

**ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
ՈԱԴԻՈՑԻԶԻԿԱՅԻ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱՅԻ
ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ**

Մարգարյան Արծրուկի Վարուժանի

**(n)CdTe-(p)InSb հետերոանցման հիման վրա
ստեղծված ինֆրակարմիր ֆոտոընդունիչների
հետազոտում**

Արեւսախոսություն

Ա.04.10 – “Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա” մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտականաստիճանի հայցման համար

Գիտական ղեկավար՝
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր,
ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ,
Ս.Գ. Պետրոսյան

ԱՇՏԱՐԱԿ – 2016

Բովանդակություն

Ներածություն	3
ԳԼՈՒԽ 1: ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՖՈՏՈՇՆԴՈՒՆԻՉՆԵՐ	10
1.1 Ինֆրակարմիր ֆոտոընդունիչների դասակարգումը	11
1.1.1. Ջերմային ֆոտոընդունիչների դասակարգումը	11
1.1.2. Ջերմային էլեմենտ.....	14
1.1.3 Բալոմետր	15
1.1.4 Պիրոէլեկտրական ֆոտոընդունիչ	16
1.2 Ֆոտոնային ընդունիչներ	17
1.2.1 Ֆոտոդիմադրություն	19
1.2.2 Ֆոտոդիոդ	21
1.2.3 Շոտկիի արգելքով ֆոտոդիոդ	24
1.2.4 Մետաղ-մեկուսիչ -կիսահաղորդիչ (ՄՄԿ) կառուցվածքով ֆոտոընդունիչներ	26
1.2.5 Յետերոկառուցվածքային ֆոտոընդունիչներ	29
1.3 Նյութերն ապարաստման տեխնոլոգիա.....	31
1.4 Ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառությունները	33
1.4.1 Ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառությունները ազմական նպատակների համար	34
1.4.2 Ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառումն արտադրությունում	36
1.4.3 Ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառումը բժշկությունում	37
Եզրակացություն	38
ԳԼՈՒԽ 2: (n)CdTe-(p)InSb ՅԵՏԵՐՈԱՆՑՄԱՆ ՊԱՏՐԱՍՏՄԱՆ ՏԵԽՆՈԼՈԳԻԱԿԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՅԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ	39
2.1 Լազերային տեխնոլոգիաներ	39
2.2 Ընդհանուր պատկերացում և լազերային փոշեցրման մեթոդի մասին	43
2.3 (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի իրականացման հնարավորությունը	47
2.4 Իմպուլսային և լազերային փոշեցրման սարքավորման բնական սխեման	49
ԳԼՈՒԽ 3: (n)CdTe-(p)InSb ՅԵՏԵՐՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ	57
3.1 (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի էլեկտրաֆիզիկական հատկությունները	57
3.2 Յետերոանցման վոլտ-ֆարադային բնութագրերի ուսումնասիրությունը	64
3.3 (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի օպտիկական հատկությունները	66

3.4	Ֆոտոընդունիչի աղմկային հատկությունները	72
ԳԼՈՒԽ 4: (n)CdTe-(p)InSb ՅԵՏԵՐՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՅԻՄԱՆ ՎՐԱ ԿՈՈՐԴԻՆԱՏ ՉԳԱՑՈՂ ՖՈՏՈԸՆԴՈՒՆԻՉՆԵՐԻ ՊԱՏՐԱՍՏՈՒՄ և ՅԵՏԱԶՈՏՈՒՄ.....		
		75
4.1	Կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչների աշխատանքի սկզբունքը	75
4.1	Կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչների տեսակները և կիրառությունները	77
4.3	Երկչափ կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչի հետազոտման մեթոդիկա	83
4.3	(n)CdTe-(p)InSb երկչափ կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչի էլքային բնութագրերի ուսումնասիրություն	86
	Եզրակացություն.....	92
	Գրականություն	94

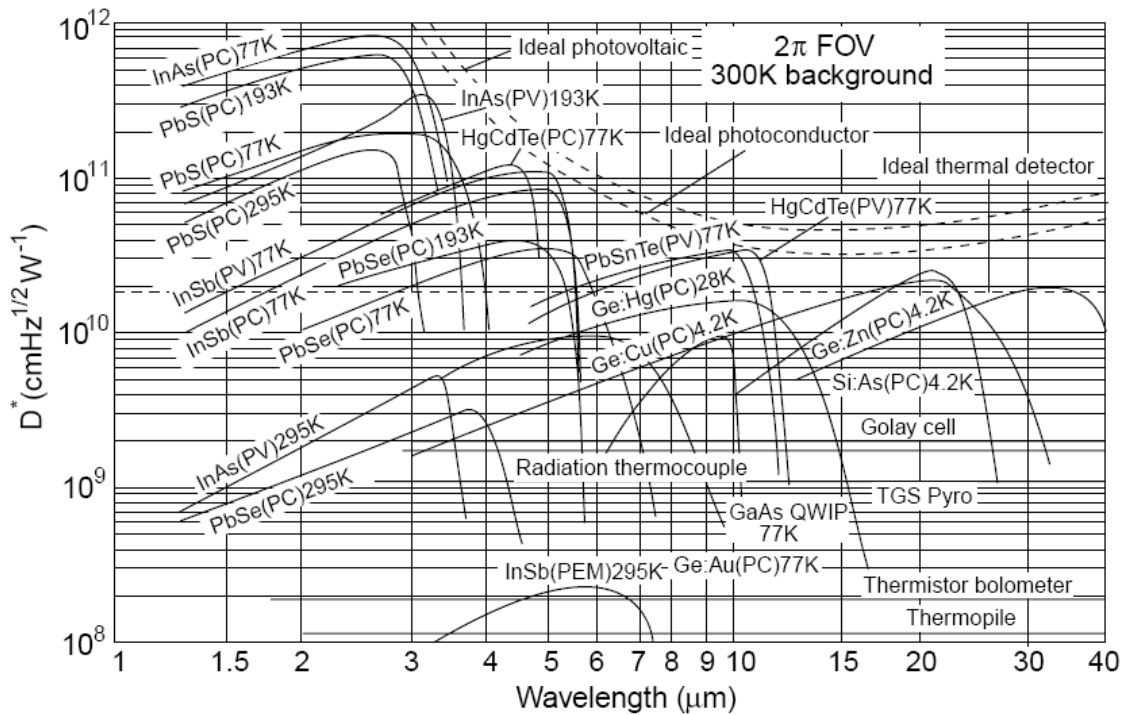
Ներածություն

Վերջին տարիների ընթացքում ինֆրակարմիր տիրույթի ֆոտոընդունիչները գտել են մեծ տարածվածություն գիտության, տեխնիկայի, արտադրության և ռազմական ոլորտներում [1]:

Ինֆրակարմիր ճառագայթումը էլեկտրոնազնիսական ճառագայթման այն տիրույթն է, որն ընկած է տեսանելի լույսի և գերբարձր հաճախության ներքին միջև և այն պայմանականորեն սահմանափակվում է 0.7 մկմ-ից մինչև 1մմ ալիքի երկարությամբ տիրույթում: Այլ կերպ ասած ինֆրակարմիր ճառագայթումն այն լույսն է, որի հաճախության ներքին ավելի փոքր են քան կարմիր լույսի հաճախության ներքին, որտեղից էլ ստացել է իր անվանումը: Ինֆրակարմիր ճառագայթման հայտնաբերման համար առաջին ընդունիչները եղել են ջերմային ընդունիչները՝ պատրաստված ջերմազույգի հիման վրա [2-5]: Սկսած 1950-ական թվականների վերջերից բուռն զարգացում ապրեցին նաև կիսահաղորդչային ֆոտոընդունիչները, որոնք ունեն ներքին ֆոտոէֆեկտի վրա հիմնված գործողության սկզբունք և պատկանում են ֆոտոնային ընդունիչների դասին [6,7]:

Առաջին ֆոտոընդունիչները կիսահաղորդիչների հիման վրա դարձան կապարի աղերի (PbS, PbSe) վրա պատրաստած ընդունիչները, որոնք հիմնականում ստացվում էին մենկուսիչ տակդիրի վրա վակուումային փոշեցրման կամ էլեկտրաքիմիական տեղափոխման մեթոդներով: Յետագայում բարակ թաղանթների և դիոդային կառուցվածքների տեխնոլոգիաների զարգացման հետ համընթաց, երբ մշակվեցին կիսահաղորդչի մեջ խառնուկային ատոմների ներմուծման և դրանց բաշխման տեխնոլոգիաները, սկսեցին ավելի մեծ զարգացում ստանալ գերմանիումի (Ge) հիման վրա պատրաստված ֆոտոընդունիչները [8]: Յետագայում մեծ ուշադրություն սկսեցին դարձնել նաև նեղ արգելված գոտով կիսահաղորդիչների հիման վրա պատրաստված ֆոտոընդունիչներին, որոնց հիմքում ընկած են A_3B_5 և A_2B_6 դասի կիսահաղորդիչները: Մասնավորապես, այդ շարքից կարելի է առանձնացնել նեղ արգելված գոտով այնպիսի նյութեր, ինչպիսիք են InSb, InAs, InAsSb, PbSnTe և HgCdTe [9-12] կիսահաղորդիչների և նրանց պինդ լուծույթների հիման վրա պատրաստված ֆոտոընդունիչները, որոնք աչքի են ընկնում մեծ զգայնությամբ ի շնորհիվ այն բանի, որ հանդիսանում են ուղղագոտի կիսահաղորդիչներ և ունեն բավական

բարձր կլանման գործակից կլանման եզրին մոտալիքների համար (10^3 - 10^5 սմ⁻¹): Բացի այդ, այս ֆոտոընդունիչներն աչքի են ընկնում նաև իրենց արագագործությամբ՝ համեմատած սիլիցիումի (Si) և գերմանիումի (Ge) հիման վրա պատրաստված ֆոտոընդունիչների հետ, քանի որ էլեկտրոնի շարժունակությունն այս կիսահաղորդիչներում զգալի մեծ է քան սիլիցիումի (Si) և գերմանիումի (Ge) մոտ:



Նկ. 1. Տարբեր ֆոտոընդունիչների լավագույն հայտնաբերողունակության կախվածությունը ալիքի

ֆոտոընդունիչների զգայունության մեծացման նպատակով հաճախ անհրաժեշտ է փոքրացնել հավասարակշիռ լիցքակիրների կոնցենտրացիան և աղմուկները, ինչի համար այն սառեցվում է, և խնդիրը հատկապես կարևոր է նեղ արգելված գոտիով կիսահաղորդիչների հիման վրա պատրաստված ֆոտոընդունիչների համար, քանի որ ջերմային գեներացիոն աղմուկներից խուսափելու համար գրեթե միշտ հարկ է լինում սառեցնել ֆոտոընդունիչը մինչև ազոտի և ալելի ցածր ջերմաստիճաններ, ինչը բերում է նրա կառուցվածքի բարդացման և գնի աճի: Նկ. 1-ում բերված են տարբեր ֆոտոընդունիչների լավագույն հայտնաբերողունակության կախումները ալիքի երկարությունից՝ սպեկտրի 1.5մկմ-ից մինչև 30

մկմ տիրույթում: Ինչպես երևում է նկ. 1-ից, մինչև հեղուկ ազոտի ջերմաստիճանը սառեցված (InSb)-ի հիման վրա պատրաստված \$ֆոտոընդունիչները բարձր հայտնաբերողունակություներ ունեցող \$ֆոտոընդունիչներ են՝ նախատեսված աշխատելու միջին ինֆրակարմիր տիրույթի 1.5մկմ-ից մինչև 6մկմ ալիքի երկարությամբ միջակայքում: Այդ միջակայքում InSb-ի հիման վրա \$ֆոտոընդունիչները հաճախ նախատեսված են լինում փոխարինելու HgCdTe կիսահաղորդչային միացության հիման վրա պատրաստված \$ֆոտոընդունիչներին:

Ներկայումս միջին ինֆրակարմիր \$ֆոտոընդունիչներն ունեն բազում կիրառություններ: Ինֆրակարմիր տիրույթի \$ֆոտոընդունիչների ամենատարածված կիրառությունը շարունակում է մնալ ռազմական նպատակներով դրանց կիրառումը՝ կապված ջերմային ճառագայթման միջոցով ռազմական տեխնիկայի, ինչպես նաև մարդկային ուժի հայտնաբերման հետ: Ինֆրակարմիր \$ֆոտոընդունիչները լայն կիրառում ունեն նաև բժշկության, գիտության և տեխնիկայի ոլորտներում:

Միջին ինֆրակարմիր տիրույթի համար ամենատարածված \$ֆոտոընդունիչները կիսահաղորդիչների հիման վրա պատրաստված \$ֆոտոդիոդներն են: Նշենք, որ այդ \$ֆոտոդիոդները կարող են լինել ինչպես p-n հոմոանցման, այնպես էլ հետերոանցման հիման վրա: Հետերոանցումների հիման վրա պատրաստված \$ֆոտոընդունիչները, համեմատած հոմոանցումների վրա պատրաստված \$ֆոտոընդունիչների, ունեն մի շարք առավելություններ: Առաջին հերթին այդ առավելությունը կապված է օպտիկական <<պատուհանի>> առկայության հետ, որը բերում է բաժանման սահմանին լիցքակիրների ռեկոմբինացիայի նվազման: Բացի այդ, հետրոանցման գույզի ընտրությամբ կարելի է խուսափել նաև տարբեր անդրադարձումներից:

Աշխատանքի նպատակն է եղել (p)InSb-(n)CdTe հետերոանցման հիման վրա միջին ինֆրակարմիր տիրույթի կոորդինատագայուն կառուցվածքի պատրաստում և հետազոտում, որը ներառում է հետևյալ խնդիրները՝

1. CdTe-ի թիրախից լազերա-իմպուլսային փոշեցրման (LԻՓ) մեթոդով CdTe-ի բարակ թաղանթների ստացման տեխնոլոգիական ռեժիմների մշակում և հետազոտում:
2. LԻՓ եղանակով (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի հիման վրա երկչափ կոորդինատազգայ ուն կառուցվածքի պատրաստում:
3. Նշված ֆոտոընդունիչների էլեկտրաֆիզիկական և օպտիկական հատկությունների հետազոտում, կոնտակտների համամասնության ապահովում:
4. Նշված ֆոտոընդունիչի էլքային ազդանշանների՝ կետային ընկնող լույսի կոորդինատից կախվածությունների ուսումնասիրում, էլքային ֆոտոարձագանքների՝ ընկնող լույսի կոորդինատից գծային կախվածությունների ապահովում կառուցվածքի որոշակի մակերեսի վրա:

Աշխատանքը բաղկացած է ներածությունից, չորս գլուխներից և եզրակացությունից: **Առաջին գլխում** նկարագրված են միջին ինֆրակարմիր տիրույթի ֆոտոընդունիչների գործողության սկզբունքը, զարգացման էտալները, դրանց տարատեսակները: Նկարագրված են ջերմային և ֆոտոնային ընդունիչների առանձնահատկությունները, առավելությունները և թերությունները: Մանրամասն կանգ է առնված միջին ինֆրակարմիր տիրույթի ֆոտոընդունիչների պատրաստման համար օգտագործվող նյութերի, պատրաստման տեխնոլոգիաների և դրանց նկարագրության վրա:

Երկրորդ գլխում նկարագրված են կիսահաղորդչային բարակ թաղանթների ստացման ֆիզիկական փոշեցրման եղանակները, մասնավորապես իմպուլսա-լազերային փոշեցրման տեխնոլոգիան, վեր է հանված նրա առանձնահատկությունները, առավելությունները և թերությունները: Նկարագրված է իմպուլսա-լազերային փոշեցրման եղանակով CdTe-ի բարակ թաղանթների ստացման գործընթացը, բերված են հետերոկառուցվածքի բյուրեղագիտական և գոտիական կառուցվածքը:

Երրորդ գլխում հանգամանալից քննարկվում են (n)CdTe-(p)InSb հետերոանցման էլեկտրաֆիզիկական հատկությունները: Բերված են վոլտ-ամպերային, վոլտ-ֆարադային բնութագրերը, նկարագրված է հետերոանցումով հոսանքի անցման մեխանիզմը: Օպտիկական հատկությունների ուսումնասիրման հիման վրա չափված և տրված են ֆոտոընդունիչի հիմնական պարամետրերը (...սպեկտրալ տիրույթ, հայտնաբերողունակություն, ...):

Չորրորդ գլխում նկարագրված է վերոհիշյալ հետերոանցման հիման վրա երկչափ կոորդինատագրայուն կառուցվածքի պատրաստումը և հետազոտման սխեման, բերված են կառուցվածքի էլքային բնութագրերի կախումներն ընկնող լույսի դիրքից:

Պարտանությունը ներկայացվող հիմնական դրույթները

ԼԻՓ տեխնոլոգիան հնարավորություն է տալիս աճեցնել բյուրեղային կառուցվածքով ստեխիոմետրիկ CdTe թաղանթներ՝ աճի ցածր ջերմաստիճանի պայմաններում: (n)CdTe-(p)InSb հետերոանցման վրա ստեղծված լայնաշերտ, միջին ինֆրակարմիր $1.5 \div 6$ մկմ տիրույթում մեծ զգայունությամբ օժտված, երկչափ կոորդինատագրայունությամբ ֆոտոընդունիչների համար հաստատվել են հետևյալ դրույթները՝

1. CdTe թիրախի վրա լազերային ճառագայթի 2×10^8 Վտ/սմ² ինտենսիվության և 4×10^{-5} մմ սնդ. սյունն վակուումի պայմաններում InSb տակդիրի վրա CdTe թաղանթի առանց փոխդիֆուզիայով աճն ապահովվում է տակդիրի 475 – 575 K ջերմաստիճանային միջակայքում, որի դեպքում CdTe-ի թաղանթը ունի տեքստուրային բյուրեղային կառուցվածք:
2. Նշված տեխնոլոգիական պայմաններում InSb-ի տակդիրի 6×6 մմ² մակերեսի անկյունազծերում ստացված մետաղական կետային կոնտակտով (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքների էլեկտրական բնութագրերը նույնական են:
3. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի էլեկտրական բնութագրերից գնահատված սահմանային վիճակների թիվը (1.2×10^{12} սմ⁻²) մոտ է տեսական հաշվարկային արժեքին (6.2×10^{11} սմ⁻²):

4. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքով մթնային հոսանքի անցման մեխանիզմը պայմանավորված է ծավալային լիցքերով սահմանափակված հոսանքներով:
5. X-Y կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչի կենտրոնական մասում 2×2 մմ², նրա մակերեսի վրա ընկնող փոքր, մինչև 300 մկմ, տրամագծով լուսային փնջի կոորդինատից կախված ելքային ազդանշանը նշանափոխ է և փոփոխվում է գծային օրենքով: Կոորդինատային զգայունության միջին արժեքը կազմում է 30 նԱ/մկմ:

Գործնական արժեքը

(n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի հիման վրա պատրաստված ֆոտոընդունիչի և երկչափ կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչի փորձնական ուսումնասիրությունից ստացված արդյունքները կարող են օգտակար լինել միջին ինֆրակարմիր տիրույթի պասիվ և ակտիվ համակարգերի ստեղծման համար: Կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչը կարող է ծառայել որպես ինֆրակարմիր հետևող և տեսածրող համակարգ: ԼԻՓ մեթոդը կարող է պարզեցնել միջին ինֆրակարմիր տիրույթի ֆոտոնային ընդունիչների պատրաստման գործընթացը:

ԳԼՈՒԽ 1: ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՖՈՏՈՆՆՊՈՒՆԻՉՆԵՐ

1800թ.-ին Յերշելի կողմից ինֆրակարմիր տիրույթի ճառագայթման հայտնաբերումը սկիզբ դրեց ինֆրակարմիր ֆոտոընդունիչների զարգացմանը: Մինչև առաջին համաշխարհային պատերազմը կիրառվում էին 3 տեսակի ընդունիչներ՝ ջերմաչափեր, ջերմազույգեր և բալոմետրեր [3]: Այնուհետև, պայմանավորված միջարք հայտնագործության ներդրում և տեխնոլոգիական առաջընթացով, ոչ միայն կատարելագործվեցին առկա ընդունիչները, այլ և կիրառության մեջ մտան սկզբունքային տարբերությամբ աշխատող ընդունիչներ: Ինֆրակարմիր ընդունիչների ժամանակակից տեխնոլոգիայի սկիզբը դրվեց երկրորդ համաշխարհային պատերազմի տարիներին, երբ առավել մեծ հետաքրքրություն էին ներկայացնում 3-5 և 8-14 մկմ ալիքի երկարությունների տիրույթում ընդունիչների ստեղծումը: Իսկ վերջին տարիներին ուշադրության կենտրոնում են գտնվում նաև ավելի մեծ ալիքի երկարությունները՝ կապված տիեզերքում դրանց կիրառությունների հետ: Միևնույն ժամանակ, հետազոտություններ էին կատարվում նոր ասպարեզ եկած A^3B^5 միացությունների դասի կիսահաղորդիչների՝ մասնավորապես InSb-ի ուղղությամբ, որի նկատմամբ հետաքրքրությունը պայմանավորված էր ոչ միայն նեղ գոտիական կառուցվածքով, այլ նաև տեխնոլոգիական հեշտ ստացմամբ:

1960-ական թթ. ֆոտոլիտոգրաֆիայի ստեղծման շնորհիվ հնարավոր դարձավ մատրիցային ինֆրակարմիր ճառագայթիչների պատրաստումը: Առաջին անգամ նմանատիպ ընդունիչների գծային մատրից պատրաստվել է 1970-ական թթ. սկզբին սեփական հաղորդականությամբ HgCdTe-ի հիման վրա: Սակայն վերջիններիս բնութագրերի անկայունության պատճառով, այս նյութն իր դիրքերը զիջեց A^4B^6 խմբի միացությունների հիման վրա պատրաստված ընդունիչներին

(մասնավորապես՝ PbSnTe-ի հիման վրա) [10,11]: Սակայն PbSnTe նյութը ևս զերծ չէ թերույություններից: Այն ունի 2 էական թերույություն՝ մեծ դիէլեկտրիկ թափանցելիություն, որը բերում է դիողի մեծ ունակության և ջերմային ընդարձակման բարձր գործակից [13], որը սահմանափակում է դրանց կիրառումը հիբրիդային կառուցվածքներում: Ներկայումս լայնորեն կիրառվում են PtSi-Si Շոտկիի արգելքի հիման վրա պատրաստված միաձույլ ընդունիչները, որոնք չնայած ունեն ցածր քվանտային էլք և պահանջում են սառեցման խիստ պայմաններ, այնուամենայնիվ դարձել են մրցունակ հետևյալ 3 առավելությունների շնորհիվ.

1. սիլիցիումի վրահիմնված պարզ կառուցվածք,
2. ըստզգայություն և ազդանշան/աղմուկ հարաբերության բարձր համասեռությամբ օժտված մեծ մատրիցների ստեղծման հնարավորություն,
3. $1/f$ աղմուկի գրեթե իսպառ բացակայություն:

Չնայած ջերմային ընդունիչները դանդաղ արձագանքի պատճառով քիչ են կիրառվում պատկերների սկանավորման համար, դրանք մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում էլեկտրոնային հասցեավորման երկչափ մատրիցներում, որտեղ հաճախությունների միջակայքը փոքր [14-16]:

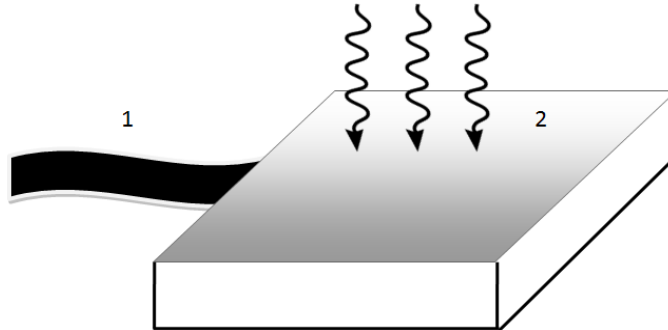
Ընդհանուր առմամբ, միկրոէլեկտրոնային տեխնոլոգիաների կիրառումն ինֆրակարմիր ընդունիչների պատրաստման մեջ բավականին խոստումնալից է թե գնի իջեցման առումով, և թե դրանց որակի հետագա աճի:

1.1 Ինֆրակարմիր ֆոտոընդունիչների դասակարգումը

1.1.1. Ջերմային ֆոտոընդունիչների դասակարգումը

Ջերմային ֆոտոընդունիչի աշխատանքի սկզբունքը բավականին պարզ է: Ինֆրակարմիր ճառագայթումը, որն ընկնում է զգայուն էլեմենտի վրա, բարձրացնում է նրա ջերմաստիճանը, ինչը բերում է ջերմային էֆեկտի առաջացման: Կախված նրանից, թե ինչ ջերմային

Էֆեկտ է առաջացնում ընկնող լույսը, ջերմային ֆոտոընդունիչները բաժանվում են ջերմային էլեմենտների, բալոմետրերի և պիրոէլեկտրական ընդունիչների: Ջերմային ֆոտոընդունիչի պարզագույն սխեման բերված է նկ. 2-ում:



Նկ. 2. Ջերմային ֆոտոընդունիչի սխեման. 1 - ջերմահաղորդիչ կամրջակ,

այս պարզագույն է (1) χ_2 ջերմահաղորդիչականության գործարար ունեցող ջերմահաղորդիչ կամրջակից և (2) C_2 ջերմունակությամբ ջերմազգայուն էլեմենտից: Ինֆրակարմիր ճառագայթման ազդեցության տակ ջերմային ընդունիչի ջերմաստիճանը աճում է, որի ΔT փոփոխությունը կարելի է որոշել ջերմային բալանսի հավասարումից [17,18]՝

$$\chi_2 \frac{d\Delta T}{dt} + C_2 \Delta T = \varepsilon \Phi, \quad (1.1)$$

որտեղ ε -ը ֆոտոընդունիչի ճառագայթման ունակությունն է, իսկ Φ -ն՝ ընկնող լույսի հզորությունը: Նկատենք, որ բացարձակ սև մարմնի համար $\varepsilon = 1$: Եթե ընդունիչի վրա ընկնող լույսի հզորությունը պարբերական ֆունկցիա է $\Phi = \Phi_0 e^{i\omega t}$, ապա ֆոտոընդունիչի ջերմաստիճանի փոփոխությունը կարելի է գտնել լուծելով (1.1) հավասարումը: Այդ հավասարման լուծումը ջերմաստիճանի փոփոխության լայնույթի համար ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\Delta T_0 = \frac{\varepsilon \Phi_0}{(\chi_2^2 + \omega^2 C_2^2)^{1/2}}: \quad (1.2)$$

(1.2) հավասարումից երևում է, որ ընդհանուր առմամբ կունենանք ավելի մեծ ջերմաստիճանի փոփոխություն այն դեպքում, երբ C_2

ջերմունակությունն ու χ_z ջերմահաղորդականության գործակիցը
 լինեն ավելի փոքր: Իսկ հաճախությունից կախված, երբ $\omega^2 C_z^2$ -ն դառնում
 է ավելի մեծ քան χ_z^2 -ն, ΔT -ն սկսում է նվազել, քանի որ մարմնի
 ջերմաստիճանի փոփոխությունը սկսում է չհետևել ընկնող
 ճառագայթման հոսքի փոփոխությանը: Ֆոտոարձագանքի բնութագրական
 ժամանակ է կոչվում

$$\tau_z = \frac{C_z}{\chi_z} = C_z R_z \quad (1.3)$$

մեծությունը, որտեղ $R_z = 1/\chi_z$ -ն ջերմային դիմադրությունն է:
 Ընդհանրապես, ջերմային ընդունիչների ֆոտոարձագանքի
 բնութագրական ժամանակը միլիվայրկյանների կարգի է, ինչը զգալի
 մեծ է ֆոտոնային ընդունիչների ֆոտոարձագանքի բնութագրական
 ժամանակներից: (1.2) հավասարումը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով`

$$\Delta T = \frac{\varepsilon \Phi_0 R_z}{(1 + \omega^2 \tau_z^2)^{1/2}}; \quad (1.4)$$

Եթե լույսի ազդեցությամբ առաջացած ջերմային ընդունիչի
 ջերմաստիճանի աճը փոխակերպվում է էլեկտրական ազդանշանի,
 օրինակ` լարման, ապա կարելի է ներմուծել K մեծությունը հետևյալ
 կերպ` $K = \frac{\Delta V}{\Delta T}$ [19], որտեղ ΔV -ն էլքային լարումն է: ΔV -ի համար
 կունենանք հետևյալ առնչությունը`

$$\Delta V = K \Delta T = \frac{K \varepsilon \Phi_0 R_z}{(1 + \omega^2 \tau_z^2)^{1/2}}; \quad (1.5)$$

Չերմային ֆոտոընդունիչի զգայնությունն է կոչվում
 ֆոտոընդունիչի տված լարման և նրավրաընկած լույսի հզորության
 հարաբերությունը.

$$R_v = \frac{K \varepsilon R_z}{(1 + \omega^2 \tau_z^2)^{1/2}}; \quad (1.6)$$

Հայտնի է, որ ֆոտոընդունիչի աղմուկին համարժեք
 հզորությունն (NEP) է կոչվում լուսային ճառագայթման այն
 հզորությունը, որի դեպքում աղմուկ ազդանշան հարաբերությունը

դառնում է մեկ: Յասկանալի է, որ որքան փոքր է ֆոտոընդունիչի NEP-ը, այնքան ավելի թույլ ազդանշաններ կարելի է գրանցել նրանով: NEP-ի հակադարձ մեծությունը կոչվում է հայտնաբերողունակություն:

$$D = \frac{1}{NEP} : \quad (1.7)$$

Ավելի հաճախ օգտագործվում է նորմավորված հայտնաբերողունակությունը, որը սահմանվում է հետևյալ կերպ՝

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP}, \quad (1.8)$$

որտեղ A -ն ֆոտոընդունիչի մակերեսն է, իսկ Δf -ը այն հաճախությունների միջակայքը, որտեղ կատարվում է ազդանշանի ու ժեղացում: Այս մեծությունը թույլ է տալիս իրար հետ համեմատել ֆոտոընդունիչներ, որոնք ունեն տարբեր մակերեսներ և աշխատում են հաճախությունների տարբեր տիրույթներում:

Ուստի, ջերմային ընդունիչի համար նորմավորված (կամ տեսակարար) հայտնաբերողունակությունը կարելի է որոշել հետևյալ առնչությամբ.

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{\Delta V} R_v : \quad (1.9)$$

1.1.2. Ջերմային էլեմենտ

Ջերմային էլեմենտները ինֆրակարմիր ճառագայթման հայտնաբերման առաջին ընդունիչներից են, որոնց աշխատանքի սկզբունքը հիմնված է Չեբեկի էֆեկտի վրա: Չեբեկի էֆեկտի երկությունը կայանում է նրանում, որ եթե վերցնենք երկու տարբեր հաղորդիչներ և ապահովենք նրանց միջև կոնտակտ, ապա կոնտակտի ջերմաստիճանը փոփոխելով և ապահովելով ջերմաստիճանի գրադիենտ, հաղորդիչների մյուս ծայրերում կունենանք պոտենցիալների տարբերություն: Մեծ ճշտությամբ կարելի է համարել, որ առաջացած լարումն ուղիղ համեմատական է հաղորդիչների երկու կոնտակտներում ջերմաստիճանների տարբերությանը:

$$\Delta V = \alpha_S \Delta T, \quad (1.10)$$

որտեղ α_S -ը կոչվում է Չեբեկի (կամ թերմոէլեկտրի) գործակից: α_S մեծությունը համընկնում է (1.5) հավասարման մեջ մտնող K մեծության հետ, ուստի ջերմային էլեմենտի նորմավորված հայտնաբերողունակության համար կունենանք հետևյալ առնչությունը.

$$D^* = \frac{\alpha_S \varepsilon A^{1/2}}{G_z (4kTR)^{1/2}}, \quad (1.11)$$

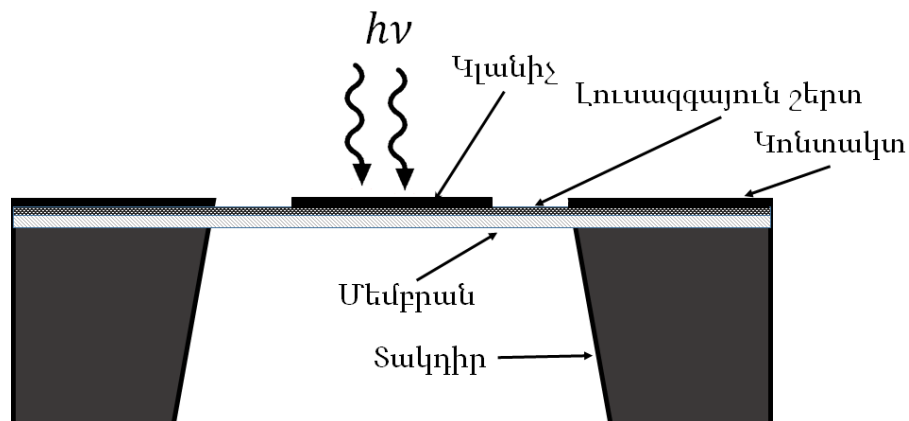
որտեղ հաշվի են առնվում միայն ջերմային աղմուկները: Հասկանլի է, որ որքան մեծ է α_S -ը և փոքր են χ_z ջերմահաղորդականությունը և տեսակարար դիմադրությունը, այնքան ավելի մեծ կլինի ջերմային էլեմենտի զգայունությունը, սակայն համաձայն Վիդեման-Ֆրանցի օրենքի [20]՝

$$\frac{\rho G_z}{T} = 2,45 \cdot 10^{-8} \left(\frac{\chi_z}{T} \right): \quad (1.12)$$

Ուստի տեսակարար դիմադրությունը և ջերմահաղորդականությունը չի կարելի միաժամանակ փոքրացնել:

1.1.3 Բալոմետր

Բալոմետրի աշխատանքի հիմքում ընկած է նյութերի ջերմաստիճանից կախված էլեկտրական դիմադրության փոփոխության երևույթը: Երբ ինֆրակարմիր ճառագայթումն ընկնում է բալոմետրի վրա՝ այն տաքանում է, ինչը բերում է դիմադրության փոփոխության, այդ իսկ պատճառով բալոմետրերում որպես կլանող նյութ ընտրվում են այնպիսի նյութեր, որոնք ունեն շատ ցածր ջերմունակություն և բարձր դիմադրության փոփոխության ջերմաստիճանային գործակից



(ԱԿ. 3):

Որպես կանոն բալ ոմետրի ելքում չափվում է լարման փոփոխությունը հաստատուն հոսանքի դեպքում, որը պայմանավորված է դիմադրության փոփոխությամբ, ուստի բարձր զգայնություն ապահովելու համար բալ ոմետրերում խիստ կարևոր է հոսանքի կարգավորումը, որպեսզի հոսանքի ֆլուկտուացիաները լինեն բավականաչափ փոքր: Ինչպես հայտնի է նյութերի դիմադրության փոփոխության ջերմաստիճանային գործակիցը սահմանվում է հետևյալ կերպ՝

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} : \quad (1.13)$$

Լարման փոփոխությունը բալ ոմետրի ելքում կլինի՝

$$\Delta V = I \Delta R = I R \alpha \Delta T, \quad (1.14)$$

հետևաբար բալ ոմետրի զգայնությունը համար (1.6) բանաձևից կունենանք՝

$$R_v = \frac{I R \alpha \varepsilon R_z}{(1 + \omega^2 \tau_z^2)^{1/2}} : \quad (1.15)$$

Գոյություն ունեն բալ ոմետրերի մի քանի տեսակներ, որոնցից ամենահաճախը օգտագործվում են մետաղական, կիսահաղորդչային և թերմիստորային բալ ոմետրերը [21]: Կանալ բալ ոմետրի մի տեսակ, որը կոչվում է գերհաղորդչային բալ ոմետր, որի աշխատանքի հիմքում ընկած է նյութի անցումը գերհաղորդիչ վիճակից ֆիզիկական երևույթը: Յայտնի է, որ գերհաղորդիչ վիճակից անցնելուց նյութերի դիմադրությունը փոփոխվում է շատ կտրուկ ձևով, ինչը թույլ է տալիս գերհաղորդչային բալ ոմետրերին կրիտիկական կետի շրջակայքում գրանցել ջերմաստիճանի շատ չնչին փոփոխություն:

1.1.4 Պիրոէլեկտրական ֆոտոընդունիչ

Գոյություն ունեն այնպիսի նյութեր, որոնք ջերմաստիճանի փոփոխությունից զգալիորեն փոխում են իրենց էլեկտրական բևեռացումը: Այդպիսի նյութերը կոչվում են պիրոէլեկտրիկներ [22]:

Յեկց այս երևույթն էլ ընկած է պիրոէլեկտրական ֆոտոընդունիչների աշխատանքի հիմքում: Ի տարբերություն մյուս ջերմային ընդունիչների, պիրոէլեկտրական ֆոտոընդունիչներն արձագանքում են ոչ թե ընկնող լույսի ինտենսիվությանը, այլ դրա փոփոխությանը, քանի որ էլեկտրական բևեռացման փոփոխության պատճառ է հանդիսանում ջերմաստիճանի փոփոխությունը: Էլեկտրական բևեռացման ΔP փոփոխությունը ջերմաստիճանի փոփոխությունից որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\Delta P = p\Delta T, \quad (1.16)$$

որտեղ p -ն նյութի պիրոէլեկտրական գործակիցն է:

Ընդհանրապես պիրոէլեկտրական ֆոտոընդունիչի գործունեության հիմնական սկզբունքը հետևյալն է: Պիրոէլեկտրական նյութը գտնվում է երկու հաղորդիչ թիթեղների միջև: Երբ լույսի ազդեցության տակ փոփոխվում է պիրոէլեկտրիկ ջերմաստիճանը և նրամակերևույթի բևեռացված լիցքի մեծությունը, մետաղական մակերևույթին ինդուկցվում է լիցք, որը շղթայի փակ լինելու դեպքում առաջացնում է հոսանք.

$$I_p = \frac{dQ}{dt} = pA \frac{dT}{dt}, \quad (1.17)$$

որտեղ A -ն ֆոտոընդունիչի մակերեսն է, իսկ $\frac{dT}{dt}$ -ն ջերմաստիճանի փոփոխության արագությունը: Յաշվի առնելով (1.2) առնչությունը՝ ըստ հոսանքի զգայունության համար կունենանք հետևյալ առնչությունը՝

$$R_I = \frac{\varepsilon p A \omega}{G_z (1 + \omega^2 \tau_z^2)^{1/2}}: \quad (1.18)$$

1.2 Տոտնային ընդունիչներ

Տոտնային ընդունիչների աշխատանքի հիմքում ընկած է լույս-կիսահաղորդիչ փոխազդեցությունը, որի ժամանակ դիտվում է ներքին ֆոտոէֆեկտի երևույթ: Տոտնը կարող է կլանվել կիսահաղորդիչի ազատ կամ վալենտային գոտու, ինչպես նաև խառնուկային մակարդակում

գտնվող էլեկտրոնների կողմից, ստեղծել ազատ էլիցթակիրներ և փոփոխելով կիսահաղորդչի էլեկտրահաղորդականությունը՝ տալ որոշակի ֆոտոարձագանք՝ հոսանքի կամ լարման տեսքով: Այս տեսակի ֆոտոընդունիչները համեմատած ջերմային ֆոտոընդունիչների հետ ունեն բարձր զգայունություն, աչքի են ընկնում իրենց ընտրողունակությամբ և ունեն ֆոտոարձագանքի շատ կարճ ժամանակներ՝ համեմատած ջերմային ընդունիչների հետ: Այստեղ ֆոտոարձագանքը բնութագրվում է էլիցթակիրների կյանքի տևողությամբ, ինչը կիսահաղորդիչներում սովորաբար ընկած է միկրովայրկյաններից մինչև նանովայրկյանների տիրույթում: Ֆոտոնային ընդունիչների հիմնական տեսակներն են ֆոտոդիմադրությունը, p-n անցման հիման վրա ֆոտոդիոդը, Շոտկիի արգելքով ֆոտոդիոդը, մետաղ-մեկուսիչ-կիսահաղորդիչ կառուցվածքով ֆոտոընդունիչները, ֆոտոէլեկտրամագնիսական ընդունիչները և հետերոկառուցվածքային ֆոտոդիոդները:

Երբ կիսահաղորդչի *A*ակտիվ մակերեսի վրա ընկնում է լուսային ճառագայթում, կիսահաղորդչում առաջանում են էլեկտրոն-խոռոչային զույգեր այն դեպքում, երբ ընկնող ֆոտոնների էներգիան ավելի մեծ է քան տվյալ կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունը (սեփական կլանում): Այս գործընթացը բնութագրվում է ներքին քվանտային ելքով՝ $(\eta(\lambda))$, որը ցույց է տալիս, թե քանի էլեկտրոն-խոռոչ զույգ է առաջանում մեկ ֆոտոնի կլանման ժամանակ: Իսկ (g) հարաբերական ուժեղացում է կոչվում այն մեծությունը, որը ցույց է տալիս թե կիսահաղորդչում գեներացվող մեկ էլեկտրոն-խոռոչային զույգը իր կյանքի ընթացքում ինչպիսի ներդրում է տալիս հոսանքի մեջ: Օգտագործելով այս սահմանումները հոսանքային սեպկտրալ զգայունության համար կարելի է գրել հետևյալ առնչությունը՝

$$R_i = \frac{\lambda e}{hc} g \eta, \quad (1.19)$$

որտեղ e -ն տարրական լիցքի մեծությունն է, h -ը Պլանկի հաստատունը, c -ն լույսի արագությունը վակուումում, իսկ λ -ն՝ ընկնող լույսի ալիքի երկարությունը: Եթե ֆոտոընդունիչում հաշվի առնենք միայն գեներացիայի և ռեկոմբինացիայի ադմուկները, ապա ադմկային հոսանքի միջին քառակուսային արժեքի համար կունենանք հետևյալ առնչությունը [23].

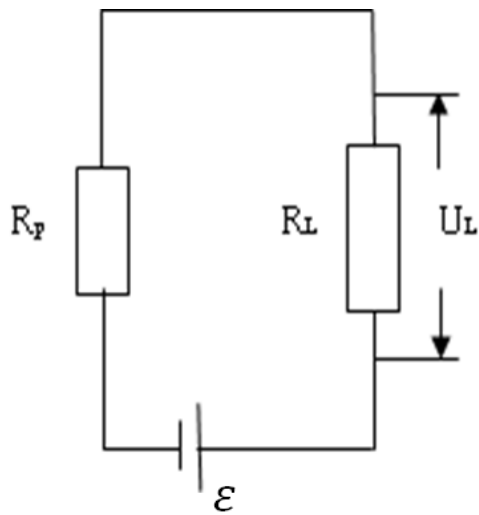
$$I_n^2 = 2(G + R)Ad\Delta f e^2 g^2, \quad (1.20)$$

որտեղ d -ն կիսահաղորդչի հաստությունն է, իսկ Δf -ը՝ հաճախությունների շերտը: Այս դեպքում ֆոտոընդունիչի տեսակարար հայտնաբերողունակությունը կլինի.

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \eta [2(G + R)d]^{-1/2}: \quad (1.21)$$

1.2.1 Ֆոտոդիմադրություն

Ինչպես արդեն նշեցինք, երբ կիսահաղորդչի վրա ընկնում է լույս, որի քվանտի էներգիան ավելի մեծ է քան տվյալ կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունը, ապա այն առաջացնում է էլեկտրոն-խոռոչային գույգեր, ինչի հետևանքով մեծանում է կիսահաղորդչի հաղորդականությունը: Յենց այս երևույթն է ընկած ֆոտոդիմադրության աշխատանքի հիմքում: Ընդհանրապես, ֆոտոդիմադրության աշխատանքի նկարագրման համար օգտագործվում է նկ. 4-ում բերված սխեման:



Նկ. 4. Ֆոտոդիմադրու թյան միացման սխեման:

Ինչպես բերված է սխեմայում, ֆոտոդիմադրու թյանը, որի դիմադրությունը R_p -ն է, հաջորդաբար միացվում է արտաքին դիմադրությունը (R_L), այնպես որ $R_L \gg R_p$, որի վրա էլ չափվում է ելքային լարումը: Եթե ֆոտոընդունիչի վրա ընկնում է Φ_S ֆլոտենսիվությամբ ճառագայթում, ապա ստացիոնար պայմաններում առաջացած ֆոտոհոսանքը կլինի՝

$$I_p = e\eta A \Phi_S g: \quad (1.22)$$

I_p ֆոտոհոսանքն, ըստ էության, իրենից ներկայացնում է ֆոտոընդունիչի կարճ միացման հոսանքը: Քանի որ, ինչպես նշեցինք, ֆոտոդիմադրու թյան աշխատանքի ժամանակ նրան տրվում է որոշակի լարում, ապա ընդհանուր ֆոտոհոսանքի համար կարելի է գրել .

$$I_p = \frac{eS(\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p)V}{l}, \quad (1.23)$$

որտեղ S -ը ֆոտոդիմադրու թյան կոնտակտների մակերեսն է, V -ն՝ ֆոտոընդունիչի վրա կիրառված լարումը, իսկ l -ը՝ կոնտակտների միջև եղած հեռավորությունը:

Քննարկենք այն դեպքը, երբ հաղորդականության մեջ հիմնական ներդրում են տալիս էլեկտրոնները: Այդ դեպքում անհավասարակշիռ լիցքակիրների անխզելիության հավասարումը կունենա հետևյալ տեսքը [24].

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\Phi_S \eta}{d} - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (1.24)$$

որտեղ τ -ն անհավասարակշիռ (ավելցուկային) էլեկտրոնների կյանքի տևողությունն է: Ստացիոնար վիճակում՝

$$\Delta n_G = \Phi_S n \tau: \quad (1.25)$$

Եթե համեմատենք իրար հետ (1.4) (1.5) և (1.7) հավասարումները, ապա \$ֆոտոէլեկտրական ու ժեղացման համար կունենանք հետևյալ առնչությունը՝

$$g = \frac{\tau \mu_n V}{l^2}: \quad (1.26)$$

\$ֆոտոընդունիչի պարապընթացքի լարումը կլինի՝

$$V_S = I_p R_p = \frac{l}{en\mu_n S}, \quad (1.27)$$

իսկ ըստլարման զգայունությունը՝

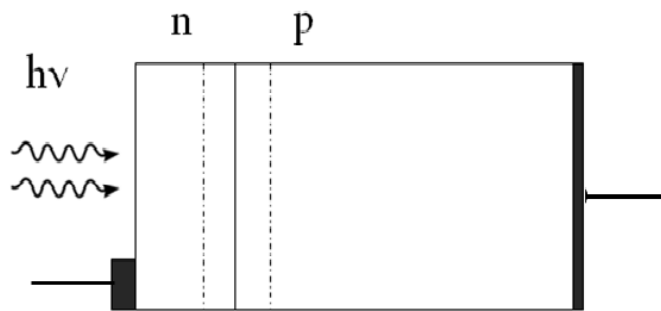
$$R_v = \frac{V_S}{P_\lambda} = \frac{\eta \lambda \tau V}{\Omega h c n_0}, \quad (1.28)$$

որտեղ Ω -ն \$ֆոտոընդունիչի ծավալն է:

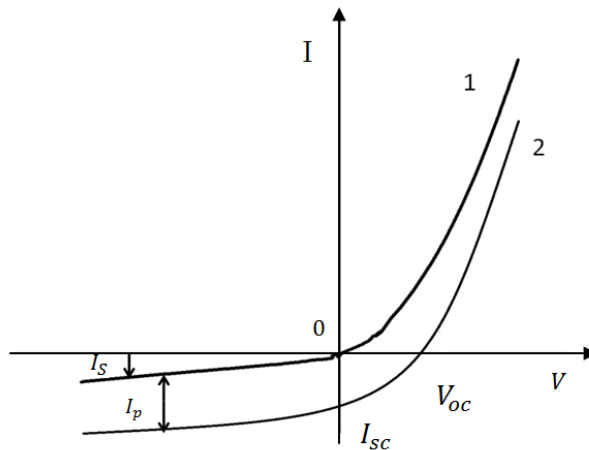
1.2.2 Ֆոտոդիոդ

Լուսային ճառագայթման հայտնաբերման և գրանցման համար ամենատարածված կառուցվածք այսօր էլ շարունակում մնալ p-անցումը: Երբ հավասարակշռության մեջ գտնվող p-անցման վրա ընկնում է լուսային ճառագայթում, և եթե ընկնող լույսի \$ֆոտոնի էներգիան մեծ է տվյալ p-անցման կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունից՝ $h\nu > E_g$, ապա այդ \$ֆոտոնը կլանվելով էլեկտրոնի կողմից կառաջացնի էլեկտրոն-խոռոչ զույգ: Եթե լույսի կլանումը տեղի է ունենում p-անցման տարածական լիցքի տիրույթում կամ բաժանման սահմանից ոչ շատ հեռու, էլեկտրոնների և խոռոչների դիֆուզիոն երկարությամբ սահմանափակված տիրույթում ($L_n = \sqrt{D_n \tau_n}, L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$), ապա դիֆուզիայի և ներքին դաշտի ազդեցության տակ էլեկտրոններն իրենց կյանքի տևողության ընթացքում կկարողանան անցնել դեպի n տիրույթ, իսկ խոռոչները՝ p:

Լիցքակիրների նման բաժանման հետևանքով կիսահաղորդչի ու տիրույթը լիցքավորվում է բացասական, իսկ ք տիրույթը՝ դրական, որի արդյունքում p-n անցման պոտենցիալ արգելքի բարձրությունը սկսում է փոքրանալ: Յետևաբար շղթան փակ լինելու դեպքում գեներացված լիցքակիրների ստեղծած հոսանքը կլինի բացասական (կոլեկտոր-անցման հակադարձ հագեցման հոսանքի (I_s) ուղղությունը) (նկ. 5):



Նկ. 5. Ֆոտոդիոդի կառուցվածքային սխեման:



Նկ. 6. Ֆոտոդիոդի վոլտ-ամպերային բնութագրերը, (1) մթնային, (2) ֆոտոդիոդի բնութագրերը: Նկատելով, որ $I_p = e n A \Phi$ (բացառությամբ հեղեղային դիոդի), ուստի նրա ֆոտոհոսանքի արտահայտությունը կլինի՝ $I_p = e n A \Phi$ [25-28]:

Ֆոտոդիոդի աշխատանքի համար գոյություն ունի երկու ռեժիմ՝ պարապ ընթացքի և ֆոտոդիոդային: Երբ ֆոտոդիոդի էլեկտրոդների միջև շղթան բաց է ($I = 0$), այն աշխատում է պարապ ընթացքի ռեժիմում և լուսավորման հետևանքով ֆոտոդիոդի էլեկտրոդների միջև ի հայտ եկած առավելագույն լարումը կլինի՝

$$U_{oc} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I_p}{I_s} + 1\right), \quad (1.29)$$

որտեղ I_s -ը հագեցման հոսանքն է, իսկ I_p -ն՝ ֆոտոհոսանքը (նկ. 6): U_{oc} -ն իրենից ներկայացնում է այն առավելագույն լարումը, որով փոքրանում է p -ոսանցման պոտենցիալ արգելքի բարձրությունը: Այս դեպքում ուղիղ շեղված p -ոսանցման հոսանքը կոմպենսացնում է ֆոտոհոսանքին և շղթայով հոսանքը բացակայում է:

Ֆոտոդիոդային ռեժիմում, երբ p -ոսանցման շղթան փակ է, կա արտաքին բեռ և p - և n - տիրույթների միջև կիրառված է որոշակի լարում: Ընդհանուր դեպքում շղթայով անցնող հոսանքը կլինի՝

$$I = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - I_p: \quad (1.30)$$

Երբ ֆոտոդիոդի կոնտակտները կարճ են միացված ($R_c = 0$), ապա չկա կիրառված լարում և շղթայի հոսանքը կլինի $I = I_p$, այսինքն՝ ֆոտոդիոդը աշխատում է կարճ միացման ռեժիմում: Նկատենք, որ մեծ հակադարձ շեղումների դեպքում $e^{\frac{eU}{kT}} \ll 1$, և ֆոտոդիոդով անցնող հոսանքը կլինի՝

$$I = -I_p - I_s: \quad (1.31)$$

Չայտնի է, որ ֆոտոդիոդի հոսանքի աղմուկների մեջ հիմնական ներդրումը տալիս են կոտորակային աղմուկները [29], որի աղմկային հոսանքի միջին քառակուսային արժեքը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$I_n^2 = \frac{4kT}{R_0} \Delta f, \quad (1.32)$$

որտեղ R_0 -ն ֆոտոդիոդի դիմադրությունն է, երբ լարումը ֆոտոդիոդի վրա հավասար է զրոյի [30]: Չրոյական շեղման դեպքում, երբ

Ֆոտոընդունիչի վրա քննարկում է նաև Φ ինտենսիվությամբ լույս, եթե հաշվի առնենք նաև ջերմային (Թոմսոնի) աղմուկը, ապա աղմուկների համար կունենանք հետևյալ առնչությունը՝

$$I_n^2 = \frac{4kT}{R_0} \Delta f + 2e^2 \eta A \Phi \Delta f: \quad (1.33)$$

Քանի որ, ըստ սահմանման, ֆոտոդիոդի զգայունություն համար ունենք հետևյալ բանաձևը՝

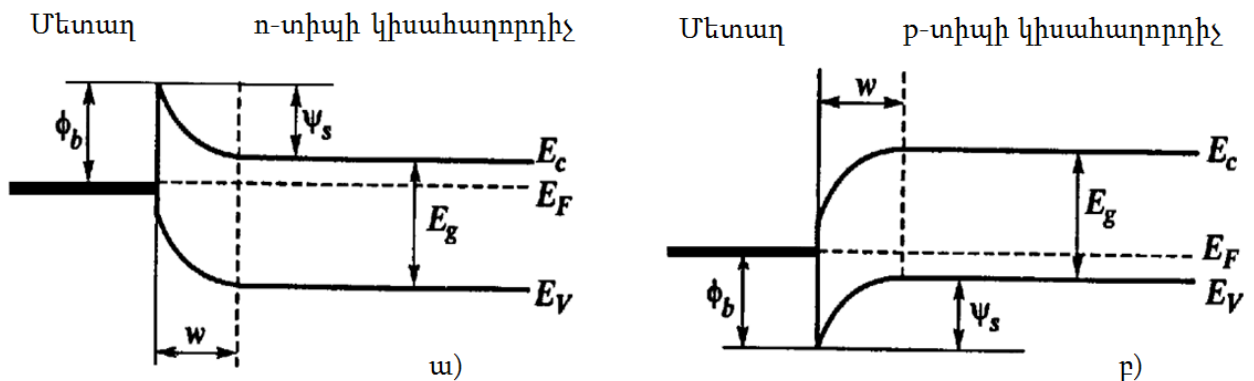
$$R_i = \frac{e\lambda}{hc} \eta, \quad (1.34)$$

ապա ֆոտոդիոդի հայտնաբերողունակություն համար կունենանք.

$$D^* = \frac{\eta\lambda e}{hc} \left[\frac{4kT}{R_0} + 2e^2 \eta \Phi \right]^{-1/2} \quad (1.35)$$

1.2.3 Շոտկիի արգելքով ֆոտոդիոդ

Շոտկիի արգելքով ֆոտոդիոդները հիմնականում կիրառվում են ուլտրամանուշակագույն, տեսանելի և ինֆրակարմիր տիրույթների ընդունիչներում [31-40]: Ի տարբերություն p -ոսնցման հիման վրա պատրաստված ֆոտոդիոդների, դրանք ունեն պատրաստման ավելի հեշտ տեխնոլոգիա և շատ ավելի արագագործ են (քանի որ նրանց աշխատանքը



պայմանավորված է հիմնական լիցքակիրներով):

Շոտկի-Մոտտի պարզագույն մոդելի համաձայն կիսահաղորդչի և մետաղի բաժանման սահմանի մոտ առաջանում է արտենցիալային

արգելք, որի պատճառով մետաղի Φ_M և կիսահաղորդչի Φ_S էլքի աշխատանքների տարբերությունն է (նկ. 7), և նրա մեծությունը որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ.

$$\Psi_S = \phi_M - \phi_S: \quad 1.36$$

Սակայն գործնականում ի հայտ եկող արգելքի բարձրության համար նման առնչությունն ավելի բարդ տեսք է ընդունում՝ պայմանավորված բաժանման սահմանին առկա վիճակներով, մակերևույթային վիճակներով, գոյություն ունեցող օքսիդային շերտերով և այլ հանգամանքներով:

Բարդիևի մոդելի [40] համաձայն ուտիպի կիսահաղորդչի դեպքում արգելքի բարձրությունն ընդհանուր դեպքում կարելի է գտնել հետևյալ բանաձևով.

$$\phi_{bn} = \gamma(\phi_M - \chi_S) + (1 - \gamma)(E_g - \phi_0) - \Delta\phi, \quad 1.37$$

որտեղ $\gamma = \varepsilon_i / (\varepsilon_i + q\delta D_S)$, ϕ_0 -ն մակերևույթային վիճակների չեզոք մակարդակի դիրքն է վալենտականության գոտու առատաղի նկատմամբ, $\Delta\phi - \bar{n}$ էլեկտրաստատիկ արտապատկերման ուժերով պայմանավորված արգելքի նվազումն է, δ -ն՝ անցումային շերտի հաստությունն է, իսկ ε_i -ն՝ նրա դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը:

Նույն կերպ-տիպի կիսահաղորդչի համար կարելի է գրել .

$$\phi_{bp} = \gamma(E_g - \phi_M + \chi_S) + (1 - \gamma)\phi_0: \quad 1.38$$

Գոյություն ունենում արտեսնցիալ արգելքով հոսանքի անցման մի քանի տեսությունն՝ դիֆուզիոն [41,42], ջերմաէմիսիոն [43] և միավորված դիֆուզիոն-ջերմաէմիսիոն [40]: Ջերմաէմիսիայի տեսության համաձայն կիսահաղորդչից՝ արտեսնցիալ արգելքի վրայով դեպի մետաղ հիմնական լիցքակիրների ջերմաէլեկտրոնային հոսանքի գումարային խտությունը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ.

$$I_{Mst} = I_{st} \left[\exp\left(\frac{qV}{\beta kT} - 1\right) \right], \quad 1.39$$

որտեղ հագեցման հոսանքի խտությունը՝ $I_{st} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_b}{kT}\right)$, իսկ Ռիչարդսոնի հաստատունը՝ $A^* = 4\pi q k^2 m^* / h^3$, m^* -ը էլեկտրոնների

Էֆեկտիվ զանգվածն է, β -ն՝ մեկին մոտ Էմպիրիկ պարամետր է: Վերջին բանաձևից կարելի է որոշել կոնտակտի R_0A -ն.

$$(R_0A)_{MS} = \left(\frac{dJ_{MS}}{dV} \right)_{V=0}^{-1} = \frac{kT}{qJ_{sc}} = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(\frac{\phi_b}{kT}\right): \quad 1.40$$

Յետևաբար, ըստ հոսանքի զգայունությանը կլինի.

$$R_i = \frac{q\lambda}{hc} \eta, \quad 1.41$$

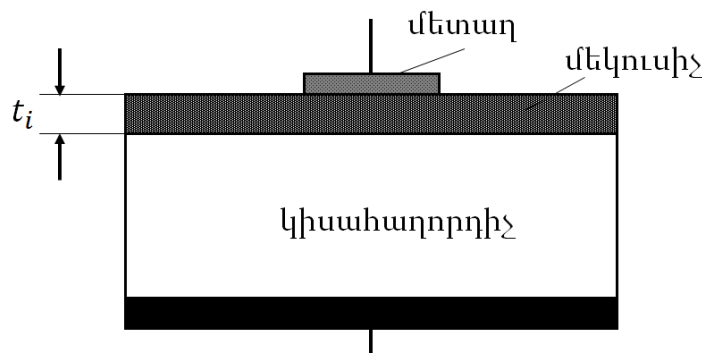
իսկ ըստլարման զգայունությանը՝

$$R_v = \frac{q\lambda}{hc} \eta R, \quad 1.42$$

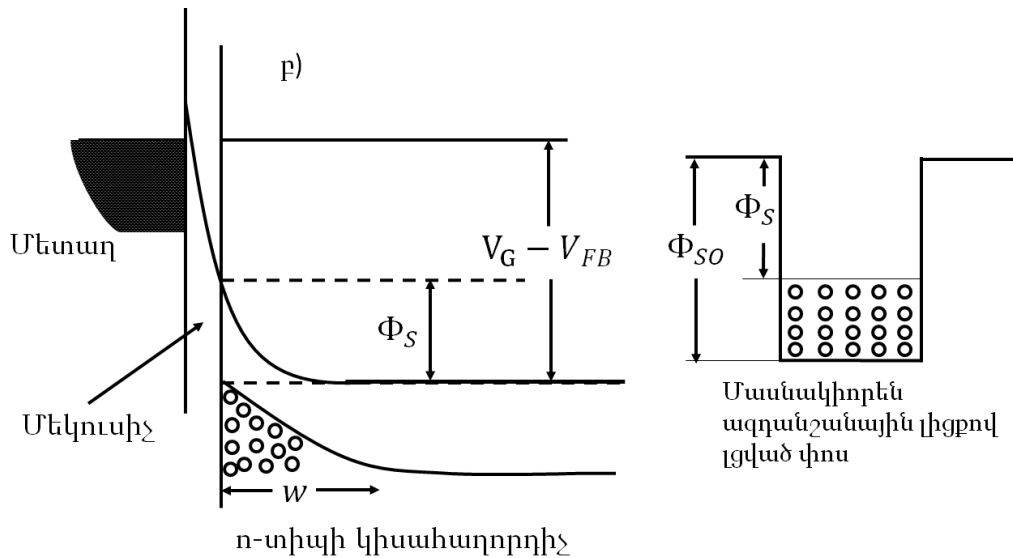
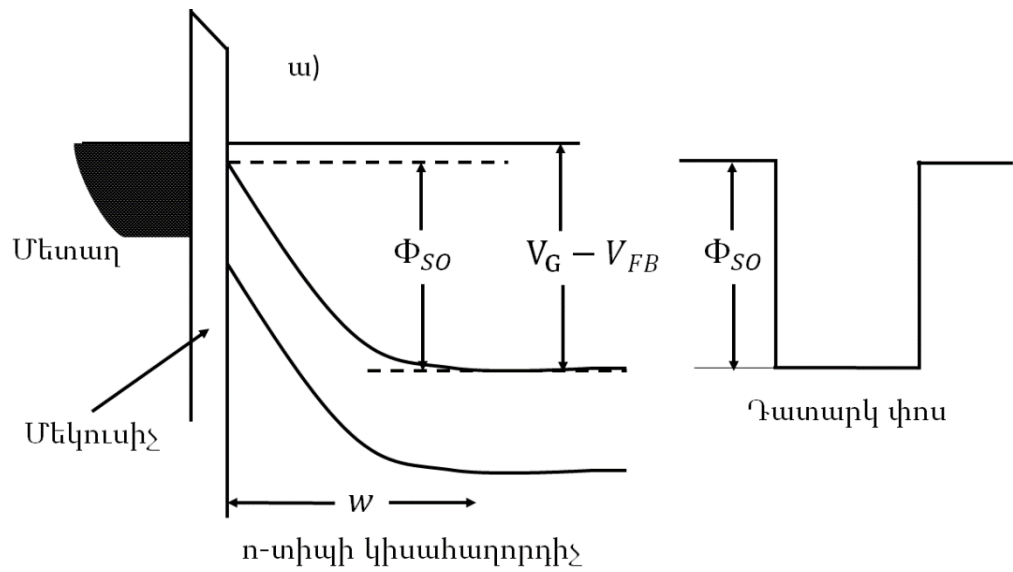
որտեղ $R = (dI/dV)^{-1}$ -ը ֆոտոդիոդի դիֆերենցիալ դիմադրությանն է փոքրլարումների համար:

1.2.4 Մետաղ-մեկուսիչ-կիսահաղորդիչ (ՄՄԿ) կառուցվածքով ֆոտոընդունիչներ

Պարզագույն ՄՄԿ սարքը բաղկացած է մետաղից, ուտիպի կիսահաղորդիչից և դրանք իրարից բաժանող նեղ մեկուսիչ շերտից (նկ. 8): Մետաղական էլեկտրոդի բացասական լիցքավորման դեպքում (բացասական լարում կիրառելու դեպքում) կիսահաղորդիչ-մեկուսիչ բաժանման սահմանի մոտ կիսահաղորդիչի ներսում առաջանում է աղքատացած լիցքի տիրույթ, ինչը նշանակում է պոտենցիալ արգելք հիմնական լիցքակիրների համար, իսկ ոչ հիմնական լիցքակիրների համար առաջանում է պոտենցիալ փոսի երևույթ (նկ. 9):



Նկ. 8. ՄՄԿ կառուցվածք



Այս դեպքում կիրառված լարման մի մասն ընկնում է մեկուսիչ շերտի վրա, և կիսահաղորդչի մակերևույթային Φ_S պոտենցիալը կախված մետաղական փականի լարումից տրվում է հետևյալ բանաձևով [44,45].

$$\Phi_S = V_G - V_{FB} + \frac{qN}{C_i} - \frac{qN_d \epsilon_0 \epsilon_S}{C_i^2} + \frac{1}{C_i} \left[-2q\epsilon_0 \epsilon_S N_d \left(V_G - V_{FB} + \frac{qN}{C_i} \right) + \left(\frac{qN_d \epsilon_0 \epsilon_S}{C_i} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad 1.43$$

որտեղ V_{FB} -ն հարթ տիրույթների լարումն է, $C_i = \epsilon_0 \epsilon_i / t_i$ -ն մեկուսիչի միավոր մակերեսի ունակությունն է, N -ը ինվերսիոն շերտում

միավոր մակերեսի շարժունակ էլեկտրոնների թիվն է, $N_d = n_0$ -ն տակդիրում խառնուրդների կոնցենտրացիան է, t_i -ն մեկուսիչ շերտի հաստությունն է, ε_s -ը կիսահաղորդչի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունն է, իսկ ε_i -ն՝ մեկուսիչի:

Ինվերսիայի դեքարմ արտենցիալ փոսն ամբողջությամբ լցված է, իսկ մակերևույթային արտենցիալ ն ընդունում է վերջավոր արժեք [46].

$$\Phi_{sf} \approx 2\Phi_F = -\frac{2kT}{q} \ln\left(\frac{n_0}{n_i}\right) = -\frac{2kT}{q} \ln\left(\frac{n_0}{p_0}\right), \quad 1.44$$

որտեղ Φ_F -ը ծավալի և սեփական կիսահաղորդչի Ֆերմիի մակարդակների տարբերությունն է:

ո-տիպի կիսահաղորդչի դեքարմ կոնտակտով անցնող հոսանքի համար կարելի է գրել հետևյալ արտահայտությունը.

$$J = qn_i \left(\frac{n_i L_h}{N_d \tau_h} + \frac{w_d(t)}{\tau} + \frac{1}{2} S \right) + \eta q \Phi_b + J_t: \quad 1.45$$

Կառուցվածքի վրա ֆոտոնների հոսք ընկնելու դեպքում, դրանք կկլանվեն կիսահաղորդչի տարածական լիցքի շերտում, սակայն լիցքակիրները կբաժանվեն և ի տարբերություն շերմային հավասարակշռության դեպքի, աղբատացած լիցքի տիրույթը կդառնա ավելինեղ, իսկ Φ_s -ի և հավասարակշիռ խոռոչների p_0 կոնցենտրացիայի կապը կարտահայտվի հետևյալ բանաձևով.

$$\Delta\Phi_{sf} = \frac{kT \Delta p_0}{q p_0}: \quad 1.46$$

Այսպիսով, ֆոտոնների հոսքի փոփոխության հետևանքով Δp_0 -ի փոփոխությունը բերում է $\Delta\Phi_{sf}$ -ի համապատասխան փոփոխության՝

$$\Delta p_0 = \eta \Delta\Phi_s \tau_h / L_h:$$

Դիֆուզիոն հոսանքով սահմանափակված ՄՄԿ սարքում դիոդային տիրույթի իմպեդանսը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ.

$$RA = \frac{kT}{qJ_D} = \frac{kT \tau_h}{q^2 p_0 L_h}: \quad 1.47$$

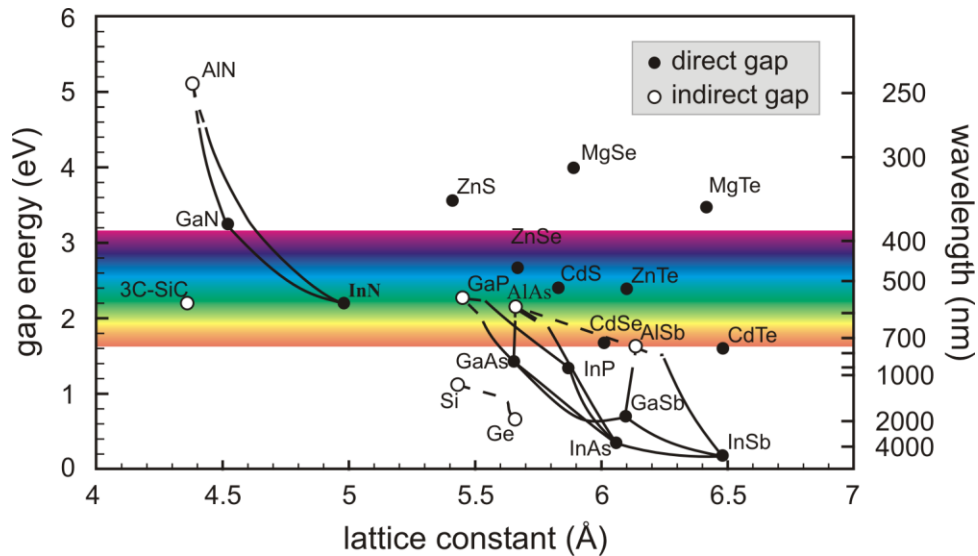
Վերջին երկու բանաձևից կստացվի. $\Delta\Phi_{sf} = \eta q \Phi_S RA$, այսինքն՝ ճառագայթման կլանման դեպքում մակերևույթային պոտենցիալի փոփոխությունը համապատասխանում է բաց շղթայի ռեժիմում աշխատող R դիմադրության ֆոտոդիոդի:

1.2.5 Հետերոկառուցվածքային ֆոտոընդունիչներ

Տարբեր տեսակի կիսահաղորդչային բարակ թաղանթների ստացման տեխնոլոգիաների ստեղծումից սկսած (հիմնականում մոլեկուլյար փնջային էպիտաքսիա՝ MBE) մեծ առաջընթաց ապրեցին կիսահաղորդչային հետերոկառուցվածքները, դրանց հիման վրա պատրաստված տարբեր օպտիկական և էլեկտրոնային սարքավորումները, այդ թվում նաև միջին ինֆրակարմիր տիրույթի ֆոտոընդունիչները: Ներկա պահին ամենատարածված կիսահաղորդչային հետերոկառուցվածքները, որոնց վրա պատրաստվում են ֆոտոնային ընդունիչներ, ֆոկուսային հարթության մատրիցներ և գերցանցեր, GaAs-AlGaAs, InGaAs-InAlAs, InSb-InAsSb, InAs-GaInSb, SiGe-Si հետերոկառուցվածքներն են, սակայն դրանցից ամենաշատ քննարկվածը շարունակում է մնալ GaAs-AlGaAs հետերոկառուցվածքը [47-51]: Ներկայումս կան տեխնոլոգիաներ (մոլեկուլյար փնջային էպիտաքսիա MBE, մետաղ-օրգանական գազաֆազային էպիտաքսիա MOCVD, իմպուլսա-լազերային փոշեցրում PLD), որոնք թույլ են տալիս ստանալ էպիտաքսիալ աճի բարձր համասեռություն, որը թույլ է տալիս աճեցնել բարակ թաղանթներ բավականաչափ մեծ մակերեսով: Բացի դրանից, հնարավորությունը կառավարելու բարակ թաղանթների բաղադրությունը թույլ է տալիս ստանալ տարբեր ալիքի երկարության ամբողջական տիրույթների համար նախատեսված ֆոտոընդունիչներ:

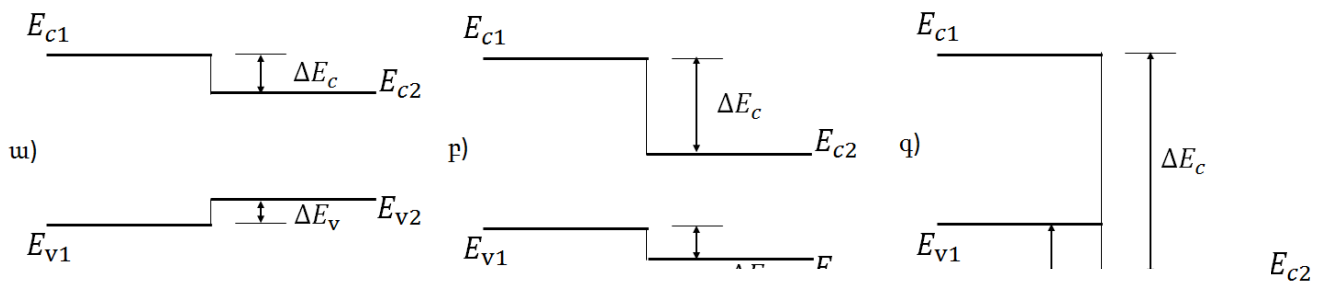
Հետերոկառուցվածքների ստացման համար կարևոր գործոնն է հանդիսանում բաղադրիչների ցանցերի հաստատունների համաձայնեցումը: Այդ հանգամանքը բավականաչափ սահմանափակում է այն նյութերի թիվը, որոնց միջև հնարավոր է հետերոկառուցվածքի իրականացումը: Նկար 10-ում պատկերված են կիսահաղորդիչների

արգելված գոտի-ցանցի հաստատուն դիագրամը: Դիագրամից կարելի է որոշել թե ինչպիսի նյութերի միջև է հնարավոր իրականացնել



հետերոկառուցվածք որպեսզի հնարավոր լինի խուսափել բաժանման սահմանին մեծ լարվածությունների առաջացումից:

Կախված թույլատրելի գոտիների էներգիաների խզումներից տարբերվում են 3 սեռի հետերոանցումներ (նկ. 11):



Նկ. 10. Որոշ կիսահաղորդիչների ցանցի հաստատունների և արգելված գոտու լայնությունների դիագրամ

Նկ. 11. Հետերոկառուցվածքների էներգետիկ դիագրամներն ըստ հետերոանցման սեռի: Առաջին սեռի – ա), երկրորդ սեռի – բ), երրորդ

Լուսային գեներացիայով առաջացած լիցքակիրները անիզոտիպ հետերոանցման ներքին դաշտի ազդեցությամբ բաժանվում են այնպես

ինչպես հոմոանցման դեպքում, սակայն այստեղ կա որոշակի տարբերություն: Երբ հետերոանցումը լուսավորվում է ավելի լայն արգելված գոտիով կիսահաղորդչի կողմից, ապա այն կլանում է միայն այն ֆոտոնները, որոնց էներգիան ավելի մեծ է քան վերջինիս արգելված գոտու լայնությունը: Առաջին շերտում չկլանված ֆոտոնները հասնելով փոքր արգելված գոտիով կիսահաղորդչին կլանվում է $d \sim 1/\alpha$ շերտում, որտեղ α -ն փոքր արգելված գոտիով կիսահաղորդչի կլանման գործակիցն է: Այդ իսկ պատճառով տարբեր հետերոկառուցվածքների պատրաստումը թույլ է տալիս ստանալ ավելի լայնաշերտ ֆոտոընդունիչներ [52], որի պատճառով էլ բարձրանում է նաև քվանտային էֆեկտիվությունը: Օպտիկական «պատուհանի» առկայությունը նվազեցնում է լիցքակիրների ռեկոմբինացիայի արագությունը բաժանման սահմանի մոտ տիրույթում, քանի որ A_3B_5 և A_2B_6 դասի կիսահաղորդիչների բնութագրական կլանման գործակիցը այնպիսին է, ($\alpha \sim 10^4 - 10^5 \text{ սմ}^{-1}$) որ լուսային գեներացված լիցքակիրները բաժանման սահմանին առաջանում են ավելի նեղ տիրույթում քան դրանց դիֆուզիոն երկարությունը, այդ իսկ պատճառով ներքին դաշտի ազդեցությամբ գրեթե բոլոր էլեկտրոն-խոռոչ զույգերը բաժանվում են:

1.3 Նյութեր և պատրաստման տեխնոլոգիա

Ինչպես արդեն նշեցինք, միջին ինֆրակարմիր տիրույթի ճառագայթման հայտնաբերման և գրանցման համար կարևորագույն նյութերը A^3B^5 և A^2B^6 դասի կիսահաղորդիչ միացություններն են և դրանց հիման վրա ստեղծված պինդ լուծույթները: Առաջինը դրանցից կարելի է առանձնացնել $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ միացությունը, որի հիման վրա լայնորեն պատրաստվում են ֆոտոընդունիչներ: Ինչպես հայտնի է, սենյակային ջերմաստիճանում CdTe կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունը կազմում է մոտ 1,6ԷՎ, իսկ HgTe -ը կիսամետաղ է ($E_g = 0$): Այս նյութերի ցանցի հաստատուններն իրար շատ մոտ են ($\alpha_{\text{CdTe}} = 6.48 \text{ \AA}$, $\alpha_{\text{HgTe}} = 6.453 \text{ \AA}$), ինչը հնարավորություն է տալիս ստանալ անսահմանափակ

լուծել ինչո՞ւ է այսպիսի փոփոխություններ: Փոփոխությունը HgTe-ի քանակությունը CdTe-ի մեջ կարելի է փոփոխել լուծույթի արգելված գոտու լայնությունը: Հենց այս հանգամանքն է թույլ տալիս այս միացություն հիման վրա պատրաստել ֆոտոընդունիչ, որը զգայուն է ինֆրակարմիր տիրույթի 8÷14 մկմ երկարությամբ ալիքների համար, հատկապես ~10 մկմ ալիքի երկարության համար, ինչը համաձայն Վինի օրենքի, համապատասխանում է մոտ 300Կ ջերմաստիճանում գտնվող տաքացված մարմնի ճառագայթման սպեկտրի մաքսիմումի հետ: Սկզբնական շրջանում այս պինդ լուծույթի բյուրեղը աճեցվում էր Բրիջմենի մեթոդով, սակայն տեխնոլոգիաների զարգացման հետ բավականին ընդլայնվեցին և բազմացան նման նյութերի և հետերոկառուցվածքների պատրաստման եղանակները: Մասնավորապես կարելի է նշել, որ ժամանակի ընթացքում հնարավոր դարձավ $Hg_xCd_{1-x}Te$ բարակ շերտեր աճեցնել այնպիսի տակդիրների վրա, որոնք հանդիսանում են օպտիկական պատուհան վերջինիս համար, հնարավորություն տալով համակարգը լուսավորել հետևի՝ տակդիրի կողմից, ինչը և թույլ է տվել նաև ապահովել ավելի մեծ աշխատանքային մակերես: Որպես նման տակդիր-օպտիկական պատուհան հիմնականում օգտագործվում է սիլիցիումը, սապֆիրը կամ $Cd_xZn_{1-x}Te$ միացությունը: Այս տակդիրների վրա ոկամ քտիպի $Hg_xCd_{1-x}Te$ -ը կարելի է աճեցնել հիմնականում հեղուկային էպիտաքսիայի, մետաղ-օրգանական գազաֆազային էպիտաքսիայի և մոլեկուլյար փնջային էպիտաքսիայի մեթոդով, իսկ մյուս հաղորդանակությամբ շերտը ստեղծվում է կամ նշված էպիտաքսիաներից որևէ մեկի միջոցով, կամ կիսահաղորդչի մեջ խառնուկային ատոմների ներմուծմամբ և հաղորդականության տիպը փոխելով: Օրինակ՝ շատ հաճախ օգտագործվում է իոնային ինյուստացիայի եղանակը [53]:

Այսօրվա դրությամբ, բավական լայն կիրառություններ ունեն նաև $In_xGa_{1-x}As$ և $In_xAs_{1-x}Sb$ A^3B^5 դասի կիսահաղորդիչների պինդ լուծույթների հիման վրա պատրաստված ֆոտոընդունիչները: $InGaAs$ պինդ լուծույթի արգելված գոտու լայնությունը կարելի է փոփոխել սկսած $InAs$ -ի արգելված գոտու լայնությունից՝ 0.35 էՎ, մինչև $GaAs$ -ի

արգելված գոտու էլայնությունը 1.47eV : Այս փաստը հնարավորություն է տվել, օրինակ, պատրաստել բարձր հայտնաբերողականություն ամբֆոտոընդունիչներ, մասնավորապես $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ -ի հիման վրա, որը 774 ջերմաստիճանում ցուցաբերում է մոտ $\sim 10^{13} \text{ սմ}^{-2} \cdot \text{cm}^{-1}$ հայտնաբերողականություն, ինչը շատ մոտ է ֆոտոնային ընդունիչների հայտնաբերողականության տեսական սահմանին: InGaAs -ի հիման վրա ֆոտոընդունիչների պատրաստման լավագույն մեթոդը հանդիսանում է մետաղ-օրգանական գազաֆազային էպիտաքսիան [54]:

$\text{In}_x\text{As}_{1-x}\text{Sb}$ փոքր արգելված գոտու կիսահաղորդիչը նախատեսված էր փոխարինելու $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ -ի հիման վրա պատրաստված ֆոտոընդունիչներին և ցուցաբերում է մի շարք առավելություններ: Առաջին հերթին կարելի է նշել, որ այս կիսահաղորդչային պինդ լուծույթում իտաբերությունն HgCdTe -ի իոնական կապերի, առկա է կովալենտ կապ, որը տալիս է բյուրեղական ավելի մեծ կայունություն: Բացի այդ, փոքր է նաև InAsSb -ի մեջ ինքնադիֆուզիայի գործակիցը, որը ֆոտոընդունիչներին տալիս է ավելի մեծ երկարակեցություն: Տարբերալիքի երկարություններ գրանցելու համար կիրառվում են InAsSb/InSb և InAsSb/GaSb տիպի հետերոկառուցվածքները [55,56]:

1.4 Ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառությունները

Ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառելիության ոլորտը կարելի է բաժանել չորս հիմնական ուղղությունների. ռազմական կիրառություններ, արտադրություն, բժշկություն և գիտական հետազոտություններ:

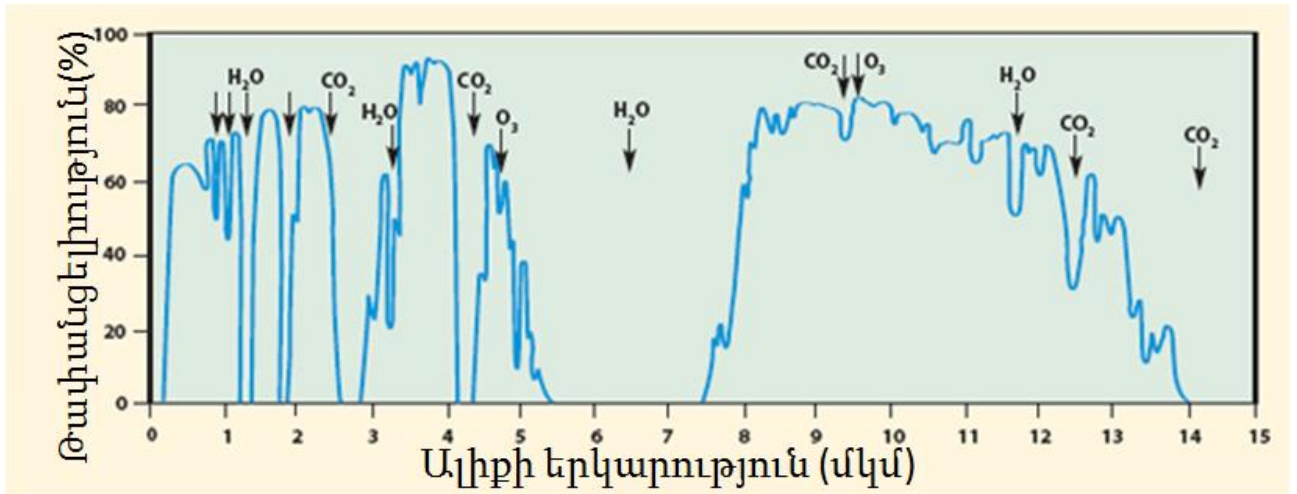
Եթե որևէ օբյեկտ ճառագայթում է սպեկտրի մեզ հետաքրքրող տիրույթի ամբողջական հոսքի թեկուզ մի մասը, ապա ինֆրակարմիր համակարգերի միջոցով հնարավոր է հայտնաբերել այն, որոշել նրա շարժման ուղղությունը և հեռավորությունը: Ինֆրակարմիր ֆոտոընդունիչը կարող է չափել ճառագայթների հոսքը բավականին

լայն սպեկտրալ տիրույթում: Եթե ճառագայթող օբյեկտն իրենից ներկայացնում է ձգված աղբյուր, ապա ինֆրակարմիր սարքը կարող է օգտագործվել նաև նրա հոսքի տարածական բաշխման ստացման համար: Եթե օբյեկտի ճառագայթումը ինֆրակարմիր տիրույթում՝ ցածր ջերմաստիճանի կամ ճառագայթման փոքր գործակցի պատճառով մեծ է, ապա ինֆրակարմիր սարքավորումը կարող է գրանցել տվյալ օբյեկտից անդրադարձած՝ ուրիշ աղբյուրից եկած և անդրադարձած հոսքը: Օրինակ, նման նկարահանող համակարգերը կարող են ընդունել նկարվող օբյեկտից անդրադարձած արևի ճառագայթումը: Եվ վերջապես, կարող են լինել դեպքեր, երբ ճառագայթման հատուկ աղբյուրը տեղադրված լինի օբյեկտի վրա կամ դիտարկվող կետում կամ միաժամանակ երկուսի վրա: Այդ դեպքում ինֆրակարմիր համակարգը գրանցում է մեկ կամ մի քանի աղբյուրների շարժումը կամ նրանց ճառագայթման մոդուլյացիան: Նման տիպի աշխատանքի օրինակ կարող են լինել նաև այն համակարգերը, որոնցում աղբյուրը տեղադրված է հետապնդվող օբյեկտի վրա, ինչպես նաև կապի համակարգերում:

1.4.1 Ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառությունները ռազմական նպատակների համար

Գաղտնիք չէ, որ ինֆրակարմիր տեխնիկայի ռազմական նպատակների համար օգտագործելը այդ տեխնիկայի ամենատարածված կիրառությունն է [57,58]: Առաջին անգամ ինֆրակարմիր տեխնիկան ռազմական նպատակներով սկսվեց կիրառվել 2-րդ համաշխարհային պատերազմի ժամանակ, ինչից հետո էլ, ըստ էության, սկսվեց ինֆրակարմիր տեխնիկայի բուռն զարգացումը [59-62]: Ինֆրակարմիր տեխնիկան թույլ է տալիս հայտնաբերել օդային և երկրային տեխնիկա, ինչպես նաև մարդկային ուժը՝ իրենց սեփական ճառագայթման միջոցով: Ինչպես հայտնի է Վինի շեղման օրենքից, մարմինը որի ջերմաստիճանը T -է, ճառագայթում է լայն սպեկտրով էլեկտրամագնիսական ալիքներ, որի մաքսիմումը որոշվում է $\lambda_{max} = \frac{b}{T}$ առնչությամբ, որտեղ b -ն Վինի հաստատունն է ($b \approx 2,897 \cdot 10^{-3} \text{մ} \cdot \text{Կ}$): Ոստի

իմանալով, թե մոտավորապես ինչ տիրույթում է գտնվում տվյալ տեխնիկայի ջերմաստիճանը, համապատասխան ֆոտոընդունիչ ընտրությամբ կարելի է հայտնաբերել այն: Այս տեսակետից կարևոր հանգամանք է նաև մթնոլորտի առկայությունը աղբյուրի և ընդունիչի միջև, քանի որ նրա մեջ մտնող գազերը, հիմնականում ածխաթթու գազը և ջրային գոլորշիները կարող են կլանել



ինֆրակարմիր ճառագայթումը: Սակայն, բարեբախտաբար, շատ կիրառությունների տեսանկյունից մթնոլորտի կլանման սպեկտրում գոյություն ունեն տիրույթներ, որոնք թափանցիկ են ինֆրակարմիր ճառագայթման համար: Մասնավորապես 8-14մկմ տիրույթում, որտեղ ճառագայթում է մարդը (~10մկմ) թափանցիկ է մթնոլորտի համար (նկ. 12): Թափանցիկ է նաև 3-5մկմ ալիքի երկարությամբ տիրույթը, որտեղ ճառագայթում են ավելի բարձր ջերմաստիճանի տաքացված տեխնիկան, օրինակ հրթիռները և ռեակտիվ ինքնաթիռները: Այս տիրույթում զգալի ճառագայթում ունեն նաև ռազմական մեքենաները:

Որպես ռազմական նշանակության օբյեկտներ, որի գրանցման համար լայնորեն կիրառվել է ինֆրակարմիր տեխնիկան, կարելի է հատկապես առանձնացնել ինքնաթիռների տուրբոռեակտիվ շարժիչները, հրթիռային շարժիչները, մարդկային ուժը, ցամաքային տեխնիկան: Ռազմական մեքենաների տաքացված շարժիչները սովորաբար ճառագայթում են 4.2 ÷ 4.6մկմ տիրույթում [63]: Ինքնաթիռների դեպքում

հայ տնաքերման թիրախ են հանդիսանում նաև շարժիչից դուրս արտանետվող գազերը, որոնց ջերմաստիճանը կազմում է մոտ $600 \div 900^{\circ}\text{C}$: Այս տիրույթի ճառագայթման համար անփոխարինելի նյութեր են հանդիսանում A_3B_5 կիսահաղորդիչների դասին պատկանող փոքր արգելված գոտով նյութերը, ինչպիսիք են՝ InAs, InSb, InP, GaAs, GaSb միացությունները և դրանց հիման վրա պատրաստված պինդ լուծույթները: Ի տարբերություն սրանց, մարդկային ուժի բացահայտման համար ամենատարածված կիսահաղորդիչը, որը օգտագործվում է ֆոտոնային ընդունիչ պատրաստելու համար շարունակում է մնալ $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ պինդ լուծույթը (սովորաբար $x \approx 0.1 \div 0.2$):

1.4.2 Ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառումն արտադրությունում

Ներկայումս արտադրության մեջ ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառելիությունը ոլորտների ընդլայնումը տեղի է ունենում ինչպես արտադրվող և կատարելագործվող ինֆրակարմիր ռադիոմետրերի և սպեկտրառադիոմետրերի օգտագործման, այնպես էլ ի սկզբանե ռազմական տեխնիկայում կիրառվող մեթոդների և սարքերի ներդրման շնորհիվ:

Օրինակ՝ ինֆրակարմիր տեխնիկան գնալով ավելի լայն կիրառում է գտնում անտառային հրդեհների հայտնաբերման համար: Տարածքի բարձր կետում տեղադրված պարզ սարքը կարող է անընդհատ տեսածրել անտառի բավականին մեծ տարածք: Թույլատրելի է, որ ազիմուտով մեկ ամբողջական սկանավորման ժամանակը լինի համեմատաբար երկար՝ 10 րոպեի կարգի: Իսկ ինտեգրալ սխեմաների կիրառումը հնարավորություն է տալիս այդ սարքերի ավտոնոմ աշխատանքն ապահովել արևային էլեմենտներից:

Ինֆրակարմիր սարքավորումներն օգտագործվում են նաև ինքնաթիռի վառելիքի բաքում հրդեհի վաղ հայտնաբերման և մարման համար: Յուրաքանչյուր բաքի ներսում տեղադրված՝ կապարի սուլիֆիդի (PbS) հիման վրա ընդունիչներն ի վիճակի են հայտնաբերել կրակը և

արագ գործի դնել հրդեհի մարման համակարգը: Յայ տնի է, որ վառելիքի և օդի ճայթյունի ժամանակը կազմում է 3-8մվ, մինչդեռ ինֆրակարմիր ընդունիչներով գործի դրվող հրդեհի մարման համակարգերի ժամանակի հաստատունը կարող է կազմել 1-3մվ:

Ինֆրակարմիր ռադիոմետրիայի միջոցով լուծված խնդիրներից է նաև երկաթուղային վագոնների անիվների առանցքային մասերի գերտաքացման հայտնաբերումը և կանխումը:

Էլեկտրական սխեմաների ջերմային ռեժիմի ուսումնասիրման համար կիրառվում են սկանավորող ռադիոմետրեր, ինչպես նաև նրանց ջերմային պատկեր տվող սարքեր: Ներկայումս գոյություն ունեն մանրադիտակներ, որոնք ունակ են 0.025մմ-ից փոքր հեռավորության վրա գտնվող կետերում որոշել ջերմաստիճանի չնչին տարբերություններ:

1.4.3 Ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառումը բժշկությունում

Ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառությունը բժշկության մեջ առաջին հերթին պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ նման սարքերը թույլ են տալիս չափել մարմնի ջերմաստիճանը կամ ինչ որ լուրջ տեղամասի ջերմաստիճանն առանց հպման [64-67]: Ֆիզիկայի տեսանկյունից ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառումը բժշկության մեջ հնարավոր է շնորհիվ այն բանի, որ մոտիկ ինֆրակարմիր տիրույթի համար (0.75–3մկմ) մաշկը թափանցիկ է: Գոյություն ունեն մի շարք հիվանդություններ, որոնց հայտնաբերման համար ամենահուսալի եղանակը ինֆրակարմիր տեխնիկայի կիրառումն է: Ինչպես հայտնի է, երբ օրգանիզմում առաջանում են քաղցկեղային բջիջներ, ապա այդ տիրույթում նյութափոխանակության արագության կտրուկ բարձրացման հետևանքով վաղ շրջանի քաղցկեղածին բջիջների շրջակայքում դիտվում է ջերմաստիճանի լուրջ բարձրացում, ինչը կարող է մի քանի աստիճանով բարձր լինել շրջակա միջավայրի ջերմաստիճանից: Յենց այս հանգամանքն էլ թույլ է տալիս բավական վաղ շրջանում հայտնաբերել քաղցկեղը: Մեկ այլ կիրառություն է

հանդիսանում նաև ինֆրակարմիր տեխնիկայի միջոցով մահացող բջիջների վնասվածքների հայտնաբերումը: Երբ օրգանիզմում ինչ որ տեղ սկսում են մահանալ բջիջները, այդ տեղամասից տեղի է ունենում ջերմության հեռացում արյան միջոցով: Արդյունքում այդ տեղամասում ընկնում է ջերմաստիճանը, ինչը ևս շատ հեշտությամբ կարելի է հայտնաբերել ինֆրակարմիր տեսածրման սարքի միջոցով:

Եզրակացություն

Այսպիսով, սկսած ինֆրակարմիր ճառագայթման հայտնաբերման համար նախատեսված ֆոտոընդունիչների ստեղծումից մինչ օրս, ինֆրակարմիր տեխնիկան ունի բազում կիրառություններ տարբեր ոլորտներում (ռազմական, գիտատեխնիկական, բժշկական): Ինֆրակարմիր ճառագայթման հայտնաբերման համար ներկայումս կիրառելի են 2 տիպի ընդունիչներ՝ ջերմային և ֆոտոնային, որոնք ունեն իրենց առանձնահատկությունները, առավելությունները և թերությունները: Սակայն գոյություն ունի որևիցե համընդհանուր մեթոդ, որը կբավարարի ինֆրակարմիր տեխնիկայի բոլոր պահանջներին:

Կիսահաղորդչային տեխնոլոգիաների բուռն զարգացումը սկսած 1950-ական թվականներից, մեծ առաջընթաց հաղորդեց միջին ինֆրակարմիր տիրույթի ճառագայթման հայտնաբերման համար նախատեսված ֆոտոնային ընդունիչների պատրաստման գործընթացին: Այդ առաջխաղացումներից առավել հատկանշականը կիսահաղորդչային հետերոկառուցվածքների պատրաստման տեխնոլոգիաների մշակումն էր, ինչը էապես բարելավեց ֆոտոնային ընդունիչների պարամետրերը (հայտնաբերողունակություն, ֆոտոզգայունություն, ֆոտոարձագանքի ժամանակ և այլն): Այդ իսկ պատճառով գործնական բավական լայն կիրառության հնարավորություն ունի (n)CdTe-(p)InSb հետերոանցման հիման վրա միջին ինֆրակարմիր տիրույթի ֆոտոընդունիչների՝ հատկապես երկչափ կոորդինատագայուն

Ֆոտոընդունիչների պատրաստման տեխնոլոգիաների մշակումը և այդ
ֆոտոընդունիչների հետազոտումը, ինչին էլ նվիրված է այս
աշխատանքը:

ԳԼՈՒԽԷ: (n)CdTe-(p)InSb ՅԵՏԵՐՈՒՆՑՄԱՆ ՊԱՏՐԱՏՄԱՆ ՏԵԽՆՈԼՈԳԻԱԿԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՅԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ 2.1 Լազերային տեխնոլոգիաներ

Ներկայումս մշակվել և գործնականում իրականացվել են
բազմաթիվ տեխնոլոգիական պրոցեսներ, որոնց հիմքում ընկած է
լազերային ճառագայթման և նյութի փոխազդեցությունը: Նման
տեխնոլոգիա է օգտագործվել նաև մեր կողմից՝ ԻԿ ընդունիչի համար
անհրաժեշտ կիսահաղորդչային կառուցվածքների պատրաստման համար:
Ընդհանուր առմամբ այս ճյուղը ստացել է <<Լազերային
տեխնոլոգիաներ>> անվանումը: Լայն տարածում ունեն ջերմամշակման,
զոդման և կտրման պրոցեսները: Լազերները շարունակում են
ինտենսիվ կիրառվել վակուումային փոշեցրման և լեգիրացման
պրոցեսներում: Լազերների աշխատանքի կատարելագործման և նրանց՝
գիտատեխնիկական բնագավառներում օգտագործման ընթացքում
սկսեցին զարգանալ ֆիզիկայի նոր ճյուղեր, ինչպիսիք են ոչ գծային
օպտիկան և ոչ գծային լազերային սպեկտրոսկոպիան, ինչպես նաև
թույլ տվեցին կատարել նոր հայտնագործություններ ատոմի և
միջուկի ֆիզիկայում, քիմիայում, կենսաբանության և բժշկության
բնագավառներում:

Լազերային տեխնիկան այժմ ինտենսիվ օգտագործվում է 3
հիմնական տեխնոլոգիական ուղղություններում.

1. Միկրոէլեկտրոնիկա.

Բարակ թաղանթների ստացում, լազերային լիտոգրաֆիա (\$նոտշաբլոնների պատրաստում), ինֆորմացիայի ներմուծում, ջերմամշակում, լեգիրացում [68,69]:

2. Միկրոմեխանիկա.

Լազերային կտրում, անցքերի փորում, գոդում և այլն [70,71]:

3. Միկրոօպտիկա.

Լազերային ճառագայթի օգնությամբ մակերևույթների մշակում, ինչպես նաև ուղղորդված ճառագայթի միջոցով նյութի ֆիզիկական հատկությունների փոփոխում [72]:

Կիսահաղորդչային տեխնոլոգիաները և միկրոէլեկտրոնիկան այն ճյուղերն են, որտեղ լազերները դարձել են շատ արդյունավետ գործիքներ: Հիմնական լազերային տեխնոլոգիական պրոցեսներին են պատկանում ամորֆ և բազմաբյուրեղային կառուցվածքների բյուրեղացումը, բյուրեղացանցի արատների ջերմամշակումը, խաճատումը, լեգիրացումը և խառնուրդների վերաբաշխումը, օհմական կոնտակտների ձևավորումը, բարակ թաղանթների ստացումը, նանոմասնիկների սինթեզումը: Բերենք մի քանի օրինակներ, որտեղ լազերային տեխնոլոգիաները հաջողությամբ կիրառվում են.

1. Կիսահաղորդչների լեգիրացում.

Ընտրելով լազերի էներգիան և ֆոկուսացման չափը՝ հնարավոր է լինում կիսահաղորդչի մեջ ներմուծել դոնորային և ակցեպտորային խառնուրդներ մի քանի ձևերով.

ա) մակերևույթային շերտից դիֆուզիա: Սա նման է ավանդական դիֆուզիային, սակայն այստեղ նյութի գոլորշիացումը և նստեցումը տեղի է ունենում լազերային ճառագայթման ազդեցության տակ, որից հետո խառնուրդային նյութը դիֆուզվում է կիսահաղորդչի խորքը: Այս մեթոդը թույլ է տալիս իրականացնել այսպես կոչված տեղային դիֆուզիա պատրաստել կիսահաղորդչային տարբեր կառուցվածքներ:

բ) ֆոտոլիտիկ լազերային լեգիրացում: Այս մեթոդում խառնուրդային նյութը որպես կանոն կապված է լինում գազի հետ: Լազերային ճառագայթման ազդեցության տակ այն բաժանվում է գազից

և նույն ճառագայթման ազդեցության տակ ներմղվում դեպի կիսահաղորդչի խորքը:

գ) Լազերային իոնային իմպլանտացիա: Այստեղ կարևոր է հզոր Լազերների օգտագործումը (որպես կանոն ընտրվում է CO₂ Լազեր), որոնց ճառագայթման տակ իոնիզացվում է թիրախի նյութը և ներմղվելով կիսահաղորդչի մեջ տալիս է անհրաժեշտ հաղորդականություն:

դ) Խառնուրդների վերաբաշխում: Լազերային ճառագայթումը թույլ է տալիս փոփոխել խառնուրդների բաշխվածությունը կիսահաղորդչի մակերևույթային շերտում Լազերային ջերմամշակման միջոցով:

2. Ամորֆ թաղանթների բյուրեղացում.

Էպիտաքսիալ բարակ թաղանթների աճեցման համար օգտագործվող ավանդական մեթոդները (MBE, MOCVD) բավականին բարդ են՝ կապված բարձր ջերմաստիճանների և գերբարձր վակուումների ստացման հետ: Ուստի Լազերային բյուրեղացումն այստեսակետից բավականին հետաքրքիր և պարզ մեթոդ է ամորֆ և բազմաբյուրեղային թաղանթներից էպիտաքսիալ շերտեր ստանալու համար, ընդ որում կառավարելով Լազերային ճառագայթման ինտենսիվությունը՝ հնարավոր է լինում ստանալ կտրուկ անցումներ:

3. Խառնուրդների ջերմային մշակում.

Կիսահաղորդչի Լեգիրացման պրոցեսների ընթացքում գրեթե միշտ տեղի են ունենում խառնուրդային նյութի կուտակումներ, ինչպես նաև առաջանում են բյուրեղացանցի տարբեր տեսակի արատներ: Դա հատկապես զգալի է իոնային իմպլանտացիայի ժամանակ, երբ իոններն ունենալով բավական բարձր էներգիաներ վնասում են կիսահաղորդչի արտաքին մակերևույթը՝ ընդհուլ մինչև բերելով նյութի ամորֆ վիճակի անցման: Այդ իսկ պատճառով հարկ է լինում կատարել խառնուրդների վերաակտիվացում և նյութի վերաբյուրեղացում: Այստեղ նույնպես կիրառելի է Լազերային ջերմամշակումը, որի հետևանքով խառնուրդային կուտակումները դիֆուզվում են

կիսահաղորդչի խորքը, իսկ արտաքին մակերևույթը վերաբյուրեղանում է:

4. Բարակ թաղանթների ստացում.

Մեր աշխատանքի տեսանկյունից շատ կարևոր է բարակ թաղանթների աճեցման լազերային եղանակը, որը կարելի է բաժանել 2 խմբի՝ քիմիական և վակուումային փոշեցրման:

4.1) Քիմիական մեթոդին են պատկանում աճեցման այն եղանակները, որոնց դեպքում նյութն անջատվում է տակդիրի վրա որոշակի քիմիական ռեակցիայի արդյունքում, որն իրականացվում է լազերային ճառագայթման ազդեցության տակ: Բերենք մի քանի օրինակներ:

ա) Մետաղական շերտերի ընտրողունակ նստեցում.

Գործընթացը տեղի է ունենում հետևյալ հերթականությամբ. նախ մետաղ-օրգանական միացությունը գոլորշիացվում է էլեկտրական հոսանքի օգնությամբ, որից հետո նրա մոլեկուլներն իներտ գազի միջոցով տեղափոխվում են դեպի տակդիրի մակերևույթ: Տակդիրի մակերևույթին լազերային ճառագայթման ազդեցության տակ, տեղի է ունենում մետաղի ատոմների բաժանում օրգանական մասից և սկսվում է մետաղական թաղանթի աճը:

բ) Դիէլեկտրիկ թաղանթների աճեցում.

Այս մեթոդի ժամանակ տեղի է ունենում նյութի բաժանում բաղադրիչ մասերի, որոնցից մեկը նստում է տակդիրի վրա՝ առաջացնելով դիէլեկտրիկ շերտ: Օրինակ՝ ազոտի օքսիդի և սիլանի լազերային ճեղքման ժամանակ տակդիրի վրա կարող է ձևավորվել բավականին համասեռ SiO_2 -ի շերտ:

գ) Լազերային էլեկտրոլիզ.

Մետաղական շերտերի ստացման էլեկտրոլիզի եղանակի կիրառման ժամանակ լազերային ճառագայթումը կիրառվում է որպես էլեկտրոլիտի տաքացման միջոց, որի օգտագործումը տալիս է որոշակի առավելություններ: Ֆոկուսացված լազերային ճառագայթումը թույլ է տալիս ստանալ տեղային ջերմային ազդեցություն և ձևավորվող թաղանթի վրա: Լազերային ճառագայթումը թույլ է տալիս իրագործել

Էլեկտրոնի տեղային տաքացում մինչև 10^6 °C ջերմաստիճան, ինչպես նաև թույլ է տալիս արագացնել մետաղի առաջացման պրոցեսը:

4.2) Վակուումային փոշեցրում.

Լազերային ճառագայթման տակ նյութի գոլորշիացմամբ բարակ թաղանթների ստացման տեխնոլոգիան մինչ օրս իր ուրույն տեղն է գրավում կիսահաղորդչային տեխնոլոգիաներում: Քննարկենք այն ավելի մանրամասն:

2.2 Ընդհանուր պարկերացում և լազերային փոշեցրման մեթոդի մասին

Մեր աշխատանքում (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի պատրաստման համար օգտագործվել է իմպուլսա-լազերային փոշեցրման մեթոդը [73]: Ինչպես արդեն նշել ենք, և լազերային փոշեցրման մեթոդը պատկանում է վակուումային փոշեցրման մեթոդների խմբին: Վակուումային փոշեցրման տեխնոլոգիաների ընթացքը սովորաբար բաժանվում է 3 փուլերի: Առաջին փուլը գազային ֆազի առաջացումն է, ինչը կարող է տեղի ունենալ տարբեր եղանակներով: Երկրորդ փուլը նյութի տեղափոխումն է դեպի տակդիրը, իսկ երրորդ փուլը նյութի կոնդենսացիան է տակդիրի վրա, որի արդյունքում ձևավորվում է բարակ թաղանթը: Վակուումային փոշեցրման տեխնոլոգիաները սովորաբար դասակարգվում են ըստ նյութի.

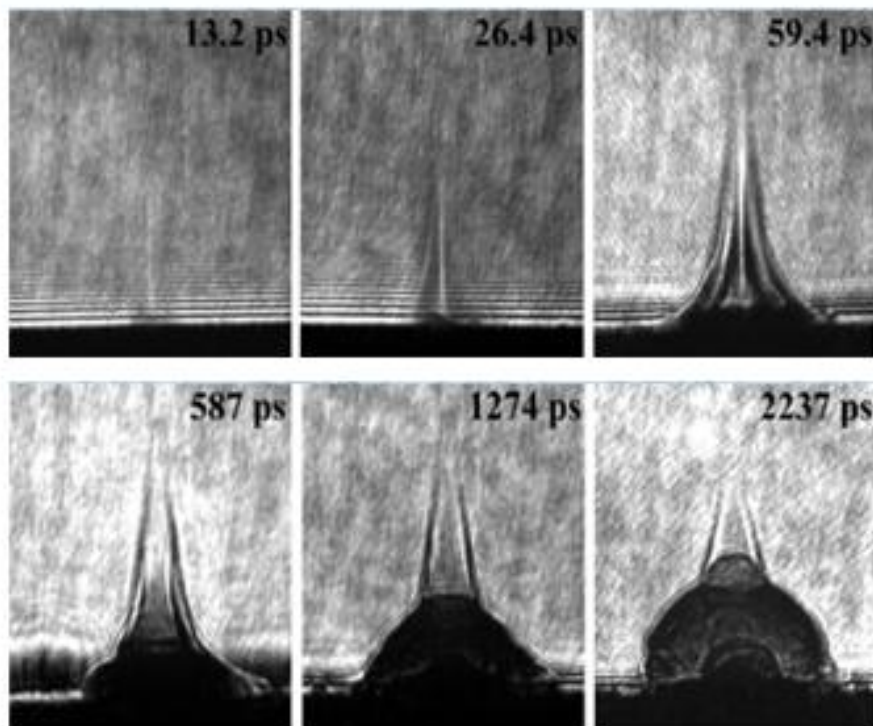
1. ջերմավակուումային փոշեցրում (գազային ֆազն առաջանում է և լազերային կամ էլեկտրոնային փնջի օգնությամբ),
2. կաթոդային փոշեցրում (նյութը գոլորշիանում է կաթոդի վրա վոլտյան աղեղի միջոցով)
3. մոլեկուլյար փնջային էպիտաքսիա (MBE),
4. իոնային փոշեցրում (նյութի գոլորշիացումը տեղի է ունենում մեծ էներգիայով իոններով՝ թիրախի ռմբակոծման ժամանակ).
5. մագնետրոնային փոշեցրում (RF և DC):

Լազերային փոշեցրման առավել տարածված տեսակը իմպուլսային լազերային փոշեցրումն է [74,75] : Իմպուլսային լազերային փոշեցրման պրոցեսում կարելի է առանձնացնել հինգ հիմնական փուլ .

- լազերային ճառագայթման կլանում թիրախի մակերևույթի կողմից ,
- նյութի հեռացում թիրախից և պլազմայի առաջացում ,
- պլազմային դինամիկա ,
- հեռացված նյութի տեղափոխում դեպի տակդիրի մակերևույթ ,
- նյութի աճ տակդիրի մակերևույթին :

Լազերային ճառագայթման ազդեցության տակ նյութի հեռացումը բավականին բարդ պրոցես է : Սովորաբար նյութի հեռացումը թիրախից տեղի է ունենում լազերային ճառագայթման ազդեցության տակ նյութի գոլորշիացման հետևանքով : Նյութի գոլորշիացումը տեղի է ունենում թիրախի մակերևույթին մոտ տիրույթից , որտեղ կարողանում է ներթափանցել լազերային ճառագայթումը :

Վերջին հանգամանքը կախված է ինչպես լազերային ճառագայթման ալիքի երկարությունից , այնպես էլ թիրախի նյութի անդրադարձման գործակցից և նյութերի մեծ մասի մոտ կազմում է մոտ 10նմ : Լազերային փնջի ներթափանցումը թիրախի նյութի մեջ տեղի է



ուևենուում շատ կարճ ժամանակների՝ պիկովայրկյանների ընթացքում (նկ. 13):

Նկ. 13-ում բերված են նման գործընթացի ժամանակային էվոլյուցիայի հաջորդական պատկերները: Նյութի գոլորշիացումը տեղի է ունենում հետևյալ մեխանիզմով. լազերային ճառագայթման փունջը թիրախի նյութից պոկում է էլեկտրոններ, որոնք լազերի դաշտի ազդեցության տակ սկսում են տատանվել մեծ էներգիայով և փոխազդելով թիրախի նյութի ատոմների հետ իրենց էներգիան տալիս են ատոմներին, ինչի հետևանքով էլ տեղի է ունենում նյութի գոլորշիացումը: Այնուհետև, մյուս փուլում նյութի մակերևույթի մոտ տեղի է ունենում պլազմայի առաջացումը: Բանը կայանում է նրանում, որ բարձր էներգիայով լազերային իմպուլսի և թիրախի փոխազդեցության ժամանակ թիրախի մակերևույթի նորմալի ուղղությամբ առաջանում է մի փունջ, որն իր մեջ պարունակում է էլեկտրոններ, իոններ, իոններ, շեղումասնիկներ և թիթեղներ:

Նկ. 13. Լազերային փնջի ներթափանցումը կախված ժամանակից [76]:

ընդարձակվում է՝ մեծացնելով փնջի ճնշումը, ինչը կարևոր հանգամանք է այս պրոցեսում, քանի որ հայտնի է դարձել, որ մասնիկների մեծ էներգիաների դեպքում (~50էՎ) տեղի է ունենում նյութի վերագոլորշիացում տակդիրի մակերևույթից, ինչը դանդաղեցնում է պրոցեսը, ինչպես նաև կարող է պատճառ հանդիսանալ մակերևույթին տարբեր արատների առաջացման:

Չաջորդ փուլում, տակդիրի վրա նյութի աճը տեղի է ունենում միայն այն դեպքում, երբ կոնդենսացիայի արագությանը դառնում է բավականաչափ բարձր և հաստատվում է ջերմային հավասարակշռության: Նշենք, որ սաղմնաառաջացման պրոցեսի համար շատ կարևոր են կիրառվող լազերի պարամետրերը, որոնցից են լազերային ճառագայթման ինտենսիվությունը, լազերի ալիքի երկարությունը, իմպուլսի տևողությունը և հաճախությունը, ինչպես նաև հեռացվող նյութի իոնիզացիայի չափը, տակդիրի

մակերևույթի ջերմաստիճանը, տակդիրի մակերևույթի մշակվածությունը և վակուումային խցիկում մնացորդային ճնշումը: Կարևոր է նկատի ունենալ, որ տակդիրի մակերևույթի ջերմաստիճանի աճին գուցենթաց ընկնում է սաղմնառաջացման արագությունը: Սաղմնառաջացման արագությունը կախված է նաև, թե ինչպես է մշակված տակդիրի մակերևույթը, մասնավորապես՝ քիմիական խածառման շնորհիվ կարելի է հասնել ցանկալի արդյունքների:

Իմպուլսային լազերային փոշեցրման մեթոդն ունի մի շարք առավելություններ այլ մեթոդների նկատմամբ [79,80]: Առաջին հերթին կարելի է նշել այն, որ իմպուլսային լազերային փոշենստեցման եղանակը թույլ է տալիս ստանալ կատիոնային ստեխիոմետրիայի բարձր համապատասխանություն, ինչը հանդիսանում է բազմակոմպոնենտային նյութերի աճեցման հիմնական պրոբլեմներից և այլ տեխնոլոգիաներով բավական բարդ է ստանալ անհրաժեշտ ստեխիոմետրիան: Լազերային իմպուլսի թիրախի հետփոխազդեցության ժամանակ առաջացած տարբեր միկրոմասնիկների փնջի շատ նեղ լինելու հանգամանքը թույլ է տալիս ազատվել նստեցվող նյութի տարբեր տեսակի աղտոտումներից, որը կարող է առաջանալ խցիկի մեջ գտնվող կոնստրուկցիաների հետևանքով: Սակայն այդ փնջի բավականաչափ նեղ լինելը սահմանափակում է տեխնոլոգիայի հնարավորությունները և որպես թերություն կարելի է համարել այն հանգամանքը, որ այս մեթոդով հնարավոր չէ մեծ մակերեսների դեպքում ապահովել աճող թաղանթի բարձր համասեռություն: Դիտարկվող մեթոդի մյուս առավելությունը կայանում է նրանում, որ այն թույլ է տալիս ապահովել նյութի նստեցման բարձր արագություն, ինչի հետևանքով սակայն չի վատթարանում աճեցվող նյութի բյուրեղական կառուցվածքը: Պետք է առանձնացնել նաև այն հանգամանքը, որ այս տեխնոլոգիան թույլ է տալիս, որ լազերը, որի միջոցով տեղի է ունենում նյութի գոլորշիացումը գտնվի վակուումային խցիկից դուրս: Այս հանգամանքը թույլ է տալիս փոփոխելով լազերից մինչև թիրախ ընկած միջավայրը (հիմնականում

ստեղծվում է տարբեր գազերի միջավայր) կառավարել տեխնոլոգիական տարբեր պարամետրեր:

Ներկայումս իմպուլսային և ազերային փոշենստեցման եղանակով հնարավոր է ստանալ տարբեր տեսակի կերամիկական թաղանթներ, կիսահաղորդիչներ, գերհաղորդչային թաղանթներ, պոլիմերային տարբեր միացություններ, նիտրիդներ և այլն [81-92]:

Ինչպես արդեն նշեցինք մեթոդի համար կարևորագույն պարամետրեր են հանդիսանում և ազերային ճառագայթման ալիքի երկարությունը, թիրախի վրա ճառագայթման ինտենսիվությունը, իմպուլսի տևողությունը և հաճախությունը: Մեր աշխատանքում որպես և ազերային ճառագայթման աղբյուր օգտագործվել է այսպես կոչված YAG նռնաքարի վրա պատրաստված և ազերը, որը ճառագայթում է 1.06 մկմ ալիքի երկրությամբ և ունի: Մեկ իմպուլսի տևողությունը կազմում է մոտ $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ վ, որի դեպքում ինտենսիվությունը թիրախին մոտ տիրությունում հասնում է բավականաչափ բարձր արժեքի՝ մինչև $10^8 \div 10^{10}$ Jm^2/cm^2 : Այդպսի ինտենսիվությունների դեպքում թիրախին մոտ տիրությունում առաջացած գազային ֆազի խտությունը կազմում է $10^{13} \div 10^{14}$ $\text{ստոմ}/\text{սմ}^2$, ինչի հետևանքով թաղանթի աճը տեղի է ունենում բավականաչափ անհավասարակշիռ պայմաններում: Աճի բավականաչափ փոքր ժամանակը ($\sim 10^{-6}$ վ) բարձրացնում է <<էֆեկտիվ վակուումի>> մակարդակը, որը թույլ է տալիս ստանալ այնպիսի թաղանթներ, ինչպիսիք ստացվում են գերբարձր վակուումի պայմաններում, ավելի դանդաղ աճի դեպքում:

2.3 (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի իրականացման հնարավորությունը

Լավ հայտնի է, որ որոշակի ֆիզիկական խնդիրների և ուժման համար կիսահաղորդչային հոմոանցումների փոխարեն հետերոանցումների օգտագործելը տալիս է մի շարք առավելություններ և նոր հնարավորություններ: Որպես ֆոտոընդունիչ հետերոկառուցվածքների օգտագործումը նույնպես

տալ իս է մի շարք առավել ություններ [93, 94] : Առաջին հերթին պետք է նշել օպտիկական «պատուհանի» դերը: Եթե ունենք տարբեր արգելված գոտու լայնությամբ կիսահաղորդիչների շերտերից բաղկացած դիոդային կառուցվածք, ապա լուսավորելով այդ կառուցվածքն ավելի լայն արգելված գոտիով կիսահաղորդիչ կողմից կարելի է ապահովել ավելի լայն տիրույթով կլանում և լիցքակիրների արդյունավետ բաժանում: Սովորաբար հոմոանցման հիման վրա գործող \$Ֆոտոընդունիչի դեպքում լուսավորման ժամանակ գեներացված անհավասարակշիռ լիցքակիրների այն մասը, որն առաջանում է p-նանցման բաժանման սահմանից ավելի հեռու քան նրանց դիֆուզիոն երկարությունն է, չեն կարող հասնել անցման տարածական լիցքի տիրույթ և ներքին դաշտի ազդեցության տակ բաժանվել: Այս հանգամանքը բերում է \$Ֆոտոընդունիչի քվանտային էֆեկտիվության կտրուկ անկման՝ սպեկտրի կարճալիքային տիրույթում: Հոմոանցումների փոխարեն հետերոանցման օգտագործումը բերում է այս տեսակետից \$Ֆոտոընդունիչի պարամետրերի լավացման: Լույսն անցնելով առաջին՝ ավելի մեծ արգելված գոտով կիսահաղորդիչ միջով, որը հանդիսանում է օպտիկական «պատուհան» տվյալ ալիքի երկարությամբ լույսի համար, հասնում է երկրորդ կիսահաղորդիչին, որը և նախատեսված է հիմնականում լույսի կլանման համար: Կլանվելով հետերոանցման բաժանման սահմանին մոտ տիրույթում՝ առաջացած լիցքակիրները հիմնականում հասցնում են առանց ռեկոմբինացիոն կորուստների բաժանվել ներքին դաշտի ազդեցության տակ, ինչը բերում է քվանտային էֆեկտիվության բարձրացման:

Հայտնի է, որ CdTe-ի և InSb-ի միջև հնարավոր է ստեղծել գրեթե իդեալական հետերոանցում՝ ի շնորհիվ այն բանի, որ նրանց ցանցերի հաստատունները շատ մոտ են, և երկուսի բյուրեղական ցանցերն էլ ունեն խորանարդային համաչափություն [95, 96]:

InSb-ի համար ցանցի հաստատունը կազմում է 6,479Å, իսկ CdTe-ի համար 6,477Å: Բացի այդ, ինչը նաև շատ կարևոր է, իրար մոտ են այդ կիսահաղորդիչների ջերմային ընդարձակման գործակիցները՝

$\alpha_{InSb} = 4.9 \cdot 10^{-6} \text{ սսսմ}^{-1}$, $\alpha_{CdTe} = (5 \div 5.5) \cdot 10^{-6} \text{ սսսմ}^{-1}$: Յաշվարկները ցույց են տալիս, որ ցանցերի հաստատունների 0.03% տարբերության դեպքում InSb/CdTe հետերոկառուցվածքի բաժանման սահմանին վիճակների խտությունը չի գերազանցում $N_s = 6.2 \cdot 10^{11} \text{ սմ}^{-2}$ արժեքը [97] և դրանք էական դեր չեն կատարում:

Սովորաբար InSb-ի ֆոտոընդունիչները պատրաստվում է p-ն հոմոանցման վրա: Սակայն ինչպես հայտնի է 1-5 մկմ տիրույթում, որտեղ նախատեսված են օգտագործել InSb-ի ֆոտոընդունիչները, InSb-ի բեկման ցուցիչը կազմում է մոտավորապես 4, և նրա մակերևույթի անդրադարձման գործակիցը նորմալ անկման դեպքում հասնում է 0,36 արժեքին, այսինքն այն բավականին մեծ է: InSb/CdTe հետերոկառուցվածքի դեպքում կառուծվածքը լուսավորվում է լայն արգելված գոտով շերտի՝ CdTe-ի կողմից, որը բերում է նրան, որ հիմնական անդրադարձումը տեղի է ունենում CdTe-ի մակերևույթից, որի անդրադարձման գործակիցը կազմում է 0,2: Ճառագայթման մյուս մասը, հասնելով InSb-ի սահմանին, նույնպես մասնակի անդրադառնում է նրանից, սակայն հասնելով CdTe/օդ բաժանման սահմանին կրկին անդրադառնում և բազմակի անդրադարձումների հետևանքով հիմնականում մնում է ընդունիչի մեջ: Այսպիսով, CdTe-ի շերտը խաղում է նաև բավական լավ հակաանդրադարձող շերտի դեր, ինչը շատ կարևոր է CdTe/InSb հետերոկառուցվածքային ֆոտոընդունիչի գործողության համար:

2.4 Իմպուլսային լազերային փոշեցրման սարքավորման բլոկ սխեման

Անհրաժեշտ հետերոանցումներն աճեցվել են (p)InSb (111) կողմնորոշմամբ, գործարանային հղկված և փայլեցված տակդիրի վրա: (n)CdTe բարակ թաղանթ աճեցնելու համար հավաքվել է հետևյալ տեխնոլոգիական սարքավորումը (նկ. 14):



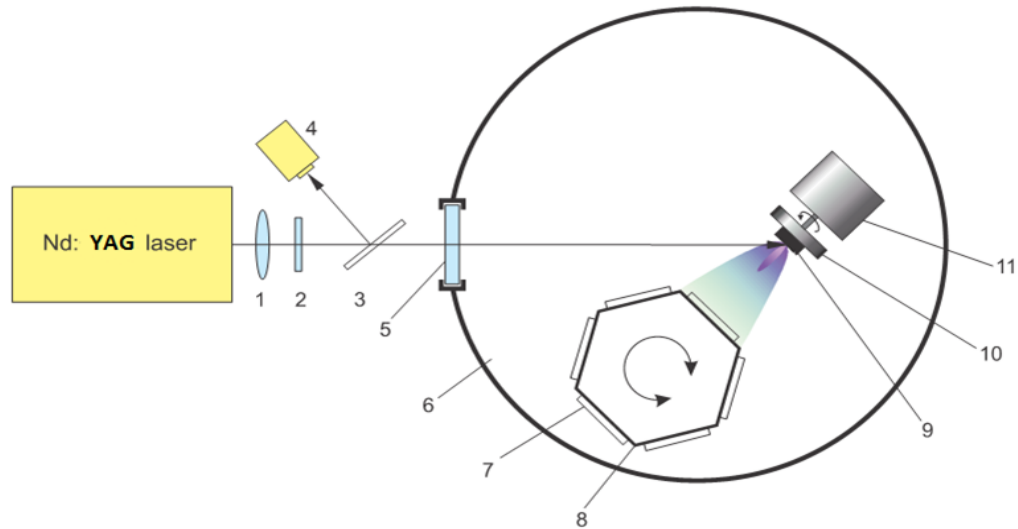
Նկ. 14. Իմպուլսային լազերային փոշեցրման համակարգի տեսքը:

Ինչպես ցույց է տրված նկ. 14-ում իմպուլսային լազերային փոշեցրման համակարգը կազմված է մի քանի հանգույցներից: Նախ, լազերային փոշեցրման սարքավորումն իր մեջ ներառում է պինդ մարմնային լազերից սնուցման հանգույցները և վակուումային խցիկը: Լազերային գլխիկը բաղկացած է միալամպ գլանաձև լուսարարից, որի տրամագիծը 50 մմ է: Ակտիվ էլեմենտը իրենից ներկայացնում է YAG բյուրեղի էգիրացված Նիոդիումով (3-5%), որը ներմղման գլանաձև ՈՊՓ-5000 լամպի հետ գտնվում է նույն առանցքի վրա: Նկատենք, որ YAG բյուրեղի ջերմահաղորդականությունը և ջերմունկությունը բավական ցածր են, իսկ ֆոտոքիմիական կայունությունը շատ բարձր է, այդ իսկ պատճառով ուղիորդման շակագույն ճառագայթման ուժեղ կլանման հետևանքով ակտիվ էլեմենտի մակերևույթային շերտն աշխատանքի ընթացքում արագ քայքայվում է, ինչը բերում է լազերի ՕԳԳ-ի անկման: Նրանում միշտ առկա ոչ ճառագայթային անցումներն իրենց հերթին տաքացնում են ակտիվ էլեմենտը: Նման երևույթներից խուսափելու համար լազերի ակտիվ էլեմենտը սառեցվում է թորած ջրով, որը պահպանում է ակտիվ էլեմենտի ջերմաստիճանը 16-18°C տիրույթում: Լազերային ճառագայթման ստացման համար օգտագործվում է բաց տիպի ռեզոնատոր

Եզրային անդրադարձումների ստացման համար օգտագործելով մոտ 300 Ջգ հաճախությամբ պտտվող պրիզմա: Աշխատանքի ընթացքում էլեկտրամագնիսական համակարգի միջոցով համաձայնեցվում են պրիզմայի պտտման հաճախությունը և ներմղման լամպի իմպուլսների առաքման հաճախությունը: Ներմղման լամպի սնուցումն իրականացվում է կոնդենսատորների միջոցով, որոնք լիցքավորվում են հատուկ տրանսֆորմատորից հոսանքի ուղղման միջոցով: Լազերային փոշեցրման նման համակարգում կոհերենտ լույսի աղբյուրը կարող է աշխատել բարորակության մոդուլյացիայի և ազատ գեներացիայի ռեժիմներում: Ազատ գեներացիայի ռեժիմում աշխատելու համար պրիզմայի պտույտը կանգնեցվում է, կամ դրա փոխարեն օգտագործվում է բարձր անդրադարձելիությամբ հայելի: Ճառագայթման ինտենսիվությունը ղեկավարելու համար օգտագործվել են տարբեր տեսակի օպտիկական ֆիլտրեր, իսկ լազերի էներգիան չափելու համար օգտագործվել է KIM-1 կալորիաչափը:

Մեր կողմից կատարված փորձերի ընթացքում (n)CdTe-ի թաղանթները ստացվել են հիմնականում հետևյալ տեխնոլոգիական պայմաններում: YAG: Nd³⁺ լազերից, որի ալիքի երկարությունը կազմում է 1064նմ, ճառագայթումն ընկել է CdTe-ից պատրաստված թիրախին: Թիրախի մոտ տիրույթում լազերային փնջի ինտենսիվությունը եղել է բավականին մեծ և կազմել է մոտ $\sim 10^8 \frac{\text{Վտ}}{\text{սմ}^2}$: Լազերային մեկ իմպուլսի տևողությունը կազմել է 30նվ, իսկ նրա գումար էներգիան մոտ՝ 0.35 Ջ: Այնուհետև թիրախի մոտ առաջացած CdTe-ի մասնիկներ պարունակող պլազման ձգվում է դեպի 400մկմ հաստություներ ունեցող InSb տակդիրը, որի վրա էլ տեղի է ունենում սաղմնառաջացումը և թաղանթի հետագա աճը: Սովորաբար օգտագործվում են p-տիպի տակդիրներ, որոնք պարունակում են ոչ շատ մեծ թվով ակցեպտորներ ($N_A \leq 5 \cdot 10^{14} \text{սմ}^{-3}$) և այդ տակդիրների մակերևույթն ունի (111) բյուրեղագիտական օրիենտացիա: Նստեցման գործընթացում տակդիրը տաքացվում է ոչ շատ բարձր՝ մինչև 300°C ջերմաստիճանը, ինչը թույլ է տալիս միաժամանակ ապահովել թաղանթի

համեմատաբար արագ աճ և զերծ մնալ բաղադրիչների փոխդիֆուզիայից և այլ ջերմային երևույթներից:

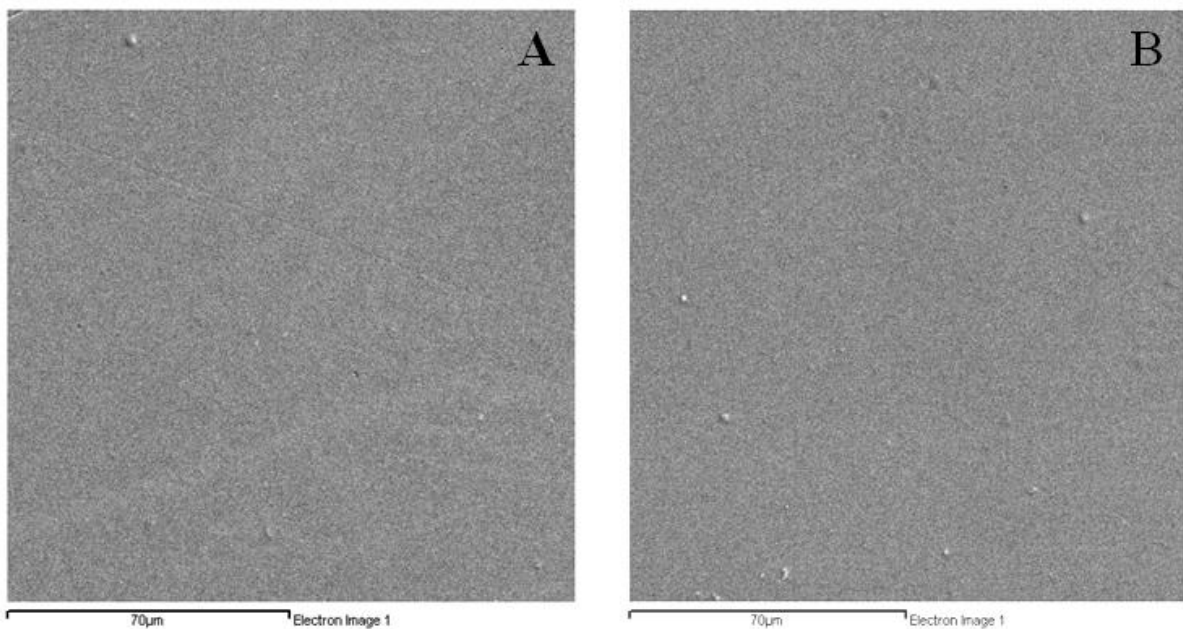


Նկ. 15. Իմպուլսային լազերային փոշեցրման համակարգի բլոկ-սխեման (1. կվարցե ոսպնյակ, 2. ֆիլտր, 3. կիսաթափանցիկ հայելի, 4. կալորաչափ, 5. կվարցե պատուհան 6. վակուումային խցիկ, 7. տակդիր, 8. տակդիրի բռնիչ և տաքացուցիչ, 9. թիրախ, 10. թիրախի բռնիչ 11. շարժիչ):

Աշխատաքը ըստացվելուս ըստուլսայրս լազերայրս փոշեցրսաս մեթոդով ստացված (n)CdTe-ի թաղանթները հետազոտվել են էներգադիսպերսիոն ռենտգենյան սպեկտրաչափի (EDX) և (SEM) VEGA TS 5130MM տեսածրող էլեկտրոնային մանրադիտակի միջոցով: Վերջինիս օգնությամբ տարբեր նմուշների մակերևույթի մորֆոլոգիայի պատկերները բերված են նկ. 16-ում: Իսկ աղյուսակ 1-ում բերված են A և B նմուշների էներգադիսպերսիոն ռենտգենյան սպեկտրոմետրիայի արդյունքները:

Աղյուսակ 1. CdTe թաղանթների էներգադիսպերսիոն ռենտգենյան սպեկտրոսկոպիայի արդյունքները A և B նմուշների դեպքում:

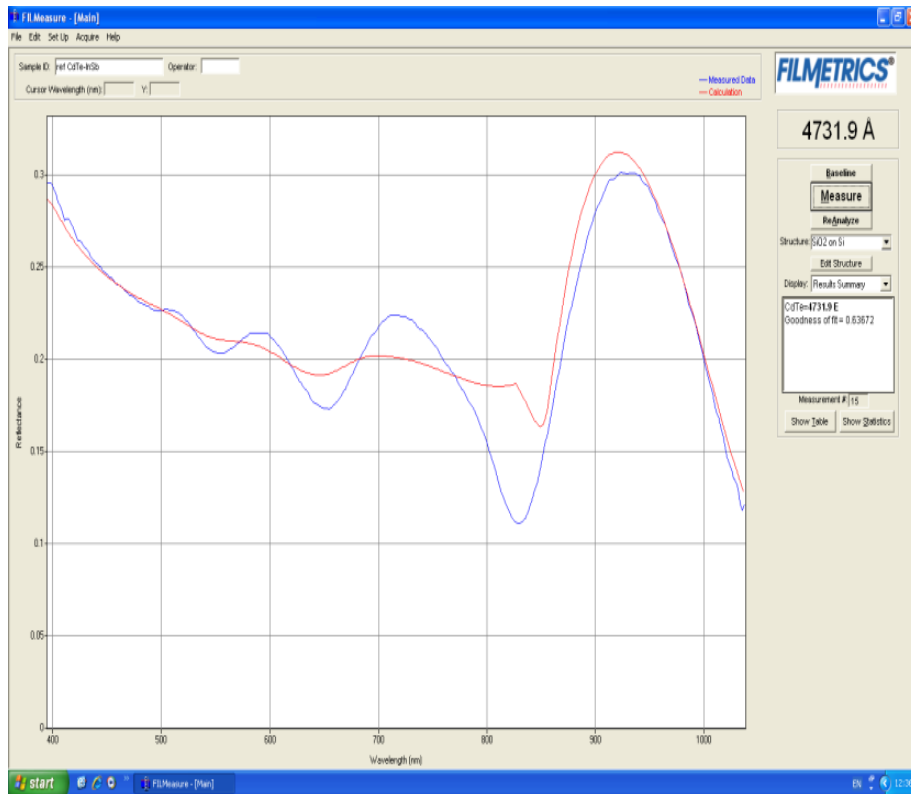
	Տարր	Կոնցենտրացիա, կշիռ %	Սխալ անք, կշիռ %	Կոնցենտրացիա, ատոմ %
A	Cd	31.48	0.47	33.47
	In	15.90	0.47	16.55
	Sb	15.53	0.54	15.25
	Te	37.09	0.53	34.73
B	Cd	31.47	0.47	33.46
	In	15.80	0.47	16.45
	Sb	16.15	0.54	15.85
	Te	36.57	0.53	34.25



Նկ. 16. CdTe թաղանթների մորֆոլոգիայի (SEM) պատկերները երկու տարբեր նմուշների համար՝ (A), (B):

Ընդհանուր առմամբ առկա է արդյունապատրաստության ընթացքում CdTe-ի թաղանթների հաստությունը որոշվել է անդրադարձման սպեկտրների միջոցով, որոնք չափվել են բարակ թաղանթների հետազոտության համար նախատեսված Filmatrix F20 համակարգով: Մասնավորապես, նկար 17-ում

բերված է (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի անդրադարձման սպեկտրը: Լազերային մեկ իմպուլսի ազդեցության արդյունքում աճեցվող նյութի հաստությունը ուղղակիորեն կարելի է որոշել՝ բաժանելով թաղանթի հաստությունը իմպուլսների թվի վրա, որը մեր դեքսում կազմել է 100, հետևաբար մեկ իմպուլսի դեպքում աճող նյութի հաստությունը եղել է 4.7 նմ:



Նկ. 17. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցված անդրադարձման սպեկտրը նորմալ ընկնող լույսի դեպքում:

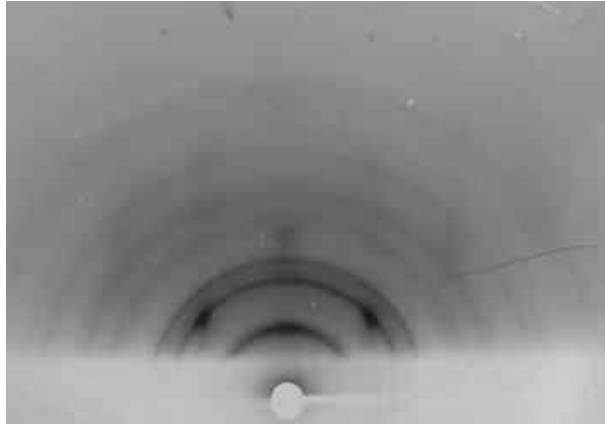
Իմպուլսալ ազդերային փոշեցրման ռեժիմներում ունենք ուժեղ գերհագեցում: Հագեցման գործակիցը, որն արտահայտվում է, որպես միավոր ժամանակամիջոցում տակդիրի վրա ընկնող առմների հարաբերությունը այն առմների թվին, որը կընկներ տակդիրի վրա նույն ժամանակամիջոցում թիրախից, եթե այն ունենար տակդիրի ջերմաստիճանը, նույնիսկ տակդիրի բարձր ջերմաստիճաններում (սակայն ավելի ցածր քան տակդիրի հալման 2/3 ջերմաստիճանը, 630Կ InSb-ի համար) շատ բարձր է, և թաղանթի աճը տեղի է ունենում խիստ անհավասարակչիռ պայմաններում: CdTe-ի բյուրեղական թաղանթների

ստացման խնդիրը հիմնականում կապված է տակդիրի ջերմաստիճանի ընտրության հետ: Թաղանթների կառուցվածքներն ուսումնասիրվել են բարձր էներգիաներով էլեկտրոնների դիֆրակցիայի մեթոդով անդրադարձման ռեժիմում (արագացնող լարում – 75 կՎ) ՅՄՓ-100Մ էլեկտրոնոգրաֆի միջոցով (նկ. 18):



Նկ.18. Էլեկտրոնոգրաֆ ՅՄՓ-100Մ.

Մշակվել են տեխնոլոգիական ռեժիմներ (լազերային ճառագայթման էներգիա – 0.35Ջ, ճառագայթման ինտենսիվությունը թիրախի մոտտիրում թույլ է 2×10⁸ Վտ/սմ², թիրախտակդիր հեռավորություն – 4 սմ, տակդիրի ջերմաստիճան 470 Կ-ից 630 Կ, վակուումի մակարդակ 4×10⁻⁵ մմ. սնդ. սյուն), որոնց դեպքում աճող CdTe-ի թաղանթներն ունենում են տեքստուրային բյուրեղական կառուցվածք (նկ. 19): (n)CdTe-(p)InSb հետերոանցման վոլտ-ամպերային և վոլտ-ֆարադային բնութագրերից նույնպես կարելի է եզրակացնել, որ տակդիրի 470-550Կ ջերմաստիճանների դեպքում CdTe-ի թաղանթի աճը InSb-ի տակդիր վրա տեղի է ունենում առանց զգալի փոխդիֆրակցիաների հայտնաբերման:



Նկ 19. CdTe-ի թաղանթների էլեկտրոնային դիֆրակցիայի պատկերը
(արագացնող էլարոն՝ -75 կՎ):

ԳԼՈՒԽ 3: (n)CdTe-(p)InSb ՅԵՏԵՐՈԿԱՌՈՒ ՑՎԱՃՔԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒ ԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒ ԹՅՈՒՆԸ

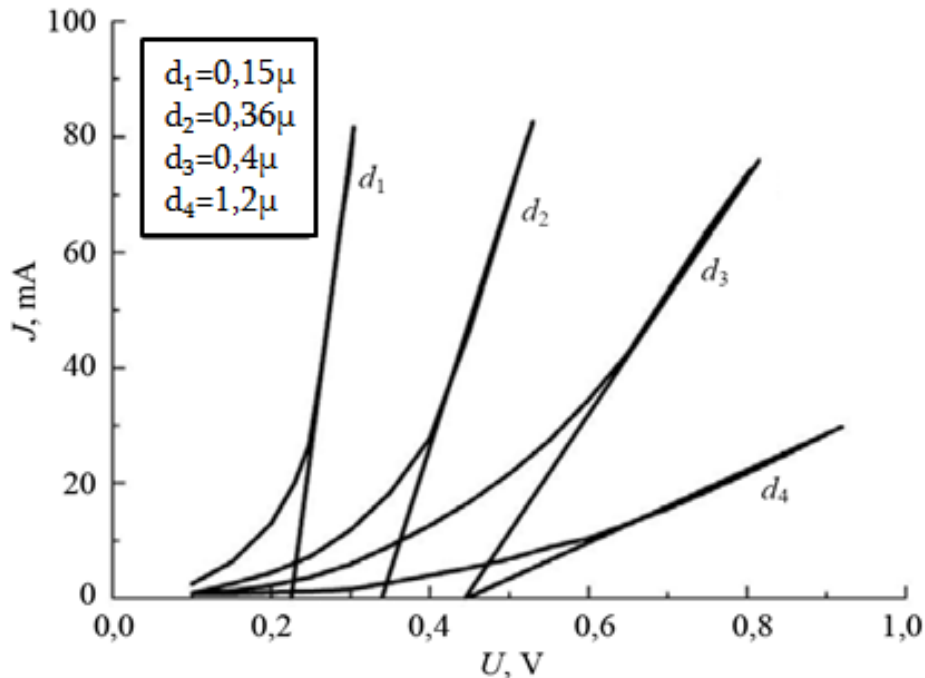
3.1 (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի էլեկտրաֆիզիկական հատկությունները

(n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի էլեկտրաֆիզիկական հատկություններն ուսումնասիրելու համար նրա տիրույթների հետ օհմական կոնտակտները պատրաստվել են ջերմավակուումային փոշեցրման եղանակով՝ BYՄ-4 սարքավորման միջոցով: Այդ նպատակով օգտագործվել է ինդիումը, որն ինչպես հայտնի է ապահովում է օհմական կոնտակտների ստացում ինչպես InSb-ի այնպես էլ CdTe-ի հետ: Ինդիումից (In) կոնտակտները նստեցվել են այնպես, որ մետաղական շերտը ծածկի հետերոկառուցվածքի ամբողջ մակերեսը (p)InSb-ի կողմից, իսկ (n)CdTe-ի կողմից այն սովորաբար ունի կետային տեսք, որի տրամագիծը տարբեր նմուշների համար գտնվել է 0,4-1մմ տիրույթում (կառուցվածքի ընդհանուր մակերեսը սովորաբար 0.225սմ^2 է): Հետերոկառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագրերը չափվել և



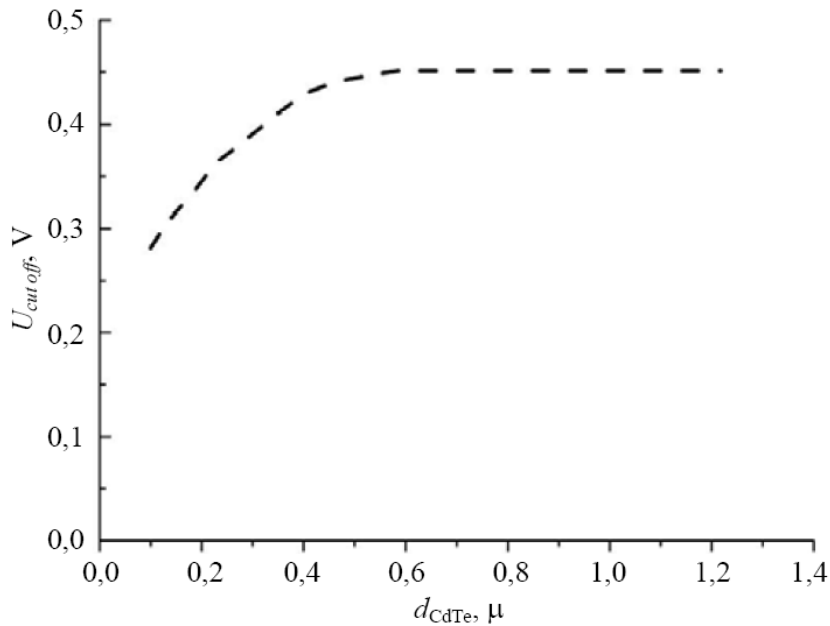
հետազոտվել են Keithley-6430 ենթաֆեմտոամպերային հեռակա ամպերմետրի միջոցով (նկ. 20):

Յեղուկ ազոտի ջերմաստիճանում ($T \approx 78K$) հանված CdTe-ի շերտի տարբեր հաստությամբ նմուշների վոլտ-ամպերային բնութագծերը բերված են նկար 21-ում:



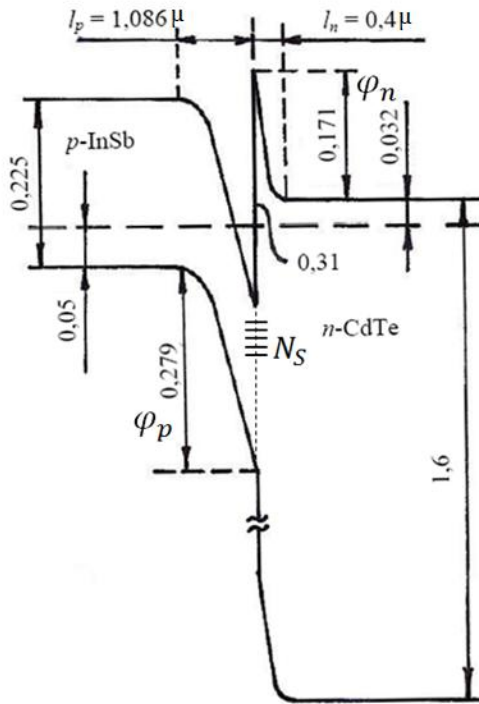
Նկ. 21. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագծերի կախվածությունը (n)CdTe շերտի հաստությունից:

Ինչպես երևում է նկ. 21-ից (n)CdTe շերտի հաստության մեծացման հետ փոքրանում են կառուցվածքով անցնող ուղիղ հոսանքները: Նմանապես փոքրանում են նաև հակադարձ հոսանքները: Ինչպես հայտնի է վոլտ-ամպերային բնութագծի ուղղագծային տեղամասի լարումների առանցքից կտրած լարման ($U_{cut\ off}$) արժեքը համապատասխանում է հետերոանցման բևոտիրոլյթներում ընկած կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունների գումարին՝ $U_{cut\ off} = \varphi_n + \varphi_p$: Այդ լարման ($U_{cut\ off}$) կախվածությունը (n)CdTe շերտի հաստությունից բերված է նկ. 22-ում:



Նկ. 22. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագրերի $U_{cut\ off}$ և արման կախվածությունը (n)CdTe շերտի

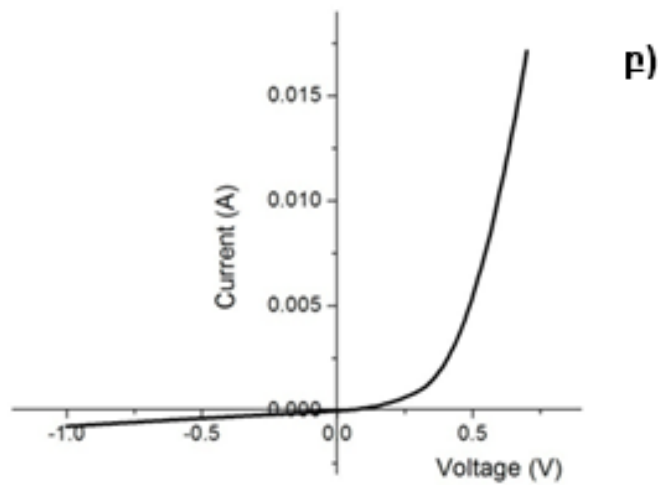
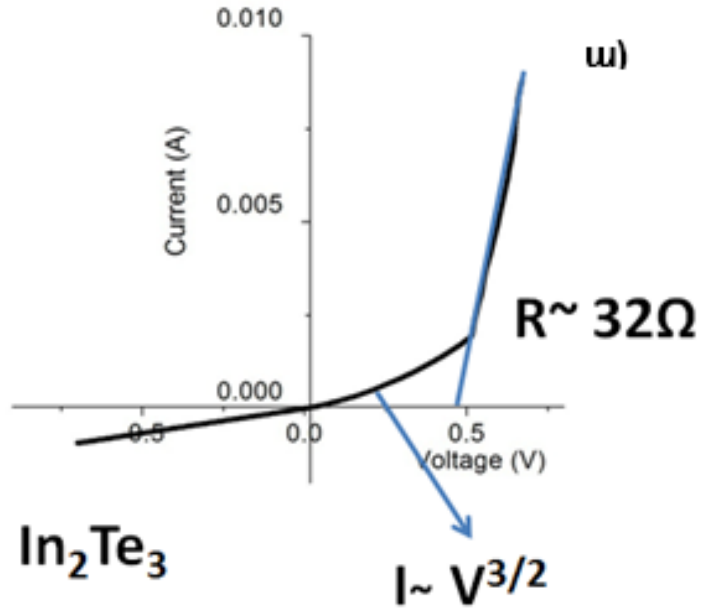
հնչալեսերևում է նկ. 22-ից ($U_{cut\ off}$) և արման արժեքը մոտենում է հագեցման, երբ (n)CdTe-ի շերտի հաստությունը դառնում է $d = 0.4\text{մկմ}$, իսկ այդ դեպքում $U_{cut\ off} = 0.45\text{Վ}$: Շերտի հաստության հետագա մեծացումը չի բերում այդ և արման արժեքի մեծացման, հետևաբար կարելի է պնդել, որ հետերոկառուցվածքի կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունը կազմում է $\Delta\phi_0 = 0.45\text{Վ}$, և այն շերտի փոքրագույն հաստությունը, որի դեպքում ($U_{cut\ off}$)-ը հագեցնում է, իրենից ներկայացնում է (n)CdTe-ում ծավալային լիցքի տիրույթը՝ $l_n = 0.4\text{մկմ}$: Օգտագործելով այս տվյալները կարելի է գնահատել (n)CdTe-ում դոնորների կոնցենտրացիան, որը կազմում է՝ $N_D = 1,13 \cdot 10^{15}\text{սմ}^{-3}$: Օգտագործելով այս և այլ աղյուսակային տվյալներ կառուցվել է տվյալ հետերոանցման էներգետիկ դիագրամը, որը բերված է նկ. 23-ում:



Նկ. 23. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի էներգետիկ դիագրամը:

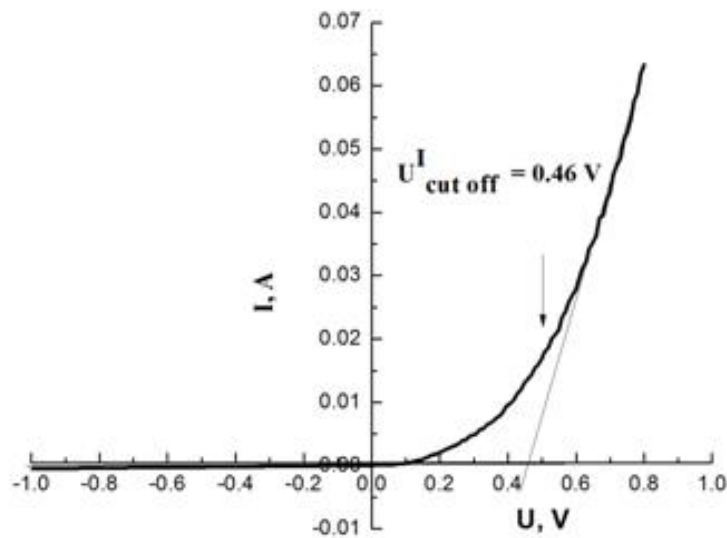
Պետք է նշել, որ CdTe/InSb հետերոանցման պատրաստման համար գոյություն ունեն որոշակի դժվարություններ, որոնք կապված են ածխաթթված ժամանակ In-ի և Te-ի ատոմների հնարավոր փոխդիֆուզիայի հետ: Փոխդիֆուզիայի ժամանակ հետերոանցման բաժանման սահմանին առաջանում են In_2Te_3 -ի մոլեկուլներ, որոնք ստեղծում են սահմանային վիճակներ, հանդիսանում են թակարդներ և խոչնդոտում են լիցքակիրների տեղաշարժին հետերոանցմամբ [98, 99]: Ինչպես ցույց է տրված նկ. 24-ում մինչև մոտ 0.54 դրական շեղման լարումների դեպքում հոսանքի կախվածությունը լարումից մեծ մոտավորությամբ կարող է նկարագրվել $I \sim V^n (n = 1.5 \div 2)$ աստիճանային օրենքով: Ինչպես հայտնի է վոլտ-ամպերային նման վարքագիծ տեղի ունի եթե լիցքակիրների տեղափոխումը սահմանափակված է ազատ լիցքակիրների կամ թակարդների վրա գրավված ծավալային լիցքով: Մեր դեպքում այդ լիցքը կարող է նաև պայմանավորված լինել ոչ միայն թակարդներով, այլև հետերոանցման սահմանին մոտ ձևավորված

արտենցիալ այ ին փոսում կուտակված էլեկտրոններով, որոնք ուղիղ և արման դեպքում ինժեկտվում են (n)CdTe տիրույթից:



Նկ. 24. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագրերը՝ (ա) In_2Te_3 թակարդների առկայության դեպքում, (բ) փոխդիֆուզիայի և թակարդների բացակայության դեպքում:

Այնուհետև լարման որոշակի արժեքից սկսված՝ 0.5V, երբ գոտիների ծռվածությունը (p)InSb-ում փոքրանում է, էլեկտրոնները սկսում են այլևս չկուտակվել արտենցիալային փոսում, ինչի հետևանքով հոսանքը սկսում է կտրուկ աճել գծային օրենքով, իսկ որոշ դեպքերում կարող է դիտվել նաև S-աձև վոլտ-ամպերային բնութագիծ (նկ. 24), որը պայմանավորված է արտենցիալային փոսում էլեկտրոնների կուտակմամբ և կիրառված լարման վերաբաշխմամբ, ինչը բերում է էլեկտրոնների ինժեկցիայի հետագա աճին:

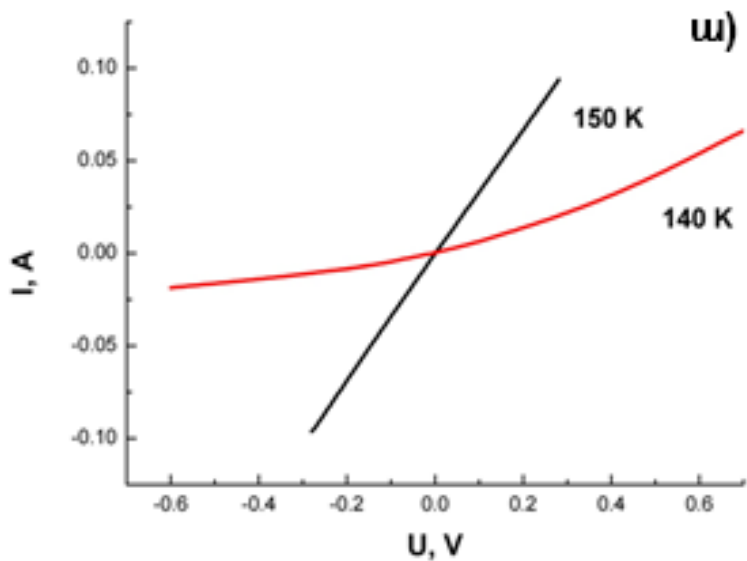


Նկ. 25. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի լավագույն նմուշի վոլտ-ամպերային բնութագիծը:

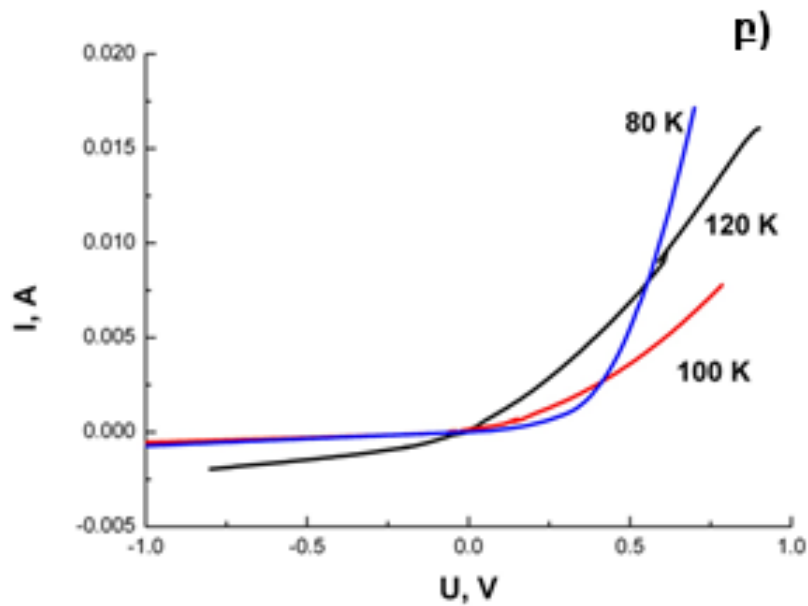
Նկ. 25-ում բերված է լավագույն նմուշի ՎԱԲ-ը: Մինչև լարման 0.4V դրական շեղման արժեքը հոսանքի կախումը լարումից լավագույնս նկարագրվում է քառակուսային օրենքով $I = AV^2$ ($A = 0.055 \text{ Ա/Վ}^2$): Հոսանքի նման կախվածությունը լարումից պայմանավորված է հոսանքի սահմանափակումով արտենցիալային փոսում եղած էլեկտրոնների ծավալային լիցքի կողմից, իսկ A գործակցի արժեքը համապատասխանում է այն դեպքին, երբ ծավալային լիցքը գրավված է

խառնուրդային թակարդների կողմից: Ուստի կարելի է եզրակացնել, որ CdTe-ի թաղանթի աճեցման մեր կողմից առաջադրված տեխնոլոգիան բացառում է փոխդիֆուզիան կոմպոնենտների միջև: Իսկ ուղիղ շեղման 0.4V լարումները բարձր լարումների դեպքում, երբ դիֆուզիոն պրոցեսիան արդեն գործնականում վերացել է, հոսանքի կախվածությունը լարումից կարելի է մոտարկել գծային օրենքով՝ $I = (U - U_{cut\ off}^I)R_d$, որտեղ $U_{cut\ off}^I = 0.46V$, իսկ մնացորդային դիմադրությունը կազմում է $R_d = 14.4\Omega$: Վերջինս պայմանավորված է (p)InSb և (n)CdTe տիրույթների ծավալային էլեկտրական դիմադրությամբ:

Հարկ է նշել, որ դիտարկվող p-n հետերոանցումը սենյակային ջերմաստիճանում ուղղիչ հատկություններ չի դրսևորում: Աշխատանքի ընթացքում չափվել են նաև վերոհիշյալ հետերոկառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագծերը տարբեր ջերմաստիճաններում: Ջերմաստիճանը փորձի ընթացքում փոփոխվել է հեղուկ ազոտում տեղադրված հետերոկառուցվածքի բռնիչի տաքացման միջոցով, իսկ ջերմաստիճանը չափվել է պրինձ-կոստանտան



ջերմազույգի միջոցով:



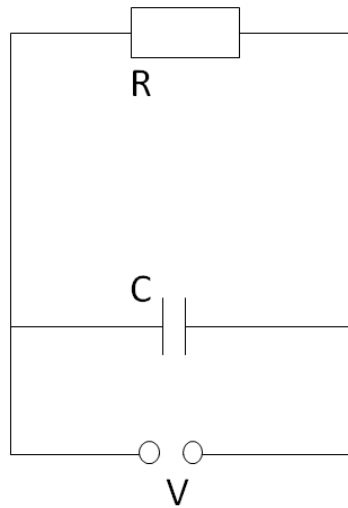
Նկ. 26. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի վոլտամպերային բնութագրերի կախումը ջերմաստիճանից, ա) 140Կ, 150Կ, բ) 120Կ, 100Կ ջոկ

Ինչպես երևում է նկ. 26 (ա)-ից, հետերոանցումը ուղղիչ հատկություններ սկսում է ձեռք բերել սկսած մոտ 140Կ ջերմաստիճանից: Նկ. 26 (բ)-ից երևում է, որ 120Կ-ից մինչև 80Կ տիրույթում, գոյություն ունի որոշակի ջերմաստիճանների տիրույթ, որտեղ կառուցվածքի դիմադրությունն ընկնում է ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց, մասնավորապես 100Կ ջերմաստիճանի մոտ տիրույթում: Այս հանգամանքից կարելի է եզրակացնել, որ ջերմաստիճանների այդ տիրույթում լիցքակիրների ցրումները տեղի են ունենում ֆոնոնների վրա:

3.2 Հետերոանցման վոլտ-Ֆարադային բնութագրերի ուսումնասիրությունը

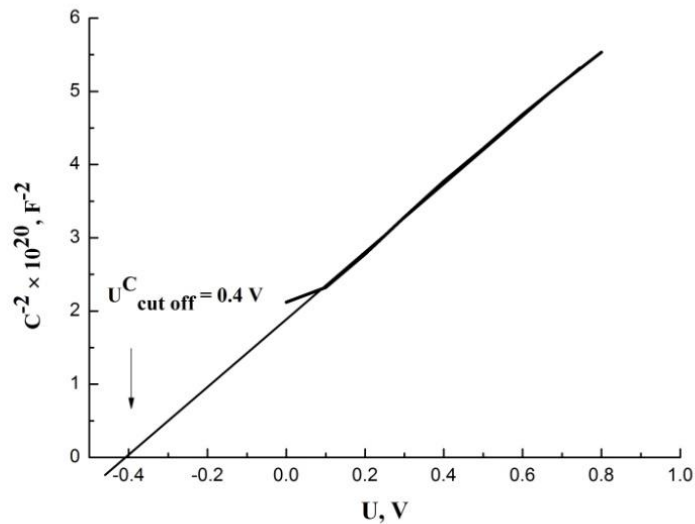
Աշխատանքի ընթացքում հետազոտվել են նաև հետերոկառուցվածքի վոլտ-Ֆարադային բնութագրերը: Վոլտ-Ֆարադային բնութագրերի ուսումնասիրության համար օգտագործվել

Է LCR-metr սարքավորման՝ նկ. 27-ում բերված համարժեք սխեման, որտեղ դիոդը ներկայացվում է որպես RC գույքահեռ շղթա:



Նկ. 27 (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի վոլտ-Ֆարադայի նմանության ազդեցիկ ուսումնասիրության համարժեք սխեման:

Նկ. 28-ում պատկերված է C^{-2} -ի կախվածությունը կիրառված հակադարձ լարումից 1ՄՅ հաճախության դեպքում հեղուկ ազոտի



ջերմաստիճանում:

C^{-2} -ի լարումից ունեցած ուղղագծային կախվածությունը վկայում է այն մասին, որ հետերոանցումը կտրուկ է: Եթե համարենք, որ կիրառված լարման զգալի մասն ընկնում է (n)CdTe-ի վրա, ապա ներքին էլեկտրական դաշտի տիրույթի չափը կարելի է որոշել հարթ կոնդենսատորի բանաձևից $W = \varepsilon_{CdTe} \varepsilon_0 S / C(0)$, $\varepsilon_{CdTe} = 9.6$, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \text{Ֆ/սմ}$, $C(0) = 68,7 \text{պՖ}$, հետևաբար $W = 0.62 \text{սմ}$: Էլեկտրական դաշտի լարվածության առավելագույն արժեքը կարելի է որոշել հետևյալ առնչությամբ՝ $E_m = 2U_{cut off}^C / W$, որտեղից $E_m = 1.29 \cdot 10^4 \text{Վ/սմ}$:

$\Delta(1/C^2) = 2\Delta V / (eN_a \varepsilon \varepsilon_0)$ առնչության միջոցով որոշված դոնորների կոնցենտրացիան կազմում է $N_a = 1.28 \cdot 10^{15} \text{սմ}^{-3}$ և այն բավական մոտ է վոլտ-ամպերային բնութագծերի միջոցով հաշվված արժեքին [100]:

Այն հանգամանքը, որ $C(U)$ կախվածությունն ից ստացված V_{di} կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունն ավելի փոքր է, քան վոլտ-ամպերային բնութագծից որոշված $U_{cut off}^I$ լարումը, թույլ է տալիս նաև հաշվել սահմանային վիճակների խտությունը [101].

$$V_{di} = U_{cut off}^I - \frac{Q_{SS}^2}{2e(\varepsilon_{InSb} N_a + \varepsilon_{CdTe} N_d)}$$

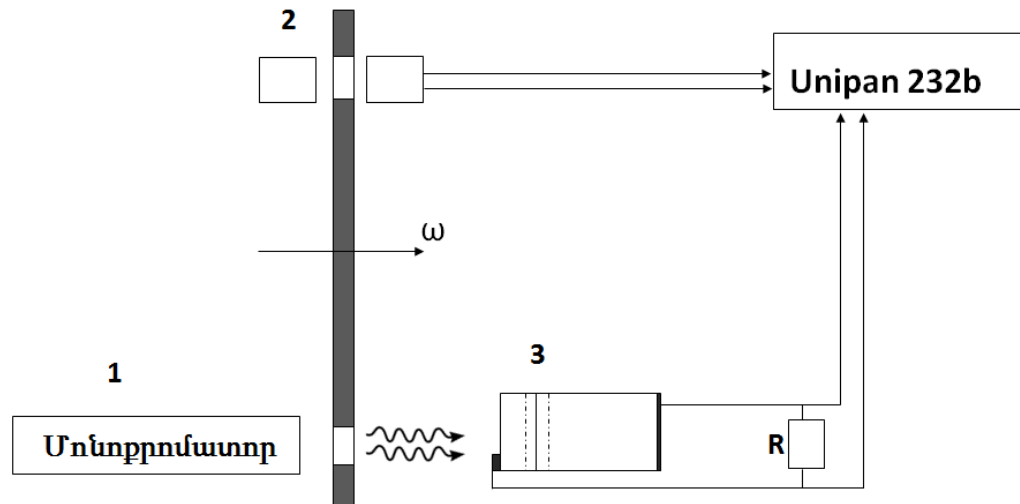
որտեղ $Q_{SS} = eN_{SS}$ էլեկտրական լիվքն է՝ պայմանավորված մակերևույթային վիճակներով, որտեղից $N_{SS} \approx 1.2 \times 10^{12} \text{սմ}^{-2}$:

3.3 (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի օպտիկական հարկությունները

(n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի ֆոտոարձագանքը չափվել է սինխրոն դետեկտման ռեժիմում "Unipan 232B" ընտրողունակ նանովոլտմետրի միջոցով: Ֆոտոարձագանքի չափման սխեման բերված է նկ. 29-ում: Աշխատանքի ընթացքում մթնային (ֆոնային) հոսանքներից խուսափելու համար մոնոքրոմատորի (1) ճառագայթած ինֆրակարմիր լույսը որոշակի ω հաճախությամբ մոդուլացվում է:

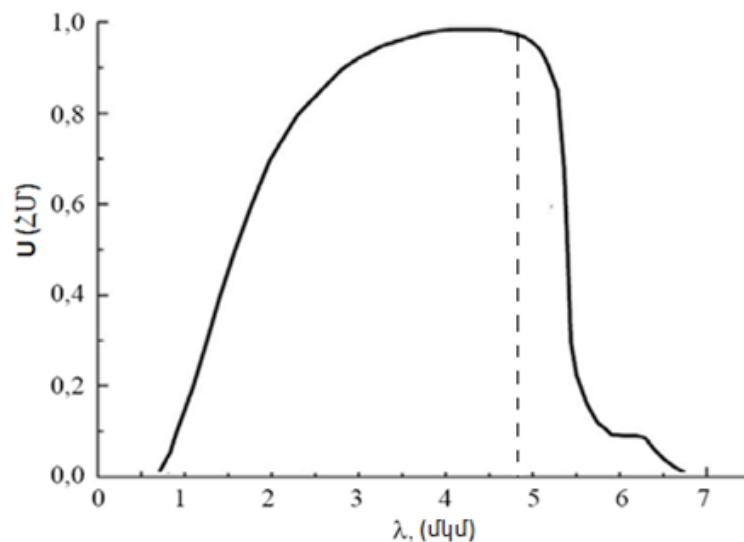
Որպես մոնոքրոմատիկ ինֆրակարմիր ճառագայթման աղբյուր օգտագործվել է ԻԿՍ-21 տեսակի ինֆրակարմիր սպեկտրոմետրը, որի մեջ

որպես ճառագայթիչ օգտագործվում է մոտ 1300°C տաքացված սելիտինե ձող:



Նկ. 29. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի ֆոտոարձագանքի չափման սխեմա:

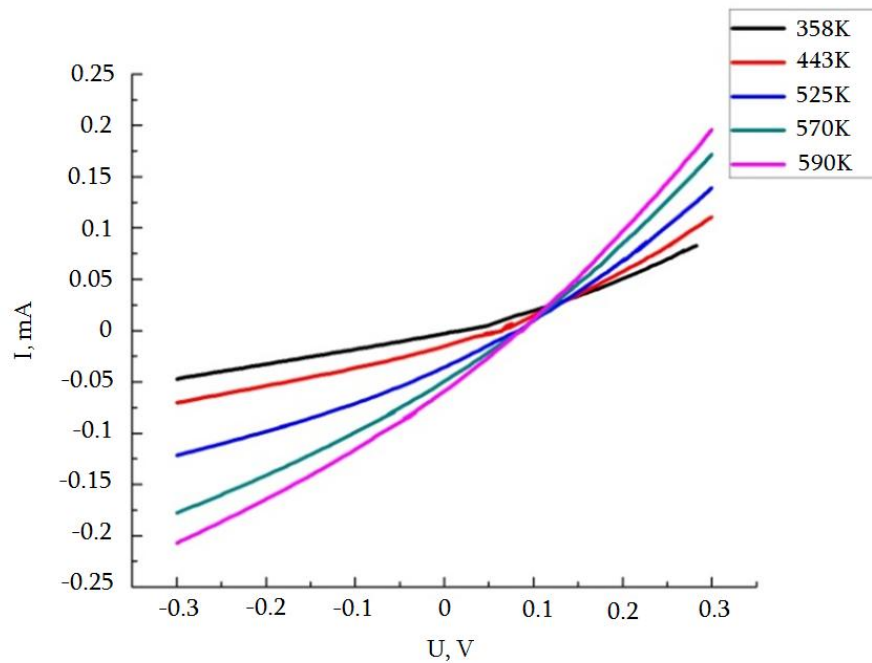
Այնուհետև մոդուլացված ճառագայթումն ընկնում է ուսումնասիրվող նմուշի (3) վրա, որին զուգահեռ միացված R դիմադրության վրա ընկնող լարման մեծությամբ գնահատվում է ֆոտոընդունիչի սպեկտրալ ֆոտոարձագանքը: Մոդուլացիայի հաճախությունը որոշելու համար օգտագործվում է հատուկ օպտոզոլյգը (2), որից ստացված ազդանշանը ֆոտոարձագանքի հետ միասին նույնպես տրվում է ուժեղացուցիչին՝ փոփոխելով



սինխրոնիզացիայի համար:

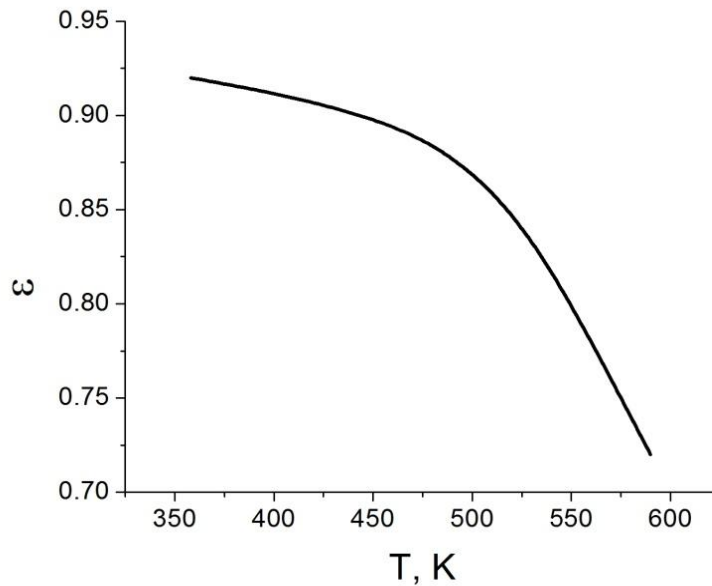
Մոդուլացված ինֆրակարմիր ճառագայթումը հետերոկառուցվածքի վրա ընկնում է (n)CdTe-ի կողմից, քանի որ վերջինս հանդիսանում է օպտիկական պատուհան (p)InSb-ի համար և բաց է թողնում մինչև 1.6ԷՎ քվանտի էներգիայով ալիքները: Նկ. 30-ում պատկերված է (n)CdTe-(p)InSb ֆոտոընդունիչի ֆոտոարձագանքի կախումն ալիքի երկարությունից: Ֆոտոարձագանքի սպեկտրն իր առավելագույն արժեքն ընդունում է 4.8մկմ ալիքի երկարության դեպքում, ինչը հեշտությամբ բացատրվում է հետերոկառուցվածքի էներգետիկ դիագրամից: Սեփական կլանման տիրույթում ֆոտոարձագանքն ը Նկ. 30. (n)CdTe/(p)InSb հետերոկառուցվածքի ֆոտոարձագանքի կախումը ղ ֆ ալիքի երկարությունից:

Աշխատանքի ընթացքում հետազոտվել է նաև ֆոտոընդունիչի ֆոտոարձագանքը սպեկտրալ լույսի նկատմամբ, որը ճառագայթվել է տարբեր ջերմաստիճաններում գտնվող տաքացված մարմնի կողմից [102]:



Նկ. 31. (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի ֆոտոարձագանքը տարբեր ջերմաստիճաններից եկած ճառագայթմանը:

Նկ. 31-ում պատկերված է տարբեր ջերմաստիճանի տաքացված «սև» մարմնի ճառագայթման տակ (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքային ֆոտոընդունիչի վոլտ-ամպերային բնութագրերի ընտանիքը: Որպես մարմին այստեղ ընտրված է երկաթե սկավառակ պատված սպիտակ լաբով,



որի «սև» մարմնի գործակցի կախումը ջերմաստիճանից բերված է նկ. 32-ում [103]:

Աշխատանքի ընթացքում տաքացված մարմնից արձակված ինֆրակարմիր ճառագայթումը, որն առաքվում է երկաթե սկավառակի 23սմ^2 մակերեսից հասնում է նրանից 6 սմ հեռավորության վրա գտնվող ֆոտոընդունիչ՝ անցնելով սապֆիրից պատրաստված պատուհանի միջով, որը ֆոտոընդունիչի կլանման տիրույթում բաց է թողնում իր վրա ընկած ճառագայթման ավելի քան 80%-ը: Սապֆիրից պատրաստված պատուհանը գտնվում է օդի հետ շփման մեջ, հետևաբար հանդիսանում է նաև ֆոնային ճառագայթման պատճառ: Աղյուսակ 2-ում բերված են ֆոտոընդունիչի $2.13 \times 10^{-2}\text{սմ}^2$ մակերեսին հասնող ֆոտոնների թիվը, որի

Նկ. 32. Լաբապատերկաթե սկավառակի «սև» մարմնի գործակցի կախումը ջերմաստիճանից:

ճառագայթունը, որը կազմում է մոտ 0.45×10^{14} ֆոտոն/վ: Ֆոտոնների թվի հաշվարկի մեջ հանված է նաև CdTe-ի մակերևույթից անդրադարձող

$T, ^\circ K$	$N(\lambda_1, \lambda_2), c^{-1}$	I_{ph}, mA	I_{ph}/e	$\eta(t)$
358	3.18×10^{14}	0.0317	1.98×10^{14}	0.62
443	1.675×10^{15}	0.16	10^{15}	0.6
525	3.605×10^{15}	0.37	2.31×10^{15}	0.64
570	5.235×10^{15}	0.513	3.23×10^{15}	0.617
590	6.05×10^{15}	0.6	3.75×10^{15}	0.62

ֆոտոնների քանակը, որը կազմում է ընկնող ֆոտոնների մոտ 0,2 մասը ($R=0.2$) [104]:

Այդ ուսակ 2. Կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչի բնութագրերը տաքացման տարբեր ջերմաստիճաններում:

Որոշակի ջերմաստիճանում «սև» մարմնի ճառագայթած ֆոտոնների թիվը՝ ալիքների (λ_1, λ_2) միջակայքում կարելի է որոշել Պլանկի բանաձևի միջոցով՝

$$N_1(\lambda_1, \lambda_2) = \varepsilon \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{C_1}{\lambda^4 [\exp(\frac{C_2}{\lambda T}) - 1]} d\lambda,$$

որտեղ $C_1 = 1,88 \cdot 10^{23} \text{մկմ}^3 \cdot \text{սս}^{-2} \cdot \text{վ}^{-1}$, $C_2 = 1,438 \cdot 10^4 \text{մկմ} \cdot K$ [105]: Իսկ այն ֆոտոնների թիվը, որոնք կկլանվեն էլեկտրոնի դիֆուզիոն երկարության և ծավալային լիցքի տիրույթի գումարային երկարության հատվածում կարելի է որոշել

$$N(\lambda_1, \lambda_2) = \varepsilon \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (1 - R(\lambda)) \frac{C_1 (1 - e^{-\alpha(x)(L_n + L_p)})}{\lambda^4 [\exp(\frac{C_2}{\lambda T}) - 1]} dx$$

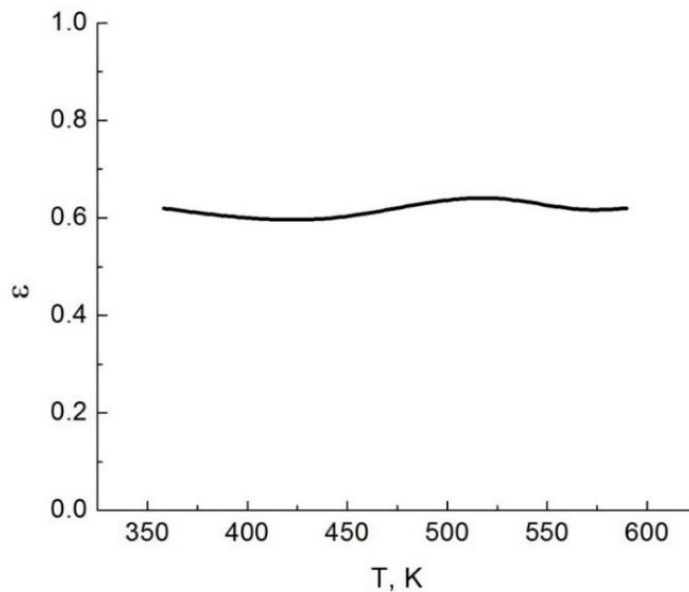
առնչությամբ, որտեղ $R(\lambda)$ հետերոանցման անդրադարձման գործակիցը նորմալ անցման դեքարմ կարելի է որոշել հետևյալ առնչությամբ.

$$R = \frac{[n_3(n_2 - 1) + (n_3^2 - n_2) \tan \beta_3 d]^2}{[n_3(n_2 + 1) + (n_3^2 + n_2) \tan \beta_3 d]^2},$$

որտեղ n_2 -ը CdTe-ի, իսկ n_3 -ը InSb-ի բեկման ցուցիչներն են 0.8-5մկմ ալիքի երկարությունների համար, $\beta_3 = 2\pi n_3/\lambda$:

Ֆոտոընդունիչի քվանտային ելքը, որը ցույց է տալիս թե ընկնող ֆոտոններից քանիսն են առաջացնում էլեկտրոն-խոռոչային զույգեր կարելի է որոշել չափված հոսանքներիև համապատասխան լիցքակիրների քանակը բաժանելով ընկնող ֆոտոնների թվի վրա՝ $\eta = I_{ph}/e N(\lambda_1, \lambda_2)$: Քվանտային ելքի կախումը սև մարմնի ջերմաստիճանից բերված է նկ. 33-ում, որտեղից հետևում է, որ այն մոտավորապես կազմում է 60%:

Ֆոտոընդունիչի ֆոտորաձագանքի ժամանակը գնահատելու համար այն ճառագայթվել է կարճ լուսային իմպուլսներով: Այդ նպատակով օգտագործվել են 1.06 մկմ ալիքի երկարությամբ և 30նվ տևողությամբ լազերային իմպուլսներ: Լազերային ճառագայթումը միաժամանակ ուղղվել է ֆոտոընդունիչի և ՓՅ-62 սարքվորման վրա, որի արագագործությունը եղել է բավականին բարձր (ազդանշանի աճի ժամանակը կազմում է մոտ 4նվ):



Նկ. 33. (n)CdTe-(p)InSb ֆոտոընդունիչի քվանտային ելքի կախումը

Չափումները ցույց են տվել, որ ֆոտոընդունիչի ֆոտորաձագանքի ժամանակը փոքր է 15նվ-ից: Ֆոտորաձագանքի նման կարճ տևողությունը հանդիսանում է մի կողմից InSb-ի հիման վրա ստեղծված ֆոտոընդունիչի հիմնական առանձնահատկություններից մեկը: Ֆոտոընդունիչի լարումային զգայունությունը չափվել է He-

Նելսոնի օգնությամբ, որը ճառագայթում է անընդհատ լույս՝ 3.39 մկմ ալիքի երկարությամբ: Չափման արդյունքները ցույց են տվել, որ Ֆոտոընդունիչի զգայունությունը կազմում է մոտ 10004/4տ:

3.4 Ֆոտոընդունիչի ալմկային հատկությունները

Նախ կանգ առնենք ալմկայինների այն տեսակների վրա, որոնք ավելի հաճախ են հանդիպում կիսահաղորդչային ֆոտոընդունիչներում: 1928թ.-ին Ջոնսոնը փորձնականորեն ցույց տվեց, որ դիմադրությունը էլեկտրական շղթայում հանդսիանում է նաև ալմկային գեներատոր [106]: Էլեկտրոնները նյութում գտնվելով անընդհատ քառային շարժման մեջ, բախվում են նյութի՝ ջերմային տատանում կատարող ատոմների հետ: Մի բախումից մյուսն ընկած ժամանակահատվածում էլեկտրոնները ստեղծում են կարճատև էլեկտրական հոսանքներ: Եթե այդ հոսանքներն ինտեգրենք ժամանակի բավական մեծ միջակայքում, ապա կստանանք զրո, սակայն ժամանակի կարճատև հատվածում այդ հոսանքը փոփոխվում է պատահականորեն: Քանի որ այս ալմկային առաջանում է էլեկտրոնների ջերմային շարժման հետևանքով, այդ պատճառով այն անվանում են ջերմային ալմկային: Այդ հոսանքի միջին քառակուսային արժեքը կախված է միայն ջերմաստիճանից, նյութի դիմադրությունից և հաճախությունների միջակայքից.

$$\overline{i^2} = \frac{4kT\Delta f}{R}$$

Հայտնի է, որ ցածր հաճախությունների մեջ հիմնական ներդրումը պատկանում է 1/f ալմկային [107]: Ալմկային այս անվանումը պայմանավորված է նրանով, որ նրա հզորության սպեկտրը հաճախությունից կախված փոփոխվում է 1/f^α օրենքով, որտեղ α-ի ընդունած արժեքներն ընկած են 0.8-1.5 միջակայքում: Սովորաբար որքան ցածր է հաճախությունն, այնքան α-ն ավելի մոտ է լինում մեկի:

Ֆոտոընդունիչներին բնորոշ ալմկայիններից է նաև կոտրակային ալմկայինը, որը պայմանավորված է լիցքի դիսկրետությամբ [108]: Ֆոտոընդունիչի էլեկտրոդից դուրս եկող լիցքի քանակը

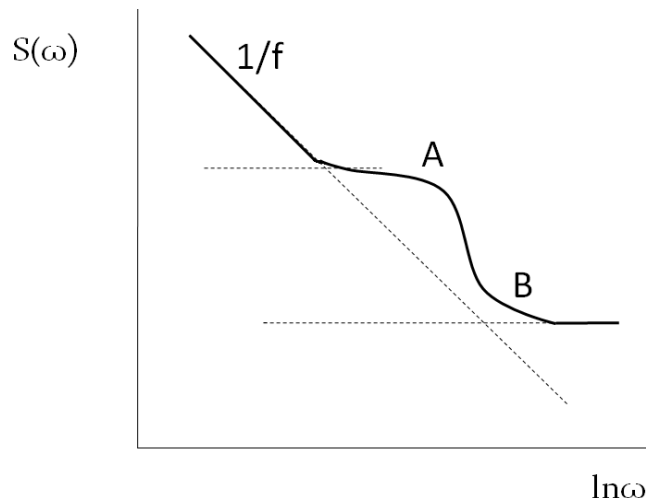
հանդիսանում է պատահական մեծություն, որի հետևանքով հոսանքի արժեքը փոփոխվում է պատահականորեն: Հոսանքի միջին քառակուսային արժեքը, որը պայմանավորված է այս աղմուկով, որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\overline{i^2} = 2eI_d \Delta f,$$

որտեղ I_d -ն ֆոտոդիոդով անցնող հոսանքն է:

Կիսահաղորդչային ֆոտոընդունիչներում հաճախությունների միջին տիրույթում, որտեղ ցածր հաճախային աղմուկները զգալի նվազում են, աղմուկի սպեկտրի մեջ հիմնական ներդրումը տալիս են գեներացիոն-ռեկոմբինացիոն աղմուկները: Գեներացիոն և ռեկոմբինացիոն պրոցեսները նույնպես պատահական են, ինչի հետևանքով պատահական մեծություն է նաև լիցքակիրների կոնցենտրացիան նյութում, ինչի հետևանքով էլ առաջանում է այս աղմուկը [109]: Գեներացիոն և ռեկոմբինացիոն աղմուկների հզորության սպեկտրը սկսած լիցքակիրների կյանքի տևողության հակադարձ մեծությամբ հավասար հաճախությունից նվազում են քառակուսային օրենքով: Ինչպես ցույց է տրված նկ. 34-ում ֆոտոընդունիչի աղմուկի սպեկտրի մեջ ցածր հաճախությունների տակ գերակշռում է $1/f$ աղմուկը, այնուհետև հաճախության մեծացման հետ փոքրամում է աղմուկի հզորությունը և ի հայտ են գալիս գեներացիոն ռեկոմբինացիոն աղմուկները (A), իսկ ավելի բարձր հաճախությունների տակ մնում է միայն ջերմային աղմուկը (B):

(n)CdTe-(p)InSb ֆոտոընդունիչի աղմկային հատկությունները չափվել են սպեկտրոանալիզատորով, ազդանշանը վերցնելով $K=350$ ուժեղացման գործակից ունեցող ուժեղացուցիչից: Նշնք, որ ուժեղացուցչի սեփական աղմուկները կազմում են մոտ 1.4 նՎ/Ջգ^{1/2}: Իսկ



ընդունիչ -ու ժեղացուցիչ համակարգի սեփական աղմուկը մոդուլյացիայի

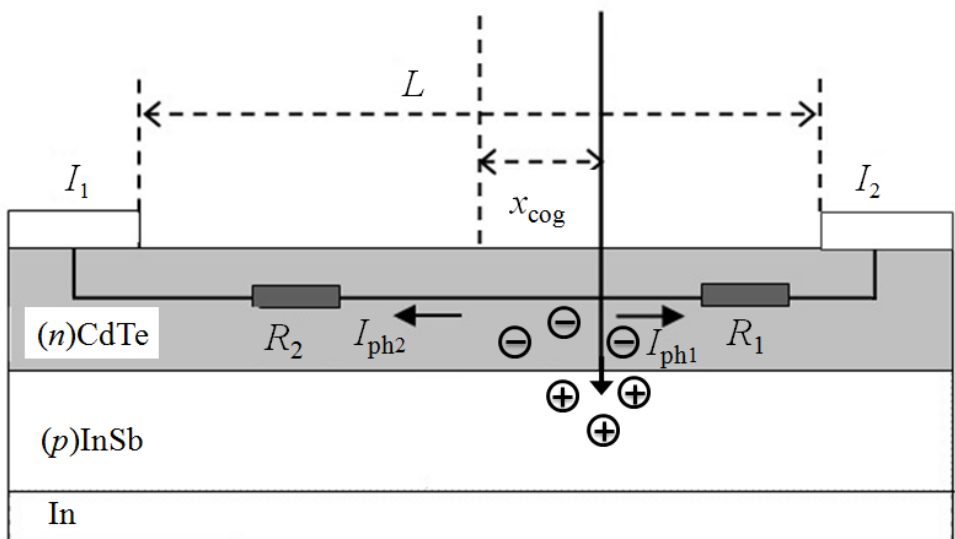
$f = 2000 \text{ Հց}$ հաճախության դեպքում կազմում է $2.6 \text{ նՎ/Հց}^{1/2}$:

Ֆոտոընդունիչի հայ տնաքերոդուսակությանը չափվել է Unipan 232 ընտրոդուսակ նանովոլ տմետրի օգնությամբ կարճ միացման ռեժիմում և ֆոնային ճառագայթման տակ ($T=300\text{K}$): 1 Հց հաճախությունների միջակայքում 4.8 մկմ ալիքի երկարության համար չափված հայ տնաքերոդուսակությանը կազմում է $D_{\lambda}^* = 1.8 \times 10^{11} \text{ սմՀց}^{1/2}\text{ս}^{-1}$, ինչը այս դասի ֆոտոընդունիչների համար լավագույն արդյունքներից է (տես նկ. 1):

ԳԼՈՒԽ 4: (n)CdTe-(p)InSb ՅԵՏԵՐՈՎԱՌՈՒ ՑՎԱՃՔԻ ՅԻՄԱՆ ՎՐԱ ԿՈՌՐԴԻՆԱՏ ՉԳԱՑՈՂ ՖՈՏՈՐՆԴՈՒՆԻՉՆԵՐԻ ՊԱՏՐԱՍՏՈՒՄ և ՅԵՏԱԶՈՏՈՒՄ

4.1 Կոորդինատագրայ ուն ֆոտոընդունիչ ների աշխատանքի սկզբունքը

Կիսահաղորդչային կոորդինատագրայ ուն ֆոտոընդունիչները սկսած 60-ական թվականներից մինչ օրս, լայն տարածում գտած սարքեր են, որոնց միջոցով հնարավոր է որոշել գծային և անկյունային կոորդինատներ, ստեղծել հետևող և կառավարող համակարգեր [110-114]: Կոորդինատագրայ ուն ֆոտոընդունիչը սովորաբար իրենից ներկայացնում է մեկ կամ մի քանի p-n անցումներից բաղկացած համակարգ, որոնց վրա արված են երկու կամ ավելի կոնտակտներ և կախված ընկնող լուսային փնջի կոորդինատից տարբեր կոնտակտներով գրանցվող ազդանշանը լինում է տարբեր: Կոորդինատագրայ ուն ֆոտոընդունիչների աշխատանքի հիմքում ընկած է լայնական ֆոտոէֆեկտի երևույթը, որը փորձնականորեն հայտնաբերվել է Վոլմերկի կողմից 1957 թ.-ին:



Նկ. 35. Միաչափ կոորդինատագրող ֆոտոընդունիչի սկզբունքային սխեմատիկ պատկերը:

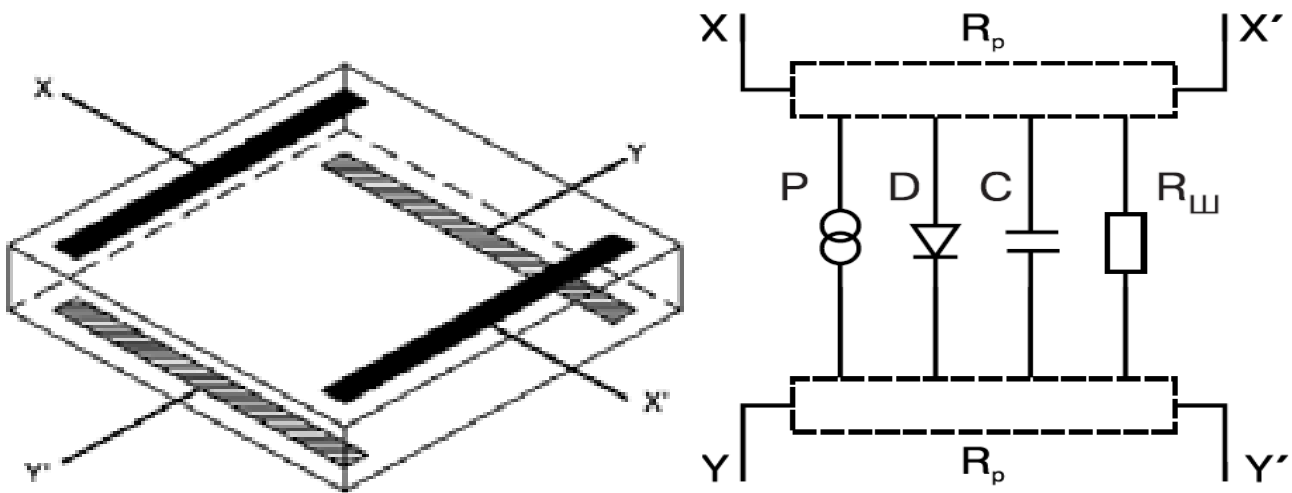
Միաչափ կոորդինատագրայ ուն ֆոտոընդունիչի օրինակով քննարկենք լայնական ֆոտոէֆեկտի երևույթը: Արդեն նշել ենք, որ պարզ, միա-կոորդինատագրայ ուն ֆոտոընդունիչը բաղկացած է p-անցումից, որի մի կողմում օհմական կոնտակտը ծածկում է կիսահաղորդչի ամբողջ մակերեսը, իսկ մյուս կողմում երկու օհմական կոնտակտներն արվում են իրարից բավականին հեռու, համանման և ունեն փոքր չափսեր (նկ. 35): Երբ այս կոնտակտերի միջև ընկնում է կետային լույս, ապա կոնտակտների միջև չափվող լարումը կախված է ընկնող լույսի կոորդինատից: p-ո անցման տեղային լուսավորվման ժամանակ, առաջանում են էլեկտրոն-խոռոչային զույգեր, որոնք գեներացիայից հետո, սկզբնական պահին գտնվում են լուսավորված նեղ տիրույթում: Տարածակամ լիցքի դաշտում էլեկտրոն-խոռոչային զույգերը բաժանվում են, խոռոչներն անցնում են p-տիրույթ, իսկ էլեկտրոնները մնում են n-տիրույթում և առաջանում է երկայնական ֆոտոլարում լուսավորման կետում: Այնուհետև, եթե p-ո անցման տիրույթներից որևէ մեկը ուժեղ է լեգիրացված մյուսի նկատմամբ, օրինակ՝ կարելի է վերցնել p-տիրույթը, ապա այն պետք է դառնա համապատենցիալ ային մակերևույթ և այդ պատճառով առաջացած խոռոչներն անմիջապես վերաբաշխվում են և նրանց ավելցուկային քանակը հայտնվում է p-տիրույթի տարածական լիցքի եզրի մոտ: Այդ խոռոչները կարող են կրկին ինժեկցվել դեպի n-տիրույթ, որտեղ նրանք հանդիսանում են ոչ հիմնական լիցքակիրներ: Այս երևույթի շնորհիվ առաջանում է երկայնական էլեկտրական դաշտ: Երկայնական ֆոտոլարումը մեծացնելու համար անհրաժեշտ է, որ p-ո անցման այն տիրույթը, որտեղից որ արվում են համարժեք կոնտակտները, լինի բավականաչափ բարձրաօհմ: Այդ իսկ պատճառով, նման համակարգ ստեղծելու համար բավականին մեծ հետաքրքրություն ունեն հետերոկառուցվածքային կոորդինատագրայ ուն ֆոտոընդունիչները [115]: Այն դեպքում, երբ չափվում են ֆոտոընդունիչի մակերևույթի կոնտակտների և ընհանուր կոլեկտորային կոնտակտի միջև հոսանքները, ապա առաջացած հոսանքների հարաբերությունը միարժեքորեն որոշում է ընկնող

լույսի կոորդինատները: Չասկանալի է, որ հոսանքները տարբեր կոնտակտներով հակադարձ համեմատական են լուսավորման կետից մինչև համապատասխան կոնտակտը եղած հեռավորությանը (լայնական դիմադրություն):

4.1 Կոորդինատազգայ ուն ֆոտոընդունիչների տեսակները և կիրառությունները

Կոորդինատազգայ ուն ֆոտոընդունիչները հիմնականում լինում են 2 տեսակի՝ միաչափ և երկչափ: Երկչափ կոորդինատազգայ ուն ֆոտոընդունիչներն իրենց հերթին լինում են 3 տեսակի՝ երկկողմանի էլեկտրոդներով (duolateral), միակողմանի 4 կոնտակտներով (tetralateral), և միակողմանի 4 կոնտակտներով ոչ գծայնությունը կոմպենսացնող կառուցվածքով (pincusion):

Երկկողմանի էլեկտրոդներով կոորդինատազգայ ուն ֆոտոընդունիչի տեսքը և էլեկտրական համադեբ սխեման բերված են նկ. 36-ում:

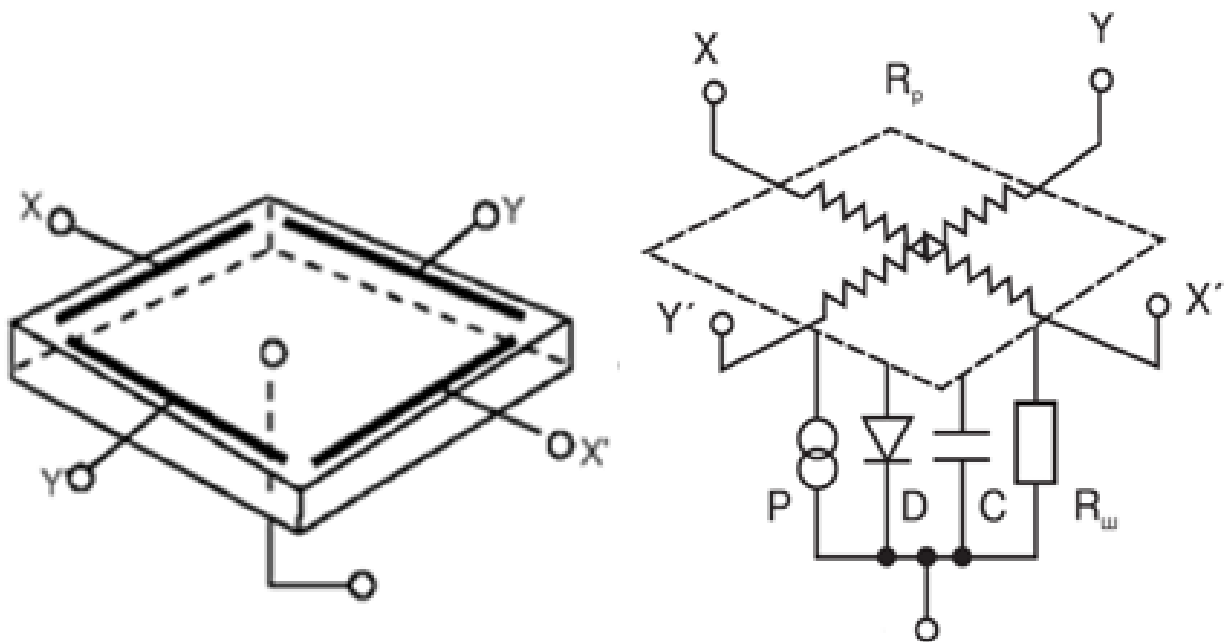


Նկ. 36. Երկկողմանի էլեկտրոդներով կոորդինատազգայ ուն ֆոտոընդունիչ .

ա) և առ ու սլաճ քո . ո) Է Է և սո սու սու ս համ սո ժ Ե ք ս Է Է մ ս:

Այս տեսակի ֆոտոընդունիչները կազմված են երկու հաղորդիչ շերտից, որոնցից մեկի հաղորդականությունը ոտիափ է, իսկ մյուսինը՝ p: Ֆոտոհոսանքը, որն առաջանում է ընկնող լույսի ազդեցության տակ գեներացնում է էլեկտրոն-խոռոչային զույգեր, որոնք բաժանվում են p-ոսնցման ներքին դաշտի ազդեցության տակ և կառուցվածքի համապատասխան շերտերում առաջացնում են էլեկտրոնային և խոռոչային հոսանքներ: Այդ հոսանքներից մեկի միջոցով որոշվում է ընկնող լույսի X կոորդինատը, իսկ մյուսով՝ Y կոորդինատը: Այսպիսի կառուցվածքներն աչքի են ընկնում մեծ ճշգրտությամբ, սակայն ունեն համեմատաբար բարդ կառուցվածք, որի պատճառով տեխնոլոգիապես ավելի բարդ է ստանալ և հետևաբար այս տեսակի ֆոտոընդունիչների գինը համեմատաբար ավելի բարձր է մյուսներից:

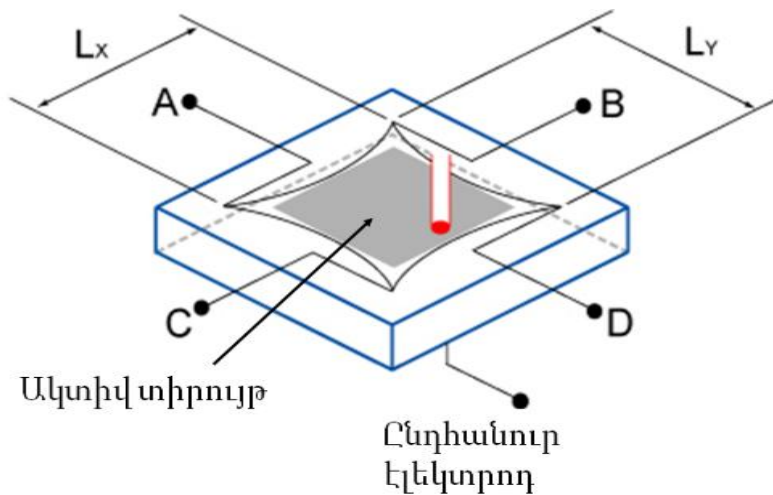
Միակողմանի 4 կոնտակտներով կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչի տեսքը և էլեկտրական համարժեք սխեման բերված են նկ. 37-ում:



Նկ. 37. Միակողմանի 4 կոնտակտներով կոորդինատագայուն և ֆոտոընդունիչ:

ԱՆՆԱՄԱՆՈՒՄ ԵՎ ԲԱՐՈՒՆԻՔԻ ԲԱՆԱԿԱՆՈՒՄ

Այս տիպի ֆոտոընդունիչներում 4 էլեկտրոդները տեղադրված են կառուցվածքի աշխատանքային մակերեսի վրա: Համեմատած նախորդ տիպի ֆոտոընդունիչի հետ, այս տիպի ֆոտոընդունիչների ճշտություներն ավելի վատն է, սակայն ունեն ավելի պարզ կառուցվածք և տեխնոլոգիապես ավելի հեշտ է ստանալ: Այսպիսի կառուցվածքներում սակայն շատ հաճախ դիտվում են ելքային հոսանքների կոորդինատից ունեցած ոչ գծային կախումներ: Այդիսկ պատճառով ավելի հաճախ միակողմանի 4 էլեկտրոդներով կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչները պատրաստում են այնպիսի տեսքով, որը տալիս է հնարավորություն կոմպենսացնել ու ոչ գծային էֆեկտները: Պատրաստվում են այսպես կոչված "pincusion" կոչվող կառուցվածքներ (նկ. 38):



Նկ. 38. "pincusion" կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչի աշխատանքային մակերևույթի տեսքը:

Այսպիսի կառուցվածքները թույլ են տալիս խուսափել հոսանքի՝ կոորդինատից ոչ գծային կախվածություներից առանց բարդացնել ու նրանց պատրաստման տեխնոլոգիան:

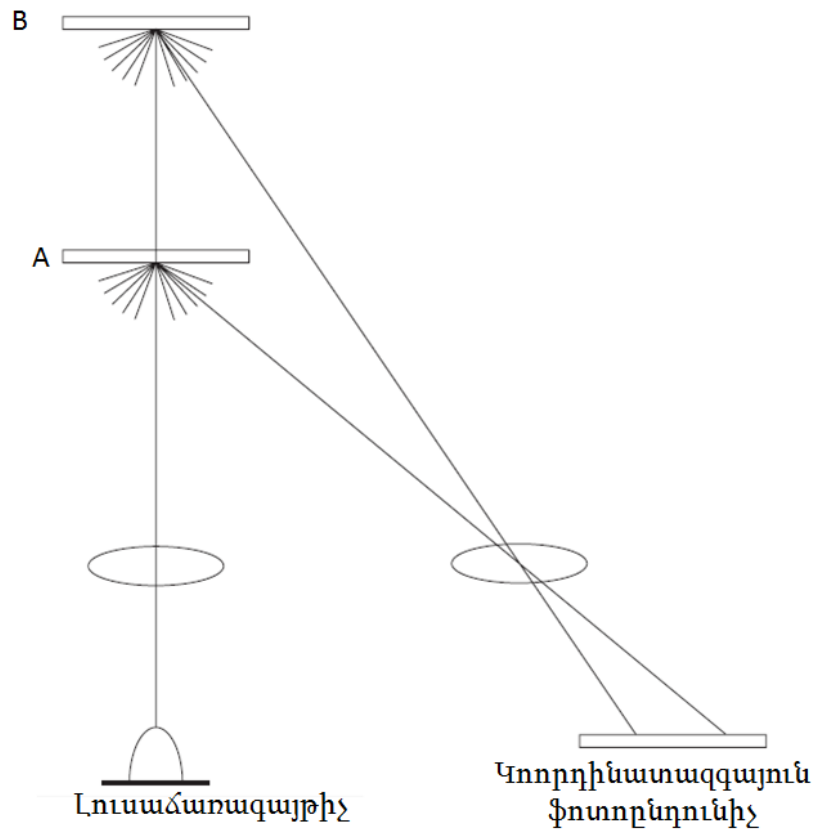
Կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչները հիմնականում կիրառվում են հետևյալ բնագավառներում և ճյուղերում՝

- ինքնակառավարվող հրթիռների դիրքորոշում,
- CD-ROM-երում լազերային գլխիկների դիրքորոշում,
- ռոբոտների տեսողական համակարգեր,

- անվտանգության համակարգեր,
- չափողական և հավաքման սարքավորումներ,
- շարժվող օբյեկտների հետևում,
- կենսաբանական օբյեկտների հետևում,
- օպտիկական գիրոսկոպներ,
- հեռավորության և շեղումների չափում,
- գեոդեզիական չափումներ:

Կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչների առավելությունները դրսևորվում են հատկապես այն դեպքերում երբ անհրաժեշտ է լինում հետևել շարժվող մարմիններին, երբ նրանք անհասանելի են: Հեռավորության չափման ամենատարածված և պարզ մեթոդ է եռանկյան համակարգը: Եռանկյան համակարգով հեռավորությունների չափման մեթոդը կայանում է հետևյալում. լազերային կամ ուղղված ճառագայթումը սկզբում ընկնում է հետազոտվող օբյեկտի վրա, որից անդրադարձված ճառագայթումը որպես կանոն ենթարկվում է տարբեր տեսակի ցրումների, այդ իսկ պատճառով հարկ է լինում անդրադարձված ճառագայթումը կրկին ֆոկուսացնել: Հասկանալի է, որ ֆոտոհոսանքի մեջ ներդրում են տալիս ֆոտոընդունիչի վրա ընկած բոլոր ճառագայթումները, որոնք կարող են էեապես վատացնել չափման ճշգրտությունը: Նման անցանկալի էֆեկտներից խուսափելու համար օգտագործվում են տարբեր տեսակի օպտիկական ֆիլտրեր և հաճախ ընկնող ճառագայթումը մոդուլացվում է: Կախված օբյեկտի հեռավորությունից օբյեկտից անդրադարձված ճառագայթումը կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչի վրա ընկնում է տարբեր անկյունների տակ, որից էլ կախված փոփոխվում է լուսային ճառագայթման դիրքը ֆոտոընդունիչի վրա: Որոշելով լուսային ճառագայթման դիրքը ֆոտոընդունիչի վրա՝ կարելի է չափել լուսային ճառագայթման անկման անկյունը, որից էլ հեշտությամբ կարելի է չափել հետազոտվող օբյեկտի հեռավորությունը (նկ. 39): Կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչների օգնությամբ շատ ավելի

արդյունավետ է լինում չափել մոտ գտնվող օբյեկտների հեռավորությունը:

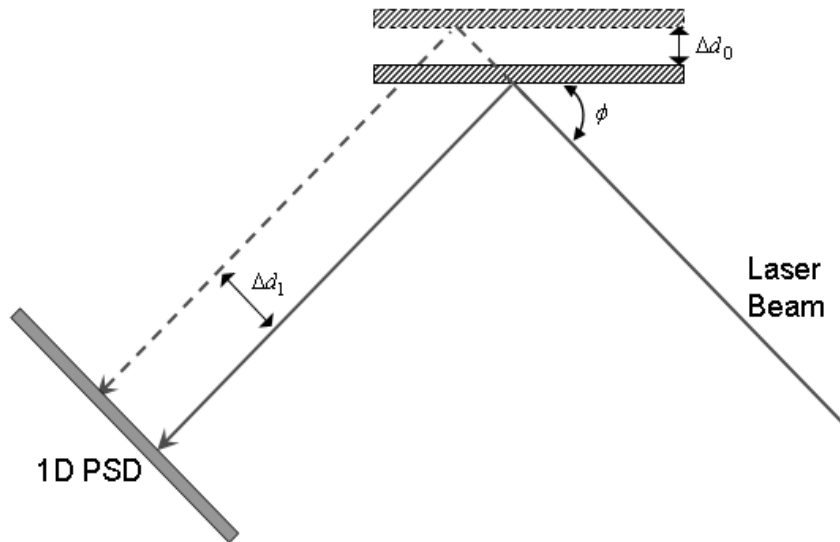


Նկ. 39. Կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչի օգնությամբ հեռավորության չափման եռանկյան մեթոդ:

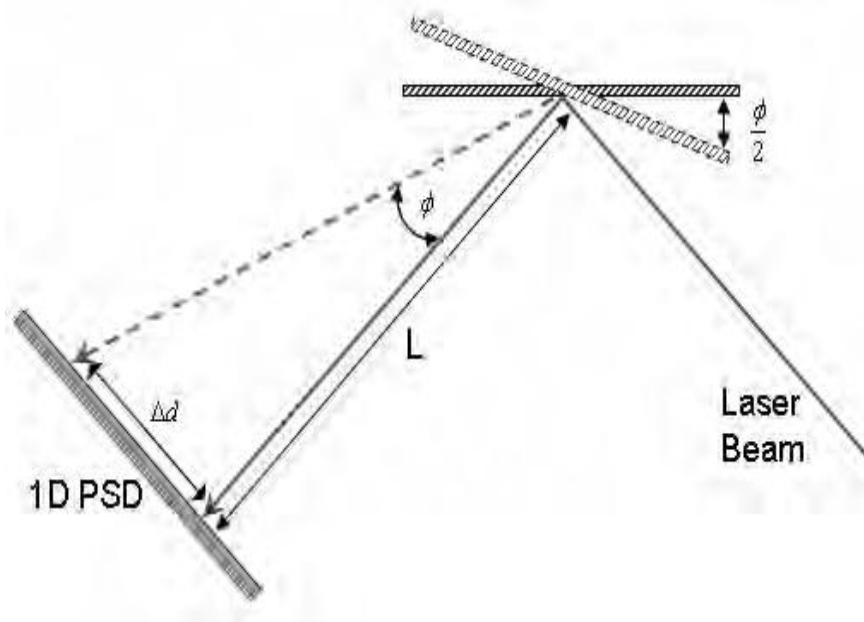
Բացի դրանից կոորդինատագրայուն համակարգերը գիտության և տեխնիկայի տարբեր բնագավառներում կիրառվում են ճշգրիտ չափելու համար տատանումների լայնույթներ, ինչպես նաև պտտման անկյուններ: Օրինակ, եթե լազերային ճառագայթումն ընկնում է որոշակի տատանվող մակերևույթի վրա և նրանից գծային անդրադարձնով ընկնում է կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչի վրա, ապա լազերային ճառագայթման փնջի Δd_1 շեղման դեպքում, որը կգրանցի ֆոտոընդունիչը, կնշանակի, որ տատանվող մակերևույթի տատանման լայնույթը $\Delta d_0 = \Delta d_1 / 2 \cos \varphi$ (նկ. 40): Կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչի այլ կիրառությունն է նաև անդրադարձման միջոցով պտտման անկյան չափելը: Ինչպես ցույց է տրված նկ. 41-ում մակերևույթի փանկյան փոփոխությունը կարելի է որոշել

$$\frac{\varphi}{2} = \tan^{-1} \left(\frac{2\Delta d}{L} \right)$$

առնչ ու թյ ամբ, որտեղ Δd -ն կոորդինատագայ ու ն ֆոտոընդունիչի վրա
լ ազերայ ին ճ առագայ թման շ եղման չ ափն է :



Նկ. 40. Տատանվող մարմնի մակերևույթի դիրքի փոփոխության որոշումը կոորդինատագայ ու ն ֆոտոընդունիչի միջոցով:



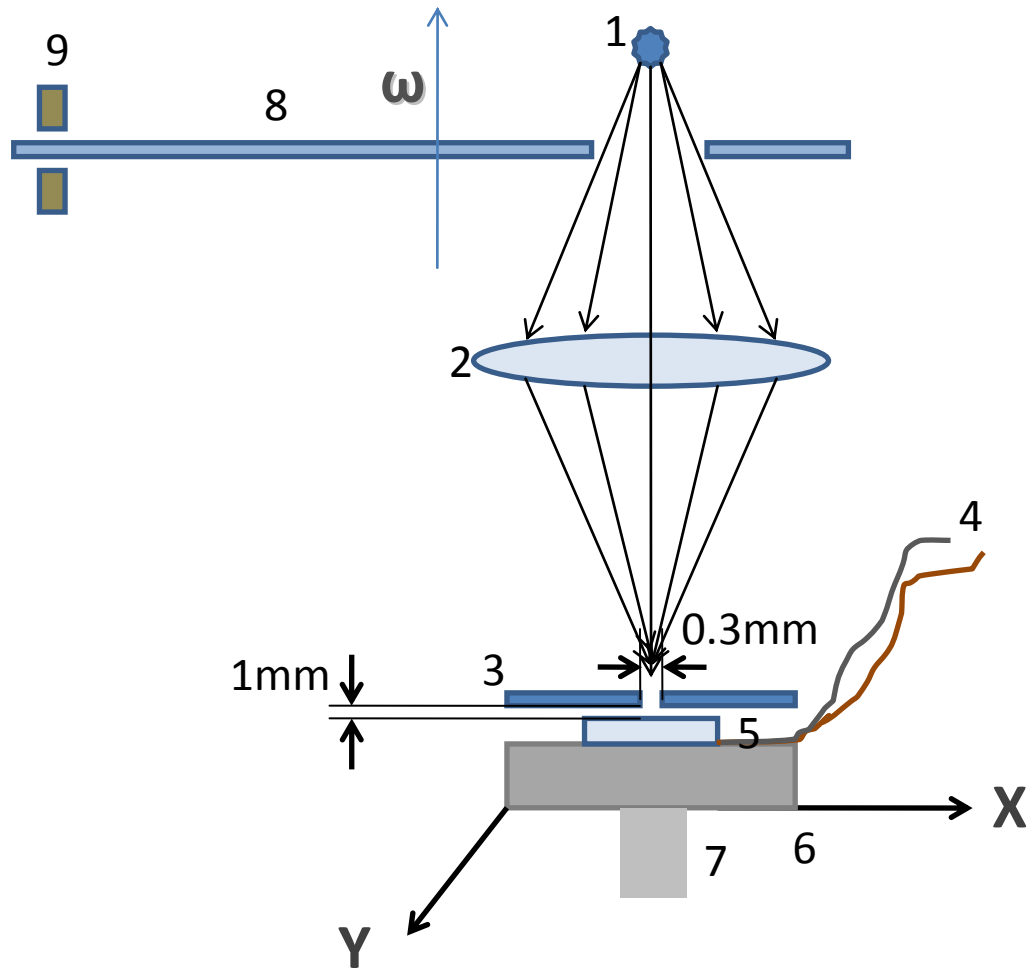
Նկ. 41. Անդրադարձնող մակերևույթի պտույտի անկյան որոշումը կոորդինատագայ ու ն ֆոտոընդունիչի միջոցով:

4.3 Երկչ ափկոորդինատագայ ու ն ֆոտոընդունիչի հետազոտման մեթոդիկա

Կոորդինատի շեղում գագառոջ ֆոտոընդունիչների հետազոտման համար մեր կողմից ստեղծվել է հետևյալ փորձնական սխեման (նկ. 42):

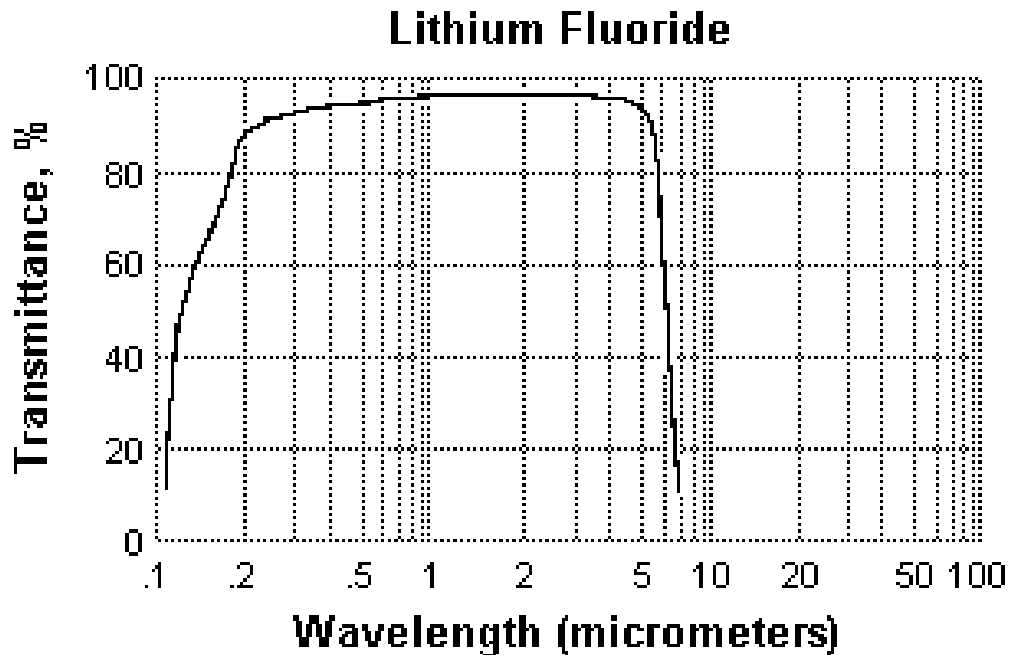


Նկ. 42. Երկչ ափկոորդինատագայ ու ն ֆոտոընդունիչների հետազոտման համար մշակված սարքավորումը:



Նկ. 43. Երկչ ափսոսողի նախազգայ ու ն ֆոտոլուսոլու նիչ ների հետազոտման սարքավորման սխեմատիկ պատկերը:

Ինչպես պատկերված է նկ. 43-ում, որպես ինֆրակարմիր ճառագայթման աղբյուր ընտրվել է վոլֆրամե պարոլյորը, որի ջերմաստիճանը ղեկավարվել է նրանով բաց թողնված հոսանքի մեծությամբ: Փորձի ընթացքում վոլֆրամե ճառագայթիչի ջերմաստիճանը չափվել է պլատին-պլատինառոդիում ջերմազույգի միջոցով: ճառագայթված սպեկտրն այնուհետև նեղ ճեղքով ընկնում է Լիթիումի ֆտորիդից (LiF) պատրաստված (2) երկուռուցիկ ոսպնյակին: Այդ ոսպնյակի ընտրությունը պայմանավորված է նրանով, որ այն թափանցիկ է մեզ հետաքրքրող (1-5) մկմ երկարությամբ ալիքների տիրույթում (նկ. 44):



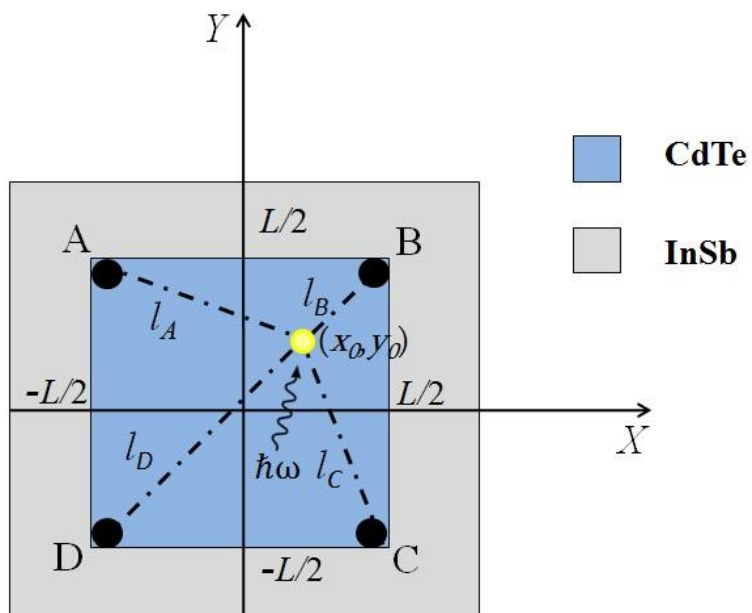
Նկ. 44. Լիթիում մի ֆտորիդի թափանցելիության սպեկտրը:

Այնուհետև լուսային ճառագայթումը ֆոկոսանալով ընկնում է (3) դիաֆրագմայի վրա: Դիաֆրագմայի ճեղքով, որի տրամագիծը կազմում է 0.3մմ, լուսային ճառագայթը հասնում է ուսումնասիրվող (5) ֆոտոընդունիչին: Ֆոտոընդունիչի աշխատանքային 784 ջերմաստիճանն ապահովելու համար, այն ջերմահաղորդիչ մածուկով ամրացվել է (6) ալյումինե հենարանին, որն էլ իր հերթին (7) պլնձե ելուստով կոնտակտի մեջ է գտնվում հեղուկ ազոտի հետ: Աշխատանքի ընթացքում ֆոտոընդունիչի ջերմաստիճանը չափվում է (4) պլինձ-կոստանտան ջերմազույգի միջոցով: Որպեսզի փորձի արդյունքում (3) մետաղական դիաֆրագման չտաքանա և դառնա երկրորդական ճառագայթման աղբյուր, այն նույնպես շարժական մետաղական հպակներով միացված է (6) հենարանին: Չափումները կատարվել են ինչպես ուղիղ այնպես էլ սինխրոն դետեկտման ռեժիմներում: Սինխրոն դետեկտում իրականացնելու համար, ճառագայթումը (8) մոդուլացնող էկրանի միջոցով բաժանվում է ուղղանկյուն իմպուլսների: (9) օպտոզույգի միջոցով չափվում է մոդուլյացիայի հաճախությունը և ֆոտոընդունիչի ազդանշանի հետ միասին տրվում է Unipan 232B

ընտրողունակ նանովոլ տմետրին: (6) հենարանը հնարավորություն ունի միկրոգալարների օգնությամբ շարժվելու 2 ուղղությամբ: Կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչի տարբեր կոնտակտներից հոսանքների չափման համար օգտագործվել է Keithley-6430 ենթաֆեմտոամպերային հեռակա ամպերմետրը, ընդ որում այս դեպքում կատարվել է ազդանշանի ուղիղ դետեկտում:

4.3 (n)CdTe-(p)InSb երկչափ կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչի ելքային բնութագրերի ուսումնասիրություն

Աշխատանքի ընթացքում հետազոտվել են (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի հիման վրա պատրաստված երկչափ կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչներ [116]: Երկչափ կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչի սխեմատիկ պատկերը բերված է նկ. 45-ում: Լուսավորվող մակերևույթին պատրաստված են չորս, համաչափ դասավորված օհմական կոնտակտներ:



Նկ. 45. Երկչափ կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչ:

Եթե ընդունենք որ լուսավորման կետից մինչև ընդունիչի կոնտակտները եղած երկայնական դիմադրությունը համեմատական է

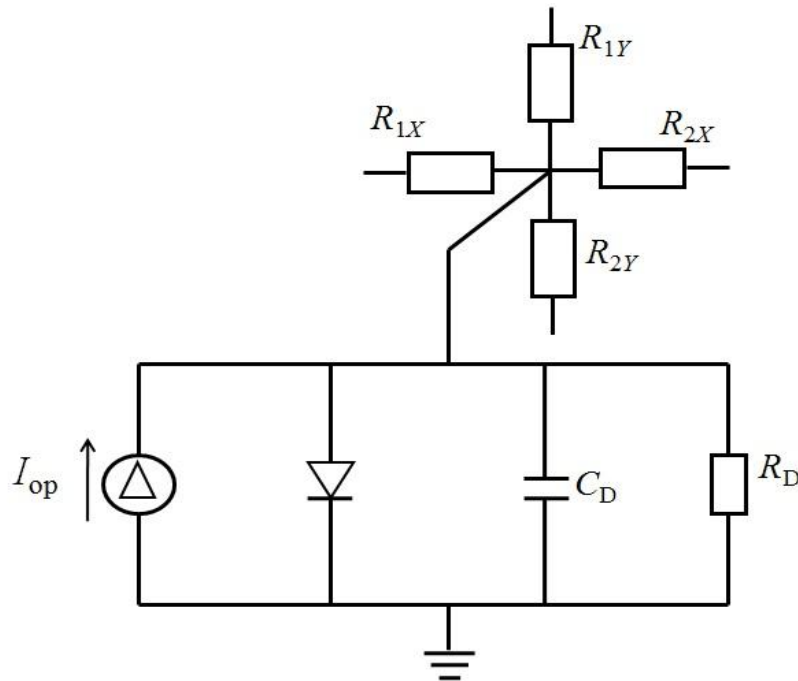
այդ հեռավորությամբ, ապա համակարգի կենտրոնից լուսավորող կետի փոքր շեղումների համար, օրինակ A կոնտակտով հոսանքի համար կարող ենք գրել ($x_0, y_0 \ll L/2$)

$$I_A \sim \frac{1}{R_A} \sim \frac{1}{l_A} \approx \frac{\sqrt{2}}{L \left(1 + \frac{x_0 - y_0}{L}\right)}$$

Նմանատիպ արտահայտություններ կարելի է գրել նաև մյուս կոնտակտների համար: Չեջտույն ամբ կարելի է ցույց տալ, որ

$$\frac{(I_B + I_C) - (I_A + I_D)}{(I_B + I_C) + (I_A + I_D)} = \frac{R_A R_D (R_B + R_C) - R_B R_C (R_A + R_D)}{R_A R_D (R_B + R_C) + R_B R_C (R_A + R_D)} \approx \frac{x_0}{L} \frac{(I_A + I_B) - (I_D + I_C)}{(I_A + I_B) + (I_D + I_C)} \approx \frac{y_0}{L}$$

Այսպիսով, որոշելով բոլոր չորս կոնտակտներով անցնող հոսանքների մեծությունները կարելի է միարժեքորեն որոշել, թե կառուցվածքի մակերևույթի կետի ինչպիսի (x, y) կոորդինատներով է ընկել լուսային ազդանշանը: Համարելով, որ կիսահաղորդչային կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչի ելքային հոսանքները գծային կախված են ընկնող լույսի կոորդինատներից կարելի է պատկերել այդ կառուցվածքի համարժեք էլեկտրական սխեման (նկ. 46):



Նկ. 46. Երկչափ կոորդինատագրայուն ֆոտոընդունիչի համարժեք էլեկտրական սխեման:

Կոորդինատագրայ ուն Φ ոտոընդունիչի համարժեք սխեման բաղկացած է հոսանքի գեներատորից, իդեալական դիոդից, ունկոնթյունից և մակաբուժային R_D դիմադրությունից: Կոորդինատագրայ ուն Φ ոտոընդունիչի վերին շերտի դիմադրությունը ներկայացվում է չորս դիմադրությունների միջոցով, որոնց միջև բաժանվում է ընդհանուր Φ ոտոհոսանքը: Մեր մոտայդ դիմադրությունները լուսավորման կետի և համապատասխան կոնտակտի միջև տարածությունում CdTe-ի շերտի դիմադրություններն են:

Կոորդինատագրայ ուն Φ ոտոընդունիչի կոորդինատի սխալանք (r) է կոչվում այն մեծությունը, որը ցույց է տալիս թե որքանով են իրարից շեղված կառուցվածքի երկրաչափական կենտրոնն ու հոսանքների միջոցով չափված կենտրոնը: $r=r_0-r_A$, որտեղ r_A -ն կառուցվածքի երկրաչափական կենտրոնն է, իսկ r_0 -ն՝ հոսանքների միջոցով չափված կենտրոնը [117]:

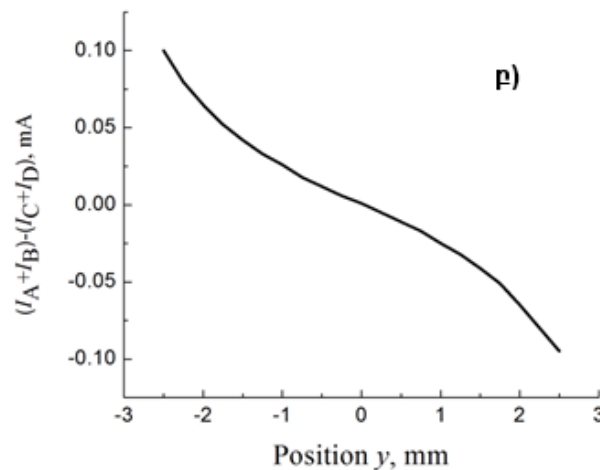
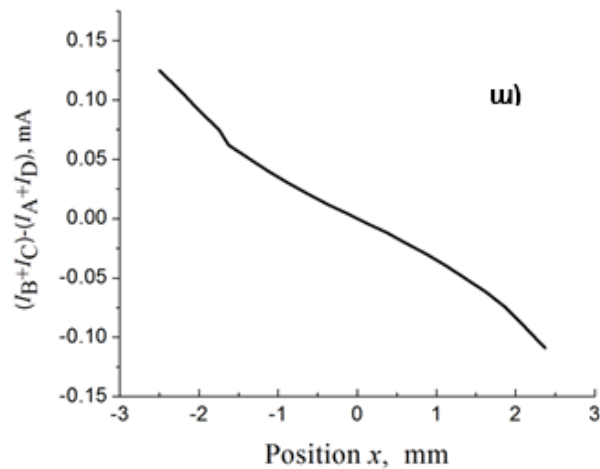
Կոորդինատագրայ ուն Φ ոտոընդունիչի լուծողականություն է կոչվում շեղման այն նվազագույն չափը, որը կարող է գրանցել ընդունիչը: Չասկանալի է, որ եթե ընկնող լույսի կոորդինատի փոփոխությունից առաջացող հոսանքի փոփոխությունը որևէ կոնտակտով լինի ավելի փոքր քան Φ ոտոընդունիչի աղմկային հոսանքի միջին քառակուսային արժեքը, ապա կոորդինատի փոփոխությունը հնարավոր չի լինի գրանցել: Ուստի, կոորդինատագրայ ուն Φ ոտոընդունիչի լուծողականությունը կարելի է որոշել հետևյալ առնչությամբ՝

$$\Delta x = \frac{L I_n}{2 I_t},$$

որտեղ I_n -ը աղմկային հոսանքի միջին քառակուսային արժեքն է, իսկ I_t -ն՝ բոլոր կոնտակտներով գումարային հոսանքը: Չասկանալի է, որ եթե կառուցվածքի վրա ընկնող լույսի հզորությունը լինի հավասար աղմուկին համարժեք հզորությանը, ապա կոորդինատագրայ ուն Φ ոտոընդունիչի լուծողականությունը կլինի հավասար Φ ոտոընդունիչի երկրաչափական չափերին և այդ համակարգը չի կարող աշխատել որպես կոորդինատագրայ ուն Φ ոտոընդունիչ: Դրա համար,

որպեսզի համակարգը աշխատի որպես կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչ անհրաժեշտ է, որ ընկնող լույսի հզորությունը լինի բավականին մեծ և շատ անգամ մեծ ֆոտոընդունիչի ադմուկին համարժեք հզորությունից:

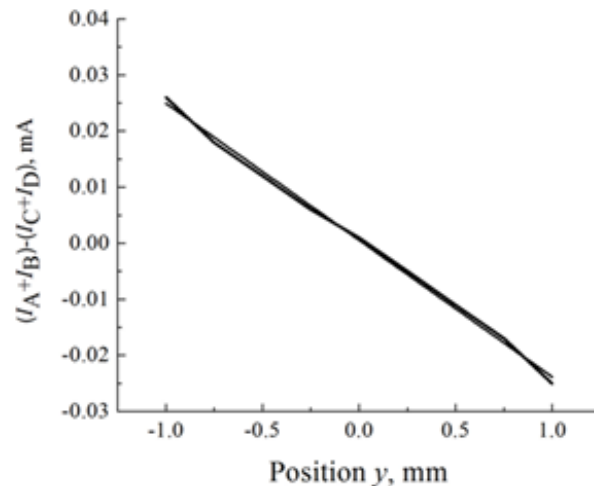
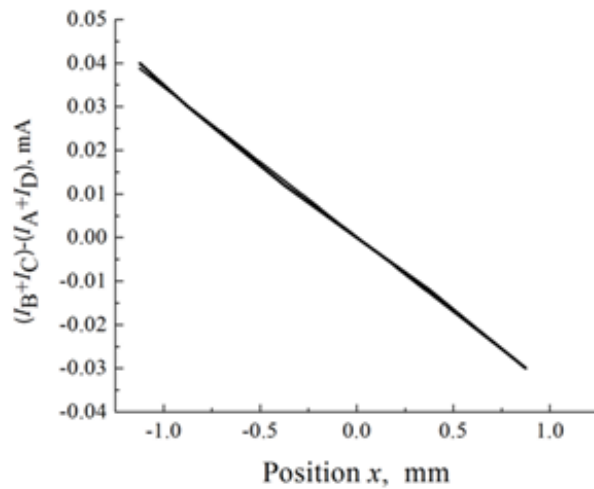
Աշխատանքի ընթացքում չափված երկչափ կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչի հոսանքների կախվածություններն ընկնող լույսի կոորդինատներից բերված է նկ. 47-ում: Բերված են երկու ուղղություններով գումարային հոսանքների տարբերությունները (α), երբ լույսը տեղադրվում է x ուղղությունով, իսկ $y = 0$, և (β) երբ



լույսի փունջը շարժվում է y ուղղությամբ, իսկ $x = 0$:

Ինչպես երևում է նկարից ընդհանուր առմամբ հոսանքների կախվածությունը կոորդինատներից մեծ շեղումների դեպքում գծային չէ: Սակայն բազմապիսի կիրառությունների ժամանակ, երբ կոորդինատագրայուն ընդունիչը ծառայում է որպես հետևող համակարգ, նպատակային է լուսային փնջի պահելը կառուցվածքի կենտրոնում: Երբ լուսային ազդանշանը շեղվում է կառուցվածքի կենտրոնից, այն հետադարձ կապի շնորհիվ պտտվում է այնքան, որ լուսային փունջը հայտնվի կառուցվածքի կենտրոնում, որտեղ x և y առանցքներով ֆոտոհոսանքների տարբերությունը զրո է: Կարևոր է, որ ազդանշանը նաև նշանափոխ է, ինչը նշանակում է, որ հնարավոր է որոշել x, y առանցքներով շեղումը դրական է, թե բացասական:

Այս տեսակետից բավարար կարելի է համարել այն հանգամանքը, որ հոսանքների կախումը կոորդինատներից գծային է կառուցվածքի



Կենտրոնական տեղամասում:

Նկ. 48-ում բերված են հոսանքների կախվածությունները կոորդինատներից Φ ոտոընդունիչի կենտրոնական շմ * շմ տեղամասում գծային մոտարկումներով:

Ինչպես երևում է նկ. 48-ից կառուցվածքի կենտրոնական մասում շմ*շմ մակերեսով կենտրոնի շրջակայքում հոսանքի կախվածությունը կոորդինատներից կարելի է մոտարկել գծային օրենքով: Դ մեծությունը ցույց է տալիս լույսի փնջի միավոր շեղման ժամանակ հոսանքի փոփոխությունը՝ $\Gamma = \Delta I / \Delta x$ և կարելի է անվանել կոորդինատային զգայունություն: Վերոհիշյալ Φ ոտոընդունիչի համար, ընտրված լուսավորման պայմաններում, կոորդինատային զգայունության միջին արժեքի համար ստացվում է $\Gamma = 30$ նԱ/մկմ: Նկատենք, որ այս պարամետրով մեր ընդունիչը չի զիջում արտասահմանյան նմանակներին՝ պատրաստված InSb p-n հոմոանցման վրա [118]:

Նկ. 48. Երկչափ կոորդինատազգայուն Φ ոտոընդունի հոսանքների կախումը կոորդինատներից Φ ոտոընդունիչի կենտրոնական

Եզրակացություն

Աշխատանքի նպատակն է եղել (p)InSb-(n)CdTe իդեալական անիզոտիպ հետերոանցման հիման վրա ստեղծել միջին ինֆրակարմիր տիրույթի կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչներ և հետազոտել դրանց բոլոր բնութագրերը, ինչը ներառել է հետևյալ խնդիրները.

1. CdTe-ի թիրախից ԼԻՓ մեթոդով CdTe-ի բարակ թաղանթների ստացման տեխնոլոգիական ռեժիմների մշակում և հետազոտում:
2. ԼԻՓ եղանակով (n)CdTe-(p)InSb հետերոկառուցվածքի հիման վրա երկչափ կոորդինատագայուն կառուցվածքի պատրաստում:
3. Նշված ֆոտոընդունիչների էլեկտրաֆիզիկական և օպտիկական հատկությունների հետազոտում, կոնտակտների համամասնության ապահովում:
4. Ստեղծված ֆոտոընդունիչի էլքային ազդանշանների՝ կետային ընկնող լույսի կոորդինատից կախվածությունների ուսումնասիրում, էլքային ֆոտոարձագանքների՝ ընկնող լույսի կոորդինատից գծային կախվածությունների ապահովում կառուցվածքի որոշակի մակերեսի վրա:

Իմպուլսալ ազերային փոշեցրման մեթոդով, InSb-ի հատուկ մշակված, (111) բյուրեղագիտական ուղղվածությամբ տակդիրի վրա CdTe-ի բարակ թաղանթի նստեցմամբ ստացվել են հետերոանցումներ, որոնց հիման վրա պատրաստվել են ինչպես առանձին ֆոտոընդունիչներ, այնպես էլ երկչափ կոորդինատագայուն ֆոտոընդունիչներ:

Նշված կառուցվածքների էլեկտրաֆիզիկական և օպտիկական հատկությունների ուսումնասիրության ընթացքում ստացվել են հետևյալ հիմնական արդյունքները՝

1. CdTe-ի թաղանթների աճեցման համար օգտագործված իմպուլսալ ազերային փոշեցրման տեխնոլոգիան թույլ է տալիս ոչ լայն տիրույթում ապահովել ստեխիոմետրիկ համապատասխանություն

թիրախի հետ, ինչը պարզվել է ռենտգենյան էներգիադիսպերսիոն հետազոտության ներքին արդյունքում:

2. Յեռերոկառուցվածքի վոլտ-Ֆարադային հատկությունների հետազոտման ժամանակ հաստատվել է, որ C^{-2} -ը և արումից կախված փոփոխվում է գծային օրենքով, ինչը ցույց է տալիս, որ InSb-ի CdTe-ի միջև ձևավորվել է կտրուկ հեռերոանցում և բաղադրիչների փոխադարձ դիֆուզիան բացակայում է:
3. Յեռերոկառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագծերը և ավագույնս մոտարկվում են քառակուսային օրենքով, ինչը ցույց է տալիս, որ տեղի ունի հոսանքի սահմանափակում ծավալային և իցքով:
4. Նշված հեռերոկառուցվածքային ֆոտոընդունիչի զգայունությունն ըստ ևարման կազմում է մոտ 1000Վ/Վտ, ֆոտոարձագանքի ժամանակը փոքր է 15նվ-ից, իսկ տեսակարար հայտնաբերողունակությունը կազմում է մոտ $D_{\lambda}^* = 1.8 \times 10^{11}$ սմ²Յ^{1/2}տ⁻¹ ,
 $\lambda = 4.8$ մկմ ալիքի երկարության և 2000Յ մոդուլյացիայի հաճախության դեպքում:
5. (n)CdTe-(p)InSb հեռերոկառուցվածքի հիման վրաստեղծվել է երկչափ կոորդինատազգայուն ֆոտոընդունիչ, որը կառուցվածքի 2x2մմ կենտրոնական տիրույթում ցուցաբերում է հոսանքների գծային կախվածությունն ընկնող և ույսի կոորդինատից:

Գրականություն

1. **A. Rogalski**, Infrared Detectors: status and trends, *Progress in Quantum electronics* **27**, 59-210, 2003.
2. **E.S. Barr**, " I. Sir W. Herschel", *Indfrare Phys* **1**, 1-4, 1961.
3. **R.D. Hudson, J.W. Hudson**, *Infrared Detectors*, Dowden, Hutchinsen & Ross, Stroudsbury, 1975.
4. **E.S. Barr**, "Historical survey of the early development of the infrared spectral region", *Amer. J. Phys.* **28**, 42-54, 1960.
5. **E.S. Barr**, "The infrared pioneers-Macedonio Melloni", *Infrared Phys.* **2**, 67-73, 1962.
6. **D.J. Lovell**, " The development of lead salt detectors", *Amer. J. Phys.* **37**, 467-478, 1969.
7. **R.J. Cushman**, "Film-type infrared photoconductors", *Proc, IRE* **47**, 1471-1475, 1969.
8. **E. Burstein, G pines, N. Solar**, " Optical and photocunductive properties of silicon and germanium", *Photoconductivity Conference at Atlantic City*, 353-413 Wiley, New York, 1956.
9. **W.D. Lawson, S. Nielson, E.H. Putley, A.S. Young**, "Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe", *J. Phys. Chem. Solids* **9**, pp. 325-329, 1959.
10. **I.Melngailis and T.C. Herman**, Single-crystal lead-tin chalcogenides, *Semiconductors and Semimetals*, vol. **5**, pp. 111-174, edited by R.K. Willardson and A.C. Beer, Academic Press, New York, 1970.
11. **T.C. Herman, I. Melngailis**, Narrow gap semiconductors, *Applied Solid State Science*, Vol. **4**, pp.1-94, edited by P. Wolfie, Academic Press, New York, 1978.
12. **B.F. Levine, C.G. Betha, K.G. Glogovsky, J.W. Stay, R.E. Leibeguth**, Long-wavelength 128×128 GaAs quantum well infrared photodetector arrays, *Semicond. Sci. Technol.* Vol. **6**, pp. 114-119, 1991.
13. **J.T. Longo, D.T. Cheung, A.M. Andrews, C.C. Wang, J.M. Tracy**, Infrared focal planes in intrinsic semiconductors, *IEEE Trans. Electr. Dev.* **ED-25**, 213-232, 1978.

14. **R.E. Flannery, J.E. Miller**, Status of uncooled thermal imagers, *Proc. SPIE* **1689**, 379-395, 1992.
15. **N. Butler, S. Iwasa**, Solid state pyroelectric imager, *Proc. SPIE* **1685**, 146-154, 1992.
16. **R.A. Wood, N.A. Foss**, Micromachined bolometer arrays achieve low-cost imaging, *Laser Focus World*, 101-106, 1993
17. **E.H. Putley**, Thermal detectors, in *Optical and Infrared Detectors*, pp. 71-100, edited by R.J. Keyes, Springer, Berlin, 1977.
18. **E.L. Dereniak, D.G. Crowe**, *Optical Radiation Detectors*, Wiley, New York, 1984.
19. **J. Piotrowski**, Breakthrough in infrared technology-The micromachined thermal detector arrays, *Opto-Electronics Review* **3**, 3-8, 1995.
20. **A. Smith, F.E. Jones, R.P. Chasmar**, *The Detection and Measurement of Infrared Radiation*, Clarendon, Oxford, 1968.
21. **K.C. Liddiard**, Thin-film resistance bolometer IR detectors, *Infrared Phys.* **24**, 57-64, 1984.
22. **S.B. Lang**, *Ferroelectrics* **7**, 231-234, 1974.
23. **A. Rose**, *Concepts in Photoconductivity and Allied Problems*, Interscience, New York, 1963.
24. **R.A. Smith**, *Semiconductors*, Cambridge University Press, Bellingham, 1995.
25. **A. Rogalski, J. Rutkowski**, Effect of structure on the quantum efficiency and R_0A product of lead-tin chalcogenide photodiodes, *Infrared Phys.* **22**, 199-208, 1982.
26. **R.W. Dutton, R.J. Whittier**, Forward current-voltage and switching characteristics of p^+n-n^+ (epitaxial) diodes, *IEEE Trans. Electr. Dev.* **ED-16**, 458-467, 1969.
27. **H.J. Hovel**, *Semiconductors and Semimetals*, Vol. **11**, edited by R.K. Willardson and A.C. Berr, Academic Press, New York, 1975.
28. **F. Van De Wiele**, Quantum efficiency of photodiode, in *Solid State Imaging*, 41-76, edited by P.G. Jespers, F. an De Wiele and M.H. White, Noordhoff, Leyden, 1976.
29. **D. Long**, Photovoltaic photoconductive infrared detectors, *Optical and Infrared Detectors*, 101-147, 1977.
30. **A. Rogalski**, *Electrocomponents Science monographs*, Vol. **10**, Military University of Technology, Warsaw, 2000.
31. **H.K. Henish**, *Rectifying Semiconductor Contacts*, Clarendon Press, Oxford, 1957.
32. **M.M. Atalla**, in *Proc. Microelectronics Symp.*, **123**, Oldenberg, Munich, 1966.

33. **F.A. Padovani**, The voltage-current characteristics of metal-semiconductor contacts, in *Semiconductors and Semimetals*, Vol. **7A**, 75-146, edited by R.K. Willardson and A.C. Berr, Academic Press, New York, 1971.
34. **A.G. Milnes, D.L. Feucht**, *Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions*, Academic Press, New York, 1972.
35. **V.L. Rideout**, A review of the theory, technology and applications of metal-semiconductor rectifiers, *Thin Solid Films* **48**, 261-291, 1978.
36. **E.H. Rhoderick**, *Metal-Semiconductor Contacts*, Clarendon Press, Oxford, 1978.
37. **E.R. Rhoderick**, Metal-Semiconductor Contacts, *IEE Proc.* **129**, 1-14, 1982.
38. **S.C. Gupta, H. Preier**, Schottky barrier photodiodes, in *Metal-Semiconductor Schottky Barrier and Their Applications*, 191-218, edited by B.L. Sharma, Plenum, New York, 1984.
39. **W. Monch**, On the physics of metal-semiconductor interfaces, *Rep. Prog. Phys.* **53**, 221-278, 1990.
40. **A.M. Cowley, S.M. Sze**, Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems, *J. Appl. Phys.* **36**, 3212-3220, 1965.
41. **W. Schottky, E. Spenke**, *Wiss. Veroff. Siemens-Werkrn.* **18**, 225, 1939.
42. **E. Spenke**, *Electronic semiconductors*, McGraw-Hill, New York, 1958.
43. **H.A. Bethe**, Theory of the boundary layer of crystal rectifiers, *MIT Radiation Laboratory Report*, 12-43, 1942.
44. **D.F. Barde**, Imaging devices using the charge-coupled concept, *Proc. IEEE* **63**, 38-67, 1975.
45. **W.D. Baker**, Intrinsic focal plane arrays, in *Charge-Coupled Devices*, 25-56, edited by D.F. Barde, Springer, Berlin, 1980.
46. **S.M. Sze**, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, 1981.
47. **B.F. Levine**, Quantum-well infrared photodetectors, *J. Appl. Phys.* **74**, 1-81, 1993.
48. **M.O. Manasreh**, *Semiconductor Quantum Wells and Superlattices for Long-Wavelength Infrared Detectors*, Artech House, Norwood, 1993.
49. **F.F. Sizov, A. Rogalski**, Semiconductor superlattices and quantum wells for infrared optoelectronics, *Prog. Quant. Electr.* **17**, 93-164, 1993.
50. **F.F. Sizov**, Semiconductor superlattice and quantum well detectors, *Infrared Photon Detectors*, SPIE Optical Engineering Press, 561-623, 1995.

51. **S.D. Gunapala, K.M. Bandara**, Recent development in quantum well infrared photodetectors, *Thin Films*, Vol. **21**, 113-237, Academic Press, New York, 1995.
52. **L.O. Budulac, A.M. Andrrews, E.R. Gertner, D.T. Cheung**, Backside illuminated InAsSb/GaSb broadband detectors, *Appl. Phys. Lett.* **36**, 734, 1980.
53. **W.E. Tennant, C.A. Cockrum, G.B. Gillpin, M.A. Kinch, M.B. Reine, R.P. Ruth**, Key issues in HgCdTe-based focal plane arrays: an industry perspective, *Journal of Vacuum Science and technology* **B10**, 1359-1369, 1992.
54. **L.J. Kozlowski, K. Vural, j.M. Arias, W.E. Tennant, R.E. DeWames**, Performance of HgCdTe, InGaAs and quantum well GaAs/AlGaAs staring infrared focal plane arrays, *Proceedings of SPIE* **3182**, 201-207, 1997.
55. **S.R. Kurtz, L.R. Dawson, T.E. Zipperian, R.D. Whaley**, High detectivity ($>1 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$), InAsSbP strained-layer superlattice, photovoltaic infrared detector, *IEEE Electron Device Letters* **11**, 54-56, 1990.
56. **L.R. Dawson**, Applications of narrow gap strained layer superlattices, *International Conference on Narrow Gap Semiconductors*, University of Southampton, 1992.
57. **L.W. Nrchols** et al., Military applications of infrared techniques, *Proc. Inst. Radio Engrs.* **47**, 1911, 1959.
58. **L.H. Dulberger**, Advanced strategic bombers, *Space/Aeronautics* **45**, 62, 1966.
59. **E.A. Underhill**, German applications of infrared in World War II, *Proc. Natl. electronics Conf.* **3**, 284, 1947.
60. **V. krizek, V. Vand**, The development of infrared technique in Germany, *Electronic Eng.* **18**, 316, 1946.
61. **F.E. Jones**, Infrared-its problems and possibilities, *British Communication and Electronics* **4**, 36, 1957.
62. **R. Lusar**, German secret weapons of Second World War, New York, 1963.
63. **Б.Н. Формозов**, Аэрокосмические фотоприемники видимого и инфракрасного диапазонов, Учебное пособие, 2-е изд., БГТУ "Воентех" СПб, 2004.
64. **J.D. Hardy**, The Radiation of Heat from the Human Body, I. An Instrument for Measuring the Radiation and Surface Temperature of the Skin, *J. Clin. Invest.*, **13** 593, 1934.
65. **E. Hendler, J.D. Hardy**, Infrared and Microwave effects on skin heating and temperature sensation, *IRE Trans. Medical Diagnosis, Electronics*, **30**, 155, 1957.

66. **K.F. Williams, F.L. Williams, R.S. Handley**, Infrared radiation thermometry in Clinical practice, *Lancet*, **1**, 958, 1961.
67. **K.F. Williams, F.L. Williams, R.S. Handley**, Infrared thermometry in the diagnosis of breast disease, *Lancet*, **2**, 1378, 1961.
68. **В.П. Вейко**, Лазерная обработка пленочных элементов, Л., Машиностроение, 1986.
69. **I.W. Boyd**. Laser Processing of Thin Films and Microstructures. *Springer Ser. Mat.Sci., Vol.3*, Springer, Berlin, Heidelberg, 1987.
70. Лазеры в технологии. Под ред. М.Ф. Стельмаха. М.: Энергия, 1975.
71. **В.П. Вейко**. Лазерная технология формирования рефракционных оптических элементов. *Известия РАН. Сер. физ.*, **6**, 169, 1992.
72. **S. Tohno, M. Itoh, S. Aono, H. Takano**. Production of Contact-Free Nanoparticles by Aerosol Process: Dependence of Particle Size on Gas Pressure, *Journ. Colloid Interface Sci.*, **180**, 574, 1996.
73. **Л.А. Матевосян, К.Е. Авджян, С.Г. Петросян, А.В. Маргарян**, Фотоэлектрические свойства гетероперехода $(p)\text{InSb}-(n)\text{CdTe}$, *Успехи прикладной физики*, №4, том 2, стр. 403-406, 2014.
74. **Ю.А. Битюрин, С.В. Гапонов** и др. Вакуумное лазерное напыление и эпитаксия, *Электронная промышленность*, **5-6**, 101-102, 110, 1981.
75. **D.V. Chrisey and G.K. Hubler**, *Pulsed Laser Deposition of Thin Films*, Wiley, New York, 1994.
76. **S.S. Mao**, The Physics of Laser Ablation in Microchemical, *Analytical Chemistry* **71**, 2002.
77. **Ю.А. Быковский** и др., Масс-спектрометрическое исследование лазерной плазмы, *ЖЭТФ*, **60**(4), 1306, 1971.
78. **Ю.А. Быковский** и др., О формировании энергетического спектра ионов лазерной плазмы, *Письма в ЖЭТФ*, **15**(6), 308, 1972.
79. **С.В. Гапонов** и др., Вакуумное напыление с помощью импульсных лазеров, *Электронная промышленность*, **1**(49), 10, 1976.
80. **Ю.А. Быковский** и др., Ориентированная кристаллизация тонких пленок, полученных с помощью лазера, *Письма в ЖЭТФ*, **20**(5), 304, 1974.

81. **К.Э. Авджян, А.Г. Алексанян** и др., Квантовые размерные эффекты в периодической структуре InSb-GaAs и в пленках $GaxIn_{1-x}AsySb_{1-y}$, полученных лазерным напылением, *Квантовая Электроника*, 11(6), 1264, 1984.
82. **К.Э. Авджян, А.Г. Алексанян, Р.К. Казарян, Л.А. Матевосян**, Исследование характера роста лазерно-напыленных пленок InSb на диэлектрических подложках, *Электронная промышленность*, 1, 25, 1987.
83. **К.Э. Авджян, А.Г. Алексанян, Р.К. Казарян**, Фотоэлектрические свойства изотипных n-n гетероструктур, полученных методом лазерно-импульсного осаждения, Всесоюзная научная конференция “*Фотоэлектрические явления в полупроводниках*” Ташкент, 24-26 октября 1989 г., (Ташкент, Узб. ССР, 1989), стр. 121-123.
84. **A.G. Alexanian, K.E. Avjyan** et al., Photoelectric properties of nInSb-nGaAs thin films heterojunctions and $InAs_{1-x}Sb_x$ thin layers obtained by laser-pulse depositions method, *Int. Conf. of MM and subMM Waves and Applications*, San-Diego, California 1994, Digest, 2250, pp.469-470.
85. **А.Г. Алексанян, К.Э. Авджян, Р.К. Казарян, Л.А. Матевосян**, Физические свойства изотипных nInSb-nGaAs гетеропереходов с резкой и плавной границей перехода, *Известия НАН Армении, Физика*, **32(2)**, 100, 1997.
86. **К.Э. Авджян, А.С. Еремян, Л.А. Матевосян**, Вольт-амперные и вольт-емкостные характеристики гетеропереходов nGaAs-nInSb, полученных методом лазерно-импульсного осаждения, Материалы третьей национальной конференции “*Полупроводниковая микроэлектроника*”, Севан, 10-12 сентября 2001 г., (ЕГУ, Ереван, 2001), стр. 225-229.
87. **К.Э. Avjyan**, I-V and C-V characteristics of nInSb-nGaAs heterojunctions obtained by laser pulsed deposition technique, in: *Progress in Semiconductor Materials for Optoelectronic Applications*, Eds. E.D. Jones, M.O. Manasreh, K.D. Choquette, and D. Friedman, (Proceedings of MRS 692), paper H9.25.
88. **А.Г. Алексанян, К.Э. Авджян, Н.С. Арамян, А.С. Еремян, А. Нерсисян Г.В. Плужян А.М. Хачатрян, О.Н. Аветисян**, О механизме формирования пленок InSb, полученных методом лазерно-импульсного осаждения, *Наноконпози́ты: исследования, производство и применение*, Под ред. А.А. Берлина, И.Г. Ассовского, (Москва, 2004), стр. 64-67.

89. **К.Э. Авджян, А.Г. Алексанян, Р.К. Казарян**, О некоторых свойствах изотипных n-n гетеропереходов InSb-GaAs, полученных методом лазерно-импульсной эпитаксии, / *Всесоюзная конференция по физическим основам твердотельной электроники*, Ленинград, 25-29 сентября 1989 г., (Ленинград, 1989), стр.160-161.
90. **К.Э. Авджян, О.О. Акопян, А.Г. Алексанян, Р.К. Казарян, Л.А. Матевосян**, Влияние толщины на параметр решетки тонких пленок антимонида индия, полученных лазерным методом напыления, Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по физике, Бюракан, 4-7 октября 1983 г., (Бюракан, Арм. ССР, 1983), стр. 40.
91. **К.Э. Авджян, А.Г. Алексанян, Р.К. Казарян, Л.А. Матевосян**, Влияние режима напыления на параметр решетки лазерно-напыленных тонких пленок InSb, Тезисы докладов Республиканской научно-технической конференции "Метрология и качество", октябрь 1984 г., (Ереван, Арм. ССР, 1984), стр. 34.
92. **К.Э. Авджян, А.Г. Алексанян, Н.С. Арамян, Р.К. Казарян**, Гетеропереходы GaAs-InSb, полученные лазерной эпитаксией, I Всесоюзная конференция молодых ученых и специалистов. *Перспективные СВЧ-устройства и радиоэлектронные системы*, Дилижан, 19-23 апреля 1988 г., (Дилижан, Арм. ССР, 1988), стр. 103-104.
93. **Xing Dai, Sen Zhang, Zilog Wang, Giorgio Adamo, Hai Liu, Yizhong Huany, Christophe Coetau, Cesare Soci**, GaAs/GaAlAs nanowire photodetector, *Nano Letters*, vol. **14** (5), 2014.
94. **D.K. Sengupta, M.B. Weisman, M.Feng** et al., Growth and characterization of n-type GaAs/AlGaAs quantum well infrared photodetector on GaAs-on-Si substrate, *Journal of electronic materials*, **27** (7), 858-865, 1998.
95. **A.G. Alexanian, N.S. Aramyan, K.E. Avjyan, A.M. Khachatryan, R.P. Grigoryan, and A.S. Yeremyan**, Technology of PLD for photodetector materials, Combinatorial and High-Throughput Discovery and Optimization of Catalysts and Materials, *CRC / Taylor & Francis.*, pp. 447-467, 2006.
96. **A.G. Alexanian, N.S. Aramyan, K.E. Avjyan, A.M. Khachatryan, R.P. Grigoryan, and A.S. Yeremyan.**, PLD-produced thin films A3B5, A2B6, A6B4 and heterostructures based on them for IR detectors, *Measurement Science and Technology*, **16** (1), 167, 2005.
97. **A.G. Milnes and D. L. Feucht**, Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions. Academic Press, New York and London, 1972.

98. **Zahn et al.**, *Appl. Surf. Sci.* **41/42**, 497, 1989.
99. **Van Welzenis et al.**, *Appl. Phys.* **A52**, 19, 1991.
100. **A.V. Margaryan**, The dark current-voltage and capacitance-voltage characteristics of near-infrared sensitive (p)InSb/(n)CdTe heterostructure, *Armenian Journal of Physics*, vol. **9**, issue 1, 1-5, 2016.
101. **J.P. Donnelly, A.G. Milnes**, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-14**, 63, 1967.
102. **A.V. Margaryan, S.G. Petrosyan, L.A. Matevosyan, K.E. Avjyan**, Electrical properties of pulsed laser deposited p-InSb-n-CdTe heterojunction, Proceedings of Tenth International Conference of *Semiconductor Micro-and Nanoelectronics*, 2015, Yerevan, Armenia.
103. **Л.З. Криксунов**, Справочник по основам инфракрасной техники, М., *Сов. Радио*, 1978.
104. <http://www.filmetrics.com/>
105. **А. Амброзьяк**, Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов, Москва, *Сов. Радио*, 1970.
106. **J.J. Davidson**, Average vs. RMS Meters for Measuring Noise, *IRE Trans. Audio*, **AU-9**, 108, 1961.
107. **E. Uiga**, How to Measure Noise with a VTVM, *Electronic Equipment Eng.* **10**, 87, 1962.
108. **H.L. Roberts**, Which AC Voltmeter, *Electronic Design News* **8**, 20, 1963.
109. **H.T. Friis**, Noise Figures of Radio Receivers, *Proc. Inst. Radio Engrs.* **32**, 419, 1944.
110. **Виглеб**, Датчики, Москва, Мир 1989.
111. **А.А. Самарин**, *Электронные компоненты* **7**, 103, 2003.
112. **Н.Т. Гурин, С.Г. Новиков, И.В. Корнеев, А.А. Штанько, В.А. Родионов**, *Датчики и системы* **11**, 54, 2011.
113. **Н.Т. Гурин, С.Г. Новиков, И.В. Корнеев, А.А. Штанько, В.А. Родионов**, *Письма в ЖТФ* **37**, 57, 2011.
114. **В.М. Арутюнян, С.Г. Петросян, В.А. Геворкян, А.С. Хачатурян**, Авторское свидетельство СССР, № 1018559, 1982.
115. **Ж.И. Альферов, В.М. Андреев, Е.А. Портной, И.И. Протасов**, *ФТП* **3**, 1324, 1969.

116. **А.В. Маргарян, С.Г. Петросян, Л.А. Матевосян, К.Е. Авджян,** Двухмерные координатно-чувствительные фотоприемники на основе гетероперехода (p)InSb-(n)CdTe, *Известия НАН Армении, Физика* **51(2)**, 272-281, 2016.
117. **H. Anderson,** Position Sensitive Detectors-Device Technology and Applications in Spectroscopy, Thesis for the degree of Doctor of Technology, Sundsvall, 2008.
118. Characteristics and use of PSD, Hamamatsu technical information.
Available <http://sales.hamamatsu.com/en/support/application-notes.php>