

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Հակոբյան Հարություն Սլավիկի

ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ԵՎ
ՊԼԱԶՄՈՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐՆԵՐՈՒՄ

Ա.04.03 - «Ռադիոֆիզիկա» մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ – 2012

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Акопян Арутюн Славикович

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И ПЛАЗМОННЫХ ВОЛНОВОДАХ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук по специальности
01.04.03 - «Радиофизика»

ЕРЕВАН – 2012

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ

ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅԱՆ ԱՐԴԻՎԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Վերջին տասնամյակներում էլեկտրամագնիսական ալիքների տերահեցրացային (ՏՀց) տիրույթը մեծ հետաքրքրություն է առաջացրել գիտության հիմնարար և կիրառական ոլորտներում, ինչպիսիք են ՏՀց նյութաբանությունը, հեռահաղորդակցությունը, միջավայրերի մոնիտորինգը, հասարակական օբյեկտների անվտանգությունը և այլն [1]: Ներկայումս ՏՀց ալիքների տեխնիկայի զարգացումը առավելապես ուղղված է կոմպակտ ինտեգրալային սարքերի ստեղծմանը: Այդ կապակցությամբ հրատապ խնդիր է այնպիսի ՏՀց ալիքատարների մշակումը, որոնք հնարավորություն կընձեռեն ապահովելու միջհանգուցային կապերը կոմպակտ ՏՀց սարքավորման շրջանակներում: Սովորական ալիքատարների միմիմալ լայնական չափերը կես ալիքի երկարության կարգի են: Այդ պատճառով ՏՀց տիրույթում ալիքատարների չափերը $3 \div 4$ կարգով գերազանցում են ինտեգրալային շղթաների էլեկտրոնային տարրերի (դիող, տրանզիստոր) չափերը: Այդ կապակցությամբ ՏՀց ինտեգրալային շղթաների զարգացման համար աճել է ճառագայթումը ենթաալիքային չափերում (դիֆրակցիոն սահմանից փոքր) տեղայնացնող ալիքատարների պահանջը: Բացի վերը նշվածից ենթաալիքային չափերով ՏՀց ալիքատարները չափազանց գրավիչ են նաև բազմաթիվ այլ ոլորտներում կիրառման համար, ինչպես օրինակ նուրբ թաղանթային նյութերի սպեկտրոսկոպիայում [2]: ՏՀց ալիքի տեղայնացումը շատ փոքր լայնական չափերում բերում է ալիքի ինտենսիվության աճին, որն իր հերթին բերում է նյութի հետ ալիքի փոխազդեցության աճին:

Օպտիկական տիրույթի էլեկտրամագնիսական ալիքների խիստ տեղայնացման համար վերջին ժամանակներս լայնորեն կիրառվում են պլազմոնային ալիքատարները [3]: Մակերևութային պլազմոն պոլյարիտոնները (ՄՊՊ) իրենցից ներկայացնում են էլեկտրամագնիսական ալիքի և մետաղում էլեկտրոնային թանձրուկի համատեղ տարածվող տատանումներ, որոնք տարածվում են մետաղ-դիէլեկտրիկ բաժանման սահմանի երկայնքով և էքսպոնենցիալ օրենքով մարում են դեպի միջավայրերի խորքը գնալիս: ՄՊՊ-

ները հնարավորություն են տալիս էլեկտրամագնիսական ալիքը տեղայնացնել ենթաալիքային չափսերում՝ շրջանցելով դիֆրակցիոն սահմանը:

Սակայն պլազմոնային ալիքատարների գաղափարը անմիջականորեն տեղափոխել օպտիկականից ՏՀց տիրույթ հնարավոր չէ, քանի որ դաշտի ուժեղ տեղայնացում առաջանում է միայն այն ՄՊՊ-ների դեպքում, որոնց հաճախությունները մոտ են պլազմային հաճախությանը: Պլազմային հաճախությունը մետաղներում ընկած է տեսանելի և ուլտրամանուշակագույն տիրույթներում: Հետևաբար, ՏՀց հաճախությունների տիրույթում ՄՊՊ-ներ գրգռելու համար անհրաժեշտ են ցածր պլազմային հաճախությամբ նյութեր:

Ցածր պլազմային հաճախություն կարելի է ստանալ պարբերական անցքերով մետաղական մակերևութային, որտեղ պլազմային հաճախությունը որոշվում է անցքերի չափսերով և պարբերականությամբ [4]: Սակայն այսպիսի պարբերական համակարգերի հիմնական թերությունն այն է, որ ՄՊՊ-ներ կարելի է գեներացնել միայն նեղ հաճախային տիրույթում: Ցածր հաճախային պլազմոններ գրգռելու համար պարբերական համակարգին այլընտրանք են կիսահաղորդիչները [5]: Քանի որ կիսահաղորդիչներում լիցքակիրների խտությունը շատ ավելի փոքր է, քան մետաղներում, ուստի պլազմային հաճախությունը մույնպես ավելի փոքր է, քան մետաղներինը և ընկած է միջին կամ հեռու ինֆրակարմիր տիրույթներում:

Ատենախոսության մեջ դիտարկվել են տարբեր մետաղական և պլազմոնային ՏՀց ալիքատարներ: Հետազոտվել են այն պայմանները, որոնց դեպքում ապահովվում է ալիքի տեղայնացում ենթաալիքային չափսերում և փոքր կորուստներով ու առանց աղավաղումների տարածում, ինչն էլ վկայում է աշխատանքի արդիականության մասին:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ

Ատենախոսության հիմնական նպատակն է մշակել և հետազոտել ՏՀց տիրույթի ալիքատարներ, որոնք կապահովեն ՏՀց ալիքների տեղայնացումը ենթաալիքային չափսերում: Միաժամանակ այդ ալիքատարները պետք է օժտված լինեն փոքր կորուստներով և չնչին դիսպերսիայով, ինչի շնորհիվ կարող են ապահովվել լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթման տարածումը փոքր աղավաղումներով:

Ատենախոսության նպատակին հասնելու համար առաջադրվել են հետևյալ խնդիրները.

1. հետազոտել երկու գլանային մակերևույթներից կազմված ալիքատարում (ԳՄԱ) ՏՅց իմպուլսների աննշան աղավաղումներով և փոքր կորուստներով տարածման հնարավորությունը
2. ուսումնասիրել ԳՄԱ-ում էլեկտրական դաշտի բաշխվածությունը, որը հնարավորություն կտա գնահատելու ՏՅց ալիքների տեղայնացման աստիճանը
3. հետազոտել կիսահաղորդչի մակերևույթի վրա տեղադրված դիէլեկտրական ելուստով պլազմոնային ալիքատարում (ԴԵՊԱ) ՏՅց ալիքների տարածման առանձնահատկությունները, ինչպես նաև տեղայնացմանը զուգընթաց համենատաքար մեծ տարածման երկարություն ապահովելու հնարավորությունը
4. հետազոտել ՏՅց փնջի ենթաալիքային տեղայնացումը հիբրիդային պլազմոնային ալիքատարներում:

ԳԻՏԱԿԱՆ ՆՈՐՈՒՅԹԸ

1. Մշակվել է տեսական մոդել, որը հնարավորություն է տալիս հաշվարկելու էլեկտրական դաշտի բաշխվածությունը և ալիքատարային մոդի դիսպերսիան ԳՄԱ-ում: Ցույց է տրվել, որ ԳՄԱ-ում կարելի է ստանալ ՏՅց դաշտի երկչափ տեղայնացում:
2. Տեսականորեն և թվային մեթոդներով ցույց է տրվել, որ ԳՄԱ-ում տեղայնացումը կարելի է զգալիորեն մեծացնել՝ մետաղի փոխարեն օգտագործելով լեզիրացված կիսահաղորդիչ:
3. Փորձնականորեն հետազոտվել է մետաղական ԳՄԱ-ում TM_0 հիմնական մոդի տարածման առանձնահատկությունները: Ցույց է տրվել, որ TM_0 հիմնական մոդի դեպքում ՏՅց իմպուլսները մետաղական ԳՄԱ-ում առանց աղավաղումների և փոքր կորուստներով կարող են անցնել բավական երկար տարածություն: Փորձնականորեն հաստատվել է նաև, որ ԳՄԱ-ն ապահովում է ՏՅց ալիքների երկչափ տեղայնացում:
4. Տեսականորեն և թվային մեթոդներով հետազոտվել է ԴԵՊԱ-ում ՏՅց ալիքների երկչափ տեղայնացման հնարավորությունը: Ցույց է տրվել, որ այդ

ալիքատարում դիէլեկտրական ելուստի օպտիմալ չափսերի ընտրությամբ կարելի է մեծացնել ՏՅց դաշտի տեղայնացումը՝ ապահովելով համեմատաբար մեծ տարածման երկարություն:

5. Տեսականորեն և թվային մեթոդներով հետազոտվել է կիսահաղորդիչ-ճեղք-դիէլեկտրիկ կառուցվածքով հիբրիդային պլազմոնային ալիքատարը, որը ապահովում է ՏՅց ալիքների բավական ուժեղ տեղայնացում:

ԳՈՐԾՆԱԿԱՆ ԱՐԺԵՔԸ

1. ԳՄԱ-ն, շնորհիվ թույլ դիսպերսիայի, փոքր կորուստների և երկչափ տեղայնացման, կարող է կիրառվել ՏՅց սպեկտրոսկոպիայում, գերարագ կապի համակարգերում և այլուր:
2. Ենթաալիքային լայնական չափսերով ԴԵՊԱ-ն համեմատաբար մեծ տարածման երկարություն և երկչափ տեղայնացում ապահովելու շնորհիվ նպաստավոր պայմաններ է ստեղծում կոմպակտ, նոր սերնդի ՏՅց ինտեգրալ համակարգերի զարգացման համար:
3. Կիսահաղորդիչ-ճեղք-դիէլեկտրիկ կառուցվածքով ենթաալիքային լայնական չափսերով հիբրիդային պլազմոնային ալիքատարը, շնորհիվ ուժեղ տեղայնացման, նույնպես կարող է օգտագործվել ՏՅց ինտեգրալ համակարգերում, ինչպես նաև ՏՅց պատկերների ստացման համար և այլ խնդիրներում:

ՊԱՇՏՊԱՆՈՒԹՅԱՆ ՆԵՐԿԱՅԱՑՎՈՂ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԴՐՈՒՅԹՆԵՐԸ

1. ԳՄԱ-ն ապահովում է ՏՅց դաշտի երկչափ տեղայնացում, որը կախված է ինչպես գլանների շառավղից, այնպես էլ գլանային մակերևույթների միջև եղած հեռավորությունից:
2. Մետաղական ԳՄԱ-ն նախընտրելի է այն դեպքերում, երբ հաճախությունների լայն տիրույթում անհրաժեշտ է ապահովել ՏՅց ալիքների տարածման մեծ երկարություն և արհամարհելի փոքր դիսպերսիա:
3. ԳՄԱ-ում ուժեղ տեղայնացում ստանալու համար անհրաժեշտ է մետաղի փոխարեն օգտագործել լեզիրացված կիսահաղորդիչ: Փոփոխելով լեզիրացված կիսահաղորդչի լիցքակիրների կոնցենտրացիան՝ կարելի է

ապահովել նաև տեղայնացում - կորուստներ օպտիմալ փոխհարաբերակցություն:

4. ՂԵՊԱ-ում ՏՅց դաշտի երկչափ տեղայնացումը պայմանավորված է դիէլեկտրական ելուստով, իսկ ելուստի օպտիմալ չափսերի ընտրությամբ կարելի է ՏՅց դաշտի տեղայնացման մեծացմանը զուգընթաց մեծացնել նաև էֆեկտիվ տարածման երկարությունը:
5. Կիսահաղորդիչ-ճեղք-դիէլեկտրիկ կառուցվածքով հիբրիդային պլազմոնային ալիքատարում ՏՅց դաշտը հիմնականում տեղայնացվում է ճեղքում, իսկ տեղայնացման աստիճանը պայմանավորված է ճեղքի հաստությամբ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆԵՐԿԱՅԱՑՈՒՄԸ

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները զեկուցվել են «Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO» (San Jose, USA, 2010), «Modern Problems in Optics and Photonics» (Yerevan, Armenia, 2009), «International Conference on The Technique of Microwave and THz Waves and its Application in Biomedical and Radar Technologies and in Remote Sensing» (Ashtarak-Aghveran, Armenia, 2010), «8th International Conference on Semiconductor Micro- and Nanoelectronics» (Yerevan, Armenia, 2011) միջազգային գիտաժողովներում, ինչպես նաև Երևանի պետական համալսարանի Գերբարձր հաճախությունների ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի սեմինարներում:

ՀՐԱՊԱՐԱԿՈՒՄՆԵՐԸ

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները տպագրվել են 7 գիտական աշխատանքներում, որոնց ցուցակը ներկայացված է սեղմագրի վերջում:

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, երեք զլխից, եզրակացությունից և 120 անուն պարունակող գրականության ցանկից: Աշխատանքում առկա են 44 նկար, 4 աղյուսակ: Աշխատանքի ընդհանուր ծավալը 116 էջ է:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ներածություն մեջ հիմնավորված է աշխատանքի արդիականությունը, ձևակերպված են նպատակներն ու խնդիրները, ինչպես նաև պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները: Նշված է ստացված արդյունքների գիտական նորույթը և գործնական արժեքը:

Առաջին գլխում դիտարկված են ՏՅց տիրույթի էլեկտրամագնիսական ալիքների ուղղորդող և տեղայնացնող համակարգերի առանձնահատկությունները: Քննարկված են մի քանի տիպի մետաղական և պլազմոնային ալիքատարների առանձնահատկությունները ՏՅց տիրույթում:

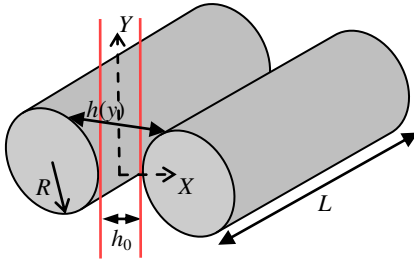
1.1 պարագրաֆում դիտարկված են ՏՅց տիրույթում մինչ այժմ հետազոտված ալիքատարների հիմնական տիպերը, որոնցից երկկապ կառուցվածք ունեցող ալիքատարներն ապահովում են ՏՅց իմպուլսների առանց աղավաղումների տարածում:

1.2 պարագրաֆում քննարկված են ՄՊՊ-ների առանձնահատկությունները ՏՅց տիրույթում: Նկարագրված է ՏՅց տիրույթի պլազմոնների գրգռման հնարավորությունը պարբերական մետաղական համակարգերում և լեգիրացված կիսահաղորդիչներում:

1.3 պարագրաֆում դիտարկված են ուղղորդող համակարգերում օգտագործվող տարբեր նյութերի կոմպլեքս դիէլեկտրական թափանցելիությունները ՏՅց տիրույթում: Օգտագործելով Դրուդեի բանաձևը՝ հաշվարկվել են որոշ մետաղների և կիսահաղորդիչների դիէլեկտրական թափանցելիությունների կախվածությունը հաճախությունից:

1.4 պարագրաֆում ներկայացված են ՏՅց տիրույթում հետազոտված մի քանի մետաղական և պլազմոնային ալիքատարներ: Մանրամասն դիտարկված է զուգահեռ թիթեղներով ալիքատարը (ՁԹԱ) [6], որտեղ ՏՅց ալիքները հիմնական TM_0 մոդի դեպքում (որն այլ կերպ անվանվում է քվազի-TEM մոդ) տարածվում են փոքր կորուստներով և աննշան աղավաղումներով: ՁԹԱ-ում հիմնական TM_0 մոդ գրգռելու համար անհրաժեշտ է, որ ընկնող ՏՅց ճառագայթումը լինի գծային բևեռացված ՁԹԱ-ի թիթեղների ուղղահայաց հարթության մեջ:

1.5 պարագրաֆում հետազոտված է երկու գլանային մակերևույթներից կազմված ալիքատարում (ԳՄԱ)



Նկ. 1 Երկու գլանային մակերևույթներից կազմված ալիքատարի կառուցվածքը

և էֆեկտիվ բեկման ցուցիչը և տարածվող ալիքի դաշտի բաշխվածությունը: Ալիքատարը դիտարկվել է որպես ՁԹԱ, որի հարթությունների միջև $h(y)$ հեռավորությունը աստիճանաբար փոփոխվում է (նկ.1): ՁԹԱ-ում էֆեկտիվ բեկման ցուցիչը հակադարձ

համեմատական է թիթեղների միջև հեռավորությանը [6].

$$n_{eff} \approx 1 + \frac{A}{h_0}, \quad (1)$$

որտեղ h_0 -ն թիթեղների միջև հեռավորությունն է, $A = \cos \frac{\varphi}{2} / k_0 \sqrt{|\dot{\varepsilon}'|}$,

$\varphi = \arctan(\varepsilon'' / |\varepsilon'|)$, $k_0 = 2\pi f/c$ ալիքային թիվն է օդում, f -ը հաճախությունն է, $\dot{\varepsilon}$ -ը թիթեղների նյութի կոմպլեքս դիէլեկտրական թափանցելիությունը ($\dot{\varepsilon} = \varepsilon' + i\varepsilon''$): $|\gamma| \ll R$ հեռավորությունների դեպքում գլանային մակերևույթների միջև հեռավորությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ.

$$h(y) \approx h_0 + \frac{y^2}{R}, \quad (2)$$

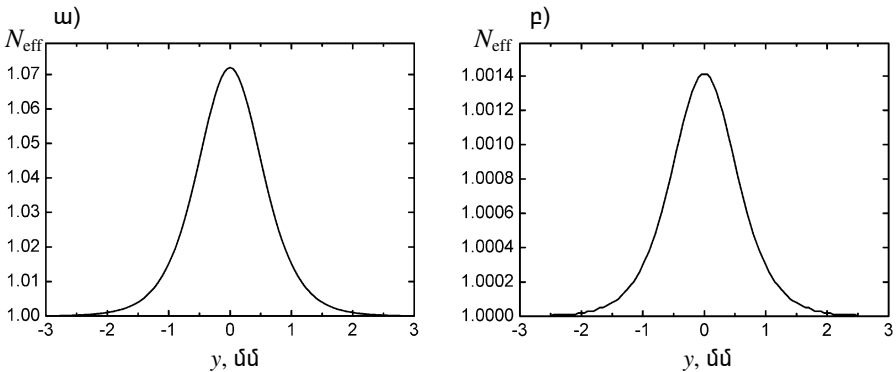
որտեղ R -ը գլանների շառավիղն է: Հետևաբար ԳՄԱ-ում էֆեկտիվ բեկման ցուցիչ համար կստանանք.

$$N_{eff}(y) \approx 1 + \frac{A}{h_0 \left(1 + y^2 / h_0 R\right)}; \quad (3)$$

Այստեղից հետևում է, որ էֆեկտիվ բեկման ցուցիչն ալիքատարում առավելագույն արժեք ընդունում է ճեղքի կենտրոնում ($y = 0$) և գնալով նվազում է y առանցքով սկզբնակետից հեռանալիս: Այդ պատճառով ԳՄԱ-ն կարող է տեղայնացնել ՏՀց ալիքը y ուղղությամբ՝ աստիճանաբար փոփոխվող բեկման

ցուցչով դիէլեկտրական ալիքատարների մման: Յետևաբար, ի տարբերություն ՋԹԱ-ի, որտեղ տեղի ունի դաշտի միաչափ տեղայնացում (x առանցքով)՝ պայմանավորված թիթեղների հեռավորությամբ, ԳՄԱ-ում տեղի ունի դաշտի երկչափ տեղայնացում (x և y առանցքներով):

Նկ.2-ում պատկերված է n տիպի լեզիրացված սիլիցիումից ($N = 10^{18}$ սմ $^{-3}$) և ոսկուց պատրաստված ԳՄԱ-ում ($R = 5$ մմ գլանների շառավղով և $h_0 = 0.1$ մմ միմիմալ հեռավորությամբ) էֆեկտիվ բեկման ցուցչի բաշխվածությունը 0.3 ՏՅց հաճախության դեպքում:

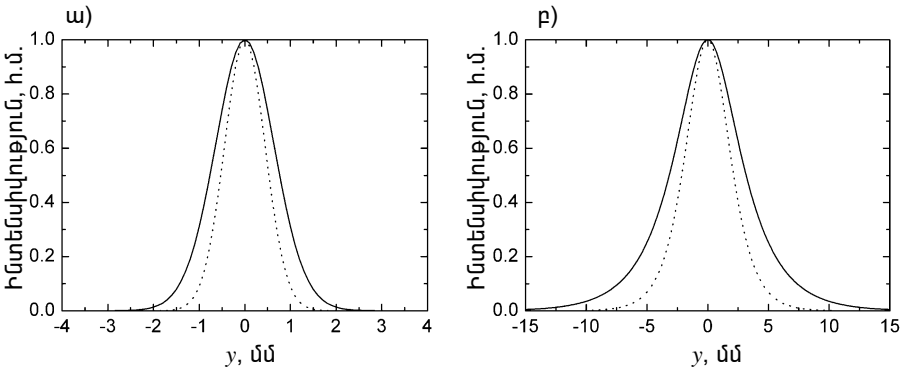


Նկ. 2 ԳՄԱ-ում էֆեկտիվ բեկման ցուցչի բաշխվածությունը ըստ y առանցքի 0.3 ՏՅց հաճախության դեպքում ա) լեզիրացված սիլիցիումի ($N = 10^{18}$ սմ $^{-3}$) և բ) ոսկու դեպքում

ՏՅց տիրույթում մետաղներն ունեն չափազանց մեծ դիէլեկտրական թափանցելիություն (ոսկու համար 0.3 ՏՅց-ում $\epsilon_{Au} = -1.12 \cdot 10^5 + i \cdot 7.22 \cdot 10^5$), որի արդյունքում A գործակիցը դառնում է փոքր և հետևաբար էֆեկտիվ բեկման ցուցչի գրադիենտը նույնպես ստացվում է փոքր ($N_{eff} = 1.0014$, երբ $y = 0$, նկ.2բ): n տիպի լեզիրացված սիլիցիումն ունի համեմատաբար փոքր դիէլեկտրական թափանցելիություն ($N = 10^{18}$ սմ $^{-3}$ -ի համար 0.3 ՏՅց-ում $\epsilon_{Si} = -6.7 + i \cdot 251.1$), որի հետևանքով A գործակիցը դառնում է ավելի մեծ, քան մետաղների դեպքում: Յետևաբար էֆեկտիվ բեկման ցուցչի գրադիենտը նույնպես ստացվում է ավելի մեծ ($N_{eff} = 1.071$, երբ $y = 0$, նկ.2ա): Այդ պատճառով լեզիրացված սիլիցիումի դեպքում տեղայնացումը y առանցքով ավելի ուժեղ է, քան ոսկու դեպքում:

Ոսկուց և լեզիրացված սիլիցիումից ($N = 10^{18}$ սմ $^{-3}$) պատրաստված ԳՄԱ-ում ($R = 5$ մմ և $h_0 = 0.1$ մմ) 0.4 ՏՅց և 1 ՏՅց հաճախությունների դեպքում TM_0 մոդի

համար տեսականորեն ստացված ինտենսիվության բաշխվածությունները բերված են նկ.3-ում: Ալիքի տարածվող մոդի լայնքը (ինտենսիվության մաքսիմումի կես մակարդակին համապատասխան) լեզիրացված սիլիցիումի դեպքում 0.4 ՏՅց-ում կազմում է 2.2 մմ, իսկ 1 ՏՅց-ում՝ 1.5 մմ (նկ.3ա): Ոսկու դեպքում 0.4 ՏՅց-ում մոդի լայնքը 10 մմ է, իսկ 1 ՏՅց-ում՝ 6.3 մմ (նկ.3բ): Չետևաբար հաճախության աճին զուգընթաց մոդի չափը y առանցքով նվազում է, այսինքն աճում է տեղայնացումը:



Նկ. 3 ա) Լեզիրացված սիլիցիումից ($N = 10^{18} \text{ սմ}^{-3}$) և բ) ոսկուց պատրաստված ՊՄԱ-ում TM_0 հիմնական մոդի ինտենսիվության բաշխվածությունները 0.4 ՏՅց (հոծ գծեր) և 1 ՏՅց (կետագծեր) հաճախությունների համար

Նկ.3-ից ակնհայտ երևում է նաև, որ լեզիրացված սիլիցիումից պատրաստված ՊՄԱ-ում էլեկտրական դաշտը ավելի ուժեղ է տեղայնացված ալիքատարի կենտրոնում ($y = 0$), քան ոսկուց ՊՄԱ-ի դեպքում: Ինչպես արդեն նշվեց, դա կապված է լեզիրացված սիլիցիումի համեմատաբար փոքր դիէլեկտրական թափանցելիության հետ: Անհրաժեշտ է նշել նաև, որ լեզիրացված սիլիցիումի դեպքում կլանումներն ավելի մեծ են, քան ոսկու դեպքում:

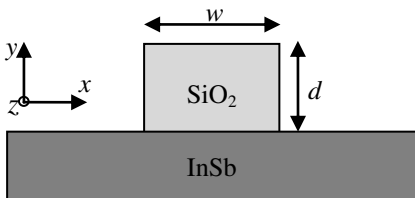
Երկրորդ գլխում քննարկված են ՏՅց ալիքների տարածման առանձնահատկությունները մի քանի տիպի պլազմոնային ալիքատարներում: Ուսումնասիրությունները հիմնականում կատարվել են թվային մոդելավորման միջոցով: Դիտարկվել են երկու գլանային մակերևույթներից կազմված, ինչպես նաև կիսահաղորդչի մակերևույթի վրա տեղադրված դիէլեկտրական ելուստով և

կիսահաղորդիչ-ճեղք-դիէլեկտրիկ կառուցվածքով պլազմոնային ալիքատարներ: Յետագուովել են տարածվող էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտի բաշխվածությունը նշված ալիքատարներում, տեղայնացումը, կորուստները և այլ բնութագրեր:

2.1 պարագրաֆում քննարկված է վերջավոր տարրերի մեթոդը (ՎՏՄ) որպես ատենախոսության մեջ կիրառված թվային մոդելավորման հիմնական մեթոդ: Քննարկված են ՎՏՄ-ի հիման վրա աշխատող COMSOL Multiphysics ծրագրի կիրառման առանձնահատկությունները պլազմոնային ալիքատարներում էլեկտրամագնիսական ալիքների դաշտի մոդելավորման դեպքում:

2.2 պարագրաֆում թվային մեթոդներով հետազոտվել է լիցքակիրների $N = 10^{18}$ սմ⁻³ կոնցենտրացիայով n տիպի լեզիրացված սիլիցիումից պատրաստված ԳՍԱ-ում դաշտի բաշխվածությունը 0.3 ՏՅց և 0.35 ՏՅց հաճախություններով ՏՅց ալիքների տարածման դեպքում: Հաճախության աճին զուգընթաց տարածվող մոդի լայնական չափը նվազում է, այսինքն աճում է տեղայնացումը: 0.3 ՏՅց հաճախության դեպքում մոդի լայնական չափը 1 մմ է, իսկ 0.35 ՏՅց հաճախության դեպքում՝ 0.7 մմ: Սակայն հաճախության աճի հետ անխուսափելի է կորուստների աճը: 0.3 ՏՅց հաճախության դեպքում կլանման գործակցի համար թվային մոդելավորմամբ ստացվել է $\alpha \approx 0.3$ մմ⁻¹, իսկ 0.35 ՏՅց հաճախության դեպքում՝ $\alpha \approx 0.5$ մմ⁻¹, որոնք մեծ ճշտությամբ համապատասխանում են տեսական հաշվարկով ստացված կլանման գործակիցների հետ:

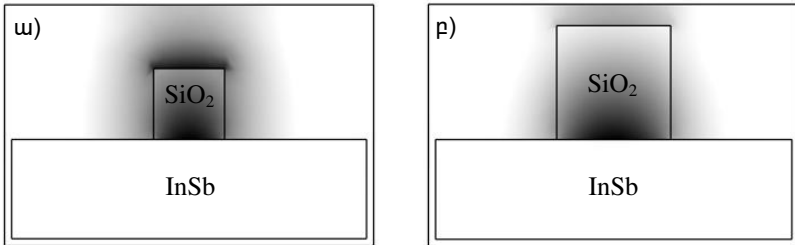
2.3 պարագրաֆում դիտարկված է կիսահաղորդչի մակերևույթի վրա տեղադրված դիէլեկտրական ելուստով պլազմոնային ալիքատարը (ԴԵՊԱ): Դիտարկվել է InSb կիսահաղորդչի վրա տեղադրված կվարցե (SiO₂)



ուղղանկյունաձև ելուստից ($w \times d$ չափսերով) կազմված ԴԵՊԱ-ն (նկ.4): ԴԵՊԱ-ի հիմնական բնութագրերը (էֆեկտիվ բեկման ցուցիչ, լայնական հատույթում ինտենսիվության բաշխվածություն, տարածման էֆեկտիվ երկար-

Նկ. 4 InSb-ի մակերևույթի վրա տեղադրված կվարցե ելուստով պլազմոնային ալիքատարի կառուցվածքը

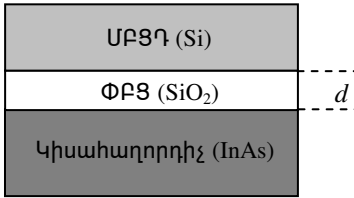
ութիւն) հաշվելու համար կիրառվել է էֆեկտիվ բեկման ցուցչի մեթոդը (ԷԲՑ) [7]: ԷԲՑ մեթոդով հաշվարկված ինտենսիվության բաշխվածությունների ճշտությունն ստուգելու համար կատարվել է նաև ԴԵՊԱ-ի թվային մոդելավորում: Թվային մոդելավորմամբ ստացված դաշտի ինտենսիվության բաշխվածությունները ելուստի $d = 50$ մկմ, $w = 50$ մկմ և $d = 80$ մկմ, $w = 80$ մկմ չափսերով ԴԵՊԱ-ների դեպքերում ներկայացված է նկ.5-ում:



Նկ. 5 ԴԵՊԱ-ում ինտենսիվության բաշխվածությունները ելուստի
 ա) $d = 50$ մկմ, $w = 50$ մկմ և բ) $d = 80$ մկմ, $w = 80$ մկմ չափսերի դեպքում

Նկարներում ինտենսիվության առավելագույն արժեքին համապատասխանում է սև գույնը, իսկ նվազագույնին՝ սպիտակը: ԴԵՊԱ-ում դաշտը հիմնականում կենտրոնացված է ելուստում և մասնավորապես InSb–SiO₂ սահմանին մոտ: Ելուստների $d = 50$ մկմ, $w = 50$ մկմ և $d = 80$ մկմ, $w = 80$ մկմ չափսերով ԴԵՊԱ-ներում թվային մոդելավորմամբ ստացված ինտենսիվության բաշխվածությունները համեմատվել են ԷԲՑ մեթոդով ստացված արդյունքների հետ: Ինտենսիվության բաշխվածությունների համեմատումը փոքր ելուստով ԴԵՊԱ-ում ցույց է տվել որոշակի անհամապատասխանություն երկու մեթոդների միջև: Սակայն ավելի մեծ ելուստով ԴԵՊԱ-ում ստացված ինտենսիվության բաշխվածությունները շատ լավ համընկնում են: Ելուստի $d = 50$ մկմ, $w = 50$ մկմ և $d = 80$ մկմ, $w = 80$ մկմ չափսերով ԴԵՊԱ-ների դեպքերում մոդի չափսը ըստ x առանցքի (տես նկ.4) 1 ՏՅց ($\lambda = 300$ մկմ, λ -ն ալիքի երկարությունն է) հաճախության դեպքում համապատասխանաբար 64 մկմ և 70 մկմ է, այսինքն ալիքատարը ապահովում է ենթաալիքային տեղայնացում:

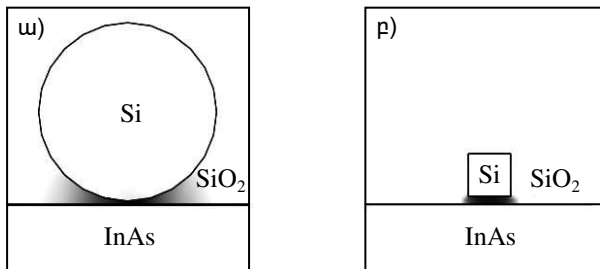
2.4 պարագրաֆում դիտարկված է կիսահաղորդիչ-ճեղք-դիէլեկտրիկ կառուցվածքով հիբրիդային պլազմոնային ալիքատարը: Դիտարկվող



Նկ. 6 Կիսահաղորդիչ-ճեղք-դիէլեկտրիկ կառուցվածքով ալիքատարի լայնական հատույթը

ալիքատարը բաղկացած է փոքր բեկման ցուցչով (ՓԲՑ) d հաստությամբ դիէլեկտրիկ շերտից, որը գտնվում է կիսահաղորդչի և մեծ բեկման ցուցչով դիէլեկտրիկի (ՄԲՑԴ) միջև (Նկ.6): Որպես կիսահաղորդիչ դիտարկվել է InAs-ը: InAs-ը առանձնահատուկ հետաքրքրություն է ներկայացնում այն պատճառով, որ այն հայտնի է որպես լավագույն

կիսահաղորդչային ՏՀց ճառագայթիչ [1]: Սա հնարավորություն է ստեղծում մեկ համակարգում ինտեգրելու ՏՀց ճառագայթիչը և ալիքատարը: Որպես փոքր բեկման ցուցչով դիէլեկտրիկ դիտարկվել է կվարց (SiO_2), իսկ մեծ բեկման ցուցչով դիէլեկտրիկ՝ սիլիցիում (Si): Ալիքատարում ճեղքի d հաստության աճին զուգընթաց էֆեկտիվ բեկման ցուցիչը նվազում է: Հետևաբար ՏՀց ճառագայթը հնարավոր է տեղայնացնել ալիքատարի լայնական ուղղությամբ՝ աստիճանաբար մեծացնելով ճեղքի հաստությունը, ինչը կարելի է հեշտությամբ իրականացնել սիլիցիումե շերտի մակերևութին տալով գլանաձև կամ ուղղանկյունաձև տեսք: Նկ.7-ում պատկերված է թվային մոդելավորմամբ ստացված ինտենսիվության բաշխումները 1 ՏՀց հաճախությամբ ալիքի համար $R = 20$ մկմ շառավղով գլանաձև և 5 մկմ լայնքով ուղղանկյունաձև հատույթով սիլիցիումե շերտերի դեպքում:



Նկ. 7 Ինտենսիվության բաշխվածությունը սիլիցիումե շերտի
ա) գլանաձև և բ) ուղղանկյունաձև դեպքերում

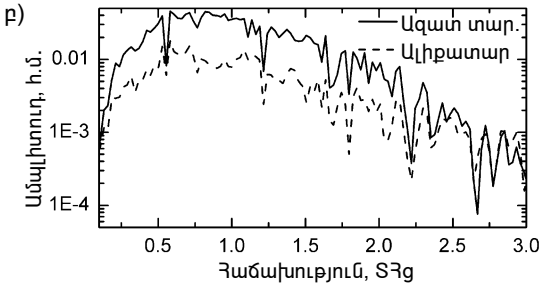
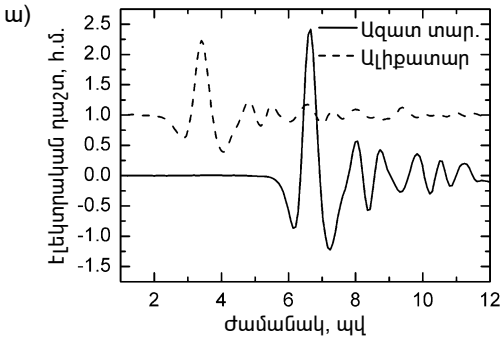
Նկարներում ինտենսիվության առավելագույն արժեքին համապատասխանում է սև գույնը, իսկ նվազագույնին՝ սպիտակը: Մոդի լայնական չափը 20 մկմ շառավղով գլանով ալիքատարի դեպքում հորիզոնական ուղղությամբ 12 մկմ է (0.04 λ), իսկ 5 մկմ լայնքով ուղղանկյունաձև ձողով ալիքատարի համար՝ 6 մկմ (0.02 λ):

Երրորդ գլխում ներկայացված են մետաղական ԳՄԱ-ում ՏՅգ ալիքների տարածման փորձարարական հետազոտությունները, որոնք կատարվել են ժամանակային տիրույթի ՏՅգ սպեկտրոմետրի (ՏՅգ ժՏՍ) միջոցով: ՏՅգ ժՏՍ-ն ամբողջական համակարգ է, որը պարունակում է ՏՅգ լայնաշերտ ճառագայթման աղբյուր, ինչպես նաև տերահերցային դաշտի ժամանակային տեսքը գրանցող ընդունիչ [8]:

3.1 և **3.2** պարագրաֆներում համապատասխանաբար դիտարկված են ՏՅգ ճառագայթման գեներացման և դետեկտման եղանակները:

3.3 պարագրաֆում նկարագրված է փորձարարական սարքավորումը, և նրա հիմնական բաղկացուցիչ մասի՝ ՏՅգ ժՏՍ համակարգի աշխատանքի սկզբունքը:

3.4 պարագրաֆը նվիրված է մետաղական ԳՄԱ-ում ՏՅգ ալիքների տարածման փորձարարական հետազոտություններին: ԳՄԱ-ն պատրաստվել է երկու մետաղական ոսկեպատ գլաններից, որոնց շառավիղը $R = 5$ մմ է, իսկ միմյանց միջև հեռավորությունը՝ $h_0 = 0.1$ մմ: ԳՄԱ-ի հետ ՏՅգ ճառագայթման էֆեկտիվ միակցում ապահովելու համար ԳՄԱ-ի մուտքային մասում արված է 10° թեքությամբ սեպաձև բացվածք: Ալիքատարի ընդհանուր երկարությունը $L_\Sigma = 7.3$ սմ է, որից $L_{in} = 2.3$ սմ սեպաձև բացվածքինն է: Նկ.8ա-ում պատկերված է ՏՅգ իմպուլսի ժամանակային տեսքը առանց ալիքատարի (ազատ տարածությամբ) տարածվելիս և ալիքատարով տարածվող իմպուլսի տեսքը, որն օդում տարածվող իմպուլսից տարբերելու համար նկարում տեղաշարժված է ինչպես ուղղահայաց, այնպես էլ հորիզոնական ուղղություններով: Իմպուլսների համեմատումը ցույց է տալիս, որ ՏՅգ իմպուլսը ԳՄԱ-ում տարածվում է գրեթե առանց աղավաղումների: Դա հաստատում է նաև համապատասխան Ֆուրիե սպեկտրը, ըստ որի ալիքատարը չունի ցածր հաճախային սահմանափակում (նկ.8բ): Ալիքատարի ելքում ՏՅգ փնջի տեղայնացման չափը գնահատելու համար օգտագործվել է այսպես կոչված “սուր եզրի” (knife edge) մեթոդը [9]: Չափումների



Նկ. 8 ա) ՏՀց իմպուլսների ժամանակային տեսքը
և բ) համապատասխան սպեկտրը

արդյունքները նույնպես հաստատում են, որ ալիքատարը ապահովում է ՏՀց ալիքի դաշտի երկչափ տեղայնացում: Փորձնականորեն ստացված ինտենսիվության բաշխվածությունները ԳՄԱ-ում բավարար ճշտությամբ հանընկնում են տեսականորեն ստացված արդյունքների հետ: Մոդի չափը ըստ x առանցքի (տես նկ.1) մոտավորապես հավասար է ճեղքի հաստությանը՝ ~ 0.1 մմ: 0.4 ՏՀց և 1 ՏՀց հաճախությունների դեպքում մոդի չափը ըստ y առանցքի կազմում է համապատասխանաբար 5.4 մմ և

3 մմ, այսինքն մետաղական ԳՄԱ-ն չի ապահովում ենթաալիքային տեղայնացում: Դա պայմանավորված է նրանով, որ մետաղում ՏՀց տիրույթի պլազմոններ գրեթե չեն գրգռվում:

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

1. Երկու գլանային մակերևույթներից կազմված ալիքատարում (ԳՄԱ) ստացվել է ՏՀց դաշտի երկչափ տեղայնացում՝ շնորհիվ գլանային մակերևույթների կորության: ԳՄԱ-ում տեղայնացումը կախված է գլանների շառավղից, գլանային մակերևույթների միջև նվազագույն հեռավորությունից և գլանների նյութից:
2. Մետաղական ԳՄԱ-ում TM_0 հիմնական մոդով ՏՀց լայնաշերտ իմպուլսները տարածվում են առանց աղավաղումների և փոքր կորուստներով: Ստացվել է

ՏՅց ճառագայթման ԳՄԱ-ի հետ միակցման արդյունավետության զգալի աճ՝ ԳՄԱ-ի մուտքային մասում արված սեպածն բացվածքի շնորհիվ:

3. Լեզիրացված սիլիցիումից պատրաստված ԳՄԱ-ն ապահովում է ավելի ուժեղ տեղայնացում (0.3 ՏՅց-ում 0.1×1 մմ² տիրույթում), քան մետաղե ԳՄԱ-ն: Սակայն տարածման երկարությունը համեմատաբար փոքր է լեզիրացված սիլիցիումում ազատ լիցքակիրների կողմից կլանման պատճառով: Փոփոխելով լեզիրացված սիլիցիումի լիցքակիրների կոնցենտրացիան՝ կարելի է ստանալ տեղայնացում - կորուստներ օպտիմալ փոխհարաբերակցություն:
4. InSb կիսահաղորդչի վրա տեղադրված կվարցե ուղղանկյունաձև ելուստով պլազմոնային ալիքատարը ապահովում է ՏՅց դաշտի երկչափ տեղայնացում, իսկ ելուստի օպտիմալ չափսերի ընտրությամբ ՏՅց դաշտի տեղայնացման մեծացմանը զուգընթաց աճում է նաև էֆեկտիվ տարածման երկարությունը: Ալիքատարում էֆեկտիվ բեկման ցուցչի մեթոդով հաշվարկված և թվային մոդելավորմամբ ստացված դաշտի բաշխվածությունները լավ համընկնում են, հատկապես ելուստի ոչ շատ փոքր չափսերի դեպքում:
5. InAs-SiO₂-Si կառուցվածքով հիբրիդային պլազմոնային ալիքատարում ՏՅց դաշտը հիմնականում տեղայնացվում է ձեռքում: Այդ ալիքատարը կարող է ապահովել խիստ տեղայնացված (1 ՏՅց-ում $\sim 0.0016\lambda \times 0.02\lambda = 3.2 \times 10^{-5} \lambda^2$ չափսերով) տարածվող մոդ. համեմատաբար երկար՝ ~ 1 մմ տարածման երկարությամբ:

ՀՂՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. M. Tonouchi, Nature Photonics **1**, 97-105 (2007).
2. J. Zhang and D. Grischkowsky, Opt. Lett. **29**, 1617-1619 (2004).
3. S. Bozhevolnyi, *Plasmonic Nanoguides and Circuits*, Pan Stanford, Singapore, 2008.
4. J.B. Pendry, L. Martín-Moreno, and F.J. Garcia-Vidal, Science **305**, 847-848 (2004).
5. J.G. Rivas, M. Kuttge, H. Kurz, P.H. Bolivar, and J.A. Sánchez-Gil, Appl. Phys. Lett. **88**, 082106-082108 (2006).
6. B.G. Ghamsari and A.H. Majedi, J. Appl. Phys. **104**, 083108 (2008).
7. T. Tamir, *Guided-Wave Optoelectronics*, Springer-Verlag, Berlin, 1990.
8. P.R. Smith, D.H. Auston, M.C. Nuss, IEEE J. Quantum Electron. **24**, 255-260 (1988).
9. G. Brost, P.D. Horn, and A. Abtahi, Appl. Opt. **24**, 38-40 (1985).

ՀՐԱՏԱՐԱԿՎԱԾ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ ՑՈՒՑԱԿ

1. Ю. О. Аветисян, А. С. Акопян, В. Р. Татевосян, "Исследование плазмонного терагерцового волновода, образованного диэлектрическим гребнем на поверхности полупроводника," Изв. НАН Армении, Физика, т.46, № 5, с.361-367 (2011).
2. H. S. Hakobyan, "Plasmonic mode confinement in InAs–SiO₂–Si waveguide in terahertz region," Proc. of the YSU, Phys. and Mathem. Sci., № 3, pp. 58-61 (2011).
3. Yu. H. Avetisyan, H. S. Hakobyan, A. H. Makaryan, Kh. V. Nerkararyan, "Analysis of terahertz wave propagation in gap plasmon waveguide formed by two cylinders," Arm. J. Phys. **3**, pp. 69-77 (2010).
4. Yu. H. Avetisyan, A. H. Makaryan, H. S. Hakobyan, K. L. Vodopyanov, "Dispersion-Free 2-D Confined Terahertz Pulses Propagation in Gap Waveguide Formed by Two Cylindrical Surfaces," Tech. Dig. CLEO/QELS-2010, San Jose, USA, paper CTuQ2.
5. Yu. H. Avetisyan, A. H. Makaryan, H. S. Hakobyan, T. N. Poghosyan, "Two-dimensional confined terahertz wave propagation in gap plasmon waveguide formed by two cylindrical surfaces," *Modern Optics and Photonics*, ed. by G.Yu. Kryuchkyan, G.G. Gurzadyan, A.V. Papoyan, World Scientific, pp. 325-338 (2010).
6. H. S. Hakobyan, Yu. H. Avetisyan, "Terahertz surface plasmon-polariton confinement in ridge waveguide formed on InSb substrate," Proc. of 8 Int. Conf. Semiconductor Micro- and Nanoelectronics, Yerevan, Armenia, July 1-3, pp. 67-70 (2011).
7. H. S. Hakobyan, Yu. H. Avetisyan, A. A. Barsegyan, "Simulations of THz wave propagation in gap plasmon waveguide formed by two cylindrical surfaces," Proc. of The Technique of Microwave and THz Waves (IRPhE'2010), Aghveran, Armenia, September 23-25, pp. 6-9 (2010).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И ПЛАЗМОННЫХ ВОЛНОВОДАХ

АННОТАЦИЯ

Терагерцовый (ТГц) диапазон электромагнитных волн представляет большой интерес как для фундаментальной физики, так и для многих практических применений. В последние годы, в связи с необходимостью создания компактных устройств ТГц диапазона, резко возрос интерес к волноводам, удерживающим электромагнитное поле в размерах меньших, чем длина волны. В оптическом диапазоне поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) показали отличные возможности для достижения субволновой концентрации электромагнитной волны на границе раздела металл–диэлектрик. Однако, идея применения ППП над металлической поверхностью не может быть непосредственно перенесена с оптического диапазона в ТГц область частот. Коллективные колебания электронов могут эффективно возбуждаться только на частотах, близких к плазменной частоте, которая, как известно, в большинстве металлов лежит в ультрафиолетовом диапазоне спектра. Поэтому для возбуждения ППП в ТГц диапазоне необходимы материалы со сравнительно низкой плазменной частотой. Среди различных подходов наиболее привлекательным является использование полупроводников, в которых из-за низкой концентрации электронов проводимости плазменная частота лежит в ТГц диапазоне.

В работе разработаны и исследованы металлические и плазмонные волноводы ТГц диапазона, обеспечивающие субволновую двухмерную локализацию ТГц поля на сравнительно больших длинах распространения. Особое внимание уделено возможности бездисперсионного распространения ультракороткого ТГц импульса в Щелевом Волноводе, образованном узким зазором между двумя Цилиндрическими Поверхностями (ЩВЦП).

Аналитически, методом численного моделирования и экспериментально получены следующие основные результаты:

1. Показано, что благодаря плазмонному характеру распространения волны в ЩВЦП может быть реализована двухмерная субволновая локализация ТГц поля.

Исследована зависимость степени локализации моды от геометрии волновода (радиус цилиндров, расстояние между цилиндрическими поверхностями) и от диэлектрической проницаемости материала покрытия цилиндров.

2. Теоретически и экспериментально показано, что в металлическом ЦВЦП ультракороткие (с длительностью ~ 0.5 пс) ТГц импульсы распространяются без заметных искажений формы и с малыми потерями. Получено хорошее согласование падающего ТГц излучения с волноводом, благодаря входному отрезку с плавно изменяющимися размерами.
3. Показано, что использование легированного кремния в качестве материала ЦВЦП приводит к усилению локализации моды, однако длина распространения убывает из-за роста ТГц поглощения на свободных носителях заряда. Таким образом, изменяя степень легирования кремния можно управлять соотношением величин локализация - потери.
4. Исследован плазмонный ТГц волновод, образованный кварцевым (SiO_2) прямоугольным гребнем на поверхности собственного полупроводника InSb. Показано, что в отличие от обычных плазмонных волноводов, можно одновременно обеспечить высокую степень локализации поля и сравнительно большую длину распространения. Сравнение распределений поля, рассчитанных методами эффективного показателя преломления и численного моделирования, указывает на хорошее согласие, особенно при не слишком малых размерах гребня.
5. В гибридном ТГц плазмонном волноводе, образованном InAs-SiO₂-Si структурой, электромагнитное поле локализуется в основном в SiO₂-зазоре. Показано, что волновод поддерживает распространение сильно локализованной моды (с размерами моды $0.0016\lambda \times 0.02\lambda = 3.2 \times 10^{-5} \lambda^2$ на частоте 1 ТГц) на длинах ~ 1 мм, достаточных для соединений в пределах интегральной схемы.

Исследованные волноводы с субволновой локализацией и сравнительно малыми потерями могут быть использованы в компактных интегральных ТГц систем нового поколения. Эти волноводы могут найти так же широкое применение в области ТГц спектроскопии тонкопленочных материалов, в системах построения ТГц изображений и высокоскоростной телекоммуникации.

ANNOTATION

The terahertz (THz) range of electromagnetic waves is of great interest for both fundamental physics and many practical applications. In recent years, in connection with the need in creation of compact THz-range devices, the interest to waveguides holding the electromagnetic field within the size smaller than the wavelength rose sharply. In the optical range, the surface plasmon-polaritons (SPP) exhibit excellent possibilities to achieve subwave concentration of the wavefield on the metal–dielectric interface. However, the idea to employ SPP over a metal surface cannot directly be transferred from the optical to THz range. Collective vibrations of electrons (plasmon) may effectively be excited at only the frequencies close to the plasma frequency, which is known to lie in the UV range of spectrum for the majority of metals. Therefore excitation of THz-range SPP requires materials with relatively low plasma frequency. Among different approaches the use of semiconductors where the plasma frequency lies in THz range due to low concentration of conduction electrons is the most attractive. A distinctive peculiarity of semiconductors is the possibility to control the plasma frequency (by varying temperature or irradiating), which is useful for many practical applications.

The dissertation is devoted to development and investigation of the metal and plasmon waveguides, providing the two-dimensional subwavelength localization of the THz field at relatively large propagation length. Particular attention is paid to the possibility of undistorted propagation of ultra-short (broadband) THz pulses in the Waveguide, formed by a narrow gap between two Cylindrical Surfaces (WCS).

The main results can be summarized as follows:

1. The two-dimensional (2D) confinement of THz field is obtained in WCS due to curved surfaces of cylinders. The THz field confinement in waveguide depends on radius of the cylinders, distance between cylinders and dielectric constant of the material of cylinders.
2. The low-loss undistorted propagation of the broadband THz pulses is experimentally demonstrated in metal WCS. The tapered section in the input of WCS allows to increase a coupling efficiency of the incident THz beam with waveguide.
3. It is theoretically shown that WCS made of doped Si can provide stronger confinement than the metal WCS, though propagation length is decreased due to free-carriers absorption of THz wave in doped Si. By changing the dopant concentration in Si, a trade-off between confinement and attenuation can be found, according to intended application of the waveguide.
4. It is shown that the plasmon THz waveguide formed by SiO₂-ridge on InSb surface can provide 2D subwavelength confinement of THz field. In contrast to common plasmon waveguides, the mode size can be reduced simultaneously with the increase of the propagation length by choosing the appropriate ridge size. A comparison of the field distributions, calculated by effective-index method with those obtained by numerical simulation indicates a good agreement, especially when ridge sizes are not too small.
5. The THz field in InAs-SiO₂-Si waveguide structure is mainly confined in SiO₂ gap of the waveguide. It is shown that the waveguide can support extremely strong confined guided mode (with sizes $\sim 0.0016\lambda \times 0.02\lambda$ or mode area $3.2 \times 10^{-5} \lambda^2$ at 1 THz) at relatively long propagation length ~ 1 mm.

The investigated waveguides due to strong 2D confinement of THz field and relatively small losses create suitable preconditions for the development of compact integrated THz circuits. Also these waveguides can find wide application in THz spectroscopy, THz imaging and high-speed telecommunication systems.