

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ՀԱՅ-ՌՈՒՄԿԱԿԱՆ (ՍԼԱՎՈՆԱԿԱՆ) ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ԿԱՌԼԵՆ ԿԱՐԵՆԻ ՄԱԴՅԱՆ

ՈՒՇԱՑՄԱՆ ԵՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՅԻՆ ՄԱՐՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ
ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ՊԼԱԶՄՈՆՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐՈՒՄ

Ա.04.21 - «Լազերային ֆիզիկա» մասնագիտությամբ
ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ 2013

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

РОССИЙСКО-АРМЯНСКИЙ (СЛАВЯНСКИЙ) УНИВЕРСИТЕТ

КАРЛЕН КАРЕНОВИЧ МАДОЯН

ЭФФЕКТЫ ЗАПАЗДЫВАНИЯ И РАДИАЦИОННОГО ЗАТУХАНИЯ В
СПЕКТРЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук по специальности
01.04.21 – «Лазерная физика»

ЕРЕВАН 2013

Ատենախոսության թեման հաստատվել է ՀՀ ԳԱԱ Ֆիզիկայի հետազոտությունների
ինստիտուտում:

Գլխավոր դեկան՝ ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր
Ա.Հ. Մելիքյան (ՀՌՀ)

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր
Ներկարարյան Խ.Վ. (ԵՊՀ)
ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր
Չալտիկյան Վ.Հ. (ՀՀ ԳԱԱ ՖՀԻ)

Առաջատար կազմակերպություն՝ ԵՊՀ, օպտիկայի ամբիոն

Պաշտպանությունը տեղի կունենա 2013թ. հունիսի 8-ին, ժամը 11⁰⁰ -ին
Երևանի պետական համալսարանի ֆիզիկայի 049 մասնագիտական խորհրդի նիստում:
Հասցեն՝ 0025, Երևան, Ա. Մանուկյան 1

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Սեղմագիրը առաքված է 2013թ. մայիսի 8-ին

Մասնագիտական խորհրդի
ընդհանր
գիտական քարտուղար՝



ֆիզ. մաթ. գիտ. թեկնածու,
Վ.Պ. Զալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Институте физических исследований НАН РА

Научный руководитель: доктор физ. мат. наук, профессор
А.О. Меликян (РАУ)

Официальные оппоненты: доктор физ. мат. наук, профессор
Неркарарян Х.В. (ЕГУ)
кандидат физ. мат. наук, доцент
Чалтикян В.О. (ИФИ НАН РА)

Ведущая организация: ЕГУ, кафедра оптики

Защита состоится 8-го июня 2013г. в 11⁰⁰ часов на заседании специализированного совета по физике 049 Ереванского государственного университета по адресу: 0025, Ереван, ул. А. Манукяна 1

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.
Автореферат разослан 8-го мая 2013 г.

Ученый секретарь
доцент
специализированного совета



кандидат физ. мат. наук,
В.П. Калантарян

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ

Ուսումնասիրության արդիականությունը

Մետադական նանոմասնիկները (ՄՆՄ) ինտենսիվ են ուսումնասիրվում հատկապես շնորհիվ իրենց օպտիկական հատկությունների՝ հիմնականում բարձր օպտիկական կլանման՝ հանգեցնելով հետաքրքիր կիրառումների կենսաքիմիական զոնդավորման մեջ, մոլեկուլային վերահսկողության և պատկերման, դեղերի առաքման և լուսաջերմային բուժման մեջ [1]: Այս եզակի օպտիկական հատկություններն առաջանում են մի ֆիզիկական պրոցեսի հետևանքով, որը կոչվում է մակերևութային պլազմոնային (ՄՊ) ռեզոնանս, ինչն իրենից ներկայացնում է ընկնող լույսի և ազատ էլեկտրոնների կոլեկտիվ շարժման ռեզոնանսային փոխազդեցություն [2]:

Օպտիկական ՄՊ թիտանատներն ի վիճակի են իրական ժամանակում գրանցել կոմպլեքսի ձևավորումը: Նանոմասնիկների ՄՊ կլանման սպեկտրի տիրույթն իսկապես զգայուն է նանոմասնիկի ձևի, չափսերի, միջմասնիկային հեռավորության և նանոմասնիկի կառուցվածքի նկատմամբ, ինչպես նաև շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրական հատկությունների նկատմամբ [2]: ՄՆՄ-ներում ՄՊ-ի՝ միջավայրի դիէլեկտրիկ հատկությունների նկատմամբ զգայուն լինելը կարող է օգտագործվել բեկման ցուցչի կամ միջմասնիկային հեռավորության փոքր փոփոխությունը կլանման սպեկտրի շեղման և տիրույթի լայնացման փոխակերպելու համար [3]:

Վերջին շրջանում մեծ հետաքրքրություն են առաջացնում ՄՆՄ-ների կոմպլեքսները, մասնավորապես դրանց զույգերը, “ՄՆՄ-տակդիր” կամ “ՄՆՄ-միջավայրերի բաժանման սահման” համակարգերը, ինչպես նաև գերարդիական նանոթաղանթները, քանի որ դրանք թույլ են տալիս ստանալ մերձավոր դաշտի զգալի ուժեղացում (մի քանի կարգերով), ինչպես նաև օգտագործել որպես նանոքանոններ [4-5]: Վերջին կիրառությունը հիմնված է այն հանգամանքի վրա, որ փոխազդող ՄՆՄ-ների ռեզոնանսային ալիքի երկարությունը խիստ զգայուն է միջմասնիկային հեռավորության նկատմամբ: Նանոմասնիկների զույգերը կարևոր են նաև ռամանյան ցրման հետազոտություններում, քանի որ մոտ

հեռավորությունների դեպքում ՄՆՄ-ների միջև ընկած կետերում (այսպես կոչված՝ կիզակետերում) նկատվում է արդյունաբար դաշտի զգալի ուժեղացում [6]:

ՄՆՄ-ների և դրանց համակարգերի կիրառությամբ տարբեր օպտիկական սարքերի համար կարևոր բնութագիր է սպեկտրալ զգայունությունը, իսկ զգայունության բարձր լինելու համար անհրաժեշտ է, որ օգտագործված ՄՆՄ-ների կամ դրանց համակարգերի ՄՊՌ-ի գծի լայնությունը լինի փոքր: Օպտիկական սարքերում կիրառվող նանոմասնիկների ռեզոնանսային գծի լայնացման հիմնական պատճառներից մեկն է ճառագայթային մարումը: Հետևաբար կարևոր խնդիր է դառնում ՄՆՄ-ների և դրանց համակարգերի մակերևութային պլազմոնների ճառագայթային մարման արագության (ՃՄԱ) հաշվարկը:

Նշված խնդիրներից և ոչ մեկի լուծման համար գոյություն չունեն ճշգրիտ անալիտիկ մեթոդներ, որոնք թույլ կտային արագ և մեծ ճշտությամբ ստանալ վստահելի արդյունքներ՝ առկա փորձարարական արդյունքները բացատրելու, ինչպես նաև նոր արդյունքներ և փորձեր կանխատեսելու համար: Հետևաբար առաջանում է անալիտիկ մեթոդների մշակման անհրաժեշտություն, որոնք թույլ կտան հաշվել ՄՆՄ-ների և դրանց համակարգերի մակերևութային պլազմոնների հաճախությունները և այդ հաճախությունների ճառագայթային մարման արագությունը:

Աշխատանքի նպատակը

- Մշակել կիսասանալիտիկ մեթոդ էլեկտրաստատիկայի հիմնական սահմանային խնդիրը լուծելու համար, որը հնարավորություն կտա հաշվի առնելով ուշացման երևույթները մեծ ճշգրտությամբ հաշվարկել փոխազդող ազնիվ մետաղական նանոսֆերաների զույգում ՄՊ հաճախությունների կախումը համակարգի պարամետրերից՝ միջավայրի դիելեկտրիկ հաստատունից, միջմասնիկային հեռավորությունից, նանոմասնիկների չափերից, եղած փորձարարական տվյալները մեկնաբանելու համար:
- Հաշվարկել ազնիվ մետաղական սֆերիկ նանոմասնիկի մակերևութային պլազմոնների ճառագայթային մարման արագության կախումը երկու դիելեկտրիկ միջավայրերի բաժանման սահմանից ունեցած հեռավորությունից, ինչպես նաև այդ միջավայրերի դիելեկտրիկ թափանցելիություններից:
- Հաշվարկել դիելեկտրիկ միջավայրում գտնվող ազնիվ մետաղական սֆերիկ և սֆերոիդալ նանոթաղանթներում մակերևութային պլազմոնների

հաճախությունների ճառագայթային մարման արագության՝ մասնիկի շառավղից, թաղանթի հաստությունից, միջուկի և շրջապատող միջավայրերի դիէլեկտրիկ թափանցելիություններից ունեցած կախումը որոշելու համար:

- Ստուգել մշակված անալիտիկ մեթոդների կիրառելիության սահմանները՝ օգտագործելով եղած փորձարարական տվյալները և թվային հաշվարկների արդյունքները:

Գիտական նորույթը

- Առաջին անգամ մշակվել է անալիտիկ մեթոդ՝ հիմնված անընդհատ կոտորակների տեսության վրա, որի միջոցով հաշվարկվել են փոխազդող ազնիվ մետաղական նանոսֆերաների գույգում՝ «նանոքանոնում», մակերևութային պլազմոնների հաճախությունների կախումը միջմասնիկային հեռավորությունից և միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունից:
- Առաջին անգամ մշակվել է ալգորիթմ տարբեր դիէլեկտրիկներ պարունակող համակարգերում պլազմոնային տատանումների ճառագայթային մարումը հաշվարկելու համար: Այդ մեթոդի կիրառությամբ լուծվել են հետևյալ խնդիրները.

- 1 հաշվարկվել են դիէլեկտրիկ միջավայրում գտնվող ազնիվ մետաղական սֆերաների գույգում պլազմոնային տատանումների ճառագայթային մարման արագությունները և դրանց կախումը համակարգի բոլոր պարամետրերից,
- 2 հաշվարկվել են սֆերիկ և սֆերոիդալ նանոթաղանթներում մակերևութային պլազմոնների ճառագայթային մարման արագության՝ մասնիկի չափսերից, կիսաառանցքների հարաբերությունից, թաղանթի հաստությունից, միջուկի և շրջապատող միջավայրերի դիէլեկտրիկ թափանցելիություններից կախումը հաշվելու համար:
- 3 նշված համակարգերում հայտնաբերվել է ՃՄԱ-ի զգալի նվազում՝ միջմասնիկային հեռավորության նվազման և թաղանթի հաստության նվազման դեպքում:

Աշխատանքի գործնական արժեքը

Առաջարկված անալիտիկ մեթոդի գործնական արժեքը կայանում է նրանում, որ այն ընձեռում է փորձարարական տվյալները ակնթարթորեն մշակելու հնարավորություն, ի տարբերություն թվային մեթոդների, որոնց կիրառումը

պահանջում է առեւտրի հաշվարկային ժամանակ և համակարգչային շատ մեծ օպերատիվ հիշողություն: Ինչպես նաև ներկայացված մեթոդներով հաշվարկներ կատարելու համար չեն պահանջվում մեծ ֆինանսական հնարավորություններ:

Ստացված անալիտիկ բանաձևերի միջոցով փորձարարը հնարավորություն է ստանում պարզել մակերևութային պլազմոնների հաճախության կախումը տարբեր պարամետրերի փոփոխությունից: Նանոսֆերաների զույգը կարող է օգտագործվել նաև որպես նանոքանոն, այսինքն թույլ է տալիս որոշել ՄՆՄ-ների միջև հեռավորությունը զույգի կլանման կամ առաքման սպեկտրի չափումների արդյունքների հիման վրա անալիտիկ բանաձևերի միջոցով:

Հաշվարկները ցույց են տվել, որ օպտիկական սարքերում ավելի նպատակահարմար է օգտագործել նանոթաղանթներ հոծ գնդերի փոխարեն, քանի որ միննույն չափսերի նանոթաղանթի մակերևութային պլազմոնների հաճախությունների ճառագայթային մարման արագությունը շատ ավելի փոքր է քան հոծ գնդինը: Հետևաբար օգտագործելով նանոթաղանթներ՝ հնարավոր է բարձրացնել օպտիկական սարքերի զգայունությունը:

Պաշտպանության ներկայցվող հիմնական դրույթները

1. Անընդհատ կոտորակների մեթոդը թույլ է տալիս ակնթարթորեն հաշվարկել երկու փոխազդող փոքր (20 նմ-ից փոքր շառավղով) սֆերիկ ՄՆՄ-ներում մակերևութային պլազմոնի հաճախությունը խնդրի պարամետրերի ցանկացած արժեքների դեպքում:
2. Այդ նույն խնդրում մինչև 50 նմ շառավիղներով մասնիկների դեպքում փոխազդեցության ուշացումը կարելի է հաշվարկել մոտավոր եղանակով, հաշվի առնելով ուշացումը միայն յուրաքանչյուր մասնիկի ներսում: Դա ապահովում է լավ համընկում փորձարարական տվյալների հետ:
3. Փոքր չափի երկու սֆերիկ մասնիկների դեպքում մակերևութային պլազմոնի ճառագայթային մարման արագությունը (ՃՄԱ) հաշվարկելու համար բավական է գտնել համակարգի պոտենցիալային էներգիային լրիվ դիպոլային մոմենտի լայնությունների կապը:
4. Երկու փոխազդող սֆերաներում, ինտերֆեյսի մոտ տեղադրված սֆերայում ՃՄԱ-ը էապես փոքրանում է միջմասնիկային հեռավորության

կամ մասնիկի ինտերֆեյսից ունեցած հեռավորության նվազմանը զուգընթաց:

5. Մետաղական նանոթաղանթում թաղանթի հաստությունը փոքրանալիս ՃՄԱ-ը զգալիորեն նվազում է, ինչը հետևանք է ճառագայթող էլեկտրոնների թվի նվազման:

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները զեկուցվել են “SPIE Photonics Europe - 2010” (Brussels), The 5th International Conference on Surface Plasmon Photonics 2011 (Busan, Korea), “International Conference on Laser Physics – 2012” (Ashtarak) միջազգային գիտաժողովներում, ինչպես նաև Ռուս-Հայկական (Սլավոնական) համալսարանի մի շարք գիտաժողովներում:

Հրապարակումներ

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները տպագրվել են 6 գիտական աշխատանքներում, որոնց ցուցակը ներկայացված է սեղմագրի վերջում:

Ատենախոսության կառուցվածքը

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, չորս գլխից և 148 առումն պարունակող գրականության ցանկից: Աշխատանքում առկա են 22 նկարներ և մեկ աղյուսակ: Աշխատանքի ընդհանուր ծավալը 103 էջ է:

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ՀԱՄԱՌՈՏ ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ատենախոսությունում տեսականորեն դիտարկվել և հաշվարկվել են տարբեր ՄՆՄ-ների համակարգերում մակերևութային պլազմոնների ռեզոնանսային հաճախությունների և ճառագայթային մարման արագության կախումը միջավայրի և ՄՆՄ-ների դիէլեկտրիկ թափանցելիությունից, միջմասնիկային հեռավորությունից, ձևից և երկրաչափությունից:

Գլուխ 1-ը նվիրված ՄՆՄ-ների և դրանց համակարգերի ՄՊ-ներին վերաբերվող գրականության ուսումնասիրությանը:

Գրականության ուսումնասիրության 1.1 պարագրաֆում ներկայացվում է պլազմոնի էությունը: Պլազմոնային տատանումների հաճախության ձևավորման մեխանիզմը հասկանալու համար մենք դիտարկում ենք բարակ մետաղյա թաղանթի օրինակը: Դիտարկվել են կապված ՄՆՄ-ների գույզի՝ պլազմոնային «դիմերի», էներգիայի սպեկտրի մոդերը:

Գրականության ուսումնասիրության 1.2 պարագրաֆում ներկայացված են ՄՆՄ-ների և դրանց համակարգերում ՄՊ-ների ուսումնասիրման տեսական և փորձարարական մեթոդները: Ներկայացված է ոչ սֆերիկ երկրաչափության համար լայնորեն կիրառվող հզոր հաշվարկային մեթոդներ

Գրականության ուսումնասիրության 1.3 պարագրաֆում ներկայացված է ՄՆՄ-ներում ՄՊ-ների ճառագայթային մարման երևույթը: Նկարագրված է երկֆոտոնային ֆոտոէմիսիան. փորձարարական մեթոդը, որն օգտագործվում է օպտիկապես առաջացված էլեկտրոնային գրգռումների դինամիկան ուսումնասիրելու համար, և այդ մեթոդի տեսական հիմքը: Նաև ներկայացված է փոխազդող դիպոլի (ՓԴ) մեթոդը՝ վերջավոր և անվերջ վանդակացանցի համար, գնդաձև մասնիկների 1D և 2D մասիվների մարման, կլանման և ցրման սպեկտրերը գտնելու համար: Գրականության ուսումնասիրության 1.3 պարագրաֆում ներկայացված է ուսումնասիրված գրականության վերլուծությունը՝ առկա մեթոդների թերություններն ու առավելությունները, և հաշվի առնելով հիմնախնդիրները ձևակերպել ենք ատենախոսության խնդիրները:

Գլուխ 2-ը նվիրված է մեր կողմից մշակված նանոքանոնի կիսասնայլտիկ տեսությանը: Մենք զարգացրել ենք անընդհատ կոտորակների մոտեցման վրա հիմնված մեթոդ, կիրառված էլեկտրաստատիկ սահմանային խնդրի նկատմամբ երկու փոխազդող նանոսֆերաների մակերևութային պլազմոնի ռեզոնանսային հաճախությունը հաշվարկելու համար: Ռեզոնանսային հաճախության կախումը միջմասնիկային բաժանումից (պլազմոնային նանոքանոնի երևույթը) հաշված է խուսափելով ժամանակատար թվային հաշվարկները, նույնիսկ շատ փոքր միջմասնիկային բաժանումների դեպքում, որտեղ հայտնի գործընթացները առերեսում են լուրջ դժվարությունների: Ուշացման երևույթի հաշվին ուղղումը հաշվարկված է ավելի մեծ նանոգույգերի դեպքի համար: Ցուցադրված է լավ համընկնում երկու արդյունքների հետ՝ և թվային հաշվարկների հետ, և՛ փորձարարական տվյալների:

Գլուխ 2-ի 2.1 պարագրաֆում կիրառված է քվազիստատիկ մոտավորությունը, երբ համակարգի չափսերը շատ փոքր են քան պլազմային տատանումների ճառագայթման ալիքի երկարությունը, որը մեզ թույլ է տալիս ալիքային հավասարումը բերել Լապլասի հավասարման համապատասխան սահմանային պայմաններով: Այնուհետև սահմանային խնդիրը դիտարկվել է բիսֆերիկ

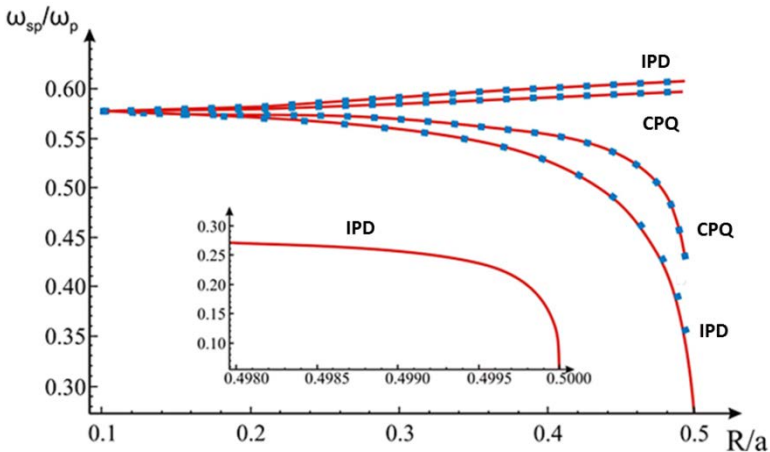
կոորդինատային համակորգում՝ ինչպես ժամանակին կատարվել է Ω . Ռուպայինի [7] կողմից, որը թույլ է տալիս համափուլ երկայնական դիպոլային մոդի համար ստանալ հետևյալ ռեկուրենտ հավասարում՝

$$nF_{n-1} - (2n+1)\cosh\eta_0 \left[1 + \frac{1-x}{2n+1} \frac{\tanh\eta_0 \cdot \tanh\left(n + \frac{1}{2}\right)\eta_0}{1+x \cdot \tanh\left(n + \frac{1}{2}\right)\eta_0} \right] F_n + (n+1)F_{n+1} = 0 ,$$

որտեղ $x = \varepsilon(\omega)/\varepsilon_m$ և $\sinh\eta_0 = a/R$:

Գլուխ 2-ի 2.2 պարագրաֆում ստացված ռեկուրենտ հավասարումը լուծվում են օգտագործելով անընդհատ կոտորակների մեթոդը:

Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ բավական է մեզ սահմանփակել $N = 50$ իտերացիայով քանի որ հետագա N -ի աճը չի ազդում արմատի արժեքի վրա: Արդյունքում գտնում ենք x -ի կախումը միջմասնիկային հեռավորությունից: Այս հաշվարկման մեթոդների իրապես թույլ է տալիս գրեթե ակնթարթորեն հաշվարկել փոխազդող նանոգույգի ՄՊ-ի ռեզոնանսային հաճախության կախումը միջմասնիկային հեռավորությունից և շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրիկ հաստատունից:

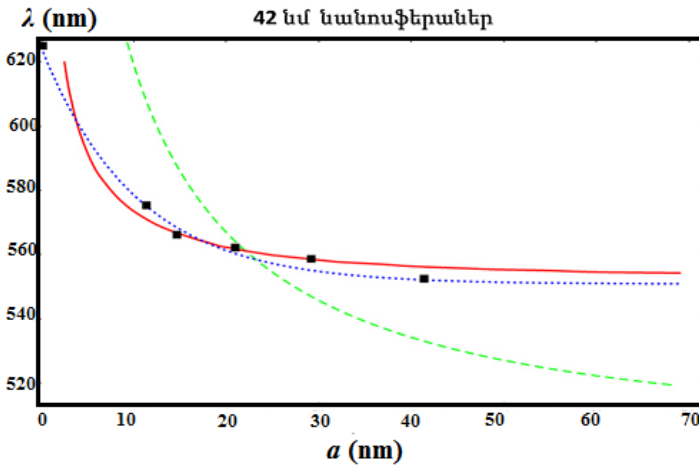


Նկար. 1: Փոխազդող նանոսֆերաների անչափայնեցված ՄՊ ռեզոնանսի հաճախության ω_{sp}/ω_p կախումը (որտեղ ω_p -ն ծավալային մետաղի պլազմային հաճախությունն է) անչափային կենտրոնից կենտրոն միջմասնիկային հեռավորության հակադարձ մեծությունից R/a : Նշանակումներն են՝ **IP** -

համափուլ տատանումներ, **D**-դիպոլային, **CP** - հակափուլ, **Q** - քվադրուպոլային տատանումներ: Հոծ գծերը ներկայացնում են մեր արդյունքները, իսկ քառակուսիկները Շմայցի և Դամբլիի [8] արդյունքները: Համափուլ տատանումների չափազանց փոքր բաժանումների դեպքը ցուցադրված է ներդիրում:

Գլուխ 2-ի 2.3 պարագրաֆում մենք դիտարկում ենք փոքր սֆերիկ զույգերի դեպքը՝ արհամարհելով փոխազդեցության ուշացման երևույթը: Սկզբից մենք համեմատում ենք մեր արդյունքները Շմայցի և Դամբլիի [8] կողմից ժամանակատար և ահռելի համակարգչային ռեսուրսներ պահանջող թվային մեթոդների միջոցով ստացված արդյունքների հետ:

Գլուխ 2-ի 2.4 պարագրաֆում մենք համեմատում ենք փոխազդող 42 նմ տրամագծով նանոմասնիկների համար ՄՊ հաճախությունների վերաբերյալ ստացված կարևոր փորձարարական արդյունքների հետ [9, 10]:



Նկար 2: 42նմ փոխազդող ոսկու սֆերաների ՄՊ ռեզոնանսային ալիքի երկարությունը կախված միջմասնիկային բաժանումից: [4]-ի տվյալները, հոծ քառակուսիներ-փորձնական տվյալներ, կարճ կապույտ կետագծեր- T-մատրիցայի մեթոդով հաշվարկներ, երկար կանաչ կետագծեր- մեր կողմից կատարված հաշվարկներն են՝ առանց ուշացման հաշվարկի, հոծ գիծը՝ մեր կողմից ստացված արդյունքներն են՝ ուշացման ներդրումի հաշվարկով:

Այս դեպքում ուշացման երևույթները պետք է հաշվի առնվեն, քանի որ գույզում սֆերայի տրամագիծը $ՄՊ$ ճառագայթման ալիքի երկարության կարգի է՝ $D \sim \lambda_{sp}/2\pi$: Փոխազդող սֆերաների $ՄՊ$ հաճախությունները ուշացման երևույթները հաշվարկելու համար մենք առաջին մոտավորությամբ հաշվի ենք առնում փոխազդեցության ուշացումը յուրաքանչյուր նանոմասնիկում և արհամարհելով այն նանոմասնիկների միջև՝ կատարելով հետևյալ փոխարինումը՝

$$\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_m} \rightarrow \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_m} + \frac{12}{5} \frac{\varepsilon_m \omega^2}{c^2} R^2,$$

Արդյունքում ստանում ենք

Գլուխ 3-ը նվիրված է երկու փոխազդող սֆերիկ $ՄՄ$ -ների և ինտերֆեյսի մոտ գտնվող նանոմասնիկի $ՄՊ$ -ների ճառագայթային մարմանը: Մշակվել է երկու փոխազդող սֆերիկ $ՄՄ$ -ներում $ՄՊ$ -ի ճառագայթային մարման տեսությունը և առաջին անգամ դուրս է բերվել սպեկտրալ զծի ճառագայթային լայնության բանաձև: Ցույց է տրված, որ որպես արդյունք մակերևութային պլազմոնի հաճախության կարմիր շեղման, տեղի է ունենում ճառագայթային մարման արագության նկատելի նվազում: Փոքր միջմասնիկային հեռավորությունների համար զծի լայնությունը նվազում է երեք անգամ՝ համեմատած մեծ բաժանումների դեպքի հետ: Տեսությունը տարածվում է երկու դիէլեկտրիկ միջավայրերի բաժանման սահմանի մոտ տեղադրված սֆերիկ $ՄՄ$ -ի վրա: Հաշվարկվել է $ՄՊ$ -ի հաճախության կարմիր շեղման և ճառագայթային մարման արագության կախումը մասնիկ-ինտերֆեյս բաժանումից: Ցույց է տրվել, որ, երկու դեպքում էլ, շրջապատող միջավայրի բեկման ցուցիչ նվազումը, նույնպես, բերում է մարման արագության նվազման:

Գլուխ 3-ի 3.1 պարագրաֆում քննարկվում են գոյություն ունեցող $ՄՊ$ ռեզոնանսի զծի լայնացման երեք հիմնական մեխանիզմներ՝ այսպես կոչված, Դրուդեի ռելակսացիայի մեխանիզմը՝ էլեկտրոն-ֆոնոն և էլեկտրոն-խառնուրդներ ցրումը, էլեկտրոնների ցրումը $ՄՄ$ -ի մակերևութի և ճառագայթային մարմանը:

Գլուխ 3-ի 3.2 պարագրաֆում հաշվարկվում է փոխազդող սֆերաներում $ՄՊ$ տատանումների ճՄԱ-ն: Կիրառելով քվադրատատիկ մոտավորությունը՝ $\lambda/2\pi \gg R$, երբհամակարգի չափսերը շատ փոքր են քան պլազմային տատանումների ճառագայթման ալիքի երկարությունը, խնդիրը բերվում է

ալիքային հավասարման փոխարեն Լապլասի հավասարման լուծմանը՝ համապատասխան սահմանային պայմաններով:

Մենք կիրառում ենք արտաքսված քվադրուպոլային մոմենտի մոտավորությունը [11], փոխարինելով սֆերաները կետային դիպոլներով, որոնք շեղված են սֆերայի կենտրոնից: Շեղումը որոշվում է այնպես, որ այդ կետի նկատմամբ սֆերայի քվադրուպոլային մոմենտը լինի զրո:

$$\delta(\omega_{sp}) = \frac{3}{2} R \frac{\varepsilon(\omega_{sp}) + 2\varepsilon_0}{2\varepsilon(\omega_{sp}) + 3\varepsilon_0} \sqrt[3]{\frac{1}{2} \frac{\varepsilon(\omega_{sp}) + 2\varepsilon_0}{\varepsilon(\omega_{sp}) - \varepsilon_0}}$$

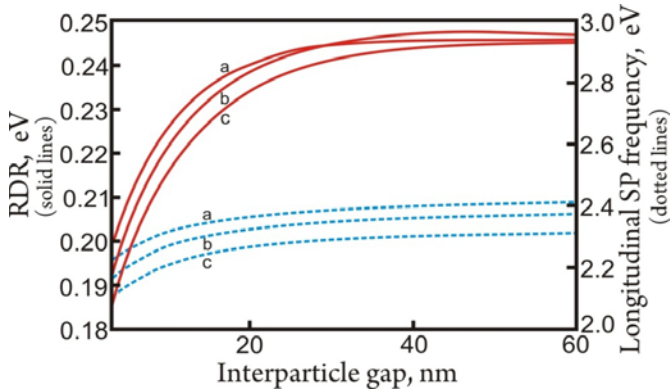
Սպեկտրի հավասարման համար ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$a(\omega_{sp}) = R \sqrt[3]{2[\varepsilon(\omega_{sp}) - \varepsilon_0][\varepsilon(\omega_{sp}) + 2\varepsilon_0]^{-1} + \delta(\omega_{sp})},$$

որի միջոցով ստանում ենք հաճախության կախումը միջմասնիկային հեռավորությունից:

Այնուհետև ենթադրում ենք, որ մարումը մեկ պարբերության ընթացքում շատ փոքր է: Համադրելով կինետիկ հավասարումը և դիպոլային ճառագայթման հզորության հավասարումը՝ ստանում ենք սֆերաների ՃՄԱ-ի և ՄՊ հաճախությունների կախումը միջմասնիկային հեռավորությունից և շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրիկ հաստատունից:

$$\gamma_0(R, \varepsilon_0) = \frac{\varepsilon(\omega_{sp})}{\varepsilon(\omega_{sp}) - \varepsilon_0} \left[\left(1 - \frac{R^3}{(a-\delta)^3} - \frac{2R^6}{(a-\delta)^6} \right) + \frac{9}{5} \left(\frac{2\delta^2}{R^2} - \frac{\delta R^3}{(a-\delta)^4} - \frac{3R^8}{(a-\delta)^8} \right) \right]^{-1} :$$



Նկար 3: Փոխազդող սֆերաների ՄՊ հաճախությունների (կետագծեր) և ՃՄԱ-ի (հոռ գծեր) կախումը միջմասնիկային բաժանումից 30 նմ շտապվող փոխազդող սֆերաների համակարգում շրջապատող միջավայրի բեկման ցուցչի երեք տարբեր արժեքների համար $n_0 = 1.33$ (a), 1.43(b), 1.53(c):

Գլուխ 3-ի 3.3 պարագրաֆում հաշվարկվում է ինտերֆեյսի մոտ գտնվող սֆերայի ՄՊ տատանումների ՃՄԱ-ն: Օգտագործելով էլեկտրաստատիկ պատկերման մեթոդը՝ երկրորդ դիէլեկտրիկ միջավայրը փոխարինվում է սֆերայի պատկերով, որի լիցքը տարբերվում է իրական սֆերայի լիցքից $\beta = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)$ գործակցով՝ խնդիրը բերելով երկու փոխազդող սֆերաների խնդրին:

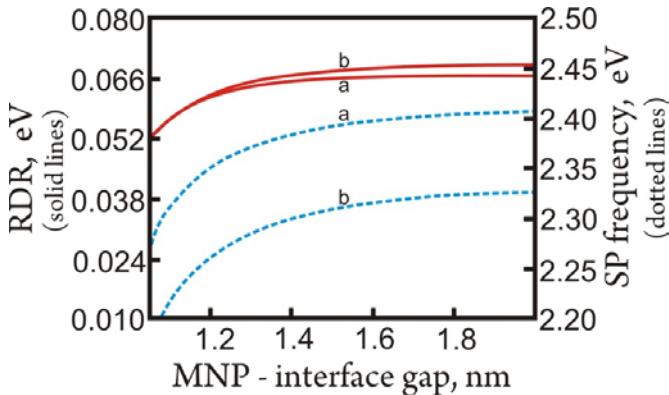
Սպեկտրի հավասարման համար ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$a(\omega_{sp}) = \beta^{\frac{1}{3}} R^{\frac{1}{3}} \sqrt[3]{2 \frac{\varepsilon(\omega_{sp}) - \varepsilon_0}{\varepsilon(\omega_{sp}) + 2\varepsilon_0}} + \beta^{-\frac{1}{3}} \frac{3R}{2} \frac{\varepsilon(\omega_{sp}) + 2\varepsilon_0}{2\varepsilon(\omega_{sp}) + 3\varepsilon_0} \sqrt[3]{\frac{1}{2} \frac{\varepsilon(\omega_{sp}) + 2\varepsilon_0}{\varepsilon(\omega_{sp}) - \varepsilon_0}},$$

որի միջոցով ստանում ենք հաճախության կախումը մասնիկի-ինտերֆեյս հեռավորությունից:

Արդյունքում ինտերֆեյսի մոտ գտնվող սֆերայի ՄՊ տատանումների ՃՄԱ-ի համար ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\gamma_1(R, \varepsilon_0, \varepsilon_1) = \frac{\omega_{sp}^4 R^3 \sqrt{\varepsilon_0} k}{c^3} \frac{\varepsilon(\omega_{sp})}{\varepsilon(\omega_{sp}) - \varepsilon_0} \left[\left(1 - \beta \frac{R^3}{(b-\delta)^3} - \beta^2 \frac{2R^6}{(b-\delta)^6} \right) + \frac{9}{5} \left(\frac{2\delta^2}{R^2} - \beta \frac{\delta R^3}{(b-\delta)^4} - \beta^2 \frac{3R^8}{(b-\delta)^8} \right) - \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)\varepsilon_0}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)^2} \frac{\varepsilon(\omega_{sp})}{\varepsilon(\omega_{sp}) - \varepsilon_0} \frac{6R^3}{(b-2\delta)^3} \right]^{-1} :$$



Նկար 4: Ինտերֆեյսի մոտ գտնվող 30 նմ շառավղով ոսկյա ՄՆՄ ՄՊ հաճախությունների (կետագծեր) և ՃՄԱ-ի (հոծ գծեր) կախումը մասնիկ-ինտերֆեյս հեռավորությունից՝ (a) $n_0 = 1.33$ և (b) $n_0 = 1.53$ շրջապատող միջավայրի և $n_1 = 4.5$ հարակից միջավայրի բեկման ցուցիչների համար:

Գլուխ 4-ը նվիրված է ազնիվ մետաղական նանոթաղանթներում ՃՄԱ-ի կտրուկ նվազելու երևույթը: ՄՆՄ-ներում ՄՊ տատանումների ճառագայթային մարումը համեմատական է մասնիկի ծավալին: Համեմատաբար մեծ մասնիկների համար այս մեխանիզմը գերիշխում է ռելաքսացիայի այլ մեխանիզմներին և դառնում է միակ սահմանափակող գործոնը նանոմասնիկների սպեկտրալ զգայունության համար: Այս գլխում մենք դիտարկել ենք դիէլեկտրիկ միջուկով մետաղական նանոթաղանթը և հաշվարկել ենք ՄՊ տատանումների ճառագայթման մարման արագությունը՝ կախված երկրաչափությունից և շրջապատող միջավայրի և միջուկի դիէլեկտրիկ հաստատուններից: Անալիտիկորեն հաշվարկված է ՄՊ տատանումների ճառագայթային մարման արագությունը սֆերիկ և սֆերոիդալ միջուկ-թաղանթը ազնիվ ՄՆՄ-ների համար: Ցույց է տրված, որ արագությունը կտրուկ փոքրանում է թաղանթի հաստության նվազմանը զուգընթաց: Հաշվարկը ցույց է տալիս, որ ինչպես նանոսֆերաների դեպքում, ճառագայթման մարման արագությունը համեմատական է ճառագայթող էլեկտրոնների թվին, այսինքն թաղանթի ծավալին: Այս արդյունքը կարելի է օգտագործել նանոֆոտոնային սարքեր նախագծելիս, որտեղ պահանջվում է մակերևութային պլազմոնային նեղ ռեզոնանսներ:

Գլուխ 4-ի 4.1.1 պարագրաֆում քննարկվում են հոծ նանոգնդերի նկատմամբ սֆերիկ նանոթաղանթների ունեցած հիմնական առավելությունները:

Գլուխ 4-ի 4.1.2 պարագրաֆում հաշվարկվում է նանոթաղանթում ՄՊ տատանումների ՃՄԱ-ն: Կիրառելով քվազիստատիկ մոտավորությունը՝ $\lambda/2\pi \gg R$, երբ նանոթաղանթի արտաքին շարավիղը շատ փոքր է քան պլազմային տատանումների ճառագայթման ալիքի երկարությունը, խնդիրը բերվում է ալիքային հավասարման փոխարեն Լապլասի հավասարման լուծմանը՝ համապատասխան սահմանային պայմաններով:

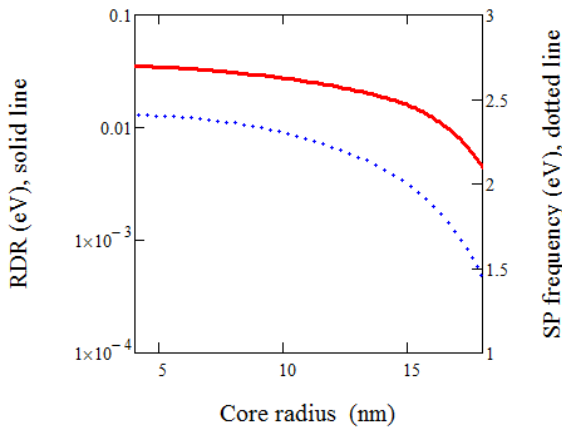
Այնուհետև ենթադրում ենք, որ մարումը մեկ պարբերության ընթացքում շատ փոքր է: Համադրելով կինետիկ հավասարումը և դիպոլային ճառագայթման

հզորության հավասարումը՝ ստանում ենք նանոթաղանթի ՃՄԱ-ի և ՄՊ հաճախությունների կախումը թաղանթի հաստությունից և շրջապատող միջավայրի ու միջուկի դիէլեկտրիկ հաստատուններից:

$$\gamma = \frac{\omega_{sp}^4 \sqrt{\epsilon_3}}{c^3} \frac{R_2^3 \epsilon(\omega_{sp})}{(\epsilon(\omega_{sp}) - \epsilon_3) \left[1 + \frac{\epsilon(\omega_{sp}) + 2\epsilon_3}{\epsilon_1 + 2\epsilon(\omega_{sp})} \right]}$$

Գլուխ 4-ի 4.1.3 պարագրաֆում ներկայացվում և բացատրվում են ստացված արդյունքները՝ հիմնվելով ֆիզիկական դատողությունների վրա:

Գլուխ 4-ի 4.2.1 պարագրաֆում քննարկվում են հոծ նանոգնդերի և սֆերիկ նանոթաղանթների նկատմամբ սֆերոիդալ նանոթաղանթների ունեցած առավելությունները:

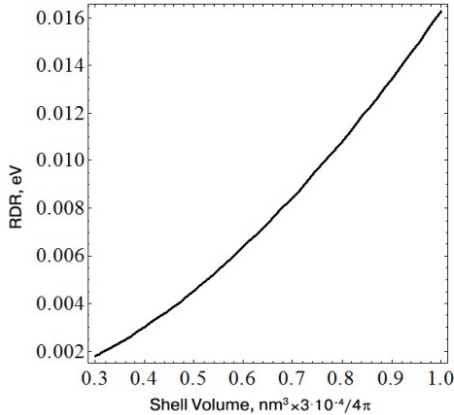


Նկար 5: ՃՄԱ-ի (հոծ գիծ) և ՄՊ հաճախության (կետագծեր) կախվածությունը միջուկի շառավղից 20 նմ արտաքին շառավղով ոսկե ՄՆՄ-ի համար:

Գլուխ 4-ի 4.2.2 պարագրաֆում հաշվարկվում է նանոթաղանթում ՄՊ տատանումների ՃՄԱ-ն: Կիրառելով նույն ալգորիթմը՝ ինչ 4.1.2 պարագրաֆում՝ ստանում ենք սֆերոիդալ նանոթաղանթի ՃՄԱ-ի և ՄՊ հաճախությունների կախումը թաղանթի հաստությունից, կիսաառանցքների հարաբերությունից և շրջապատող միջավայրի ու միջուկի դիէլեկտրիկ հաստատուններից:

$$\gamma(\omega_{sp}, \epsilon_1, \epsilon_3, \xi_1, \xi_2) = \frac{2\omega_{sp}^4}{9c^3} \frac{\epsilon(\omega_{sp}) f^3 \sqrt{\epsilon_3}}{(\epsilon_3 - \epsilon(\omega_{sp})) (\xi_2^2 - 1) Q_1(\xi_2) Q_1'(\xi_2)} \left[1 + \frac{\xi_2^2 - 1}{\xi_1^2 - 1} \frac{\epsilon(\omega_{sp}) Q_1(\xi_2) - \epsilon_3 \xi_2 Q_1'(\xi_2)}{\epsilon_1 Q_1(\xi_1) - \epsilon(\omega_{sp}) \xi_1 Q_1'(\xi_1)} \right]^{-1}$$

Գլուխ 4-ի 4.1.3 պարագրաֆում ներկայացվում և բացատրվում են ստացված արդյունքները՝ հիմնվելով ֆիզիկական դատողությունների վրա:



Նկար 6: Սֆերոիդալ թաղանթի ՃՄԱ-ի կախվածությունը թաղանթի ծավալից:

ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Զարգացվել է անընդհատ կոտորակների մոտեցման վրա հիմնված մեթոդ, կիրառված երկու փոխազդող նանոսֆերաների ՄՊ-ի ռեզոնանսային հաճախությունը հաշվարկելու համար: Ռեզոնանսային հաճախության կախումը միջմասնիկային բաժանումից (պլազմոնային նանոքանոնի երևույթը) հաշված է խուսափելով ժամանակատար թվային հաշվարկները, նույնիսկ շատ փոքր միջմասնիկային բաժանումների դեպքում, որտեղ հայտնի գործընթացները առերեսում են լուրջ դժվարությունների: Ուշացման երևույթի հաշվին ուղղումը հաշվարկված ավելի մեծ նանոգույգերի դեպքի համար: Ցուցադրված է լավ համընկնում երկու արդյունքների հետ՝ և թվային հաշվարկների հետ, և՛ փորձարարական տվյալների:

Մշակվել է ալգորիթմ տարբեր դիէլեկտրիկներ պարունակող համակարգերում պլազմոնային տատանումների ճառագայթային մարումը հաշվարկելու համար: Կիրառելով այդ մեթոդը հաշվարկվել են.

ա) դիէլեկտրիկ միջավայրում գտնվող ազնիվ մետաղական սֆերաների զույգում պլազմոնային տատանումների ճառագայթային մարման արագությունները և դրանց կախումը համակարգի բոլոր պարամետրերից,

բ) երկու դիէլեկտրիկ միջավայրերի բաժանման սահմանի մոտ տեղադրված սֆերիկ ՄՆՄ-ի համար հաշվարկվել է ՄՊ-ի հաճախության կարմիր շեղման և ճառագայթային մարման արագության կախումը մասնիկ-ինտերֆեյս բաժանումից: Ցույց է տրվել, որ, երկու դեպքում էլ, շրջապատող միջավայրի բեկման ցուցչի նվազումը, նույնպես, բերում է մարման արագության նվազման:

գ) սֆերիկ և սֆերոիդալ նանոթաղանթներում ՄՊ-ների ճառագայթային մարման արագության՝ մասնիկի չափսերից, կիսաառանցքների հարաբերությունից, թաղանթի հաստությունից, միջուկի և շրջապատող միջավայրերի դիէլեկտրիկ թափանցելիություններից կախումը հաշվելու համար:

Հաշվարկը ցույց է տալիս, որ և նանոսֆերաների, և սֆերոիդալ նանոմասնիկների դեպքերում, ճառագայթման մարման արագությունը համեմատական է ճառագայթող էլեկտրոնների թվին, այսինքն թաղանթի ծավալին: Այս արդյունքը կարելի է օգտագործել նանոֆոտոնային սարքեր նախագծելիս: Նշված համակարգերում հայտնաբերվել է ՃՄԱ-ի զգալի նվազում՝ միջմասնիկային հեռավորության նվազման և թաղանթի հաստության նվազման դեպքում:

ՀՂՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. M. De, P.S. Ghosh, V.M. Rotello, *Advanced Materials*, **20** (2008) 4225.
2. S.A. Mayer, *Plasmonics : Fundamentals and Applications*, Edts Springer (2007).
3. Q. Zhang, Y.N. Tan, J. Xie and J.Y. Lee, *Plasmonics*, **111** (2009) 9.
4. B.M.Reinhard, M.Siu, H.Agarwal, A.P.Alivisatos, and J. Liphardt, *Nano Lett.*, v.5, No. 11, p.2246 (2005).
5. P.K.Jain, S.Eustis, M.A.El-Sayed, *J. Phys. Chem. B*, 110, (2006).
6. W. Li, P. H. C. Camargo, X. Lu, and Y. Xia, *Nano Lett.* 2009; 9(1): 485–490.
7. Ruppin, R., *Phys. Rev. B*(26), 3440 (1982).

8. M. Shmeits, L. Dambly, Phys. Rev. B 44, 12706 (1991)
9. Wei Q.-H., Su K.-H., Durant S. and Zhang X., Nano Lett. (4), 1067 (2004).
10. T. Atay, J.-H. Song, A.V. Nurmikko, Nano Lett. 4, 1627 (2004)
11. Chergui, M., Melikyan, A. and Minassian, H., J. Phys. Chem. C (113), 6463 (2009)

ՀՐԱՏԱՐԱԿՎԱԾ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ ՑՈՒՑԱԿ

- 1.1. K. Madoyan, A. Melikyan and H. Minassian ,“Semianalytical theory of plasmon nanoruler,” Appl. Phys. B(100), 875-881 (2010).
- 1.2. T. Makaryan, K. Madoyan, A. Melikyan, and H. Minassian, “Theoretical study of surface plasmon frequencies in a system of two coupled spheres and comparison with experimental data”, Proc. SPIE 7712, 77121I (2010)
- 1.3. K. Madoyan, A. Melikyan, H. Minassian (2011), “Radiation damping rate in the plasmonic nanoruler: an analytical approach”. The 5th Intern. Conf. on Surface Plasmon Photonics, BEXCO, Busan, Korea., Abstracts, Vol.1, Oral Papers MB-3 p.28
- 1.4. K. Madoyan, A. Melikyan, H. Minassian, “Radiation Damping of Surface Plasmons in a Pair of Nanoparticles and in Nanoparticles near Interfaces”, J. Phys. Chem. C, 2012, 116 (31), p. 16800
- 1.5. K. Madoyan, A. Melikyan and H. Minassian, “Strong Suppression of Surface Plasmon Radiation Damping Rate in Noble Metal Nanoshells” Plasmonics, v.7,p745(2012).
- 1.6. K.Madoyan, “Surface plasmon radiative damping rate in noble metal spheroidal nanoshells”, Armenian Journal of Physics, vol. 6, issue 1, pp. 51 (2013)

КАРЛЕН КАРЕНОВИЧ МАДОЯН

ЭФФЕКТЫ ЗАПАЗДЫВАНИЯ И РАДИАЦИОННОГО ЗАТУХАНИЯ В СПЕКТРЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.21 – «Лазерная физика»

АННОТАЦИЯ

Диссертация посвящена теоретическому исследованию зависимости частоты поверхностных плазмонов в парах металлических наносфер от межчастичных расстояний, размеров частиц, диэлектрических свойств окружающей среды и свойств металла, а так же исследованию зависимости скорости радиационного затухания поверхностных плазмонов в системе двух взаимодействующих наносфер, сферических и сфероидальных оболочек.

Основные результаты, полученные в диссертации следующие.

Развит полуаналитический метод для расчета резонансных частот SP в системе двух почти касающихся наносферах, основанный на теории непрерывных дробей. Предложенный метод приводит к итерациям с быстрой сходимостью, и тем самым снижает как расчетные ошибки, так и расчетное время. Поскольку метод не требует больших вычислительных возможностей и позволяет быстро и эффективно обработать экспериментальные данные, он может быть рассмотрен в качестве теоретической основы для “плазменной нанопроводки” в диапазоне крайне малых расстояниях между частицами. Преимущество нашей техники демонстрируется в случае очень малых расстояний между частицами, (почти касающиеся наночастицы) ранее никогда не рассмотренных аналитически. Оказывается, что для малых частиц наши расчеты, для относительного красного смещения спектральных линий, на меньших расстояниях дают большие значения по сравнению с ранее опубликованными результатами, полученными в рамках DDA. Кроме того

выясняется, что разница в красных смещениях возрастает с уменьшением межчастичного расстояния. В целях расширения разработанной теории на случай крупных частиц в па'рах и сравнения результатов с имеющимися экспериментальными данными, влияние эффектов запаздывания воздействия на резонансах SP также учитывается

Для систем, состоящих из нескольких диэлектриков, разработан алгоритм вычисления скорости радиационного затухания поверхностных плазмонов. Используя этот метод, были рассчитаны:

а) скорости радиационного затухания поверхностных плазмонов для системы двух наносфер, находящихся в диэлектрической среде и их зависимости от всех параметров системы,

б) скорости радиационного затухания поверхностных плазмонов в металлической наносфере, расположенной вблизи границы раздела двух сред. Найдена зависимость скорости радиационного затухания от расстояния сферы до границы раздела. Показано, что в области малых расстояний должно наблюдаться резкое уменьшение скорости, что может найти применение в биофизических исследованиях.

в) зависимости скорости радиационного затухания поверхностных плазмонов, для сферических и сфероидальных наноболочек, от размера частиц, соотношения полуосей, толщины пленки, диэлектрических проницаемостей ядра и окружающей среды.

Расчет показывает, что в случаях сферических и сфероидальных наноболочек, скорости радиационного затухания пропорциональна числу излучающих электронов, то есть, объему оболочки. Эти результаты могут быть использованы для проектирования нанофотонных устройств. В этих системах обнаружено значительное уменьшение значения скорости радиационного затухания с сокращением межчастичного расстояния и уменьшения толщины пленки.

KARLEN KAREN MADOYAN

**RETARDATION AND RADIATION DAMPING EFFECTS IN SURFACE PLASMONS
SPECTRUM**

Dissertation on scientific degree of Doctor of Philosophy (Ph.D.) in Physics and
Mathematics in speciality 01.04.21 – “Laser Physics”

SUMMARY

The thesis is devoted to theoretical study of the dependence of the surface plasmon frequencies in pairs of metallic nanospheres upon interparticle distances, particle sizes, dielectric properties of the environment and of the metal, as well as to study of the dependence of the radiation damping rate of surface plasmons in a system of two interacting nanospheres, spherical and spheroidal nanoshells.

The main results obtained in the thesis are as follows:

We develop a semi-analytical method for the calculation of the SP resonance frequencies in a system of two almost touching nanospheres based on the analytic theory of continuous fractions. The proposed method leads to iterations with rapid convergence, and thus reduces both the calculation error and the calculation time. Since the method does not require high computing power and allows to quickly and efficiently process the experimental data, it can be considered as a theoretical basis for the “plasmon nanoruler” in the range of extremely small distances between the particles. The advantage of our technique is demonstrated on the shortest interparticle distances (almost touching nanoparticles) never considered analytically before. It turns out that for small particles our

calculations for the relative redshift at shorter distances give greater values compared to previously published results obtained in the frames of DDA. Moreover, it turns out that the difference in redshifts increases with the decrease of the interparticle distance. In order to extend the developed theory to the case of large particles in pairs and to compare the results with experimental data, the influence of the retardation effects of the impact on the SP resonances is also taken into account.

For systems consisting of different (more than one) dielectrics we developed an algorithm for computing the radiation damping rate of surface plasmons. Using this method we calculated:

a) the radiation damping rates of surface plasmons for a system of two nanospheres finding a dielectric medium and their dependence on all the parameters of the system,

b) the radiation damping rates of surface plasmons of the noble metal nanosphere located near the interface of two media. The dependence of the radiation damping rate on the distance from the sphere to the interface is found. It is shown that in case of small distances a sharp decrease in the radiation damping rate must be observed, that can be used in biophysical studies.

c) the dependence of the radiation damping rate of surface plasmons for spherical and spheroidal nanoshells on the sizes of the particles, the ratio of the semi-axes, the film thickness, the dielectric constants of the core and of the environment.

The calculation shows that in the cases of spherical and spheroidal nanoshells, the radiation damping rate is proportional to the number of radiating electrons, that is, to the volume of the shell. For this reason the RDR rapidly decreases with the decrease of the shell thickness. In these systems a significant decrease in the values of radiation damping rate with the reduction of the interparticle distances is found as well. These results can be used to design nanophotonic devices.

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'E. E. E.', is located in the bottom right corner of the page.