

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼ ՍԱՐԱՆ

ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՖԱԿՈՒԼՏԵՏ

ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ ԿԱՐԵՆ ԱՐԱՅԻ

**Լ ԱՁԵՐՈՎ ՄԱԿԱՃՎԱԾ ՀԻՂՐՈՂԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՇԱՐԺՈՒ ՄԼԵՐ
ՆԱՆՈՄԱՆԻԿՆԵՐՈՎ ՀԱՐՍՏԱՑՎԱԾ ԻՉՈՏՐՈՊԵՎ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ
ՀԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ**

Առե նախստու թյ ու ն

**Ա.04.21 – «Լ ազերայ ին Ֆիզիկա» մասնագիտու թյ ամբ
Ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտու թյ ու ն ների թեկնածու ի
գիտական աստիճանի համար**

**ԳԻՏԱԿԱՆ ՂԵԿԱՎԱՐ՝
Ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտու թյ ու ն ների դոկտոր
պրոֆ. Ռ. Բ. Ալ ալերդյ ան**

Երևան – 2019

Բովանդակություն

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ.....	4
ԳԼՈՒԽ 1. ՀԻՂՐՈՂԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՇԱՐԺՈՒՄՆԵՐ ԻՉՈՏՐՈՊ ԵՎ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ՀԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ (ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ)	12
1.2. Հեղուկ բյուրեղների դասակարգումն ու դրանց հիմնական կողմնորոշման տեսակները	14
1.3. Հեղուկ բյուրեղների հիմնական օպտիկական առանձնահատկությունները	20
1.4. Հիդրոդինամիկական շարժումները հեղուկներում և դրանց դասակարգումը	22
1.5. Հիդրոդինամիկական շարժումները նանոմասնիկներով հարստացված հեղուկներում և հեղուկ բյուրեղներում	28
1.6. Առաջին գլխի ամփոփումը	32
ԳԼՈՒԽ 2. ՈՒՂԻՂ ԾԱՎԱԼ ԱՅԻՆ ԸՆԴԱՐՁԱԿՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻՉՄՈՎ, ԼԱՉԵՐՈՎ ՄԱԿԱԾՎԱԾ ՀԻՂՐՈՂԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՇԱՐԺՈՒՄՆԵՐԻ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՀԵՏԱՉՈՏՈՒՄԸ ՀԻՔՐԻԴ ԿՈՂՄՆՈՐՈՇՎԱԾ ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ 34	
2.1. Ներածություն	34
2.2. Հեղուկ բյուրեղներում ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով լազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների հետազոտման փորձարարական սարքի նկարագրությունը	37
2.3. Ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով լազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների փորձարարական ուսումնասիրումը հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում	43
2.4. Հիդրոդինամիկական հոսքերի ազդեցությունը հիբրիդ կողմնորոշմամբ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի օպտիկական հատկություններին վրա.....	54
2.5. Ղեկավարվող ճնշումների տարբերությամբ մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների փորձարարական ուսումնասիրումը հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում	66
2.6. Երկրորդ գլխի ամփոփումը	75
ԳԼՈՒԽ 3. ԼԱՉԵՐՈՎ ՄԱԿԱԾՎԱԾ ԿՈՆՎԵԿՑԻԱՅԻ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՀԵՏԱՉՈՏՈՒՄԸ ԲԱՑ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹՈՎ ԻՉՈՏՐՈՊ ԵՎ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ՆԱՆՈՅԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ	78
3.1. Ներածություն	78
3.2. Ջերմահաղորդականությունը նանոհեղուկներում	82

3.3. Բաց մակերևույթով հեղուկներում կոնվեկցիայի ուսու մնասիրման փորձարարական սարքի նկարագրությունը	83
3.4. Մարանգոնիի լուսամկածված կոնվեկցիայի փորձարարական ուսու մնասիրումը նանոմասնիկներով հարստացված իզոտրոպ հեղուկներում	87
3.4. Մարանգոնիի լուսամկածված կոնվեկցիայի փորձարարական ուսու մնասիրումը նանոմասնիկներով հարստացված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում	92
3.5. Երրորդ գլխի ամփոփումը	99
ԱՄՓՈՓՈՒՄ	100
ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿԸ	103
ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐԻ ՑԱՆԿԸ	115

ՆԵՐԱՆՈՒ ԹՅՈՒՆ

Գաղտնիք չէ, որ արտադրության մեջ գիտական ձեռքբերումների արագ ներդրումն այսօրվա հրամայական պահանջներից է: Դրավառ օրինակներից մեկն է հանդիսանում հենց հեղուկ բյուրեղների (ՅԲ) օպտիկան և ֆոտոնիկան: ՅԲ-ների ֆիզիկայի և, մասնավորաբար օպտիկայի բուռն զարգացումը դարձել է ոչ միայն գիտական ձեռքբերում, այլ մի շարք բնագավառներում հանգեցրել է արտադրական տեխնոլոգիաների «հեղափոխության»:

ՅԲ-ների օպտիկական հետազոտությունները և դրանց հիմքի վրա մշակված նորագույն տեխնոլոգիաները, հատկապես մեծ թափ են ստացել վերջին 20-25 տարիների ընթացքում: Այս բնագավառում հետազոտությունների հաջողություններն ամփոփված են մի շարք ոչ վաղ հրատարակված մենագրություններում (տես, օրինակ [1-11]): Յեղուկ բյուրեղային միջավայրերի կարևորագույն առանձնահատկությունը, որով նրանք տարբերվում են իզոտրոպ հեղուկներից, դրանց մոլեկուլների երկար առանցքների կողմնորոշումային ազատության աստիճանի գոյությունն է: Վերջինս բնութագրում է հեղուկ անիզոտրոպ միջավայրում մոլեկուլների տարածական կարգավորվածությունը: Քանի որ ՅԲ-ում կողմնորոշումային կարգը պայմանավորված է հիմնականում վան-դեր-Վալսյան՝ դիսպերսային ուժերով [12], ուստի թույլ արտաքին ազդեցություններն առաջացնում են կարգավորվածության աստիճանի զգալի փոփոխություններ: Դա, բնականաբար հանգեցնում է ՅԲ-ային փուլի բոլոր ֆիզիկական հատկությունների փոփոխության, որը տալիս է դրանց հատկությունների դյուրին դեկավարման հնարավորություն: Այսօրվա հայտնի է, որ ՅԲ-ներն օժտված են մեծ զգայունությամբ արտաքին այնպիսի դաշտերի նկատմամբ, ինչպիսիք են էլեկտրական, մագնիսական [3], լուսային դաշտերը [4, 8, 9], ջերմային և հիդրոդինամիկական հոսքերը [11, 13], մեխանիկական տատանումները [14] և այլն: Վերն ասվածը կիրառական տեսանկյունից ՅԲ-ները դարձնում է չափազանց հեռանկարային, մասնավորապես՝ էլեկտրոնիկայում [15], ջերմատեխնիկայում, բժշկության մեջ [16], և փորձարարական ֆիզիկայի տարբեր

բնագավառներում՝ ֆոտոնիկայում [17], ոչ գծային օպտիկայում [8, 10], քիմիայում, բիոլոգիայում [16] և այլն:

Վերջին տարիներին լայն թափ է ստացել լազերային ֆիզիկայի և ֆոտոնիկայի բուն զարգացող միևնույն ոլորտը, որը կապված է ֆոտոնային արգելված գոտիով (\$ԱԳ) օժտված միկրոկառուցվածքներում՝ ֆոտոնային բյուրեղներում (\$Բ) և միկրոմեզոստորներում գծային և ոչ գծային օպտիկական երևույթների, ինչպես նաև լազերային ճառագայթման գեներացիայի հետազոտման հետ: Այդպիսի միկրոկառուցվածքներն օժտված են դիէլեկտրական թափանցելիության պարբերական մոդուլյացիայով, որի պարբերությունը տեսանելի լույսի ալիքի երկարության կարգի մեծությունն է: Դրա հետևանքով առաջանում է ալիքային վեկտորների միայնապիսի միջակայք, որով արգելված է լույսի տարածումը [18, 19]: Վերջերս, ցույց է տրվել, որ նման համակարգերն առավել հատաքրքրական են, երբ դրանց կառուցվածքում առկա են արատներ [20], և հատկապես կիրառական տեսակետից, էլավելի հետաքրքրական են, երբ այդ արատներն արտաքին ազդեցություններով ղեկավարվող են [21, 22]: Դժվար է նկատել, որ «պինդ» ՖԲ-ներում բավականին դժվար է, եթե չասենք հաճախանհնար, ստեղծել հեշտ ղեկավարվող արատներ: Այս տեսակետից հետաքրքրական են ՅԲ-ային ՖԲ-ներն ու ֆոտոնային կառուցվածքները, որոնցում հեշտությամբ կարելի է արտաքին դաշտերով մակածել (և, հետևաբար նաև այդ նույն դաշտերով ղեկավարել) տեղայնացված արատներ [23]: Բոլորովին վերջերս ցույց է տրվել, որ նման հնարավորություն կարող են ընձեռել նաև ՅԲ-ային թաղանթներում մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերով ձևավորված արատները [22, 24]:

Մյուս կողմից, ՅԲ-ային բարակ թաղանթներում հիդրոդինամիկական հոսքերով, կանխատեսելի և ղեկավարվող արատների մակածումն ու ուսումնասիրումը, կարող է ծառայել ՅԲ-ային օպտիկական տարրերում դրանց կիրառությունների ընդլայնմանը, ինչպես նաև գոյություն ունեցողների կատարելագործմանը:

Ահա, մասնավորապես, սրանք են այն հիմնական պատճառները, որ այս բնագավառում հետազոտողների հետաքրքրություններին հաղորդում է ինչպես ակադեմիական, այնպես էլ կիրառական ասպեկտներ: Հիմնարար հետաքրքրությունը նրանում է, որ միջավայրի օպտիկական արձագանքը հնարավոր է ղեկավարել՝ օրինակ, կարելի է իրականացնել ֆոտոլյուումինեսցենցիայի կտրվածքի վերահսկելի ուժեղացում, թաղանթն անցած և անդրադարձած լույսի բևեռացման վերահսկելի փոփոխություն և այլն: ՀԲ-ներում մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների ուսումնասիրման կիրառական նշանակությունը կապված է դրանց հիման վրա նոր տիպի ֆոտոնային և օպտոէլեկտրոնային սարքերի ստեղծման և գործողների կատարելագործման հեռանկարի հետ: Նմանատիպ տարրերի մշակումը կարևոր է նաև լույսի միջոցով լույսի ղեկավարման, օպտիկական տեղեկույթի փոխանցման, պահպանման և վերականգնման համար:

Անհրաժեշտ է ուշադրություն դարձնել այն հանգամանքին, որ հիդրոդինամիկական հոսքերը ՀԲ-ներում ունեն մի շարք առանձնահատկություններ, որոնցով դրանք տարբերվում են իզոտրոպիկ հեղուկներում հիդրոդինամիկական հոսքերից [25]:

Նախ, դա պայմանավորված է նրանով, որ բացի հիդրոդինամիկական հոսքեր առաջացնող պատճառներից (ջերմաստիճանի կամ ճնշման գրադիենտներ և այլն), որպես դրանք ղեկավարող միջոց կարող են հանդես գալ նաև արտաքին էլեկտրական, մագնիսական, լուսային և այլ դաջ տերը:

Երկրորդ հանգամանքը, կայանում է նրանում, որ ջերմային կոնվեկցիան նեմատիկ հեղուկ բյուրեղում (ՆՀԲ) բնութագրվում է մեծ թվով նյութական հաստատուններով, ինչը ենթադրում է դիսիպատիվ կառուցվածքների առաջացման բազմաբնույթ սցենարներ: Նշենք, որ ջերմային կոնվեկցիան բնութագրվում է մածուցիկության Լեսլիի հինգ գործակիցներով, առաձգականության Ֆրանկի երեք հաստատուններով, ջերմահաղորդականության երկու գործակիցներով և ջերմային ընդարձակման գործակցով:

Երրորդ կարևոր առանձնահատկությունը, պայմանավորված է ՅԲ-ների մոլեկուլների կողմնորոշման վրա պատերի և հիդրոդինամիկական հոսքերի ազդեցությամբ:

Արտաքին ազդակներով ղեկավարվող մի շարք օպտիկական տարրերի՝ նեղշերտ կառավարվող լուսազտիչների, միկրոռեզոնատորների, բարակ թաղանթային լյուցիդներ և ստրուկտուրային միջավայրերի, լույսի բևեռացման ղեկավարման տարրերի, և այլն, մշակման և ստեղծման համար մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում ոչ միայն ՅԲ-ներն ու ֆոտոնային կառուցվածքները, այլ նաև այն ՅԲ-ները, որոնք պարունակում են տարատեսակ արատներ: Առավել ևս, այն ՅԲ-ները, որոնք պարունակում են արտաքին ազդակներով ղեկավարելի մակածված արատներ: Այս ուղղությամբ փորձարարական հետազոտությունները չափազանց աղքատիկ են, եթե չասենք, որ շատ դեպքերում գրեթե բացակայում են:

Ներկայացվող ատենախոսության **Նպատակն է** հանդիսացել մաքուր և նանոմասնիկներով հարստացված իզոտրոպ և անիզոտրոպ հեղուկներում հիդրոդինամիկական շարժումների լազերային գրգռումը, և դրանց վրա փոքր կոնցենտրացիայով նանոմասնիկների ազդեցության փորձարարական հետազոտումը, լազերով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերի ազդեցությամբ հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղների ուղղորդի վերակողմնորոշման և դրա հետևանքով վերջինիս օպտիկական բնութագրերի վարքի փորձարարական հետազոտումը:

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները հրատարակված են [26-30] աշխատանքներում՝ 3 հոդվածներում և 2 միջազգային գիտաժողովների թեզիսներում:

Աշխատանքի **գիտական նորույթը** որոշվում է առաջին անգամ իրականացված փորձարարական աշխատանքների ներքևում բերված համախմբությամբ:

- Առաջին անգամ լազերային ճառագայթան կլանմամբ պայմանավորված ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով մակածվել է հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի սահուն վերակողմնորոշում, երբ հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է ուղղորդի

ճկման հարթությունը, վերջինիս կորույթի կենտրոնից դեպի դուրս:

- Առաջին անգամ լազերային ճառագայթի կլանմամբ պայմանավորված ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով մակածվել է հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի թռիչքածև վերակողմնորոշում, երբ հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է ուղղորդի ճկման հարթության, վերջինիս կորույթի կենտրոնից դեպի ներս:
- Առաջին անգամ լազերային ճառագայթի կլանմամբ պայմանավորված ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով մակածվել է հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի վերակողմնորոշում, երբ հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է ուղղորդի ճկման հարթության ուղղահայաց:
- Առաջին անգամ ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ միամոդ լազերային փնջով մակածվել և փորձնականորեն ուսումնասիրվել է կանոնավոր հիդրոդինամիկական շարժումներ բաց մակերևույթով նանոմասնիկներով հարստացված իզոտրոպ հեղուկի բարակ շերտում:
- Առաջին անգամ ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ միամոդ լազերային փնջով մակածվել և փորձնականորեն ուսումնասիրվել է կանոնավոր հիդրոդինամիկական շարժումներ բաց մակերևույթով նանոմասնիկներով հարստացված անիզոտրոպ հեղուկի՝ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի բարակ շերտում:

Աշխատանքի արդյունքների կարևորագույն **կիրառական նշանակությունը** կապված է տեղեկույթի արտապատկերման, լույսով դեկավարվող տրանսպարանտների և լազերային ճառագայթման բևեռացման ու ինտենսիվության տարածական բաշխման դեկավարման և փոխակերպման համար նախատեսված բարակ թաղանթային այլ սարքերի հետ: Ստացված արդյունքները կարող են օգտագործվել լույսի միջոցով լույսի դեկավարման բարակ թաղանթային էներգափնայող սարքերի ստեղծման և ուսումնասիրման,

ջերմաստիճանի փոփոխության արագության և ինֆրակարմիր ճառագայթման գերզգայուն տվիչների ստեղծման և կատարելագործման համար, ինչը կարող է օգտագործվել, մասնավորապես, անտառներում, և այլ վտանգավոր օբյեկտներում հրդեհների արագ հայտնաբերման և կանխարգելման տվիչներում:

Սույն ատենախոսությանը **կառուցվածքային** իմաստով բաղկացած է. Ընդհանուր ներածությունից, երեք գլուխներից, ամփոփումից, օգտագործված գրականության ցանկից և համառոտագրությունների ցուցակից:

Ատենախոսության առաջին գլուխում, որն ունի ակնարկային բնույթ, բերված է աշխատանքի բուն թեմային առնչվող, այսօր հայտնի գրականության ամփոփվերլուծությունը և այն հիմնական գաղափարներն ու սահմանումները, որոնք անհրաժեշտ են շարադրանքն առավել ընկալելի դարձնելու համար:

Գլուխ II-ում փորձնականորեն ուսումնասիրվել է հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՐԲ-ական կառուցվածքում ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով առաջացող լուսամակածված հոդրոդինամիկական հոսքերը: Բերված է այդ շարժումների ուսումնասիրման համար մշակված փորձարարական սարքի նկարագրությունը, հիբրիդ կողմնորոշված նմուշի նկարագրությունն ու պատրաստման տեխնոլոգիական նրբությունները: Ցույց է տրվել, որ լազերային ճառագայթման կլանման արդյունքում առաջացող տաքացումը հանգեցնում է ՆՐԲ-ի ծավալի ընդարձակման, որն էլ իր հերթին բերում է ՆՐԲ-ի հիդրոդինամիկական հոսքի հարթ մազանոթի տեսքով ձևավորված բջջում: Հիդրոդինամիկական հոսքը փոխում է ՆՐԲ-ի մոլեկուլների կողմնորոշումը, ինչի արդյունքում փոփոխվում են ՆՐԲ-ական շերտի օպտիկական հատկությունները: Փորձնականորեն գրանցվել է ՆՐԲ-ի տեղային ուղղորդի թեքման անկյան փոփոխությունը, ինչպես նաև ցույց է տրվել, որ հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՐԲ-ն կարելի է համարել որպես «ճկուն ժապավեն»: Փորձնականորեն ուսումնասիրվել է հիբրիդ կողմնորոշված ՆՐԲ-ի ուղղորդի վերակողմնորոշումը, երբ հիդրոդինամիկական հոսքի ուղղությունն ուղղված է «ճկուն ժապավենի» կորությունից

դուրս: Յուլյ ց է տրվել, որ այդ դեպքում դա հանգեցնում է «ճկուն ժապավենի» կորու թյան մեծացման: Փորձնականորեն ուսումնասիրվել է նաև ուղղորդի վերակողմնորոշումը, երբ հիդրոդինամիկական հոսքի ուղղությունն ուղղված է «ճկուն ժապավենի» կորու թյուննից ներս: Յուլյ ց է տրվել, որ այդ դեպքում մեծ արագությունների դեպքում հոսքը հանգեցնում է «ճկուն ժապավենի» կորու թյան «նշանի» թռիչքաձև փոփոխության:

Գլուխ III-ում փորձարարական ճանապարհով ուսումնասիրվել է ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ լուսային փնջի կլանման հետևանքով կանոնավոր կոնվեկցիայի առաջացումը՝ նանոմասնիկներով հարստացված բաց մակերևույթով իզոտրոպ և անիզոտրոպ հեղուկներում: Բերված է բաց մակերևույթով հեղուկներում լուսամակածված հիդրոդինամիկական շարժումների գրգռման և ուսումնասիրման համար անհրաժեշտ փորձարարական սարքի նկարագրությունը: Կոնվեկցիայի առաջացումն, այստեղ պայմանավորված է մակերևութային լարվածության գործակցի ջերմաստիճանային կախվածությամբ: Յուլյ ց է տրվել, որ թե իզոտրոպ, թե անիզոտրոպ հեղուկների դեպքում, նանոմասնիկներն էապես մեծացնում են խառնուրդի ջերմահաղորդականությունը, որը բերում է կոնվեկտիվ շարժումների արագության նվազման: Ուսումնասիրվել է հիդրոդինամիկ շարժումների արագության կախվածությունը լազերային ճառագայթման ինտենսիվությանից և նանոմասնիկների կոնցենտրացիայից:

Ատենախոսության յուրաքանչյուր գլուխունի իր ամփոփումը, որտեղ հակիրճ բերված է տվյալ գլխում արված հիմնական եզրահանգումները:

Ատենախոսությունն ավարտվում է ընդհանուր ամփոփմամբ, օգտագործված գրականության ցանկով և համառոտագրությունների ցուցակով:

Այսպիսով, սույն ատենախոսության շրջանակում պաշտպանության են ներկայացվում հետևյալ **հիմնական դրույթները՝**

1. ՌԲդիդ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով, լազերով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերով հնարավոր է

սահուն փոխել ուղղորդի բաշխումը հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղում և ղեկավարել նրանով անցնող լույսի բևեռացումը:

2. Հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի բաշխումը, լազերով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերով կարելի է թռիչքաձև փոխել, դրանով իսկ թռիչքաձև փոխելով հեղուկ բյուրեղային թաղանթի օպտիկական հատկությունները:
3. Նանոմասնիկներով հարստացված բաց մակերևույթով իզոտրոպ հեղուկներում լազերով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերի արագությանը հնարավոր է կառավարել փոխելով նանոմասնիկների կոնցենտրացիան:
4. Նանոմասնիկներով հարստացված բաց մակերևույթով նեմատիկ հեղուկ բյուրեղում լազերով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերի արագությունը և, հետևաբար, օպտիկական հատկությունները հնարավոր է կառավարել փոխելով նանոմասնիկների կոնցենտրացիան:

ԳԼՈՒԽ 1. ՀԻՂՐՈՂԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՇԱՐԺՈՒՄՆԵՐ ԻՉՈՏՐՈՊԵՎ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ՀԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ

(ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ)

1.1. Ներածություն

Իզոտրոպությունն ու անիզոտրոպությունը երկու կարևոր տերմիններ են, որոնք օգտագործվում են միջավայրի հատկությունները բնութագրելու համար: Միջավայրերի այսպիսի բաժանման հիմքում ընկած է նրանցում ատոմների կամ մոլեկուլների կարգավորվածության առանձնահատկությունները: Ինչպես հայտնի է, իզոտրոպ և անիզոտրոպ հեղուկների հիմնական տարբերությունը կայանում է նրանում, որ իզոտրոպ հեղուկների հատկությունները նույնն են բոլոր ուղղություններով, այն դեպքում երբ անիզոտրոպների համար դրանք տարբեր են տարբեր ուղղություններով:

Բնության մեջ առավել տարածված են իզոտրոպ հեղուկները՝ ինչպիսիք են ջուրը, յուղը, միջարք արլիմերներ, որոնք գտնվում են հավաքված վիճակում և այլն: Սակայն քիչ չեն նաև անիզոտրոպ հեղուկները, որոնք անիզոտրոպ են իրենց բնույթով կամ դառնում են անիզոտրոպ վերամշակման կամ արտաքին ազդեցությունների արդյունքում: Այսօր գիտության մեջ առավել հայտնի անիզոտրոպ հեղուկներից են համարվում հեղուկ բյուրեղները:

ՀԲ-ները հեղուկներ են, որոնցում առկա է մոլեկուլների դասավորության որոշակի կարգ, ինչի արդյունքում էլ որպես հետևանք ՀԲ-ն օժտված է մեխանիկական, մագնիսական, էլեկտրական, օպտիկական և այլ հատկությունների անիզոտրոպությամբ: Այսպիսով կարելի է ասել, որ հեղուկ բյուրեղական վիճակը միջանկյալ վիճակ է իզոտրոպ հեղուկի և պինդ բյուրեղի միջև: Չնայած նրան, որ ՀԲ-ները իրենց մեջ միավորում են պինդ մարմի և իզոտրոպ հեղուկի հատկությունները, այնուամենայնիվ նրանց էլեկտրաօպտիկական, մագնիսաօպտիկական, հիդրոդինամիկական և

այլ շատ հատկություններ բավականին առանձնահատուկ են և հաճախ չունեն իրենց նմանօրինակը բնության մեջ:

ՅԲ-ները հայտնագործվել են 1888թ` ավստրիացի կենսաբան Ռեյնհոլդերի կողմից, որն ստանալով նոր նյութ` խլեպտերիլբենզոատը [1, 2], նկատեց, որ այն կարծես ունի հալման երկու փուլ` երկու ջերմաստիճաններով: Առաջինում նյութը պինդ վիճակից անցնում է պլոտր հեղուկ վիճակի` պահպանելով սակայն միառանցք բյուրեղի օպտիկական հատկությունները, իսկ մյուսում այն անցնում է թափանցիկ իզոտրոպ հեղուկ վիճակի: Յետագա հետազոտությունների արդյունքում նահայտնաբերեց նմանօրինակ հատկություններով օժտված մի շարք այլ միջավայրեր, որոնց նա անվանեց հեղուկ բյուրեղներ:

ՅԲ-ների հայտագործումից հետո մինչև անցած դարի 60-ականների կեսերը ՅԲ-ների հետազոտություններն ունեցել են հիմնարար, շատ դեպքերում ընդգծված տեսական ուղղվածություն: Այդ ընթացքում ստացվել են ՅԲ-ների նոր տեսակներ, կատարվել է դրանց դասակարգում, դուրս են բերվել ներքին էներգիայի անիզոտրոպ բաղադրիչի հավասարումները, լուծվել են մի շարք հիդրոդինամիկական խնդիրներ [31-34]: Սակայն հետագայում, երբ պարզ դարձավ, որ ՅԲ-ական թաղանթները կարելի է օգտագործել որպես ճառագայթման և տեղեկույթի արտապատկերման տվիչներ, դրանց հետազոտությունները բուռն զարգացում ապրեցին:

Այժմ հայտնի են ՅԲ-ների բազմաթիվ տեսակներ, որոնք ըստ ՅԲ-ական փուլին անցնելու ձևերի կարելի է բաժանել երկու խմբի` լիոտրոպ և թերմոտրոպ հեղուկ բյուրեղների: Թերմոտրոպ ՅԲ-ների դեպքում պինդ բյուրեղից ՅԲ-ական փուլ և ՅԲ-ական փուլից իզոտրոպ հեղուկ վիճակի անցումը տեղի է ունենում միջավայրին ջերմաբանակ հաղորդելու, այսինքն տաքացման ճանապարհով: Լիոտրոպ ՅԲ-ների դեպքում այդ անցումները տեղի են ունենում ՅԲ-ի բաղադրատարրերից մեկի կոնցենտրացիայի փոփոխության արդյունքում: Այժմ առավել մեծ կիրառություն ունեն թերմոտրոպ ՅԲ-ները: Յավանաբար դա է հիմնական պատճառը, որ առկա են մեծ թվով աշխատանքներ` նվիրված հենց թերմոտրոպ ՅԲ-ների հատկությունների և առանձնահատկությունների

ուսումնասիրությանը [1, 4, 6, 8, 11, 35-39]: Պայմանավորված այն հանգամանքով, որ սույն ատենախոսության մեջ ներկայացված են հետազոտության ունենրի արդյունքներ, որոնք կատարված են թերմոտրոպ ՅԲ-ների համար, այստեղ կբավարարվենք միայն թերմոտրոպ ՅԲ-ների հիմնական հատկությունների ու առանձնահատկությունների քննարկմամբ:

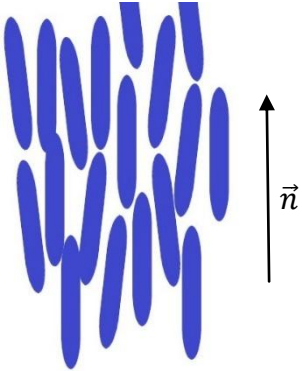
1.2. Հեղուկ բյուրեղների դասակարգումն ու դրանց հիմնական կողմնորոշման տեսակները

Ներկայումս ընդունված է թերմոտրոպ ՅԲ-ները բաժանել երեք խմբի՝ նեմատիկ, խլեոտերիկ և սմեկտիկ՝ չնայած այն հանգամանքին, որ խլեոտերիկ հեղուկ բյուրեղները (ԽՅԲ) կարելի է համարել նեմատիկի տարատեսակ՝ իրենց մոլեկուլային բաշխվածության պատճառով [3, 40]: Ընդունված է նաև համարել սմեկտիկ բոլոր այն ՅԲ-ները, որոնք չեն համարվում նեմատիկ կամ խլեոտերիկ, և նրանք, որոնց կառուցվածքը դեռևս ամբողջական բացահայտված չէ:

Այժմ հայտնի թերմոտրոպ ՅԲ-ները տարբերվում են իրարից իրենց մոլեկուլների ձևով: Հայտնի են մոլեկուլների երկու ձև՝ ձողաձև կամ երկարաձգված և սկավառաձև: Այս աշխատանքում օգտագործվել են երկարաձգված մոլեկուլներով հեղուկ բյուրեղներ, այնպես որ այստեղ կսահմանակվենք միայն վերջիններիս ուսումնասիրությամբ: Մոլեկուլների երկարաձգված կառուցվածքով է պայմանավորված ՅԲ-ների հիմնական՝ մեխանիկական, հիդրոդինամիկական, օպտիկական, էլեկտրական մագնիսական և այլն, առանձնահատկությունները: Մասնավորապես այս կառուցվածքի շնորհիվ է, որ մոլեկուլների մեջ առաջանում է լիցքերի այնպիսի բաշխվածություն, ինչը հանգեցնում է ՅԲ-ներում օպտիկական, դիէլեկտրական, մեխանիկական և այլ անիզոտրոպությունների առաջացմանը [2]: Մոլեկուլների «երկարությունները» տասնյակ անգուտեմների կարգի են (10^{-10} մ), իսկ «հաստությունները»՝ մի քանի անգուտեմի կարգի [1]: Շնորհիվ մոլեկուլների երկարաձգված կառուցվածքի՝

Նրանց միջև գործում են փոխազդեցության ուժեր, ինչի արդյունքում էլ ոչ մեծ տիրույթներում, որոնց չափերը կարող են հասնել հազարավոր անգստրեմների, մոլեկուլները դասավորվում են իրար զուգահեռ: Այդ տիրույթներն ընդունված է անվանել դոմեններ:

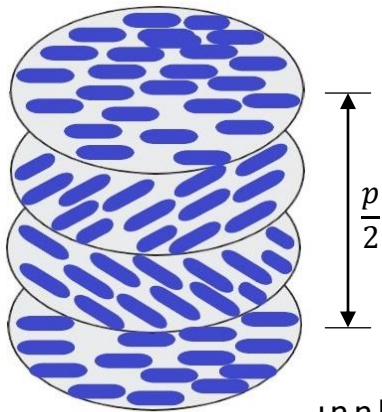
ա Յեղուկ բյուրեղների տեսակները: Նեմատիկ հեղուկ բյուրեղները բնութագրվում են մոլեկուլների հեռավոր կողմնորոշումային կարգավորվածությամբ, սակայն ՆՐԲ-ի մոլեկուլների ծանրության կենտրոնները ազատ կարող են տեղաշարժվել ՅԲ-ի ամբողջ ծավալում (Նկ. 1.1): Դոմենների ներսում մոլեկուլների երկար առանցքները դասավորվում են մի ինչ-որ գերադասելի ուղղությամբ, ընդ որում այդ ուղղությունը կարող է տարբեր լինել ՅԲ-ի ամբողջ ծավալում: Այդ գերադասելի ուղղությամբ ուղղված միավոր վեկտորը (\vec{n}) ընդունված է անվանել ՅԲ-ի ուղղորդ (director): Ծնորհիվ մոլեկուլների երկարավուն կառուցվածքի՝ ՆՐԲ-ն իրենից ներկայացնում է օպտիկապես միառանցք միջավայր, որի բյուրեղագիտական կառուցվածքը սակայն անբևեռ է, այսինքն մոլեկուլների ծայրերն ունեն հավասարահավասան բաշխվածություն: Բացի այդ մոլեկուլները ազատ պտտվում են ինչպես իրենց երկար, այնպես էլ կարճ առանցքների շուրջը: Ի տարբերություն սովորական՝ պինդ բյուրեղների ՆՐԲ-ի ուղղորդի ուղղությունը հեշտությամբ կարելի է կառավարել փոփոխելով ՅԲ-ի վրա ազդող արտաքին պայմանները:



Նկ. 1.1. Նեմատիկ հեղուկ բյուրեղում մոլեկուլների փոխդասավորության գծապատկերը

ԽՐԲ-ները բաղկացած են օպտիկապես ակտիվ մոլեկուլներից, և ՆՐԲ-ներից տարբերվում են նրանով, որ ԽՐԲ-ն ունի շերտավոր

կառուցվածք: Ընդ որում առանձին շերտերում ԽՐԲ-ն նման է ՆՐԲ-ին: Յուրաքանչյուր շերտում մոլեկուլները դասավորված են իրար զուգահեռ որոշակի գերադասելի (ուղղորդի) ուղղությամբ, ընդ որում շերտից շերտ անցնելիս ուղղորդի ուղղությունը փոխվում է և կազմում է որոշակի անկյունն նախորդ շերտում մոլեկուլների ուղղորդի հետ (Նկ, 1.2): Արդյունքում ստացվում է մի կառուցվածք, որում ուղղորդի ծայրակետը տարածության մեջ պտտված է պարույրով, որի պատճառով հաճախասում են ԽՐԲ-ն ունի պարուրած կառուցվածք [6]: Այն հեռավորություններ, որի վրա ուղղորդի ուղղությունը պտտվում է 2π -ով կոչվում խլեստերիկի քայլ: Այն սովորաբար նշանակում են p -ով: Խլեստերիկի p քայլը կախված է հեղուկ բյուրեղի մոլեկուլների առանձնահատկություններից և արտաքին պայմաններից: Ընդհանուր դեպքում, թեև ԽՐԲ-ի կառուցվածքի երկրաչափական պարբերությունը p է, օպտիկական երևույթների տեսակետից ֆիզիկական իմաստ ունի $p/2$ -ը՝ այն նվազագույն հեռավորությունը որից հետո ԽՐԲ-ի օպտիկական հատկությունները կրկնվում են, որը հետևանք է \vec{n} -ի և $-\vec{n}$ -ի օպտիկական տեսակետից համարժեքության:



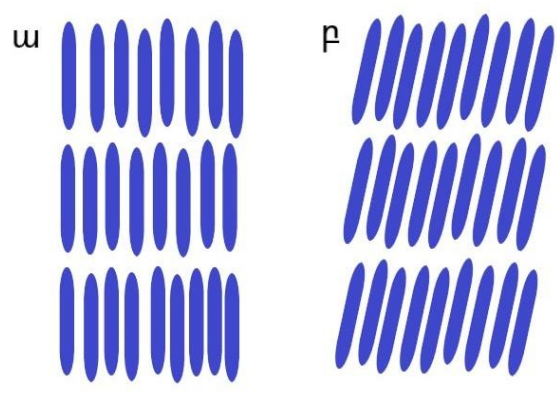
Նկ. 1.2. Խլեստերիկ հեղուկ բյուրեղում մոլեկուլների փոխդասավորության գծապատկերը

յորեն ԽՐԲ-ի պարույրի առանցքը նշանակենք z -ով, ապա կստացվի, որ z -ին ուղղահայաց ցանկացած հարթությունում ԽՐԲ-ն նույն ՆՐԲ-ն է, ընդ որում մի հարթությունից մյուսին անցնելու դեպքում ուղղորդի ուղղության փոփոխությունը կարելի է ներկայացնել [3]-ում բերված հավասարումների հետևյալ համակարգի օգնությամբ՝

$$n_x = \cos\left(\frac{2\pi z}{p}\right), n_y = \sin\left(\frac{2\pi z}{p}\right), n_z = 0:$$

Կարևոր է նաև այն հանգամանքը, որ ԽՐԲ-ի քայլը կարող է լինել լույսի ալիքի երկարության կարգի, և մասնավորապես դա է պատճառը, որ ԽՐԲ-ները բրեգյան անդրադարձման շնորհիվ հաճախ ունենում են գունավորում: ԽՐԲ-ների շարքին են դասվում նաև այսպես կոչված խիրալ նեմատիկները, որոնք ունեն ԽՐԲ-ի նման մոլեկուլային կառուցվածք, սակայն օժտված են օպտիկական ակտիվությամբ:

Սմեկտիկ հեղուկ բյուրեղներն (ՍՐԲ) ունեն շերտավոր կառուցվածք, ընդ որում նրանք ավելի կարգավորված են քան նեմատիկները: Սմեկտիկ փուլը իրենից ներկայացնում է իրար նկատմամբ ազատ տեղաշարժվելու հնարավորություն ունեցող շերտերի ամբողջություն, ընդ որում այդ շերտերի մակերևույթները ձևավորվում են մոլեկուլների ծայրերից: Յուրաքանչյուր շերտում մոլեկուլները դասավորված են իրար գուգահեռ: Շերտերի ներսում մոլեկուլները չունեն հեռահար կարգ (translational order), դրանք կարող են ազատ տեղաշարժվել երկու ուղղություններով և պտտվել իրենց երկար առանցքի շուրջը: Սմեկտիկի մոլեկուլները չեն կարող անցնել մի շերտից մյուսը [1, 4]:

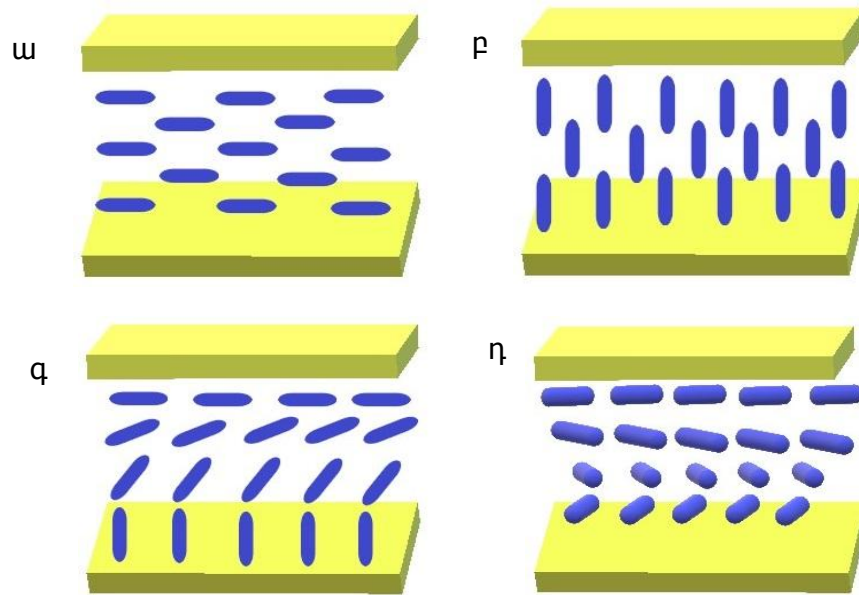


Նկ. 1.3. Սմեկտիկ հեղուկ բյուրեղում մոլեկուլների փոխդասավորության գծապատկերը: ա) սմեկտիկ A փուլի, բ) սմեկտիկ C փուլի:

Սկզբում նկատվելու է, որ առաջալ սալուսգա սսսգսիկ A և սմեկտիկ C փուլերի գծապատկերը: Սմեկտիկ A փուլում մոլեկուլները դասավորված են ՐԲ-ի շերտերին ուղղահայաց, այն դեպքում, երբ սմեկտիկ C փուլում մոլեկուլների դասավորության միջին ուղղությանը համապատասխանող առանցքը կազմում է որոշակի անկյուն ՍՐԲ-ի մակերևույթին տարված նորմալի հետ:

բ. Յեղուկ բյուրեղների հիմնական կողմնորոշումային հատկությունները: ՅԲ-ների հիմնական հատկությունները ուսումնասիրելու համար շատ հաճախ պատրաստում են ՅԲ-ական բջիջներ, որոնք որպես կանոն հաճախ բաղկացած են երկու հարթ ապակիներից, որոնց միջև լցված է հեղուկ բյուրեղը: Ընդ որում ապակիների կիրառությունը հնարավորություն է տալիս պատի մակերևույթամոտ շերտերում ՅԲ-ի մոլեկուլներին տալ նախընտրելի կողմնորոշում: Կողմնորոշում տալու համար շատ հաճախ ապակիները շփում են հատուկ կտորով, կամ ապակու վրա նստացնում են հատուկ կողմնորոշիչ շերտ[41]:

ՅԲ-ի մոլեկուլներին կարելի է տալ տարբեր կողմնորոշումներ և որպես արդյունք ստանալ տարբեր հատկություններով օժտված ՅԲ-ական բջիջներ, սակայն ավելի հաճախ օգտագործվում են պլանար, հոմեոտրոպ, հիբրիդ և թվիստ կողմնորոշմամբ բջիջները [11], որոնց գծապատկերները տրված են Նկ. 1.4-ում:



Նկ. 1.4. Յեղուկ բյուրեղական բջիջի գծապատկերները՝ ա) պլանար կողմնորոշման, բ) հոմեոտրոպ կողմնորոշման, գ) հիբրիդ կողմնորոշման, դ) թվիստ կողմնորոշման դեպքերում

ախ
 1. Երբ հեղուկ բյուրեղային միջավայրում առկա է արտադրական (մասնիկ) պրոպերտիներ, ինչն էլ ստիպում է, որ մոլեկուլներին կողմնորոշման ուղղությունները ապակիներին մոտ շերտում

լինեն միևյանց զուգահեռ: ՅԲ-ի մոլեկուլների միջև գործող միջմոլեկուլային փոխազդեցության արդյունքում բջիջը ձևավորող ապակիների միջև գտնվող հեղուկ բյուրեղի մոլեկուլները դասավորվում են բջջի պատերին զուգահեռ: Այսպիսով ստացվում է, որ այս դեպքում ՅԲ-ի ուղղորդը զուգահեռ է բջջի պատերին: Յճախ ապակիների մակերևույթին նախապես ձևավորում են պոլիմերային բարակ թաղանթներ, որոնք հետագայում ենթարկվում են վերոնշյալ նրբահղմանը:

2. Յոմեոտրոպ կողմնորոշման դեպքում (նկ. 1.4 բ) բջջի ապակիների վրա նստեցվում է հատուկ նյութի բարակ շերտ, որի մոլեկուլները, որպես կանոն, ունեն երկարավուն՝ բևեռային գլխիկով պոչի տեսք (դրանց հաճախ անվանում են մակերևույթային ակտիվատորներ (surface activator)): Այդ մոլեկուլները բևեռային գլխիկով կաշռում են ապակու մակերևույթին այնպես, որ պոչը դասավորված լինի ապակու մակերևույթին ուղղահայաց ուղղությամբ: Այնուհետև, երբ այսպիսի երկու ապակիների միջև լցվում է հեղուկ բյուրեղ, վերջիններիս մոլեկուլները պատերին մոտ շերտերում դասավորվում են կողմնորոշումային շերտի մոլեկուլներին զուգահեռ: Արդյունքում ՅԲ-ի ներսում գործող միջմոլեկուլային փոխազդեցության ուժերի շնորհիվ բջջի ամբողջ ծավալում մոլեկուլները դասավորվում են այնպես, որ նրանց ուղղորդը լինում է բջջի պատերին ուղղահայաց:
3. Յիբրիդ կողմնորոշման դեպքում (նկ. 1.4 գ) բջջի պատերից մեկին տրվում է պլանար կողմորոշում, իսկ մյուսին՝ հոմեոտրոպ: Այսպիսով այս դեպքում ՅԲ-ի մոլեկուլները բջջի ներսում դասավորվում են այնպես, որ նրա ուղղորդը պատին զուգահեռ դիրքից աստիճանաբար անցնում է պատին ուղղահայաց դիրքի: Այս աշխատանքում օգտագործվել է հենց հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՅԲ-ական բջիջներ:
4. Թվիստ կողմնորոշման դեպքում (նկ. 1.4 դ) բջջի երկու ապակիներին տրվում է պլանար կողմորոշում, սակայն ի տարբերություն պլանար բջջի, այս դեպքում երկու պատերի մոտ կողմորոշման ուղղությունները իրար նկատմամբ որոշ

անկյուննով պտտված են: Այսպիսով ՅԲ-ի մոլեկուլները բջջի պատերի միջև ընկած տարածությունում կատարում են պարուրած և պտույտ:

1.3. Յեղուկ բյուրեղների հիմնական օպտիկական առանձնահատկությունները

Ինչպես նշվել է վերևում ՆՅԲ-ի մոլեկուլներն ունեն երկարած գված տեսք, ընդ որում նրանք ազատ կարող են պտտվել իրենց երկար առանցքների շուրջը: Այսպիսի միառանցք մոլեկուլների կարգավորվածության աստիճանը որոշվում է Ցվետկովի կողմից ներմուծված կարգավորվածության կարգի S պարամետրի միջոցով [12, 42], որը ոչ-բևեռային նեմատիկ փուլի համար՝ $\vec{n} = -\vec{n}$ համաչափության դեպքում, որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$S = \frac{1}{2}(3 \langle \cos^2 \varphi \rangle - 1),$$

որտեղ φ -ն մոլեկուլների դասավորության գերադասելի ուղղության (ուղղորդի) և առանձին մոլեկուլի առանցքի միջև կազմած անկյունն է: Դա ջերմադինամիկական մեծություն է, որը բնութագրում է ջերմադինամիկական փուլային անցման ժամանակ միջավայրում հեռավոր կարգը, որն առաջանում է համաչափության ինքնակամ խախտման հետևանքով: Դժվար է նկատել, որ S -ի արժեքը պինդ բյուրեղների համար հավասար է 1-ի, իսկ իզոտրոպիզացիայի համար՝ 0-ի: Յեղուկ բյուրեղի համար, որում առկա է մոլեկուլների զուգահեռ դասավորվածություն, այն $0 < S < 1$ տիրույթում է: Յեղուկային փոփոխականի միջոցով էլ ամբողջությամբ որոշվում է հեղուկ բյուրեղի օպտիկական և էլեկտրական հատկությունների անիզոտրոպությունը: ՆՅԲ-ի դիամագնիսական ընկալունակության անիզոտրոպությունը որոշվում է նույն պարամետրերի անիզոտրոպության միջոցով, ինչ պինդ բյուրեղնորի դեպքում: ՅԲ-ների համար անիզոտրոպ են համարվում նաև մածուցիկությունը և ընկալունակությունը [3, 37]: $S \rightarrow 0$ դեպքում մոնոտոն նվազում են ՅԲ-ի ինչպես օպտիկական անիզոտրոպությունը՝ Δn , այնպես էլ դիէլեկտրական անիզոտրոպությունը՝ $\Delta \epsilon$:

Այն ՆՅԲ-ները, որոնց մոլեկուլների երկար առանցքներն ուղղված են մի ուղղությամբ, համարվում են անիզոտրոպ կոնդենսացված միջավայր: Անիզոտրոպ միջավայրի դիէլեկտրական թափանցելիությունը թենզորական մեծություն է, որը բնութագրվում է հետևյալ երկու բաղադրիչներով $\epsilon_{||}$ և ϵ_{\perp} , որոնք համապատասխանաբար դիէլեկտրական թափանցելիության ՅԲ-ի ուղղորդին զուգահեռ և ուղղահայաց բաղադրիչներն են: $\Delta\epsilon$ դիէլեկտրական անիզոտրոպությունը որոշվում է որպես այդ երկու մեծությունների տարբերությամբ $\Delta\epsilon = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}$: Դիէլեկտրական թափանցելիության նշանը կախված է ՅԲ-ի մոլեկուլների քիմիական բաղադրությունից և կառուցվածքից: Երկայնական դիպոլային մոմենտով մոլեկուլների համար այդ մեծությունը դրական է: ՅԲ-ի մոլեկուլների համար օպտիկական տեսանալի սպեկտրային տիրույթում դիէլեկտրական թափանցելիության առավել մեծ արժեք ապահովվում է ուղղորդի ուղղությամբ էլեկտրոնային բևեռացվելիությամբ: Սակայն սպեկտրի ցածր հաճախային տիրույթում, որտեղ էական է այլ ռելաքսացիոն մոդաների ազդեցությունը, ուղղորդի ուղղությամբ դիէլեկտրական թափանցելիությունը կարող է ավելի փոքր լինել՝ քան ուղղահայաց ուղղությամբ: Այս դեպքերում ՅԲ-ն ունի բացասական դիէլեկտրական անիզոտրոպություն:

Էլեկտրական դաշտում ՅԲ-ների վարքը պայմանավորված է $\Delta\epsilon$ -ի նշանով: Մակածվող բևեռացումն ստեղծում է մոլեկուլների դիպոլային մոմենտ, որը կախված դիէլեկտրական անիզոտրոպության նշանից դասավորում է մոլեկուլները դաշտին զուգահեռ ($\Delta\epsilon > 0$) կամ ուղղահայաց ($\Delta\epsilon < 0$) [43]: ՅԲ-ի շերտի վրա արտաքին էլեկտրական դաշտ կիրառելու դեպքում տեղի է ունենում մոլեկուլների բևեռացման փոփոխություն, ինչն էլ իր հերթին հանգեցնում է ուղղորդի վերակողմնորոշման: Եթե ՅԲ-ն ունի դրական դիէլեկտրական անիզոտրոպություն, ապա ուղղորդը ձգտում է դասավորվել կիրառված դաշտին զուգահեռ, իսկ բացասական դիէլեկտրական անիզոտրոպության դեպքում՝ ուղղահայաց: Դիէլեկտրական թափանցելիության անիզոտրոպության և էլեկտրահաղորդականության արդյունքում ՅԲ-ի մոլեկուլների

վրա ազդում է պտտող մոմենտ: Արդյունքում տեղի է ունենում ուղղորդի վերակողմնորոշում, որը ՅԲ-ում փոքր մածուցիկության և ներքին շփման պատճառով տեղի է ունենում կարճ ժամանակի ընթացքում:

ՅԲ-ի մոլեկուլների անիզոտրոպ կառուցվածքը հանգեցնում է սովորական (n_o) և անսովոր (n_e) ճառագայթների համար բեկման ցուցիչների տարբերության առաջացման: Այն պայմանավորված է ՆՅԲ-ի ուղղորդին զուգահեռ և ուղղահայաց ուղղություններով լույսի բևեռացման հետ: ՅԲ-ի օպտիկական անիզոտրոպությունը (Δn) իրենից ներկայացնում է սովորական և անսովոր ճառագայթների բեկման ցուցիչների տարբերությունը: Յարկ է նշել, որ $\Delta n > 0$ բոլոր հայտնի ՅԲ-ների համար: Δn -ը կարող է նվազել ջերմաստիճանի աճի արդյունքում, քանի որ այս դեպքում նվազում է ՅԲ-ի մոլեկուլների կարգավորվածության աստիճանը: Էլեկտրական դաշտում ՅԲ-ի ուղղորդի փոփոխությունը հանգեցնում է n_e բաղադրիչի փոփոխությանը, ինչն էլ բերում է խաչված բևեռիչների (polarizer) միջև տեղադրված ՅԲ-ի շերտով անցած լույսի օպտիկական բացթողնման տատանումների:

1.4. Յիդրոդինամիկական շարժումները հեղուկներում և դրանց դասակարգումը

Յիդրոդինամիկական հոսքերի ուսումնասիրության վերաբերյալ առաջին համակարգված աշխատանքները կատարել է Բենարը [44, 45]: Նա իր փորձերում հաստատուն պահելով հեղուկի հորիզոնական շերտի տեսք ունեցող նմուշի ներքևի մակերևույթի ջերմաստիճանը, իսկ վերևի մակերևույթը թողնելով շրջապատող օդի հետ ազատ շփման պայմաններում նկատեց, որ տաքացման տիրույթում, բարձրացող հոսքի մոտ գտնվող կետերում, հեղուկի շերտի հաստությունը նվազում է: Յետագայում այլ հեղինակներ [46] կատարելով փորձեր նմանատիպ պայմաններում, սակայն այլ տիպի հեղուկների համար, ստացան հակառակ պատկերը: Այսինքն,

փորձնականորեն ցույց տվեցին, որ վերևի մակերևույթը բաց, հեղուկի հորիզոնական շերտը ներքևից տաքացնելու ժամանակ, բարձրացող հոսքի մոտ գտնվող կետերում դիտվում է հեղուկի շերտի հաստության մեծացում: Ավելի ուշ կատարված փորձարարական ուսումնասիրություններով պարզ դարձավ, որ դիտվող երևույթները մի դեպքում պայմանավորված են գրավիտացիոն ուժերով, մյուս դեպքում հեղուկի մակերևույթի տարբեր տիրույթներում տաքացման հետևանքով առաջացող մակերևութային լարվածության գործակցի փոփոխությամբ [47]: Պարզվեց նաև, որ նշված երևույթներից թե որը կդիտվի (իջեցումը թե՞ բարձրացումը), խիստ կախված է փորձում օգտագործվող հեղուկի շերտի հաստությունից:

Գրավիտացիոն ուժերով պայմանավորված հիդրոդինամիկական հոսքերը անվանում են Ռելեյ-Բենարի կոնվեկցիա (այս դեպքում դիտվում է բարձրացող հոսքի մոտ գտնվող կետերի շրջակայքում, այսինքն տաքացվող տիրույթում հեղուկի շերտի հաստության մեծացում): Յեղուկի մակերևութային լարվածության գործակիցների տարբերության պատճառով առաջացող հոսքերը անվանում են Մարանգոնի կոնվեկցիա (հեղուկի շերտի հաստությունն այս դեպքում, տաքացվող տիրույթում նվազում է):

Ռելեյ-Բենարի կոնվեկցիայի դեպքում, երբ հեղուկը տաքացվում է ներքևից, հեղուկի ներքևի շերտերը տաքանում են և դառնում են ավելի «թեթև», քան հեղուկի վերին շերտերը (հեղուկի խտության ջերմաստիճանային կախվածության շնորհիվ): Վերին շերտերը ձգտում են իջնել ներքև իրենց վրա ազդող ծանրության ուժերի պատճառով, իսկ ներքևի շերտերը բարձրանում են վերև դրանց վրա ազդող արքիմեդյան ուժերի շնորհիվ:

Մարանգոնի կոնվեկցիայի ժամանակ այն տիրույթներում, որոնք տաքանում են, հեղուկի մակերևութային լարվածության գործակիցն ունենում է ավելի փոքր արժեք, քան սառը տիրույթներում մակերևութային լարվածության գործակիցն է: Արդյունքում հեղուկի սահմանին առաջանում է մակերևութային լարվածության գործակցի գրադիենտ, որն էլ իր հերթին բերում է այնպիսի ուժերի առաջացման, որոնք հեղուկը տանում են

մակերևութային լարվածության փոքր արժեք ունեցող տիրույթից դեպի ավելի մեծ արժեք ունեցող տիրույթ:

Հիմնվելով Բենարի փորձարարական հետազոտության նկատմամբ Ռեյեյը հետազայում տեսականորեն ուսումնասիրեց կոնվեկցիայի առաջացման պայմանները հեղուկի հորիզոնական, երկու եզրերը ազատ շերտի համար [48]: Նա ուսումնասիրեց հեղուկի հորիզոնական շերտ՝ ազատ, բայց չդեֆորմացված եզրերով, որոնց վրա ապահովվում էր տարբեր, բայց միևնույն ժամանակ հաստատուն ջերմաստիճան՝ հաշվի առնելով ծանրության ուժերի դաշտը: Ցույց տրվեց, որ դիֆֆուզիայի ռեժիմից կոնվեկցիայի ռեժիմ անցումը ներքևից տաքացվող հեղուկի հորիզոնական շերտի համար տեղի է ունենում մի մեծության կրիտիկական արժեքից անցնելու դեպքում, որը հետազայում անվանվեց Ռեյեյի թիվ: Այդ թիվն իրենից ներկայացնում է բարձրացնող ուժերի հարաբերակցությունը մածուցիկ շիման ուժերին: Այսպիսով, Ռեյեյի տեսությունը բացատրում է այն կոնվեկտիվ շարժումների առաջացումը, որոնք պայմանավորված են արթիմեդյան բարձրացնող ուժերով:

ա Ռեյեյ-Բենարի կոնվեկցիան: Հայտնի է, որ ջերմաստիճանի և արագության տղայնացված գրադիենտների տարածումը հեղուկի շերտով որոշվում է ջերմային դիֆուզիայի հավասարման միջոցով: Ջերմաստիճանի բաշխման համար դիֆֆուզիայի գործակից է համարվում ջերմահաղորդականությունը՝

$$\chi = \lambda / C \cdot \rho,$$

որտեղ C -ն տեսակարար ջերմունակությունն է, ρ -ն հեղուկի խտությունն է, իսկ λ -ն՝ ջերմահաղորդականության գործակիցը: Հեղուկում արագության գրադիենտի, կամ շրջապտույտի տարածման համար որպես դիֆֆուզիայի գործակից համարվում է կինեմատիկ մածուցիկությունը՝

$$\gamma = \eta / \rho,$$

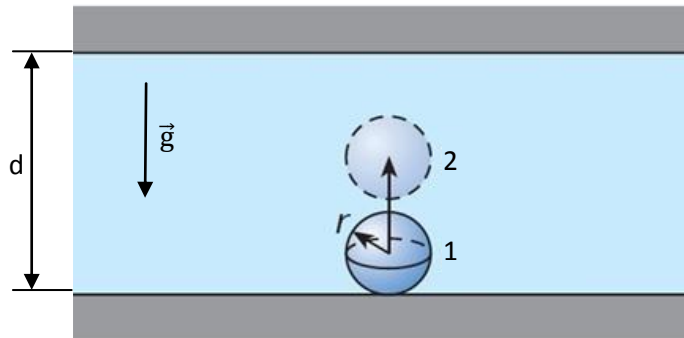
որտեղ η -ն դինամիկ մածուցիկության գործակիցն է:

Օգտվելով այս գործակիցներից կարող ենք գտնել գրադիենտների ռելաքսացիայի ժամանկների բնութագրական մեծությունների կարգը [126] և հաստատել հեղուկի շերտի համար՝

$$\tau_t = \frac{d^2}{\chi} \quad \text{և} \quad \tau_\gamma = \frac{d^2}{\gamma}$$

Սրանց հարաբերությունը կոչվում է Պրանդտլի թիվ $Pr = \frac{\gamma}{\chi}$, որը բնութագրում է այս երկու տիպի գրադիենտների ժամանակային էվոլյուցիան:

Քննարկենք այն դեպքը, երբ հեղուկի շերտի ներքևի մակերևույթն ունի ավելի բարձր ջերմաստիճան, քան վերևինը (այսինքն հեղուկի շերտում ուղղաձիգ ուղղությամբ առկա է հաստատուն բացասական ջերմաստիճանային գրադիենտ):



Բյուրախոսք ուղղույթ ուղղորդման շարտի ուսուցիչ գտնվող մտովի ընտրված գնդաձև տարրը (Նկ. 1.5): Հեղուկի այդ տարրի վրա, որը գտնվում է պակաս խիտ տիրույթում քան վերին շերտերն են, չի ազդում նրան դեպի վեր հրող ուժ, քանի որ նրա հորիզոնական շրջակայքն ունի նույն խտությունը, ինչ 1 դիրքում ընտրված տարինն է (Նկ. 1.5): Այժմ ենթադրենք, որ ընտրված տարրը 1 դիրքից տեղաշարժվել է դեպի 2 դիրքը: Եթե այդ շարժումն այնքան արագ է, որ 2 դիրքում նրան շրջապատող մասնիկների ջերմաստիճանը չի հասցնում հավասարվել, ապա այդ տարրը շրջապատված կլինի ավելի խիտ տիրույթով և նրա վրա կազդի արքիմեդյան վերամբարձ ուժ: Արդյունքում ընտրված տարրը կստանա դեպի վեր ուղղված շարժում:

Այսպիսով հոսքի առաջացման հիմնական պայմանը կարելի է ձևակերպել այսպես. հեղուկի հոսք, հետևաբար նաև կոնվեկցիա կառաջանա, եթե հեղուկի մտովի ընտրված տարրը 1-ից 2 դիրքերի միջև հեռավորությունն անցնի ավելի արագ, քան 2 դիրքում այդ տարրի և նրա շրջապատող հեղուկի միջև կհաստատվի ջերմային հավասարակշռություն [126]:

Շարժման ընթացքում դիտարկվող հեղուկի տարրի վրա կազդեն երկու տիպի ուժեր: Դրանցից մեկն Արքիմեդյան ուժն է՝

$$F_{\text{Ա}} \sim g\alpha\rho\Delta T r^3,$$

որտեղ g -ն ազատ անկման արագացումն է, ρ -ն՝ հեղուկի խտությունը, α -ն՝ հեղուկի ծավալային ընդարձակման գործակիցը, ΔT -ն ջերմաստիճանների տարբերությունը հեղուկի տարրի և նրա շրջապատի միջև, իսկ r -ը մտովի ընտրված գնդաձև տարրի շառավիղն է: Մյուս ուժը մածուցիկության դիմադրության ուժն է, որն ուղղված է տարրի շարժման ուղղությանը հակառակ: Այն որոշվում է Ստոքսի հայտնի բանաձևով՝

$$F_{\text{Ս}} \sim 6\pi\eta r V,$$

որտեղ η -ն դինամիկ մածուցիկության գործակիցն է, V -ն՝ տարրի շարժման արագությունը, r -ը՝ տարրի շառավիղը:

Միմյանց հավասարացնելով այս ուժերը, ինչպես դա արված է [126] աշխատանքում կարող ենք գտնել այն ժամանակը, որն անհրաժեշտ է հեղուկի տարրին d հեռավորությունը հաղթահարելու համար, այսինքն հեղուկի շերտի հատակից մակերևույթ բարձրանալու համար՝

$$t = \frac{d}{V} = \frac{6\pi\eta d}{g\alpha\rho\Delta T r^2}:$$

Շարժումն աջակցություն կունենա, եթե ջերմային ռելաքսացիայի ժամանակն ավելի մեծ է քան t -ն՝ $\tau_t > t$: Տեղադրելով τ_t -ի արժեքը՝ $r \rightarrow d$ սահմանային դեպքի համար կստանանք՝

$$\frac{g\alpha\Delta T d^3}{\gamma\chi} > K,$$

որտեղ K -ն որոշ հաստատուն է: Ձախ կողմի արտահայտությունն անվանում են Ռելեյի թիվ: Այսպիսով, եթե Ռելեյի թիվը մեծ է որոշակի շեմային արժեքից, ապա հեղուկի շերտը դուրս է գալիս իր կայուն հավասարակշռության վիճակից և նրանում առաջանում է կոնվեկտիվ հոսք: Այն որոշում է ծանրության դաշտում հեղուկի հավասարակշռությունը, որը գտնվում է ջերմաստիճանի ուղղաձիգ գրադիենտի պայմաններում:

բ. Մարանգոնի կոնվեկցիան: Բենարի կողմից իրականացված հետազոտություններում ենթադրվում էր, որ հեղուկի վերին մակերևույթն ունի հաստատուն ջերմաստիճան: Իրականում Բենարի

փորձում հեղուկի վերին մակերևույթին ջերմաստիճանը հաստատուն չէր: Յետագա աշխատանքներում ցույց տրվեց, որ հեղուկի այն հաստությունների համար, որով աշխատում էր Բենարը (~1 մմ) տեղի ունի կոնվեկտիվ հոսքերի առաջացման թերմոկապիլյար մեխանիզմը [49, 52]: Յեղուկում այսպիսի հոսքերի առաջացումը պայմանավորված է մակերևութային լարվածության գործակցի ջերմաստիճանից ունեցած կախվածությամբ [50, 51]: Երբ հեղուկի մակերևույթին ջերմաստիճանը հաստատուն չէ, առաջանում են ջերմամագական ուժեր, որոնք բերում են հեղուկի հոսքի մակերևութային լարվածության ավելի փոքր արժեք ունեցող տիրույթից դեպի ավելի մեծ արժեք ունեցող տիրույթը:

Բավական երկար ժամանակ գիտնականները փորձում էին բացատրել այս երևույթը [50]: Միայն 19-րդ դարում բրիտանացի գիտնական Թոմսոնին [53] և իտալացի ֆիզիկոս Մարանգոնիին [54, 55] հաջողվեց բացատրել ջերմամագական երևույթով պայմանավորված հեղուկի հոսքի առաջացումը, որն այսօր ընդունված է անվանել Մարանգոնիի էֆֆեկտ: Յետագայում ուսումնասիրվեց նաև լույսի ազդեցությամբ Մարանգոնիի կոնվեկցիայի մակածման հնարավորությունը [56, 57, 62]: Յետագոտվեց հեղուկի մակերևույթի հոսքի ու դեֆորմացիայի առաջացումն ինչպես անընդհատ [58, 59], այնպես էլ իմպուլսային լազերների [60, 61] ճառագայթման կլանման ազդեցությամբ: Ի տարբերություն այլ էլեկտրամագնիսկան ճառագայթման աղբյուրների՝ լազերային ճառագայթման նկատմամբ մեծ հետաքրքրությունը պայմանավորված է նրա այնպիսի հատկություններով, ինչպիսիք են մեծ հզորությունը, բարձր միագունությունը, ժամանակային և տարածական կոհերենտությունը:

Մի շարք միաբաղադրիչ հեղուկների համար, ինչպիսիք են օրինակ ջուրը, օրգանական նյութերը, աղերի լուծույթները և այլն, կրիտիկական կետից հեռու տիրույթներում մակերևութային լարվածության գործակցի կախվածությունը ջերմաստիճանից մոտ է գծայինի [63]: Այն հաճախ բերվում է հետևյալ տեսքով՝

$$\sigma = \sigma_0 - \gamma(T - T_0),$$

այսինքն մակերևութային լարվածության գործակիցը նվազում է ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց: Այստեղ σ_0 -ն մակերևութային լարվածության գործակիցն է ջերմաստիճանի սկզբնական արժեքի դեպքում, γ -ն մակերևութային լարվածության գործակցի ջերմաստիճանային կախվածության գործակիցն է, T_0 -ն՝ սկզբնական ջերմաստիճանը: Ազատ մակերևույթի վրա, որտեղ առկա է ջերմաստիճանային գրադիենտ, առկա է մակերևութային ուժերի անկայունություն, որը ձգտում է ցածր մակերևութային լարվածության գործակից ունեցող տիրույթը (ավելի տաք տիրույթը) տեղափոխել դեպի մակերևութային լարվածության գործակցի ավելի բարձր արժեք ունեցող տիրույթ (ավելի սառը տիրույթ): Յեղուկի այդ մակերևութային շարժումը՝ շնորհիվ հեղուկի մածուցիկության, հաղորդվում է հարևան շերտերին: Այդ պատճառով հեղուկի ազատ մակերևույթի տակ առաջանում է բացասական ճնշում [63], որը բնութագրվում է հետևյալ դինամիկ հավասարմամբ՝

$$(p - p_0)\hat{n} = \sigma\kappa\hat{n} + \Sigma \cdot \hat{n} + \nabla\sigma,$$

որտեղ $\Sigma_{ij} = \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$ -ն մածուցիկ լարվածությունների թենզորն է, μ -ն դինամիկ մածուցիկությունն է, $\kappa = h(r, t)$, \hat{n} -ը ազատ մակերևույթի նորմալն է՝ ուղղված դեպի հեղուկի ներս, p_0 -ն սկզբնական ճնշումը: Երբ հեղուկի մակերևույթին սկսվում է ընդարձակումը, և որպես հետևանք այն ձևախախտվում է (ենթարկվում է դեֆորմացիայի), ազատ մակերևույթի տակ առաջանում է բացասական լայնասյան ճնշում: Արդյունքում հարևան տիրույթներից հեղուկը շարժվում է դեպի «ազատված» տարածությունը, ինչի արդյունքում ի հայտ է գալիս հեղուկի կոնվեկտիվ շարժումը: Յենց այս ջերմաստիճանային գրադիենտի ազդեցությամբ մակածված կոնվեկցիան էլ անվանում են Մարանգոնի կոնվեկցիա:

1.5. Յիդրոդինամիկական շարժումները նանոմասնիկներով հարստացված հեղուկներում և հեղուկ բյուրեղներում

Նանոմասնիկները փոքր չափի ($1 \div 100$ նմ-ի կարգի) կոշտ օբյեկտներ են: Յենց իրենց այդ փոքր չափով է պայմանավորված նրանց անսովոր հատկությունները: Նանոմասնիկները

մակերևույթի մեծ մակերեսի հետ մեկտեղ ունեն համեմատաբար փոքր ծավալ : Նրանց օպտիկական հատկություններն ի հայտ են գալիս շնորհիվ այն բանի, որ նրանք շատ փոքր են քվանտային էֆֆեկտներ ստեղծելու համար: Շնորհիվ իրենց յուրահատուկ հատկությունների նանոմասնիկները լայնորեն օգտագործում են օպտիկայում, միկրոէլեկտրոնիկայում, քիմիայում, կենսաբանության և բժշկության մեջ: Առավել հայտնի նանոմասնիկների օրնակներ են ածխածնային նանոխողովակները, ոսկու, երկաթի, արծաթի նանոմասնիկները և այլն:

Նանոմասնիկների և հեղուկների խառնուրդները հաճախ անվանում են նանոհեղուկներ: Որպես այդպիսիք, իրենց հատկություններով խիստ տարբերվում են իզոտրոպ և անիզոտրոպ նանոհեղուկները:

Վերջերս կատարված հետազոտությունները (օրինակի համար, տես [64, 65]) ցույց են տվել, որ նանոհեղուկները ունեն համեմատաբար մեծ ջերմահաղորդականություն և դրանով պայմանավորված ավելի ուժեղ արտահայտված հեղրոդինամիկական առանձնահատկություններ, քան դրանց հիմքային հեղուկները: Սկսած 1993 թվականից ամբողջ աշխարհում աճում է այն աշխատանքների թիվը, որոնք նվիրված են նանոհեղուկների հիդրոդինամիկային [66]:

Նանոհեղուկներում կոնվեկտիվ շարժումները և ջերմության փոխանցման առանձնահատկություններն ուսումնասիրվել են նաև [67, 68] աշխատանքներում: Առանձնահատուկ էֆֆեկտներ են դիտվել մագնիսական նանոհեղուկներում [69, 87], ծակոտկեն միջավայրերում [70], ջերմային խողովակներում [71] և ջերմային միկրոկոնվերտորներում [72]: [73, 74] աշխատանքներում ներկայացված են նանոհեղուկներում հիդրոդինամիկական շարժումների և ջերմության փոխանցման հետազոտությունների թվային մեթոդներ, ինչպես նաև տարբեր թվային մեթոդների համեմատություններ: Լամինարային և տուրբուլենտային հոսքերի համար կոնվեկտիվ ջերմային հաղորդակցությունների հարաբերակցության հետազոտությունները արդյունքները ամփոփված են [75, 76] աշխատանքներում: Հետազոտված է նաև էնթրոպիայի գեներացիան

Նանոհեղուկների հոսքերի ժամանակ [77]: Որոշ գրքերում [78, 79] քննարկվում են սառնարաններում նանոհեղուկների ջերմային փոխանցման առանձնահատկությունների կիրառումը: Ուսումնասիրվել են նաև նանոհեղուկներում գեներացվող կոնվեկտիվ պրոցեսներն արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտերի ազդեցության տակ [64, 88, 89], ինչպես նաև Լորենցի ուժի ազդեցությունը նանոհեղուկների հոսքի վրա [90, 91]:

Քանի որ նանոհեղուկների կիրառությունը միշտ կապված է նրա այս կամ այն տիպի հոսքի հետ, ապա այստեղ կարևորագույն դեր ունի նանոհեղուկների կոնվեկտիվ շարժումը (այդ թվում նաև լազերային ճառագայթմամբ մակածված շարժումը): Չնայած նանոհեղուկներում կոնվեկտիվ շարժումների վերաբերյալ կուտակված մեծաքանակ փորձարարական գրականությանը, մինչև այժմ բացակայում են համակարգային շատ տվյալներ, իսկ հետազոտությունների որոշ արդյունքներ հաճախ դեռևս իրարամերժ են: Բանը նրանումն է, որ նանոհեղուկներն օժտված են մի շարք այնպիսի ֆիզիկական հատկություններով, ինչպիսիք են մածուցիկությունը, խտությունը, ջերմության փոխանցուման մեխանիզմները և այլն, որոնք էապես տարբերվում են հիմքային հեղուկի համապատասխան հատկություններից [80-82]: Հիմքային հեղուկների (օրինակ ջուր կամ յուղ) հետ համեմատած նանոհեղուկներն օժտված են այնպիսի ուժեղ ջերմաֆիզիկական հատկություններով, ինչպիսիք են բարձր ջերմային հաղորդականությունը, ջերմադիֆֆուզիայի, մածուցիկության և կոնվեկտիվ ջերմահաղորդականության մեծ գործակիցները և այլն [83, 84]: Վերջերս [85, 86] աշխատանքներում տեսականորեն ցույց է տրվել նանոհեղուկների ջերմային փոխանցման բարձրացման հնարավորությունները, և դրանով պայմանավորված՝ շերտի հարթությունում տարածականորեն պարբերական բաշխումով ինտենսիվությունամբ լազերային ճառագայթմամբ մակածված Մարանգոնիի և Ռելեյ-Բենարի ջերմային կոնվեկցիայի նվազեցման հնարավորությունը:

Վերջին տարիներին բավական հետաքրքրական խնդիր է համարվում ՀԲ-ներում հիդրոդինամիկ հոսքերի

ուսումնասիրությունը: ՅԲ-ները հետաքրքրական են նրանով, որ կարող են փոխել իրենց օպտիկական հատկություններն արտաքին ազդեցությունների արդյունքում: Այդպիսի արտաքին ազդեցություն է համարվում նաև հոսքի առաջացումը: Հոսք կարելի է առաջացնել փոփոխելով տարբեր արտաքին պայմաններ, ինչպիսիք են հիդրոստատիկական ճնշումը [97-102], ակուստիկական ճնշումը [103, 104], էլեկտրական դաշտը [105, 106], լուսային դաշտի կլանումը [22, 93, 107, 108], ինչպես նաև տաքացման միջոցով, որը հանգեցնում է ՅԲ-ի ծավալային ընդարձակման առաջացման [81, 94]: Այս աշխատանքում ուսումնասիրվել է հեղուկ բյուրեղներում լույսի կլանման արդյունքում ի հայտ եկող հատկությունների փոփոխությունները: ՆՅԲ-երում լույսի ազդեցությամբ ի հայտ եկող ուղղորդի հիդրոդինամիկական վերակողմնորոշման երևույթը կանխատեսվել է վաղուց և բավական մանրամասն ուսումնասիրության է ենթարկվել [92-95]: Ցույց է տրվել, որ էներգիայի նույնիսկ չնչին կլանումը բավական է հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի վերակողմնորոշումը իրականացնելու համար [96]: Վերջին տարիներին կանխատեսվել է լուսամակածված հիդրոդինամիկական շարժումների երեք հիմնական մեխանիզմ՝ Ռելեյ-Բենարի, Մարանգոնիի և ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմը: Առաջին երկուսը մանրամասն քննարկվել է նախորդ բաժիններում: Ինչու՞մ է կայանում երրորդ՝ ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմի էությունը:

Ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմի էությունը կայանում է նրանում, որ կլանված լույսն առաջացնում է ջերմային ընդարձակում, ինչի արդյունքում հեղուկը ընդարձակվելով ստեղծում է լրացուցիչ ճնշում: Ապա ճնշման գրադիենտը հանգեցնում է հեղուկի՝ մեր դեպքում ՅԲ-ի Պուլազեյլյան հոսքի առաջացման: Վերջինս հիդրոդինամիկական և կողմնորոշումային շարժումների միջև առկա ուժեղ կապի պատճառով վերակողմնորոշում է ՅԲ-ի մոլեկուլներին:

ՅԲ-ում հիդրոդինամիկական հոսքեր առաջացնելու համար հաճախ օգտագործվում է լազերային ճառագայթման էներգիան: [96, 109] աշխատանքներում մասնավորապես տեսականորեն ցույց է տրվել, որ օգտագործելով ինտենսիվության տարածապարբերական

կառուցվածքով և ազերային ճառագայթում, հնարավոր է առաջացնել կանոնավոր կոնվեկտիվ շարժումներ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում: Ուսումնասիրվել է այս մեխանիզմի միջոցով և ույսի ինքնաֆոկուսացման հնարավորությունը [110]: [111, 112] ախտանքներում ցույց է տրվել, որ կիրառելով գաուսյան բաշխմամբ և ազերային փունջ, հնարավոր է մակածել տորոիդալ համաչափությամբ կոնվեկտիվ շարժումներ բաց մակերևույթով հեղուկ բյուրեղական բջիջներում: [113, 114] ախտանքներում տեսականորեն ուսումնասիրվել է հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ-ներում ի հայտ եկող վերակողմնորոշման երևույթները, որոնք պայամանվորված են ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով: Լազերային ճառագայթման ցրումը հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ-ով անցնելու հետևանքով ուսումնասիրվել է [115] ախտանքում, որտեղ հեղինակների կողմից ցույց է տրվել, որ տարբեր հոսքի արագությունները ՅԲ - ում հանգեցնում է բեկման ցուցիչի տարբեր մոդուլյացիաների:

1.6. Առաջին գլխի ամփոփումը

Այսպիսով, առաջին գլխում կատարվեց գրականության վերլուծություն: Ներկայացվեցին ՅԲ-ների հիմնական տեսակները, կողմնորոշման հնարավորությունները, հիմնական օպտիկական հատկությունները: Խոսվեց իզոտրոպ հեղուկներում և ՅԲ-ներում հիդրոդինամիկական հոսքերի առաջացման հնարավորությունների մասին, ինչպես նաև ներկայացվեցին հիդրոդինամիկական շարժումների տեսակները՝ Ռելեյ-Բենարի, Մարանգոնիի և ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմները: Ատենախոսության մեջ ներկայացված ախտանքներում գործ ենք ունենալու վերջին երկուսի հետ: Տրվեց նաև համառոտ տեղեկություն նանոմասնիկների մասին, խոսվեց հեղուկների հետ նրանց խառնուրդների՝ նանոհեղուկների, ընդհանուր հատկությունների մասին, ինչպես նաև ներկայացվեցին նանոմասնիկների կիրառության առավելությունները:

Ատենախոսության մեջ ուսումնասիրվում են իզոտրոպ հեղուկներում և ՅԲ-ներում և ազերային ճառագայթմամբ մակածված

հիդրոդինամիկական հոսքերը: Սա շատ արդիական խնդիր է մեր ժամանակներում: Մասնավորապես լազերային ճառագայթամբ մակածված թերմոկապիլլար կոնվեկցիայի երևույթները կարող են գտնել իրենց կիրառությունը հեղուկների լազերային դիագնոստիկայում [116], բիոճարտարագիտության [117], լազերային հորատման և աբլացիայի [118, 119], մակերևույթների էգիրման [120], լազերային զոդման [121], մետաղների և դիէլեկտրիկների կտրման [122] և այլ ոլորտներում: Ժամանակակից լազերային տեխնոլոգիաներում տեղի ունեցող արագընցած զարգացումը հնարավորություն է ընձեռնում այս տիպի երևույթների հետազոտությունների նկատմամբ հետաքրքրության մեծացմանը:

Քննարկված է հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՅԲ-ական կառուցվածքները, որտեղ խոսվում է դրանց պատրաստման հնարավորությունների մասին: Մի շարք աշխատանքներում [123, 124] ցույց է տրվել, որ ՆՅԲ-ի ուղղորդի թեքման անկյան փոփոխություները (հիբրիդության աստիճանը) ՆՅԲ-ի թաղանթում կախված է բջջի պատերի և ՅԲ-ի մոլեկուլների կապի էներգիայից և շերտի հաստությունից: Ժամանակակից գիտության մեջ բավական հետաքրքրական խնդիր է համարվում հիբրիդ կողմնորոշմամբ հեղուկ բյուրեղական կառուցվածքում ուղղորդի վերակողմնորոշման խնդիրը: Հետաքրքրությունը մասնավորապես պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ հիբրիդ կողմնորոշված ՆՅԲ-ում մոլեկուլների վերակողմնորոշումն անշեմ երևույթ է [125]: Այս հատկությունը հնարավորություն է ընձեռնում կիրառել հեղուկ բյուրեղի հիբրիդ կողմնորոշումը ցածրաշեմ օպտիկական տարրերի ստեղծման համար:

**ԳԼՈՒԽ 2. ՈՒՂԻՂ ԿԱԿԱԼ ԱՅԻՆ ԸՆԴԱՐՁԱԿՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄՈՎ,
Լ ԱՁԵՐՈՎ ՄԱԿԱՃԿԱՃ ՅԻԴՐՈՂԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՇԱՐԺՈՒ ՄՆԵՐԻ
ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՀԵՏԱՉՈՏՈՒ ՄԸ ՀԻՔՐԻԴ ԿՈՂՄՆՈՐՈՇԿԱՃ
ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ**

2.1. Ներածություն

Հեղուկ բյուրեղների նկատմամբ առկա մեծ հետաքրքրությունը պայմանավորված է նրանով, որ նրանց հիմնական օպտիկական հատկությունները կարելի է կառավարել՝ փոփոխելով ՅԲ-ի վրա ազդող արտաքին պայմանները: Մի շարք այլ հնարավորությունների հետ միասին, ՅԲ-ի մոլեկուլների դասավորությունը և հետևաբար նաև նրա օպտիկական հատկությունները կարելի է փոփոխել նաև հեղուկ բյուրեղում հոսք առաջացնելու ճանապարհով: Դակարելի է իրականացնել մի քանի եղանակով՝ փոփոխելով հիդրոստատիկ կամ ակուստիկ ճնշումը, կիրառելով էլեկտրական դաշտ կամ առաջացնելով լուսային դաշտի կլանում: Հատուկ հետաքրքրություն է ներկայացնում հատկապես այս վերջին նշված մեթոդը, քանի որ այն հնարավորություն է տալիս գեներացնել հոսք ՅԲ-ի մեջ՝ այն տաքացնելով մի քանի միլիվատտ հզորությամբ և ազերային ճառագայթման միջոցով:

ՆՅԲ-ների ուղղորդի վերակողմնորոշումը լույսի ազդեցությամբ կանխատեսվել և մանրամասն ուսումնասիրվել է դեռևս վաղուց մի շարք հեղինակների կողմից [92-95]: Առաջարկվել է լուսամակածված հիդրոդինամիկական շարժումների երեք հիմնական մեխանիզմներ՝ Մարանգոնիի կամ թերմոկապիլյար, Ռելեյ-Բենարի կամ գրավիտացիոն, և ուղիղ ծավալային ընդարձակմամբ մեխանիզմը [81, 94]: Այս գլխում ներկայացված են հենց ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմի ազդեցությամբ ՆՅԲ-ում ի հայտ եկող ֆիզիկական երևույթների ուսումնասիրության արդյունքները: Ինչպես արդեն նշվել է՝ ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմում ՅԲ-ի կողմից կլանված լույսը հանգեցնում է նրա ջերմային ընդարձակման, որն էլ իր հերթին բերում է Պոլագեյլի հոսքի առաջացման: Արդյունքում այդ մակածված հոսքն

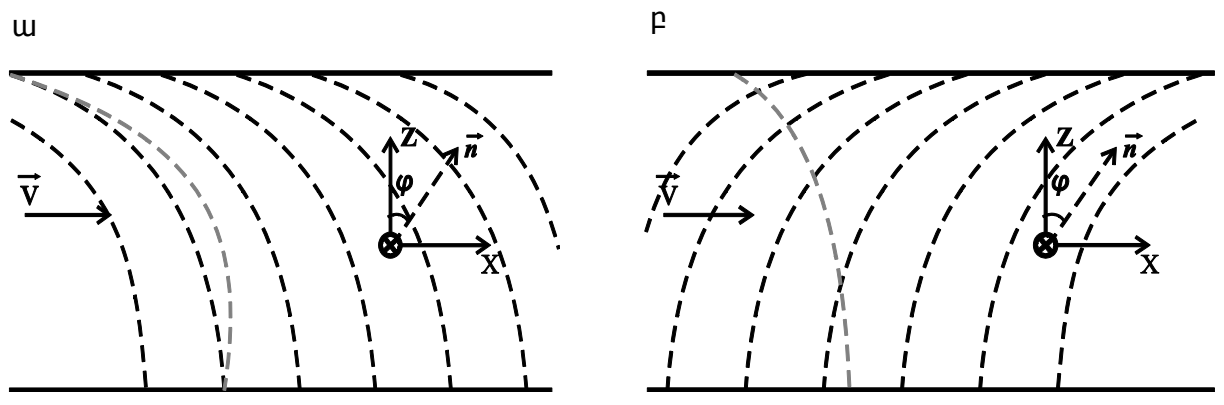
առաջացնում է ՅՔ-ի մոլեկուլների Մաքսվելյան վերակողմնորոշում:

Այս գլխում ուսումնասիրվել է ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով հիդրոդինամիկ հոսքի մակածման հնարավորությունը հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅՔ-ներում: ՆՅՔ-ի մոլեկուլների հիբրիդ կողմնորոշում ստացվում է, երբ ՆՅՔ-ական բջջի նիստերից մեկը մոլեկուլներին հաղորդում է հոմեոտրոպ կողմնորոշում, իսկ մյուսը՝ պլանար: Այսպիսի կողմնորոշման պայմաններում ՆՅՔ-ի մոլեկուլների դասավորությունը բջջի հաստությամբ փոխվում է բջջի մի պատին տրված ուղղահայաց դիրքից մինչև բջջի մյուս պատին տրված գուգահեռ դիրքը:

Հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅՔ-ների օպտիկական հատկություններն ուսումնասիրվել են տարբեր հեղինակների կողմից [123, 125] և հետաքրքրական են ինչպես կիրառական, այնպես էլ հիմնարար գիտության տեսանկյունից: Մասնավորապես հիբրիդ կողմնորոշված ՆՅՔ-ական կառուցվածքները հետաքրքրական են ցածրաշեմ գունավոր դիսփլեյների ստեղծման տեսանկյունից [125]: [123, 124] աշխատանքներում ցույց է տրվել, որ ՆՅՔ-ի ուղղորդի թեքման անկյան փոփոխությունը կախված է ինչպես բջջի պատերի և ՅՔ-ի մոլեկուլների կապի էներգիայից, այնպես էլ ՅՔ-ի շերտի հաստությունից: Հիբրիդ կողմնորոշման թեքման անկյան այս փոփոխության հետազոտությունը բավական հետաքրքրական խնդիր է հիմնարար գիտության տեսակետից: Ցույց է տրվել, որ հիբրիդ կողմնորոշված ՆՅՔ-ում մոլեկուլների վերակողմնորոշումն անշեմ երևույթ է: Մասնավորապես [125] աշխատանքում ցույց է տրվել, որ էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ ՆՅՔ-ի մոլեկուլները վերակողմնորոշվում են դաշտի լարվածության արժեքից անկախ, այնինչ պլանար կողմնորոշման դեպքում գոյություն ունի Ֆրեդերիքսի անցման շեմը, որը հաղթահարելուց հետո միայն ՅՔ-ի մոլեկուլները կարող են վերակողմնորոշվել: Այս հատկությունը հնարավորություն է ընձեռնում ցածրաշեմ օպտիկական բաղադրիչների ստեղծման համար: Այս տեսանկյունից հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅՔ-ի մոլեկուլների դասավորության

կառավարման մեթոդների ստեղծման հարցը բավական հետաքրքիր խնդիր է:

Յիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ-ի մոլեկուլները վերակողմնորոշումն ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմի ազդեցությամբ ուսումնասիրվել է միայն տեսականորեն՝ [113] աշխատանքում: Այդ աշխատանքում դիտարկվել է լազերային ճառագայթման կլանման արդյունքում առաջացող հիդրոդինամիկական հոսքերը: Տույց է տրվել, որ հիբրիդ կողմնորոշումը կարելի է համարել որպես «ճկուն ժապավեն» (նկ. 2.1):



Նկ. 2.1. Յիբրիդ կողմնորոշմամբ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի բաշխումը որակապես նկարագրող գծապատկերը

Լազերային ճառագայթման կլանման հետևանքով առաջանում է ՅԲ-ի հոսք (նկ. 2.1-ում այդ հոսքի արագության ուղղությունը պատկերված է \vec{V} վեկտորով, որի գրադիենտն ունի հոսքի ուղղությանն ուղղահայաց՝ այսինքն բջջի պատերին ուղղահայաց ուղղությունն), ինչն էլ իր հերթին արագության գրադիենտի շնորհիվ (Մաքսվելի երևույթի շնորհիվ) փոխում է այդ ժապավենի կորույթն աստիճանը: Ընդ որում այն, թե ինչպես կազդի առաջացած հիդրոդինամիկական հոսքն այդ հիբրիդ կողմնորոշման վրա, կախված է արագության, արագության գրադիենտի և ուղղորդի բաշխման կորույթն փոխասավորությունից: Այն դեպքում, երբ ՅԲ-ական բջջում հոսքն ուղղված է հիբրիդ կողմնորոշման «ճկուն

ժապավենի» կորուժյան ներսից դեպի դուրս, ապա հոսքն ուղղակի մեծացնում է հիդրոդինամիկական կորուժյունը (նկ. 2.1 ա): Իսկ երբ բջջում հիդրոդինամիկական հոսքի արագության ուղղությունն ուղղված է ուղղորդի բաշխման կորուժյան դրսից ներս (նկ. 2.1 բ), կորուժյունն էապես դեֆորմացվում է և այս դեֆորմացիան ժամանակի ընթացքում աճում է: Այսպիսով ուղղորդի դեֆորմացիայի առաձգական էներգիան ժամանակի ընթացքում աճում է: Արդյունքում «ճկուն ժապավենի» կորուժյունը փոխում է իր ուղղությունը, երբ ՅԲ-ի ուղղորդի դեֆորմացիայի էներգիան դառնում է ավելի մեծ քան մակերևույթի հետ ՅԲ-ի մոլեկուլների կապի (կամ ինչպես հաճախասում են՝ կառչման) էներգիան: Այսինքն հոսքի արագության որոշակի սահմանային արժեքի դեպքում կարող է տեղի ունենալ ՅԲ-ի ուղղորդի կորուժյան թռիչքաձև շրջում:

Յետագա շարադրանքը հստակ և դյուրին դարձնելու նպատակով, սահմանենք, թե ի՞նչ ենք հասկանալու ասելով ուղղորդի ճկման հարթությունն: Ուղղորդի ճկման հարթությունն ասելով, հասկանալու ենք ՅԲ-ական բջջում այն հարթությունը, որի յուրաքանչյուր կետում ուղղորդը գտնվում է այդ հարթության մեջ, թեև այդ հարթության տարբեր կետերում ուղղորդի ուղղությունը կարող է լինել տարբեր: Օրինակ, նկ. 2.1-ում դա XZ հարթությունն է: Նկ. 2.1. ա – դեպքում, կատենք՝ հիդրոդինամիկական հոսքն ուղղված է ուղղորդի ճկման կորուժյան ներսից դեպի դուրս (կամ I ուղղություն), իսկ նկ. 2.1. բ – դեպքում՝ ուղղորդի կորուժյան դրսից դեպի ներս (կամ II ուղղություն):

2.2. Յեղուկ բյուրեղներում ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով լազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների հետազոտման փորձարարական սարքի նկարագրությունը

Յիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ-ական կառուցվածքում լազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների ուսումնասիրության համար հավաքվել է նկ. 2.2-ում ուրվագծորեն պատկերված փորձարարական սարքը:

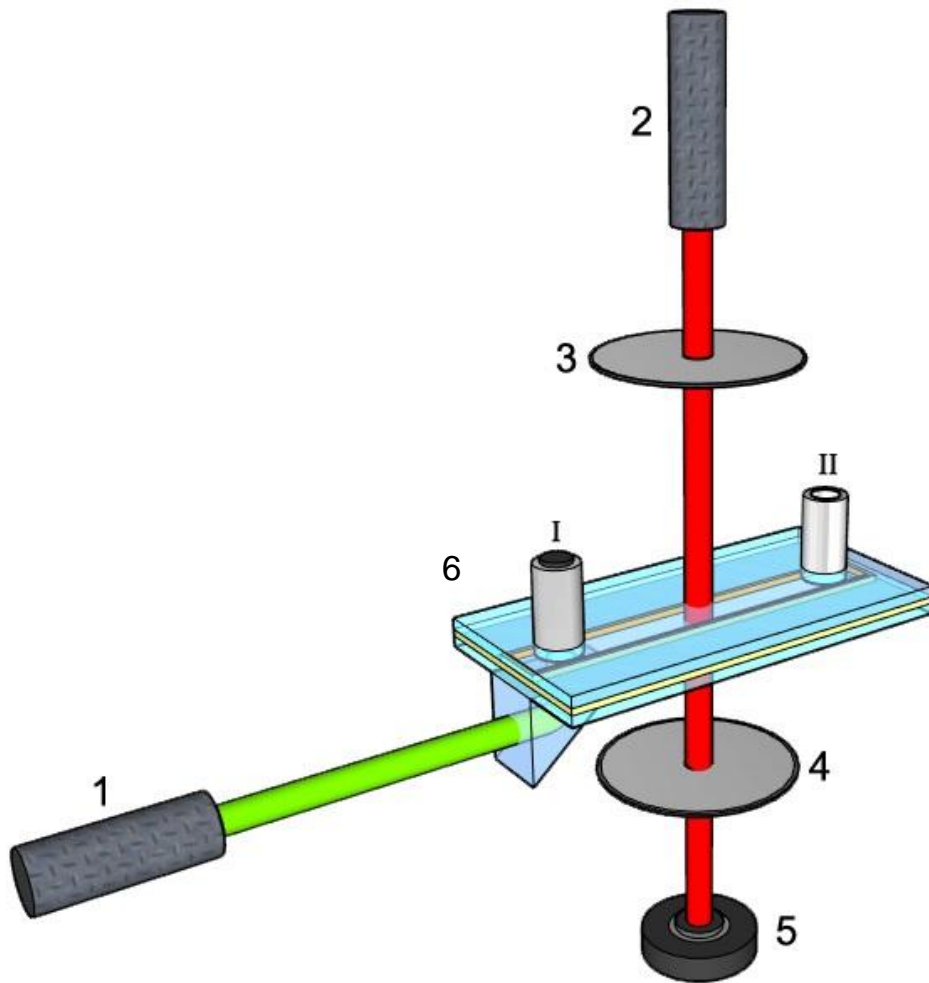
Փորձն իրականացնելու համար պատրաստվել է նկ. 2.2-ում պատկերված 6 հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՅԲ-ական բջիջը: Նշենք, որ ի տարբերությունն ալանար, հոմեոտրոպ և թվիստ կողմնորոշումների, ՆՅԲ-ի հիբրիդ կողմնորոշում ստանալն ունի մի շարք նրբություններ և դժվարություններ: Դա առաջին հերթին պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ հիբրիդ կողմնորոշման դեպքում ՆՅԲ-ի ուղղորդող դեֆորմացված է, և բջջի ամբողջ հարթության մեջ համասեռ, այսինքն միատեսակ նախնական դեֆորմացիա ստանալու համար անհրաժեշտ է ապահովել սահմանային պայմանների բարձր կարգի համասեռություն: Այս տեսակետից, ՆՅԲ-ի ուղղորդի որակյալ հիբրիդ կողմնորոշում ստանալու համար, պահանջվում է որակյալ տեխնոլոգիաների կիրառում և փորձարարական լուրջ հմտություններ: Երկրորդ բարդությունն է, կապված է ՆՅԲ-ական բջջի տակդիրների մեծ ճշտությամբ զուգահեռության ապահովման հետ: Հակառակ դեպքում, բջջի հարթության մեջ ծագում են տարբեր տիպի արատներ (defects) և յուղանման շերտեր (oily streaks):

Ինչպես արդեն նշվել է, ՆՅԲ-ի հիբրիդ կողմնորոշում ստանալու համար բջջի պատերից մեկի վրամոլեկուլներին տրվում է ալանար կողմնորոշում, իսկ մյուսի վրա՝ հոմեոտրոպ: Մեր դեպքում հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ-ական բջիջ ստանալու համար բջջի տակդիրներից մեկի մակերևույթը (ալանար կողմնորոշման համար նախատեսվածը) պատվել է Nylon 6/6 տիպի պոլիմերային բարակ (~1÷2 մկմ հաստությամբ) թաղանթով: Այնուհետև, տակդիրի վրա ձևավորված թաղանթն ենթարկվել է ջերմային մշակման (~24 ժամ պահվել է ~130°C ջերմաստիճանի պայմաններում), ապա իրականացվել է վերջինիս նրբահղկումը (rubbing) թավշյա գործվածքի վրա՝ տակդիրի երկայնական ուղղությամբ: Արդյունքում պոլիմերային շերտի վրա առաջացել են նուրբ խազեր, որոնք այդ տակդիրի վրա ապահովել են ՆՅԲ-ի մոլեկուլներին ալանար կողմնորոշում:

Բջջի մյուս տակդիրի վրա, ՆՅԲ-ի մոլեկուլներին հոմեոտրոպ կողմնորոշում հաղորդելու համար, նստեցվել է HTAB (Hexadecyltrimethyl Ammonium Bromide, $C_{19}H_{42}BrN$) տիպի մակերևույթային ակտիվ նյութի (surfactant) միամոլեկուլյար շերտ: HTAB-ն իրենից ներկայացնում է կատիոնային ակտիվատոր, որը բաղկացած է երկար

«պոչից» և բւեռային գլխիկից: Դրանք իրենց բւեռային գլխիկով կառչում են ապակու մակերևույթին, իսկ «պոչերով» դասավորվում ապակու մակերևույթին ուղղահայաց: ՆՅԲ-ի մոլեկուլները տակդիրին մոտ շերտերում դասավորվում են հետևելով մակերևույթային ակտիվատորի «պոչերի» դասավորությանը [127]:

Նկարագրված պլանար և հոմոտրոպ տակդիրներով ձևավորվել է հարթ գուգահեռ մազանոթ, որի պատերի գուգահեռություներն ապահովվել է ինտերֆերենցիոն շերտերի մեթոդով: Արդյունքում, այդ շերտերի միջև հեղուկ բյուրեղ լցնելիս, նրա մոլեկուլները պլանար տակդիրի վրա դասավորվում են նրբահղկման արդյունքում առաջացած խազերին գուգահեռ, իսկ հոմոտրոպ տակդիրի մոտ՝ տակդիրին ուղղահայաց և ստացվում է ՅԲ-ի հիբրիդ կողմնորոշում: ՅԲ-ի բջջի հաստություները կազմել է 12 մկմ: Բջիջը պատրաստվել է այնպես, որ այն ունենա տակդիրներից մեկի վրա արված երկու անցքեր, որոնց ամրացված են անոթներ, որոնք ՅԲ-ի համար ծառայում են որպես օժանդակ ծավալներ (նկ. 2.2-ում 6 բջջի I և II անոթները): Անոթների վերևի ծայրերը բաց են, այնպես որ նրանցում եղած հեղուկ բյուրեղն ազատկարող է շփվել օդի հետ: Առաջին և երկրորդ անոթներում ճնշումների տարբերության բացակայության դեպքում, հորիզոնական տեղադրված բջջում, ՆՅԲ-ն հավասարակշռված է: Ճնշումների տարբերություներն առաջանալու դեպքում ՆՅԲ-ն հարթ գուգահեռ անոթով կարող է ազատորեն հոսել մի անոթից մյուսը:



Փորձարարական սարքի պարզեցված գծապատկերը, որտեղ 1-ը մղման Nd:YAG քվազիանընդհատ լազերն է, 1064 նմ ալիքի երկարությամբ, 2-ը՝ զոնդող լազերը, որը 650 նմ ալիքի երկարությամբ դիողային լազեր է, 3, 4-ը՝ բևեռիչները, 5-ը՝ հզորության չափիչ սարքը, 6-ը՝ հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ բջիջը, 7-ը՝ փուլնշը շրջող օպտիկական հատվածակողմը

Փորձում օգտագործվել է Merck ֆիրմայի E7 (ալկիլ ցիանոբիֆինիլ բազմաբաղադրիչ խառնուրդ) տիպի ՆՅԲ-ական խառնուրդ, որը գտնվում է նեմատիկ ՅԲ-ական փուլում $-10^{\circ}\text{C} \div 58^{\circ}\text{C}$ ջերմաստիճանային տիրույթում: Այն ստուգվել է նաև մեր կողմից իրականացված թեստային փորձերով: Փորձում օգտագործված զոնդող STL-650 տիպի լազերի (2) 650 նմ ալիքի երկարության վրա E7 նեմատիկ խառնուրդի համար անսովոր ալիքի բեկման ցուցիչը ստացել է $n_e = 1.73$, իսկ սովորականը՝ $n_o = 1.54$ արժեքը, այսինքն $\Delta n = 0.19$: Չափումներն իրականացվել են սենյակային (20°C) պայմաններում, Աբբեյի ռեֆրակտոմետրով, որն ապահովում է 10^{-2} ճշտությամբ:

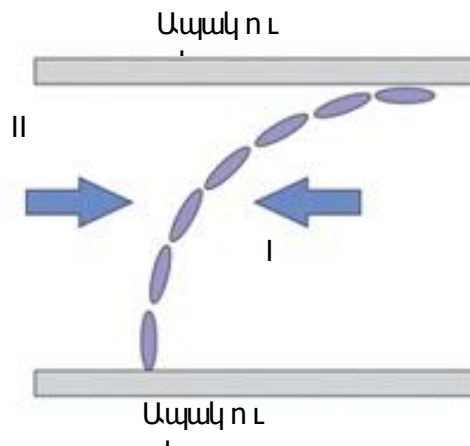
Յիդրոդինամիկական հոսքի արագության չափման համար ՅԲ-ին ավելացվել են ալյումինի մանր փոշեհատիկներ, որոնց չափերը ~ 1 մկմ կարգի են եղել: Յիբրիդ կողմնորոշված ՆՅԲ-ական բջջում հիդրոդինամիկական հոսք առաջացնելու համար օգտագործվել է փնջի գաուսյան բաշխմամբ, $\lambda=1.06$ մկմ ալիքի երկարությամբ, ինտենսիվության բաշխման կիսաբարձրության վրա 1.7 ± 0.1 մմ փնջի լայնությամբ բվազիանընդհատ Nd:YAG լազերի փունջը (1), որն ուղղվել է բջջին ամրացված 7 օպտիկական հատվածակողմի վրա, որտեղից էլ այն ընկել է հեղուկ բյուրեղով լցված լանոթի մեջ: Անոթում ՅԲ-ի սյան բարձրությունն այնպիսին է, որ մղման Nd:YAG լազերի փունջն ամբողջովին կլանվում է:

ՅԲ-ում տեղի ունեցող փոփոխությունները գրանցելու համար նմուշը տեղադրվել է 3 և 4 խաչված բևեռիչների (polarizer) միջև, բևեռիչների բացթողման առանցքների նկատմամբ 45° անկյան տակ, ինչն էլ իր հերթին հնարավորություն է տալիս 650 նմ ալիքի երկարությամբ 2 զոնդող դիոդային լազերի փնջի համար ստանալ համակարգով անցման առավելագույն գործակից: Չոնդող լազերի հզորության փոփոխությունները գրանցվել են հզորության S120VC տվիչով Thorlabs ֆիրմայի PM 100 տիպի 5 չափիչ սարքի օգնությամբ: Չափիչ սարքի տվիչի տրամագիծը 9.5 մմ է, այնպես որ նրա վրա է ընկել բջիջն անցած լույսի ողջ փունջը: Մեր ընտրած ռեժիմում (650 նմ ալիքի երկարության վրա) հզորաչափն ապահովվել է 10^{-9} վտ լուծողականություն և 3% չափման ճշտություն: Յետագոտվող համակարգով անցած զոնդող լազերի փնջի հզորությունը, հետևաբար նաև անցման գործակիցը, չափվել է 1 վ ընդմիջումներով, ընդ որում որպես արդյունք ընտրվել է 100 չափումների միջինացված արժեքը:

Չոնդող լազերային փնջի անցման գործակիցի փոփոխությունները օգնությամբ է, որ հնարավոր է դառնում պատկերացում կազմել հիբրիդ կողմնորոշմամբ բջջում Nd:YAG լազերի ճառագայթման կլանման արդյունքում առաջացող հիդրոդինամիկական շարժումների հետևանքով տեղի ունեցող ՆՅԲ-ի ուղղորդի վերակողմնորոշման երևույթների մասին: Փորձի ընթացքում չափվել է նաև Nd:YAG լազերային փնջի հզորությունը:

Ստացված բոլոր արդյունքները մուտքագրվել և մշակման են ենթարկվել համակարգչում:

Nd:YAG լազերի փնջի ազդեցությամբ ի հայտ եկող ջերմաստիճանային փոփոխությունը չափվել է ճառագայթումը կլանող անոթին ամրացված TM-902C թերմոզոնյազի միջոցով, որն ապահովել է $\sim 0.1^{\circ}\text{C}$ ճշտություն: Փորձի ընթացքում անընդհատ չափվել են զոնդող փնջի հզորությունը և ՆՐԲ-ական բջջի մղման փունջը կլանող անոթում ջերմաստիճանը՝ հաստատուն պահելով մղման և զոնդող լազերների փնջերի հզորությունը: Փորձում մեզ հետաքրքրող մեծությունները չափվել են նաև այն դեպքում, երբ անջատվել է մղման լազերը, այսինքն երբ նմուշի մղման փունջը կլանող անոթում ջերմաստիճանն իջնում է, կամ այլ կերպ ասած, համակարգը ռելաքսացվում է սկզբնական վիճակին: Չափումները կատարվել են մղման լազերի փնջի հզորության տարբեր արժեքների համար՝ հաջորդաբար փունջն ուղղելով բջջի առաջին և երկրորդ օժանդակ անոթների վրա: Նախ մղման փունջն ուղղվել է հեղուկ բյուրեղով լցված առաջին անոթի վրա՝ տաքացվել է առաջին օժանդակ անոթը, որի դեպքում դիտվում է ՆՐԲ-ի հոսքը հարթ մազանոթով դեպի երկրորդ անոթը: Այնուհետև, առաջին և երկրորդ օժանդակ անոթների դերերը փոխվում են, այսինքն մղման լազերի փունջն ուղղվում է երկրորդ օժանդակ անոթի վրա: Այլ կերպ ասած, տաքացվում է ՆՐԲ-ական բջջի երկրորդ օժանդակ ծավալը, որի դեպքում դիտվում է ՆՐԲ-ի հոսքը հակառակ ուղղությամբ՝ հարթ մազանոթով երկրորդ օժանդակ անոթից դեպի առաջինը: Ընդ որում այն անոթը, որը կլանում է մղման լազերի փունջը, հերմետիկ փակվել է, իսկ մյուսը՝ բաց է թողնվել, այնպես որ այն ազատ շփվել է օդի հետ և ճնշումն այնտեղ եղել է մթնոլորտային: Փորձի ընթացքում չտաքացվող անոթի ջերմաստիճանը չի փոխվել և եղել է սենյակային ջերմաստիճանի պայմաններում: Յուրաքանչյուր չափումից հետո, երբ մղման փունջն անջատվել է, նմուշը երկար ժամանակ թողնվել է հանգիստայն քան ժամանակ, որպեսզի անհետանա մղման փնջի կլանմամբ պայմանավորված, ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմի հետևանքով երկու անոթներում



Նկ. 2.3. Հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ-ում հոսքի ուղղությունները նշված են I և II: Հոսքի I ուղղությունը բացատրություններում հաճախ կանվանենք ուղղորդի բաշխման կորությունից դուրս ուղղված, II-ը՝ ներս ուղղված ուղղություն:

առաջացած ճնշումների տարբերությունը և բջջում հաստատվի ջերմադինամիկական հավասարակշռություն:

Այսպիսով, փորձի ընթացքում ուսումնասիրվել է հիբրիդ կողմնորոշված ՆՅԲ-ական բջջում հիդրոդինամիկական հոսքի ազդեցությունը ՆՅԲ-ի ուղղորդի կողմնորոշման վրա, երկու դեպքի համար (տես Նկ. 2.3-ը), երբ հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է հիբրիդ կողմնորոշման կորության ներսից դեպի դուրս (Նկ. 2.3-ում նշված է որպես I ուղղություն) և երկրորդ դեպքը, երբ հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է հիբրիդ կողմնորոշման կորության դրսից դեպի ներս (Նկ. 2.3-ում այն նշված է որպես II ուղղություն):

2.3. Ռեզիդ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով լազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների փորձարարական ուսումնասիրումը հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում

Նախորդ պարագրաֆում նկարագրված փորձի ընթացքում, հիբրիդ կողմնորոշված ՆՅԲ-ն առաջին օժանդակ անոթում տաքանալով ընդարձակվում է՝ շնորհիվ Nd:YAG լազերի մղման փնջի կլանման: Դա հանգեցնում է բջջի երկայնքով ճնշումների տարբերության առաջացմանը և, հետևաբար բջջում ՆՅԲ-ի հիդրոդինամիկական հոսքի

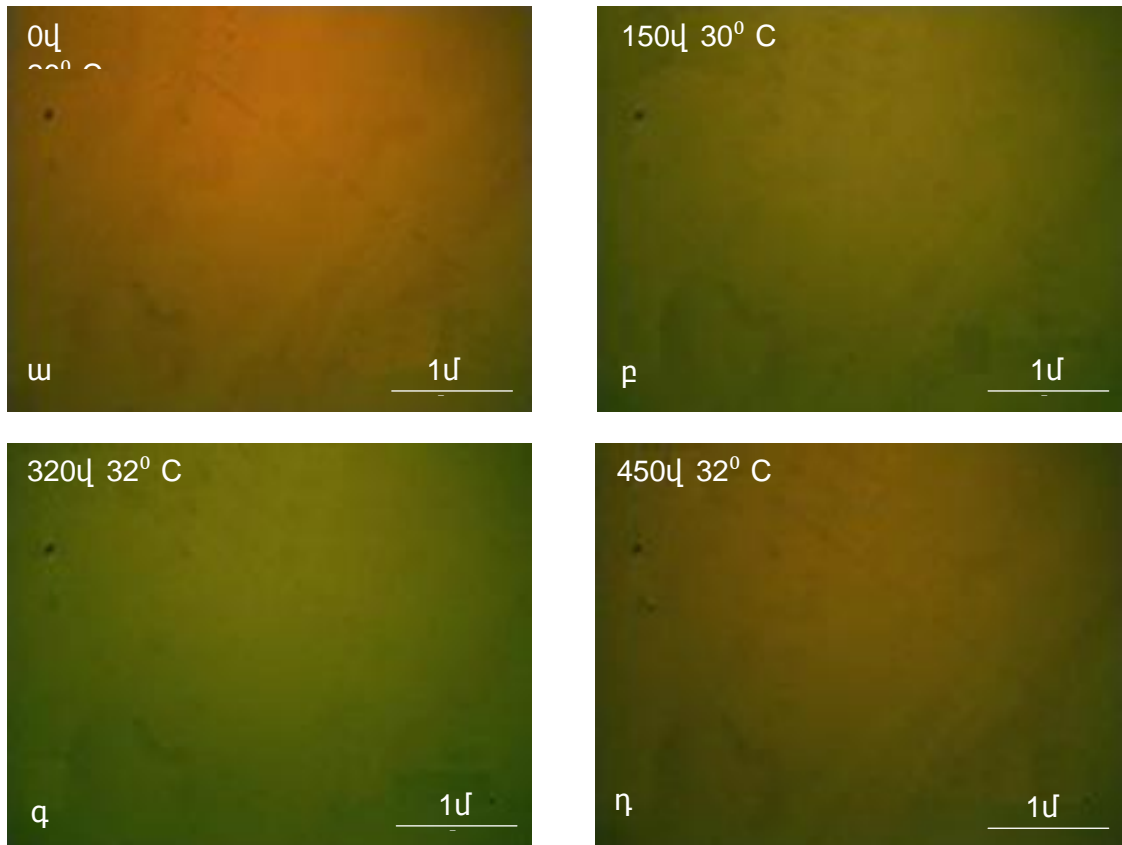
առաջացմանը: Վերջինս, Մաքսվելի Էֆֆեկտի շնորհիվ ՆՐԲ-ում հիդրոդինամիկական շարժումների և ՆՐԲ-ի երկարաձգված մոլեկուլների կողմնորոշումային երևույթների միջև առկա ուժեղ կապի, վերակողմնորոշում է ՆՐԲ-ի ուղղորդը: Երկու անոթների միջև ճնշումների ոչ մեծ տարբերությունը, որը համապատասխանում է մղման փնջի փոքր հզորություններին, հանգեցնում է բջջում ՆՐԲ-ի Պուլազեյլի հոսքի առաջացման, որն ուղղված է տաքացվող անոթից դեպի մյուս՝ օդի հետ ազատ շփվող անոթը: ՆՐԲ-ի մոլեկուլների վերակողմնորոշումը բերում է ՆՐԲ-ական թաղանթի օպտիկական հատկությունների փոփոխության, ինչի արդյունքում էլ տեղի է ունենում նմուշի միջով անցնող զոնդող լազերի գծային բևեռացված փնջի բևեռացման փոփոխություն և, հետևաբար բացթողնման գործակցի փոփոխություն, որն էլ հենց գրացվում է հզորության չափիչ սարքի օգնությամբ:

Վերը նկարագրված պրոցեսի ընթացքում, բջիջը սպիտակ լույսով լուսավորելիս, հստակ դիտվում է հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՐԲ-ական թաղանթի գույնի փոփոխությունը, երբ միացվում է մղման լազերի փունջը: Դա հետևանք է այն բանի, որ բջիջն անցնող լուսային ալիքների համար ինչպես հայտնի է անսովոր և սովորական ալիքների փոփոխության տարբերության փոփոխությունը կախված է ալիքի երկարությունից:

Բջջի գույնային փոփոխությունները և լուսանկարներն արվել են CCD թվային տեսախցիկով համալրված և մեր դիտումների համար հատուկ կատարելագործված MBC-2 տիպի հեռավոր դաշտի դիտարկման մանրադիտակի միջոցով: Այդ նույն մանրադիտակն օգտագործվել է նաև հեղուկ բյուրեղի հիդրոդինամիկական հոսքի արագության գնահատման ժամանակ: Դրա համար ՆՐԲ-ին ավելացվել է չնչին քանակությամբ ալյումինի փոշի, այնպես որ մի կողմից կարելի է ինի դրա պատճառով ՆՐԲ-ի բնութագրերի փոփոխություններն անտեսել, մյուս կողմից մանրադիտակի դաշտում նշմարվի մի քանի փոշեհատիկ:

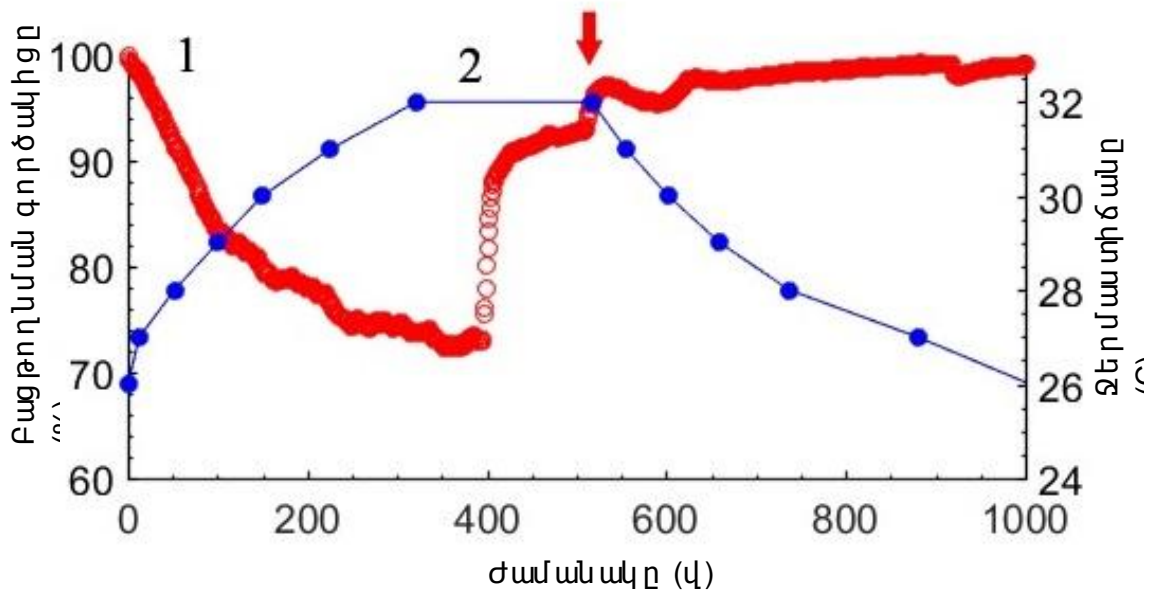
Փորձի հիմնական արդյունքները բերված է 2.4 - 2.7 նկարներում: Յուրաքանչյուր երկու ուղղությամբ էլ (ուղղորդի բաշխման կորությունից դուրս՝ նկ. 2.4, նկ. 2.5 և ուղղորդի բաշխման կորությունից ներս՝

նկ. 2.6, նկ. 2.7) մակածվել է մղման միևնույն 130 մվտ հզորությամբ լազերային փնջի ազդեցությամբ: Նախ դիտարկենք հոսքն առաջին ուղղությամբ (այդ ուղղությունը կանվանենք նաև «ճկուն ժապավենի» կորույթան ներսից դեպի դուրս ուղղություն): Հոսքը տեղի է ունենում առաջին օժանդակ անոթից դեպի երկրորդը, երբ առաջին օժանդակ անոթը տաքացվում է մղման լազերային փնջի



Հիբրիդ կողմնորոշված ՆՅԲ-ական բջջի պատկերները 130 մվտ հզորությամբ լազերով տաքացնելու դեպքում, երբ հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է հիբրիդ կողմնորոշման կորույթան ներսից դեպի դուրս

ազդեցությամբ: Փորձում նմուշի սկզբնական ջերմաստիճանը 26° C է: Փորձի ընթացքում, մղման փուլը միացնելուց հետո մինչև շրջապատի հետ ջերմային հավասարակշռության հաստատումը, օժանդակ անոթում ՆՅԲ-ի ջերմաստիճանը փոխվում է 5° C-ով: Նկ. 2.4-ի ադ. նկարներում պատկերված են նմուշի պատկերները մղման լազերով առաջին օժանդակ անոթում ՆՅԲ-ի տաքացման ընթացքում տարբեր պահերի դեպքում՝ մինչև լազերը միացնելը (տես նկ. 2.4 ա-ն)



Չունդող լազերի բացթողնման գործակիցի (1 կորը) և մղման փնջի ազդեցությանը ենթարկված անոթում ջերմաստիճանի (2 կորը) ժամանակային կախվածությունը, երբ մղման փունջը միցվում է (ժամանակի սկզբնական պահը) և, երբ այն անջատվում է (նկարի վրա այդ պահը նշված է սլաքով): Հիդրոդինամիկական հոսքն ուղղված է հիբրիդ կողմնորոշման կորության ներսից դեպի դուրս՝ մղման լազերի հզորության 130 մՎտարժեքի դեպքում

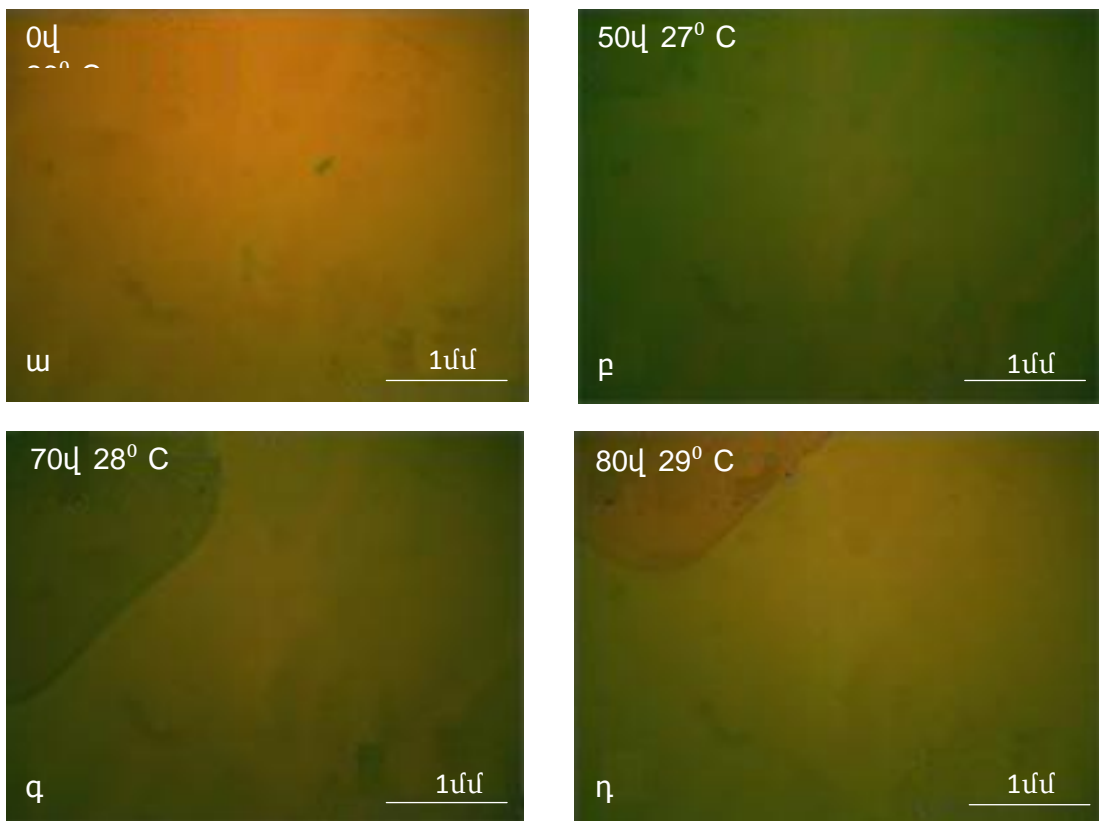
և միացումից հետո՝ բ - 150 վ, գ - 320 վ և դ - 450 վ պահերին համապատասխանաբար:

Ինչպես և կարելի է նկատել ներկայացված նկարներից, ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ-ի շերտի գունավորումը փոխվում է (նկ. 2.4 բ, գ), և վերադառնում է իր սկզբնական վիճակին, երբ ջերմաստիճանը հասնում է 32°C արժեքին (նկ. 2.4 դ): Դատելի է ունենում այն բանի շնորհիվ, որ տաքացվող անոթում հաստատվում է ջերմային հավասարակշռություն և հիդրոդինամիկական հոսքը դադարում է, քանի որ ճնշումը տաքացվող անոթում հավասարվում է մյուս՝ մթնոլորտային ճնշման տակ գտնվող անոթում ճնշմանը:

Նկ. 2.5-ում պատկերված է զոնդող փնջի՝ նմուշի միջով անցնելուց հետո, ինտենսիվության բացթողնման գործակիցի և ջերմաստիճանի ժամանակային կախվածության գրաֆիկները: Կարմիր սլաքով գրաֆիկում նշված է այն պահը, երբ մղման Nd:YAG

լ ազերային փուլն չն անջատվում է: Նայելով բացթողնման կորին, կարող ենք տեսնել, որ լ ազերային ճառագայթման ազդեցությամբ օժանդակ անոթում գտնվող ՆՐԲ-ի տաքացման հետևանքով, համակարգով անցնող գոնդող լ ազերային ճառագայթման հզորությունը նվազում է (բացթողնման գործակիցը նվազում է) մղման լ ազերի փնջի միացումից հետո առաջին 320 վ-ի ընթացքում և աճում է ~400 վ-ից մինչև ~450 վ, ինչը համընկնում է նկ. 2.4-ում բերված նկարների տեսողական արդյունքների հետ: Նկ. 2.5-ում կարող ենք նաև դիտել բացթողնման փոփոխությունը, մղման լ ազերի փուլն չն անջատելուց հետո: Կարելի է նկատել, որ օժանդակ անոթում ՆՐԲ-ի ջերմաստիճանը սկսում է նվազել և մղման փուլն չն անջատելուց ~500 վ անց անոթում հաստատվում է սկզբնական ջերմաստիճանը: Չնայած այն հանգամանքին, որ մղման փուլն չն անջատելուց հետո բջջում տեղի է ունենում ՆՐԲ-ի հիդրոդինամիկական հոսք, որն ուղղված է սկզբնականին հակառակ, բացթողնման գործակցի վրա էական փոփոխություններ այս ընթացքում չեն դիտվում: Սա նշանակում է, որ ջերմային ռելաքսացիան տեղի է ունենում բավականաչափ դանդաղ: Այնպես որ այդ դեպքում ծագող հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ու դրա գրադիենտները բավարար չեն հիբրիդ կողմնորոշված ՆՐԲ-ի ուղղորդի լրացուցիչ զգալի ձևափախումներ՝ դեֆորմացիաներ առաջացնելու համար:

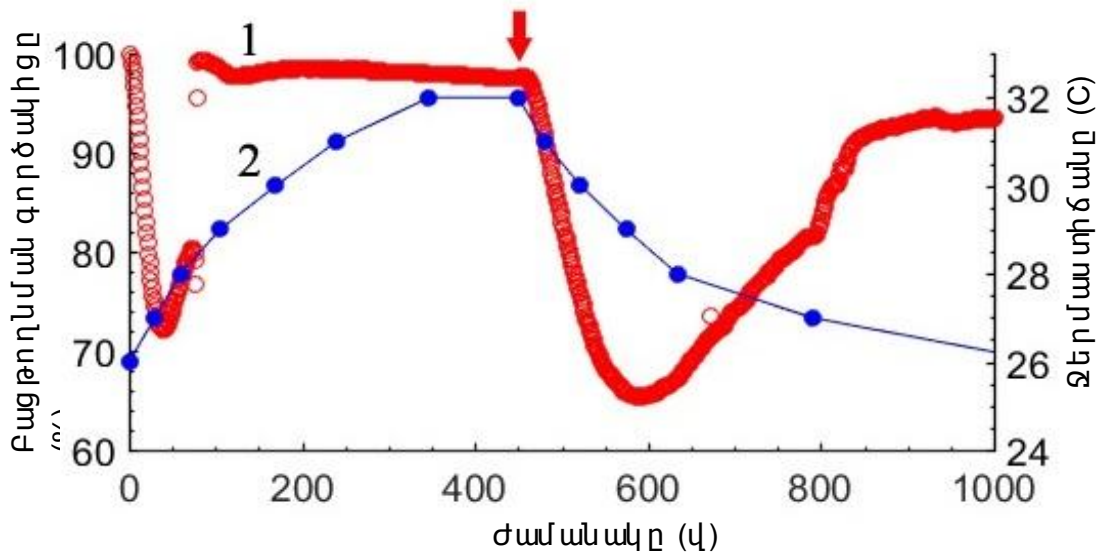
Նկ. 2.6-ում բերված են կատարելագործված MBC-2 մանրադիտակով արված լուսանկարները, որոնք արվել են հիբրիդ կողմնորոշված ՆՅԲ-ական բջջում երկրորդ ուղղությամբ հիդրոդինամիկական հոսքի համար («ճկուն ժապավենի» կորույթի արսից դեպի ներս): Յուրաքանչյուր տեղի է ունենում երկրորդ անոթից դեպի առաջին անոթ, այսինքն մղման փնջով տաքացվում է երկրորդ անոթը: Այս դեպքում հերմետիկ փակվում է երկրորդ անոթը, իսկ առաջինը բացվում է, ինչի հետևանքով այնտեղ հաստատվում և պահպանվում է մթնոլորտային ճնշմանը հավասար ճնշում: Այս դեպքում, մանրադիտակով արված լուսապատկերներն էապես տարբերվում են Նկ. 2.4-ում համապատասխան պատկերներից: Նկ. 2.6-ի գ և դ պատկերների ձախ կողմում հստակ երևում է ՆՅԲ-ում ծագած դոմենային կառուցվածքը, որի գույնավորումն էապես տարբերվում է իր շրջակա տիրույթի գույնավորումից: Նկ. 2.6 գ-ում տեսնում ենք, որ այդ դոմենը տեղաշարժվում է ՅԲ-ի հոսքի ուղղությամբ և փոխում է իր



. Յիբրիդ կողմնորոշված ՅԲ-կան բջջի լուսանկարները մղման փնջի 130 մվտ հզորության դեպքում, երբ հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է ուղղորդի բաշխման կորույթի արսից դեպի ներս

գույնը: Այդ նոր առաջացած դոմենի, բևեռացումային մանրադիտակով, հետազոտումը, որով արված որոշ պատկերներ բերված է 2.6 գ և դ նկարներում, ցույց է տալիս, որ այդ տիրույթն օժտված է նույն բևեռացումային օպտիկական հատկություններով, ինչ հարևան դոմենը: Այսինքն, երբ նմուշի պլանար տակդիրի վրա կողմնորոշման ուղղությունը գուգահեռ է մանրադիտակի բևեռացուցիչներից մեկին, երկու դոմենն էլ ունեն միևիմալ բացթողում: Նշենք, որ ՆՅԲ-ն այդ դոմենում չի կարող գտնվել իզոտրոպ հեղուկ վիճակում, քանի որ բջջի հարթ մազանոթում ջերմաստիճանը միշտ սենյակային է, իսկ օժանդակ անոթներում ջերմաստիճանը բավականին ցածր է E7 ՅԲ-ի իզոտրոպ վիճակի անցնելու ջերմաստիճանից: Նշենք նաև, որ բջջում ի հայտ եկող դոմենային կառուցվածքներն ուսումնասիրվել են MHH-8 տիպի, մեր կողմից կատարելագործված բևեռացումային մանրադիտակով, որը համալրվել է Tucsen CCD թվային տեսախցիկով: Դոմենային կառուցվածքի դիտման համար մանրադիտակը կարգաբերված է եղել 110x խոշորացման համար: Վերոնշյալ նկարներն արվել են TSVIEW7 համակարգչային ծրագրով:

Ինչպես և նախորդ դեպքում, այս դեպքում ևս անոթի տաքացման հետևանքով մակածված հիդրոդինամիկ հոսքի արդյունքում տեղի է ունենում ՆՅԲ-ի գունավորման փոփոխություն: Մղման լազերի փնջի միացման պահին օժանդակ անոթում ՆՅԲ-ի ջերմաստիճանը 26°C է, այնպես որ օժանդակ անոթում ՅԲ-ի տաքացումը իրականացվում



Նկ. 2.7. Բջջի բացթողնման գործակցի (1 կորը) և մղման փնջի ազդեցությանը ենթարկված անոթում ջերմաստիճանի (2 կորը) ժամանակային կախվածությունը, երբ մղման փունջը միացվում է (ժամանակի սկզբնական պահը) և, երբ այն անջատվում է (նկարի վրա այդ պահը նշված է սլաքով): Հիդրոդինամիկական հոսքն ուղղված է հիբրիդ կողմնորոշման կորույթյան դրսից դեպի ներս՝ մղման լազերի հզորության 130 մՎտարժեքի դեպքում

Ե նույն սկզբնական ջերմաստիճանից սկսված, ինչ նախորդ դեպքում էր, և տաքանում է մինչև 29° C:

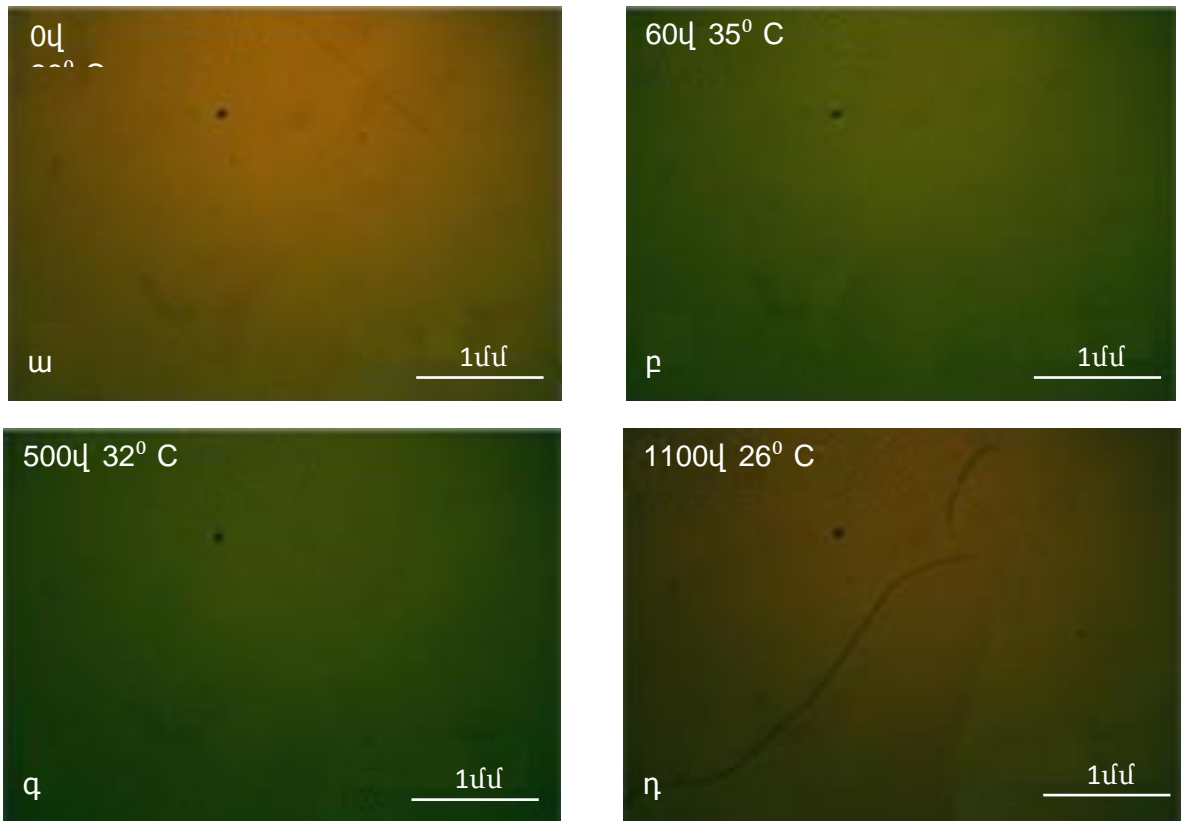
Նկ. 2.7-ում բերված է խաչված բևեռիչների միջև տեղադրված հիբրիդ կողմնորոշված ՆՐԲ-ական բջջի բացթողնման գործակցի և օժանդակ անոթում ջերմաստիճանի ժամանակից կախումն արտահայտող գրաֆիկները, երբ մակածված հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է ՐԲ-ի ուղղորդի բաշխման կորույթյան դրսից դեպի ներս (2.3 նկարում II ուղղությունը): Դժվար չէ նկարում բերված բացթողնման կորում տեսնել, որ առաջին ուղղությամբ հոսքի համամանությամբ զոնդող փնջի բացթողնման գործակիցը նվազում է ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց: Սակայն հասնելով որոշակի մինիմալ արժեքի, բացթողնման գործակիցը կտրուկ աճում է ~60-րդ վայրկյանին՝ չնայած այն հանգամանքին, որ ջերմաստիճանը օժանդակ անոթում շարունակում է աճել: Արդյունքում բացթողնման գործակցի համար հաստատվում է սկզբնական արժեքին մոտ արժեք, որը հետագա տաքացման ժամանակ գրեթե չի փոխվում: Այսպիսով, ինչպես և նախորդ դեպքում, տաքացման պրոցեսում հաստատվում է մի վիճակ,

երբ բացթողնման գործակիցն ունենում է սկզբնական արժեքին մոտ արժեք, սակայն ի տարբերություն նախորդ դեպքի, այս անգամ տեղի է ունենում ՆՐԲ-ի կառուցվածքային էական փոփոխություն, ինչը հաստատվում է Նկ. 2.6 գ և դ-ում դիտվող դոմենի տեղաշարժով: Հնարավոր է, որ բացթողնման գործակցի թռիչքածն աճի ժամանակ տեղի է ունենում ՆՐԲ-ի ուղղորդի բաշխման կորի կորություն թեքության փոփոխում հակառակ ուղղության, ինչը տեսականորեն կանխատեսվել է [113] աշխատանքում: Փորձում մղման Nd:YAG լազերային փունջն անջատվել է ~470 վ պահին: Ի տարբերություն առաջին դեպքի, երբ տաքացնող լազերն անջատելուց հետո զոնդող լազերի բացթողնման գործակցի էական փոփոխություն չի դիտվում, այս դեպքում նախ տեղի է ունենում գործակցի արագ նվազում՝ մինչև որոշակի միևնույն արժեք, որին հասնում է ~600 վ պահին, ապա դիտվում է աճ և ի վերջո տեղի է ունենում վերադարձ փորձն սկսելու պահին ունեցած վիճակին:

Այսպիսով, առաջին ուղղությամբ հոսքի դեպքում մենթ դիտում ենք ՆՐԲ-ի ուղղորդի թեքության անկյան աճ՝ մոլեկուլները ձգտում են դասավորվել մակածված հիդրոդինամիկական հոսքի ուղղությամբ: Հասնելով ստացիոնար հոսքի ռեժիմի՝ ՆՐԲ-ի մոլեկուլների կողմնորոշումը մնում է անփոփոխ մինչև մղման լազերի փնջի անջատելը: Երկրորդ դեպքում մենթ դիտում ենք ՆՐԲ-ի հիբրիդ կողմնորոշման «ճկուն ժապավենի» կորության ուղղության փոփոխություն դեպի հակառակ ուղղություն:

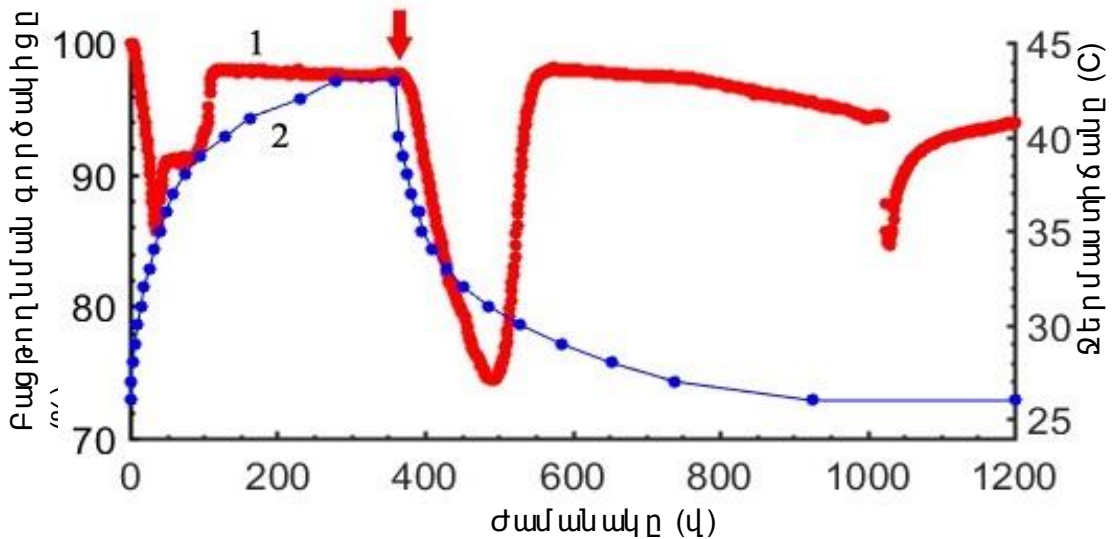
Նկ. 2.8-ում բերված է հիբրիդ կողմնորոշված ՆՐԲ-ական բջջի լուսանկարները, մղման լազերի փնջի միացման պահից հաշված, ժամանակի տարբեր պահերին, երբ մակածված հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է հիբրիդ կողմնորոշման կորության դրսից դեպի ներս: Այս դեպքում, մենթ օգտագործել ենք մղման լազերի փնջի ավելի մեծ հզորություն (230 մՎտ), քան նախորդ դեպքում, նպատակ ունենալով բջջում ստեղծել հիդրոդինամիկական հոսքի արագության ավելի մեծ գրադիենտ:

Փորձում նմուշի մղման փնջով տաքացվող անոթում ՐԲ-ի սկզբնական ջերմաստիճանը 26°C է: Մղման փնջի 230 մՎտ հզորության



Նկ. 2.8. Հիբրիդ կողմնորոշված ՆՐԲ-ական բջջի տեսքը մանրադիտակի տակ, երբ մակածված հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է հիբրիդ կողմնորոշման կորույթյան դրսից դեպի ներս՝ մղման լազերի հզորության 230 մՎտ արժեքի դեպքում: ա-ն համապատասխանում է մղման փնջի միացման պահին, բ-ն այդ պահից 60 վ անց, իսկ գ-ն և դ-ն մղման փուլն չեն անջատելուց հետո համակարգի ռեուստատիստիկան:

դեպքում, բջջի օժանդակ անոթում հաստատվում է 44°C առավելագույն ջերմաստիճան: Նկ. 2.8-ի ա և բ նկարներն արվել են համապատասխանաբար մինչ մղման փուլն ընդ միացնելը և դրանից հետո 60-րդ վայրկյանին: Նկ. 2.8 բ-ն համապատասխանում է նկ. 2.9-ում գոնդող փնջի բացթողնման գործակցի առաջին մինիմումին: Նկ. 2.8 և դ-ն համապատասխանում են մղման փուլն չեն անջատելուց հետո օժանդակ անոթում ՆՐԲ-ի սառեցման ժամանակ արված նկարներին, երբ օժանդակ անոթում ջերմաստիճանը հասնում է սենյակային ջերմաստիճանին: Նմուշի օժանդակ անոթը Nd:YAG լազերային փնջով տաքացնելու արդյունքում, ինչպես և նկ. 2.7-ում ներկայացված արդյունքների դեպքում, դիտվում է գոնդող լազերի բացթողնման գործակցի նվազում (տես նկ. 2.9-ը): Բացթողնման գործակցի արժեքը՝ հասնելով որոշակի նվազագույն արժեքի, սկսում է շատ արագ աճել



Նկ. 2.9. Բջջի բացթողնման (1 կորը) և օժանդակ անոթում ջերմաստիճանի (2 կորը) կախվածությունը ժամանակից, մղման փնջի միացման պահից հաշված՝ անոթի տաքացման և սառեցման ընթացքում, երբ հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է հիբրիդ կողմնորոշման կորույթյան դրսից դեպի ներս, մղման լազերի հզորության 230 մՎտարժեքի դեպքում

մինչև չի հաստատվում սկզբնական բացթողնման արժեքին մոտ արժեք, որն էլ հետագա տաքացման ընթացքում գրեթե մնում է անփոփոխ: Նկ. 2.9-ում ներկայացված գրաֆիկից դժվար չէ նկատել, որ այս դեպքում բացթողնման գործակիցը նվազում է մինչև 87% արժեքը, որից հետո սկսվում է նրա աճը, այն դեպքում, երբ 130 մՎտ հզորությամբ լազերային փնջով տաքացնելու դեպքում այդ աճը դիտվում էր բացթողնման գործակցի 73% արժեքից սկսված: Այսինքն կարելի է եզրակացնել, որ բացթողնման գործակցի նվազումն այնքան ավելի արագ է փոխակերպվում աճի, որքան հզոր է մղման լազերային փունջը: Հատկանշական է նաև այն հանգամանքը, որ ի տարբերություն առաջին ուղղությամբ («ճկուն ժապավենի» կորույթյան ներսից դեպի դուրս) դիտված հոսքի համար ներկայացված արդյունքների, երկրորդ ուղղության («ճկուն ժապավենի» կորույթյան դրսից դեպի ներս) համար ներկայացված արդյունքներում բացթողնման գործակցի աճից հետո հաստատվում է մի արժեք, որը գրեթե չի փոխվում օժանդակ անոթում ՆՅԲ-ի հետագա տաքացման ժամանակ:

Մղման Nd:YAG լազերի փունջն անջատելուց հետո, որը նկ. 2.9-ում նշված է կարմիր սլաքով, տեղի է ունենում ՆՅԲ-ի հոսք արդեն հակառակ ուղղությամբ: Բացթողնման գործակիցը սկսում է նվազել և նորից հասնելով որոշակի նվազագույն արժեքի սկսում է աճել, մինչև չի հաստատվում սկզբնական արժեքին մոտ արժեքը, որը հետագայում մնում է գրեթե անփոփոխ:

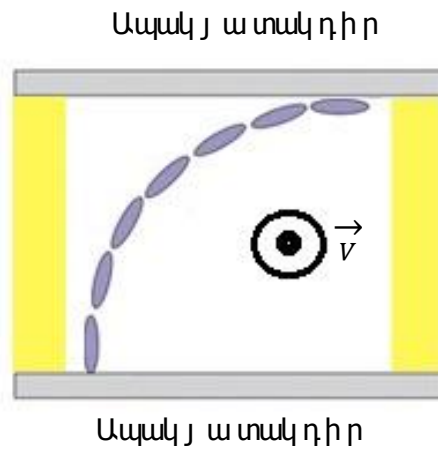
Նկ. 2.8 դ-ում դիտվում է բջջի դոմենային կառուցվածք, որը շատ նման է նկ. 2.6 գ և դ-ում դիտված դոմենին: Ամենայն հավանականությամբ բացթողնման գործակցի կտրուկ փոփոխությունը, մղման փունջը միացնելուց հետո 1000-րդ վայրկյանին, կարող է պայմանավորված լինել հենց այդ դոմենի հայտնվելով գոնդոդ փնջի տիրույթում:

CCD թվային տեսախցիկով համալրված MIM-8 մանրադիտակի միջոցով ՆՅԲ-ին ավելացված չնչին կոնցենտրացիայով ալյումինի փոշեհատիկների շարժումն ուսումնասիրելով, գնահատել ենք ՆՅԲ-ի հոսքի արագությունը: Ստացվել է, որ կախված հիդրոդինամիկական հոսքը մակածող մղման Nd:YAG լազերի փնջի հզորությունից, որի արժեքը փոխվել է 100-300 մՎտ-ի սահմաններում, ՆՅԲ-ի հոսքի արագության առավելագույն արժեքը փոխվել է մի քանի տասնյակից մինչև մի քանի հարյուր մկմ/վ միջակայքում, և բնականաբար, այնքան ավելի մեծ է եղել, որքան ավելի հզոր է եղել հոսքը մակածող փունջը:

2.4. Հիդրոդինամիկական հոսքերի ազդեցությունը հիբրիդ կողմնորոշմամբ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի օպտիկական հատկությունների վրա

Այս պարագրաֆում մենք կքննարկենք հիդրոդինամիկական հոսքերի ազդեցությունը հիբրիդ կողմնորոշված ՆՅԲ-ի օպտիկական հատկությունների վրա, երբ բջջում մակածված հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է ուղղորդի ճկման հարթությանն ուղղահայաց (տես նկ. 2.10-ը):

Փորձի վերոնշյալ երկրաչափության դեպքում, հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ-ական բջջում լազերով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերի ազդեցությամբ առաջացող օպտիկական



Նկ. 2.10. Հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՀԲ-ում լազերով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքի ուղղությունը պարզաբանող գծապատկեր: Դեղինով պատկերած են հարթ մազանոթի 10.6 մկմ հաստությամբ միջադիրները

հատկությունների փոփոխություններն ուսումնասիրելու համար ևս հավաքվել է նկ. 2.2-ում ուրվագծորեն պատկերված փորձարարական սարքը: Սակայն ի տարբերություն նախորդ դեպքերի, այս անգամ օգտագործվել է ՀԲ-ական բջիջ, որում պլանար կողմնորոշման ուղղությունը ուղղված է բջջի լայնական կտրվածքով: Հիդրոդինամիկական հոսք առաջացնելու համար այստեղ ևս օգտագործվել է փնջի գառուսյան բաշխմամբ, $\lambda=1.06$ մկմ պիքի երկարությամբ քվադրանդնդիատ Nd:YAG լազերը, իսկ հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՀԲ-ական բջջում հիդրոդինամիկական հոսքի ազդեցությամբ առաջացած ուղղորդի բաշխման փոփոխությունները գրանցվել են 650 նմ պիքի երկարությամբ զոնդող դիոդային լազերի փնջի օգնությամբ:

Այս դեպքում օգտագործվել է 10.6 մկմ հաստությամբ բջիջ: Հիբրիդ կողմնորոշմամբ բջիջ պատրաստելու համար, բջջի տակդիր ծառայող ապակիներից մեկի մակերևույթին տրվել է հոմեոտրոպ կողմնորոշում, այն նախատես ծածկելով HTAB-ով և ենթարկելով ջերմային մշակման: Մյուս տակդիրին տրվել է պլանար կողմնորոշում, այն նախապես ծածկելով Nylon 6/6-ով, ենթարկելով համապատասխան ջերմամշակման և այնուհետև նրբահղկելով՝ այնպես որ առաջացած խազերն ուղղված լինեն ապակու լայնական ուղղությամբ: Բջիջն ինչպես և նախորդ դեպքում, այս անգամ ևս ունի հատուկ կառուցվածք: Երկու անոթ իրար են միացված բարակ մազանոթի միջոցով, որը ստացվել է երկու իրար զուգահեռ

տեղադրված և իրար ամրացված պլանար և հոմոտոպոպ կողմնորոշում հաղորդող ապակիների շերտերի միջոցով: Այդ հարթ մազանոթով ՆՐԲ-ն կարող է ազատ հոսել մի անոթից մյուսը: Ինչպես և նախորդ դեպքերում, ՆՐԲ-ի հիդրոդինամիկական հոսքի արագության գնահատականներ տալու համար ՆՐԲ-ին ավելացվել է փոքր կոնցենտրացիայով պլյուրմիսի ~1 մկմ չափերի մանր փոշեհատիկներ: ՆՐԲ-ի հոսքի արագությունները գնահատվել են Tucsen CCD թվային տեսախցիկով M1H-8 մանրադիտակի միջոցով կատարված դիտումների արդյունքում: Մանրադիտակը կարգաբերված է եղել 110x խոշորացման համար: Չափումներն ու լուսապատկերների մշակումն իրականացվել են TSView7 համակարգչային ծրագրով:

Փորձը կատարվել է սենյակային ջերմաստիճանի պայմաններում: Փորձի ընթացքում, ինչպես նախորդ փորձերում, մղման լազերի փնջով հաջորդաբար տաքացվել են երկու անոթներն էլ, ընդ որում այն անոթը, որը կլանում է մղման փնջի ճառագայթումը՝ տաքացվում է, եղել է հերմետիկ փակված, իսկ մյուսը բաց է թողնվել, այնպես, որ այնտեղ ճնշումը լինի մթնոլորտային: Տաքացվող անոթում ջերմաստիճանային փոփոխությունը գրանցվել է անոթին ամրացված TM-902C թերմոզոլյգի միջոցով, որը ապահովել է ~0.1°C ճշտություն:

Փորձի ընթացքում նախ ՆՐԲ-ական բջջի օժանդակ ծավալը մղման լազերի փնջով տաքացվել է, ապա որոշակի ժամանակ անց, երբ օժանդակ անոթի և շրջապատի միջև հաստատվում է ջերմային հավասարակշռություն և դադարում է հիդրոդինամիկական հոսքը, մղման լազերի փունջն անջատվում է: Չափումները շարունակվել են նաև մղման փունջն անջատելուց հետո, այսինքն բջջի օժանդակ անոթի սառեցման պրոցեսի ընթացքում: Չափումները կատարվել են Nd:YAG լազերի հզորության մի քանի արժեքների դեպքում և կատարվել է այդ գրանցված արժեքների միջինացում:

Nd:YAG լազերը միացնելուց հետո ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով պայմանավորված դիտվում է նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի հոսք տաքացվող անոթից դեպի մթնոլորտի հետ կապված անոթը: Պայմանավորված փորձում օգտագործված հիբրիդ կողմնորոշմամբ բջջի երկրաչափությունամբ, այս դեպքում հիդրոդին-

Նամիկական հոսքի արագության ուղղությունն ուղղահայաց է
լինում բջջում ՆՅԲ-ի ուղղորդի ճկման հարթությանը, ինչպես
ցույց է տրված նկ. 2.10-ում: Փորձում ուսումնասիրվել է ՆՅԲ-ի
ուղղորդի վերակողմնորոշումը հիդրոդինամիկական հոսքի երկու
հակադիր ուղղությունների համար:

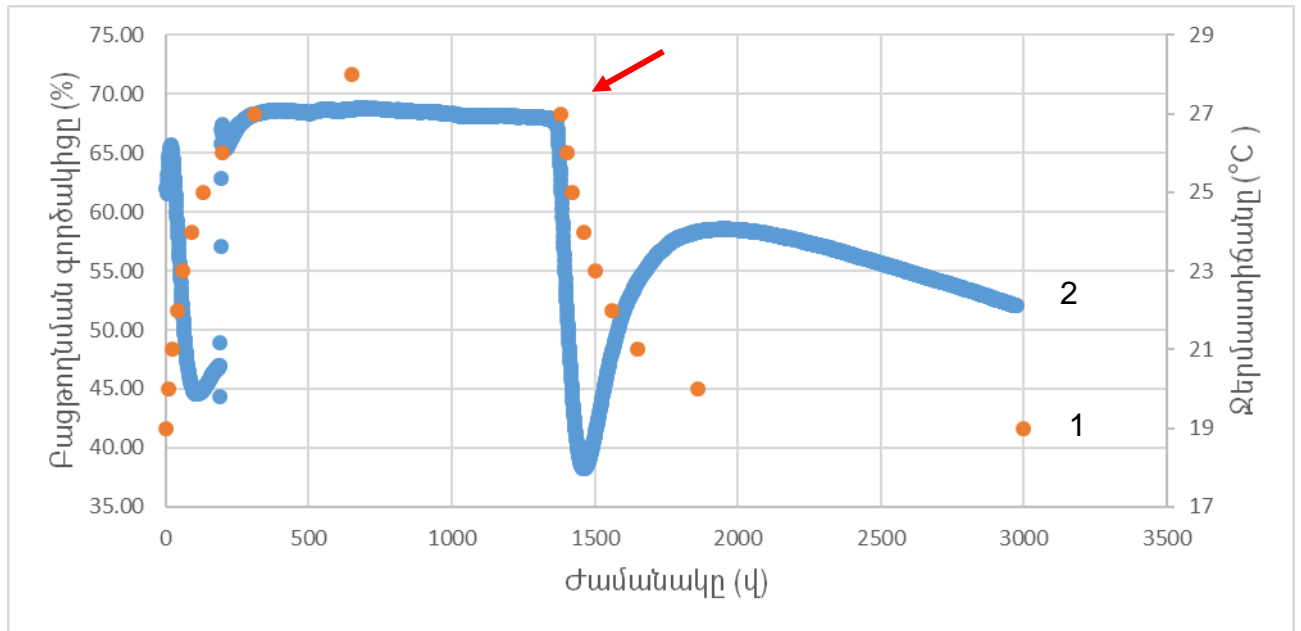
Հիդրոդինամիկական հոսքը շարունակվում է այնքան ժամանակ,
քանի դեռ բջջի երկու անոթներում առաջացած ճնշումների
տարբերությունը չի վերանում: Այդ հիդրոդինամիկական հոսքն իր
հերթին առաջացնում է ՆՅԲ-ի մուկուլուսների վերակողմնորոշում,
որն էլ հենց գրանցվում է գոնդոլ լազերային փնջի օգնությամբ:

Նկ. 2.11-ում պատկերված է գոնդող լազերի համար բջջի

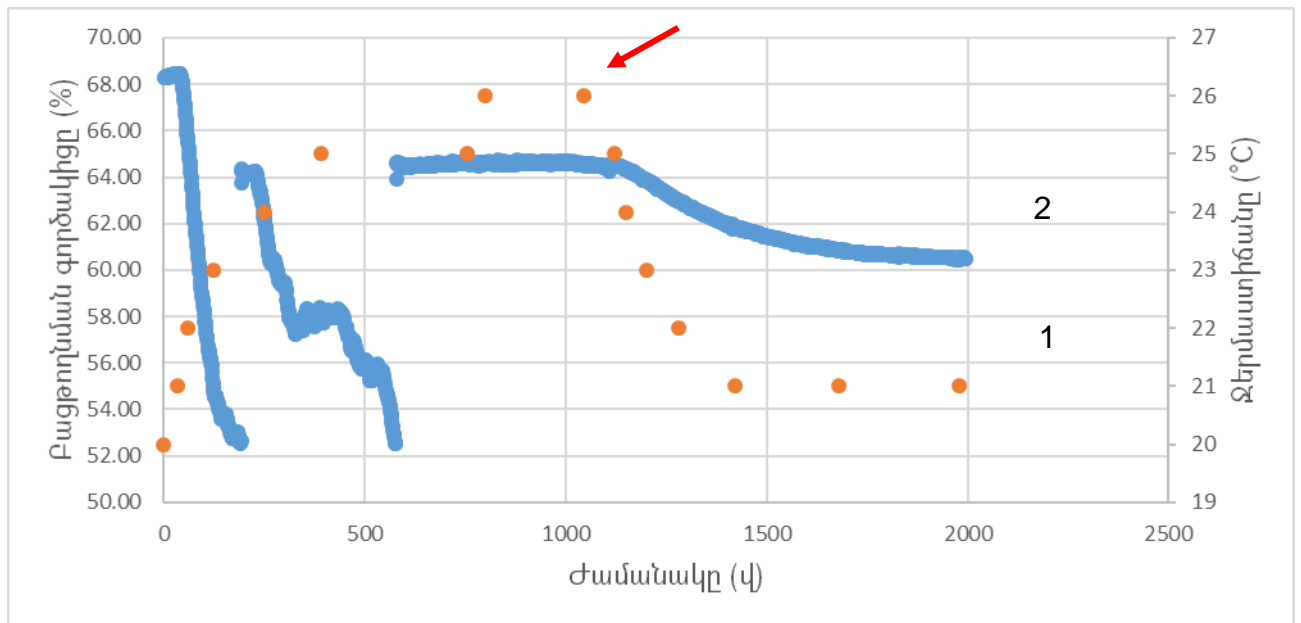
բացթողնման գործակցի փոփոխությունը հիդրոդինամիկական հոսքի

Երկու հակադիր ուղղություների դեպքում: Երկու դեպքում էլ

ա



բ



Նկ. 2.11. Մղման փնջի ազդեցությամբ բջջի օժանդակ անոթում ջերմաստիճանի (1 կորը) և զոնդող փնջի համար բացթողման գործակցի (2 կորը) կախումը ժամանակից: ա և բ դեպքերում միմյանց հակառակ են մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերի ուղղությունները: Կարմիր սլաքը ցույց է տալիս ժամանակի այն պահը, երբ մղման լազերային փունջն անջատվել է: Մղման լազերային փնջի հզորությունը 700 մՎտ է

Նախ տաքացվում է օժանդակ անոթում գտնվող ՋԲ-ն, ապա երբ երկու անոթներում էլ ճնշումները հավասարակշռվում են, մղման լազերի փունջն անջատվում է (Նկ. 2.11-ում այդ պահը նշված է կարմիր

սլաքով) և դիտվում է զոնդող լազերի փնջի համար բացթողնման գործակցի փոփոխությունն արդեն ՆՐԲ-ի սառեցման ընթացքում: ՆՐԲ-ի վրա ընկնող մղման լազերի փնջի հզորությունն այս դեպքում եղել է 700 մՎտ-ի կարգի:

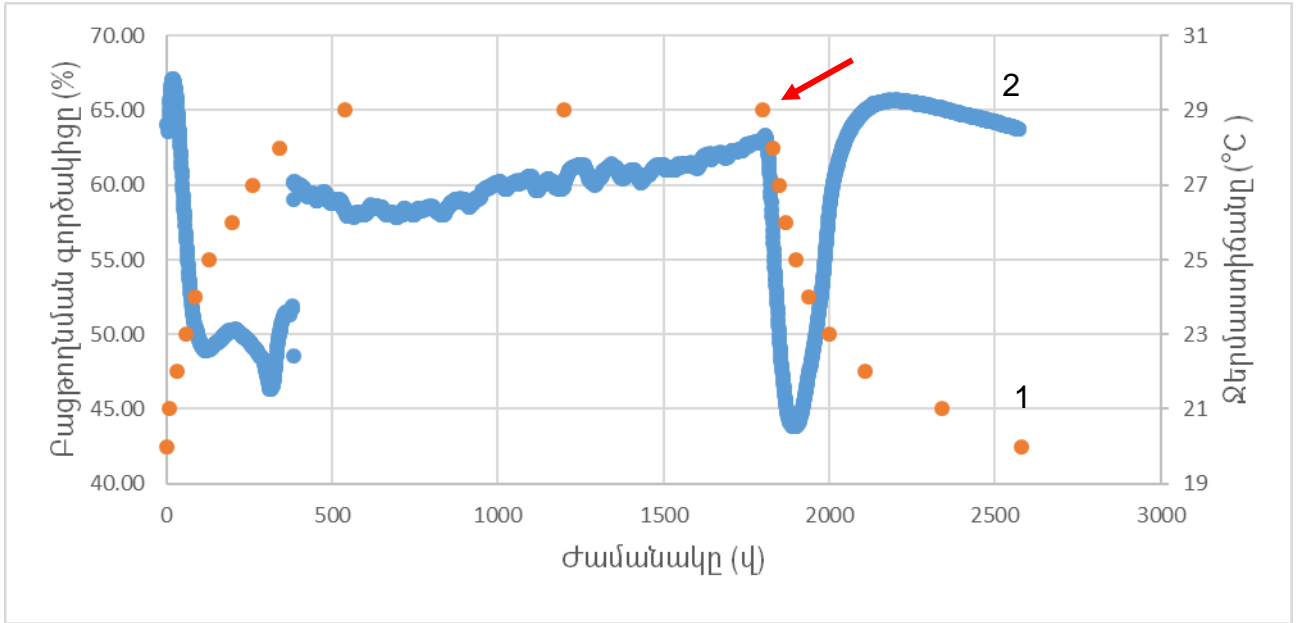
Ինչպես երևում է գրաֆիկներում ներկայացված արդյունքներից, երկու՝ ա և բ դեպքում էլ լազերը միացնելուց հետո նախ դիտվում է զոնդող լազերի բացթողնման գործակցի նվազում: Պատճառը երկու անոթներում ճնշումների տարբերության առաջացումն է, որն էլ իր հերթին բերում է հիդրոդինամիկական հոսքի առաջացմանը: Երկու դեպքում էլ փորձը սկսելուց ~180 վ անց, երբ ՆՐԲ-ի ջերմաստիճանը սկզբնական ջերմաստիճանի նկատմամբ աճում է ~5°C-ով տեղի է ունենում բացթողնման գործակցի կտրուկ փոփոխություն: Դա նշանակում է, որ բջջում մակածված հիդրոդինամիկական հոսքի ազդեցությամբ տեղի է ունեցել հիբրիդ կողմնորոշված ՆՐԲ-ի մոլեկուլների վերակողմնորոշում:

Որոշ դեպքերում առաջին թռիչքից հետո, երբ ՆՐԲ-ի ջերմաստիճանն աճում է 1°C-ով, կրկին դիտվում է բացթողման գործակցի նվազում և ևս մեկ թռիչք: Ենթադրվում է, որ այդ դեպքերում առաջին թռիչքից հետո մոլեկուլները պտտվում են այնպես, որ հոսքն ուղղված է լինում դեպի հիբրիդ կողմնորոշման «ճկուն ժապավեն»-ի ներսը, ինչն էլ իր հերթին հանգեցնում է ՆՐԲ-ի ուղղորդի անկյունային բաշխման փոփոխման դեպի հակառակ ուղղություն, որն էլ դիտվել էր նկ. 2.7-ում ներկայացված արդյունքներում և կանխատեսվել էր [113] աշխատանքում կատարված տեսական հաշվարկներում:

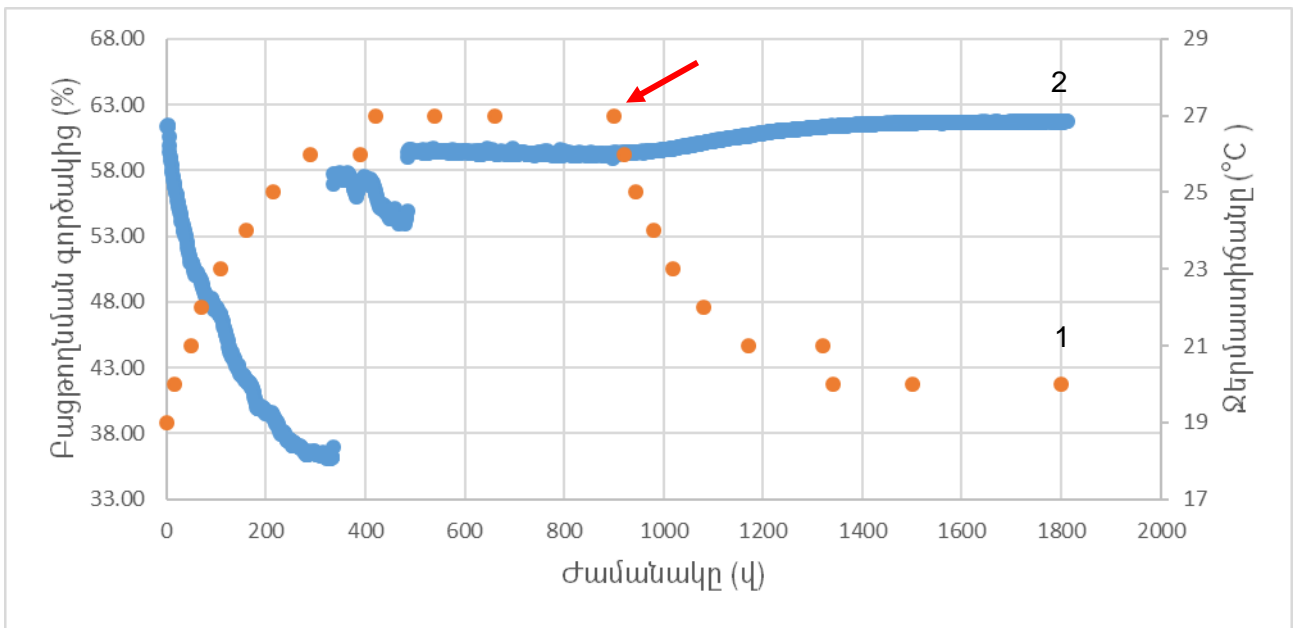
Նկ. 2.12-ում պատկերված է զոնդող լազերի համար բջջի բացթողնման գործակցի փոփոխության և մղման լազերով տաքացվող անոթում ՆՐԲ-ի ջերմաստիճանի ժամանակային կախվածությունները մակածված հիդրոդինամիկական հոսքի երկու հակադիր ուղղությունների դեպքում, երբ անոթը տաքացնող Nd:YAG լազերի հզորությունը 900 մՎտ է: Այս դեպքում արդեն երկու ուղղությունների համար բացթողնման գործակցի թռիչքածև փոփոխությունն դիտվում է, երբ նմուշի ջերմաստիճանը մինչև լազերային փնջի միացումն ունեցածի համեմատ աճում է ~7 °C-ով:

Ընդ որում երկու դեպքում էլ մինչ այդ թռիչքը տեղի է ունենում զոնդող Լ ազերի համար բացթողնման գործակցի նվազում:

ա



բ



Նկ. 2.12. Մղման փնջով տաքացվող օժանդակ անոթի ջերմաստիճանի (1 կորը) և զոնդող փնջի համար բացթողման գործակցի (2 կորը) կախումը ժամանակից: ա և բ դեպքերում միմյանց հակառակ են մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերի ուղղությունները: Կարմիր սլաքով նշված է մղման փնջի անջատման պահը: Մղման լազերային փնջի հզորությունը 900 մՎտ է

Բացթողման գործակցի առաջին թռիչքից հետո Նկ. 2.12 բ-ում դժվար է տեսնել երկրորդ թռիչքածև փոփոխությունը, որը տեղի է ունենում լազերային փնջի ազդեցությամբ օժանդակ անոթում ՆՐԲ-

ի ջերմաստիճանը 1°C -ով բարձրանալուց հետո: Ստացված արդյունքը համանման է 700 մՎտ հզորությամբ էլաէրային փնջի ազդեցությամբ դիտված համապատասխան արդյունքին (տես նկ. 2.11 բ-ն):

Գնահատելով էլաէրային փնջի ազդեցությամբ մակածված հոսքի արագությունը՝ ստացվել է, որ այն մոտավորապես մի քանի հարյուր մկմ/վ-ի կարգի է, ընդ որում արագության ավելի բարձր արժեք ստացվել է էլաէրի փնջի հզորության ավելի բարձր արժեքների դեպքում, ինչը միանգամայն տրամաբանական է:

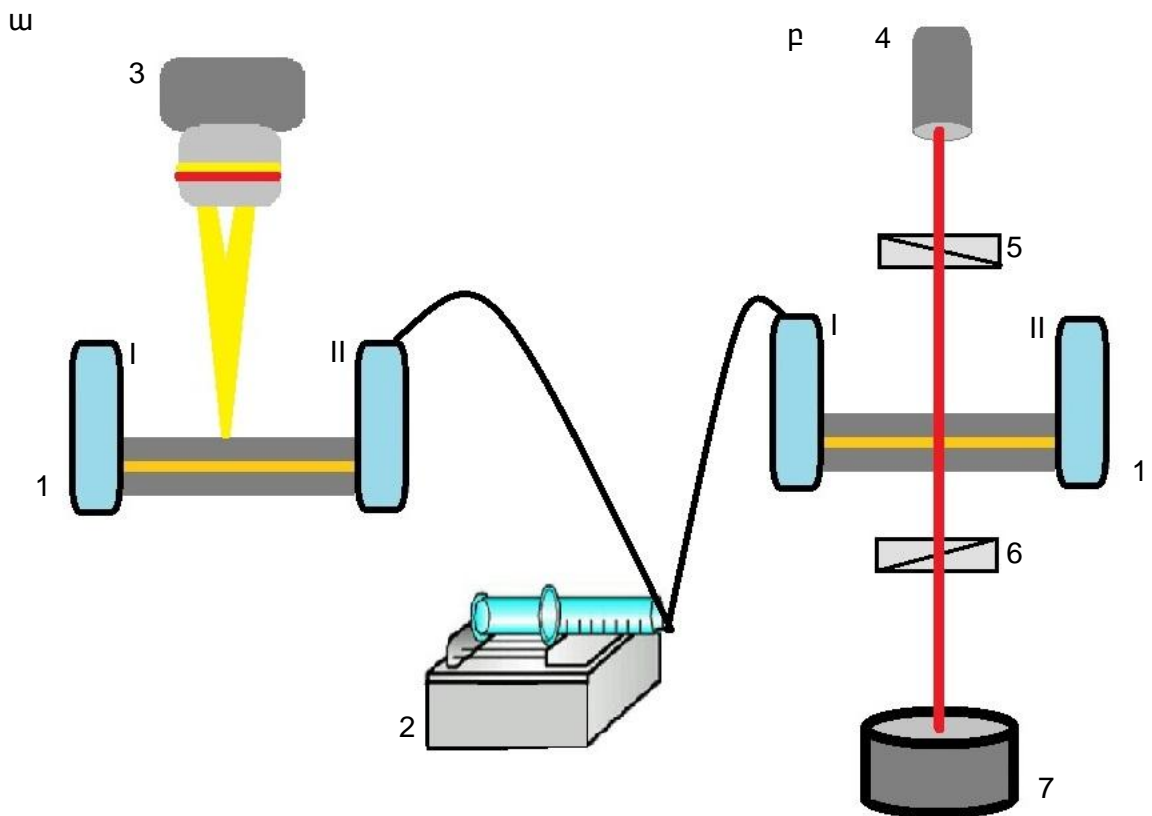
Այսպիսով՝ ընդհանրացնելով նկ. 2.11 և նկ. 2.12-ում ներկայացված արդյունքները, կարելի է էլայնական ուղղությամբ պլանար կողմնորոշմամբ հիբրիդ ՆՅԲ-ական բջջում, երբ մակածված հիբրոդինամիկական հոսքի արագության ուղղությունն ուղղահայաց է ճկման հարթությանը, գոնդող էլաէրի բացթողնման գործակցի համար ներկայացնել հետևյալ բնութագրական վարքագիծը: ՆՅԲ-ով էլցված օժանդակ անոթը մղման փնջով տաքացնելու արդյունքում բջջում մակածված հիբրոդինամիկական հոսքը փոխում է նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի օպտիկական հատկություններն այնպես, որ գոնդող էլաէրի բացթողնման գործակիցը սկսում է նվազել: Ընդ որում երկու ուղղությամբ դիտված հոսքերի համար այդ նվազումը շարունակվում է մինչև որոշակի նվազագույն արժեք, որը հաստատվում է տաքացնող էլաէրի հզորությամբ պայմանավորված: Երկու ուղղությամբ հոսքերի դեպքում էլ բացթողնման գործակիցը՝ հասնելով իր նվազագույն արժեքին, սկսում է աճել, ընդ որում աճը ուղեկցվում է գործակցի արժեքի թռիչքաձև փոփոխությամբ: Բացի այդ մի ուղղությամբ հոսքը դիտելիս՝ մղման էլաէրի հզորության տարբեր արժեքների դեպքում, անցման գործակցի առաջին թռիչքաձև աճից հետո, երբ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ջերմաստիճանն աճում է 1°C -ով դիտվում է նրա արժեքի երկրորդ թռիչքաձև փոփոխությունը: Օժանդակ անոթում ՆՅԲ-ի ջերմաստիճանի հետագա աճի ժամանակ երկու ուղղությամբ հոսքերի համար բացթողնման գործակիցի համար հաստատվում է մղման էլաէրի միացման պահին ունեցած արժեքին մոտարժեք, որը պահպանվում է էլաէրով օժանդակ անոթի տաքացման հետագա ժամանակի ընթացքում: Օժանդակ անոթում

ՆՅԲ-ն տաքացնող մղման լազերն անջատելիս (անջատման պահը գրաֆիկներում ցույց է տրված կարմիր սլաքով)՝ այն գրաֆիկներում, որտեղ դիտվել է բացթողնման գործակցի արժեքի մեկ թռիչքածև փոփոխություն (տես նկ. 2.11 ա-ն և նկ. 2.12 ա-ն), տեղի է ունենում բացթողնման գործակցի կտրուկ նվազում, ապա աճ և հաստատվում է որոշակի արժեք, որն այնուհետև ժամանակից կախված գրեթե չի փոխվում: Իսկ այն գրաֆիկներում, որտեղ դիտվել է բացթողնման գործակցի արժեքի թռիչքածև երկու փոփոխություններ (տես նկ. 2.11 բ-ն և նկ. 2.12 բ-ն), լազերն անջատելուց հետո այն էապես չի փոփոխվում:

2.5. Ղեկավարվող ճնշումների տարբերությամբ մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների փորձարարական ուսումնասիրումը հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում

Ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով լազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների վերաբերյալ վերը ներկայացված արդյունքերի հավաստիությունը ստուգելու և մեխանիզմը պարզաբանելու նպատակով մեր կողմից իրականացվել են հատուկ թեստային փորձեր: Այս դեպքում ուղիղ ճանապարհով օժանդակ անոթների միջև ստեղծվել է ճնշումների վերահսկելի տարբերություն և այդ պայմաններում փորձնականորեն ուսումնասիրվել է հիբրիդ կողմնորոշված ՆՅԲ-ական բջջի օպտիկական հատկությունները:

Վերոնշյալ նպատակին հասնելու համար մեր կողմից հավաքվել է փորձարարական սարք, որի պարզեցված տարբերակը ուրվագծորեն պատկերված է նկ. 2.13-ում: Նախահավաքվել է փորձարարական սարք, որի ուրվագիծը պատկերված է նկ. 2.13 ա-ում՝ պրմպի օգնությամբ ստեղծված անհրաժեշտ ճնշումների տարբերության ազդեցությամբ մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերի տեսադիտարկման համար: Այնուհետև, հոսքի արդյունքում հիբրիդ կողմնորոշված ՆՅԲ-ական թաղանթի օպտիկական հատկությունների փոփոխությունն ուսումնասիրելու համար հավաքվել է նկ. 2.13 բ-ում ուրվագծորեն պարկերված սարքը:



Նկ. 2.13. Ղեկավարվող ճնշումների տարբերությամբ մակածված հիդրոդինամիկական հոսքի դիտման փորձարարական սարքի ուրվագիծը, որտեղ 1 – ը նմուշն է, 2 – ը՝ ճնշում առաջացնող սարքը, 3 – ը՝ տեսախցիկը, 4 – ը՝ գոնդող լազերը, որն աշխատում է 650 նմ պլիքի երկարության վրա, 5 – ը և 6 – ը լույսի բևեռիչներ են, իսկ 7 – ը հզորության չափիչ սարքն է

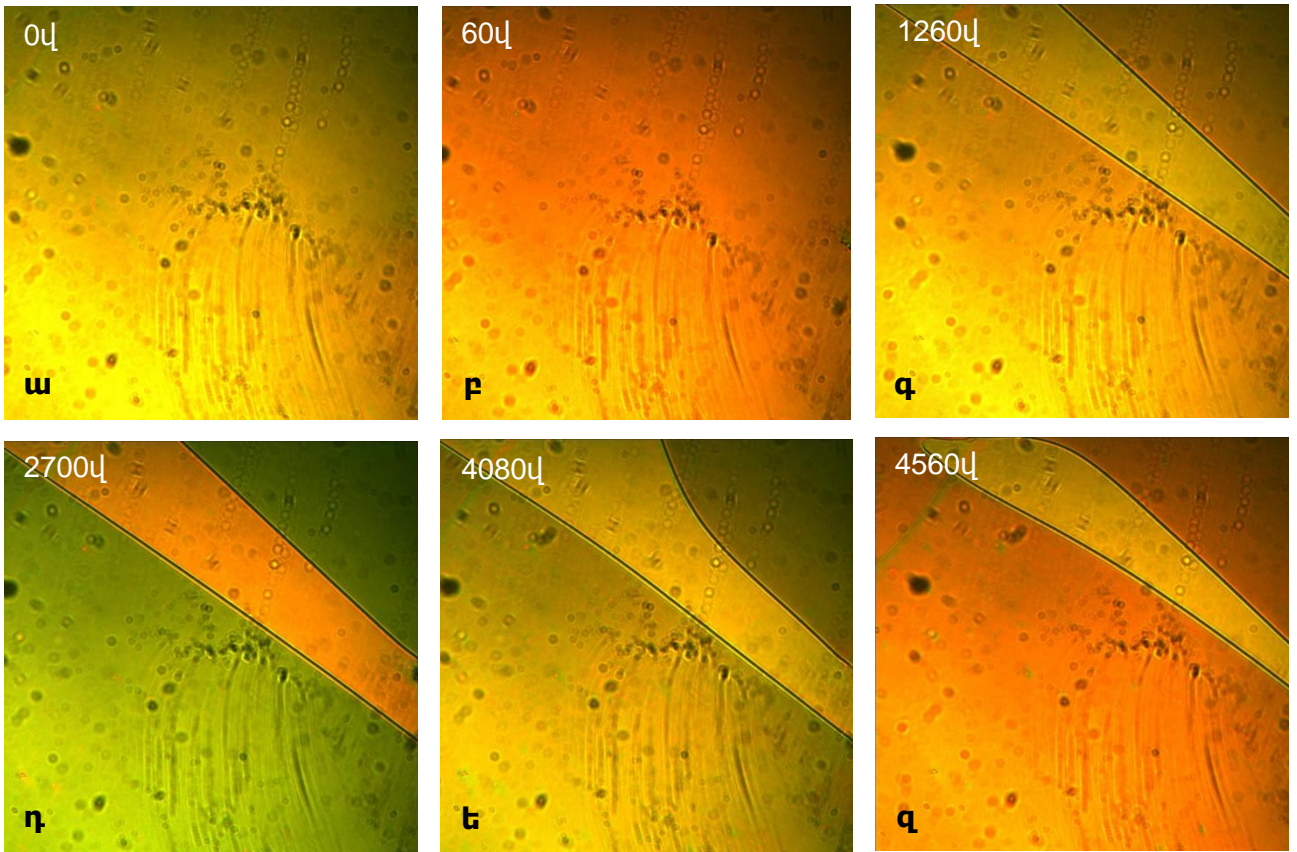
Նկ. 2.13-ում պատկերված փորձերում օգտագործված 1 նմուշն ունի յուրահատուկ կառուցվածք: Հիբրիդ կողմնորոշմամբ բջիջ պատրաստելու համար տակդիր ծառայող ապակիներից մեկի մակերևույթին տրվել է հոմեոտրոպ կողմնորոշում, այն ծածկելով HTAB-ով, իսկ մյուսին՝ պլանար կողմնորոշում՝ ծածկելով Nylon 6/6 պոլիմերով, այն համապատասխան ջերմամշակման ենթարկելով և այնուհետև նրբահղկելով, այնպես, որ առաջանան խազեր՝ ուղղված մակածվող հիդրոդինամիկական հոսքի արագության նկատմամբ լայնական ուղղությամբ: Բջիջը կազմող տակդիրներով ձևավորված հարթ մազանոթն ունի 8 մմ լայնություն և 30 մմ երկարություն, որով հեղուկ բյուրեղը կարող է ազատ հոսել (այդ տիրույթը 2.13 նկարում պատկերված է դեղին գույնով): Բջջի երկու եզրերին

ամրացված են անոթներ, որոնք ծառայում են որպես օժանդակ անոթներ հեղուկ բյուրեղի համար, ընդ որում փորձում նախատեսված է օժանդակ անոթը բացելու և հերմետիկ փակելու հնարավորություն: Փորձերում օգտագործված բջջի հաստությունը 10 մկմ է: Օգտագործվել է Merck ֆիրմայի E7 տիպի հեղուկ բյուրեղ: Առաջացած հոսքի արագության մասին գաղափար կազմելու համար ՆՐԲ-ին ավելացվում է նախկինում նկարագրված ալյումինի մանր փոշեհատիկները, որոնց չափերը 1 մկմ կարգի են:

Նմուշում առաջացած կառուցվածքային փոփոխությունները գրանցվել են 3 Tucsen CCD թվային տեսախցիկի միջոցով: ՅԲ-ի օպտիկական հատկությունների փոփոխությունները գրանցելու համար այն տեղադրվել է 5 և 6 խաչված բևեռիչների միջև՝ դրանց բացթողնման առանցքների նկատմամբ 45 աստիճանի անկյան տակ, ինչն էլ իր հերթին հնարավորություն է տալիս ստանալ առավելագույն անցման գործակից 650 նմ ալիքի երկարությամբ գոնդող դիոդային 4 լազերի համար: Չոնդող լազերի հզորության փոփոխությունը նմուշի և խաչված բևեռիչների միջով անցնելիս գրանցվում է 7 հզորության չափիչ սարքի միջոցով:

Ճնշումների տարբերությունն ստեղծելու համար օգտագործվել է հատուկ պատրաստված 2 սարքավորումը, որն իրենից ներկայացնում է հարթակ, որի վրա ամրացված է 100 մլ առավելագույն ծավալով մղիչ արմա: Պոմպում օդի ծավալը սահուն կառավարելու համար օգտագործվել է համակարգչային Arduino ծրագիրը: Պոմպի ծավալի փոփոխությունը կատարվել է ստաբիլ արագությամբ, այնպես որ այն 1 մլ -ով փոխվել է 8.7 վ-ում:

ՆՐԲ-ով լցված այն անոթը, որում ստեղծվել է ավելցուկային ճնշում, հերմետիկ փակվել է, այնպես որ բացառվի նրանում եղած ՆՐԲ-ի շփումը մթնոլորտի հետ, այն դեպքում, երբ մյուսը բաց է թողնվել, այսինքն նրանում ճնշումը եղել է մթնոլորտային: Յուրաքանչյուր փորձից հետո նմուշը հանգիստ է թողնվել, այնպես որ նրանում վերանաանոթների միջև ճնշումների տարբերությունը և դադարի հիդրոդինամիկական հոսքը: Գրանցված արդյունքները հավաքագրվել և մշակման են ենթարկվել համակարգչում: Չափումները կատարվել են օժանդակ անոթում ճնշման մի քանի



Նկ. 2.14. Նմուշի պատկերները առաջին ուղղությամբ հեղուկ բյուրեղի հոսքի համար՝ I անոթից դեպի II, երբ I անոթում ճնշումը ավելացվում է 0.16 մթնոլորտով

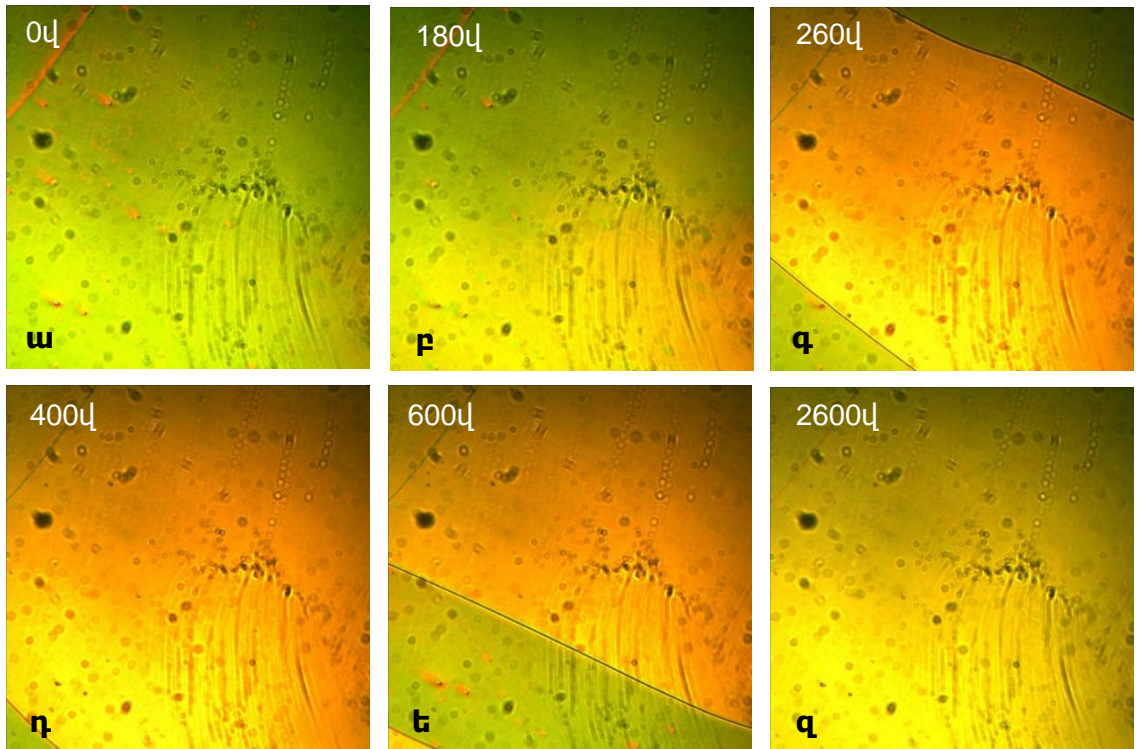
արժեքների և հիդրոդինամիկական հոսքերի երկու՝ միմյանց հակառակ ուղղություներում ճնշումների համար:

Պատրաստված ՆՐԲ-ական բջջում ուղղորդի բաշխման կորն ունի Նկ. 2.10-ում պատկերված տեսքը և հետևաբար մի անոթում ճնշման փոփոխության արդյունքում բջջում մակածված հիդրոդինամիկական հոսքի արագության ուղղություներն ուղղահայաց է ուղղորդի ճկման հարթությանը: Չափումները կատարվել են սենյակային (20°C) ջերմաստիճանի պայմաններում:

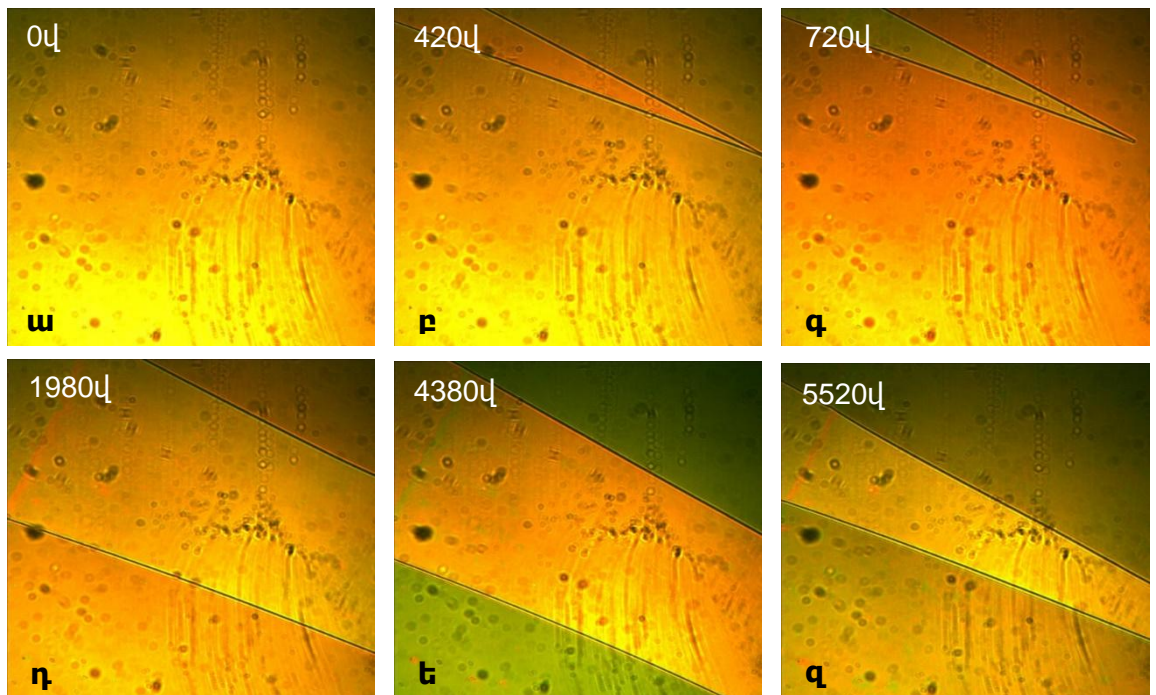
Նկ. 2.14 – 2.17-ում ներկայացված են նմուշի CCD տեսախցիկով արված լուսանկարները հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՐԲ-ում օժանդակ անոթներում տարբեր ճնշումների տարբերության հետևանքով երկու հակադիր ուղղությամբ առաջացած հիդրոդինամիկ հոսքերի համար, երբ ճնշումների տարբերությունն օժանդակ անոթներում ավելանում է 0.16 և 0.32 մթնոլորտով: Պատկերներն արված են ճնշումը կիրառելուց անմիջապես հետո՝ փորձի ընթացքում տարբեր պահերի: Ներկայացված արդյունքներում՝ վերջին նկարում

Ներկայացված պահից հետո փորձում պատկերների էական փոփոխություններ չեն դիտվել :

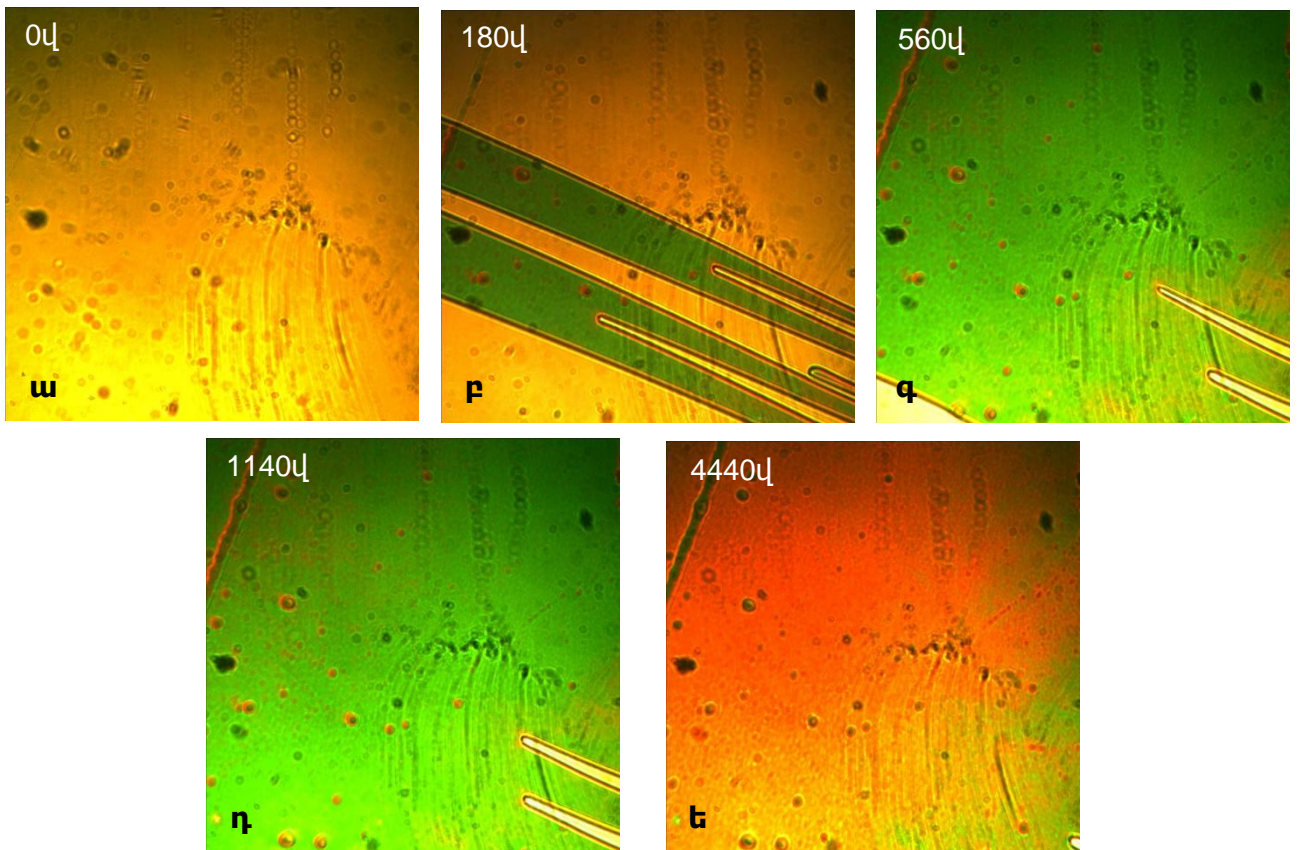
Ինչպես երևում է ներկայացված արդյունքներից հոսքը հանգեցնում է ՅԲ-ի շերտի գունավորման փոփոխության, ինչն էլ հենց դիտվել էր նախորդիվ ներկայացված արդյունքներում: Ներկայացված պատկերներում հստակ կարելի է նկատել հոսքի ընթացքում առանձին դոմենի առաջացում, որը չնայած տարբերվում է իր գունավորմամբ շրջապատող տիրույթի գունավորումից, սակայն օժտված է նույն բևե-



Նկ. 2.15. Նմուշի պատկերները երկրորդ ուղղությամբ հեղուկ բյուրեղի հոսքի համար՝ II անոթից դեպի I, երբ II անոթում օդի ճնշումը ավելացվում է 0.16 մթնուլ որտով



Նկ. 2.16. Նմուշի պատկերները առաջին ուղղությամբ հեղուկ բյուրեղի հոսքի համար՝ I անոթից դեպի II, երբ I անոթում օդի ճնշումը ավելացվում է 0.32 մթնուլ որտով

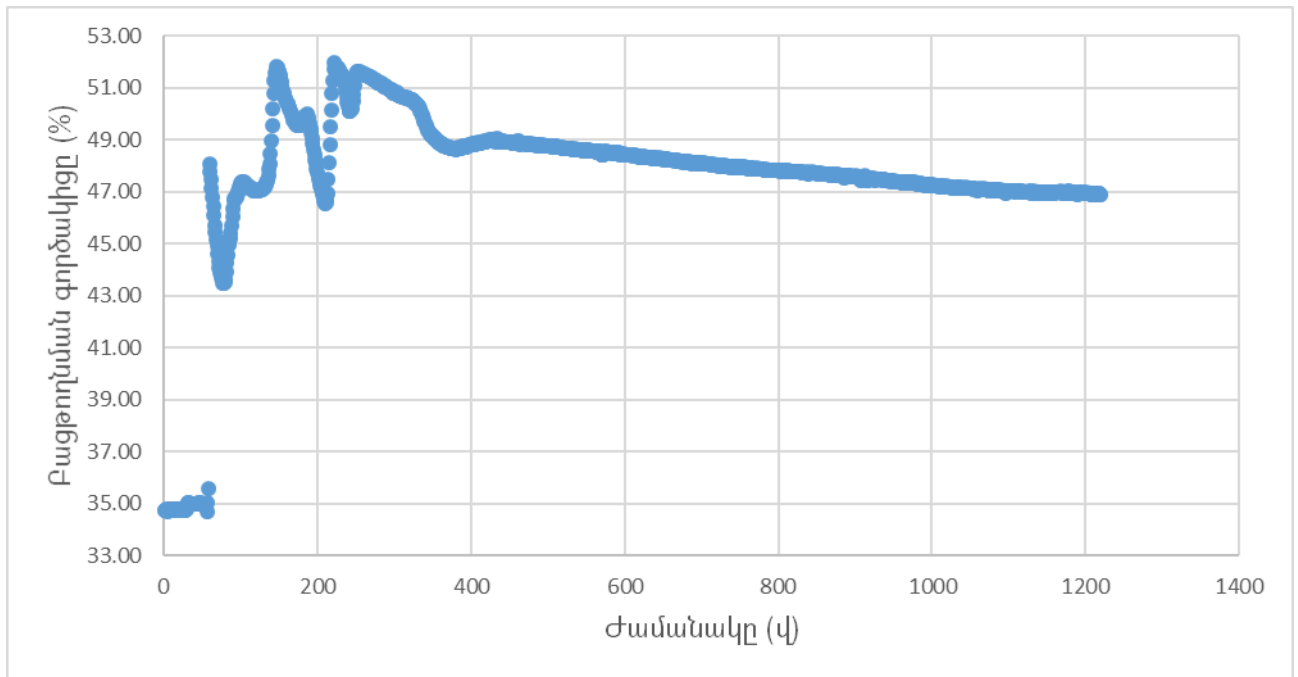


Նկ. 2.17. Նմուշի պատկերները երկրորդ ուղղությամբ հեղուկ բյուրեղի հոսքի համար՝ II անոթից դեպի I, երբ II անոթում օդի ճնշումը ավելացվում է 0.32 մթնոլորտով

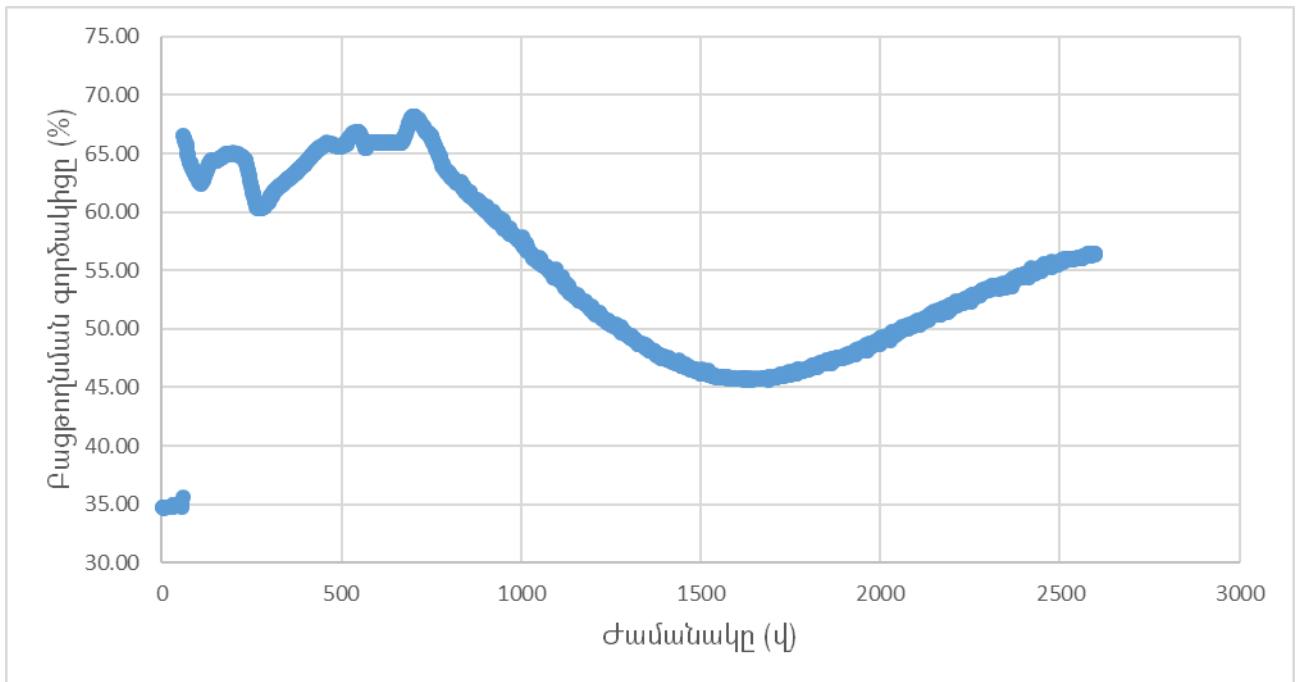
ճացումային օպտիկական հատկություններով: Այդ դոմենի ձևը և գույնավորումը ևս փոփոխության է ենթարկվում փորձի ընթացքում:

Նկ. 2.18 և 2.19-ում ներկայացված են գոնդողլազերի փնջի համար բացթողնման գործակցի ժամանակային կախվածությունն՝ օժանդակ անոթում ճնշման տարբեր արժեքների, և հոսքի երկու հակադիր ուղղությունների համար: Բոլոր ներկայացված գրաֆիկներում առաջին 60 վայրկյանները համապատասխանում են ճնշումների տարբերության բացակայության վիճակին: 60 վ անց նմուշի համապատասխան հերմետիկ փակված անոթում կիրառվել է լրացուցիչ ճնշում, իսկ մյուս անոթը բաց է թողնվում, այնպես որ ազատ կարողանա շփվել մթնոլորտի հետ:

ա

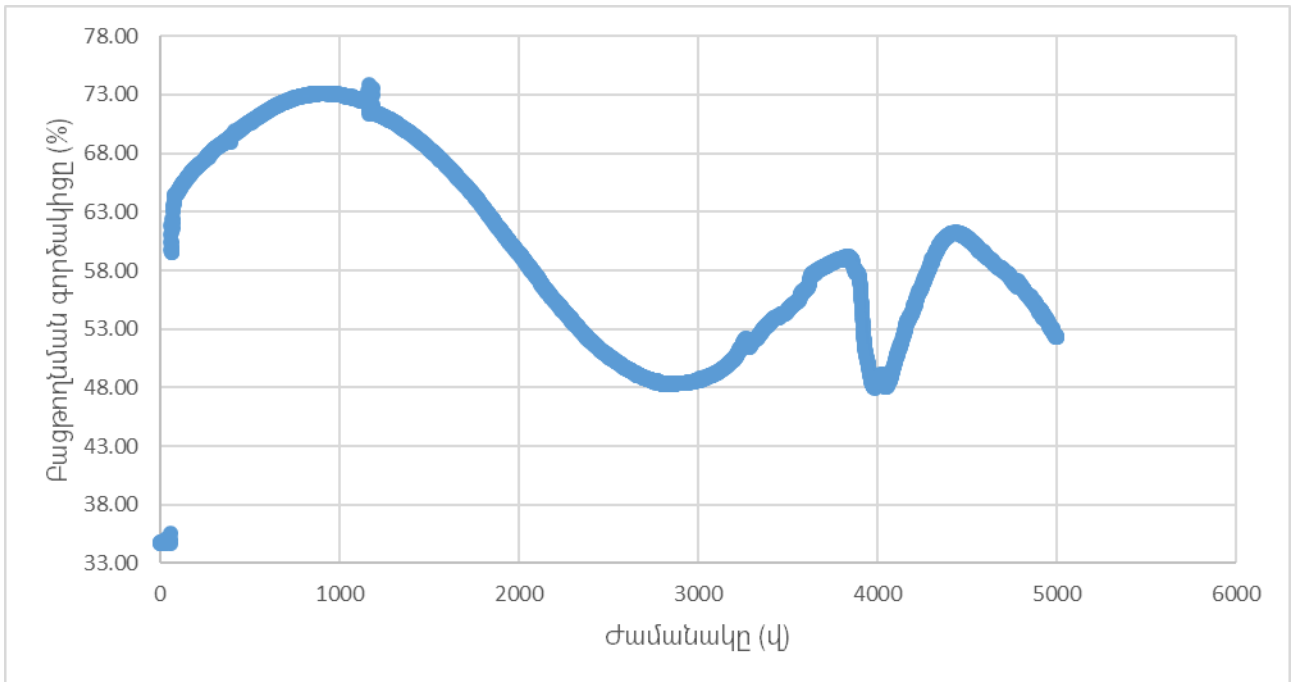


բ

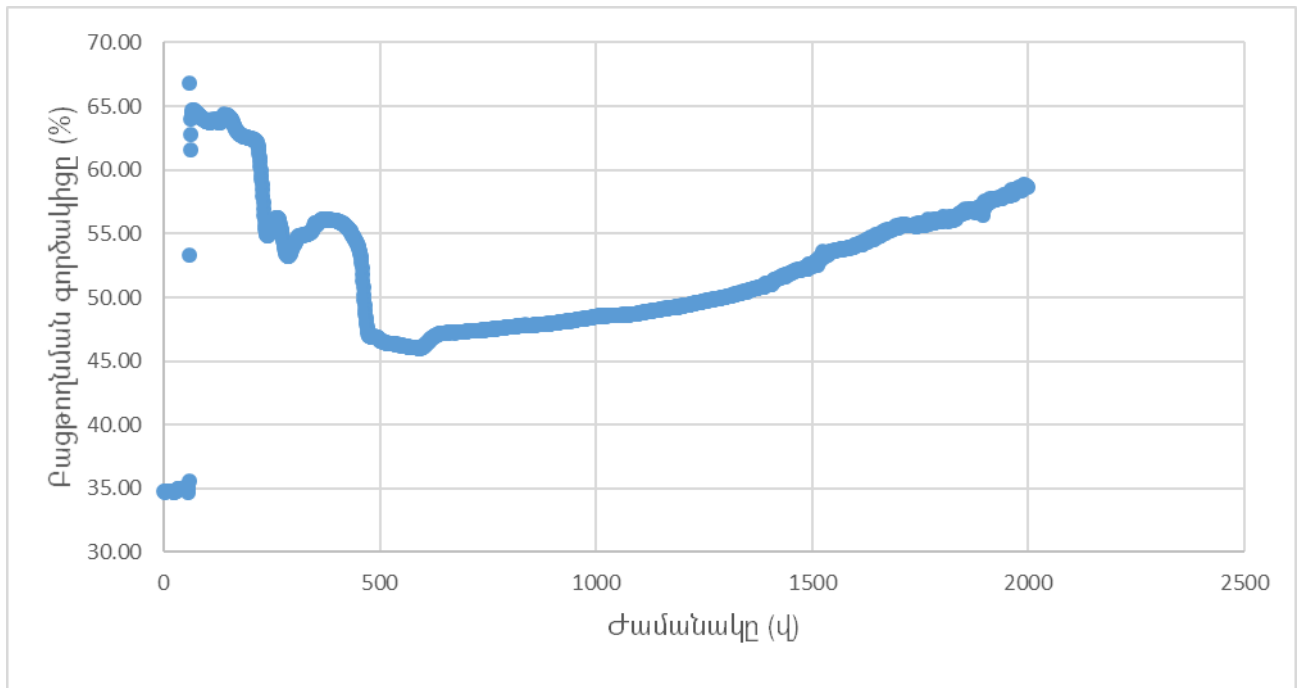


Նկ. 2.18. Չոնդող լազերի համար բջջի բացթողնման գործակցի ժամանակային կախվածությունը, երբ անոթներում ճնշումների տարբերությունն ավելացվում է 0.16 մթնոլորտով՝ ա – I անոթում, բ – II անոթում

ա



բ



Նկ. 2.19. Չոնդող լազերի համար բջջի բացթողնման գործակցի ժամանակային կախվածությունը, երբ անոթներում ճնշումների տարբերությունն ավելացվում է 0.32 մթնոլորտով՝ ա – I անոթում, բ – II անոթում

Ինչպես կարելի է նկատել ստացված պատկերներից, ճնշում կիրառելուց հետո տեղի է ունենում բացթողնման գերծակցի արժեքի կտրուկ աճ, ապա փորձի հետագա ընթացքի ժամանակ դիտվում է բացթողնման գործակցի արժեքի բավականին զգալի անկանոն փոփոխություններ, որն էլ իր հերթին համապատասխանում է նկ. 2.14-2.17-ում ներկայացված նկարներում գուևային փոփոխություններին: Այսինքն, հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ-ում, օպտիկական հատկությունների փոփոխությունը՝ մասնավորապես բացթողնման գործակցի փոփոխությունը, առաջացած հիդրոդինամիկական հոսքի արդյունք է: Դա ուղեկցվում է նմուշն անցած լույսի գուևային փոփոխությամբ: Փորձում որոշ դեպքերում կարելի է հանդիպել բացթողնման գործակցի թռիչքաձև փոփոխությունների:

Յիդրոդինամիկական հոսքի արագության գնահատման համար CCD թվային տեսախցիկի օգնությամբ կատարված տեսադիտման արդյունքում չափվել է ՅԲ-ին ավելացված ալյումինի մանր փոշեհատիկների շարժման արագությունը: Անոթներում ճնշումների տարբերության ամեն մի արժեքի համար կատարվել է փոշեհատիկների շարժման արագության գրանցման մի քանի չափում, որից հետո իրականացվել է գրանցված արագությունների արժեքների միջինացում: Ստացվել է, որ հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունը մոտավորապես մի քանի հարյուր մկմ/վ է:

2.6. Երկրորդ գլխի ամփոփումը

Ի մի բերելով ատենախոսության երկրորդ գլխում ստացված արդյունքները, նշենք, որ այս գլխում փորձնականորեն ուսումնասիրել է հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՅԲ-ական կառուցվածքում ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով առաջացող լուսամակածված հոդրոդինամիկ հոսքերը: Դիտվել է հոսքի երկու հակառակ ուղղությունների համար ՆՅԲ-ի շերտով անցնող բևեռացված լույսի տարբեր վարքեր՝ հիբրիդ կողմնորոշման երկու տարբեր կառուցվածքների համար (ալևնար

կողմնորոշման ուղղությունը նմուշի լայնական և երկայնական ուղղություններով):

Փորձնական ճանապարհով ցույց է տրվել, որ երբ ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքն ուղղված է հիբրիդ կողմնորոշման կորույթան ներսից դեպի դուրս, հոսքի դեպքում մենք դիտում ենք ՆՐԲ-ի ուղղորդի թեքության անկյան աճ: Իսկ երբ հոսքն ուղղված հիբրիդ կողմնորոշման կորույթան դրսից դեպի ներս, ապա դիտվում է ՆՐԲ-ի հիբրիդ կողմնորոշման «ճկուն ժապավենի» կորույթան ուղղության փոփոխություն դեպի հակառակ ուղղություն:

Ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով մակածվել է հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի վերակողմնորոշում, երբ հիդրոդինամիկական հոսքի արագությունն ուղղված է ուղղորդի ճկման հարթությանն ուղղահայաց: Կատարված փորձերում ուղղորդի վերակողմնորոշումն ուղեկցվել է զոնդող լազերի ինտենսիվության բացթողնման գործակցի արժեքի կտրուկ փոփոխությամբ: Ցույց է տրվել, որ որոշ դեպքերում կարող է դիտվել բացթողնման գործակցի արժեքի երկու թռիչքաձև փոփոխություն, որն էլ իր հերթին հետևանք է այն բանի, որ առաջին թռիչքից հետո մոլեկուլները պտտվում են այնպես, որ հոսքն ուղղված է լինում դեպի հիբրիդ կողմնորոշման «ճկուն ժապավեն»-ի ներսը, ինչն էլ իր հերթին հանգեցնում է ՆՐԲ-ի ուղղորդի անկյունային բաշխման փոփոխման դեպի հակառակ ուղղություն:

Ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով լազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների վերաբերյալ ստացված արդյունքերի հավաստիությունը ստուգելու համար ուղիղ ճանապարհով հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՐԲ-ական բջջի օժանդակ անոթների միջև ստեղծվել է ճնշումների վերահսկելի տարբերություն և այդ պայմաններում փորձնականորեն ուսումնասիրվել է ՆՐԲ-ական բջջի օպտիկական հատկությունների փոփոխությունները: Ցույց է տրվել, որ հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՐԲ-ում, օպտիկական հատկությունների փոփոխությունը

(բացթողնման գործակցի և ՅԲ-ի շերտի գուճակորմա) առաջացած հիդրոդինամիկական հոսքի արդյունք է:

**ԳԼՈՒԽ 3. ԼԱՉԵՐՈՎ ՄԱԿԱՃՎԱՃ ԿՈՆՎԵԿՏԻԱՅԻ
ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒ ՄԸ ԲԱՑ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒ ՅԹՈՎ
ԻՉՈՏՐՈՊ
ԵՎ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊՆԱՆՈՅԵՂՈՒ ԿՆԵՐՈՒ Մ**

3.1. Ներածություն

Բաց մակերևույթներով հեղուկներում առաջացող կոնվեկտիվ հոսքերն առաջին անգամ համակարգված ուսումնասիրության են ենթարկվել Բենարի աշխատանքներում [44, 45]: Բենարն իր աշխատանքներում այդ էֆֆեկտը բացատրել է հեղուկի խտության ջերմաստիճանային կախվածությամբ (հաճախ այն անվանում են գրավիտացիոն մեխանիզմ): Այդ նույն մեխանիզմն ընկած էր Ռեյեյի կողմից առաջարկված տեսական մոդելի հիմքում [48]: Հետագայում [52] ցույց տրվեց, որ Բենարի կողմից օգտագործված հաստությունների համար (մոտավորապես 1 մմ) գործում է կոնվեկտիվ շարժումների առաջացման ջերմամազակյան մեխանիզմը (հաճախ այն անվանում են Մարանգոնիի կոնվեկցիա), որը պայմանավորված է հեղուկի մակերևույթային լարվածության ջերմաստիճանային կախվածությամբ: Առաջին աշխատանքները, որոնք նվիրված են լազերային ճառագայթման կլանմամբ պայմանավորված ջերմային ազդեցությամբ առաջացող ջերմամազակյան կոնվեկցիայի հետազոտությանը, հայտնվել են 1970-ական թվականներին [59, 62]: Ջերմամազակյան մեխանիզմով կոնվեկցիայի հետևանքով դեֆորմացված հեղուկի ազատ մակերևույթից մասնակիորեն անդրադարձած լազերային ճառագայթման փունջն իր մեջ կրում է հեղուկի ձևի մասին ամբողջական տեղեկույթ, որն էլ իր հերթին կախված է հեղուկի ներսում ընթացող կոնվեկտիվ գործընթացներից: Այդ տեղեկույթը հնարավորություն է տալիս որոշել հեղուկի մի շարք ֆիզիկական բնութագրեր (մածուցիկություն, ջերմահաղորդականություն և այլն), նրա շերտի երկրաչափական պարամետրեր (հաստություն, ազատ մակերևույթի կորություն և այլն) և հիմքի հատկություններ: Բացի այդ ստացված

տեղեկությունը (օպտիկական պատկեր կամ ջերմամազական արձագանք) հեշտկարելի է ենթարկել մշակման, այդ թվում նաև ավտոմատացված:

Լազերային ճառագայթման կլանմամբ մակածված ջերմամազական կոնվեկցիայի երևույթները կարող են գտնել իրենց կիրառությունը հեղուկների և լազերային փառորոշման մեջ, կենսաճարտարագիտության, և լազերային հորատման և աբլացիայի, մակերևույթների և եզրի մաս, և լազերային զոդման, մետաղների և դիելեկտրիկների կտրման և այլ ոլորտներում: Ժամանակակից և լազերային տեխնոլոգիաներում տեղի ունեցող արագընթաց զարգացումը հնարավորություն է ընձեռնում այս տիպի երևույթների հետազոտությունների նկատմամբ հետաքրքրություն մեծացմանը:

Առանձնահատուկ հետաքրքրություն են ներկայացնում նանոհեղուկներում մակածված կոնվեկտիվ շարժումների ուսումնասիրությունները: Նանոհեղուկներ են կոչվում այնպիսի միջավայրերը, որոնք բաղկացած են կրող հեղուկից և նանոմասնիկներից: Նանոմասնիկները դրանք կոչում են նանոմասնիկներ են, որոնց բնութագրական չափերը տատանվում են 1-ից 100 նմ միջակայքում: Հաճախ որպես հիմնական կրող հեղուկներ են հանդիսանում ջուրը, օրգանական հեղուկները, պլիմերային և ուծույթները: Որպես նանոմասնիկ հաճախ օգտագործվում են քիմիապես կայուն մետաղների մասնիկները և նրանց օքսիդները: Ամենափոքր նանոմասնիկ կարելի է համարել \$10^{-9}\$ մետր, որի տրամագիծը կազմում է 1 նմ: Միջանկյալ դիրք են գրավում վիրուսները, որոնց չափերը հասնում են տասնյակ նանոմետրերի կարգի:

Նանոհեղուկների ֆիզիկայի ուսումնասիրությունը սկսվել է վաղուց՝ պայմանավորված նրանց կիրառման և այն հնարավորություններով: Նանոհեղուկները կիրառվում են քիմիական պրոցեսներում, կենսաբանական և տարբեր նշանակություն նանոտեխնոլոգիաներում, ջերմային էներգիայի տեղափոխման և արտադրության նոր համակարգերի ստեղծման մեջ, ինչպես նաև նոր կոսմետիկական և դեղորայքային միջոցների, և աբլացիայի, ներկերի, նանոսենսորների պատրաստման մեջ և այլն:

Պայմանավորված այն հանգամանքով, որ նանոհեղուկների կիրառությունները մեծամասամբ պայմանավորված են նրանց հոսքերով, մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում նրանցում կոնվեկտիվ հոսքերի ուսումնասիրությունը: Նանոհեղուկների տարբերությունը սովորական հեղուկներից կայանում է նրանում, որ նանոհեղուկներն օժտված են բարձր ջերմային հաղորդականությամբ, ջերմադիֆֆուզիայի, մածուցիկության և կոնվեկտիվ ջերմահաղորդականության մեծ գործակիցներով [83, 84]: [84] աշխատանքում առաջին անգամ ցույց է տրվել նանոհեղուկներում ջերմահաղորդականության մեծացումն ու կատարվել են դրա փորձարարական չափումները: Նանոհեղուկներում կոնվեկցիայի ուսումնասիրությունը կատարվել են ինչպես մի մակերևույթը բաց անոթներում գտնվող նանոհեղուկների համար [128], այնպես էլ երկու եզրային կոշտ պայմանների դեպքում [85, 86, 128]: Ցույց է տրվել, որ նանոմասնիկների ծավալային կոնցենտրացիայի մեծացման հետ Նուսսելտի թիվը (ջերմության կոնվեկտիվ փոխանցման հարաբերությունը ջերմահաղորդականությանը) նանոհեղուկներում նվազում է:

Լազերների հայտագործումից հետո մեծացավ հետաքրքրությունը նանոհեղուկներում լազերով մակածված կոնվեկտիվ հոսքերի ուսումնասիրության նկատմամբ: [86, 129] աշխատանքներում տեսականորեն ուսումնասիրվել է նանոհեղուկներում ինտենսիվության բաշխման տարածականորեն պարբերական լազերային ճառագայթման կլանման ազդեցությամբ մակածված կոնվեկտիվ երևույթները և ցույց է տրվել, որ լազերային ճառագայթման հզորության խտության Նույնիսկ չափավոր արժեքների դեպքում ($\sim 1 \text{ Կտ/սմ}^2$) կարելի է դիտել բավականին ինտենսիվ կոնվեկցիա:

Այս գլխում ներկայացված են լազերային ճառագայթման կլանմամբ մակածված մարանգոնիի կոնվեկցիայի վերաբերյալ ուսումնասիրությունները ինչպես իզոտրոպ հեղուկների, այնպես էլ անիզոտրոպ հատկություններով օժտված հեղուկ բյուրեղների համար: ՆՐԲ-ում ջերմային կոնվեկցիայի ուսումնասիրությունները բավական մեծ հետաքրքրություն են

ներկայացնում շնորհիվ նրանց առանձնահատուկ հատկությունների [130-132]: ՆՅԲ-ների համար անկայունության սահմաններն էապես տարբերվում են իզոտրոպ հեղուկների համար համապատասխան արժեքներից՝ արտաքին ազդեցությունների միևնույն ֆիզիկական պարամետրերի դեպքում: Բացի այդ, ի տարբերություն իզոտրոպ հեղուկների, ՆՅԲ-ներում կայուն կոնվեկցիա կարելի է դիտել և՛ բջիջը ներքևից տաքանցելու, և՛ վերևից տաքացնելու դեպքում [112]:

Այս աշխատանքում ուսումնասիրվել է կոնվեկցիայի մակածումը ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ լազերային ճառագայթման կլանման միջոցով ներքևից տաքացվող նանոհեղուկների համար: Լազերային ճառագայթման կիրառումը հետաքրքրական է նրանով, որ հնարավորություն է տալիս ստանալ ցանկացած տարածական բաշխմամբ ջերմության բաշխում նանոհեղուկում, ինչպես նաև կառավարել այդ բաշխումը: [133] աշխատանքում տեսականորեն ուսումնասիրվել է մի՝ վերին մակերևույթը բաց իզոտրոպ հեղուկներում կանոնավոր կոնվեկտիվ հոսքերի հնարավորությունը այն դեպքի համար, երբ այն կլանում է շերտի հարթության վրա ինտենսիվության տարածականորեն պարբերական բաշխմամբ լույսը: Կոնվեկցիան ի հայտ էր գալիս շնորհիվ հեղուկի մակերևույթային լարվածության գործակցի ջերմաստիճանից ունենցած կախվածության: [49] աշխատանքում տեսականորեն ուսումնասիրվել է մեկ ազատ մակերևույթով ՆՅԲ-ում հարկադրական կոնվեկցիան և մոլեկուլների վերակողմնորոշումը: Քննարկվել է կոնվեկցիայի ջերմամազական և գրավիտացիոն մեխանիզմների միջև մրցակցությունը, ինչպես նաև տրվել են այն պայմանները, որոնց դեպքում նշված մեխանիզմներից որևէ մեկը տալիս է էական ներդրում կոնվեկտիվ հոսքերի առաջացման մեջ: Տեսականորեն և փորձնականորեն ուսումնասիրվել է վերը նշված երկու մեխանիզմների միջոցով մակածված հիդրոդինամիկ կոնվեկցիաներն իզոտրոպ հեղուկներում և անիզոտրոպ ՅԲ-ներում՝ ինտենսիվության տարածականորեն պարբերական բաշխմամբ լույսային ճառագայթման կլանման ազդեցությամբ: Ցույց է տրվել, որ ինտենսիվության նման

բաշխումը հանգեցնում է հեղուկի վերին շերտում մակերևութային հիդրոդինամիկական ալիքների առաջացմանը, որոնց տարածման արագությունը համընկնում է ինտենսիվության պարբերական կառուցվածքի շարժման արագության հետ:

3.2. Ջերմահաղորդականությունը նանոհեղուկներում

Չնայած այն հանգամանքին, որ նանոհեղուկների ուսումնասիրությունը սկսվել վերջին մի քանի տասնամյակներում, կուտակվել են մեծ թվով տվյալներ, որոնք հնարավորություն են տալիս խոսել նրանց առանձնահատկությունների մասին: Մասնավորապես ջերմային հատկությունների առումով ստացված արդյունքների առանձնահատկությունը կայանում է ոչ թե նրանում, որ բազային հեղուկի համեմատ ջերմահաղորդականությունն աճում է 40%-ով, այլ այն, որ այդ աճը հնարավոր է ստանալ նանոմասնիկների ծավալային կոնցենտրացիայի փոքր արժեքների համար: Բոլոր \$էնոմենոլոգիական տեսությունները՝ սկսած Մաքսվելի դասական տեսությունից, ենթադրում են, որ նանոհեղուկի ջերմահաղորդականության գործակիցը կախված է բազային հեղուկի և նանոմասնիկի ջերմահաղորդականությունների հարաբերակցությունից: Նանոմասնիկների փոքր կոնցենտրացիայի դեպքում այդ հարաբերակցությամբ պայմանավորված ներդրումն այդ տեսությունների շրջանակներում բավական փոքր է:

Ինչպես նշվեց նանոհեղուկները իրենցից ներկայացնում են բազային հեղուկի և մինչև 100 նմ չափեր ունեցող կոշտ մասնիկների խառնուրդներ: Նանոհեղուկների հատկությունների էական փոփոխությունների պատճառը պարզելու համար անհրաժեշտ է վերլուծել մի քանի հիմնական մեխանիզմներ՝ մասնիկների բրոունյան շարժումը, բարձր ջերմահաղորդականությամբ օժտված հեղուկ շերտի առաջացումը մասնիկ-հեղուկ բաժանման սահմանին, ջերմադիֆֆուզիան, էներգիայի բալիստիկ տեղափոխումն առանձին մասնիկի ներսում և նանոմասնիկների միջև, որը տեղի է ունենում նրանց հպման ժամանակ, ինչպես նաև նանոմասնիկների կլաստերացման ազդեցությունը: Այս մեխանիզմների ներդրումը

տարբեր նանոհեղուկների էֆֆեկտիվ ջերմահաղորդականության մեջ բազմաթիվ հետազոտությունների առարկա է համարվում: Սակայն նանոհեղուկներում ջերմահաղորդականությանը կանխատեսող միասնական տեսությունը նայ սօր գոյություն չունի: Փորձարարական արդյունքներին առավել ներդաշնակ մոդել, որը նկարագրում է նանոմասնիկների փոքր կոնցենտրացիայով խառնուրդում ջերմահաղորդականությանը, ներկայացված է [134] աշխատանքում: Դիտարկելով պինդ փուլի մասնիկների փոքր կոնցենտրացիա և համարելով գնդաձև նանոմասնիկներն անշարժ, ջերմահաղորդականության էֆֆեկտիվության համար ստացվել է հետևյալ հավասարումը՝

$$r_e = r_m \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi a}} \left[2 - \frac{ar_m}{\sqrt{r_p - r_m} \sqrt{(a-1)r_m + r_p}} \right] \ln \frac{\sqrt{(a-1)r_m + r_p} + \sqrt{r_p - r_m}}{\sqrt{(a-1)r_m + r_p} - \sqrt{r_p - r_m}} \right\},$$

$$a = \sqrt[3]{\frac{16}{9\pi f_p^2}},$$

որտեղ r_e , r_m և r_p -ն ջերմահաղորդականության գործակիցներն են համապատասխանաբար նանոհեղուկի, մատրիցային հեղուկի և կոշտ նանոմասնիկների համար, իսկ f_p -ն նանոմասնիկների ծավալային կոնցենտրացիան է:

Այսպիսով կարելի է վստահորեն ասել, որ նանոմասնիկները կարող են ունենալ էական ազդեցություն կոնվեկցիայի վրա: Օրինակ եթե բազային հեղուկին ($r_m = 2.35 \text{ W/mK}$) ավելացնենք Al_2O_3 նանոմասնիկներ ($r_p = 204 \text{ W/mK}$) 1% ծավալային կոնցենտրացիայով, ապա օգտվելով վերը գրված բանաձևից կստանանք $r_e = 1.22r_m$: Սա հանգեցնում է ջերմահաղորդականության գործակցի աճին, ինչն էլ իր հերթին բերում է ջերմաստիճանի բաշխման լայնույթի և հիդրոդինամիկական շարժումների արագության նվազման [86]:

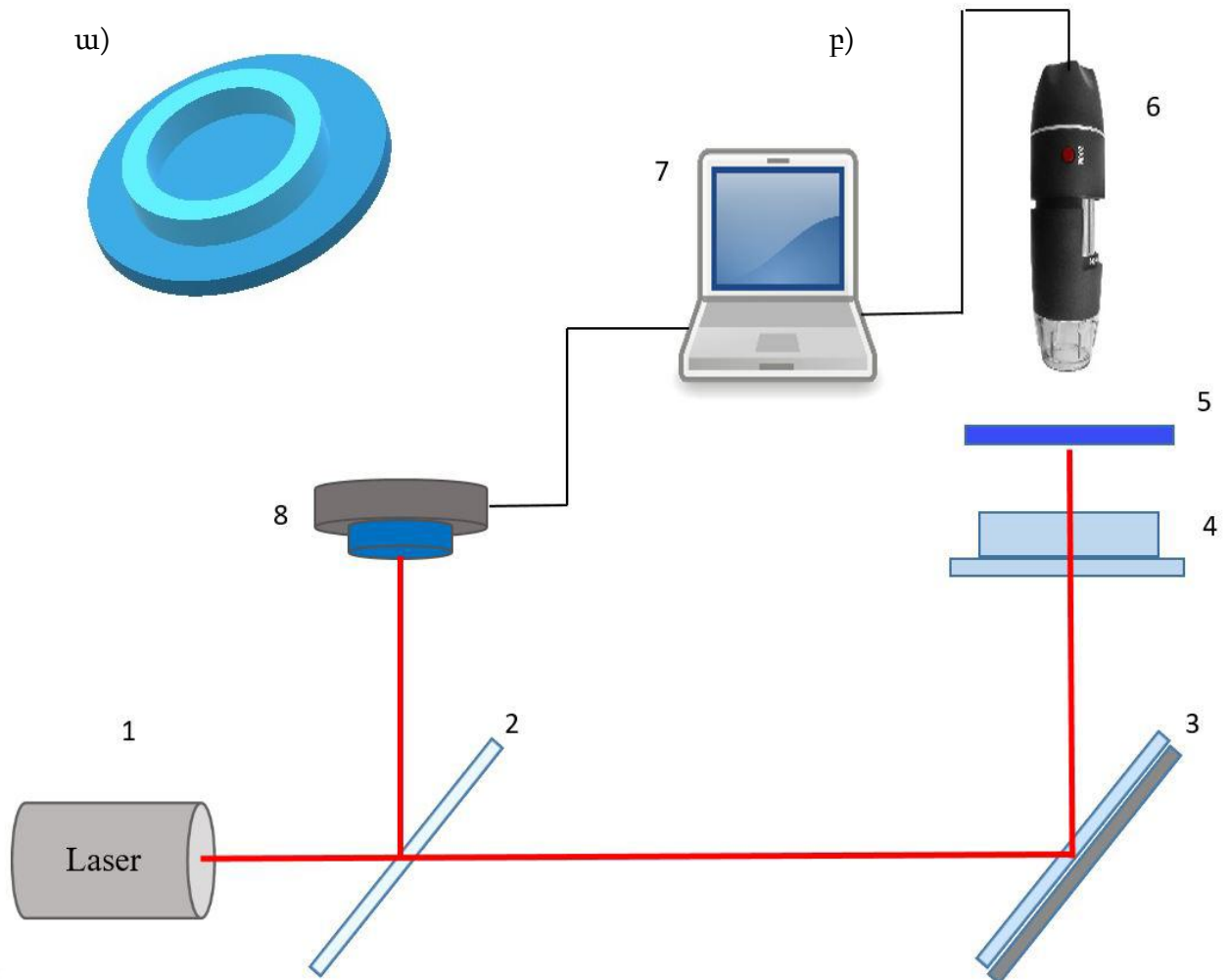
3.3. Բաց մակերևույթով հեղուկներում կոնվեկցիայի ու սուլմնափրման փորձարարական սարքի նկարագրությունը

Նանոհեղուկներում կոնվեկցիայի փորձարարական հետազոտման համար հավաքվել է նկ. 3.1-ում ուրվագծորեն պատկերված փորձարարական սարքը: Նանոմասնիկներով հարստացված հեղուկներում կոնվեկտիվ շարժումներ գրգռելու համար

օգտագործվել է փնջի գառուսյան բաշխմամբ, $\lambda=1,06$ մկմ ալիքի երկարությամբ, ինտենսիվության բաշխման կիսաբարձրության վրա 1.7 ± 0.1 մմ փնջի լայնությամբ քվադրանդնդիատ Nd:YAG լազերի փունջը: Լազերային ճառագայթման 1 փունջն անցնելով 2 ապակյա բաժանարարով բաժանվում է երկու մասի՝ 10% և 90% հարաբերակցությամբ: Մի մասը, որն իր մեջ ներառում է նախնական լազերային ճառագայթման հզորության փոքր մասն ընկնում է S120VC տվիչով Thorlabs Ֆիրմայի PM 100 տիպի հզորության չափիչ 8 սարքի վրա: Չափիչ սարքի տվիչի տրամագիծը 9.5 մմ է, այնպես որ նրա վրա է ընկնում 2 կիսաթափանց հայելու միջոցով նախնական լազերային ճառագայթման փնջից առանձնացված և փոքր հզորությամբ լույսի ողջ փունջը: Մեր ընտրած ռեժիմում (1.06 մկմ ալիքի երկարության վրա) հզորաչափն ապահովել է 10^{-9} Վտ լուծողականություն և 7% չափման ճշտություն: Յետագոտվող համակարգով չափված լազերի փնջի հզորությունը չափվել է 1 վ ընդմիջումներով, ընդ որում որպես արդյունք ընտրվել է 100 չափումների միջինացված արժեքը:

Լազերի փնջի մյուս՝ առավել հզոր բաղադրիչը, այնուհետև անդրադառնալով 3 հայելուց ընկնում է նանոհեղուկով լցված 4 բջջի վրա: Բջջով անցած մղման լազերային փունջը կլանվում է 5 ինֆրակարմիր ֆիլտրի միջոցով: Նանոհեղուկով լցված բջջում տեղի ունեցող կոնվեկտիվ շարժումները դիտելու համար օգտագործվում է Tucsen մոդելի CCD 6 թվային տեսախցիկը: Թվային տեսախցիկը և օպտիկական հզորաչափը միացված են 7 համակարգչին, որտեղ և տեղի է ունենում փորձում գրանցած թվայնացված արդյունքների հավաքագրումը և մշակումը CoolingTech համակարգչային ծրագրով:

Փորձում Nd:YAG լազերի փնջով մակածված կոնվեկտիվ շարժումները նանոհեղուկներում ուսումնասիրելու համար



Փորձարարական սարքի գծապատկերը, որտեղ 1-ը Nd:YAG լազերն է, 2-ը՝ լազերային մղման փնջի ապակյա բաժանարարը, 3-ը՝ մղման փունջը շրջող հայելին, 4-ը՝ նանոհեղուկով բռնիքը, 5-ը՝ ինֆրակարմիր լուսազտիչը, 6-ը՝ թվային տեսախցիկը, 7-ը՝ համակարգիչը, 8-ը՝ հզորության չափող սարքը

Նանոհեղուկը լցվում է նկ 3.1 ա-ում պատկերված շրջանաձև անոթի մեջ: Մեր փորձերում անոթում լցված նանոհեղուկի վերևի մակերևույթը բաց է, այնպես որ այն կարելի է համարել ազատ: Մինչ փորձն սկսելը անոթը բերվում է հորիզոնական դիրքի: Անոթի տակդիրի հաստությունը կազմում է 2 մմ, հեղուկը լցնելու համար նախատեսված անոթի բարձրությունը՝ 2.5 մմ, իսկ տրամագիծը՝ 3 սմ:

Նանոհեղուկով լցված անոթում հիդրոդինամիկական շարժումը դիտելու համար նանոհեղուկին ավելացվում է ալյումինի փոշի՝ նանոհեղուկի $10^{-3}\%$ զանգվածային հարաբերակցությամբ: Ալյումինի մասնիկների նման կոնցենտրացիայի ընտրությունը պայմանավորված է նրանով, որ այս դեպքում բացառվում է ալյումինի փոշու ազդեցությունը նանոհեղուկում Nd:YAG լազերային փնջի միջոցով մակածվող հիդրոդինամիկական շարժման վրա: $\lambda=1.06$ մկմ ալիքի երկարության վրա ալյումինի օպտիկական կլանումը կազմում է $\alpha \approx 10$ սմ⁻¹: Փոշու մասնիկների չափերը տատանվում են 15÷20 մկմ միջակայքում: Նանոհեղուկում հիդրոդինամիկական շարժման արագությունը գնահատելու համար չափվում է ալյումինի փոշու մասնիկների շարժման արագությունը՝ տվյալ ժամանակահատվածում մասնիկի անցած հեռավորությունը չափելու ճանապարհով: Առավել ճշգրիտ արդյունքներ ստանալու համար Nd:YAG լազերի փունջն՝ անդրադարձնելով 3 հայելուց, ուղղվում է ապակյա անոթի կենտրոնի վրա: Անոթի կենտրոնում նանոհեղուկի հաստությունը կատարված բոլոր չափումներում կազմում է 0.25 մմ: Հիդրոդինամիկական շարժման վերաբերյալ ճշգրիտ արդյունքներ ստանալու համար լազերային փնջի հզորության յուրաքանչյուր արժեքի և նանոհեղուկի ամեն մի խառնուրդի համար կատարվել է անոթի կենտրոնից տարբեր ուղղություններով դեպի անոթի եզրեր շարժվող ալյումինի մասնիկների արագության մի քանի չափումներ, այնուհետև իրականացվել է ստացված արդյունքների միջինացում:

Փորձում հերթականությամբ կատարվել են չափումներ յուրի և Merck ֆիրմայի E7 տիպի չկողմնորոշված ՆՐԲ-ի համար: Նախ կատարվել են լազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժման արագության գնահատում առանց նանոմասնիկների, ապա նանոմասնիկներով՝ նանոհեղուկում նրանց տարբեր կոնցենտրացիաների համար: Նանոհեղուկ ստանալու համար յուրին և E7 չկողմնորոշված հեղուկ բյուրեղին ավելացվել է բարիումի տիտան (BaTiO_3) տիպի նանոմասնիկներ: Նանոմասնիկների կոնցենտրացիան նանոհեղուկում տատանվում է 0.01 %-ից մինչև 1 % միջակայքում: Փորձում բջջի

վերին մակերևույթը բաց է և ազատ շփվում է օդի հետ: Չափումները կատարվել են սենյակային (20°C) ջերմաստիճանի պայմաններում:

Կոնվեկտիվ շարժման արագության չափման սխալ անքը փորձում է չի գերազանցում արագության միջինացված արժեքի 15%-ը: Սխալ անքի այդպիսի մեծ արժեքը պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ այն ումիսի մասնիկների չափերն անհամասեռ են:

3.4. Մարանգոնիի կոնսամպլածված կոնվեկցիայի փորձարարական ուսումնասիրումը նանոմասնիկներով հարստացված իզոտրոպ հեղուկներում

Փորձում իզոտրոպ նանոհեղուկով լցված նմուշի վրա ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ լազերային փնջի կլանման արդյունքում մակածվում են հիդրոդինամիկական շարժումներ, որը հստակ դիտվում է CCD թվային տեսախցիկի միջոցով: Այդ հիդրոդինամիկական շարժումները փորձի որոշակի պայմանների դեպքում (մասնավորապես ընկնող լազերային փնջի հզորությունից և նանոհեղուկի շերտի հաստությունից կախված) կարող են ձևավորել նանոհեղուկի տորոիդալ համաչափությամբ կոնվեկտիվ հոսքեր [112]:

Ինչպես նշվել է գոյություն ունի կոնվեկցիայի առաջացման երկու մեխանիզմ՝ Ռեյեյ-Բենարի կամ գրավիտացիոն և Մարանգոնիի կամ ջերմամագական մեխանիզմը: Ռեյեյ-Բենարի կոնվեկցիայի դեպքում, երբ հեղուկը տաքացվում է ներքևից, հեղուկի ներքևի շերտերը տաքանում են և դառնում են ավելի «թեթև», քան հեղուկի վերին շերտերը: Վերին շերտերը ձգտում են իջնել ներքև իրենց վրա ազդող ծանրության ուժերի ազդեցությամբ, իսկ ներքևի շերտերը բարձրանում են վերև՝ իրենց վրա ազդող արքիմեդյան ուժերով պայմանավորված: Մարանգոնիի կոնվեկցիայի ժամանակ այն տիրույթներում, որոնք լազերային ճառագայթման կլանման արդյունքում տաքանում են, մակերևույթային լարվածության գործակիցն ունենում է ավելի փոքր արժեք, քան սառը տիրույթներում նանոհեղուկի մակերևույթային լարվածության գործակիցն է: Արդյունքում, ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ լազերային փնջի ճառագայթման կլանման հետևանքով,

Նանոհեղուկի ազատ սահմանին առաջանում է մակերևութային լարվածության գործակցի կենտրոնահամաչափ գրադիենտ, որն էլ իր հերթին բերում է այնպիսի ուժերի առաջացման, որոնք հեղուկը տանում են մակերևութային լարվածության փոքր արժեք ունեցող տիրույթից դեպի ավելի մեծ արժեք ունեցող տիրույթ: Դա համապատասխանում է մակերևութային լարվածության գրադիենտի ուղղությանը, իսկ ջերմաստիճանի, կամ մղման փնջի ինտենսիվության գրադիենտի հակառակ ուղղությանը:

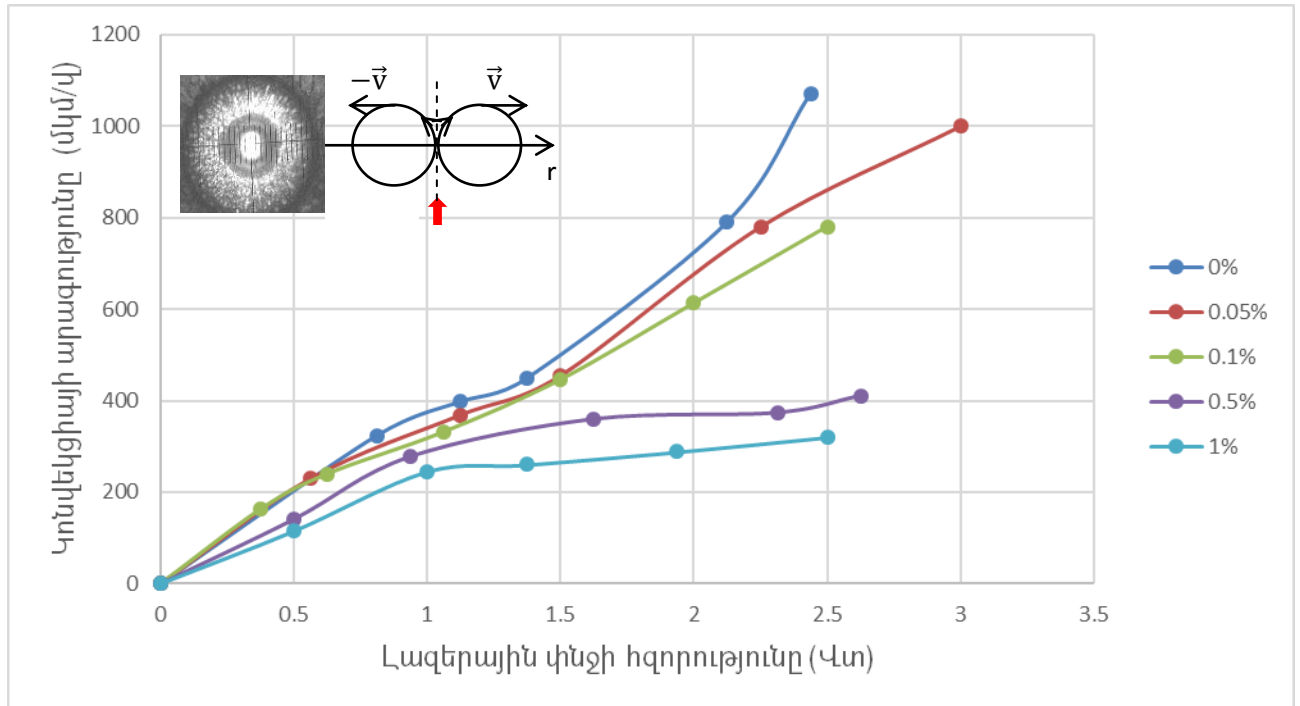
Յիդրոդինամիկական հոսքերն ու կոնվեկցիան, ինչպես հայտնի է ձգտում են հեղուկի շերտում ստեղծել ջերմային հավասարակշռություն: Ընդ որում, այն հանգամանքը, թե տվյալ դեպքում կոնվեկցիայի առաջացման որ մեխանիզմի հետ գործ ունենք՝ Ռեյեյ-Բենարի թե Մարանգոնիի կոնվեկցիայի, պայմանավորված է փորձում օգտագործվող հեղուկի տեսակից և երկրաչափական բնութագրերից՝ հատկապես հաստությունից: Յեղուկի տեսակի առումով, կարևոր է վերջինիս խտության և մակերևութային լարվածության ջերմաստիճանային կախվածությունների վարքն ու հարաբերակցությունը: Կոնվեկտիվ շարժումների լուսամակածման համար կարևոր է նաև հեղուկի կլանման գործակիցը: Յամաձայն [49] աշխատանքում ներկայացված արդյունքների՝ հեղուկի 1 մմ-ից փոքր հաստությունների դեպքում, որպես կանոն գործ ենք ունենում կոնվեկցիայի առաջացման Մարանգոնիի մեխանիզմի հետ: Քանի որ մեր կողմից ներկայացվող փորձերում հետազոտությունները կատարվել են նանոհեղուկի 0.25 մմ հաստության պայմաններում, վստահաբար կարող ենք ասել, որ դիտվել է Մարանգոնիի կոնվեկցիան, թեև դրանում մենք համոզվել ենք նաև:

Նանոհեղուկում կոնվեկտիվ շարժումներ մակածել ու ժամանակ մղման լազերային ճառագայթման միացումից հետո տեղի է ունենում հետևյալը գործընթացը: Ինտենսիվության գառուսյան բաշխմամբ լազերային փնջի ճառագայթման կլանման արդյունքում նանոհեղուկի վերին մակերևութին առաջանում է ջերմաստիճանային գրադիենտ: Ընդ որում հեղուկի մակերևութի այն տեղում, որտեղ ընկնում է ինտենսիվության գառուսյան

բաշխմամբ լազերային ճառագայթման փուլն ընդ, ջերմաստիճանի բաշխումը, բնականաբար հետևում է ինտենսիվության բաշխմանը: Այսինքն, փնջի կենտրոնական մասում ջերմաստիճանն առավելագույնն է և հետևաբար դրան համապատասխանում է հեղուկի մակերևութային լարվածության գործակցի ավելի փոքր արժեք, իսկ փնջի եզրերում հեղուկն ավելի սառն է և հետևաբար ունի մակերևութային լարվածության գործակցի ավելի մեծ արժեք: Համաձայն Մարանգոնի կոնվեկցիայի առաջացման տեսական մեխանիզմի՝ տեղի է ունենում հեղուկի հոսք մակերևութային լարվածության փոքր արժեք ունեցող տիրույթից դեպի ավելի մեծ արժեք ունեցող տիրույթ, որն էլ հենց դիտվում է փորձում: Սկզբում առաջանում է մակերևութային ալիք, որը սկիզբ է առնում բջջի այն մասում, որտեղ ընկնում է մղման լազերային ճառագայթման մաքսիմումը: Այնուհետև այդ մակերևութային ալիքը կենտրոնահամաչափ տարածվում է բոլոր ուղղություններով: Արդյունքում հեղուկի ավելի տաք տիրույթները լազերային փնջի կենտրոնական մասից տեղափոխվում են դեպի մղման լազերի փնջի եզրերը, իսկ վերջիններիս տեղը զբաղեցնում է հեղուկի ներքևի շերտերից բարձրացող հեղուկը: Այս նկարագրված հոսքի մեխանիզմը տեսանելի է դառնում շնորհիվ նանոհեղուկի մեջ ավելացված ալյումինի փոշու մասնիկների: Թվային տեսախցիկի միջոցով դիտվել է, թե ինչպես են ալյումինի մասնիկները հեղուկի ստորին շերտերից բարձրանալով հասնում մակերևութ և լազերային փնջի կենտրոնից տեղաշարժվում դեպի փնջի եզր: Ընդ որում, փնջի կենտրոնից ինչքան ավելի են հեռանում այդ մասնիկները, այնքան ավելի է նվազում նրանց շարժման արագությունը: Հոսքի արագության գնահատման համար վերցվել են փնջի կենտրոնից 2 մմ շառավիղով շրջանի մեջ ընկած տիրույթներում շարժվող մասնիկների արագության միջին արժեքները:

Ստորև ներկայացված են իզոտրոպ հեղուկի (այս դեպքում, որպես իզոտրոպ հեղուկ մենք օգտագործել ենք նավթային հիմքի վրա պատրաստված յուղ) ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ լազերային փնջով մակածված կոնվեկտիվ շարժումների արագությունների շառավղային ուղղության վրա պրոնեկցիաների

առավելագույն միջին արժեքի կախվածությունն ընկնող
 Լազերային ճառագայթման հզորությունից: Հստակության համար,
 թե ո՞ր արագության մասին է խոսքը, ասենք, որ փորձում չափվել է



Նկ. 3.2. Յուրաքանչյուր կոնվեկցիայի արագության կախումն ընկնող
 Լազերային ճառագայթման հզորությունից՝ BaTiO₃
 նանոմասնիկների կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների համար
 (0%, 0.05%, 0.1%, 0.5%, 1%)

հեղուկին փոքր կոնցենտրացիայով ավելացված ալյումինի
 մասնիկների, տորի շառավղով շարժման առավելագույն
 արագությունը (տես նկ. 3.2-ի ա – ներդիրը, որի ձախմասում բերված է
 հեղուկում մակածված մարանգոնիի տորածն կոնվեկցիայի պատկերը
 մանրադիտակի տակ, իսկ աջում՝ այդ կոնվեկցիան պարզաբանող
 գծապատկերը, որտեղ կարմիր սլաքով նշված է մղման փնջի անկման
 դիրքն ու ուղղությունը, \vec{v} -ով տորի այն կետում արագությունը,
 որը չափվել է փորձում): Չափումներն իրականացվել են ինչպես
 մայր հեղուկի համար՝ նանոմասնիկների բացակայության
 պայմաններում այնպես էլ նանոմասնիկների առկայությամբ: Փոր-
 ձերն արվել են մայր հեղուկում նանոմասնիկների տարբեր կոն-
 ცենտրացիաների համար:

Նկ 3.2-ում պատկերված է յոլդի և $BaTiO_3$ նանոմասնիկների (որոնց չափերը գտնվել են 10-100 մկմ սահմաններում) խառնուրդ հանդիսցող նանոհեղուկում փնջի գառույան բաշխմամբ, $\lambda=1,06$ մկմ ալիքի երկարությամբ, քվադրանընդհատ Nd:YAG լազերային փնջի ազդեցությամբ մակածված Մարանգոնիի կոնվեկցիայի արդյունքում դիտվող հիդրոդինամիկական շարժումների, տորի շառավղով շարժման առավելագույն արագության կախումը լազերային փնջի հզորությունից: Փորձում չափումներն իրականացվել են նանոմասնիկների 0.05-ից մինչև 1.00 կշռային % սահմաններում, կոնցենտրացիաների բազմաթիվ արժեքների համար, որոնց մի մասն ընտրողաբար ներկայացված է նկ. 3.2-ում: Նկ. 3.2-ում ներկայացված է վերոնշյալ նանոհեղուկում մակածված հիդրոդինամիկական շարժումների արագությունների կախումը մղման փնջի հզորությունից, ինչպես նանոմասնիկների բացակայության դեպքում, այսինքն մայր հեղուկում, այնպես էլ մայր հեղուկում նանոմասնիկների կշռային 0.05%, 0.1%, 0.5% և 1% կոնցենտրացիայով իզոտրոպ նանոհեղուկում:

Ինչպես կարելի է տեսնել նկ. 3.2-ում ներկայացված գրաֆիկներից, լազերային փնջի հզորության փոքր արժեքների դեպքում (< 1 Վտ) չնայած հիդրոդինամիկական շարժումների արագության արժեքները նանոմասնիկների տարբեր կոնցենտրացիաների դեպքում իրար մոտ են, այնուամենայնիվ դիտվում է կոնվեկտիվ շարժման տորի շառավղով ուղղված առավելագույն արագության նվազում կոնցենտրացիայի աճին համընթաց: Լազերային ճառագայթման փնջի հզորության հետագա աճի դեպքում (> 1 Վտ) հստակ կարելի է տեսնել, որ լազերով մակածված Մարանգոնիի կոնվեկցիայի ժամանակ, հիդրոդինամիկական շարժման արագությունն այնքան ավելի փոքր է, որքան մեծ է նանոմասնիկների կոնցենտրացիան նանոհեղուկում: Այսպիսով կարող ենք ասել, որ նանոմասնիկներով հարստացված իզոտրոպ հեղուկի (յոլդի) համար, փորձում ստացված արդյունքները համընկնում են [86] աշխատանքում ներկայացված տեսական հաշվարկների հետ:

3.4. Մարանգոնիի և ուսամակածված կոնվեկցիայի փորձարարական ուսումնասիրումը նանոմասնիկներով հարստացված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում

Անիզոտրոպ նանոհեղուկներում և ազերային ճառագայթման միջոցով մակածված Մարանգոնիի կոնվեկցիան ուսումնասիրելու համար ևս հավաքվել է նկ. 3.1 բ-ում ուրվագծորեն պատկերված փորձարարական սարքը: Նանոմասնիկներով հարստացված ՆՅԲ-ում և ազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժումներն ուսումնասիրելու համար պատրաստվել է E7 տիպի չկողմնորոշված ՆՅԲ-ի և ալյումինի փոշու խառնուրդ՝ $10^{-3}\%$ զանգվածին հարաբերակցությամբ: Ի տարբերություն նիզոտրոպ հեղուկների, ՅԲ-ներում, շնորհիվ Մաքսվելի երևույթի և ՆՅԲ-ի մոլեկուլների անիզոտրոպության, հիդրոդինամիկական շարժումների տեսանելիացման խնդիրներ չկան: Սակայն հիդրոդինամիկական շարժումների արագության գրանցման համար, միևնույն է անհրաժեշտ է ՆՅԲ-ին ավելացնել փոքր կոնցենտրացիայով այնպիսի մասնիկներ, որ հնարավոր լինի դրանք դիտել մանրադիտակով կամ CCD տեսախցիկով: Այդ նպատակով է, որ ՆՅԲ-ին խառնվել է ալյումինի փոշեհատիկներ:

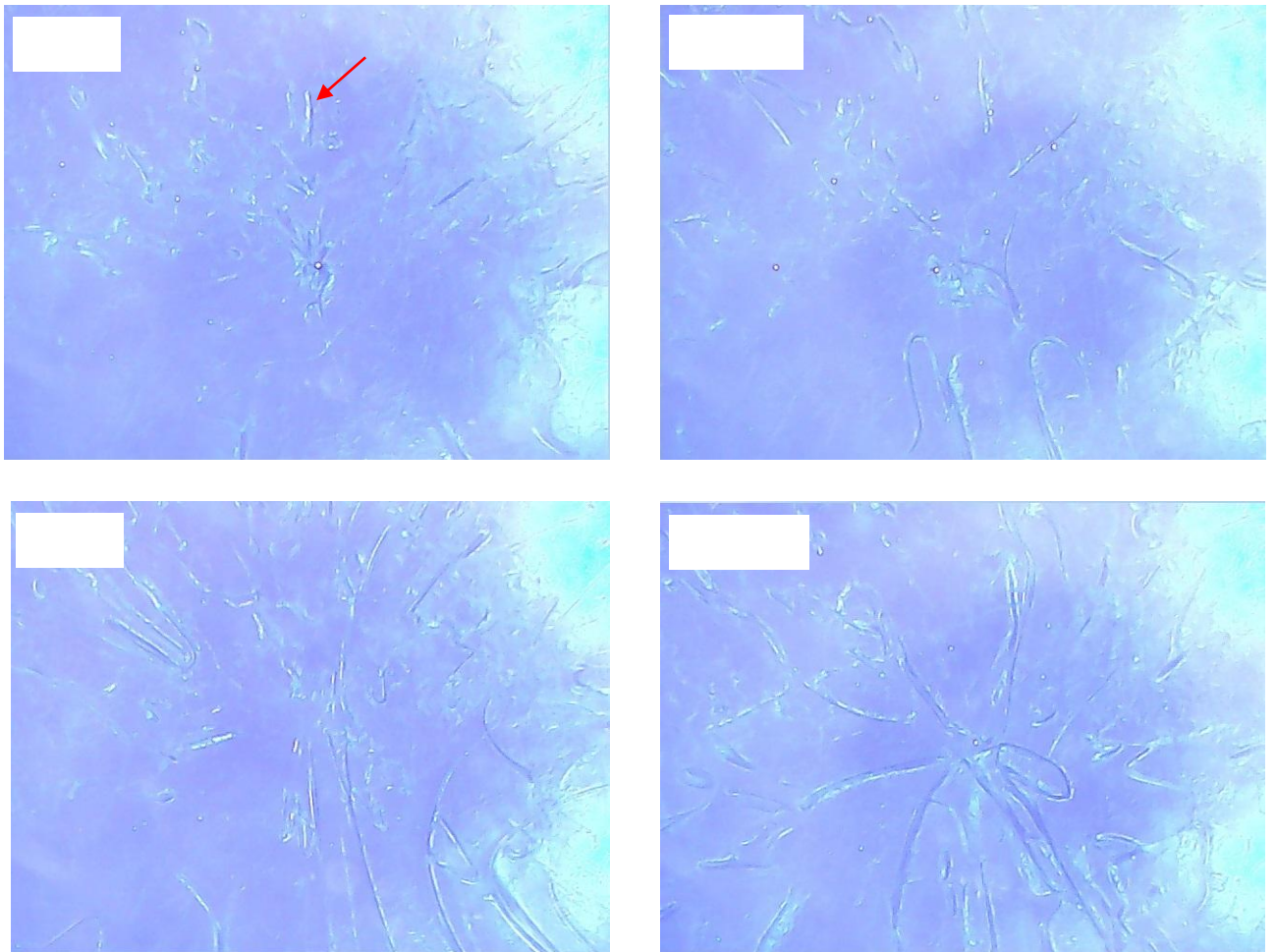
Ինչպես և նախորդ, այս փորձերում նույնպես օգտագործվել է BaTiO_3 տիպի նանոմասնիկներ, որոնց չափերը գտնվել են 10-100 մկմ սահմաններում: Դիտարկվել է նանոմասնիկների առկայության ազդեցությունը կոնվեկտիվ շարժման արագության վրա, ըստ կշռի նանոմասնիկների կոնցենտրացիայի 0-0.075% արժեքների համար: Ինչպես և նախորդ՝ իզոտրոպ նանոհեղուկի դեպքում, այս դեպքում ևս կոնվեկցիա մակածելու համար օգտագործվել է փնջի գառուսյան բաշխմամբ, $\lambda=1.06$ մկմ ալիքի երկարությամբ, քվազիանընդհատ Nd:YAG և ազերային ճառագայթումը: Նանոհեղուկի բաց մակերևույթով հորիզոնական շերտի հաստությունը փորձերում կազմել է 0.25 մմ:

Նշենք, որ կան մի շարք աշխատանքներ, որոնք նվիրված են ՅԲ-ներում կոնվեկտիվ շարժումների ուսումնասիրությանը: Մասնավորապես [96, 109] աշխատանքներում կանխատեսվել է ՆՅԲ-ում կանոնավոր կոնվեկտիվ շարժումների առաջացման հնարավորությունը՝ ինտենսիվության տարածապարբերական

կառուցվածքով լազերային ճառագայթման կլանման արդյունքում, և մշակվել է համապատասխան տեսությունը: Այդ աշխատանքներում ցույց է տրվել, որ այս տիպի հիդրոդինամիկական շարժումները, երբ առկա է հիդրոդինամիկական հոսքերի արագության գրադիենտ, հանգեցնում են ՌԲ-ի ուղղորդի վերակողմնորոշման: [112] աշխատանքում ևս ինչպես մեր դեպքում ուսումնասիրվել է վերևի մակերևույթը բաց, ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ լազերով ներքևից տաքացվող անոթում գտնվող ՆՐԲ-ում մակածված կոնվեկցիոն երևույթները, սակայն մաքուր (առանց նանոմասնիկների) և ՆՐԲ-ի թաղանթի մեծ հաստությանների ($> 0,5$ մմ) դեպքում: Այդ աշխատանքում, մասնավորաբար ցույց է տրվել, որ ՆՐԲ-ի շերտի որոշակի հաստության և լազերի ինտենսիվության որոշակի արժեքների դեպքում կարելի է դիտել տորոիդալ բաշխմամբ կոնվեկտիվ շարժումներ: Բացի այդ ցույց է տրվել, որ այդ տորոիդալ կոնվեկտիվ շարժումներն իրենց հերթին բերում են ՆՐԲ ուղղորդի տորոիդալ բաշխման:

Նկ. 3.3-ում պատկերված է ազատ մակերևույթով E7 տիպի ՆՐԲ-ի շերտի լուսանկարները, որոնք արված են մանրադիտակի տակ CCD տեսախցիկով, Մարանգոնիի մեխանիզմով ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ լազերային փնջով մակածված կոնվեկցիայի ժամանակ:

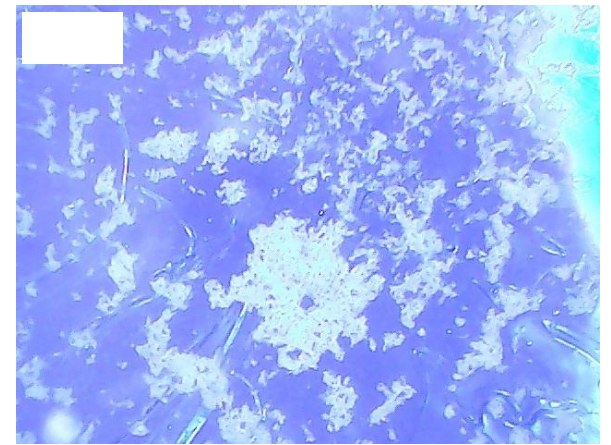
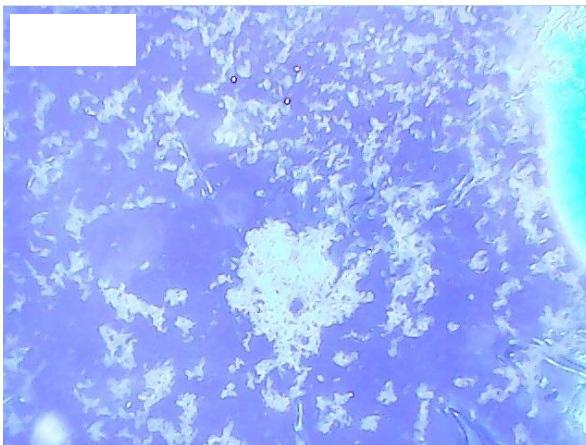
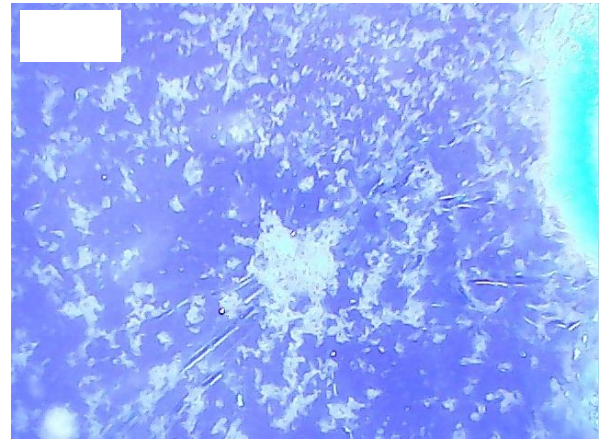
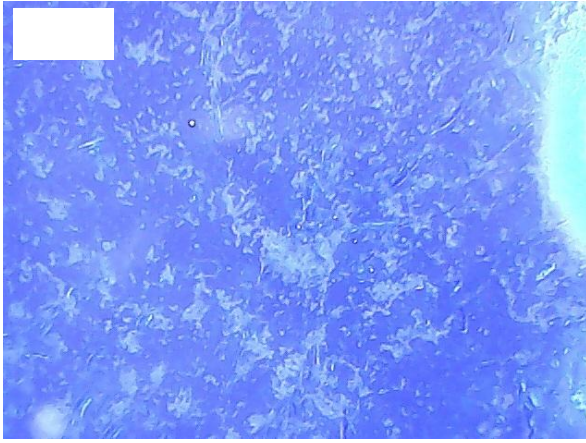
Նախ ուշադրություն դարձնենք այն հանգամանքին, որ թաղանթում առաջանում են արատներ, որոնք շատ նման են դիսկլինային գծերի (դրանցից մեկը նկարում մատնանշված է կարմիր սլաքով): Նման դիսկլինային գծերը ԽՐԲ-ներում հաճախ անվանում են յուղանման շերտեր (oil streaks) [135]: Հայտնի է, որ դրանք իրենցից ներկայացնում են կողմնորոշումային աղավաղումներ՝ արատներ, որոնք ունենալով տարբեր ծագումներ, մանրադիտակի տակ դիտվում են տարբեր տեսքերով և ՅԲ-ական բջջում կարող են առաջանալ տարբեր պատճառներով: Բյուրեղագիտության մեջ արատները իդեալական բյուրեղական ցանցային կառուցվածքից շեղումներն են և արտահայտվում են դատարկությունների՝ կամ կետային արատների և շեղումների՝ կամ գծային արատների տեսքով:



Նկ. 3.3. Ազատ մակերևույթով նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի հորիզոնական շերտի տեսքը նմուշի վրա ընկնող և ազերային ճառագայթման հզորության տարբեր արժեքների համար

ՅԲ-ական փուլը հետաքրքրական է նաև նրանով, որ այստեղ հանդիպում են բազմառեսակ արատներ, որոնցից շատերը չեն դիտվել պինդ բյուրեղներում: Բնական է, դրանց դասին են պատկանում նաև այն արատները, որոնք ծագում են ՅԲ-ներում հիդրոդինամիկական շարժումների մակածման ժամանակ: Ատենախոսական սույն աշխատանքը սահմաններում մենք նպատակ չենք դրել ուսումնասիրել այդ արատները: Նշենք միայն, որ ՅԲ-ներում արատների ուսումնասիրումը կարևոր է թե՛ ակադեմիական և թե՛ կիրառական առումներով [136]: ՅԲ-ներում արատների ուսումնասիրությունը կարող է կարևոր լինել նրա մի շարք այնպիսի հատկանիշների որոշման համար, ինչպիսիք են՝ ՅԲ-ային փուլը, էլաստիկ հատկությունները և այլն: Օպտիկական շատ տեխնոլոգիաներում արատները խանգարող դեր են խաղում, որը պայմանավորված է նրանց առաջացրած անցանկալի ցրումներով, ՅԲ-ային դիսպլեյներում պատկերների աղավաղումներով և այլն: Դժվար չէ նկատել, որ մակածված արատների ուսումնասիրումը, կարող է մեծ կիրառություններ գտնել վերոնշյալ տեխնոլոգիաներում արատներից ազատվելու և վերահսկելի արատների մակածման խնդիրներում: Նշենք նաև, որ վերջերս արատային կառուցվածքները կարևոր կիրառություններ են գտել եռաչափ ֆոտոնային բյուրեղներում, երկկայուն դիսպլեյներում, ՅԲ-ային ֆոտոնային կառուցվածքներում լազերային ճառագայթման գեներացիային վերաբերվող խնդիրներում և այլն [24]:

Նկ. 3.3-ում պատկերված է նանոմասնիկների բացակայության պայմաններում ՆՅԲ-ի ազատ մակերևույթով բջջի տեսքը մանրադիտակի տակ՝ Մարանգոնիի կոնվեկցիայի պայմաններում: Ինչպես կարելի է տեսնել, երբ գաուսյան բաշխմամբ լազերային ճառագայթումը ներքևից ընկնում ՆՅԲ-ով լցված անոթի վրա (լազերի փնջի անկման տիրույթը մոտավորապես համապատասխանում է նկարների կենտրոնին), առաջանում են մակերևույթային ալիքներ, որոնք տարածվում են անոթի կենտրոնից՝ փնջի անկման տիրույթից դեպի եզրեր: Բացի այդ դատվելով մանրադիտակի տակ ՅԲ-ային բջջի տեսքից և թաղանթն անցած լույսի բաշխվածությունից կարող ենք եզրա-

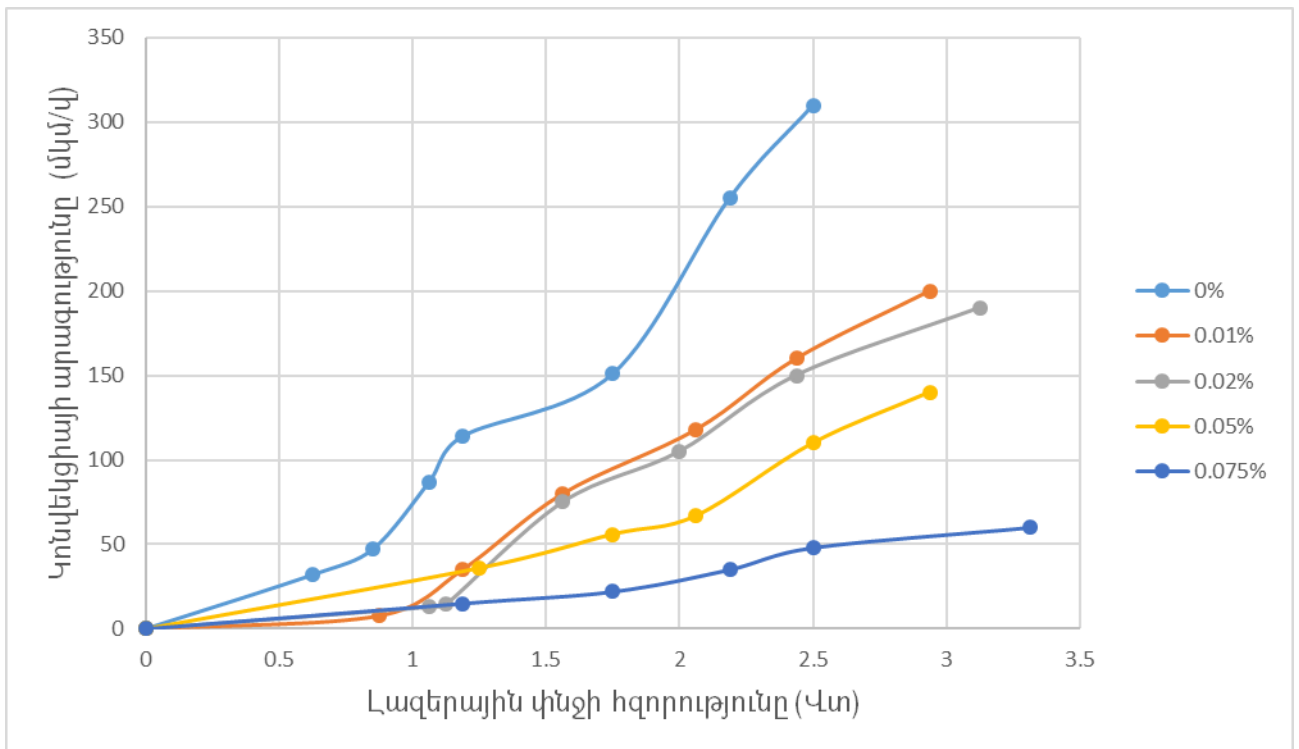


կացնել նաև, որ տեղի է ունենում ՆՅԲ-ի ուղղորդի հիդրոդինամիկական շարժումներով պայմանավորված վերակողմնորոշում: ՆՅԲ-ի ուղղորդի այդ վերակողմնորոշումն ավելի արտահայտիչ է դառնում կոնվեկցիան գեներացնող մղման լազերային ճառագայթման հզորության աճին զուգընթաց:

Նկ. 3.4-ում ներկայացված են $BaTiO_3$ նանոմասնիկներով հարստացված E7 տիպի, ազատ մակերևույթով ՆՅԲ-ի թաղանթում մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերի CCD թվային տեսախցիկով արված լուսանկարները: Լուսանկարներն արված են նմուշի վրա ընկնող ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ լազերային ճառագայթման տարբեր արժեքների համար, երբ նանոհեղուկում նանոմասնիկների կոնցենտրացիան կազմում է ՅԲ-ի զանգվածի

0.075%-ը: Ինչպես կարելի է տեսնել ներկայացված նկարներից՝ քվադրանդնդհատ Nd:YAG լազերային ճառագայթման հզորության աճին զուգահեռ բացի բնութագրական մակերևութային ալիքների առաջացումից տեղի է ունենում նանոմասնիկների կուտակումներ լազերային փնջի անկման տիրույթի շուրջը: Ընդ որում նայելով նկարներին կարելի է նկատել, որ այդ կուտակումներն ունեն օղակաձև կառուցվածք, որոնց կենտրոնը հենց տորոիդալ համաչափությամբ Մարանգոնի կոնվեկցիայի «ծնման» կենտրոնն է:

Նկ. 3.5-ում պատկերված է E7 տիպի նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի և BaTiO₃ նանոմասնիկների խառնուրդում ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ լազերային ճառագայթման փնջի ազդեցությամբ մակածված կոնվեկտիվ շարժումների արգոլությունների, շառավղային ուղղության վրա պրոեկցիաների առավելագույն միջին արժեքի կախումը մղման լազերային ճառագայթման հզորությունից՝ նանոմասնիկների տարբեր կոնցենտրացիաների համար: Ինչպես և նախորդ դեպքում, այս անգամ ևս շարժման



Նկ. 3.5. Նեմատիկ հեղուկ բյուրեղում կոնվեկտիվ շարժումների արգոլության կախումն ընկնող լազերային ճառագայթման հզորությունից՝ BaTiO₃ նանոմասնիկների կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների համար (0%, 0.01%, 0.02%, 0.05%, 0.075%)

արագությունը գրանցելու համար չափվել է նանոհեղուկում առկա ալյումինի մասնիկների շարժման արագությունների պրոյեկցիան փնջի անկման կերից շառավղորեն տարբեր ուղղություններով շարժվելու դեպքերի համար և կատարվել է ստացված արժեքների միջինացում:

Ինչպես կարելի է տեսնել նկ. 3.5-ում ներկայացված արդյունքերից, E7 տիպի ՆՅԲ-ի համար կոնվեկտիվ շարժումների արագություններն էապես տարբեր են իզոտրոպ հեղուկի հետ համեմատած: Դա պայմանավորված է հեղուկ բյուրեղի կառուցվածքային առանձնահատկություններով: Բացի այդ յուրի համանմանությամբ, այս դեպքում ևս լազերային փնջի 1 Վտ-ից փոքր հզորությունների դեպքում կոնվեկցիայի արագության արժեքները մոտեն իրար՝ չնայած նանոմասնիկների կոնցենտրացիայի աճի հետ մեկտեղ արագության արժեքի նվազման դիտվող միտմանը: Nd:YAG լազերային ճառագայթման հզորության աճին զուգահեռ կարելի է նկատել կոնվեկտիվ շարժման արագության էապես նվազում՝ հեղուկ բյուրեղում նանոմասնիկների կոնցենտրացիայի աճի դեպքում: Հատկանշական է նաև այն, որ ի տարբերություն իզոտրոպ նանոհեղուկների, հեղուկ բյուրեղի հիմքով նանոհեղուկներում կարելի է ստանալ կոնվեկտիվ շարժման արագության զգալի անկում նանոհեղուկում նանոմասնիկների բավականին փոքր կոնցենտրացիայի դեքում: Մասնավորապես կարելի է տեսնել, որ լազերի փնջի հզորության 2.5 Վտ արժեքի դեպքում և նանոմասնիկների՝ ՅԲ-ի զանգվածի համեմատ 0,075% կոնցենտրացիայի համար, կոնվեկտիվ շարժման արագությունը նվազում է 6 անգամ, այն դեքում երբ յուրի դեպքում նման արդյունք կարելի է ստանալ նանոմասնիկների 1% կոնցենտրացիայի դեպքում:

Այսպիսով ներկայացված գրաֆիկներից երևում է, որ այս դեպքում ևս կոնվեկցիայի արագությունը նվազում է նանոմասնիկների կոնցենտրացիայի աճմանը զուգընթաց, ինչն էլ իր հերթին համընկնում է [86] աշխատանքում ստացված տեսական կանխատեսումների հետ:

3.5. Երրորդ գլխի ամփոփումը

Ի մի բերելով աստեղագիտության երրորդ գլխում ստացված արդյունքները, նշենք, որ այս գլխում փորձնականորեն ցույց տրվեց ջերմամագնական մեխանիզմով կանոնավոր կոնվեկտիվ հոսքերի մակածման հնարավորությունը՝ նանոմասնիկներով հարստացված իզոտրոպ հեղուկների և հեղուկ բյուրեղների համար: Ուսումնասիրված Մարանգոնիի կոնվեկցիայի երևույթի առաջացումը պայմանավորված է ինտեսիվության գաուսյան բաշխմամբ լազերային ճառագայթման կլանման պատճառով հեղուկի մակերևութային լարվածության գործակցի փոփոխությամբ: Ցույց է տրվել, որ նանոմասնիկները կարող են էապես նվազեցնել կոնվեկտիվ հոսքերի արագությունները, ինչպես իզոտրոպ, այնպես էլ անիզոտրոպ (հեղուկ բյուրեղ) հեղուկներում: Դիտվել են կոնվեկտիվ հոսքով պայմանավորված ՅԲ-ում ի հայտ եկող ուղղորդի վերակողմնորոշման երևույթներ: Լույսով մակածված հիդրոդինամիկ էֆֆեկտները մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում՝ պայմանավորված այն հանգամանքով, որ հնարավորություն են ստեղծվում մակածել ցանկալի կառուցվածքներ հեղուկներում: Բացի այդ, հիմք կա կարծելու, որ լուսային ինտերֆերենցիոն պատկերը կարող է հաղորդել իր պարբերությունն ու փուլը բջջում ստացված պատկերին: Տարածական կառուցվածքների կառավարման այսպիսի հնարավորությունը բավական հետաքրքրական է ինչպես իզոտրոպ հեղուկների, այնպես էլ ՅԲ-ների համար:

ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Ներկայացված ատենախոսությունում փորձնականորեն ուսումնասիրված է լազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժումները նանոմասնիկներով հարստացված իզոտրոպ և անիզոտրոպ հեղուկներում: Փորձնականորեն ցույց է տրվել, որ ուղիղ ծավալային ընդարձակման մեխանիզմով հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՐԲ-ական բջջում մակածված հիդրոդինամիկական հոսքը կարող է առաջացնել ՅԲ-ի ուղղորդի վերակողմնորոշում: Յետազոտվել է ՆՐԲ-ի ուղղորդի վարքը հիբրիդ կողմնորոշմամբ բջջի տարբեր կառուցվածքների և հոսքի տարբեր ուղղությունների համար:

Փորձնականորեն հետազոտվել է բաց մակերևույթով նանոմասնիկներով հարստացված իզոտրոպ և անիզոտրոպ հեղուկներում լազերով մակածված հիդրոդինամիկական շարժումները, ինչպես նաև նանոմասնիկների ազդեցությունն այդ շարժումների արագության վրա:

Ատենախոսական աշխատանքում ստացված արդյունքները, բացի խիստ ակադեմիական հետաքրքրությունից՝ որը պայմանավորված է հիդրոդինամիկական հոսքի ազդեցությամբ հիբրիդ կողմնորոշմամբ ՆՐԲ-ական բջջում ՅԲ-ի օպտիկական հատկությունների կառավարման, և իզոտրոպ և անիզոտրոպ նանոհեղուկներում լազերով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքերի մակածման և այդ հոսքերի արագության կառավարման հնարավորություններով, ունեն նաև կիրառական մեծ նշանակություն: Որպես օրինակ թվարկենք մի քանիսը. ստացված արդյունքները կարող են օգտագործվել լազերային ճառագայթման բևեռացումն ու ինտենսիվության տարածական բաշխումը դեկավարող թաղանթների ստեղծման, լույսի դեկավարման բարակ թաղանթային էներգափնայող սարքերի ստեղծման, ինչպես նաև ջերմաստիճանի փոփոխության և ինֆրակարմիր ճառագայթման գերզգայուն տվիչների ստեղծման և կատարելագործման համար:

Ատենախոսական աշխատանքում ստացված հիմնական արդյունքներն են.

- Առաջին անգամ փորձնականորեն ցույց է տրվել, որ երբ ուղիղ ծավալ ային ընդարձակման մեխանիզմով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքն ուղղված է ՆՐԲ-ական բջջի հիբրիդ կողմնորոշման կորույթյան ներսից դեպի դուրս, ապա դիտվում է հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի սահուն վերակողմնորոշում, այսինքն տեղի է ունենում ուղղորդի թեքության անկյան ան:
- Առաջին անգամ փորձնականորեն ցույց է տրվել, որ երբ ուղիղ ծավալ ային ընդարձակման մեխանիզմով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքն ուղղված է ՆՐԲ-ական բջջի հիբրիդ կողմնորոշման կորույթյան դրսից դեպի ներս, ապա դիտվում է հիբրիդ կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի թռիչքաձև վերակողմնորոշում, որն ուղեկցվում է ՆՐԲ-ում նոր դոմենային կառուցվածքի առաջացմամբ, որի գունավորումն չնայած էապես տերբերվում է իր շրջակա տիրույթի գունավորումից, սակայն օժտված է նույն բևեռացումային օպտիկական հատկություններով, ինչ հարևան դոմենը:
- Առաջին անգամ փորձնականորեն ցույց է տրվել, որ երբ ուղիղ ծավալ ային ընդարձակման մեխանիզմով մակածված հիդրոդինամիկական հոսքն ուղղված է ՆՐԲ-ական բջջի ուղղորդի ճկման հարթությանն ուղղահայաց, տեղի է ունենում նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի վերակողմնորոշում, որն ուղեկցվում է զոնդող լազերի ինտենսիվության բացթողնման գործակցի արժեքի կտրուկ փոփոխությամբ: Ցույց է տրվել, որ որոշ դեպքերում կարող է դիտվել բացթողնման գործակցի արժեքի երկու թռիչքաձև փոփոխություն, որը կարող է նշանակել, որ առաջին թռիչքից հետո մոլեկուլները պտտվում են այնպես, որ հոսքն ուղղված է լինում դեպի հիբրիդ կողմնորոշման կորույթյան ներսը, ինչն էլ բերում է ՆՐԲ-ի ուղղորդի անկյունային բաշխման փոփոխման դեպի հակառակ ուղղություն:

- Առաջին անգամ փորձնականորեն ցույց է տրվել, որ բաց մակերևույթով նանոմասնիկներով հարստացված իզոտրոպ հեղուկի բարակ շերտում ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ միամոդ լազերային փնջով կարելի է մակածել և կառավարել հիդրոդինամիկական շարժումների արագությունը: Ցույց է տրվել, որ հիդրոդինամիկական շարժման արագությունն այնքան ավելի փոքր է, որքան մեծ է նանոմասնիկների կոնցենտրացիան նանոհեղուկում:
- Առաջին անգամ փորձնականորեն ցույց է տրվել, որ բաց մակերևույթով նանոմասնիկներով հարստացված անիզոտրոպ հեղուկի՝ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի, բարակ շերտում ինտենսիվության գաուսյան բաշխմամբ միամոդ լազերային փնջով կարելի է մակածել և կառավարել հիդրոդինամիկական շարժումների արագությունը: Ցույց է տրվել, որ հիդրոդինամիկական շարժման արագությունն այնքան ավելի փոքր է, որքան մեծ է նանոմասնիկների կոնցենտրացիան նանոհեղուկում:

* * *

Յեղիսակն իր խորին երախտագիտությունն է հայտնում ֆիզ.-մաթ. գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր Ռ. Բ. Ալավերդյանին՝ աշխատանքի ղեկավարման, ատենախոսության խնդիրների ձևակերպման, գիտական արդյունքների արդյունավետ քննարկման, ինչպես նաև բազմակողմանի աջակցության համար և ֆիզ.-մաթ. գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր Ռ. Յակոբյանին, ինչպես նաև ֆիզ.-մաթ. գիտությունների թեկնածուներ Տ. Դադալյանին և Գ. Գևորգյանին ատենախոսության շրջանակներում կատարված համատեղ աշխատանքների ընթացքում ցուցաբերած աջակցության և արդյունքների քննարկման համար: Յեղիսակը շնորհակալություն է հայտնում նաև ԵՊՀ օպտիկայի ամբիոնի աշխատակիցներին ու բոլոր այն անձանց, ովքեր ատենախոսական աշխատանքի իրականացման ընթացքում սատարել են իրեն:

ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒ ԹՅԱՆ ՑԱՆԿԸ

1. De Gennes P., Prost J., "The Physics of Liquid Crystals.", Second Edition, Clarendon press: Oxford, 1993, 400 p.
2. Чандрасекар С., "Жидкие кристаллы.", Москва, Мир, 1980, 344 с.
3. Блинов Л. М., "Жидкие кристаллы: структура и свойства.", М., Книжный дом ЛИБРОКОМ, 2013, 480 с.
4. Khoo I. C., "Liquid Crystals.", NJ: Wiley, 2007, 383 p.
5. Сонин А. С., "Введение в физику жидких кристаллов.", М.: Наука, 1983, 319с.
6. Беляков В. А., Сонин А. С., "Оптика холестерических жидких кристаллов.", М.: Наука, 1982, 360с.
7. Blinc R., Zeks B., "Ferroelectric and antiferroelectric liquid crystals and their electro-optic applications.", World Scientific, 1993, 400p.
8. Аракелян С. М., Чилингарян Ю. С., "Нелинейная оптика жидких кристаллов.", М.: Наука, 1984, 360с.
9. Simoni F., "Nonlinear optical properties of LC and PDLC.", World Scientific, 1994, 310 p.
10. Khoo I. S., Wu S. T., "Optics and nonlinear optics of liquid crystals.", World Scientific, 1993, 404 p.
11. Հակոբյան Ռ. Ս., Չիլինգարյան Յու. Ս., "Մակածված փուլային անցումներ և հիդրոդինամիկական անկայունություններ հեղուկ բյուրեղներում:", «Մանկավարժ», Երևան, 2000թ., 184 էջ .
12. Коншина Е. А., "Основы физики жидкокристаллических систем.", Санкт-Петербург, НИУ ИТМО, 2013, 128 с.
13. Акопян Р. С., Алавердян Р. Б., Зельдович Б. Я., Табирян Н. В., Овсепян В. С., "Приемник инфракрасного излучения.", Авторское Свидетельство СССР, 1990, №1589735.
14. Вшивков С. А., Русинова Е. В., "Фазовые и структурные превращения жидкокристаллических полимерных систем в механическом поле.", Высокомолек. соед. А., 2008, Т. 50, № 2, С. 237-244.
15. Demus D., "Handbook of liquid crystals.", Wiley-VCH, Vol. 1, 1998, 532p.
16. Lin Y.-H., "Liquid Crystals for Bio-medical Applications. " The Current Trends of Optics and Photonics, 2015, doi:10.1007/978-94-017-9392-6_15.
17. Comoretto D., "Organic and hybrid photonic crystals.", Springer, 2015, 497 p.
18. Sakoda K., "Optical Properties of Photonic Crystals.", Springer, 2001, 223 p.

19. Joannopoulos J. D., Meade R. D., Winn J. N., "Photonic crystals.", Princeton University Press, 1995, 137 p.
20. Yang Y. C., Kee C. S., Kim J. E., Park H. Y., Lee J. C., Leon Y. J., "Photonic defect modes in cholesteric liquid crystals.", *Phys. Rev. E.*, 1999, Vol. 60, 6852-6854 p.
21. Alaverdyan R., Gevorgyan A., Gharagulyan H., Grigoryan H., "Experimental Investigation of the Polarization Plane Rotation of Light in Cholesteric Liquid-Crystalline Film with an Anisotropic Defect Layer.", *Mol. Cryst and Liq. Cryst*, 2012, Vol. 559, Iss. 1, 23– 0 p.
22. Dadalyan T., Ninoyan Zh., Nys I., Alaverdyan R., Beeckman J., Neyts K., Willekens O., "Tuning the lasing wavelength of dye-doped chiral nematic liquid crystal by fluid flow.", *Liquid Crystals*, 2016, V. 44, 372-378 p.
23. Matsui T., Ozaki M., Yoshino K., "Tunable photonic defect modes in a cholesteric liquid crystal induced by optical deformation of helix.", *Phys. Rev. E.*, 2004, Vol. 69, doi: 10.1103/PhysRevE.69.061715.
24. Alaverdyan R. B., Dadalyan T. K., "Chiral photonic structures with anisotropic defect controlled by hydrodynamic flow.", *Armenian Journal of Physics*, 2013, vol. 6, issue 1, 55-60 p.
25. Stephen M. J., Straley J. P., "Physics of liquid crystals.", *Reviews of Modern Physics*, 1974, Vol. 46, No. 4, 618-701 p.
26. Dadalyan T., Petrosyan K., Alaverdyan R., Hakobyan R., "Light-induced hydrodynamic reorientation of hybrid aligned nematic liquid crystals caused by direct volume expansion.", *Liquid Crystals*, 2018, doi:10.1080/02678292.2018.1518549.
27. Petrosyan K. A., "Influence of hydrodynamic flows on the optical properties of hybrid aligned nematic liquid crystals.", *Proceedings of the YSU, Physical and Mathematical Sciences*, 2018, v. 52, #3, 213-216 p.
28. Геворгян Г. С., Петросян К. А., Акопян Р. С., Алавердян Р. Б., "Экспериментальное исследование конвекции марангони в наножидкостях.", *Известия НАН Армении, Физика*, 2017, т.52, №4, с. 490-494.
29. Dadalyan T., Petrosyan K., Alaverdyan R., Hakobyan R., "Investigation of the influence of direct volume expansion on optical properties of Nematic Liquid Crystal layer.", *Book of abstracts: International Conference, Laser Physics 2017, Ashtarak, Armenia*, p. 56.

30. Dadalyan T., Petrosyan K., Alaverdyan R., Hakobyan R., “Control optical properties of hybrid aligned nematic liquid crystal caused by direct volume expansion.”, Book of abstracts: International Conference, IONS YEREVAN 2018, Armenia, p. 31.
31. Franc F. C., “Liquid crystals. On the theory of liquid crystals.”, Discuss. Faraday Soc., 1958, V. 25, 19-28 p.
32. Эриксен Дж., “Исследования по механике сплошных сред.”, М.: Мир, 1977, 247 с.
33. Miesowicz, “Influence of a magnetic field on the viscosity of paraazoxyanisol.”, M. Nature. 1935, V.136, 261 p.
34. Аэро Э. Л., Булыгин А. Н., “Гидромеханика жидких кристаллов. Итоги науки и техники.”, Серия Гидромеханика, ВИНТИ М., 1973, т.7, с. 106-213.
35. Чилая Г. С., Лисецкий Л. Н., “Спиральное Закручивание В Холестерических Мезофазах.”, Успехи Физических Наук, 1981, Том 134, вып. 2, с. 279-301.
36. Палто С. П., “Электрооптика и Фотоника Жидких Кристаллов.”, Успехи Физических Наук : Конференции и симпозиумы, 2005, Т. 175, № 7, с. 784-790.
37. Блинов Л. М., “Электро и магнитооптика жидких кристаллов.”, Москва : Наука, 1978, 384с.
38. Woltman S. J., Crawford G. P., Jay G. D., “Liquid Crystals Frontiers in Biomedical Applications.”, World Scientific Publishing:Singapore, 2007, 493p., <https://doi.org/10.1142/6369>.
39. Յակոբյան Ռ. Ս., “Յեղուկ կրիստալների ֆիզիկա.”, 2000.
40. Oswald P., Pieranski P., “Nematic and Cholesteric Liquid Crystals: Concepts and Physical Properties Illustrated by Experiments (Liquid Crystals Book Series).”, 2005, 616 p.
41. Takatoh K., Sakamoto M., Hasegawa R., Koden M., Itoh N., Hasegawa M., “Alignment Technology and Applications of Liquid Crystal Devices.”, 2005, 320 p.
42. Vicari L., “Optical Applications of Liquid Crystals.”, 2003, 285 p.
43. De Bougrenet De La Tournaye J. L., “Engineering liquid crystals for optimal uses in optical communication systems.”, Liquid crystals, 2004, V. 31, No. 2., p. 241–269, <https://doi.org/10.1080/02678290410001648570>.
44. Benard H., “Les tourbillans cellulaires dans une nappe liquide.”, Revue generale des Sciences, pures et appliquees, 1900, v.11, 1261-1271 p.

45. Benard H., "Les tourbillans cellulaires dans une nappe liquide. Transportant de la chaleur par convection en regime permanent. ", Ann. Chim. Phys., 1901, v. 23, № 7, 62-144 p.
46. Berg J., Acrivos A., Boudiart M., "Evaporative Convection.", Adv. Chem. Eng., 1966, v. 6, 61-123 p.
47. Normand C., Pomeau Y., Velarde M., "Convective instability: A physicist's approach", Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, № 3, 581-624 p.
48. Lord Rayleigh, "On Convection Currents in a Horizontal Layer of Fluid, When the Higher Temperature Is on the Under Side.", Philosophical Magazine, 1916, Series 6, 32, 529-546 p. <https://doi.org/10.1080/14786441608635602>.
49. Акопян Р. С., Хосровян Г. Р., "Конкуренция между гравитационной и капиллярной силами в жидком кристалле при поглощении световой волны с пространственно-периодической структурой интенсивности.", ЖТФ, 1991, т. 61, выпуск 11, с. 16.
50. Scriven L. E., Sternling C. V., "The Marangoni effects.", Nature, 1960, V. 187, 186–188 p.
51. Scogen N., "Increase of surface tension of certain solutions when brought into contact with hot gases.", Am. J. Phys., 1958, V. 26, 25–27 p.
52. Pearson J. R. A., "On convection cells induced by surface tension.", J. Fluid Mech, 1958, V. 4, N. 5, 489–500 p.
53. Thompson J., "On certain curious motions observable at the surfaces of wine and other alcoholic liquors.", J. Phil. Mag., 1855, Ser.4, N. 10, 330 p.
54. Marangoni C. G. M., "Sull Expansiome dell Goccie di un Liquido Galleggianti sulla Superficie di Altro Liquido.", Fusi, Pavia, 1865.
55. Marangoni C. G. M., "Ueber die Ausbreitung der Tropfen einer Flussigkeit auf der Oberflache einer anderen.", Ann. Phys. Chem., 1871, V. 143, N. 7, 337–354 p.
56. Hershey A. V., "Ridges in a liquid surface due to the temperature dependence of surface tension.", Phys. Rev., 1939, N. 56, 204 p.
57. Федосов А. И., "Влияние поверхностно-активных веществ на движение капель в жидкостях.", ЖФХ, 1956, Т. 30, С. 223-227.
58. Da Costa G., Calatrony J., "Thermocapillary liquids as transient photographic receivers.", Proceedings International Commission for Optics Conference, Madrid, 1978, 779–782 p.

59. Da Costa G., Calatrony J., “Self-holograms of laser induced surface depression in heavy hydrocarbons.”, *Appl. Opt.*, 1978, V. 17, N. 15, 2381–2385 p.
60. Hijikata K., Fukasaku Y., Nakabeppu O., “Theoretical and experimental studies on the pseudodropwise condensation of binary vapor mixture.”, *J. Heat Transfe.*, 1996, V. 118, N. 1, 140–147 p.
61. Longtin J. P., Hijikaia K., Ogawa K., “Laser-induced surface-tensiondriven flows in liquids.”, *International journal of heat and mass transfer*, 1999, N. 42, 85–93 p.
62. Безуглый Б. А., Галашин Е. А., Дудкин Г. Я.. “О фотоконденсации йода.”, *Письма в ЖЭТФ*, 1975, том 22, выпуск 2, с. 76.
63. Ландау Л., Лифшиц Е., “Теоретическая физика. В 10 томах, VI Гидродинамика.”, 2001, 736с.
64. Sarkar S., Ganguly S., Biswas G., “Buoyancy Driven Convection of Nanofluids in an Infinitely Long Channel under the Effect of a Magnetic Field.”, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2014, v. 71, 328–340 p., doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.12.033
65. Rashidi I., Mahian O., Lorenzini G., Biserni C., Wongwises S., “Natural convection of Al₂O₃/water nanofluid in a square cavity: effects of heterogeneous heating.”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2014, v. 74, 391-402p., <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.03.030>
66. Bianco V., Manca O., Nardini S., Vafai K., “Heat transfer enhancement with nanofluids.”, Taylor & Francis Group, London, 2015.
67. Wu J. M., Zhao J., “A review of nanofluid heat transfer and critical heat flux enhancement—research gap to engineering application.”, *Progress in Nuclear Energy*, 2013, 66, 13-24 p.
68. Salman B. H., Mohammed H. A., Munisamy K. M., Kherbeet A. Sh., “Characteristics of heat transfer and fluid flow in microtube and microchannel using conventional fluids and nanofluids.”, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2013, 28, 848-880 p.
69. Nkurikiyimfura I., Wang Y., Pan Z., “Heat Transfer Enhancement by Magnetic Nanofluids—A Review.”, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2013, 21, 548-561 p., <http://dx.doi.org/10.1016/j.rser.2012.12.039>
70. Mahdi R. A., Mohammed H. A., Munisamy K. M., “Improvement of Convection Heat Transfer by Using Porous Media and Nanofluid: Review.”, *International Journal of Science and Research*, 2013, v. 2, i. 8, 34-47 p.

71. Sureshkumar R., Mohideen S., Nethaji N., "Heat transfer characteristics of nanofluids in heat pipes: A review.", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2013, 20, 397-410 p.
72. Mohammed H., Bhaskaran G., Shuaib N., Saidur R., "Heat Transfer and Fluid Flow Characteristics in Microchannels Heat Exchanger Using Nanofluids: a Review.", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2011, v. 15, i. 3, 1502 p.
73. Bahiraei M., "A Comprehensive Review on Different Numerical Approaches for Simulation in Nanofluids: Traditional and Novel Techniques.", *Journal of Dispersion Science and Technology*, 2014, v. 35, i. 7, 984 p.
74. Kamyar A., Saidur R., Hasanuzzaman M., "Application of Computational Fluid Dynamics (CFD) for nanofluids.", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012, v. 55, i. 15–16, 4104-4115 p.
75. Sarkar J., "Particulate emissions from biodiesel vs diesel fuelled compression ignition engine.", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2011, v. 15, i. 6, 3271-3277 p.
76. Sundar L. S., Singh M. K., "Convective heat transfer and friction factor correlations of nanofluid in a tube and with inserts: A review.", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2013, 20, 23-35 p.
77. Mahian O., Kianifar A., Kleinstreuer C., Al-Nimr M., Pop I., Sahin A., Wongwises S., "A review of entropy generation in nanofluid flow.", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2013, 65, 514-532.
78. Kleinstreuer C., "Microfluidics and Nanofluidics: Theory and Selected Applications.", Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2014.
79. Kumar C. S. (ed), "Microfluidic Devices in Nanotechnology: Applications.", Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2010.
80. Hakobyan M. R., Hakobyan R. S., "Decreasing of Magnetic Fréedericksz Transition Threshold in Nematic Liquid Crystals Doped With Ferromagnetic Nanoparticles.", *J. Contemp. Phys.*, 2011, v. 46, i. 3, 180-184 p.
81. Hakobyan M. R., Alaverdyan R. B., Hakobyan R. S., Chilingaryan Yu. S., "Enhanced Physical Properties of Nematics Doped with Ferroelectric Nanoparticles.", *Armenian J. Physics*, 2014, v. 7, i. 1, 11-18 p.
82. Акопян М. Р., Кандевосян А. А., Акопян Р. С., Чилингарян Ю. С., "О стабильности однородной ориентации в плоскопараллельной ячейке жидкого

- кристалла, обогащенного наночастицами.”, 2014, Изв. НАН Армении, Физика, v. 49, i. 5, с. 309-316.
83. Masuda H., Ebata A., Teramae K. & Hishinuma N., “Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles (Dispersion of γ -Al₂O₃, SiO₂, and TiO₂ ultra-fine particles).”, 1993, Netsu Bussei 4, 227–233 p.
84. Choi S.U.S., Eastman J. A., “Enhancing Thermal Conductivity of Fluids with Nanoparticles, Developments and Applications of Non-Newtonian Flows.” In: D. A. Siginer and H. P. Wang, Eds., American Society of Mechanical Engineers, New York, 1995, 99-105 p.
85. Акопян М. Р., Акопян Р. С., “Принудительная конвекция в легированных наночастицами нематиках в отсутствие переориентации.”, Изв. НАН Армении, Физика, 2016, 51, с. 363-370.
86. Акопян М. Р., Акопян Р. С., “Термокапиллярный механизм конвекции в наножидкостях, обусловленный поглощением пространственно-периодического лазерного излучения.”, Изв. НАН Армении, Физика, 2017, Volume 52, Issue 1, с. 16-25.
87. Sandeep N., “Effect of aligned magnetic field on liquid thin film flow of magnetic-nanofluids embedded with graphene nanoparticles.”, Advanced Powder Technology, 2016, v. 28, I. 3, doi: 10.1016/j.appt.2016.12.012.
88. Sheikholeslami M., Gorji-Bandpy M., Ganji D., Soleimani S., Seyyedi S. M., “Natural convection of nanofluids in an enclosure between a circular and a sinusoidal cylinder in the presence of magnetic field.”, Int. Commun. Heat Mass Transf. 2012, 39, 1435–1443 p.
89. Ganji D. D. and Malvandi A., “Natural convection of nano-fluids inside a vertical enclosure in the presence of a uniform magnetic field.”, Powder Technol 2015, 263, 50–57 p.
90. Sheikholeslami M., Mustafa M. T., Ganji D. D., “Effect of Lorentz forces on forced-convection nanofluid flow over a stretched surface.”, Particuology, 2016, v. 26, 108–113 p.
91. Sheikholeslami M., Chamkha A. J., “Influence of Lorentz forces on nanofluid forced convection considering Marangoni convection.”, Journal of Molecular Liquids, 2017, v. 225, 750–757 p.

92. Akopyan R. S., Zel'dovich B. Ya., "Reorientation of liquid-crystal director by light near the threshold of spatially periodic convective instability.", *Sov. Phys. JETP*, 1984, v. 59, i. 2, 311-317 p.
93. Tabiryan N. V., Zel'dovich B. Ya., and Sukhov A. V., "Orientational Optical Non-linearity of Liquid Crystals.", *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1986, 136, 1-139 p.
94. Akopyan R. S., Tabiryan N. V., and Tschudi T., "Optically induced hydrodynamic reorientation of liquid crystals and its application for infrared detection and information storage.", *Phys. Rev. E*, 1994, v. 49, i. 4, 3143-3149 p.
95. Akopyan R. S., Zel'dovich B. Ya., "Excitation of surface capillary waves by spatially periodical laser radiation.", *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, 2004, v. 13, i. 1, 1-6 p.
96. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я., "Ориентационная оптическая нелинейность жидкого кристалла, обусловленная тепловой конвекцией.", *Письма в ЖТФ*, 1983, 9(19), с. 1200-1204.
97. Pieranski P., Guyon E., "Transverse effects in nematic flows.", *Phys. Rev. A*, 1974, v. 49, i. 3, 237-238 p.
98. Manneville P., Dubois-Violette E., "Shear flow instability in nematic: theory of steady simple shear flow.", *J. Physique*, 1976, v. 37, 285 p.
99. Dubois-Violette E., Durand E., Guyon E., Manneville P., Pieranski P., "Instabilities in nematic liquid crystals.", *Liq. Cryst., Solid state Physics (Supplement)*, 1978, v. 14, 147-208 p.
100. Akopyan R. S., Chilingarian Yu. S., Tabiryan N. V., Zel'dovich B. Ya., "Orientational optical nonlinearity near the instability of nematic liquid crystal flow over an inclined plane.", *J. Physique*, 1984, v. 45, 413-420 p.
101. Scaramuzza N., Carbone V., Barberi R., "Dynamical Response of Cholesteric Liquid Crystals to Mechanical Shearing Deformations.", *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 1991, v. 195, i. 1, 31-37 p.
102. Dadalyan T., Alaverdyan R., Nys I., et al., "Tuning the lasing wavelength of dyedoped chiral nematic liquid crystal by fluid flow.", *Liquid Crystals*, 2017, 44, 372 p.
103. Akopyan R. S., Alaverdyan R. B., Chilingarian Yu. S., "Forced convection in liquid due to the pressure of second approximation of acoustic wave.", *Sov. Phys. Acoust.*, 1988, v. 34, i. 2, 197 p.

104. Akopyan R. S., Zel'dovich B. Ya., Tabiryan N. V., "Optics of a chiral liquid crystal far from a Bragg resonance.", *Sov. Phys. Acoust.*, 1988, v. 34, i. 4, 337 p.
105. Jewell S. A., Sambles J. R., "Backflow in the relaxation of a hybrid aligned nematic cell.", *Applied Physics Letters*, 2003, v. 82, i. 19, 3156 p., <https://doi.org/10.1063/1.1573336>
106. Tsuji T., Chono S., Matsumi T., "Velocity profiles of electric-field-induced backflows in liquid crystals confined between parallel plates.", *Journal of Applied Physics*, 2015, v. 117, 054501, <https://doi.org/10.1063/1.4906777>
107. Akopyan R. S., Alaverdyan R. B., Mouradian L. Kh., Seferyan H. Ye., Chilingarian Yu. S., "Excitation of convective motions in isotropic and anisotropic liquids by light.", *Quantum Electronics*, 2003, v. 33, i. 1, 81-89 p.
108. R.S.Akopyan, R.B.Alaverdyan, A.G.Arakelyan, S.Ts.Nersisyan, Yu.S.Chilingaryan, "Excitation of convective motions and surface hydrodynamic soliton-type waves in liquid crystals by a Gaussian laser beam.", *Quantum Electronics*, 2004, v. 34, i. 3, 267-271 p.
109. Зельдович Б. Я., Табирян Н. В., Акопян Р. С., "Ориентационно-конвективно-тепловая оптическая нелинейность жидких кристаллов.", *Оптика и Спектроскопия*, 1988, том. 65, №5, с. 1082-1086.
110. Галстян Т. В., Алавердян Р. Б., Аракелян С. М., Чилингарян Ю. С., Дрноюн В. Э., "Лазерно-индуцированные гидродинамические неустойчивости и оптическая бистабильность в жидком кристалле: Теория и эксперимент.", *ЖЭТФ*, 1993, том. 103, №4, с. 1270-1286.
111. Алавердян Р. Б., Аракелян А. Г., Нерсисян С. Ц., Чилингарян Ю. С., Акопян Р. С., "Возбуждение конвективных движений и поверхностных гидродинамических волн солитонного типа в жидких кристаллах лазерным излучением с гауссовым поперечным профилем.", *Квантовая Электроника*, 2004, т. 34, №3, с. 267-271.
112. Аракелян Артак Генаевич, "Возбуждение светоиндуцированных управляемых гидродинамических движений в изотропных и анизотропных жидкостях и их исследование оптическими методами.", *Диссертация*, 2008.
113. Hakopyan R. S., Sargsyan K. M., Tabirian N. V., "Jump-Like Light-Induced Hydrodynamic Reorientation of LC's Caused by Direct Volume Expansion.", *Mol. Cryst. and Liquid Cryst.*, 2006, v. 453, 239-250 p.

114. Հակոբյան Մարիամ Ռաֆիկի, "Լազերով մակածված նոր ջերմամեխանիկական ու հիդրոդինամիկական երեվոլյուցիոն նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում": Ատենախոսու թյուն, 2016.
115. Ranjini R., Adiyodi A. K., Matham M. V., and Nguyen N.-T., "Laser beam propagation in a flow aligned nematic liquid crystal : analysis on liquid/light interactions.", *Optical Engineering*, 2011, v. 50, i. 5, 050501-1, DOI: 10.1117/1.3574767.
116. Chen S., Grigoropoulos C. P., "Noncontact nanosecond-time-resolution temperature measurement in excimer laser heating of Ni-P disk substrates.", *Appl. Phys. Lett.*, 1997, v. 71, 3191 p.
117. Ozkan M., Pisanic T., Scheel J., Barlow C., Esener S., Bhatia S. N., "Electro-Optical Platform for the Manipulation of Live Cells.", *Langmuir*, 2003, v. 19, 1532-1538 p.
118. Lehane C., Kwok H. S., "Enhanced drilling using a dual-pulse Nd:YAG laser.", *Appl. Phys.*, 2001, v. 73, i. 1, 45-48 p.
119. Balandin V. Yu., Niedrig R., Bostanjoglo O., "Simulation of transformations of thin metal films heated by nanosecond laser pulses.", *Journal of Applied Physics*, 1995, v. 77, 135 p.
120. Майоров В. С., Матросов М. П., "Влияние поверхностно-активных веществ на гидродинамику лазерного легирования металлов.", *Квантовая Электроника*, 1989, том 16, номер 4, с. 806-810.
121. Chung F. K., Wei P. S., "Mass, Momentum, and Energy Transport in a Molten Pool When Welding Dissimilar Metals.", *J. Heat Transfer*, 1999, v. 121, i. 2, 451-461 p.
122. Антонова Г. Ф., Гладуш Г. Г., Красюков А. Г., Косырев Ф. К., Родионов Н. Б., "О механизме дистанционной резки металлов излучением CO₂-лазера.", *Теплофизика высоких температур*, 2000, том 38, выпуск 3, с. 501-506.
123. Barbero G., Simoni F., and Aiello P., "Nonlinear optical reorientation in hybrid aligned nematics.", *Journal of Applied Physics*, 1984, v. 55, i. 2, 304 p., <https://doi.org/10.1063/1.333098>
124. Barbero G., Barberi R., "Critical thickness of a hybrid aligned nematic liquid crystal cell.", *J. Physique*, 1983, v. 44, 609-616 p.
125. Matsumoto S., Kawamoto M., Mizunoya K., "Field-induced deformation of hybrid-aligned nematic liquid crystals: New multicolor liquid crystal display.", *Journal of Applied Physics* 1976, v. 47, 3842 p., <https://doi.org/10.1063/1.323245>.
126. Гарифуллин Ф. А., "Возникновение конвекции в горизонтальных слоях жидкости .", *Соросовский образовательный журнал*, 2000, №8, с. 108-114.

127. Guo L., Zhang Z, Qiao H., Liu M., Shen M., Yuan T., Chen J., Dionysiou D. D., “Spectroscopic study on interaction between three cationic surfactants with different alkyl chain lengths and DNA”, *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 2015, v. 151, 237-246 p., <https://doi.org/10.1016/j.saa.2015.06.114>
128. Khanafer K., Vafai K., Lightstone M., “Buoyancy-Driven Heat Transfer Enhancement in a Two-Dimensional Enclosure Utilizing Nanofluids.”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, 46, 3639-3653. [http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310\(03\)00156-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310(03)00156-X)
129. М.Р. Акопян, Р.С. Акопян, “Конвекция в наножидкостях, обусловленная поглощением лазерного излучения.”, *Известия НАН Армении, Физика*, 2017, т.52, №4, с.481–489.
130. Акопян Р. С., Алавердян Р.Б., Аракелян А. Г., Нерсисян С. Ц., Сарксян К. М., Чилингарян Ю. С., “Возбуждение поверхностных гидродинамических волн солитонного типа на поверхности жидкого кристалла лазерным излучением с гауссовским попе-речным профилем.”, *Изв. НАН РА, Физика*, 2004, т. 39, № 1, с. 44-52.
131. Акопян М. Р., Алавердян Р. Б., Чилингарян Ю. С., Акопян Р. С., “Лазерно-индуцированные термокапиллярные волны в изотропных и анизотропных жидкостях.”, *Изв. НАН РА, Физика*, 2014, т. 49, № 4, с. 230–240.
132. Акопян Р. С., Акопян М. Р., Алавердян Р. Б., Чилингарян Ю. С., “Гравитационный и термокапиллярный механизмы возбуждения гидродинамических движений в жидких кристаллах лазером с пространственно периодической структурой интенсивности.”, *Изв. НАН РА, Физика*, 2014, т. 49, №3, с. 177-189.
133. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я., “Термокапиллярный механизм конвекции в жидкостях, обусловленный поглощением пространственно-периодического лазерного излучения.”, *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1985, № 5, с. 47-50.
134. Yu W., Choi S.U.S., “An effective thermal conductivity model of nanofluids with a cubic arrangement of spherical particles.”, *J. Nanosci, Nanotechnol.*, 2005, v. 5, 580-586 p.
135. Zhang F., Yang D.-K., “Evolution of disclinations in cholesteric liquid crystals”, *Phys. Rev. E*, 2002, v. 66, i. 4, pp. 041701, <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.66.041701>
136. Kleman M., Lavrentovich O., “Soft Matter Physics”, New York : Springer, 2003, 664 p.

ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐԻ ՑԱՆԿԸ

ՀԲ - հեղուկ բյուրեղ,

ՏԲ - Ֆոտոնային բյուրեղ,

ՆՀԲ - նեմատիկ հեղուկ բյուրեղ,

ԽՀԲ - խլ Եստերիկ հեղուկ բյուրեղ,

ՍՀԲ - սմեկտիկ հեղուկ բյուրեղ,

ՏԱԳ - Ֆոտոնային արգելված գոտի