման q_s պարամետրը հաշվարկված է համաձայն աշխատանք [128]-ի (3.10) բանաձևի՝

$$q_s^{-2} = R^2 \left[\frac{\pi^2}{32r_s} + \frac{K_1}{16} \sqrt{\pi x} + \frac{r_s x}{4} + \frac{K_2}{K_3} \frac{x}{4} \left[\frac{1}{r_s} + \frac{4}{K_3} \sqrt{\frac{x}{\pi}} \right]^{-1} \right], \quad (3.2.14)$$

որտեղ $K_1 \approx 14.91$, $K_2 \approx -15.61$, $K_3 \approx -0.38$, $x = k_B T / R_0$, $k_B T$ -ն ջերմային էներգիան է և $R_0 = \hbar^2 / 2m_w a_0^2$ -ն արդյունարար Ռիդբերգի էներգիան է կիսահաղորդչային ծավալային նմուշում, $r_s = (2a_0 n_L)^{-1}$ -ն Ք12 ԼԿ-ի միջմասնիկային հեռավորությունն է՝ արտահայտած Բորի շառավղի երկարությամբ միավորով:

Այստեղ իրականացվել է $z_s = \tilde{q}_s^{-1}$ -ի թվային վերլուծություն 1Ք2 ԷԳ-ի T ջերմաստիճանի և n_L միջին գծային խտության համատեղ կորելացված մեծություններից կախված՝ n_L միջին գծային խտության $n_{L1} = 1.1 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$ ($r_{s1} \approx 0.1$) և $n_{L2} = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$ ($r_{s2} \approx 0.05$) արժեքների դեպքում: Նկ. 9-ում ներկայացված են



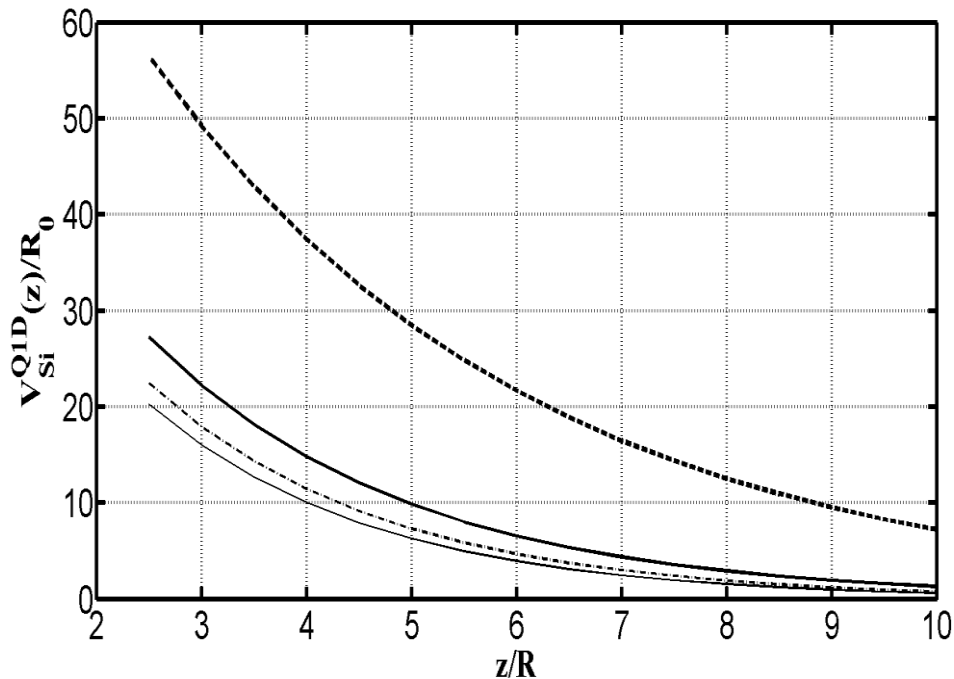
Նկ.9. Էկրանավորման $z_s = \tilde{q}_s^{-1}$ երկարությունը (ԴՔՓ-ի $R=3$ նմ շառավղի մեծությամբ նորմավորված) որպես $k_B T$ ջերմային էներգիայից ֆունկցիա (Ռիդբերգի արդյունարար $R_0 = 0.9$ մԷՎ էներգիայով նորմավորված) էլեկտրոնային պլազմայի խտության պարամետրի համապատասխանաբար $r_s = 0.0988$ (հոծ գիծ) և $r_s = 0.0494$ (կետագիծ) արժեքների դեպքում:

Ք12 էկրանավորման $z_s = \tilde{q}_s^{-1}$ երկարության (ԴՔԼ-ի շառավղի երկարությամբ նորմավորված)՝ $k_B T$ ջերմային էներգիայից (Ռիդբերգի արդյունարար էներգիայով նորմավորված) կախվածության գրաֆիկական կորերը r_s պարամետրի ամրագրված արժեքների դեպքում: Ինչպես երևում է նկարից, պլազմայի $n_{L1} = 1.1 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$ ($r_{s1} \approx 0.1$) չափավոր բարձր գծային խտությունների համար, համեմատաբար նեղ ջերմային էներգիաների թույլատրելի տիրույթում, Ք12 էկրանավորման երկարությունը մեծանում է ավելի քան երկու անգամ, մինչդեռ $n_{L2} = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$ ($r_{s2} \approx 0.05$) մեծ գծային խտությունների համար նշված աճը մոտ 1.5 անգամ է, և այն էլ՝ երբ այդ դեպքում ջերմաստիճանային տիրույթը 4 անգամ ավելի լայն է: Սա ցույց է տալիս, որ 1Ք2 ԷԳ-ի գծային խտության նվազման հետ ջերմաստիճանը դառնում է գերակա գործոն $z_s = \tilde{q}_s^{-1}$ -ի փոփոխության համար: Ստացվում է, որ ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում Ք12 էկրանավորման երկայնքը հաշվեկշռում է ԴՍ երկայնքին: Մասնավորապես, $T=4$ Կ-ում, չնայած գծային խտության երկու անգամ աճին և ε_r հարաբերության միաժամանակյա կրկնակի նվազմանը, տեղի ունի Ք12 էկրանավորման գծային երկարության ընդունած արժեքների որոշակի հագեցում պայմանավորված ԴՍ և Ք12 էկրանավորման երկայնքները բնութագրող արդյունարար պարամետրերի միջև համատեղումով: Չափավոր բարձր (միջին) ջերմաստիճանների տիրույթում $T=77$ Կ-ում ԴՍ երկայնքը խաղում է առանցքային դեր արդյունարար էկրանավորման երկարության ձևավորման մեջ:

Այժմ ներկայացնենք Ք12 էկրանավորված փոխազդեցության էներգիայի քանակական հաշվարկը դիտարկվող ԴՔԼ-ի համար: Նկ. 10-ում ներկայացված է (3.1.18) արտահայտությամբ որոշված էքսպոնենտային տեսքի էկրանավորված փոխազդեցության պոտենցիալը որպես z միջմասնիկային հեռավորությունից ֆունկցիա (ՔԼ-ի R շառավղով նորմավորված) գծային խտության և ջերմաստիճանի հաստատուն կորելացված արժեքների դեպքում:

Ամենավերին (հաստ կետագծերով) և ամենաստորին (բարակ հոծ գծով) իրարից խիստ տարանջատված գրաֆիկական գծերը համապատասխանում են գծային խտության չափավոր մեծ արժեքին ($n_{L1} = 1.1 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$) համապատասխանաբար $T = 17$ Կ

և $T = 4\text{Կ}$ ջերմաստիճաններում՝ դիէլեկտրիկական հաստատունների հարաբերության $\varepsilon_{r1} = 23$ արժեքի դեպքում:

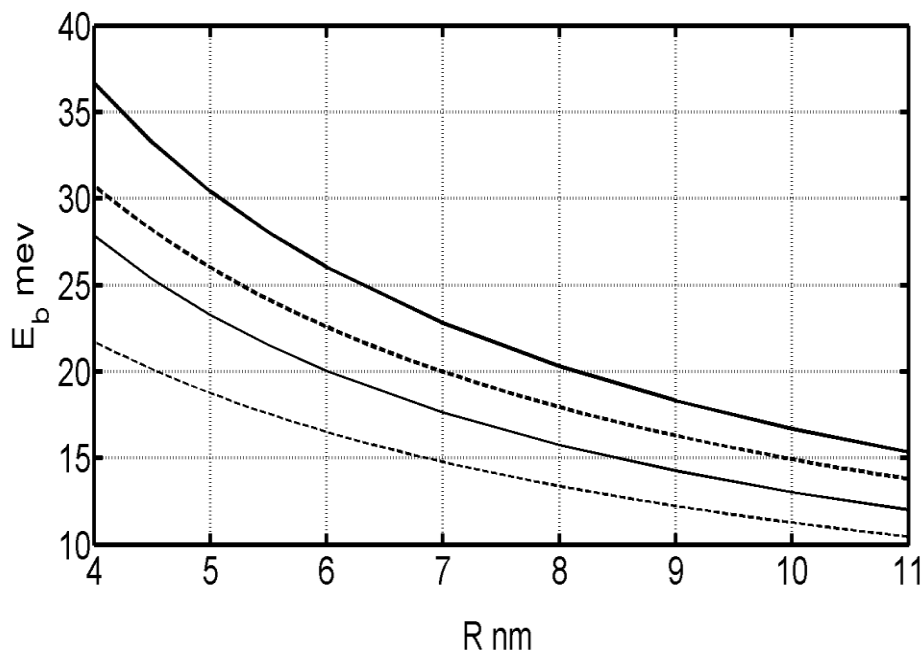


Նկ.10. Էկրանավորված էքսպոնենտային տեսքի պոտենցիալ էներգիան (Ռիդբերգի $R_0 = 0.9\text{eV}$ էներգիայով նորմավորված) որպես ֆունկցիա միջլիցքային երկայնական z հեռավորությունից (ՔԼ-ի $R=3$ նմ շառավղով նորմավորված) արդյունաբար էլեկտրոնային պլազմայի r_s խտության պարամետրի և ջերմաստիճանի տարբեր T արժեքների համար: Բարակ հոծ ու հաստ կետագծային կորերը ներկայացնում են էկրանավորված պոտենցիալ էներգիան $r_{S1} = 0.0988$ ($n_{L1} = 1.1 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$), $\varepsilon_{r1} = 23$, $T = 4\text{Կ}$ և $T = 17\text{Կ}$ պարամետրերի դեպքում, մինչդեռ բարակ կետագծային և հաստ հոծ կորերը ներկայացնում են պոտենցիալ էներգիան համապատասխանաբար $r_{S2} = 0.0494$ ($n_{2l} = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$), $\varepsilon_{r2} = 11.5$, $T = 4\text{Կ}$ և $T = 17\text{Կ}$ պարամետրերի դեպքում:

Մինչդեռ իրար մոտ տեղակայված միջին երկու գրաֆիկական կորերը (բարակ կետագծերով և հաստ հոծ) համապատասխանում են գծային խտության մեծ արժեքին ($n_{L2} = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$) $\varepsilon_{r2} = 11.5$ դեպքում, համապատասխանաբար $T = 4\text{Կ}$ և $T = 17\text{Կ}$ ջերմաստիճաններում: Ինչպես ստացված է, չափավոր մեծ գծային խտությանը ($n_{L1} = 1.1 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$) և միաժամանակ $T = 17\text{Կ}$ ջերմաստիճանին համապատասխանող գրաֆիկական կորը z -ի նվազմանը զուգահեռ առավել կտրուկ է աճում, քան կրկնակի

անգամ ավելի մեծ խտությանը ($n_{L2} = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$) համապատասխանողը: Իր հերթին, էկրանավորված պոտենցիալ էներգիայի կորերը $T = 4\text{Կ}$ ջերմաստիճանում ակնհայտորեն ավելի թույլ և մեղմ վարք են ցուցաբերում՝ շնորհիվ $(q_s R)^2$ մեծության համեմատաբար մեծ արժեքների:

Նկ. 11-ում բերված են (3.2.5) և (3.2.10) արտահայտություններին վերաբերող



Նկ.11. Էկրանավորված էքսիտոնի կապի էներգիան որպես ֆունկցիա Φ_L -ի R շառավղից գծային խտության $n_L = 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^{-1}$, $\epsilon_r = 11.5$ և ջերմաստիճանի $T=26\text{Կ}$ ամրագրված արժեքների դեպքում:

Ք12 Էկրանավորված էքսիտոնի կապի $E_b(q_L, R)$ էներգիայի համար հաշվարկված գրաֆիկական արդյունքները որպես չափավոր բարակ (տես բանաձև (3.1.17)) Φ_L -ի R շառավղից ֆունկցիա: Ստացված թվային արդյունքները համեմատված են համապատասխան չէկրանավորված ($q_s \rightarrow 0$) դեպքի գրաֆիկների հետ: Այստեղ հաստ հոծ և հաստ հոծ-կետագծային նշագծումներով կորերը համապատասխանում են չէկրանավորված պոտենցիալի արտահայտությանը՝ համապատասխանաբար Բեսսելի հավասարման (տես (3.2.5)) և վարիացիոն մեթոդների (տես (3.2.10)) դեպքերում: Մինչդեռ բարակ հոծ և բարակ հոծ-կետագծային կորերը համապատասխանում են էկրանավորված պոտենցիալի արտահայտությանը (տես (3.1.21)): Ինչպես հետևում է

նկ.11-ի գրաֆիկից, Ք12 էկրանավորված էքսիտոնի E_b կապի էներգիան ԴՍ երևույթով պայմանավորված էականորեն մեծացած է ($\sim 20 \div 25$ մէվ) հոծ նմուշներում համանման արժեքի համեմատ: Դա նշանակում է, որ քննարկվող ԴՔԼ-ում ՔՍ և ԴՍ համատեղ հանդես եկող երևույթները հաշվեկշռվում են Ք12 էկրանավորման երևույթի հետ այնպես, որ անգամ չափավոր հաստ ԴՔԼ-ում $R=10$ նմ կարգի արժեքների համար էքսիտոնային զույգի կապված վիճակը կայուն է: Իր հերթին, ստացվում է, որ չափավոր բարակ ՔԼ-ում ԴՍ երևույթի առկայությամբ Ք12 էկրանավորված էքսիտոնի կապի էներգիան կարող է գերազանցել ծավալային նմուշում Ռիդբերգի $R_0 \approx 0.91$ մէվ արդյունարար էներգիան ավելի քան մեկ կարգով: Մյուս կողմից, աղյուսակ 2-ում ներկայացված են Ք12 էկրանավորված

Աղյուսակ 2. Կապի E_b էներգիայի թվային արդյունքները՝ ՔԼ-ի շառավղի $R_{(2)}=10$ և 5 նմ արժեքների համար գծային խտության $n_L \approx 1.5 \cdot 10^{-6}$ սմ⁻¹ և ջերմաստիճանի $T \approx 26$ K ամրագրված արժեքների դեպքում:

Մեթոդ	Վարիացիոն մեթոդ				Բեսսելի հավասարում			
$R_{(2)}=10(5)$ նմ	E_{b1}	E_{b2}	E_{b2}/E_{b1}	$E_{b2}-E_{b1}$	E_{b1}	E_{b2}	E_{b2}/E_{b1}	$E_{b2}-E_{b1}$
Չէկր.	14.9	26.0	1.74	11.1	16.7	33.4	2	16.7
Էկր.	11.3	18.8	1.7	7.5	13	23.3	1.8	10.3

էքսիտոնի կապի էներգիայի թվային հաշվարկի վերլուծական արդյունքները, երբ ԴՔԼ-ի շառավղիը նվազում է $R_1 \approx 10$ նմ-ից $R_2 \approx 5$ նմ: Ինչպես երևում է թե աղյուսակից և թե, իր հերթին, գրաֆիկից, էկրանավորման երևույթը էականորեն նվազեցնում է դիէլեկտրականորեն ուժեղացված Ք12 էկրանավորված էքսիտոնի E_b կապի էներգիան, և վերջինս, ըստ (3.2.13) արտահայտության, առավել արդյունարար է ԴՔԼ-ի թույլատրելի շառավղային տիրույթի փոքր արժեքների դեպքում: Նկատենք, որ Բեսսելի հավասարման կիրառությամբ ստացված կապի էներգիայի արժեքները գերազանցում են վարիացիոն մեթոդով ստացված արժեքներին, սակայն E_b -ի փոփոխման արագությունը R -ից կախված՝ երկու դեպքում էլ գրեթե նույնն է:

Գ Լ ՈՒ Խ IV

ԿՈԼԵԿՏԻՎ ՊԼԱՋՄՈՆ-ՖՈՆՈՆԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ
ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՄԱՄԲ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍԵՐՈՒՄ
[177, 178]

§ 4.1 Պլազմոն-ֆոնոնային տատանումների էներգիական սպեկտրը դիէլեկտրականապես ուժեղացված կուլոնյան փոխազդեցությամբ քվանտային փոսերում:

Օպտոէլեկտրոնիկայում օգտագործվող կիսահաղորդչային նյութերի մեծ մասը հանդիսանում են բևեռային կիսահաղորդիչներ՝ ֆրոյլիխյան $\alpha \sim 0.01 \div 0.1$ մեծությամբ կապակցման հաստատունով: Թույլ կապի այսպիսի սահմանային պայմաններում, ինչպես նաև ՔՓ-ում պլազմային և բևեռային-օպտիկական տատանումների քվանտների իմպուլսի և էներգիայի համապատասխան կապակցման դեպքում, տեղի է ունենում այդ տատանումների հիբրիդավորում՝ պլազմոն-LO-ֆոնոնային կապված ճյուղերի իհայտ գալով: Վերջինիս առումով հարկ է նշել [33, 181] աշխատանքները, որոնցում հենց հայտնաբերված է էլեկտրոնների՝ LO-ֆոնոնների հետ այդպիսի կապակցում: Մասնավորապես, ըստ աշխատանք [181]-ի, նշված երևույթը նկատվել է $Pb_{1-x}Eu_xTe$ էպիտաքսիային շերտերի մագնիսա-անդրադարձման փորձերում, ինչպես նաև $PbTe/Pb_{1-x}Eu_xTe$ հենքով գերցանցերում:

Ներկա գլխում պլազմոն-LO-ֆոնոնային դիսպերսային սպեկտրի տեսական հետազոտությունը ԴՔՓ-ում կատարված է ՊՓՄ մեթոդի շրջանակներում: Տվյալ պարագրաֆում կանգ կառնենք խնդրի որակական կողմի վրա, մինչդեռ հաջորդում՝ հանգամանալից կքննարկենք նաև քանակական կողմը:

Ինչպես ընդունված է (տես [44]-ը և նրանում առկա համապատասխան հղումները), նման խնդիրներում կիրառվում է թույլ բևեռային կիսահաղորդչային ակտիվ միջավայրում տեղայնացված Ք2Չ ԷԳ-ի (Ք2Չ պոլարոնային գազ) արձագանքի $\mathcal{E}_{total}$ լրիվ դիէլեկտրիկական ֆունկցիան:

ՊՓՄ մեթոդի շրջանակներում ընդունվում է, որ կուլոնյան փոխազդեցության հաշվառմամբ դինամիկական պրոցեսներում դիտարկվում է միայն նույնական $2Q$ k ալիքային վեկտորով միաբաղադրիչ գրգռումների ներդրումը՝ այն դեպքում երբ տարբեր k - երով այլ գրգռումները միմյանց չեզոքացնում են: Սովորաբար ՊՓՄ-ի օգտագործումը արդարացված է, երբ երկարալիքային էլեկտրոն-էլեկտրոն փոխազդեցությունը ԷԳ-ում շոշափելի է այնքան, որ քվանտային կոհերենտության

երևույթը այլևս չի գերակշռում: Բայց, մյուս կողմից, այն համարվում է այնքան թույլ, որ փոխազդող էլեկտրոնների համակարգի արձագանքը արդյունարար ինքնահամաձայնեցված դաշտին կարելի է ներկայացնել գծայնորեն՝ ինքնահամաձայնեցված դաշտի մոտավորության մեթոդի շրջանակներում [146, 148]: Նաև ընդունվում է, որ Φ_{2Q} էԳ-ն կապակցվում է $3Q$ ոչ դիսպերսային LO-ֆոնոնների հետ $T = 0^\circ$ Կ ջերմաստիճանում:

Սովորաբար, քվանտային չափային ենթագոտիներում գտնվող էլեկտրոնները փոխազդում են էլեկտրոն-էլեկտրոնային՝ կուլոնյան, ինչպես նաև վիրտուալ էլեկտրոն-ֆոնոնային՝ ֆրոլիխյան տիպերի փոխազդեցություններով: ՊՓՄ մեթոդի շրջանակներում այդ փոխազդեցություններով պայմանավորված բևեռացումների ներդրումները Φ_{2Q} էԳ-ի ε_{total} դիէլեկտրիկական ֆունկցիայում ադիտիվ են: Ուստի ε_{total} -ը հարկ է ձևավորել էլեկտրոնային՝ ε_{pl} և $3Q$ LO-ֆոնոնային՝ ε_{ph} բաղադրիչներով: Այսպիսով, լրիվ դիէլեկտրիկական ֆունկցիան տվյալ դեպքում ներկայացվում է ամբողջական տեսքով [44, 164, 169, 172, 177]՝

$$\varepsilon_{total} = \varepsilon_{pl} + \varepsilon_{ph} = \frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2}{\omega^2 - \omega_{TO}^2} - V_{2D}^\infty \cdot \text{Re } P \cdot Ff, \quad (4.1.1)$$

որտեղ ω - ն դիսպերսային հաճախությունն է: (4.1.1)-ում ՊՓՄ մեթոդի շրջանակներում P -ն չփոխազդող Φ_{2Q} էԳ-ի լրիվ բևեռացումն է, որը որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ [44, 164, 165]

$$\text{Re } P = \frac{r_s \sqrt{2} k_F^2}{k^2 V_{2D}^\infty} \left[-\frac{k}{k_F} - P(\mu) \right]: \quad (4.1.2)$$

Այստեղ $\mu_\pm = \frac{\omega}{k} \pm \frac{k}{2k_F}$, $H(x)$ - միավոր աստիճանային ֆունկցիան է, $r_s = \frac{\sqrt{2}}{k_F a_0}$ -ն

Φ_{2Q} էԳ-ում էլեկտրոնների միջին հեռավորությունն է՝ արտահայտված a_0 -ի երկարության միավորով, $P(\mu) = H(\mu_+^2 - 1)(\mu_+^2 - 1)^{1/2} - H(\mu_-^2 - 1)(\mu_-^2 - 1)^{1/2}$:

Լրիվ դիէլեկտրիկական ֆունկցիայի (4.1.1) առընչությունում, Φ_{2Q} պոտենցիալի զուտ $2Q$ $V_{2D}^\infty = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon_w^\infty k}$ բնութագրական բաղադրիչը անջատված է կուլոնյան Ff ֆորմ-

ֆակտորից, որը հաշվի է առնում ԴՔՓ-ում Ք2Չ ԷԳ-ի շեղումը մաքուր 2Չ-ից (ε_w^∞ -ը ՔՓ-ում ակտիվ կիսահաղորդչային շերտի բարձրհաճախային դիէլեկտրիկական հաստատունն է): Դրանով իսկ, դիտարկվում է իրական ֆիզիկական վիճակ, որ ԴՔՓ-ում տարածական քվանտացման ուղղությամբ (z առանցքի երկայնքով) էլեկտրոնների բաշխման վերջավոր լինելը ձևափոխում է 2Չ չէկրանավորված V_{2D}^∞ պոտենցիալը վերանորմավորված Ք2Չ տեսքի, այն է՝ $V_{Q2D}^\infty = V_{2D}^\infty \cdot Fr$: Նշենք, որ ԴՔՓ-ում վերջավոր արգելքային սահմանափակման դեպքում կուլոնյան Ff ֆորմֆակտորի արտահայտության բացահայտ տեսքը ինքնահամաձայնեցված դաշտի մոդելով ստացված է [162, 163] աշխատանքներում:

Իր հերթին, ուժեղ տարածական սահմանափակման առկայությամբ կամ երկար ալիքների դեպքում ($kd \ll 1, k \ll k_F$), ինչպես նաև ԴՍ երևույթի կիրառմամբ ($\varepsilon_r \gg 1$)), Ff -ը, ինչպես ցույց է տրված [163] աշխատանքում, ունի հետևյալ սահմանային տեսքը՝ $Ff = \varepsilon_r \gg 1$: Այն խիստ տարբերվում է համանման $Ff \leq 1$ [166] արտահայտությունից, եթե հաշվի առնենք միայն ՔՍ երևույթը՝ ՔՓ-ի վերջավոր արգելքային սահմանափակման մոդելով նկարագրված լինելու դեպքում: Դա նշանակում է, որ միայն ՔՍ երևույթի առկայությամբ ԼԿ-ների շարժման Ք2Չ բնույթը թուլացնում է և էլեկտրոն-էլեկտրոնային, և էլեկտրոն-ֆոնոնային փոխազդեցությունները: Մինչդեռ, ԴՍ և ՔՍ երևույթների համատեղ հաշվառումը կարող է զգալիորեն մեծացնել այդ փոխազդեցությունների ինտենսիվությունը: Ինչն էլ, համաձայն (4.1.1) բանաձևի, կարող է լրջորեն անդրադառնալ Ք2Չ ԷԳ-ի պլազմոն-ֆոնոնային կոլեկտիվ տատանումների սպեկտրի վրա:

Ըստ ՊՓՄ մեթոդի, կոլեկտիվ տատանումների $\omega(k)$ մոդերը որոշվում են լրիվ կոմպլեքս դիէլեկտրիկական թափանցելիության ֆունկցիայի իրական մասի զրոյացման պայմանից՝

$$\operatorname{Re} \varepsilon_{total} = 0, \quad (4.1.4)$$

որը իրականանում է $\operatorname{Im} \varepsilon_{total} = 0$ պայմանի հետ համատեղ: Այսինքն, կոլեկտիվ գրգռումները գեներացվում են տատանումների սպեկտրի չմարող տիրույթում:

Երկար ալիքային սահմանային տիրույթում, որը փորձնական հետազոտություններում հանդիսանում է առավել հասանելի սպեկտրային տիրույթը, չփոխազդող PZQ էԳ-ի բևեռացումը նկարագրվում է պարզ՝ $P = \frac{n_s k^2}{m_e^* \omega^2}$ վերլուծական տեսքով [163]: Այդ դեպքում, դիէլեկտրականապես ուժեղացված չմարող պլազմոնանման ($\omega_-(q)$) և LO-ֆոնոնանման ($\omega_+(q)$) փոխկապակցված կոլեկտիվ տատանումների համապատասխան դիսպերսիոն հավասարումները ստացվում են (4.1.3) հավասարումից:

Իր հերթին, երկարալիքային տատանումների, ինչպես նաև VCU սահմաններին ԴԲՓ և արգելքային միջավայրերի դիէլեկտրիկական հաստատունների մեծությունների խիստ հակադրության պայմանների հաշվառման տեսանկյունից, գոյություն ունեն [162], համապատասխանաբար, երկու թույլատրելի տիրույթներ $2Q$ k ալիքային վեկտորի համար այնպիսին, որ՝

$$\begin{aligned} \text{ա) } \quad kd < \varepsilon_r^{-1} \ll 1, \\ \text{բ) } \quad \varepsilon_r^{-1} < kd \ll 1: \end{aligned} \quad (4.1.5)$$

Մեզ հետաքրքրող (4.1.5)ա) դեպքում, (4.1.1)-(4.1.3) արտահայտությունների հաշվառմամբ, (4.1.4) դիսպերսային առնչությունը չմարող պլազմոնանման ($\omega_-(k)$) և LO-ֆոնոնանման ($\omega_+(k)$) փոխկապակցված կոլեկտիվ տատանումների համար հանգում է հետևյալ տեսքերի, այն է՝

$$\omega_-^{(a)} = \left(\frac{\omega_{TO}}{\omega_{LO}} \right) \omega_{pl}^{DC} (kd)^{1/2} \quad (4.1.6)$$

և

$$\omega_+^{(a)} = \omega_{LO} + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{2\omega_L^3} (\omega_{pl}^{DC})^2 kd, \quad (4.1.7)$$

որտեղ $\omega_{pl}^{DC} = \left(\frac{2\pi n_s e^2}{\varepsilon_b m_e^* d} \right)^{1/2} :$

Այստեղ (4.1.6) դիսպերսային հավասարումից երևում է, որ, համաձայն (4.1.5) ա) անհավասարումների համակարգի, ԴԲՓ -ում կապակցված պլազմոնանման չմարող տատանողական մոդը միայն բավականաչափ փոքր $2Q$ k երկարալիքային

վեկտորների դեպքում է, որ կրկնում է 2Q պլազմոններին հատուկ բնութագրական արմատային կախվածությունը:

Մյուս կողմից, շնորհիվ (4.1.6) և (4.1.8) բանաձևերում ω_{TO}/ω_{LO} հարաբերության առկայության, այստեղ կապակցված պլազմոնանման $\omega_-^{(a)}$ դիսպերսիոն ճյուղը կշեղվի դեպի ներքև համանման չկապակցված 2Q պլազմոնային ճյուղերի համեմատ, ինչպես ԴՄ երևույթի հաշվառմամբ, այնպես էլ առանց նրա հաշվառման: Ընդ որում տվյալ շեղումը ամբողջովին կախված է ՔՓ-ի ակտիվ շերտի կիսահաղորդչային նյութի տեսակից:

Միևնույն ժամանակ, (4.1.6)-ից երևում է, որ $\omega_-^{(a)}$ պլազմոնանման տատանման հաճախությունը կախված է միայն արգելքային միջավայրի ε_b դիէլեկտրիկական հաստատունից, որի արժեքը այստեղ, ինչպես և չկապակցված պլազմոնային տատանումների դեպքում [157], ընտրված է փոքր: Սա հանգեցնում է նրան, որ $\omega_-^{(a)}$ դիսպերսիոն կորը արագ կառանձնանա համապատասխան միամասնիկային (չկապակցված) գրգռումների կորից արդեն շատ փոքր 2Q k ալիքային վեկտորների տիրույթում և արագորեն կաճի: Վերջինս կարող է ապահովել ավելի լայն ալիքային վեկտորների թույլատրելի տիրույթ, քան այնպիսի դիսպերսիոն օրենքի դեպքում, որի համար ԴՄ երևույթը հաշվի չի առնվում: Այսպիսով, դիտարկվող դեպքում ծագում է որոշակի կորելացիա ֆոնոնային մեխանիզմի և ԴՄ երևույթի միջև, երբ միաժամանակ շնորհիվ այս երկու երևույթների տեղի ունեն համապատասխանաբար կապակցված տատանումների և ճնշում, և ուժեղացում Ք2Q պլազմոն-ֆոնոնային սպեկտրում:

Իր հերթին, ԴՄ երևույթի պայմաններում Ք2Q պլազմոնային և 3Q LO-ֆոնոնային տատանումների փոխկապակցումը կարող է տեղի ունենալ նաև L₄-ի չափավոր փոքր կոնցենտրացիաների դեպքում [169, 172]: Այդ փոխկապակցումը ԴՄ երևույթի անտեսման դեպքում դրսևորվում է միայն 2Q կոնցենտրացիաների n_s մեծ արժեքների և $\omega_{pl} = \omega_{LO}$ ռեզոնանսին համապատասխանող 2Q ալիքային վեկտորների դեպքում [164-166]:

§ 4.2 Պլազմոն-ֆոնոնային տատանումների դիսպերսային հատկությունները

EuS / PbS / EuS դիէլեկտրական քվանտային փոսերում:

Տվյալ պարագրաֆում ներկայացված է իրական EuS / PbS / EuS ԴՔՓ-ում PbS պլազմոնների՝ $3Q$ LO-ֆոնոնների հետ կապակցված կոլեկտիվ տատանումների դիսպերսային հատկությունների հանգամանալից վերլուծություն, որի ֆիզիկական հիմքերը դրվել են [169, 172] աշխատանքներում, իսկ հետագայում նաև ամփոփիչ անդրադարձ է կատարվել [44]-ում :

Բարձրտեխնոլոգիական էպիտաքսիալ աճի մեթոդները ներկայումս թույլ տալիս են ստեղծել հետերոսոստիվների վրա համարյա առանց լարվածության որակյալ EuS/PbS/EuS հենքով ՔՓ-ի և գերցանցերի համակարգեր [60]: Նրանք, ըստ c - և v -գոտիների դասավորության, ձևավորում են առաջին սեռի ՔՓ-եր՝ համաձայն նկ. 6-ի, որտեղից երևում է նաև, որ z առանցքը զուգահեռ է ՔՓ-ի աճեցման [111] ուղղությանը և ուղղահայաց է նրա մակերևույթին:

ԿՀԱ-ի սահմանների վրա դիէլեկտրիկական հաստատունների մեծությունների խիստ հակադրությունից հետևող ֆիզիկական առանձնահատկություններից բացի, այստեղ մեզ հետաքրքրում է նաև PbS-ի ծավալային նմուշին յուրահատուկ $3Q$ LO-ֆոնոնների դիսպերսիոն սպեկտրից բխող հետևանքները: Այսպես, LO և TO ֆոնոնային տատանումների էներգիաների $\hbar\omega_{LO} - \hbar\omega_{TO}$ տարբերությունը ծավալային PbS նմուշներում ավելի քան երկու անգամ երկարալիքային սահմաններում գերազանցում է $\hbar\omega_{TO}$ -ի արժեքը ($\hbar\omega_{LO} \approx 27.6$ մԷՎ, $\hbar\omega_{TO} \approx 8.5$ մԷՎ): Սա որակապես տարբերվում է GaAs-ի ծավալային նմուշների դեպքից, որտեղ տեղի ունի հակադիր պայմանը՝ $\hbar\omega_{LO} - \hbar\omega_{TO} \ll \hbar\omega_{TO}$ ($\hbar\omega_{LO} \approx 36.7$ մԷՎ, $\hbar\omega_{TO} \approx 33.8$ մԷՎ): Դրանով իսկ, կիսահաղորդչային EuS / PbS / EuS ԴՔՓ-ում կոլեկտիվ պլազմոն-ֆոնոնային գրգռումները կարող են ենթարկվել ոչ միայն ԴՍ երևույթի ներգործությանը (ինչը բացակայում է օրինակ՝ AlGaAs / GaAs / AlGaAs ՔՓ-ի դեպքում), այլև նրանց վրա կարող են անդրադառնալ ծավալային PbS նմուշում $3Q$ LO-ֆոնոնների դիսպերսային սպեկտրի կառուցվածքային առանձնահատկությունները:

Միևնույն ժամանակ, ինչպես որ նաև ուրիշ այլ թույլ բևեռային կիսահաղորդչային նյութերի դեպքում, կապարի աղերի էներգետիկ գոտիական սպեկտրի ոչ

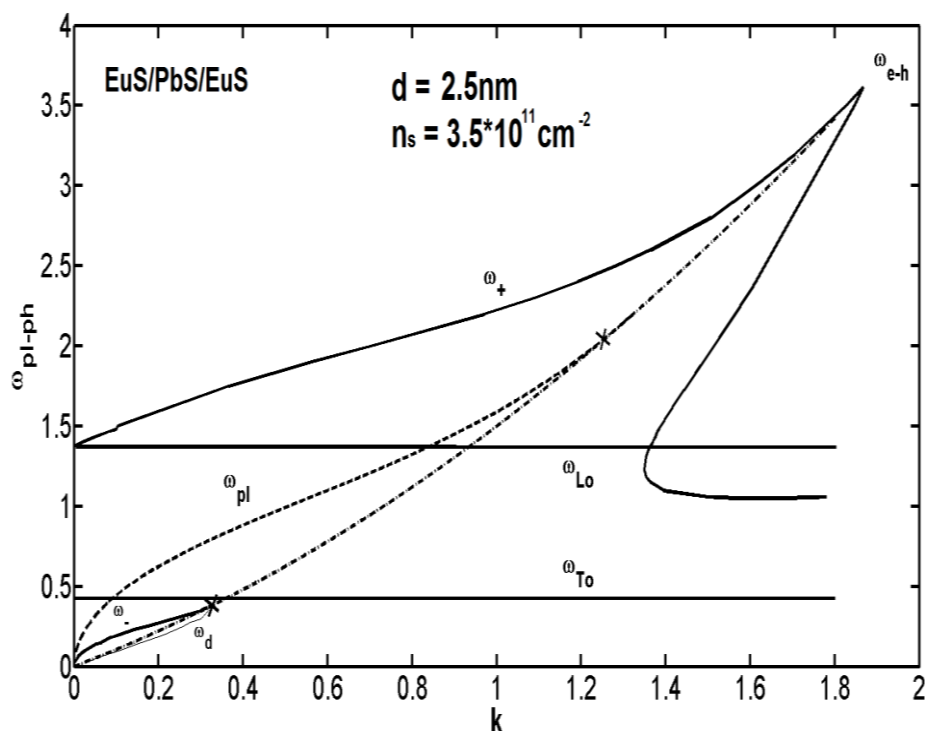
պարաբոլայնությունը, իր հերթին, նույնպես կարող է բերել պլազմոն-LO-ֆոնոնային սպեկտրի համապատասխան ուղղումների: Վերջինիս համար ընդունելի հաշվարկի չափանիշ հանդիսանում է $\hbar\omega_{LO}/E_g$ հարաբերությունը, որը PbS-ի դեպքում մոտավորապես հավասար է 0.09 (համապատասխանաբար InSb-ի և GaAs-ի դեպքերում այն 0.02 և 0.06 է):

EuS/PbS/EuS ԴՔՓ-ում Ք2Չ կապակցված պլազմոն-ֆոնոնային տատանումների դիսպերսային սպեկտրի նախորդ պարագրաֆում թվարկված առանձնահատկությունները առավել տեսանելի են այստեղ ներկայացված թվային վերլուծությունում: Կատարված հաշվարկները վերաբերում են կամայական 2Չ k ալիքային վեկտորին՝ ելնելով (4.1.1), (4.1.2), և (4.1.3) առնչություններից՝ ԴՔՓ-ի հաստության երկու տարբեր՝ $d=2.5$ նմ և 10 նմ արժեքների և 2Չ ազատ ԼԿ-ի չափավոր փոքր խտության ($3.5 \cdot 10^{11}$ սմ⁻²) դեպքում: Ընդ որում, $n_s=3.5 \cdot 10^{11}$ սմ⁻² արժեքի դեպքում, Ֆերմիի ալիքային վեկտորը՝ $k_F=1.5 \cdot 10^6$ սմ⁻¹ է, իսկ հաճախությունը՝ $2E_F/\hbar=3.2 \cdot 10^{13}$ Հց: Տվյալ ընտրությունը պայմանավորված է դրանով, որ դիէլեկտրիկական ուժեղացման երևույթի ներգործությամբ այստեղ տեղի ունի կապակցված տատանումների հաճախության նկատելի աճ՝ համապատասխան դիսպերսիոն կորերի բարձրացմամբ: Մինչդեռ, ինչպես ցույց է տրված [164] աշխատանքում, AlGaAs / GaAs / AlGaAs ՔՓ-ում $n_s \sim 10^{11}$ սմ⁻² 2Չ կոնցենտրացիաների դեպքում կապակցված պլազմոնանման տատանման կորը արագորեն միաձուլվում է միամասնիկային գրգռումների ω_{e-h} եզրային կորի հետ արդեն իսկ փոքր k-երի տիրույթում՝ ցուցադրելով բավականին թույլ պլազմոն-ֆոնոնային կապակցում: Վերջինս այսպիսի հետերոկառուցվածքներում դառնում է շոշափելի միայն բարձր կոնցենտրացիաների դեպքում՝ $n_s \geq 10^{12}$ սմ⁻²:

Հաշվարկներում ընտրված են նյութական և կառուցվածքային հետևյալ պարամետրերը՝ $\varepsilon_w^0=170$, $\varepsilon_w^\infty=17$, $\varepsilon_b^\infty=5$, $m_w=0.1m_0$ և $m_b \approx m_0$ (ε_w^∞ -ը ՔՓ-ում ակտիվ կիսահաղորդչային շերտի ցածրհաճախային դիէլեկտրիկական հաստատունն է):

Նկ. 12 և 13-ում ներկայացված են կապակցված ներենթագոտիական պլազմոն-ֆոնոնային կոլեկտիվ գրգռումների $\omega_\pm(k)$ դիսպերսային կորերը ԴՔՓ-ի $d=2.5$ նմ

և $d=10$ նմ լայնությամբ դեպքերում՝ միամասնիկային գրգռումների կոնտինուումի (չուշացող տատանումների մարման տիրույթ կամ “Լանդաուի մարման” տիրույթ) հետ մեկտեղ՝ 2Չ ալիքային վեկտորի կամայական արժեքների դեպքում ($k_F=1.5 \cdot 10^6$ սմ⁻¹ միավորով արտահայտած): Գրաֆիկներում PbS-ի ծավալային նմուշին յուրահատուկ 3Չ LO-և TO-ֆոնոնների ոչ դիսպերսիոն մոդերը տրված են որպես ուղիղ գծեր՝ համապատասխանաբար $\omega_L=1.375$ և $\omega_T=0.425$ կետերում ($2E_F/\hbar = 3.2 \cdot 10^{13}$ Հց միավորով արտահայտած): Դիէլեկտրականապես ուժեղացված պլազմոնային չգրգռված $\omega_{pl}(k)$ տատանման մոդը նույնպես ներկայացված է:



Նկ. 12. Պլազմոն-ֆոնոնային կոլեկտիվ մոդերը ալիքային վեկտորից որպես ֆունկցիա $d=2.5$ նմ դեպքում՝ միամասնիկային գրգռումների եզրի համեմատ: ω_{pl} -ն և k -ն արտահայտված են համապատասխանաբար $2E_F/\hbar$ և k_F միավորներով:

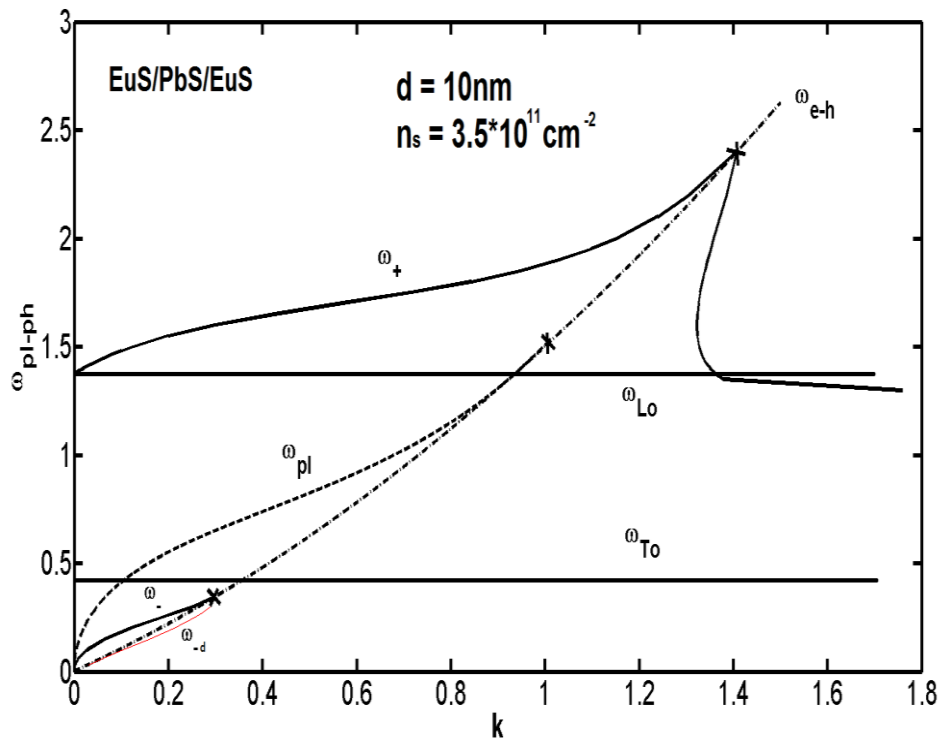
Կոլեկտիվ գրգռումների $\omega_{\pm}(k)$ դիսպերսիոն կախվածությունը գրաֆիկորեն ներկայացված է $\omega_{\pm} > \omega_{e-h}$ պայմանի հաշվառմամբ, որտեղ Լանդաուի տիրույթի եզրը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝ $\omega_{e-h} = (2E_F/\hbar) [(k/k_F) + (k^2/2k_F^2)]$: Ինչպես հետևում է գրաֆիկներից, պլազմոն-ֆոնոնային կապակցված կոլեկտիվ տատանումների

գրաֆիկական կորերը ցայտունորեն առանձնացված են ω_{e-h} միամասնիկային գրգռումների տիրույթի եզրից՝ ալիքային վեկտորների արդեն իսկ շատ փոքր արժեքների դեպքում:

Մյուս, կողմից, ստացվում է, որ ԴՍ երևույթի շնորհիվ տատանումների կապակցումը տեղի ունի 2Չ ԼԿ-ի բնութագրական չափավոր փոքր խտությունների պարագայում: Դա հաստատվում է նկ.12-ում և նկ.13-ում համապատասխանաբար $(\omega, k) = (2.194, 1.321)$ և $(\omega, k) = (1.401, 0.95)$ եզրային կետերով (գրաֆիկի վրա նշված են փոքր խաչերով) սպեկտրային տիրույթում սահմանափակված չկապակցված պլազմոնային գրաֆիկական կորերի հետ համեմատությունից: Երկու դեպքերում էլ $\omega_-(k)$ պլազմոնանման ճյուղերը, որոնք համապատասխանաբար ընկած են $(\omega, k) = (0.362, 0.313)$ և $(\omega, k) = (0.339, 0.295)$ եզրակետերով սահմանափակված հաճախային տիրույթներում, արդյունաբար կերպով ճնշված են, ինչը պայմանավորված է, ինչպես արդեն նշել ենք նախորդ պարագրաֆում (4.1.6) բանաձևի մեկնաբանության ժամանակ, PbS-ի ծավալային նմուշում ω_{TO} հաճախության փոքր արժեքով:

Նկ.12 և նկ.13-ում գրաֆիկների փոխադարձ համեմատությունը ցույց է տալիս, որ ԴՔՓ-ի լայնության արժեքի $d = 10$ նմ-ից դեպի $d = 2.5$ նմ արժեք նվազմանը զուգահեռ՝ պլազմոնանման տատանումների հաճախության թույլատրելի արժեքների տիրույթը մեծանում է մոտ 7 % -ով և դեռևս մնում է տեղակայված երկար ալիքների տիրույթում:

Իր հերթին, կապակցված ֆոնոնանման ճյուղը տեղակայված է ավելի բարձր, քան չկապակցված 3Չ LO – ֆոնոնների գրաֆիկական կորը ($\omega_L = 1.38$): Համապատասխան կապակցված չմարող սպեկտրային ω_+ կորը $d = 10$ նմ դեպքում ավարտվում է (ω, k)



Նկ. 13. Պլազմոն-ֆոնոնային կոլեկտիվ մոդերը ալիքային վեկտորից որպես ֆունկցիա $d=10$ նմ դեպքում՝ միամասնիկային գրգռումների եզրի համեմատ: ω_{pl} -ն և k -ն արտահայտված են համապատասխանաբար $2E_F/\hbar$ և k_F միավորներով:

= (2.4, 1.41) եզրակետում, իսկ $d = 2.5$ նմ դեպքում՝ $(\omega, k) = (3.61, 1.87)$ եզրակետում: Հետևաբար, ՔՓ-ի լայնությունը $d = 10$ նմ-ից $d = 2.5$ նմ նվազեցնելիս ֆոնոնանման տատանումների հաճախության թույլատրելի տիրույթը մեծանում է 50 % -ով և ապահովում է ավելի խիստ ֆոնոնանման կապակցում ի տարբերություն պլազմոնանման կապակցման դեպքի: Վերջինս կապված է, ինչպես արդեն նշել ենք, քննարկվող կառուցվածքներում պլազմոնանման ճյուղերի ճնշման երևույթի հետ:

Դիտարկվող կոլեկտիվ տատանումների դիսպերսային սպեկտրի առանձնահատկությունները ավելի ցայտունորեն երևում են այնպիսի բնութագրական սպեկտրոսկոպական մեծության քննարկման ժամանակ, ինչպիսին է $S(\omega, k)$ դինամիկական կառուցվածքային գործոնը: Այն բնութագրում է կոլեկտիվ տատանումների սպեկտրային կշիռը և համեմատական է դիէլեկտրիկական ֆունկցիայի հակադարձ մեծության կեղծ մասին (էներգիական կորուստների ֆունկցիա): Վերջինս տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$-\text{Im}[\varepsilon(k, \omega)]^{-1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}, \quad (4.2.1)$$

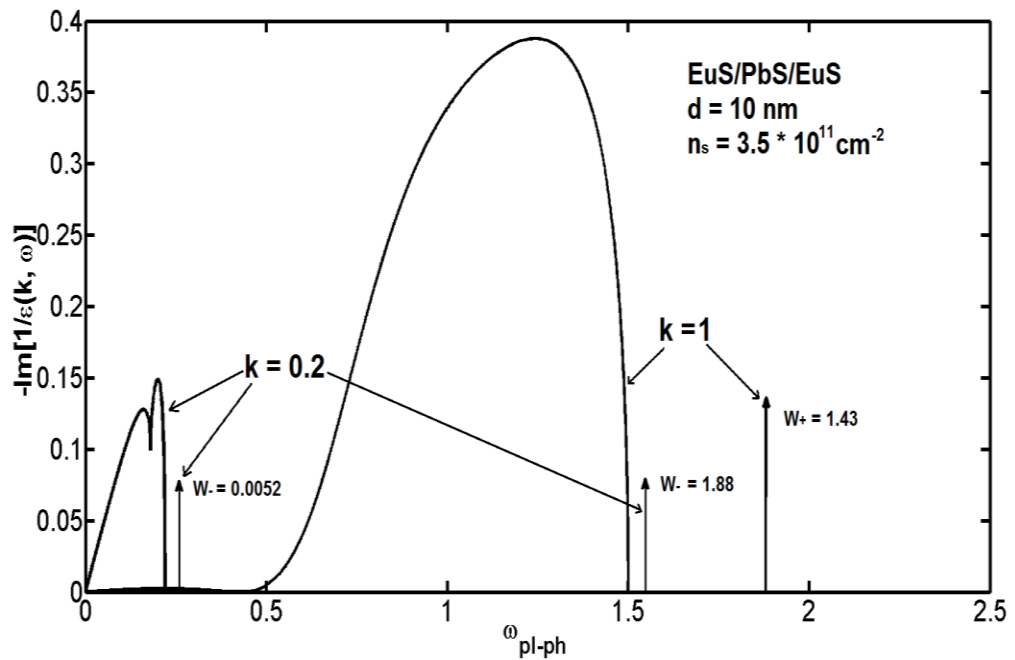
որտեղ $\varepsilon_1 = \text{Re} \varepsilon(k, \omega)$, $\varepsilon_2 = \text{Im} \varepsilon(k, \omega)$: Մասնավորապես զրոյական “Լանդաույի մարում”-ով կոլեկտիվ տատանումների համար $\text{Im} \varepsilon(k, \omega)$ և $\text{Re} \varepsilon(k, \omega)$ մեծությունները զրոյանում են: Այդ դեպքում հակադարձ դիէլեկտրիկական ֆունկցիան վերածվում է ծ-ֆունկցիայի՝ ունենալով հետևյալ սպեկտրային կշիռը (օսցիլյատորի ուժը)՝

$$W(k) = \frac{\pi}{\frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re} \varepsilon(k, \omega)|_{\omega_i(k)}}, \quad (4.2.2)$$

որտեղ $\omega = \omega_i(k)$ -ն k ալիքային վեկտորի դեպքում կոլեկտիվ տատանման հաճախությունն է:

Նկ. 14 և նկ. 15-ում հաշվարկված է $-\text{Im}[\varepsilon(k, \omega)]^{-1}$ էներգիական կորուստների ֆունկցիան: Այն ներկայացված է որպես տատանումների հաճախությունից ֆունկցիա՝ չափավոր փոքր $2Q$ $n_s = 3.5 \cdot 10^{11}$ սմ⁻² խտության դեպքում՝ $2Q$ ալիքային վեկտորի համապատասխանաբար $k/k_F = 0.2$ և $k/k_F = 1$ արժեքների դեպքում: Ստացված էներգիական կորուստների սպեկտրում կոլեկտիվ տատանումների մոդերին համապատասխանող պիկերը ներկայացված են առանձին ուղղաձիգ սլաքների տեսքով և պիկերի վրա նշված թվերը ցույց են տալիս կոլեկտիվ մոդերի ուժգնությունը:

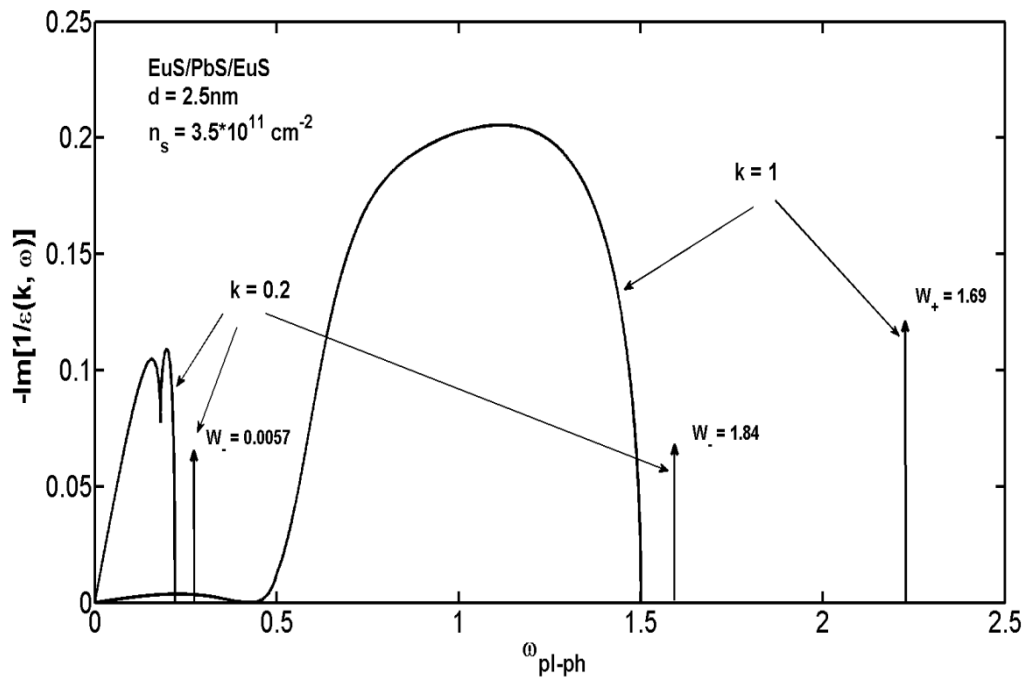
Ինչպես հետևում է գրաֆիկներից, երկար ալիքների տիրույթին համապատասխանող ալիքային վեկտորների համար ($k/k_F = 0.2$) և պլազմոնանման, և ֆոնոնանման մասերը առկա են, բայց օսցիլյատորի ուժը համարյա ամբողջովին կապված է սպեկտրի ֆոնոնանման մասի հետ: Դա երևում համապատասխան սպեկտրային կշիռների ունեցած արժեքներից՝ $W_- = 0.0052$ և $W_+ = 1.88$ $d = 10$ նմ դեպքի համար, մինչդեռ՝ $W_- = 0.0057$ և $W_+ = 1.84$ $d = 2.5$ նմ դեպքի համար: Իրականում, երկար ալիքային սահմանում պլազմոնանման տատանումների սպեկտրային կշիռը համարյա զրոյանում է, բայց ֆոնոնանմանների դեպքում՝ այն վերջավոր է և ունի զգալի արժեք: Գլխավորապես, դա հետևանք է քննարկվող դեպքում ω_{TO} հաճախության փոքր արժեքի, որի հետևանքով



Նկ. 14. Էներգիական կորուստների ֆունկցիան հաճախությունից որպես ֆունկցիա $d=10$ նմ դեպքում՝ ալիքային վեկտորի համապատասխանաբար $k = 0.2$ և 1.1 արժեքների համար: Սլաքները ցույց են տալիս կոլեկտիվ մոդերը: k -ն և $\omega_{pl-phon}$ -ն արտահայտված են k_F և $2E_F/\hbar$ միավորներով:

պլազմոնանման կապակցված տատանումները արագորեն միաձուլվում են միամասնիկային գրգռումների սպեկտրային տիրույթի հետ: Դա տեղի ունի այնպիսի կրիտիկական ալիքային վեկտորի դեպքում, որի մեծությունը շատ ավելի փոքր է, քան չկապակցված տատանումների դեպքին համապատասխանող կրիտիկական ալիքային վեկտորը (նկ.12 և նկ.13-ում նշված է խաչով՝ ω_{e-h} կորի վրա):

Իր հերթին, մեծ ալիքային վեկտորների դեպքում ($k/k_F = 1$) պլազմոնանման մասը ամբողջությամբ բացակայում է և ֆոնոնանման տատանումների սպեկտրային կշիռը համապատասխանաբար հավասար է $W_+ = 1.43$ -ի՝ $d = 10$ նմ լայնությամբ ԴՔՓ-ի դեպքում, և $W_+ = 1.69$ -ի՝ $d = 2.5$ նմ դեպքում: Հետևաբար, այս դեպքում



Նկ. 15. Էներգիական կորուստների ֆունկցիան հաճախությունից որպես ֆունկցիա $d=2.5$ նմ դեպքում՝ ալիքային վեկտորի համապատասխանաբար $k = 0.2$ և 1.1 արժեքների համար: Սլաքները ցույց են տալիս կոլեկտիվ մոդերը: k -ն և ω_{pl-ph} -ն արտահայտված են k_F և $2E_F/\hbar$ միավորներով:

օսցիլյատորի ուժը ամբողջությամբ կփոխանցվի ֆոնոնանման տատանումների պիկին և միամասնիկային գրգռումների կոնտինումին: Բացի այդ, ԴՔՓ-ի d լայնության փոքրացմանը զուգընթաց, ֆոնոնանման տատանումների սպեկտրային կշիռը փոքր ալիքային վեկտորների ($k/k_F=0.2$) դեպքում թույլ է աճում (2%): Իր հերթին, մեծ ալիքային վեկտորների ($k/k_F=1$) համար սպեկտրային կշիռը, ընդհակառակը, նկատելիորեն աճում է (17.5%):

Այսպիսով, նեղ EuS/PbS/EuS ԴՔՓ-ում պլազմոն-ֆոնոնային կապակցումը ուժեղ է միայն ֆոնոնանման կապակցված տատանումների համար:

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ

1. Ներկայացված է, 22 Դեբայ-Հյուկեի բնույթի փոխազդեցության պոտենցիալի կիրառմամբ, էկրանավորված էքսիտոնային վիճակների ուսումնասիրություն ԴՔՓ-ում՝ հետերոսահմանում դիէլեկտրիկական հաստատունի “մեկ կողմանի” կտրուկ թռիչքի հաշվառումով: Հաստատված են 22 խտություն/ ջերմաստիճան հարաբերության և ԴՔՓ-ի լայնության փոխկապակցված արժեքների միջակայքերը, որոնց դեպքում էկրանավորված էքսիտոնի հիմնական վիճակի՝ վարիացիոն սկզբունքով հաշվված կապի էներգիայի արտահայտությունը տեղի ունի: Կատարված է թվային վերլուծություն՝ InSb-ի հենքով ԴՔՓ-ի դեպքում: Ստացված է էկրանավորված էքսիտոնի կապի էներգիայի մեծության՝ հոծ նմուշներում չէկրանավորված դեպքի էներգիայի արժեքի ($0.3 \div 0.4$ մէՎ) նկատմամբ էական աճ՝ մինչև $4 \div 6$ մէՎ:
2. 22 կուլոնյան “կտրված” պոտենցիալի մեթոդի շրջանակներում հաշվարկված և հետազոտված է Ք22 էկրանավորված էքսիտոնային կլանման սպեկտրը՝ հետերոսահմաններում “երկու կողմանի” դիէլեկտրիկական սահմանափակմամբ՝ EuS/PbS/EuS ԴՔՓ-ում: Ցույց է տրված, որ էքսիտոնային կլանման գործակցը, կախված էներգիական պարամետրից, դրսևորում է չափավոր օսցիլացիոն վարք: Ստացված է, որ էքսիտոնային կլանման ինտենսիվությունն աճում է n_s / T պարամետրի աճին զուգընթաց, իսկ նվազման հետ՝ էներգիական պարամետրի միաժամանակյա աճի հետ մեկտեղ ձգտում է չէկրանավորված դեպքի արժեքին:
3. Թոմաս-Ֆերմիի մեթոդի կիրառմամբ քննարկված է կուլոնյան փոխազդեցության էկրանավորման երևույթը արգելքային դիէլեկտրիկական միջավայր ներառված կիսահաղորդչային ՔԼ-ում: Ստացված է էկրանավորված կուլոնյան փոխազդեցության 32

պոտենցիալի վերլուծական տեսքը, որտեղից էլ՝ ԴՍ երևույթի հաշվառմամբ առաջին անգամ արտածված են PbSe էկրանավորման երկարության և PbSe դիէլեկտրիկականապես ուժեղացած փոխազդեցության պոտենցիալի արտահայտությունները: Ցույց է տրված, որ վերջինս երկարալիքային չափավոր փոքր սահմանում բացահայտորեն կախված է լարի շառավղից, մինչդեռ նույնպիսի շատ փոքր սահմանում՝ բնութագրվում է բացառապես արգելքային միջավայրի դիէլեկտրիկական հատկություններով:

4. Բեսսելի հավասարման և վարիացիոն մեթոդների կիրառությամբ, առաջին անգամ PbSe /մեզոծակոտկեն սիլիցիում SBA-15 քվազիմիաչափ կառուցվածքի համար առաջարկված է էքսիտոնային էկրանավորված վիճակների ուսումնասիրություն: Կատարված են էքսիտոնի հիմնական վիճակի կապի էներգիայի և վերլուծական, և թվային հետազոտություններ: Գրանցված է էքսիտոնի էկրանավորված վիճակի կապի էներգիայի մեծության կտրուկ աճ մինչև $10 \div 20$ մէՎ՝ PbSe հոծ նմուշներում էքսիտոնի չէկրանավորված էներգիայի համապատասխան արժեքի ($0.9 \div 1$ մէՎ) համեմատ: Ցույց է տրված, որ Բեսսելի հավասարման մեթոդով հաշվված կապի էներգիայի արժեքները գերազանցում են վարիացիոն դեպքով ստացվածներին, սակայն կախված լարի շառավղի նվազումից՝ նրանց փոփոխման արագությունը երկու դեպքում էլ գրեթե նույնն է:

5. Պատահական փուլերի մոտավորության մեթոդի շրջանակներում քննարկված են պլազմոն-ֆոնոնային կապակցված տատանումների դիսպերսային հատկությունները EuS/PbS/EuS ԴՔՓ-ում: Կատարված է էներգիական կորուստների ֆունկցիայի, պլազմոնանման և ֆոնոնանման սպեկտրային պիկերի օսցիլյատորի ուժերի թվային վերլուծություն: Ցույց է տրված, որ փոքր ալիքային վեկտորների տիրույթում համապատասխան

օսցիլատորի ուժը բաշխվում է մասամբ պլազմոնանման և հիմնականում ֆոնոնանման սպեկտրային ճյուղերի, ինչպես նաև երկմասնիկային գրգռումների կոնտինումի միջև: Իր հերթին, վերջավոր ալիքային վեկտորների տիրույթում բացահայտված է պլազմոն-ֆոնոնային տատանումների սպեկտրի ստորին պլազմոնանման ճյուղի ամբողջական ճնշման երևույթ, կոլեկտիվ տատանումների սպեկտրային կշռի (օսցիլատորի ուժի)՝ համարյա ամբողջությամբ դեպի վերին ֆոնոնանման ճյուղին և միամասնիկային կոնտինումին փոխանցման միջոցով:

Հապավումների ցանկ

- ԼԿ - լիցքակիրներ
- ՔՍ - քվանտային սահմանափակում
- ՔՉԵ - քվանտային չափային երևույթ
- ՔՓ - քվանտային փոս
- ՔԼ - քվանտային լար
- ՉՔՍ - չափային քվանտային սահման
- 3Չ - եռաչափ
- 2Չ - երկչափ
- 1Չ - միաչափ
- Ք2Չ - քվադրերկչափ
- Ք1Չ - քվադրմիաչափ
- ՄԼ - մոդուլացված լեզիրացում
- ԿՀԱ - կրկնակի հետերոանցում
- ԴՔԿ - դիէլեկտրիկական քվանտային կառուցվածքներ
- ԴՔՓ - դիէլեկտրիկական քվանտային փոս
- ԴՔԼ - դիէլեկտրիկական քվանտային լար
- ԴՍ - դիէլեկտրիկական սահմանափակում
- 3Չ ԷԳ - եռաչափ էլեկտրոնային գազ
- 2Չ ԷԳ - երկչափ էլեկտրոնային գազ
- 1Չ ԷԳ - միաչափ էլեկտրոնային գազ
- ԹՖՄ - Թոմաս-Ֆերմի մոտավորություն
- ՊՓՄ - պատահական փուլերի մոտավորություն
- ԼՕ - երկայնական օպտիկական
- ՏՕ - լայնական օպտիկական

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Алферов Ж.И., Нобелевская лекция : Двойные гетероструктуры: концепция и применения в физике, электронике и технологии . УФН, т. 172, сс. 1068-1086, 2002.
2. Кремер Г., Нобелевская лекция : Квазиэлектрическое поле и разрывы зон. Обучение электронам новым фокусам. УФН, т. 172, сс. 1088-1101, 2002.
3. Шик А.Я., Бакулева Л. Г., Мусихин С. Ф., Рыков С. , Физика низкоразмерных систем. Под ред. А. Я. Шика. СПб: Наука, 2001.
4. Ղազարյան Է. Մ., Պետրոսյան Ս. Գ., Կիսահաղորդչային նանոէլեկտրոնիկայի ֆիզիկական հիմունքները, Երևան: ՌՀՀ հրատակակչություն, 2005.
5. Davies J. H., The Physics of Low- Dimensional Semiconductors: An introduction. Cambridge University Press, 2006.
6. Ferry D.K., Materials Science: Nanowires in Nanoelectronics. Science, v. 319, pp. 579-580, 2008.
7. Krasheninikov A. V., Banhart F., Engineering of nanostructured carbon materials with electron or ion beams. Nature materials, v. 6, pp. 723-733, 2007.
8. Новоселев К. С., Нобелевская лекция : Графен: материалы Флатландии. УФН., т. 181, сс. 1300-1311, 2011.
9. Lakhani A. M., Kim M.-ki, Lau E. K., Wu M. C., Plasmonic crystal defect nanolaser. Optics Express, v. 19, pp. 18237-18245, 2011.
10. Miller R. C., Kleinman D. A, Tsang W. T., Gossard A.C., Observation of excited levels of excitons in GaAs quantum wells. Phys. Rev. B 24, pp. 1134-1136, 1981.

11. Goldstein L, Glas F, Marzin J Y, Charasse M N, Le Roux G., Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices. Appl. Phys. Lett., v. 47, pp. 1099-1101, 1985.
12. Wu H.Z., Dai N., Johnson M.B., McCann P. J., Shi Z S. Unambiguous observation of subband transitions from longitudinal valley and oblique valleys in IV-VI multiple quantum wells. Appl. Phys. Lett., v. 78, pp. 2199 – 2201, 2001.
13. Rogacheva E. I., Nashchekina O.N, Tavrina T.V., Us M., Dresselhaus M. S., Cronin S. B., Rabin O., Quantum size effects in IV-VI quantum wells. Physica E, v. 17, pp. 313-315, 2003.
14. Wagner J.-M, Seino K., Bechstedt F., Dymiaty A., Mayer J., Röhlér R., Först M., Bergoff B., Spanggeenberg B., Kurz H. Electronic band gap of Si/SiO₂ quantum wells: Comparison of *ab initio* calculations and photoluminescence measurements. J. Vac. Sci. Technol., v. A 25, pp. 1500- 1504, 2007.
15. Temkin H., Dolan G.J., Panish M. B., Chu S. N. G., Low-temperature photoluminescence from InGaAs/InP quantum wires and boxes. Appl. Phys. Lett., v. 50, pp. 413-415, 1987.
16. Hammersberg J., Notomi M., Weman H., Lundström T., Potemski M., Sugiura H., Okamoto M., Tamamura T., Strain and quantum confinement energies in n-type modulation-doped lattice-mismatched InAsP quantum-well wires. J.Appl. Phys., v. 50, pp. 8456-8464, 1996.
17. Ando T, Fowler A. B., Stern F. Electronic properties of two-dimensional systems. Rev. Mod. Phys., v. 54, pp. 437-672. 1982;
Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф., Электронные свойства двумерных систем, Москва: Мир, 1985.
18. Bastard G., Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Halsted, New York, 1988.

19. Shik A. Ya, Quantum wells: Physics and Electronics of two-dimensional systems. Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, World Scientific, 1998.
20. Riera R., Betacourt-Riera R., Marin J.L., Rosas R., Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology, Edited by H. S. Nalwa, v. X, pp. 1-65, 2004.
21. Kazaryan E.M., Sarkisyan H. A., Layered nanostructures. Encyclopedia UNESCO Nanoscience and Nanotechnology, Editors Chunli Bai, Osama O. Awadelkarim, Sergey Kapitsa (Russian Edition), pp. 120-133, 2011;
Zuhair M., Sarkisyan H., Layer Quantum Dot, Electronic and optical properties. LAP Lambert Academic Publishing, 2012.
22. Колесников И.В., Ковалев А.Н., Сипатов А.Ю., Парамонов В.И., Федоренко А.И., Юнович А.Э., Квантово-размерные эффекты в фотолюминесценции сверхрешеток на основе халькогенидов свинца. ФТП, т. 23, сс.. 960-963. 1989.
23. Chemla D.S., Miller R. C., Room-temperature excitonic nonlinear-optical effects in semiconductor quantum-well structures. J. Opt. Soc. Amer. B, pp. 1155- 1173, 1985.
24. Livescu G., Miller D. A. B., Chemla D.S., Ramaswamy M., Chang T.Y., Sauer N., Gossard A. C., English J. H., Free carrier and many-body effects in absorption spectra of modulation-doped quantum wells. IEEE J. of Quantum Electronics, vol. 24, pp. 1677- 1689, 1988.
25. Колесников И. В., Сипатов А. Ю., Фотолюминесценция сверхрешеток PbS-EuS. ФТП, т. 23, сс.. 954-959, 1989.
26. V.V. Poborchii, Optical properties of the cylindrical quantum wires in the chrysotile asbestos channels, Japan. J. of Appl. Phys., 34, pp. 271-274, 1994.
27. Ye Channng-Hui, YAO Lian-Zeng, MU Ji-Mei, SHI Gang, Zhang Li-DE, Optical Properties of Self-Organized PbS Quantum Dot superlattices. Chin. Phys. Lett., v. 17, pp. 755-756, 2000.

28. Lockwood D. J., Lu Z. H., Baribeau J.- M., Quantum Confined Luminescence in Si/SiO₂ Superlattices. Phys. Rev.Lett, v. 76, pp. 539-541, 1996.
29. Kowalczyk L., Chernyshova M., Story T., Sipatov A.Yu., Photoluminescence in EuS-PbS-EuS semiconductor structures with a double ferromagnetic barrier. Material Sci.- Pol., v. 24, pp. 809-814. 2006.
30. Кукушкин И.В. , Кулаковский Д.В., Михайлов С.А., Смет Ю., фон Клитцинг К., Наблюдение плазмон-поляритонных мод в двумерных электронных системах, Письма в ЖЭТФ, т. 77, сс. 594-597, 2003.
31. Kukushkin I.V., Smet J. H., Kovalskii V. A., Gubarev S. I., von Klitzing K., Wegscheider W., Spectrum of one-dimensional plasmons in a single stripe of two-dimensional electrons. Phys. Rev. B, v. 72, pp. 161317-1 -4 , 2005.
32. Pauc N., Calvo V., Eymery J., Fournel F., Magnea N. Two-Dimensional Electron-Hole Liquid in Single Si QuantumWells with Large Electronic and Dielectric Confinement, Phys. Rev. Lett. v. 92, pp. 236802-1-4, 2004.
33. Al Jawhari H., Kozorezov A.G., Sahraoui-Tahar M., Wigmore J.K., Wilkinson C.D.W., Observation of energy loss by a hot two- dimensional electron gas into coupled plasmon-phonon modes, Physica B, v. 263 – 264, pp.211-213,1999.
34. Chen J. Shen W. Z., Raman study of phonon modes and disorder effects in Pb_{1-x}Sr_x Se alloys grown by molecular beam epitaxy, J. of Appl. Phys., v. 99, pp. 013513-1 -5, 2006.
35. Shen W.Z., Yang H. F., Jiang L. F., Wang K., Yu G., Wu H. Z., McCann P. J., Band gap, effective masses and refractive indecices of PbSrSe thin films: Key properties for mid-infrared optoelectonic device applications. J. of Appl. Phys., v. 91, pp. 192 – 198, 2002.

36. Wu H. Z., Dai N., McCann P. J., Experimental determination of deformation potentials and band nonparabolicity parameters for PbSe, Phys. Rev. B, v. 66, pp. 045303-1 -7, 2002.
37. Хачатрян А.Ж. Седракян Д.М., Бадалян В.Д., Хоецян В.А.. Эффективная генерация второй гармоники в структуре с двойными квантовыми ямами. Изв. НАН Армении, Физика, т. 38, сс. 355-365, 2003.
38. Konar A., Jena D., Tailoring the carrier mobility of semiconductor nanowires by remote dielectrics. J. of Appl. Phys., v. 102, pp.123705-1 -4, 2007.
39. Aroutiounian V.M., Petrosyan S.G., Yesayan A.E., Multiple quantum well photodiode with lateral p-n junction, Thin Solid Films, v. 451-452, pp. 389-392, 2004.
40. McCann P. J., Selivanov Yu., IV-VI Semiconductor MID-IR Lasers. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., v. 891, pp. 0891-EE01-05.1 - 0891-EE01-05.12, 2006.
41. Губарев С.И., Кукушкин И.В., Товстоног С.В., Акимов М.Ю., Смет Дж., фон Клитцинг К., Вегшейдер В., Экранирование Экситонных Состояний 2Д-носителями Заряда Низкой Плотности в GaAs/AlGaAs Квантовых Ямах, Письма ЖЭТФ, т. 72, сс. 469-474, 2000.
42. Kumagai M., Takagahara T., Excitonic and nonlinear-optical properties of dielectric quantum-well structures, Phys. Rev. B , v. 40, pp.12359-12381, 1989.
43. Keldysh L.V., Excitons in Semiconductor- Dielectric Nanostructures, Phys.Stat.Sol. (a), v.164, v. I, pp.3-12, 1997.
44. Агаронян К. Г., Кулоновские состояния и оптическое поглощение в квантовых наноструктурах с диэлектрическим ограничением. Докторская диссертация, Ереван, 2014.

45. Рытова Н.С., Экранированный потенциал точечного заряда в тонкой пленке. Вестник МГУ, Физика Астрономия, т. 3, сс. 30-32, 1967.
46. Чаплик А.В., Энтин М.В., Заряженные примеси в очень тонких слоях. ЖЭТФ, т.61, сс. 2469-2475, 1971.
47. Келдыш Л.В., Кулоновское взаимодействие в тонких пленках полупроводников и полуметаллов, Письма ЖЭТФ, т.29, сс. 716-719, 1979.
48. Келдыш Л.В. Поляритоны в тонких полупроводниковых пленках, Письма в ЖЭТФ, т.30, сс.244-248, 1979.
49. Keldysh L.V., Excitons and polaritons in semiconductor/insulator quantum wells and superlattices, Superlatt. and Microstruct. v. 4, pp. 637- 642, 1988.
50. Aharonyan K. H., Kazaryan E. M., The Effect of Shielded Coulomb Interaction on Light Absorption in Thin Semiconductor Films. Thin Solid Films, v. 105, pp. 149-156, 1983.
51. Бабиченко В.С., Келдыш Л.В., Силин А.П., Кулоновское взаимодействие в тонких полупроводниковых и полуметаллических нитях, ФТТ, т.22, сс.1238-1240 1980.
52. Guseinov R.R., Coulomb interaction and exciton in a superlattice, Phys. Stat. Sol. (b), v. 125, pp. 237-243, 1984.
53. Stern F., Image potential near a gradual interface between two dielectrics. Phys. Rev. B, v. 17, pp. 5009 –5015, 1978.
54. Бабаев Н. А., Багаев В. С., Гарин Ф. В., Кочемасов А. В., Парамонов Л.В., Салащенко Н. Н., Стопачинский В. Б., Размерное квантование экситонов в CdTe, Письма в ЖЭТФ, т. 40, сс. 190-193, 1984.
55. Ishihara T., Takahashi J., Goto T., Exciton state in two-dimensional perovskite semiconductor $(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{NH}_3)_2\text{PbI}_4$. Solid State Commun, v. 69, pp. 933-936, 1989.

56. Hong X., Ishihara T., Nurmiko A. V., Dielectric confinement effect on excitons in PbI₄-based layered semiconductors, *Phys. Rev. B*, v. 45, pp. 6961-6964, 1992.
57. Tanaka K., Takahashi T., Kondo T., Umebayashi T., Asai K., Ema K., Image charge effect on two-dimensional excitons in an inorganic-organic quantum-well crystal. *Phys. Rev. B* **71**, pp. 045312-1–6, 2005.
58. Cho E.-Ch., Green M. A., Xia J., Corkish R., Reece P., Gal M., Clear quantum-confined luminescence from crystalline silicon/SiO₂ single quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, v. 84, pp. 2286 – 2288, 2004.
59. Pauc N., Calvo V., Eymery J., Fournel F., Magnea N., Electronic and optical properties of Si/SiO₂ nanostructures. I. Electron hole collective process in single Si/SiO₂ quantum wells. *Phys. Rev. B*, v. 72, pp. 205324-1 - 205324-13, 2005.
60. Kulik L. V., Kulakovskii V. D., Bayer M., Forchel A., Gippius N. A., Tikhodeev S. G., Dielectric enhancement of excitons in near-surface quantum wells. *Phys. Rev. B*, v. 54, pp. R2335-R2338, 1996.
61. Muljarov E.A., Gippius N.A., Kvit A.V., Zueva G.Ya., Mikhailova G.N., Prokhorov A.M., Tikhodeev S.G. Discovering of High Binding Energy Excitons in Quantum Wires in the C₅H₁₀NH₂PbI₃ Compound. *Nanostructurs: Phys. and Tech.*, 2nd Int. Conf.. Abs., St. Petersburg, pp. 127-129, 1994.
62. Poborchii V.V., Ivanova M. S., Salamatina I.A., Cylindrical GaAs quantum wires incorporated within chrysotile asbestos nanotubes: fabrication and polarized optical absorption spectra, *Superlatt. and Microstr.*, v. 16, pp. 133-136, 1994.
63. Днепровский В.С., Жуков Е. А., Лясковский В. Л., Рыжков М. В., Толпейкин И. В., Шаталин. Люминесценция квантовых нитей CdSe / Al₂O₃ при высоких возбуждениях, *ФТТ*, т. 46, сс. 1700-1705, 2004.

64. Lisachenko M. G., Konstantinova E. a., Kashkarov P. K., Timoshenko V Yu., Dielectric Effect in Silicon Quantum Wires. Phys. Stat. Sol. (a), v. 182, pp. 297-300, 2000.
65. Саченко А.В., Корбутяк Д. В., Крюченко Ю. В., Сресели О. М., Экситонная фотолюминесценция в легированных квази-1Д структурах на основе кремния. ФТП, т. 38, сс. 479-485, 2004.
66. Lifshitz E., Bashouti M., Kloper V., Kigel A., Eisen M.S., Berger S., Synthesis and Characterization of PbSe Quantum Wires, Multipods, Quantum Rods, and Cubes. Nano Letters, ж. 3, pp. 857-862, 2003.
67. Boercker J. E., Clifton E. M., Tischler J. G., Foos E. E., Zega T. J., Twigg M. E., Stroud R.M., Size and Temperature Dependence of Band-Edge Excitons in PbSe Nanowires. J. Phys. Chem. Lett., v. 2, pp. 527-531, 2011.
68. Екимов А. И., Онущенко А.А. Размерное квантование энергетического спектра электронов в микрокристаллах полупроводников. Письма в ЖЭТФ, т.40, сс.337-340, 1984.
69. Flores- Acosta M., Perez-Salas R., Sotelo-Lerma M., Castillon-Barraza F. F., Optical and structural properties of PbS nanoparticles in zeolite Na-X. Adv. in Tech. of Mat. And Proc. J. (ATM), v. 7, pp. 101-104, 2005.
70. Kigel A., Brumer M., Maikov G., Sashchiuk A., Lifshitz E., The ground-state exciton lifetime of PbSe nanocrystal quantum dots. Superlattices and Microstructures, v. 46, pp. 272-276, 2009.
71. Андрюшин Е. А., Силин А.П., Экситоны в тонких полупроводниковых пленках, ФТТ, т.22, сс.2676-2680, 1980.
72. Muljarov E. A., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Ishihara T., Excitons in self-organized semiconductor/insulator superlattices: Pbl-based perovskite compounds. Phys. Rev. B, v. 51, pp. 14370-14378, 1995.

73. Gippius N. A., Ishihara T., Keldysh L. V., Muljarov E. A., Tikhodeev S. G., Dielectrically confined excitons and polaritons in natural superlattices-perovskite lead iodide semiconductors. J. De Physique IV, Colloque C5, supplement au J. De Physique II, v. 3, pp. 437-440, 1993.
74. Саченко А.В., Корбутяк Д. В., Крюченко Ю. В., Купчак И. М., Экситонная фотолюминесценция структур с кремниевыми квантовыми ямами. ФТП, т. 40, сс. 969-676, 2006.
75. Chen J., Bajaj K. K., Effects of electric and magnetic fields on confined donor states in a dielectric quantum well. Phys. Rev. B, v. 48, pp. 8061-8067, 1993.
76. Chen J., Chen R., Bajaj K. K., Exciton binding energies in a dielectric quantum well in a magnetic field. Phys. Rev. B, v. 50, pp. 10947- 10952, 1994.
77. Zhang X., Li Y., Kong X., Wei Ch., Effect of image potential on the Stark shift of exciton states in quantum well. Phys. Rev. B, v. 49, pp. 10432-10436, 1994.
78. Chang K., Peeters F.M., Asymmetric Stark Shifts in $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}/\text{GaAs}$ near-surface quantum wells: The image charge effect. J. of Appl. Phys., v. 88, pp. 5246 –5251, 2000.
79. Агаронян К.Г., Теория заряженных примесных состояний в тонких квантующих нитях. Известия НАН Армении, Физика, т.16, сс. 262-267, 1981.
80. Агаронян К.Г., Казарян Э. М., К теории связанных состояний носителей заряда в тонких полупроводниковых квантующих нитях. Труды ХУ Всесоюзного семинара "Экситоны в кристаллах". Черновцы, 11-16 мая 1981. Киев; Черновцы, 1982. Ч. 1. Сс. 40-45. Деп. в ВИНТИ 23.06.82, Nr 2540-82.

81. Агаронян К.Г., Казарян Э. М., Заряженные примеси в тонких квантующих нитях. ФТП, т. 16, сс.122-125, 1982.
82. Агаронян К.Г., Казарян Э. М.,. Экситонные состояния в тонких полупроводниковых нитях и их влияние на коэффициент междузонного поглощения. ФТП, т. 17, сс.1140-1143, 1983.
83. Tran Thoai D. B., Hydrogenic impurity in quantum well-wires / effects of the image charges . Solid State Commun, v. 81, pp. 945- 947, 1992.
84. Shik A., Excitons and impurity centers in thin wires and in porous silicon. J. of Appl. Phys., v. 74, pp. 2951- 2953, 1993.
85. Андрюшин Е. А., Силин А.П., Кулоновское взаимодействие носителей в тонких полупроводниковых нитях, ФТП, т.27, сс.1256-1260, 1993.
86. Андрюшин Е. А., Силин А.П., Экситоны в квантовых ямах и квантовых проволоках, ФТТ, т.35, сс.1947-1956, 1993.
87. Муляров Е. А., Тиходеев С. Г. Диэлектрическое усиление экситонов в полупроводниковых квантовых нитях. ЖЭТФ, т. 111, сс. 274-282, 1997.
88. Aghasyan M. M., Kirakosyan A. A., Binding energy of impurity in a size-quantized coated semiconductor wire: role of the dielectric-constant mismatch. Physica E, v. 8, pp. 281-289, 2000.
89. Manaselyan A. Kh., Aghasyan M. M., Kirakosyan A. A., The mobility of charge carriers in a size-quantized coated semiconductor wire. Physica E, v. 8, pp. 366-374, 2002;
Манаселян А. Х., Агасян М. М., Киракосян А. А., Подвижность носителей заряда в размерно-квантованной проволоке с покрытием. Известия НАН Армении, Физика, т. 36, сс. 275-284, 2001.
90. Shabaev A., Efros Al. L., 1D Exciton Spectroscopy of Semiconductor Nanorods. Nano Letters, v. 4, pp 1821-1825, 2004. arXiv: cond-mat\0403768v1 [cond-mat.mtrl-sci], pp. 1 - 5, 2004.

91. Wendler L., Hartwig B., Effect of the image potential on the binding energy of excitons in semiconductor quantum wells. *J. Phys. Cond. mat.*, v. 3, pp. 9907-9914, 1991.
92. Diarra M., M. Niquet Y.-M., Delerue C., Allan G., Ionization energy of donor and acceptor impurities in semiconductor nanowires: importance of dielectric confinement, *Phys. Rev. B*, v.75, pp. 045301 – 1 - 4, 2007.
93. Goldoni G., Rossi F., Orlandi A., Rontani M., Manghi F., Molinari E., Strong exciton binding in quantum structures through remote dielectric confinement. *arXiv: cond-mat\9906338v1 [cond-mat.mtrl-sci]*, pp. 1 - 4, 1999.
94. Pereira T. A. S., de Sousa J. S., Farias G. A., Freire J. A. K., Degani M. H., Dielectric mismatch effects on the electronic and optical properties of GaN/HfO₂ quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, v. 87, pp. 171904 –171906, 2005.
95. Pereira T. A. S., Freire J. A. K., Freire V. N., Farias G. A., Scolfaro L. M. R., Leite J. R., da Silva E. F. Large image potential effects in Si/SrTiO₃ and Si/HfO₂ two-dimensional quantum well structures. *Appl. Phys. Lett.*, v. 88, pp. 242114 –242116, 2006.
96. Aharonyan K.H., Exciton properties of EuS/PbS/EuS finite confining potential quantum well. *Physica E*, v. 43 , pp. 111-116, 2010.
Aharonyan K.H., Dielectric and effective mass mismatch enhanced excitons in EuS/PbS/EuS quantum-well structures. *Proceedings of the Seventh International Conference “Semiconductor Micro- and Nanoelectronics”*, pp. 18-21, 2009.
97. Aharonyan K.H., Shallow impurity properties of EuS/PbS/EuS finite confining potential quantum well. *Physica E*, v. 44 , pp. 487-494, 2011.
Aharonyan K.H., Dielectric and Effective Mass Mismatch Enhanced Acceptors in EuS/PbS/EuS Quantum-Well Structures. *Modern Problems in*

- Optics and Photonics (Atoms and Structired Media), International Advanced Research Workshop, Book of Abstracts, pp. 28-29, 2010.
98. Pereira T. A. S., de Sousa J. S., Freire J. A. K., Farias G. A., On the interplay between quantum confinement and dielectric mismatch in high-k based quantum wells. J. of Appl. Phys., v. 108, pp. 054311- 1 - 8, 2010.
 99. Aharonyan K.H., Binding energies of impurity states in EuS/PbS/EuS finite confining potential quantum well. Proceedings of the Eights International Conference “Semiconductor Micro- and Nanoelectronics”, pp.192-196, 2011.
 100. Aharonyan K.H., Screened Coulomb bound states in a finite confining potential semiconductor quantum well. J. of Phys.: Conf. Series, v. 350 , pp. 012015-1-8, 2012.
 101. Aharonyan K. H., Kazaryan E. M., The Effect of Screened Coulomb Interaction on the Optical Properties of EuS/PbS/EuS Finite Confining Quantum Well, International Conference on Laser Physics 2011, Book of Abstracts, p. 78, 2011.
- Int. J. of Modern Phys.: Conf. Series, v. 15, pp. 224 – 231, 2012.
102. Rupasov V. I., Electronic structure and optical properties of quantum-confined lead-salt nanowires. Phys. Rev. B, v. 80, pp. 115306 – 1-10, 2009.
- Rupasov V. I., Temperature and size-dependent suppression of Auger recombination in quantum-confined lead-salt nanowires. arXiv: 0911.5002v1[cond-mat.mes-hall], pp. 1 - 4, 2009.
103. Pinto F., Reflectance modulation by free-carrier exciton screening in semiconductor nanotubes. J. of Appl. Phys., v. 114, pp. 024310- 1 - 12, 2013.
 104. Bartnik A. C., Efros Al. L., Koh W.-K., Murray C. B., and Wise F. W., Electronic states and optical properties of PbSe nanorods and nanowires. Phys. Rev. B, v. 82, pp. 195313-195328, 2010. arXiv: 1010.6047v1[cond-mat.mes-hall], pp. 1 - 36, 2010.

105. Diarra M., Delerue C., Niquet Y.-M., Allan G., Screening and polaronic effects induced by a metallic gate and a surrounding oxide on donor and acceptor impurities in silicon nanowires, J. of Appl. Phys., v. 103, pp. 073703 – 1 - 4, 2008.
106. Lead Chalcogenides- Physics and Applications, D.R. Khoklov (Ed), Taylor and Francis, New York, 2003.
107. Шик А. Я., Электродинамика двумерных электронных систем. ФТП. т. 29, сс. 1345-1380, 1995.
108. Stern F., Polarizability of a two-dimensional electron gas. Phys. Rev. Lett. v. 18, pp. 546-548, 1967.
109. Stern F., Howard W.E., Properties of Semiconductor Surface Inversion Layers in the Electric Quantum Limit. Phys. Rev., v. 163, pp. 816 – 835, 1967.
110. Finkelstein G., Strikman H., Bar-Josef I., Optical Spectroscopy of a Two-Dimensional Electron Gas near the Metal-Insulator Transition. Phys. Rev. Lett., v. 74, pp. 976-979 1995.
111. D. S. Chemla, D. A. B. Miller, P. W. Smith, A. C. Gossard, W. Wiegmann, IEEE Journal of Quantum Electronics, v.20, pp. 265-275, 1984.
112. Губарев С.И. , Волков О.В., Ковальский В.А., Кулаковский Д.В. , Кукушкин И.В., Влияние экранирования двумерными носителями заряда на энергию связи экситонных состояний в GaAs/AlGaAs квантовых ямах, Письма ЖЭТФ, т. 76, сс. 673-677, 2002.
113. Чаплик А. Б., Энергетический спектр и процессы рассеяния электронов в инверсионных слоях. ЖЭТФ, т.60, с.с. 1845-1852, 1971.
114. Brum J. A., Bastard G., Guillemot C., Screened Coulombic impurity bound states in semiconductor quantum wells, Phys. Rev. B, v. 30, pp. 905-908, 1984.

115. Lee J., Spector H. N., Melman P., Binding energy of the screened exciton in two-dimensional systems. J. Appl.Phys., v. 58, pp. 1893-1897, 1985.
116. Shik A..Ya, Scattering of Carriers by Charge Centres Under Conditions of Quantum Size Effect. Phys. Stat. Sol. (b), v. 34, pp. 661-664, 1969.
117. Аверкиев Н. С., Пикус Г. Е., Шматов М. Л., Повехностные экситоны и акцепторы в МДП структурах. ФТТ, т. 30, сс. 3276- 3285, 1988.
118. Henriques A. B., Screening in modulation-doped quantum wells: Finite-thickness correction. Phys. Rev. B, v. 44, pp. 3340-3343, 1991.
119. Алешкин В. И., Костин В. Я., Романов Ю. А., Температурная зависимость энергии связи экситонов Ваннье-Мотта в квантовых ямах. ФТП, т. 26, сс. 318-323, 1992.
120. Кулаковский Д. В., Губарев С.И., Лозовик Ю.Е., Свойства экситонных состояний в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в присутствии двумерного электронного газа, ЖЭТФ, т. 121, сс. 915-924, 2002.
121. Vazquez G. J., del Castillo-Mussot M., Reyes J. A., Lee J., Spector H. N., Transition between quasi 2 and 3D behavior of the binding energy of screened excitons in semiconducting quantum well structures. Revista Mexicana De Fisica, v. 49, pp. 175-181, 2003.
122. Achoyan A., Petrosyan S., Craig W., Ruda H. E., Shik A., Electron screening in nanostructures. J. Appl. Phys., v.101 , pp. 104308-1-10, 2007.
123. Aharonyan K. H., Kazaryan E. M., Screened exciton properties of narrow-gap lead salt finite confining potential semiconductor quantum well. Physica E, v. 44 , pp. 1924-1930, 2012.
124. Aharonyan K. H. , Margaryan N. B., Binding energy of the one-sided dielectrically enhanced screened exciton in semiconductor quantum well. ՀՀ ՊՆԻՍՏԻՆԻ (NASA REPORTS), v.116, pp. 57-63, 2016.

125. Aharonyan K. H. , Margaryan N. B., The screened exciton absorption in quantum well. Сборник научных и методических статей ГИУА, т. 1, сс. 81-86, 2012.
126. a.Kuper C. G., Little's Proposal for a Superconducting Organic Polymer. Phys. Rev., v. 150, pp. 189-192, 1966.
- b. Davis D., Tomas-Fermi Screening in One dimension. Phys. Rev. B, v. 7, pp. 129-135, 1973.
127. Lee J., Spector H. N., Dielectric response function for a quasi-one-dimensional semiconducting system. J. Appl.Phys., v. 57, pp. 366-37, 1985.
128. Reyes J.A. , del Castillo-Mussot M., Screened Coulomb potential for a quantum wire in the Tomas-Fermi approximation. Phys. Rev. B 57, pp. 9869-9874, 1998.
129. a.Nogami Y., Toyama F.M., Varshnyi Y. P., Stability of two-electron bound states in a model quantum wire. Phys. Letters A, v. 207, pp. 355-361, 1995.
- b.Bednarek S., Szafran B., Chwiej T., Adamowski J., Effective interaction for charge carriers confined in quasi-one-dimensional nanostructures. Phys. Rev. B 68, pp. 045328-1-9, 2003.
- c.Wang Y., Miao W.-D., Zhai L.-X., An effective screened Coulomb interaction in a quasi-one-dimensional system. Phys. Lett. A, v. 378, pp. 442-445, 2014.
130. a,Wendler L., Grigoryan V. G., Optical and acoustic plasmons in cylindrical quantum- well wires Phys. Rev. B, v.49, pp. 14531-14541, 1994.
- b.Wendler L., Grigoryan V.G., Haupt R., Retardation effects on intra- and intersubband plasmons in quasi-one-dimensional quantum-well wires. Superlat. & Microstr., v. 12, pp.501-504, 1992.
- c.Wendler L., Grigoryan V.G., Effect of the image potential on plasmons in cylindrical quantum-well wires. Phys. Stat. Sol. (b), v.181, pp.133-159, 1994.

131. Агаронян К.Г., Хачатрян А. Ж., Коллективные плазменные моды в квантовых нитях при наличии эффекта зарядового изображения. Сборник научных и методических статей ГИУА, т. 1, сс. 45-47, 2004.
132. Konar A., Fang T., Jena D., Dielectric environment mediated quantum screening of one dimensional electron gas. . arXiv: 1102.3110v1 [cond-mat.mes-hall], pp. 1 - 4, 2011.
133. Aharonyan K. H. , Margaryan N. B., Dielectric confinement influenced screened Coulomb potential for a semiconductor quantum wire. Journal of Physics : Conf. Series, Vol. 672, pp. 012009-1 -8, 2016.
2nd International Symposium, Optics & its applications, 2014, Yerevan, Book of Abstracts, pp.80-81, 2014.
134. Aharonyan K. H. , Margaryan N. B., Screened Coulomb properties of semiconductor nanowire with dielectric confinement effect. Proceedings of the Tenth International Conference “Semiconductor Micro- and Nanoelectronics”, pp. 94-96, 2015.
135. Margaryan N. B., Screened Coulomb centers in lead salt / mesoporous silica SBA 15 phase realistic semiconductor quantum wire system. Proceedings of the Tenth International Conference “Semiconductor Micro- and Nanoelectronics”, pp. 96-98, 2015.
136. Elliott R. J., Intensity of Optical Absorption by Excitons. Phys. Rev., v. 108, pp. 1384-1389, 1957.
137. Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Скал А. С., Влияние экранированного кулоновского взаимодействия на поглощение света в полупроводниках. ФТП, т 8, сс. 1096-1100. 1974.
138. Shinada M., Sugano S., Interband optical transitions in extremely anisotropic semiconductors. 1. Bound and unbound exciton absorption// J. Phys. Soc. Jpn., v. 21, pp. 1936 -1946, 1966.

139. Казарян Э. М., Энфиаджян Р. Л., К теории поглощения света в тонких полупроводниковых пленках при наличии квантового размерного эффекта. ФТП, т. 5, сс. 2002-2004, 1971.
140. Арутюнян С.Л., Казарян Э.М., Экситон Мотта-Ванье в размерно-квантованной полупроводниковой пленке. ФТП, т.9, сс.2214-2217, 1975.
141. Казарян Э.М., Кечечян К.О. Влияние экранированного кулоновского взаимодействия на поглощение света в тонкой квантующей полупроводниковой проволоке. ФТП, т. 10, сс. 616, 1976.
142. Jiang Y., Teich M. C., Wang W. I., Enhanced exciton absorption and saturation limit in strained InGaAs/InP quantum wells. J. Appl. Phys., v. 71, pp. 769-772, 1992.
143. Chemla D. S., Miller D. A. B., Room-temperature excitonic nonlinear-optical effects in semiconductor quantum-well structures. J. Opt. Soc. Amer., B, v. 2, pp.1155-1173, 1985.
144. Kushwaha M.S., Plasmons and magnetoplasmons in semiconductor heterostructures. Surface Science Reports, v. 41, pp. 1-416, 2001.
145. Wendler L., Kandler E., Intra- and Interband Plasmon-Polaritons in Semiconductor Quantum Wells, Phys. Stat. Sol. (b), v. 177, pp. 9-66, 1993.
146. Cottam M. G., Tilley D R. , Introduction to Surface and Superlattice Excitations. Cambridge University Press, 1989.
147. Чаплик А. Б., Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности. ЖЭТФ, т.62, сс. 746-753, 1972.
148. Dahl D., Sham L.J., Electrodynamics of quasi-two-dimensional electrons. Phys. Rev. B v.16, pp. 651-661, 1977.
149. Hwang E. H., Das Sarma S., Plasmon dispersion in dilute 2D electron systems: Quantum-Classical and Wigner Crystal-Electron Liquid Crossover. Phys. Rev. B, v.64, pp. 165409- 165414, 2001.

150. Das Sarma S., Quantum size effects on the plasma dispersion in quasi - two-dimensional system. Phys. Rev. B, v. 29, pp. 2334 - 2336, 1984.
151. Wendler L., Pechstedt R., Coupled intra- and intersubband plasmon-phonon modes in double heterostructures. Phys. Rev. B, v. 35, pp. 5887 - 5890, 1987.
152. Витлина Р.З., Чаплик А.В., Новая ветвь межподзонных плазмонов в неравновесной двухслойной системе. Письма в ЖЭТФ, т. 81, сс. 758-761, 2005.
153. Grimes C. C., Adams G., Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium. Phys. Rev. Lett., v. 36, pp. 145 -148 , 1976.
154. Allen S.J. , Jr., Tsui D.C., Logan R.A., Observation of the two-dimensional plasmon in silica inversion layers, Phys. Rev. Lett., v. 38 , pp. 980-983, 1977.
155. a.Olego D., Pinczuk A., Gossard A. C., Wiegmann W., Plasma dispersion in a layered electron gas: A determination in GaAs-(AlGa) As heterostructures. Phys. Rev. B 25, pp. 7867 - 7870, 1982.
 b. Eriksson M. A., Pinczuk A., Dennis B. S., Hirjibehedin C. F., Simon S. H., Pfeiffer L. N., West K. W., Collective excitations in low-density 2D electron systems. Physica E, v. 6, pp. 165- 168, 2000.
156. Hwang E. H., Das Sarma S., Plasmon dispersion in dilute 2D electron systems: Quantum-Classical and Wigner Crystal-Electron Liquid Crossover. Phys. Rev. B, v.64, pp. 165409- 165414, 2001.
157. Aharonyan K.H., Erknepetyan H.L., Tilley D.R., Collective Plasmon modes in thin semiconductor films including the effect of the image charges, Phys. Stat. Sol. (b), v. 150, pp.133-138, 1988.
158. Aharonyan K.H., Sedrakyan D. G., Collective Plasmon modes in

- Semiconductor Superlattice structures in Presence of the Effect of Image Charges, *Phys. Stat. Sol. (b)*, v. 164, pp. 127-132, 1991.
159. Khanh N.Q., Dielectric function and plasmon dispersion relation of a quasi-two dimensional electron gas, *Phys. Stat. Sol. (b)*, v. 197, pp. 73-79, 1996.
 160. Khanh N.Q., Toan N. M., Electron correlations in two dimensions: effects of finite thickness and image charges. *Solid State Commun.*, v. 125, pp. 133-137, 2002;
 161. Broido D. A., Kempa K., Coupling of plasma modes in a Si accumulation layer. *Phys. Rev. B*, v. 41, pp. 3268 - 3271, 1990.
 162. Aharonyan K.H., Dielectric response function of a quasi-two-dimensional electron gas in a finite confining potential semiconductor quantum well. *Proc. of SPIE 7998*, pp. 79981D -1 - 9, 2011.
 163. Aharonyan K.H., Dielectric function and collective plasmon modes of a quasi-two-dimensional finite confining potential semiconductor quantum well, *Physica E* 43, pp. 1618-1624, 2011.
 164. Wu X., Peeters F.M., Devresse J. T., Plasmon-phonon coupling in a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B* 32, pp. 6982 - 6985, 1985;
Peeters F.M., Wu X., Devresse J. T., Coupled-LO-phonon modes in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ heterostructures. *Phys. Rev. B* 36, pp. 7518 - 7522, 1987.
 165. Wendler L., Pechstedt R., Dynamical screening, collective excitations and electron-phonon interaction in heterostructures and semiconductor quantum wells: Application to double heterostructures, *Phys. Stat. Sol. (b)*, v. 141, pp. 129-150, 1987.
 166. Jalabert R., Das Sarma S., Quasiparticle properties of a coupled two-dimensional electron-phonon system. *Phys. Rev. B* 40, pp. 9723 - 9737, 1989.

167. Wendler L., R. Haupt, V.G. Grigoryan, Electron-phonon interaction, dynamical screening and collective excitation in heterostructures: I. Electron-phonon interaction, Physica B 167, pp.91-99, 1990;
Wendler L., Haupt R., Grigoryan V.G., Electron-phonon interaction, dynamical screening and collective excitation in heterostructures: II. Dynamically screened potential, Physica B 167, pp.101-112, 1990;
Wendler L., Haupt R., Grigoryan V.G., Electron-phonon interaction, dynamical screening and collective excitation in heterostructures: III. Coupled intra- and intersubband plasmon-phonons, Physica B 167, pp.113-123, 1990.
168. Hai G.-Q., Studart N., Marques G. E., Optical properties of doped semiconductors: Plasmon-phonon coupling and Raman spectra, Physica E. 2, pp.267-271, 1998.
169. Агаронян К.Г., Хачатрян С. М., Плазмон-фононное связывание в квантовых пленках с учетом эффекта диэлектрического разрыва. Сборник научных и методических статей ГИУА, т. 2, сс. 728-731, 2008.
170. Lee H.C., Sun K., Lee C.P., Effect of double heterojunctions on the plasmon-phonon coupling in a GaAs/Al_{0.24}Ga_{0.76}As quantum well. Semicond. Sci. Technol., v. 23, pp. 125043- 1-5, 2008.
171. Hwang E.H., Sensarma R., Das Sarma S., Plasmon - phonon coupling in graphene. Phys. Rev. B, v.82, pp. 195406 - 195409, 2010.
172. Aharonyan K.H., Collective plasmon-phonon modes in realistic EuS/PbS/EuS semiconductor quantum well. Proc. of SPIE 8414, pp. 841401 - 841409, 2011.
173. Matz R., Luth H., Conduction-Band Surface Plasmons in the Electron-Energy-Loss Spectrum of GaAs (110). Phys. Rev. Lett., v. 46, pp. 500-503 , 1981.

174. Jablan M., Soljacic M., Buljan H., Unconventional plasmon-phonon coupling in graphene. Phys. Rev. B, v.83, pp. 161409(R) – 1- 4, 2011.
175. a) Goldoni A., del Pennino U., Parmigiani F., Revcolevschi A., EELS investigation of Bi_2CuO_4 single crystals. Solid State Commun., v.90, pp.161-166, 1994.
b) Polyakov V. M., Elbe A., Wu J., Lapeyre G. J., Schaefer J. A., Silicon spreading in δ -doped GaAs(100): A high-resolution electron-energy-loss-spectroscopy study. Phys. Rev. B, v.54, pp. 2010-2018 , 1996;
c) Kloecker K., Himmerlich M., Koch R. J., Polyakov V. M., Eisenhardt A., Haensel T., Ahmed S. I.-U., Krischok S., Schaefer J. A., Electron-phonon-plasmon interaction in MBE-grown indium nitride – A high resolution electron energy loss spectroscopy (HREELS) study. Phys. Status Solidi C, v. 10, pp. 173-176, 2010.
176. a) Liu Y. Willis R. F., Plasmon-phonon Strongly-Coupled Mode in Epitaxial Graphene. Phys. Rev. B, v.81, pp. 081406(R) –1 - 4 , 2010.
b) Koch R. J., Seyller Th., Schaefer J. A., Strong plasmon-phonon coupled modes in the grapheme / silicon carbide heterosystem. Phys. Rev. B, v.82, pp. 201413- 201416 , 2010.
177. Aharonyan K.H., , Margaryan N. B., Plasmon-phonon properties of narrow-gap realistic lead salt semiconductor quantum well. Proceedings of the Ninth International Conference “Semiconductor Micro- and Nanoelectronics”, pp. 147-150, 2013.
178. Aharonyan K. H. , Margaryan N. B., Plasmon-Phonon Coupling In Lead Salt Semiconductor Quantum Well. Journal of Physics : Conf. Series, Vol. 673, pp. 012002-1 -6, 2016.
3rd International Symposium, Optics & its applications, 2015, Yerevan, Book of Abstracts, pp.78-79, 2015.

179. Pooley O. J., Gilbertson A. M., Buckle P. D., Hall R. S., Buckle L., Emeny M. T., Fearn M., Cohen L. F., T. Ashley. Transport effects in remote-doped InSb / $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ heterostructures, New J. of Phys., v. 12, pp.053022 -1-9, 2010.
180. Gao F., Lu Q., Liu X., Yan Y., Zhao D., Controlled synthesis of semiconductor PbS nanocrystals and nanowires inside mesoporous silica SBA-15 phase. Nano Letters, v.1,743-748, 2001.
181. Yuan Shu, Krenn H., Springholz G., Ueta Y., Bauer G., McCann P. J., Magnetorefectivity of $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ epilayers and PbTe / $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ multiple quantum well. Phys. Rev. B, v. 55, pp. 4607 – 4619, 1997.
182. Celina E., Magana F., Valladares A. A., The free-electron gas in n dimensions. Amer. J. Phys. v.45, pp. 960-963, 1977.

Հրապարակված հոդվածների ցանկ

(Գրականության ցանկում՝ 124, 125, 133, 134, 135, 177, 178)

1. Aharonyan K. H. , Margaryan N. B., The screened exciton absorption in quantum well. Сборник научных и методических статей ГИУА, т. 1, сс. 81-86, 2012.
2. Aharonyan K.H., Margaryan N. B., Plasmon-phonon properties of narrow-gap realistic lead salt semiconductor quantum well. Proceedings of the Ninth International Conference “Semiconductor Micro- and Nanoelectronics”, pp. 147-150, 2013.
3. Aharonyan K. H., Margaryan N. B., Screened Coulomb properties of semiconductor nanowire with dielectric confinement effect. Proceedings of the Tenth International Conference “Semiconductor Micro- and Nanoelectronics”, pp. 94-96, 2015.
4. Margaryan N. B., Screened Coulomb centers in lead salt / mesoporous silica SBA 15 phase realistic semiconductor quantum wire system. Proceedings of the Tenth International Conference “Semiconductor Micro- and Nanoelectronics”, pp. 96-98, 2015.
5. Aharonyan K. H., Margaryan N. B., Binding energy of the one-sided dielectrically enhanced screened exciton in semiconductor quantum well. ՀՀ ԳԱԱ Զեկույցներ (NASA REPORTS), v.116, pp. 57-63, 2016.
6. Aharonyan K. H. , Margaryan N. B., Dielectric confinement influenced screened Coulomb potential for a semiconductor quantum wire. Journal of Physics : Conf. Series, Vol. 672, pp. 012009-1 -8, 2016.
7. Aharonyan K. H. , Margaryan N. B., Plasmon-Phonon Coupling In Lead Salt Semiconductor Quantum Well. Journal of Physics : Conf. Series, Vol. 673, pp. 012002-1 -6, 2016.

Շնորհակալական խոսք

Խորին շնորհակալություն եմ հայտնում իմ գիտական ղեկավար, ֆիզ.-մաթ. գիտությունների դոկտոր, դոցենտ Կ. Հ.Ահարոնյանին ատենախոսական աշխատանքի կատարման ընթացքում ուղղորդելու, օգնելու և սրտացավ վերաբերմունքի համար:

Սրտանց շնորհակալ եմ նաև ֆիզ.-մաթ. գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր Ա. Ժ.Խաչատրյանին ատենախոսական աշխատանքի նկատմամբ ցուցաբերած ուշադրության և քննարկումների համար, որ ունեցել ենք ՀԱՊՀ ֆիզիկայի ամբիոնում աշխատանքի կատարման ընթացքում: