

**«ՔԵՆԴԼ» սինքրոտրոնային հետազոտությունների
ինստիտուտ**

Սուքիասյան Մինաս Մարատի

**ՍՈԼԻՏՈՆԱՅԻՆ ԵՎ ՆՄԱՆԱՏԻՊ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԳԵՐԿԱՐՃ
ԼԱՁԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐՄԱՆ ԵՎ
ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԻՆՔՆԱՍԵՂՄՄԱՆ ՀԱՄԱՐ**

Ատենախոսություն

Ա.04.20 – «Լիցքավորված մասնիկների փնջերի ֆիզիկա և
արագացուցչային տեխնիկա» մասնագիտությամբ
Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի համար

ԳԻՏԱԿԱՆ ՂԵԿԱՎԱՐ՝
Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների դոկտոր
պրոֆ. Լ. Խ. Մուրադյան

Երևան 2019

Բովանդակություն

Ներածություն	4
ԳԼՈՒԽ 1. ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ	11
1.1 Ժամանակային սեղմում և ինքնասեղմում.....	11
1.2 Սպեկտրալ սեղմում և ինքնասեղմում.....	13
1.3 Դիսպերսիոն Ֆուրյե ձևափոխություն. Սպեկտրոն	16
1.4 Սիմիլարիտոն և ոչ գծային դիսպերսիոն սիմիլարիտոն	17
1.5 Ֆեմտոպայրկյանային իմպուլսների բնութագրման անուղղակի մեթոդներ	21
1.6 Ֆեմտոպայրկյանային իմպուլսների ուղղակի գրանցում	26
1.7 Առաջին գլխի ամփոփում	27
ԳԼՈՒԽ 2. ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԻՆՔՆԱՍԵՂՄՈՒՄԸ.....	31
2.1 Ներածություն.....	31
2.2 Սեղմման և ինքնասեղմման վերլուծական քննարկում.....	32
2.3 Սպեկտրալ ինքնասեղմումը կանոնական իմպուլսների դեպքում.....	34
2.4 Աղմուկային իմպուլսների սպեկտրալ ինքնասեղմում	44
2.4.1 Սպեկտրալ ինքնասեղմումը պատահական ամպլիտուդային մոդուլացված իմպուլսների համար.....	44
2.4.2 Սպեկտրալ ինքնասեղմումը պատահական ամպլիտուդափոփոխային մոդուլացված իմպուլսների համար	48
2.4.3 Սպեկտրալ ինքնասեղմումը պատահական փոփոխային մոդուլացված իմպուլսների համար.....	51
2.5 Երկրորդ գլխի ամփոփում.....	57
ԳԼՈՒԽ 3. ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՓՈՒԼԻ ԶԱՓՈՒՄԸ՝ ՀԻՄՆՎԱԾ ԴԻՍՊԵՐՍԻՈՆ ՖՈՒՐՅԵ ՁԵՎԱՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ.....	58
3.1 Ներածություն.....	58
3.2 Սպեկտրալ փուլի չափման սկզբունքները	59
3.3 Փորձարարական հետազոտությունների ընթացքը	61
3.4 Փորձարարական արդյունքները	63
3.5 Թվային հետազոտության արդյունքները. վերլուծական քննարկում:.....	74

3.6	Երրորդ գլխի ամփոփում	79
ԳԼՈՒԽ 4. ԳԵՐԿԱՐՃ ԼԱՋԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓՈՒՄԸ		
	ՕՍՑԻԼՈԳՐԱՖՈՎ	81
4.1	Ներածություն	81
4.2	Փորձարարական հետազոտության մեթոդալոգիան	82
4.3	Փորձի իրականացումը	84
4.4	Փորձի արդյունքները	85
4.5	Չորրորդ գլխի ամփոփում	93
	Եզրակացություն.....	94
	Օգտագործված գրականության ցանկ	96
	Օգտագործված հապավումների ցուցակ.....	111

Ներածություն

Ժամանակակից արագացուցչային ֆիզիկայի և տեխնիկայի զարգացման հիմնական ուղղությունները կապված են մասնիկների արագացման նոր մեթոդների մշակման, գերկարճ էլեկտրոնային թանձրուկների ստացման, մասնիկների փոքր տարածական-փուլային բաշխվածությամբ էլեկտրոնային փնջերի արագացման և ազատ էլեկտրոնների վրա հիմնված հզոր լազերների գեներացիայի [1,2] հետ: Պլազմայում լազերային փնջի կիլվատերային դաշտում էլեկտրոնների արագացումը [3-5], ԳԲՀ (գեր բարձր հաճախությամբ) էլեկտրոնային թնդանոթներում լազերային ֆոտոկաթոդների հիմքի վրա էլեկտրոնների գերկարճ ռեյլատիվիստական թանձրուկների գեներացիան [6-8], սինքրոտրոնային կուտակիչ օղակներում էլեկտրոնային փնջերի լազերային հովացումը [9], արագացուցչում մասնիկների լազերային խմբավորումը կոհերենտ ճառագայթման գեներացիայի համար [10-14] ամենևին էլ ժամանակակից արագացուցչային ֆիզիկայի այն խնդիրների ամբողջական ցուցակը չէ, որտեղ անհրաժեշտ է հետազոտել և մշակել մեթոդներ տվյալ ժամանակային և սպեկտրային բնութագրերով լազերների ստացման համար: Անհրաժեշտ է նշել, որ այս ուղղությունների հաջող զարգացումը հիմնականում պայմանավորված է տրված իմպուլսի ձևով լազերային փնջերի ձևավորման, լազերային փնջի սպեկտրալ սեղմման նոր մեթոդների մշակման ոլորտներում առաջընթացով, լազերային իմպուլսի պարամետրերի ստաբիլությամբ և փնջի պարամետրերի անընդհատ չափման և դեկավարման հնարավորություններով: Այս խնդիրներն արդիական են նաև լազերային գրգռմամբ էլեկտրոնների ԳԲՀ թնդանոթով ԱՐԵԱԼ {Advanced Research Electron Accelerator Laboratory (AREAL)} արագացուցչի հետագա զարգացման [15], ինչպես նաև ԱՐԵԱԼ արագացուցչի վրա [16] ազատ էլեկտրոնային լազերի գեներացման և ձևավորման համար:

Մի քանի տասնամյակ առաջ լազերների հայտնագործումից հետո նվաճվեց տևողությունների ֆեմտովայրկյանային տիրույթը [17, 18], որով հիմք դրվեց գիտության մի շարք ճյուղերի զարգացմանը, ինչպես նաև որոշ նոր ճյուղերի առաջացմանը, որոնցից են գերարագ երևույթների սպեկտրոսկոպիան, լազերային կենսաֆիզիկան, ֆեմտոքիմիան, ֆեմտոկենսաբանությունը և այլն: Գերկարճ իմպուլսների (ԳԿԻ)

ստացման համար կիրառվեց մանրաթելաօպտիկական սեղմման մեթոդը, որը հնարավորություն տվեց իրականացնել 10^3 անգամ իմպուլսի սեղմում [19, 20]: Հետագայում տիտան-շափյուղային լազերում մոդերի ինքնասինքրոնիզացումը հնարավորություն ընձեռեց անմիջականորեն ստանալ ֆեմտովայրկյանային իմպուլսներ: Սակայն դրա հետ մեկտեղ առաջ եկան մի շարք խնդիրներ, կապված այդ տիրույթում ազդանշանների գրանցման, կառավարման հետ: Միայն այս խնդիրների լուծմամբ հնարավոր կլիներ իրականացնել գերարագ երևույթների հանգամանակից ուսումնասիրություններ: Ֆեմտովայրկյանային ժամանակային տիրույթում ազդանշանի վերլուծման խնդիրներում օգտագործվում են Ֆուրյե օպտիկայի, հոլոգրաֆիայի, սպեկտրալ ինտերֆերաչափության, ոչ գծային և ադապտիվ օպտիկայի մեթոդները: Ֆեմտովայրկյանային լազերները ներկայումս լայնորեն կիրառվում են ոչ գծային ֆիզիկայի, լազերային ֆոտոքիմիայի և կենսաֆիզիկայի, հեռահաղորդակցության բժշկության, և բազմաթիվ այլ ոլորտներում: Լազերային իմպուլսների սպեկտրի նեղացումը, կամ սպեկտրի սեղմման երևույթը, որը տեղի է ունենում լուսատարում ոչ գծային էֆեկտների ազդեցության տակ, մեծ կիրառություն ունի ազդակների անալիզի և կառավարման խնդիրների լուծման տեսանկյունից [21, 22]: Վերջին տարիներին եղել են այս երևույթի մի շարք կիրառություններ լազերային ֆիզիկայում և գերարագ օպտիկայում [23]: Մասնավորապես՝ գերկարճ լազերային իմպուլսների տեղափոխում երկար հեռավորություններով [24], ԳԿԻ ինտենսիվության ժամանակային պարուրիչի գրանցում՝ ժամանակ-սպեկտր անցման օգնությամբ [21, 22], ազդակների աղմուկներից զտում [25] և այլն: Սոլիտոնների, սպեկտրոնների ինչպես նաև սիմիլարիտոնների և ժամանակային ոսպնյակի օգտագործմամբ այս խնդիրներին տրվեցին որոշակի լուծումներ: Սոլիտոնային, սպեկտրոնային և այդ տիպի այլ իմպուլսներ կարող են կիրառություն գտնել հեռահաղորդակցության ոլորտում և իմպուլսի կառավարման խնդիրներում: Սիմիլարիտոնային իմպուլսները, որոնք տարածվելիս պահպանում են միայն իրենց ֆունկցիոնալ տեսքը, շնորհիվ իրենց հատկությունների ԳԿԻ բնութագրման և կառավարման /անալիզի և սինթեզի/ խնդիրներում կիրառվելու մեծ հեռանկար ունեն:

Ատենախոսության մեջ հետազոտությունների հիմնական մեթոդը փորձարարական եղանակն է: Փորձարարական եղանակով ստացված արդյունքները համեմատված են թվային մոդելավորմամբ ստացված արդյունքների հետ:

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, չորս գլուխներից, եզրակացությունից և գրականության ցանկից: Այն կազմված է 111 տպագրական էջից, ներառելով 31 նկար, 157 անուն գրականության ցանկ և հապավումների ցուցակ:

Ներածությունում ներկայացված է ատենախոսության ամփոփ նկարագիրը, գլուխների նկարագիրը, պաշտպանության ներկայացվող դրույթները և տպագրված աշխատանքների ցանկը:

Առաջին գլխում կատարված է թեմային վերաբերվող գրականության վերլուծություն՝ ակնարկ, հիմնավորված է ատենախոսության թեմայի արդիականությունը: Ներկայացված են առկա չլուծված խնդիրները, աշխատանքի նպատակը, գիտական նորությունը և կիրառական նշանակությունը:

Երկրորդ գլխը նվիրված է ժամանակային ինքնասեղմման համանման սպեկտրալ ինքնասեղմման (ՍԻ) ոչ գծային երևույթի ուսումնասիրությանը: Թվային մոդելավորմամբ ցուցադրված է լուսատարում ուժեղ դիսպերսիայի և թույլ ոչ գծայնության ազդեցությամբ տեղի ունեցող ՍԻ երևույթը՝ կանոնական գաուսյան և սեկանս հիպերբոլական իմպուլսների համար հաշվարկային միևնույն պարամետրերի դեպքում: Այդ իմպուլսների համար ցուցադրված են երևույթը հանգամանալից կերպով բնութագրող օպտիմիզացիոն կորեր, որոնք փորձարարական աշխատանքներում ունեն կիրառական մեծ նշանակություն: Այդ կորերը իրենցից ներկայացնում ոչ գծայնության գործակցի, լուսատարի անչափ երկարության և սպեկտրի սեղմման չափի կախվածությունները: Կատարվել է այս երկու դեպքերում ստացված արդյունքների քանակական համեմատություն:

ՍԻ երևույթը ուսումնասիրված է նաև ոչ կանոնական՝ աղմուկային բնույթի իմպուլսների համար: Տարբեր տիպի աղմուկային իմպուլսներ ստանալու համար մշակվել են երեք մաթեմատիկական մոդելներ՝ օգտվելով կանոնական իմպուլս + աղմուկ մոդելից: Որպես կանոնական իմպուլս օգտագործվել է սեկանս հիպերբոլական

իմպուլսը, որին գումարվել է սպիտակ աղմուկ այնպես, որ ստացվի ամպլիտուդային, փուլային և ամպլիտուդափուլային մոդուլացումներով իմպուլսներ: Երևույթը նկարագրող օպտիմիզացիոն կորեր ստացվել են այս իմպուլսների համար ևս, և համեմատվել են գաուսյան իմպուլսի համար ստացված արդյունքների հետ:

Երրորդ գլուխը նվիրված է սպեկտրոնի փուլային առանձնահատկությունների վրա հիմնված սպեկտրալ փուլի չափման սպեկտրոնային մեթոդի փորձարարական ցուցադրությանը: Իմպուլսի սպեկտրալ փուլի չափումը հնարավորություն է տալիս կատարել գերկարճ իմպուլսների բնութագրում: Մեթոդի իրականացման համար ձևավորվել են իմպուլսների տարբեր հարաբերակցությամբ երկգագաթ և եռագագաթ իմպուլսներ, որոնք ունեն միմյանցից տարբերվող սպեկտրալ փուլեր: Մեթոդի ցուցադրություն թվային մոդելավորմամբ նույնպես կատարված է: Մոդելավորմամբ ստացվել են երկգագաթ և եռագագաթ իմպուլսներ նույն հարաբերակցությամբ, ինչ ստացվել էր փորձում: Ցուցադրված է փորձարարական եղանակով և թվային մոդելավորմամբ ստացված արդյունքների համեմատությունը: Մեթոդի կիրառմամբ չափվել է նաև դիսպերսիոն հապաղման գծի տված գծային չիրպը (պարաբոլական փուլ) և կրկին համեմատվել թվային մոդելավորմամբ ստացված արդյունքի հետ:

Չորրորդ գլխում ներկայացված է օսցիլոգրաֆով ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության չափում իրական ժամանակում՝ ԳԿԻ տևողության գրանցման սիմիլարիտոնային մեթոդի կիրառմամբ՝ որը հիմնված է ոչ գծային դիսպերսիոն սիմիլարիտոնի սպեկտրալ առանձնահատկությունների վրա: Այն հնարավորություն է տալիս ունենալով նախնական իմպուլսից ձևավորված սիմիլարիտոնի տևողությունը (սպեկտրալ լայնությունը) և միջին հզորությունը, վերականգնել սկզբնական իմպուլսի տևողությունը: Տարբեր տևողությամբ իմպուլսներ ստանալու համար պրիզմաների զույգից բաղկացած դիսպերսիոն հապաղման գծի օգնությամբ կատարվել է լազերային իմպուլսի չիրպավորում դրական և բացասական նշաններով: Այնուհետև չիրպավորված իմպուլսը անցկացվում է միամող լուսատարով, ձևավորվում է սիմիլարիտոն, չափվում լուսատարի ելքում միջին հզորությունը, գրանցվում է սիմիլարիտոնի սպեկտրը՝ սպեկտրալ լայնությունը ունենալու համար: Գրանցումները ժամանակային չափելի տիրույթ տեղափոխելու համար սիմիլարիտոնը անցկացվում է որպես դիսպերսիոն

միջավայր ծառայող 600մ երկարությամբ միամող լուսատարով: Հասնելով անհրաժեշտ տիրույթ կատարվում է սիմիլարիտոնի տևողության չափում օսցիլոգրաֆով: Կիրառելով սկզբնական իմպուլսի տևողության սիմիլարիտոնի տևողությունից և միջին հզորությունից կախվածության բանաձևը՝ ստանում ենք նախնական իմպուլսի տևողությունը: Ժամանակային չափումներով ստացված արդյունքները համեմատվել են նաև սպեկտրալ չափումներով ստացված արդյունքների հետ:

Եզրակացության մեջ ընդհանրացվում են ատենախոսության մեջ կատարված ուսումնասիրությունների արդյունքները:

Պաշտպանությանը ներկայացվում են հետևյալ դրույթները

1. Ժամանակային ինքնասեղմման սպեկտրալ անալոզ հանդիսացող սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթը տեղի ունի անկախ նախնական իմպուլսի տեսքից: Սպեկտրալ ինքնասեղմման պրոցեսում պատահական ամպլիտուդային, փուլային և ամպլիտուդափուլային մոդուլյացիաներ կրող իմպուլսների աղմուկային բաղադրիչները կարող են մաքրվել՝ ապահովելով ավելի կոհերենտ ճառագայթում:
2. Գերկարճ իմպուլսի սպեկտրալ չիրալը հնարավոր է գրանցել այն անցկացնելով դիսպերսիոն հապաղման գծով, սքանավորելով լազերային նեցուկ իմպուլսով և գրանցելով այդ երկու իմպուլսների գումար հաճախության ազդանշանի կենտրոնական ալիքի երկարության կախվածությունը երկու իմպուլսների միմյանց նկատմամբ ունեցած հապաղման չափից:
3. Գերկարճ իմպուլսների տևողության չափման սիմիլարիտոնային մեթոդի կիրառմամբ հնարավոր է իրականացնել ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության չափում իրական ժամանակում և մեկ իմպուլսի (single-shot) համար՝ էլեկտրոնային օսցիլոգրաֆով գրանցելով նախնական իմպուլսից ձևավորված սիմիլարիտոնի տևողությունը և ճառագայթման միջին հզորությունը:

Փորձարարական աշխատանքները իրականացվել են <<Քենդլ>> սինքրոտրոնային հետազոտությունների ինստիտուտում և Երևանի պետական համալսարանի

Գերարագ օպտիկայի և ֆոտոնիկայի Գ/հ լաբորատորիայում: Ատենախոսական աշխատանքի գիտական ղեկավարն է պրոֆեսոր Լևոն Խաչիկի Մուրադյանը:

Ատենախոսության թեմայով տպագրված են հետևյալ աշխատանքները՝

1. M. Sukiasyan, N. Karapetyan, H. Toneyan, A. Kutuzyan, and L. Mouradian, "Measurement of the ultrashort pulse spectral phase based on dispersive Fourier transformation," Appl. Opt. 58, 2817-2822 (2019)
2. M. Sukiasyan, N. Karapetyan, H. Toneyan, A. Kutuzyan and L. Mouradian, "Similaritonic method on ultrashort pulse duration measurement by oscilloscope", Armenian Journal of Physics, 12 (1), pp. 107-112, (2019)
3. M. Sukiasyan "Spectral Self-Compression of partially coherent pulses", Armenian Journal of Physics, 12 (1), pp. 113-118, (2019)
4. Н. Карапетян, Г. Тонян , А. Кутузян , М. Сукиасян , В. Аветисян, Д. Гулканян, К. Апресян , Л. Мурадян, "Численное Исследование Процесса Формирования Спектрона: Фазовые Особенности", Известия НАН Армении, Физика, т.53, No2, с.173–180 (2018).
5. H. Toneyan, K. Manoukyan, M. Sukiasyan, A. Kutuzyan, L. Mouradian, "Spectral Characteristics of Nonlinear-Dispersive Similariton Generated in Single-Mode Fiber without Gain", Armenian Journal of Physics, 10 (4). pp. 192-198 (2017).
6. H. Toneyan, M. Sukiasyan, A. Zeytunyan, V. Tsakanov and L. Mouradian, "Designing the femtosecond optical oscilloscope", Journal of Physics: Conference Series 673 012016 (2016).
7. L. Mouradian, A. Grigoryan, A. Kutuzyan, G. Yesayan, M. Sukiasyan, H. Toneyan, A. Zeytunyan, A. Barthelemy, "Spectral Analogue of the Soliton Effect Compression: Spectral Self-Compression" Frontiers in Optics 2015, OSA Technical Digest, San Jose, United States, 18-22 October, FW3F.3, (2015).
8. M. Sukiasyan, V. Avetisyan, H. Toneyan, A. Kutuzyan, A. Yeremyan, and L. Mouradian, "4.1x Solitonic Self-Spectral Compression of Supercontinuum's Fraction"

- 26th Annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'16) Yerevan, Armenia July 11-15, P.S8.2 (2016).
9. M. Sukiasyan, V. Avetisyan, H. Toneyan, A. Kutuzyan, V. Tsakanov, L. Mouradian, "Solitonic Spectral Self-Compression of Regular and Randomly Modulated Pulses" - Int. Conf. Frontiers in Optics & Photonics, Yerevan-Ashtarak, 29 February - 12 March (2016).
 10. K. Manukyan, M. Sukiasyan, H. Toneyan, A. Zeytunyan, and L. Mouradian, "Simple Diagnostics of Femtosecond Pulses by the Use of Nanosecond Oscilloscope"- Frontiers in Optics 2017, OSA Technical Digest, Washington D.C, United States, 17-21 September, JTu3A.62, (2017).
 11. M. Sukiasyan, H. Toneyan, V. Avetisyan, A. Kutuzyan, L. Mouradian, "Numerical Study of Femtosecond Signal Spectral Self-Compression", UBA'17, Yerevan Armenia (2017).
 12. V. Avetisyan, M. Sukiasyan, H. Toneyan, A. Kutuzyan, A. Yeremyan, L. Mouradian, "Experimental Demonstration of Self -Spectral Compression of Supercontinuum's Fraction by 4.1x"- Laser Physics Conference, pp. 2-3, Ashtarak, Armenia (2017).
 13. K. Manukyan, H. Toneyan, M. Sukiasyan, A. Kutuzyan, and L. Mouradian, "Similariton Based Technique for Determination of Femtosecond Pulse Duration", UBA'17, Yerevan Armenia (2017).
 14. K. Manukyan, H. Toneyan, M. Sukiasyan, L. Mouradian, "Similariton Technique of Femtosecond Pulse Duration Measurement", IONS Balvanyos 2017, pp. 71-72, Balvanyos, Romania (2017).
 15. N. Karapetyan, M. Sukiasyan, H. Toneyan, A. Kutuzyan, and L. K. Mouradian, "Spectron and Dispersive Fourier Transformation: Phase Aspect", in Frontiers in Optics / Laser Science, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2018), paper JTu3A.45.
 16. N. Karapetyan, M. Sukiasyan, H. Toneyan, A. Kutuzyan and L. Mouradian, "Spectral phase measurement based on spectron shaping", IONS Yerevan 2018, p. 18, Yerevan Armenia (2018)

ԳԼՈՒԽ 1

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ

1.1 Ժամանակային սեղմում և ինքնասեղմում

Երբեմն, կախված փորձարարական խնդիրներից կամ պահանջներից, անհրաժեշտ է լինում ստանալ ավելի կարճ իմպուլսներ, որի համար սովորաբար կիրառվում է լազերային իմպուլսի օպտիկական սեղմման մեթոդը [26, 27]: Ժամանակային սեղմում տեղի է ունենում, երբ իմպուլսը անցնում է նախ ոչ գծային միջավայրով, այնուհետև՝ բացասական դիսպերսիա ունեցող միջավայրով: Ոչ գծային միջավայրում փուլային ինքնամոդուլյացիայով (ՓԻՄ) [28] պայմանավորված իմպուլսը ստանում է դրական պարաբոլական փուլ (գծային չիրպ), որն էլ մարվում է դիսպերսիոն հապաղման գծում (ԴՀԳ) տրվող բացասական պարաբոլական փուլով, որի արդյունքում իմպուլսը սեղմվում է: Որպես ոչ գծային միջավայր կարող են օգտագործվել օրինակ միամոդ լուսատարերը (ՄԼ), իսկ որպես ԴՀԳ օգտագործում են ցանցերի կամ պրիզմաների զույգը, ինչպես նաև ֆոտոնիկ բյուրեղային լուսատարերի տարատեսակներից սնամեջ լուսատարերը (hollow core fiber): [29, 30]-աշխատանքներում փորձով և թվային մոդելավորմամբ ուսումնասիրվել է պիկովայրկյանային իմպուլսների (5.5պվ տևողությամբ) ինքնազդեցությունը սիլիցիումային լուսատարերում: Անցկացնելով փունջը լուսատարով, այնուհետև բացասական ԴՀԳ-ով ստացվել են 1.5պվ տևողությամբ իմպուլսներ: Երկույթը կիրառվել է նաև իմպուլսի տևողությունների ֆեմտովայրկյանային տիրույթ հասնելու համար [31]: Այս աշխատանքում ցուցադրված է 15սմ երկարությամբ ՄԼ-ում 90Ֆվ տևողությամբ լազերային իմպուլսի 3 անգամյա սեղմում՝ արդյունքում ստանալով 30Ֆվ տևողությամբ իմպուլսներ, որը համապատասխանում է մեկ իմպուլսում 14 օպտիկական ցիկլին: Արդյունքները ստացվել են Nd:YAG լազերային համակարգով, որը ճառագայթում է 619նմ ալիքի երկարության վրա: [32-34] աշխատանքներում օգտագործելով 10պվ իմպուլսի տևողությամբ և 10կՎտ հզորությամբ լազեր, ստացվել են 0.7պվ տևողությամբ և 7մՎտ հզորությամբ իմպուլսներ: [35] աշխատանքում օգտագործվել է Coherent Verdi V10 + Mira 900F լազերը, որը ունի 100Ֆվ տևողությամբ

և 1.6Վտ միջին հզորությամբ իմպուլսներ: Լազերային ճառագայթումը անցկացնելով 30սմ երկարությամբ PCF LMA-5 լուսատարից և SF11 պրիզմաների զույգից բաղկացած համակարգով ստացվել են 6Ֆվ տևողությամբ իմպուլսներ:

Հնարավոր է նաև ժամանակային սեղմում ստանալ մեկ միջավայրում: Այս դեպքում երևույթը անվանում են ժամանակային ինքնասեղմում, որը տեղի է ունենում միջավայրում ուժեղ փուլային ինքնամոդուլյացիայի և թույլ բացասական խմբային արագությունների դիսպերսիայի ազդեցությամբ [36,37]: Որպես այդպիսի միջավայր կարող է օգտագործվել միամոդ օպտիկական լուսատարը:

Ներկայումս ժամանակային սեղմման երևույթը ֆոտոնիկ բյուրեղային լուսատարերի (ՖԲԼ) և նանոմիջավայրերի օգտագործմամբ ունի բազմաթիվ կիրառություններ: Վերջիններիս կիրառմամբ հնարավոր է եղել ստանալ մինչև մի քանի օսցիլյացիաներ պարունակող իմպուլսներ (one-two cycle pulses) [38-41]: Աշխատանք [38]-ում օգտագործվել է Ti:Sapphire լազերային համակարգ՝ 70Ֆվ իմպուլսի տևողությամբ և 80ՄՀց կրկնման հաճախականությամբ: Սոլիտոնային ինքնասեղմում ցուցադրվել է միջուկի կոնական կառուցվածք (միջուկի տրամագիծը փոխվում էին 2.3մկմ ից մինչև 980նմ) և 2մմ երկարություն ունեցող ՖԲԼ-ում: Այս լուսատարի օգտագործմամբ ստացվել է 6.8Ֆվ տևողությամբ իմպուլս: Իմպուլսի ինքնասեղմում իրականացվել է նաև Kagom HCPCF լուսատարում [39]: 100մկՋ էներգիայով, 80Ֆվ իմպուլսի տևողությամբ և 1.8մկմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ լազերային ճառագայթումը անցկացվել է հատուկ ենթակառուցվածք ունեցող 20սմ երկարությամբ ՖԲԼ-ով: Արդյունքում ստացվել է 1ԳՎտ պիկային հզորությամբ և 4.5Ֆվ տևողությամբ (20անգամ ինքնասեղմված) իմպուլսներ, շնորհիվ այն բանի, որ լուսատարի միջուկը ոչ թե սովորական ապակի է, այլ լցված է գազով: Աշխատանք [40]-ում 250Ֆվ տևողությամբ և 50նՋ էներգիայով իմպուլսից ստացվել է 5.07Ֆվ տևողությամբ իմպուլսներ՝ օգտագործելով 0.84մմ երկարությամբ As_2S_3 նանոմիջավայրը: [41]-ում 41Ֆվ տևողությամբ իմպուլսներից ստացել են 4.6Ֆվ տևողությամբ իմպուլսներ կիրառելով 4.85մմ երկարությամբ ոչ գծային ՖԲԼ:

1.2 Սպեկտրալ սեղմում և ինքնասեղմում

Ժամանակային սեղմման ոչ գծային երևույթի սպեկտրալ անալոզ հանդիսացող սպեկտրալ սեղմման երևույթը [42-44] տեղի է ունենում, երբ ազդանշանը սկզբում անցնում է անոմալ դիսպերսիա ունեցող դիսպերսիոն միջավայրով, այնուհետև՝ ոչ գծային միջավայրով: Այս մեթոդը ունի մի շարք կիրառություններ տարբեր ոլորտներում և հիմնված է սպեկտրալ ժամանակային անալոզիայի և ժամանակային ուսանյակի կոնցեպցիաների [45, 46] վրա: Սպեկտրալ սեղմման էությունը կայանում է նրանում, որ դիսպերսիոն միջավայրում ազդանշանի ստացած փուլը (չիրպ) մարվում է ոչ գծայնությամբ պայմանավորված փուլով, որը հակառակ նշանի է: ՓԻՄ-ով տրվող փուլը կախված է իմպուլսի տեսքից: Օրինակ գաուսյան, կամ սեկանս հիպերբոլական տեսքի իմպուլսները կենտրոնական մասում ունեն պարաբոլական տեսք: Ուրիշ տեսք ունեցող իմպուլսների դեպքում, երբ փուլը ևս պարաբոլական չի լինում, սեղմված սպեկտրում հայտնվում են կողմնակի ելուններ: Այս անցանկալի խնդրից խուսափելու համար կատարվել է ամպլիտուդային մոդուլացված սպեկտրալ սեղմում [46]: Այս ուսումնասիրություններում օգտագործվել են բացասական գծային չիրպավորված պարաբոլական իմպուլսներ, որոնք սեղմվել են 1մ երկարությամբ ՖՐԼ-ում: Իմպուլսի պարաբոլական տեսքը ապահովում է արեթացիաներից զերծ սպեկտրալ սեղմում:

Սեկտրալ սեղմում փորձով իրականացվել է երկու տարբեր բնութագրեր ունեցող ՖՐԼ-ների օգտագործելով [47]: Փորձում օգտագործել են Coherent Mira լազերային համակարգը, 76ՄՀց իմպուլսների կրկնման հաճախականությամբ և 800նմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ: Պրիզմաների զույգով չիրպավորելով լազերային ճառագայթումը, այն ացկացրել են 60սմ երկարություններով երկու միմյանցից տարբեր դիսպերսիոն գործակիցներ ունեցող ՖՐԼ-ներով՝ արդյունքում իրականացնելով 21 անգամ սպեկտրի նեղացում:

Պիկովայրկյանային իմպուլսների սպեկտրալ սեղմում իրականացվել է իտերբիումով (Yb) լցված ուժեղացումով լուսատարում [48]: Nd:YVO4 լազերի 8.4նմ սպեկտրալ լայնությամբ իմպուլսների սպեկտրը սեղմվել է մինչև 0.14նմ: Պիկովայրկյանային իմպուլսների սպեկտրալ սեղմում կատարվել է նաև ամբողջովին լուսատարային սխեմայով [49], հեռահաղորդակցության մեջ կիրառվող ալիքի

երկարությունների վրա: Այս դեպքում ևս օգտագործվել է դիմակ՝ պարաբոլական իմպուլս ստանալու համար: Միամոդ լուսատարով անցնելով այն ձեռք է բերում բացասական գծային չիրպ, այնուհետև անցնում է երկար որ գծային միջավայր հանդիսացող լուսատարով և ստացվում է 12x սպեկտրալ սեղմում:

Սիմիլարիտոնի վրա հիմնված սպեկտրալ սեղմման մեթոդը [50] տալիս է արդյունավետ սպեկտրալ սեղմում սիմիլարիտոնով մակաձված ժամանակային ուսպնյակի միջոցով: Լազերային ճառագայթումը բաժանվում է երկու մասի, մի մասը անցնելով անոմալ դիսպերսիայով ԴՀԳ-ով, ձեռք է բերում բացասական գծային չիրպ, իսկ մյուս մասը անցկացվում է միամոդ լուսատարով՝ որտեղ ձևավորվում է սիմիլարիտոն, որի չիրպը կենտրոնական էներգակիր մասում գծային է: Արդյունքում գումար հաճախության ազդանշանի սպեկտրը սեղմվում է չիրպերի մարման շնորհիվ: Շնորհիվ սիմիլարիտոնի գծային չիրպի, այս մեթոդը արբերացիաներից զերծ է: Այս մեթոդը հնարավորություն է տալիս նաև գումար հաճախության գեներացիայի (ԳՀԳ) ազդանշանի ալիքի երկարության վրա ունենալ վերալարում: Այս սիմիլարիտոնային մեթոդը լայն սպեկտրի շնորհիվ ունի մի շարք կիրառություններ մուֆ սոլիտոնների գեներացիայի [51], ֆեմտոպայրկյանային ազդանշանների անխափան տեղափոխման [52], ինչպես նաև Z-scan մեթոդի ժամանակային անալոգ հանդիսացող D-scan մեթոդի [53] խնդիրներում:

Ժամանակակից լազերային ֆիզիկայում բացի հիմնարար հետաքրքրությունից, կիրառական նշանակություն ունեն օպտիկական սոլիտոնները [54]: Կիրառական նշանակության, մասնավորապես հեռահաղորդակցության և օպտիկական կապի տեսանկյունից հետաքրքրություն են ներկայացնում հատկապես ժամանակային սոլիտոնները, որոնք ձևավորվում են միջավայրում բացասական դիսպերսիայի և ոչ գծայնության համատեղ ազդեցությամբ: Ֆունդամենտալ սոլիտոնները միջավայրում տարածվելիս պահպանում են իրենց պարամետրերը: Երբ միջավայրում դիսպերսիայի ազդեցությունը համակշռում է ոչ գծայնության ազդեցությանը և իմպուլսը ունի սեկանս հիպերբոլական տեսք, ձևավորվում են ֆունդամենտալ սոլիտոնները: Այս դեպքում իմպուլսի տևողությունը հակադարձ համեմատական է ամպլիտուդին: Եթե միջավայրում դիսպերսիայի և ոչ գծայնության ազդեցությունները մոտ են բայց ոչ

հավասար, կամ իմպուլսի տեսքը սեկանս հիպերբոլական չէ, բայց ունի զանգակաձև տեսք, ֆունդամենտալ սոլիտոնները կրկին կարող են ինքնաձևավորվել [18] այն դեպքում, երբ այն ոչ գծային դիսպերսիոն միջավայրով անցնում է որոշակի երկարության: Ժամանակային ինքնասեղմման համանմանությամբ սպեկտրալ սեղմումը ևս հնարավոր է ստանալ մեկ միջավայրում: Երևույթն անվանվում է սպեկտրալ ինքնասեղմում (ՍԻՍ) [55, 56]: [55] աշխատանքում օգտագործված լազերի սպեկտրը ունի 1560.3 նմ կենտրոնական ալիքի երկարություն ըստ կիսաբարձրության 82.2նմ սպեկտրալ լայնություն, որին համապատասխանում է 69Ֆվ իմպուլսի տևողություն: Այստեղ ՍԻՍ իրականացնելու համար կիրառվել է 1կմ երկարությամբ աճող դիսպերսիայով լուսատար, որում դիսպերսիայի արժեքների հարաբերությունը լուսատարի ելքում և մուտքում հավասար է 22.5: Արդյունքում ցուցադրվել է 102.8x սպեկտրալ ինքնասեղմում: Հնարավոր է կատարել նաև սպեկտրի ալիքի երկարության վերալարում՝ փոխելով մուտքային իմպուլսի հզորությունը: Աճող դիսպերսիայով լուսատար կիրառվել է [56] աշխատանքում ևս: Այստեղ օգտագործվել է 50ՄՀց իմպուլսների կրկնման հաճախականությամբ լազեր, որի սպեկտրն ունի 13նմ սպեկտրալ լայնություն՝ ըստ կիսաբարձրության: 1կմ երկարությամբ լուսատարի ելքում գրանցվել է 0.84նմ սպեկտրալ լայնությամբ իմպուլսներ, այսինքն ստացվել է 15.5 անգամ սպեկտրալ ինքնասեղմում:

Փորձով և թվային մոդելավորմամբ ՍԻՍ դիտարկվել է նաև սանրաձև կառուցվածք ունեցող աճող դիսպերսիայով լուսատարում [57]: Ունենալով 1620նմ կենտրոնական ալիքի երկարության վրա լազեր, որը գեներացնում է 200Ֆվ տևողությամբ սեկանս հիպերբոլական իմպուլսներ, անցկացվում են ուժեղացուցիչով: Այնուհետև ուժեղացված ճառագայթումը անցկացնելով ՄԼ-ում ձևավորում են ըստ ալիքի երկարության վերալարվող սոլիտոնային իմպուլսներ, որոնք էլ անցկացնելով սանրաձև լուսատարով, իրականացվում է սպեկտրալ ինքնասեղմում: Արդյունքում 1620-1850նմ կենտրոնական ալիքի երկարությունների վրա 12.3-15.1նմ սպեկտրալ լայնությամբ իմպուլսների ինքնասեղմումից ստացվում են 0.54-0.71նմ սպեկտրալ լայնությամբ իմպուլսներ, այսինքն իրականացվում է 25.9 անգամ առավելագույն ինքնասեղմում:

1.3 Դիսպերսիոն Ֆուրյե ձևափոխություն. Սպեկտրոն

Սպեկտրոն կոչվում է այն իմպուլսը, որի ժամանակային պարուրիչը կրկնում է սպեկտրալ պարուրիչին: Այն հանդիսանում է Ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիայի ժամանակային անալոգը [17]: Սպեկտրոն ձևավորվում է իմպուլսը երկար դիսպերսիոն միջավայրով անցկացնելիս: Դիսպերսիայի տեսության երկրորդ կարգի մոտավորությամբ դիսպերսիոն հավասարման մաթեմատիկական տեսքը հետևյալն է՝

$$A(z,t) \approx (-i\gamma)^{1/2} \exp(i\gamma t^2 / 2) FT[A(0,t)]_{\omega=\gamma t} \quad (1.3.1)$$

որտեղ $A(z,t)$ -ն կոմպլեքս ժամանակային ամպլիտուդն է z տարածման երկարություն անցնելիս, FT -ն Ֆուրյե ձևափոխության օպերատորն է $\omega = \gamma t$ ($\gamma = d\omega/dt \approx (\beta_2 z)^{-1}$) սանդղակավորման գործակցով, β_2 -ը դիսպերսիայի երկրորդ կարգի գործակիցն է: Դիսպերսիոն միջավայրով տարածվելիս, իմպուլսի մեծ երկարացման պայմանով ($s = \Delta t / t \approx \Delta\omega_0^2 / \gamma \gg 1$) որոշվում է սպեկտրոնի սպեկտրաժամանակային համանմանության ճշտությունը ($1/s \approx \gamma / \Delta\omega_0^2$):

Սպեկտրոնները կիրառելի են ներկայումս մեծ հետաքրքրություն ունեցող դիսպերսիոն Ֆուրյե ձևափոխության (ԴՖՁ) [58-60] և իրական ժամանակում Ֆուրյե ձևափոխության [61, 62] մեթոդներում: ԴՖՁ մեթոդում օգտագործվում է դիսպերսիոն բաղադրիչ և (single pixel) ֆոտոդիոդ՝ դասական սպեկտրոմետրերում առկա արագության սահմանափակումներից խուսափելու և օսցիլոգրաֆի օգնությամբ իրական ժամանակային գրանցում կատարելու համար: Այսինքն այն թույլ է տալիս պատկերել թեստային իմպուլսի սպեկտրը ժամանակային տիրույթում [63]: ԴՖՁ-ը տեղի է ունենում, երբ իմպուլսը անցկացվում է միջավայրով, որն ունի խմբային արագությունների դիսպերսիա (ԽԱԴ): Այն կիրառվում է նաև սպեկտրոսկոպիայի խնդիրներում, որը թույլ է տալիս նույնականացնել կլանման կամ Ռամանյան սպեկտրոսկոպիայի [64] սպեկտրալ դինամիկան: Սա հանգեցրեց օպտիկական ալիքների [65] սկզբնական գրանցմանը, որը հնարավորություն տվեց կոհերենտ սպիտակ լույսի գեներացիայի ցուցադրության՝ խթան հանդիսանալով սուպերկոնտինուումի գեներացմանը [66]:

Սպեկտրոնի ձևավորման համար որպես $\Gamma<9$ օգտագործվում է պրիզմաների կամ ցանցերի զույգից և հետադարձ կապն ապահովող հայելուց բաղկացած համակարգը: Գոյություն ունեն սպեկտրոնի ձևավորման այլ հետաքրքիր եղանակներ նույնպես, ինչպիսիք են լուսատարային Բրեգի ցանցերը [67, 68], ՄԼ-երը ոչ գծայնության բացակայության դեպքում, սնամեջ լուսատարերը, քրոմո-մոդալ դիսպերսիան [69] և այլն: Մասնավորապես քրոմո-մոդալ դիսպերսիայի մեթոդում՝ ի տարբերություն դասական $\Gamma<9$ -ի, լայնացած իմպուլսի տևողությունը կախված է ոսպնյակի ֆոկուսացման անկյունից և լուսատարի միջուկի չափերից, և կախված չէ իմպուլսի սպեկտրալ լայնությունից: Այս մեթոդի դեպքում ճառագայթման տարածական բաշխվածություն ստանալու համար օգտագործվում է ցանցերի զույգ: Այնուհետև ճառագայթումը ոսպնյակի միջոցով մտցվում է բազմամոդ լուսատար, որտեղ տարբեր ալիքի երկարություններ անցնելով լուսատարի տարբեր մոդաներով, ելքում ապահովում են լայնացած իմպուլս՝ ընդհուպ մինչև նանովայրկյաններ:

1.4 Սիմիլարիտոն և ոչ գծային դիսպերսիոն սիմիլարիտոն

Պարաբոլական սիմիլարիտոն

Գերարագ օպտիկայում իրենցից մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում ինքնանմանության (self-similarity) երևույթները, սիմիլարիտոնները [70, 71] և պարաբոլական իմպուլսները՝ պայմանավորված ազդանշանի անալիզի և սինթեզի խնդիրներում կիրառությունների հեռանկարով: Ինքնանմանության երևույթներից է հանդիսանում գերկարճ լազերային իմպուլսների ոչ գծային տարածումը ոչ պասիվ՝ ուժեղացումով լուսատարերում: Այս լուսատարերի կիրառության օրինակներից են օպտիկական հզոր աղբյուրների մշակման խնդիրներում օգտագործելը: Ուժեղացումով լուսատարերը կիրառվում են նաև գերկարճ պարաբոլական իմպուլսներ ստանալու համար, որոնք ուժեղանալու արդյունքում ունենում են ինքնանման տարածում [72-75]: Այդպիսի լուսատարերից են օրինակ հազվագյուտ բաղադրիչներով ակտիվացված լուսատարերը (rare-earth-doped fiber amplifiers) [75], նվազող դիսպերսիայով [76] և ռամանյան ուժեղացումով լուսատարերը [77]:

Օպտիկական լուսատարերում ԳԿԻ տարածման ժամանակ ոչգծայնության և դիսպերսիայի ազդեցության ներքո տեղի են ունենում ալիքների տրոհում և աղավաղում [17, 18]: Սակայն լուսատարի անոմալ դիսպերսիայի տիրույթում այդ երևույթների համակշռելու արդյունքում կարող է տեղի ունենալ սոլիտոնային տարածում [36, 78]:

Աշխատանք [70]-ում ցույց է տրվել, որ նորմալ դիսպերսիայի ռեժիմում ԳԿԻ տարածումը կարող է նաև չուղեկցվել աղավաղումներով և ալիքի տրոհումով: Դա կարող է տեղի ունենալ այն դեպքում, երբ իմպուլսը ունենա պարաբոլական պարուրիչ և փուլ (գծային չիրպ): Այս ուսումնասիրությունը ամբողջացվել է [79]-ում կատարված թվային հետազոտություններով: Այստեղ ցուցադրվում է, որ ԳԿԻ-ն ուժեղացումով լուսատարում տարածվելիս պահպանում է իր պարաբոլական տեսքը: Պարաբոլական իմպուլսների փորձարարական հետազոտություն կատարվել է 2000-ական թվականներին [80]: Այս պարաբոլական ինքնանման տարածվող իմպուլսները անվանվեցին սիմիլարիտոններ [72]: Ուժեղացումով լուսատարերում ձևավորված սիմիլարիտոնների ժամանակային և սպեկտրալ պարուրիչները որոշվում են մուտքային իմպուլսի էներգիայով և ուժեղացուցչի պարամետրերով, և անկախ են նախնական իմպուլսի տեսքից [81]: Այդ պարաբոլական սիմիլարիտոնների գծային չիրպը կախված է լուսատարի դիսպերսիայից և ուժեղացումից, և անկախ է մուտքային իմպուլսի էներգիայից [75]: Իրենց այս հատկությունների շնորհիվ սիմիլարիտոնները կիրառություն ունեն օպտիկական ազդանշանի սինթեզի [82], իմպուլսների ժամանակային սեղմման [26, 27, 83] և այլ խնդիրներում:

Ոչ գծային դիսպերսիոն սիմիլարիտոն

Ի տարբերություն պարաբոլական սիմիլարիտոնների, որոնք ձևավորվում են ուժեղացումով լուսատարերում, ոչ գծային դիսպերսիոն (ՈԳԴ) սիմիլարիտոնները [45, 84, 85] ձևավորվում են առանց ուժեղացման (պասիվ) լուսատարերում՝ երկրորդ կարգի դիսպերսիայի և Կեռի ոչ գծայնության համատեղ ազդեցությամբ՝ ներկայումս ունենալով բազմաթիվ կիրառություններ գերկարճ իմպուլսների գրանցման և կառավարման խնդիրներում: ՈԳԴ սիմիլարիտոնի ժամանակային և սպեկտրալ պարուրիչները միայն կենտրոնական էներգակիր մասում ունեն պարաբոլական տեսք,

իսկ չիրպը կախված է լուսատարի երկարությունից, և կախված չէ նախնական իմպուլսի պարամետրերից: Լուսատարում սկզբնական տարածման ընթացում իմպուլսն ունի ուղղանկյուն տեսք, հետագա տարածման ընթացքում ԽԱԴ-ի ազդեցության շնորհիվ այն ստանում է գծային չիրպ՝ այսինքն իմպուլսի ժամանակային պարուրիչը կրկնում է սպեկտրալին:

ՈԳԴ սիմիլարիտոնները լազերային ֆիզիկայում ունեն բազմաթիվ կիրառություններ: ՈԳԴ սիմիլարիտոնային իմպուլսները շնորհիվ իրենց գծային չիրպի և իմպուլսի զանգակածն տեսքի օգտագործվում են իմպուլսի սեղմման խնդիրներում: Սիմիլարիտոնային իմպուլսների կիրառմամբ ստացվել են 14Ֆվ տևողությամբ իմպուլսներ [86]: Ստացվել են նաև ավելի կարճ (մինչև 6Ֆվ) տևողությամբ իմպուլսներ՝ դիֆրակցիոն ցանցերից և պրիզմաներից կազմված հիբրիդային համակարգի օգտագործմամբ:

Կատարվել են ԿԱՐՍ սպեկտրոսկոպիային և միկրոսկոպիային նվիրված աշխատանքներ՝ [87] հիմնված լայն սպեկտրով սիմիլարիտոնների վրա՝ շնորհիվ իրենց չիրպի և սպեկտրալ կիզակետման: Արդյունքում ապահովվելով պատկերի բարձր պայծառություն (contrast) և սպեկտրալ վերալարում:

ՈԳԴ սիմիլարիտոնների գեներացման հակադարձ խնդրի լուծմամբ կատարվում է ԳԿԻ բնութագրում: Ունենալով միայն սիմիլարիտոնի սպեկտրը կարող ենք վերականգնել նաև սիմիլարիտոնի ժամանակային տեսքը՝ ելնելով այն փաստից, որ ՈԳԴ սիմիլարիտոնի չիրպը գծային է, (կախված է միայն լուսատարի պարամետրերից և անկախ է նախնական իմպուլսի տեսքից) և կարելի է հեշտությամբ հաշվել: Նախնական իմպուլսի տեսքը կարելի է վերականգնել՝ ունենալով լուսատարի պարամետրերը և մոդելավորելով լուսատարում այդ իմպուլսի տարածման հակադարձ դինամիկան արդեն գրանցված սիմիլարիտոնի համար: Այս մեթոդը կարող է լինել այլընտրանքային ԳԿԻ տևողության չափման FROG [88-90] մեթոդին:

Ֆեմտովայրկյանային ժամանակային տիրույթում իմպուլսների գրանցման խնդիրներում մեծ կիրառություն ունեն սպեկտրալ ինտերֆերաչափության մեթոդները: Դասական սպեկտրալ ինտերֆերաչափության մեթոդը հիմնված է սպեկտրալ դիսպերսված (թեստային) և նեցուկ իմպուլսների ինտերֆերենցիայի վրա, արդյունքում

սպեկտրում առաջանում են բաբախումներ [91]՝ պայմանավորված սպեկտրալ փուլերի տարբերությամբ: Այդ բաբախումները պարունակում են տեղեկություն երկու իմպուլսների սպեկտրալ փուլերի տարբերության մասին, այսինքն գրանցելով այն և ունենալով նեցուկ իմպուլսի սպեկտրալ փուլը վերականգնվում է թեստային իմպուլսի սպեկտրալ փուլը: Այնուհետև գրանցելով նաև սպեկտրը և կատարելով Ֆուրյե ձևափոխություն վերականգնվում է ազդանշանի կոմպլեքս ժամանակային ամպլիտուդը: Սակայն այս մեթոդի կիրառման տիրույթը սահմանափակված է նեցուկ իմպուլսի սպեկտրալ լայնությամբ, որը պետք է լինի հավասար կամ ավելի մեծ փորձնական իմպուլսի սպեկտրալ լայնությունից [92]: Այս սահմանափակումից խուսափելու համար որպես նեցուկ իմպուլս կարող է օգտագործվել ՈԳԴ սիմիլարիտոնը [84, 93] որը ունի բավականաչափ լայն սպեկտր: Փորձում թեստային իմպուլսը բաժանվում է երկու մասի: Մի մասը անցկացվում է ՄԼ-ով և գեներացվում է սիմիլարիտոն: Երկու փնջերի օպտիկական ճանապարհների հավասարության պայմանը ապահովելու համար թեստային իմպուլսին տրվում է հապաղում և երկու փունջը միասին մտցվում են լուսատար: Սիմիլարիտոնի գծային չիրալը հեշտությամբ կարող է որոշվել կախված լուսատարի երկարությունից, իսկ փորձնական իմպուլսի սպեկտրալ փուլը հաշվվում է գրանցված սպեկտրալ բաբախումներից և արդյունքում վերականգնվում է նախնական իմպուլսի տեսքը:

Երբեմն անհրաժեշտ է կատարել ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների ուղիղ գրանցում: Այդ նպատակով անհրաժեշտ է ինֆորմացիան ժամանակային տիրույթից տեղափոխել տարածական կամ հաճախային տիրույթ, կամ հասցնել տևողությունների ժամանակային չափելի տիրույթ: Այսինքն անհրաժեշտ է կատարել սպեկտրալ ժամանակային արտապատկերում, որի համար օրինակ Ֆուրյե հոլոգրաֆիայում օգտագործում են իրական ժամանակում գրանցումներ կատարող ֆոտոռեֆրակտիվ սարքավորում [94]: Սպեկտրալ ժամանակային արտապատկերման համար ֆոտոռեֆրակտիվ սարքավորման փոխարեն օգտագործում են նաև երկրորդ հարմոնիկի գեներացիայի բյուրեղ [95]: Սակայն այս մեթոդները ունեն նեցուկ իմպուլսի սպեկտրալ լայնությամբ պայմանավորված սահմանափակում: Այդ խնդրի շրջանցումը կարող է իրականացվել սիմիլարիտոնի կիրառմամբ՝ մակաձեղով ժամանակային ուսպնյակ սպեկտրա-

ժամանակային արտապատկերում իրականացնելու համար [96, 97]: Այս մեթոդը ևս ապահովում է իմպուլսի տեսքի և փուլի տեղափոխություն ժամանակայինից սպեկտրալ տիրույթ: Ժամանակ – հաճախություն Ֆուրյե ձևափոխությունը կատարվում է ժամանակային ուսանյակի օգնությամբ՝ որպես անալոգ տարածություն - ալիքային վեկտոր ձևափոխությանը, որը կատարվում է տարածական ուսանյակի օգնությամբ: Իրական ժամանակային չափումները կատարվում են աղավաղումներից զերծ սիմիլարիտոնի վրա հիմնված ժամանակային ուսանյակի օգնությամբ՝ իմպուլսի սպեկտրալ արտապատկերման հիման վրա: Սա հանգեցնում է գերարագ օպտիկական օսցիլոգրաֆի [96, 97] զարգացումներին, որում լուծողունակությունը տրվում է ոչ գծային դիսպերսիոն սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնությամբ [98-102]:

Որպես անալոգ ճառագայթման ֆոկուսացմանը տարածության մեջ, սիմիլարիտոնի վրա հիմնված ժամանակային ուսանյակը ապահովում է աղավաղումներից զերծ սպեկտրալ ինքնասեղմում: Այս մեթոդում սկզբում իմպուլսը երկարացվում է ԴՀԳ-ով: ԴՀԳ-ում ստացված փուլը մարվում է քառակուսային ոչ գծային միջավայրի կողմից տրվող դրական պարաբոլական փուլով: Փորձնականորեն այս մեթոդը թույլ է տալիս ստանալ աղավաղումներից զերծ սպեկտրալ սեղմում՝ երկրորդ հարմոնիկի գեներացման գործընթացում, որը կարող է օգտագործվել CARS սպեկտրոսկոպիայում լուծողունակությունը բարձրացնելու համար:

1.5 Ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների բնութագրման անուղղակի մեթոդներ

Լազերների կիրառությամբ իմպուլսների տևողությունների ֆեմտովայրկյանային տիրույթի նվաճումը առաջ բերեց մի քանի հիմնախնդիրների, որոնցից են այդ գերկարճ ազդանշանների գրանցման ու կառավարման խնդիրները, քանի որ օսցիլոգրաֆների լուծողունակությունը սահմանափակված է տևողությունների նանովայրկյանային կամ առավելագույնը պիկովայրկյանային տիրույթով և հնարավոր չէ այդ սարքավորումներով կատարել իմպուլսների անմիջական գրացում: Գերկարճ լազերային ազդանշանների բնութագրման համար կարող ենք ոչ միայն կատարել տևողության ուղիղ գրանցում, այլ նաև չափել սպեկտրալ փուլը, այնուհետև կիրառելով այն թեստային իմպուլսի սպեկտրի վրա վերականգնել այդ իմպուլսի տեսքը:

Այսպիսի մեթոդներից ամենահայտնին և առևտրայնացվածը համարվում է FROG-ը՝ (frequency resolved optical gating) [88, 89, 103] իր մոդիֆիկացիաներով հանդերձ: Այս մեթոդը զերծ է նեցուկ իմպուլսի օգտագործումից: Կիրառելով ակնթարթային ոչ գծային երևույթներ FROG-ը թույլ է տալիս կատարել ազդանշանի սպեկտրի գրանցում՝ որպես ֆունկցիա երկու սկզբնական իմպուլսների միմյանց նկատմամբ ունեցած հապաղումից: Արդյունքում ինտենսիվության եռաչափ պատկերը՝ կախված հաճախությունից և հապաղումից, հայտնի է որպես իմպուլսի սպեկտրոմետր, որը պարունակում է ժամանակի և հաճախության մասին տեղեկություն: Իտերատիվ որոնման այս մեթոդը թույլ է տալիս վերականգնել կոմպլեքս դաշտով տրվող իմպուլսի փուլի և ինտենսիվության պրոֆիլները: Այս մեթոդում լուծողունակությունը տեսականորեն սահմանափակված է ոչ գծային միջավայրի արձագանքի (responce) ժամանակով: [88] աշխատանքում մեթոդը ցուցադրված է մի քանի մկՋ էներգիայով, գծային չիրավորված 200ֆվ տևողությամբ իմպուլսների համար, Կեռի երևույթի կիրառմամբ՝ օգտագործելով BK-7 ապակու մեջ ինքնադիֆրակցիան (self-diffraction):

FROG-ի մոդիֆիկացիաներից է կրոսս կորրելյացիայի վրա հիմնված և վերափոխված XFROG (cross-correlation-based frequency-resolved optical gating) [104, 105] մեթոդը, որը թույլ է տալիս գերկարճ իմպուլսների ամպլիտուդի և փուլի միաժամանակյա որոշում՝ երկու տարբեր կենտրոնական ալիքի երկարությունների վրա: Սակայն իմպուլսների կրկնման նույն հաճախությունը ունենալու համար այդ երկու ճառագայթումները պետք է արձակված լինեն միևնույն լազերից: [105] աշխատանքում ցուցադրվել է XFROG մեթոդը ինֆրակարմիր ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների համար՝ երկու իմպուլսներից գումար հաճախություն ստանալու համար օգտագործելով KNbO_3 բյուրեղը: Այդ ազդանշանը գրանցվում է սպեկտրոմետրի միջոցով, սկզբնական իմպուլսների տարբեր հապաղումների դեպքում: Արդյունքում իմպուլսի մասին ինֆորմացիան ստացվում է գրանցված սպեկտրից՝ թվային մոդելավորման օգտագործմամբ: Կան FROG-ի վրա հիմնված այլ մեթոդներ ևս, ինչպիսիք են երկրորդ հարմոնիկի գեներացիայի վրա հիմնված SHG FROG [106, 107] մեթոդը, ինքնադիֆրակցիայի վրա հիմնված SD-FROG [108] մեթոդը, անցումային ցանցերի վրա հիմնված TG-FROG [109] մեթոդը և այլն: FROG-ի տարատեսակներից IFROG-ի

(Interferometric frequency-resolved optical gating) [110] առավելությունը կայանում է նրանում, որ այս դեպքում իմպուլսի տեսքի վերականգնման համար օգտագործվում են ոչ իտերատիվ մեթոդներ: ԳԿԻ-ի բնութագրման MIFESTO [111, 112] կոլինեար մեթոդը արագ վերլուծական մեթոդների կիրառմամբ SHG FROG մեթոդի համեմատությամբ ավելի լավ արդյունք է տալիս:

FROG-ի ավելի պարզեցված մեթոդներից է GRENOUILLE [113]: Այստեղ օգտագործվում է հապաղման գիծ, փնջերը միացնող օպտիկական համակարգ և Ֆրեսնելի երկպրիզմա (Fresnel biprism)՝ կիսաթափանց հայելիների փոխարեն: Երկպրիզմայի կիրառումը բավականին պարզեցնում է փորձարարական սխեման: Սխեմայում օգտագործվում է բարակ երկրորդ հարմոնիկի բյուրեղ, որի միջոցով հնարավոր է ստանալ ավելի ուժեղ ազդանշան: Բյուրեղից հետո տեղադրված են գլանաձև ոսպնյակները, իսկ արդյունարար ճառագայթումը գրանցվում է տեսախցիկի (CCD camera) օգնությամբ: Արդյունքում գրանցվում է ինտենսիվության ալիքի երկարությունից (ուղղահայաց) և ինտենսիվության հապաղումից կախվածության (հորիզոնական) ամբողջական հետագիծը, որը նկարագրում է իմպուլսից իմպուլս փոփոխությունը (single shot measurement):

Փուլի չափման կիրառական մեթոդներից է համարվում սպեկտրալ ինտերֆերոմետրիայի մեթոդը: Դասական սխեմայում երկու ճառագայթումները՝ նեցուկ և փորձարարական, միաժամանակ մուտք են արվում սպեկտրոմետր և գրանցվում է դրանց ինտերֆերենցիան [91]: Ինտերֆերենցիայով պայմանավորված սպեկտրի մեջ առաջանում են բաբախումներ, որոնք տալիս են տեղեկություն երկու իմպուլսների սպեկտրալ փուլերի տարբերության մասին: Հանելով նեցուկ իմպուլսի հայտնի փուլը՝ ստացվում է հետազոտվող իմպուլսի սպեկտրալ փուլը, որը կիրառելով թեստային իմպուլսի արդեն գրանցված սպեկտրի վրա, ստանում ենք ազդանշանի մասին ամբողջ տեղեկությունը: Սակայն այս մեթոդը կիրառելի չէ այն դեպքում, երբ հետազոտվող իմպուլսի սպեկտրը ավելի լայն է, քան նեցուկ իմպուլսի սպեկտրը: Կան մի քանի մեթոդներ, որոնք զերծ են այս սահմանափակումից: Այդպիսիք են SPIDER-ը [114-116], SPIRIT-ը [117, 118], SORBETS-ը [119] և սիմիլարիտոնի վրա հիմնված սպեկտրալ

ինտերֆերոմետրիան [45, 84], ինչի շնորհիվ այս մեթոդները դառնում են մրցունակ FROG-ի հետ:

SPIDER-ը [114-116] (spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction) ինքնանեցուկ ինտերֆերենցիոն մեթոդ է, որն ապահովում է գերկարճ լազերային իմպուլսների ամպլիտուդի և փուլի չափումը: Իմպուլսի ամպլիտուդն ու փուլը վերակառուցվում են ինտերֆերոգրամից: Այս մեթոդը կիրառելի է ուլտրամանուշակագույն և ինֆրակարմիր տիրույթներում:

SPIRIT [117, 118] (Spectral interferometry resolved in time) մեթոդը հիմնված է սպեկտրալ կիսման սպեկտրոսկոպիայի վրա: Այս մեթոդում նախնական իմպուլսի գրանցման համար օգտագործվում է սովորական սպեկտրոմետր: Գրանցումները կատարվում են տարածական առանցքի տարբեր կետերում: Սպեկտրը կտրող թիթեղը գտնվում է համակարգի ներսում՝ սպեկտրոմետրում, դրանից առաջ և հետո: Այն ստեղծում է թեստային իմպուլսի կրկնօրինակը, որն ունի փոքր շեղում տարածության մեջ, և տարածական առանցքի վրա համընկնում է իրական սպեկտրի հետ: Երկու սպեկտրերը տեղադրված են իրար մոտ, այսպիսով դրանք գրեթե ծածկում են իրար: Արդյունքում տարածական բաբախումները իրենց մեջ փորձարարական իմպուլսի սպեկտրալ փուլի մասին ինֆորմացիա են պարունակում: Այդ բաբախումները գրանցվում են տեսախցիկի միջոցով: Այս մեթոդը հնարավորություն է տալիս բնութագրել իմպուլսը անհատապես և կրկնվող ռեժիմներում:

SORBETS [119] (Superposition of optical radiation and beatings to extract the time signals) մեթոդով չափվում է թեստային իմպուլսի սպեկտրալ փուլը՝ հիմնված այդ իմպուլսի սպեկտրի երկու շեղված կրկնօրինակների տարածական վերադրման վրա: Արդյունքում սպեկտրալ բաբախումները գրանցվում են սպեկտրի յուրաքանչյուր կետում: Այդ բաբախումները ունեն ցածր հաճախություններ, որոնք թույլ են տալիս գրանցել ազդանշանը արագ գծային դետեկտորի միջոցով: Մեթոդը թույլ է տալիս ստանալ տարածական շեղում այնքան փոքր, որքան անհրաժեշտ է: Այն նաև թույլ է տալիս ստանալ եզակի իմպուլսի սպեկտրալ փուլը:

Ի տարբերություն FROG-ի, SPIDER, SPIRIT և SORBETS մեթոդները ունեն առավելություն՝ պայմանավորված սպեկտրալ փուլի ոչ իտերատիվ չափմամբ:

Գերկարճ լազերային իմպուլսների անալիզի համար կիրառվող մեթոդներից է SRSI-ը [91, 119] (self-referenced spectral interferometry), որը նեցուկ իմպուլս ստանալու համար օգտագործում է իմպուլսի ձևափոխումը և ոչ գծային ֆիլտրումը այն սկզբնական իմպուլսից, որը պետք է բնութագրել: Այս մեթոդը թույլ է տալիս կատարել սպեկտրալ փուլի ուղիղ գրանցում, առանց արտաքին նեցուկ իմպուլսի: Վերջերս մշակվել է անցումային ցանցերի (transient grating) վրա հիմնված SRSI [120] մեթոդը, որը թույլ է տալիս կատարել ժամանակային և սպեկտրալ փուլերի չափումներ ալիքի երկարությունների լայն՝ 800նմ-ից 1800նմ տիրույթում: Ինքնանեցուկ սպեկտրալ ինտերֆերոմետրիայի մեթոդներից է նաև սիմիլարիտոնի վրա հիմնված սպեկտրալ ինտերֆերոմետրիայի մեթոդը [45, 84]: Այս մեթոդում ազդանշանի մի մասը անցկացվում է միամոդ լուսատարով, որտեղ որպես նեցուկ իմպուլս ձևավորվում է ոչ գծային դիսպերսիոն սիմիլարիտոնը [45]: Երկու իմպուլսները միաժամանակ մուտք են արվում սպեկտրոմետր, որտեղ գրանցվում են սպեկտրալ բաբախումները: Սիմիլարիտոնի սպեկտրը պետք է չափվող ազդանշանի սպեկտրի համեմատությամբ լայն լինի, որպեսզի ամբողջությամբ ընդգրկի այդ իմպուլսի սպեկտրին: Գրանցված բաբախումները ինֆորմացիա են պարունակում թեստային և սիմիլարիտոնային իմպուլսների սպեկտրալ փուլերի տարբերության մասին: Սիմիլարիտոնի գծային չիրպի շնորհիվ, որը կախված չէ նախնական իմպուլսից, թեստային իմպուլսի սպեկտրալ փուլը հնարավոր է հեշտությամբ հաշվել, այնուհետև այն կիրառելով սպեկտրի վրա ստանալ ազդանշանի բնութագրման համար անհրաժեշտ տեղեկությունը: Այս մեթոդի առավելությունը կայանում է նրանում, որ այն ավելի պարզեցված է և ինքնանեցուկ:

Գերկարճ լազերային իմպուլսների սպեկտրալ փուլի չափման մեթոդներից է նաև MIIPS [121, 122] (multiphoton intrapulse interference phase scan) մեթոդը: Այն չի պահանջում նեցուկ իմպուլս, և հիմնված չէ ինտերֆերենցիայի վրա, այլ կատարվում է սպեկտրալ փուլի ադապտիվ մարմամբ: Այստեղ սպեկտրալ փուլը փոխվում է օգտագործելով հետադարձ կապը երկրորդ հարմոնիկի ազդանշանից: Այն արվում է թեստային իմպուլսից հնարավորինս կարճ իմպուլսին ինչ-որ ձև տալու միջոցով, արդյունքում ստանալով հնարավորինս ինտենսիվ երկրորդ հարմոնիկի ազդանշան:

1.6 Ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների ուղղակի գրանցում

Բացի գերկարճ լազերային իմպուլսների բնութագրման վերոնշյալ մեթոդներից, որոնք հիմնված էին ազդանշանի սպեկտրալ փուլի որոշման վրա, կան նաև այդ իմպուլսների ուղղակի գրանցման մեթոդներ, ինչի համար անհրաժեշտ է ինֆորմացիան ժամանակային տիրույթից տեղափոխել տարածական կամ հաճախային տիրույթ, կամ այդ ժամանակային ինֆորմացիան ինչ որ եղանակով հասցվի տևողությունների չափելի (օրինակ նանովայրկյանային) տիրույթ:

Ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների ուղղակի չափման մեթոդներից է սիմիլարիտոնի վրա հիմնված սպեկտրալ ժամանակային արտապատկերման [97-102] մեթոդը: Այն ապահովում է սպեկտրալ սեղմում և հաճախության վերալարում՝ երկրորդ հարմոնիկի ալիքի երկարության վրա: Այստեղ օգտագործվում են սիմիլարիտոնային իմպուլսներ [85], որոնք ձևավորվում են առանց ուժեղացման միամոդ լուսատարերում, և ծառայում են որպես նեցուկ իմպուլս ժամանակային ոսպնյակի համար: Լազերային իմպուլսը բաժանվում է երկու մասի, մի մասը ուղարկվում է անոմալ դիսպերսիա ունեցող դիսպերսիոն հապաղման գիծ որտեղ ձևավորվում է սպեկտրոն [17], իսկ մյուս մասը անցկացվում է միամոդ լուսատարով, որտեղ ձևավորվում է ոչ գծային դիսպերսիոն սիմիլարիտոնը: Հետո սպեկտրոմետրի օգնությամբ գրանցվում է այս երկու իմպուլսների գումար հաճախության ազդանշանը, որն էլ կրկնում է նախնական իմպուլսի տեսքը: Այս մեթոդի առավելությունը կայանում է նրանում, որ այն ինքնանեցուկ է, քանի որ սիմիլարիտոնը գեներացվում է սկզբնական ազդանշանից: Մեթոդի առավելություններից է սպեկտրալ վերալարումը երկրորդ հարմոնիկի ալիքի երկարության վրա և աբերացիաներից զերծ սպեկտրալ սեղմումը:

Իրական ժամանակում ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների գրանցման [123] աշխատանքում ցուցադրվել է 103 անգամ խոշորացնող ժամանակային միկրոսկոպ, որն ապահովում է 300Ֆվ լուծողունակություն: Այստեղ սխեման բաղկացած է երեք մասերից՝ առաջին մասում գծային չիրպ ձեռք բերելու համար թեստային իմպուլսը անցնում է ԴՀԳ-ով, երկրորդ մասում առկա է երկրորդ հարմոնիկի բյուրեղ, որում թեստային և գծային չիրպ ունեցող նեցուկ իմպուլսներից ձևավորվում է գումար հաճախության ազդանշան: Այնուհետև գումար հաճախության ազդանշանն է

անցկացվում երկրորդ ԴՀԳ-ով և չափվում է ազդանշանի ժամանակային խոշորացումը: Ընդհանուր առմամբ ժամանակ-հաճախություն փոխակերպման էլեկտրաօպտիկական մոդուլացման [124-127] և օպտիկական հաճախային ինտերմոդուլյացման [128, 129] մեթոդներն ունեն պիկովայրկյանային տիրույթով սահմանափակված լուծողունակություն, իսկ օպտիկական չիրավորված իմպուլսների ստորբավորման [130] մեթոդը ապահովում է սուբ-պիկովայրկյանային լուծողունակություն:

Սիլիկոնային չիպի վրա հիմնված գերկարճ օպտիկական օսցիլոգրաֆը [131] ապահովում է 220Ֆվ ժամանակային լուծողունակությամբ սուբպիկովայրկյանային իմպուլսների ուղղակի չափում: Այստեղ չափումները կատարվում են 100պվ ժամանակային տիրույթում: Փորձարարական սխեմայում թեստային իմպուլսը անցկացվում է օպտիկական լուսատարով, մինչդեռ մղվող ազդանշանը անցկացվում է դիսպերսիայի կրկնակի արժեք ունեցող լուսատարով: Արդյունարար սպեկտրը գրանցվում է սպեկտրոմետրով, որն ունի նախնական իմպուլսի տեսքը: Սարքի կիրառման տիրույթը և դրա լուծողունակությունը որոշվում են մղվող իմպուլսի սպեկտրալ լայնությամբ և դիսպերսիոն էլեմենտների երկարությամբ:

1.7 Առաջին գլխի ամփոփում

Ամփոփելով գրականության վերլուծությունը նշենք, որ ատենախոսության թեմային համապատասխանող հետազոտությունների ներկայիս փուլում առկա են մի շարք չլուծված խնդիրներ, մասնավորապես.

- Չնայած սպեկտրալ ինքնասեղմման պրոցեսի նկատմամբ մեծ հետաքրքրությանը՝ պայմանավորված գերարագ օպտիկայում և լազերային ֆիզիկայում կիրառություններով, դեռևս բացակայում է երկույթի ավելի հանգամանալից ուսումնասիրությունը տարբեր տեսքի կանոնական, ինչպես նաև տարբեր բնույթի աղմուկային իմպուլսների համար:
- Մինչ այժմ ԳԿԻ սպեկտրալ փուլի չափման սպեկտրոնային մեթոդը ցուցադրված էր միայն թվային մոդելավորմամբ և չկար փորձարարական իրագործում:

- Ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության չափման սիմիլարիտոնային մեթոդում առկա են միայն սպեկտրալ չափումներ, որոնք պարունակում են միջինացումներ՝ պայմանավորված դասական սպեկտրոմետրային չափումներով և թույլ չեն տալիս իրականացնել չափումներ մեկ իմպուլսի համար (single shot):

Այս ոլորտում վերոնշյալ չլուծված խնդիրներով էլ պայմանավորված են ատենախոսության թեման և նպատակը՝ ներառելով հետևյալ խնդիրները՝

- Սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթի մանրակրկիտ, հիմնարար ուսումնասիրություն ինչպես կանոնական, այնպես էլ տարբեր տիպի աղմուկային բնույթ ունեցող ունեցող իմպուլսների համար:
- Կատարել ԳԿԻ սպեկտրալ փուլի չափման սպեկտրոնային մեթոդի փորձարարական իրագործում տարբեր տեսքի սպեկտրալ փուլերի համար:
- Իրականացնել ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության չափում իրական ժամանակում՝ հիմնված ԳԿԻ տևողությունների չափման սիմիլարիտոնային մեթոդի վրա:

Աշխատանքի գլխավոր նորույթը որոշվում է արագացուցչային տեխնիկայում, գերարագ օպտիկայում և ֆոտոնիկայում առկա որոշ խնդիրների լուծմանը նպաստող արդյունքներով՝

- Թվային մոդելավորմամբ կատարվել է սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթի մանրակրկիտ, հանգամանալից ուսումնասիրություն՝ կանոնական (գաուսյան և սեկանս հիպերբոլական) և աղմուկային բնույթի (պատահական ամպլիտուդային, փուլային և ամպլիտուդային մոդուլացումներով) իմպուլսների համար և ստացվել են երևույթը նկարագրող եռաչափ և դինամիկ պատկերներ և փորձարարական աշխատանքներում կիրառական նշանակություն ունեցող օպտիմիզացիոն կորեր:
- Առաջին անգամ փորձարարական եղանակով կատարվել է ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների սպեկտրալ փուլի չափում՝ հիմնված գերկարճ լազերային իմպուլսների սպեկտրալ փուլի չափման սպեկտրոնային մեթոդի վրա: Գրանցվել են իմպուլսների տարբեր հարաբերակցությամբ երկգագաթ և եռագագաթ

իմպուլսների սպեկտրալ փուլերը դիսպերսոն հապաղման գծի տարբեր արժեքների դեպքում: Գրանցվել է նաև դիսպերսիոն հապաղման գծում լազերային իմպուլսի ստացած գծային չիրպը:

- Առաջին անգամ փորձարարական եղանակով կատարվել է ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության չափում՝ իրական ժամանակում (օսցիլոգրաֆով), հիմնված գերկարճ իմպուլսների տևողության չափման սիմիլարիտոնային մեթոդի վրա: Գրանցումները կատարվել են դրականորեն և բացասականորեն չիրպավորված լազերային իմպուլսների համար և համեմատվել սպեկտրոմետրային չափումներով ստացված արդյունքների հետ:

Կիրառական նշանակությունը: Ատենախոսական աշխատանքում ներկայացված փորձարարական և թվային հետազոտությունների արդյունքները ունեն կիրառական մեծ նշանակություն: Դրանք կարող են օգտագործվել գերկարճ լազերային իմպուլսների ամբողջական նկարագրման, դրանց բնութագրման և կառավարման խնդիրներում, արագացուցչային տեխնիկայում, հեռահաղորդակցության մեջ, սպեկտրոսկոպիայում և այլ արդիական բնագավառներում: Մասնավորապես՝

- Առաջարկվել և թվային մոդելավորմամբ ցուցադրվել է սպեկտրալ ինքնասեղմման ոչ գծային երևույթը կանոնական և պատահականորեն մոդուլացված իմպուլսների համար: Արդյունքում ցույց է տրվել, որ սպեկտրալ ինքնասեղմման պրոցեսում իմպուլսի և սպեկտրի աղմուկային բաղադրիչները կենտրոնական էներգակիր մասում մաքրվում են՝ բարձրացնելով ազդանշանի կոհերենտությունը, որն ունի կիրառական մեծ նշանակություն ժամանակակից տեխնիկական ոլորտներում, ինչպիսիք են՝ բարձր մոնոքրոմատիկությամբ փնջերի գեներացումը՝ լազերային գրգռմամբ պլազմայում կիլվատերային դաշտերով փնջերի արագացումը, դրանց կիրառությունները, հեռահաղորդակցությունը, օպտիկական կապը, CARS սպեկտրաչափությունը և այլն:
- Առաջարկվել և փորձարարական եղանակով ցուցադրվել է գերկարճ լազերային իմպուլսների սպեկտրալ փուլի չափման մեթոդը՝ հիմնված սպեկտրոնի փուլային առանձնահատկությունների վրա, որը կարող է կիրառվել ֆեմտովայրկյանային

իմպուլսների ամբողջական բնութագրման համար և համարվում է այլընտրանքային մեթոդ սպեկտրալ ինտերֆերաչափային մեթոդներին: Այն հնարավորություն է տալիս ստանալ ֆեմտովայրկյանային իմպուլսի սպեկտրալ փուլը՝ գրանցելով գումար հաճախության գեներացիայի ազդանշանը: Լազերային իմպուլսի փուլի ճշգրիտ չափում և համափուլեցում պահանջվում է լազերային գրգռմամբ էլեկտրոնների ԳԲՀ թնդանոթում գերկարճ փնջերի էֆֆեկտիվ գեներացման համար:

- Առաջարկվել և փորձարարական եղանակով ցուցադրվել է ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության իրական ժամանակային գրանցում՝ նանովայրկյանային օսցիլոգրաֆի օգտագործմամբ, հիմնվելով գերկարճ լազերային իմպուլսների տևողությունների գրանցման սիմիլարիտոնային մեթոդի վրա: Այս մոտեցումը հնարավորություն է տալիս խուսափել սպեկտրոմետրային չափումներում առկա միջինացումներից՝ թույլ տալով կրակոցից կրակոց հետևել իմպուլսի վարքի փոփոխությանը, և շնորհիվ իր պարզության համարվել մրցակցային գերկարճ իմպուլսների տևողության գրանցման ժամանակակից այլ մեթոդների հետ: Լազերային իմպուլսի երկարության ճշգրիտ չափումները կարևորագույն խնդիրներից մեկն է համարվում լազեր-պլազմա գծային արագացուցիչներում և արտաքին լազերային գրգռմամբ ազատ էլեկտրոնային լազերների վրա հիմնված արագացուցիչներում:

ԳԼՈՒԽ 2

ԼԱՁԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԻՆՔՆԱՍԵՂՄՈՒՄԸ

2.1 Ներածություն

Այս գլխում ներկայացված են ժամանակային ինքնասեղմման սպեկտրալ անալոզ հանդիսացող սպեկտրալ ինքնասեղմման ոչ գծային երևույթի թվային հետազոտությունները գաուսյան, սեկանս հիպերբոլական և պատահական ամպլիտուդային, փուլային և ամպլիտուդափուլային մոդուլացիաներով սկզբնական իմպուլսների համար, որն ունի կիրառական մեծ նշանակություն ժամանակակից տեխնիկական ոլորտներում, ինչպիսիք են՝ բարձր մոնոքրոմատիկությամբ փնջերի գեներացումը՝ լազերային գրգռմամբ պլազմայում կիլվատերային դաշտերով փնջերի արագացումը, դրանց կիրառությունները, հեռահաղորդակցությունը, օպտիկական կապը, CARS սպետրաչափությունը և այլն:

Ժամանակային սեղմման երևույթը նանոմիջավայրերի ու ֆոտոնային բյուրեղային լուսատարերի օգտագործմամբ ներկայումս ունի բազմաթիվ կիրառություններ: Վերջիններիս կիրառությամբ հնարավոր է եղել ստանալ նաև մինչև մի քանի օսցիլյացիաներ պարունակող իմպուլսներ (one-two cycle pulses) [38-41]: Իմպուլսի ինքնասեղմման ոչ գծային երևույթը տեղի է ունենում մեկ միջավայրում՝ ուժեղ ոչ գծային փուլային ինքնամոդուլյացիայի և թույլ բացասական խմբային արագությունների դիսպերսիայի ազդեցությամբ [132,133], ինչպիսին է, օրինակ, միամոդ օպտիկական լուսատարը:

Սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթը տեղի է ունենում ուժեղ անոմալ խմբային արագությունների դիսպերսիայի և թույլ ոչ գծային փուլային ինքնամոդուլյացիայի ազդեցությամբ: Դիսպերսիոն հապաղման գծում խմբային արագությունների դիսպերսիան տալիս է բացասական չիրպ, որն էլ կոմպենսացվում է իմպուլսի փուլային ինքնամոդուլյացիայով տրվող դրական չիրպով և սպեկտրը սեղմվում է [42,134]:

Սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթի փորձարարական և թվային նախնական ուսումնասիրությունները կատարվել են սկզբնական գաուսյան պրոֆիլով իմպուլսների համար [135]՝ գրանցելով ընդամենը մի քանի տոկոս սեղմում: Գեներացնելով

սուպերկոնտինուում [136-146] և այդ աղմուկային բնույթ ունեցող իմպուլսի կտրված սպեկտրի համար սպեկտրալ ինքնասեղմման փորձարարական հետազոտություն կատարվել է [136] աշխատանքում, որտեղ ստացվել է 4 անգամ սպեկտրալ ինքնասեղմում հեռահաղորդակցության մեջ կիրառվող միամոդ օպտիկական 600մ երկարությամբ լուսատարում:

2.2 Սեղմման և ինքնասեղմման վերլուծական քննարկում

Սպեկտրալ սեղմում ստանալու համար լազերային իմպուլսը անցկացվում է անոմալ դիսպերսիա ունեցող միջավայրով (օրինակ՝ պրիզմաների կամ ցանցերի զույգից բաղկացած դիսպերսիոն հապաղման գիծ), որտեղ այն ձեռք է բերում բացասական պարաբոլական փուլ՝ խմբային արագությունների դիսպերսիայով պայմանավորված: Այնուհետև այն անց է կացվում ոչ գծային միջավայրով (օրինակ՝ միամոդ լուսատար), որտեղ Կեռի ոչգծայնության ազդեցությամբ ստանում է դրական պարաբոլական փուլ: Արդյունքում դիսպերսիոն հապաղման գծում ստացած բացասական փուլը մարվում է և սպեկտրը սեղմվում է:

Իմպուլսի դանդաղ փոփոխվող ամպլիտուդների՝ $A(t)$, և դրանց ֆուրյե ձևափոխությունների՝ $\tilde{A}(\omega)$, արտահայտությունների համեմատությունը պարզորեն ցույց է տալիս, որ խմբային արագությունների դիսպերսիան իմպուլսին հաղորդում է պարաբոլական փուլ՝

$$\tilde{A}(\omega, z) = \tilde{A}(\omega, 0) \exp[-i\omega^2(z / L_D) / 2] \quad (2.2.1)$$

Զանգակաձև պրոֆիլով իմպուլսների դեպքում (օրինակ՝ գաուսյան), փուլային ինքնամոդուլյացիայի շնորհիվ ձեռք բերված փուլը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$A(t, z) \approx A(t, 0) \exp(iz / L_{NL}) \exp[-it^2(z / L_{NL})] \quad (2.2.2)$$

որը կենտրոնական մասում կրկին ունի պարաբոլական տեսք: Խմբային արագությունների դիսպերսիայի համար մոդուլացիոն քայլը միջավայրի $L_D \equiv (\beta_2 \Delta \omega_0^2)^{-1}$ դիսպերսիոն երկարությունն է, փուլային ինքնամոդուլյացիայի

ոչգծայնության երկարության $L_{NL} \equiv [\beta_0 n_2 |A(0,0)|^2]^{-1}$ մեծության փոխարեն: Այստեղ t -ն վազող ժամանակն է, ω -ն կենտրոնական հաճախությունն է, Δt_0 -ն սկզբնական իմպուլսի նորմավորված տևողությունն է, $\Delta\omega_0$ -ն սպեկտրալ լայնությունն է, z -ը տարածական կորդինատն է, n_2 -ը ոչգծայնության գործակիցն է, β_2 -ը դիսպերսիայի երկրորդ կարգի գործակիցն է, իսկ β_0 -ն ալիքային թիվն է: Դաշտի հավասարումը՝ խմբային արագությունների դիսպերսիայի և ոչ գծային փուլային ինքնամոդուլյացիայի ազդեցություններից հետո, հաշվի առնելով սպեկտրոնի մոտավորությունը, (2.2.2) կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$A(t, z) \propto \tilde{A}(\omega, 0)_{\omega=Ct} \exp\{i[\varphi_D(t) + \varphi_{NL}(t)]\} \quad (2.2.3),$$

որտեղ $\varphi_D(t)$ -ը և $\varphi_{NL}(t)$ -ն համապատասխանաբար խմբային արագությունների դիսպերսիայի և ոչ գծային փուլային ինքնամոդուլյացիայի տված փուլերն են: Չիրպերի մարում իդեալական դեպքում տեղի է ունենում $\ddot{\varphi}_D + \ddot{\varphi}_{NL} = 0$ պայմանի դեպքում. ինչքան անգամ լայնանում է իմպուլսը, նույնքան անգամ սեղմվում է սպեկտրը: Գործնականում, սակայն, մարվում է խմբային արագությունների դիսպերսիայի տված փուլի միայն կենտրոնական պարաբոլական մասը:

Սպեկտրալ սեղմման երևույթը կարող է տեղի ունենալ միջավայրում, որն ունի ուժեղ արտահայտված բացասական դիսպերսիա և թույլ ոչգծայնություն: Այդպիսի միջավայրի օրինակ կարող է ծառայել միամոդ լուսատարը: Հեռահաղորդակցության մեջ օգտագործվող լուսատարերի միջուկը ապակի է, որն ունի բացասական դիսպերսիա 1300նմ-ից բարձր ալիքի երկարությունների տիրույթում, այսինքն այս լուսատարերը ապահովում են այդ պայմանը 1300նմ-ից բարձր տիրույթում: Հետևաբար սպեկտրալ ինքնասեղմում ստանալու համար անհրաժեշտ անոմալ դիսպերսիայի գոտում փորձարարական հետազոտություն կատարելու համար կամ պետք է 1300նմ ից բարձր կենտրոնական ալիքի երկարության վրա ճառագայթող լազերային համակարգ օգտագործել, կամ ցածր հաճախության վրա ճառագայթող լազերի սպեկտրը ինչ-որ տարբերակով հասցնել այդ տիրույթ՝ օրինակ սուպերկոնտինումում [136-146] գեներացնելով: Կարելի է նաև կիրառել ֆոտոնիկ հեղուկ բյուրեղային

լուսատարեր՝ որոնց տարատեսակներից են օրինակ սնամեջ լուսատարերը (hollow core fiber) [137], որոնք ունեն բացասական դիսպերսիա ալիքի երկարությունների ավելի կարճալիք տիրույթում: Օրինակ HC-800B ֆոտոնիկ բյուրեղային սնամեջ լուսատարը իր բարդ կառուցվածքի շնորհիվ ապահովում է բացասական դիսպերսիա 800նմ ալիքի երկարության վրա:

Ժամանակային ինքնասեղմման ժամանակ իմպուլսը սկզբում ենթարկվում է բացասական խմբային արագությունների դիսպերսիայի ազդեցությանը՝ ստանալով բացասական փուլ, այնուհետև ոչ գծային փուլային ինքնամոդուլյացիայի շնորհիվ ստանում է դրական փուլ, որը մարում է դիսպերսիայով պայմանավորված փուլը: Այսինքն իմպուլսի սեղմում տեղի է ունենում $L_{NL} < L_D$ պայմանի առկայության դեպքում: Սպեկտրալ ինքնասեղմում տեղի է ունենում հակառակ պայմանի դեպքում: Սկզբում փուլային ինքնամոդուլյացիայի ազդեցությամբ իմպուլսը ստանում է ժամանակային պարաբոլական փուլ, այնուհետև բացասական խմբային արագությունների դիսպերսիայի ազդեցությամբ այդ փուլը մարվում է և սպեկտրը սեղմվում է, այսինքն տեղի ունի $L_{NL} > L_D$ պայմանը:

2.3 Սպեկտրալ ինքնասեղմումը կանոնական իմպուլսների դեպքում

Հզոր լազերային ճառագայթման ոչ գծային ինքնազդեցությունը օպտիկական լուսատարում մոդելավորվում է Մաքսվելի հավասարումների հիման վրա, և այն զարգացվում է տարածական երևույթների ուսումնասիրության համար:

Լուսատարում տարածական էֆեկտները ի հայտ են գալիս երկայնական մասշտաբի 10^{-1} - 10^{-2} սմ երկարությունների վրա: Դիսպերսիայի երևույթը ենթապիկովայրկյանային իմպուլսերի համար գործում է 10^1 - 10^2 սմ հեռավորությունների վրա, իսկ պիկովայրկյանային իմպուլսերի դեպքում՝ 10^2 - 10^3 մ հեռավորությունների վրա: Նշված հանգամանքները թույլ են տալիս առանձնացնել տարածական և ժամանակային երևույթները և ուսումնասիրել միամոդ լուսատարում իմպուլսի տարածման ժամանակային բնութագրերը՝ հաշվի չառնելով տարածականը: Փուլային ինքնամոդուլյացիայի ազդեցությունը ճառագայթման տարածական պրոֆիլի վրա հետաքրքիր է նաև բազմամոդ լուսատարում ճառագայթման ինքնազդեցության

դեպքում: Միամոդ լուսատարում ինքնազդեցության երևույթները հայտնվում են $I = 10^{12}$ Վտ/սմ² -ից ավելի բարձր ինտենսիվությունների դեպքում, 10Ֆվ տևողությամբ իմպուլսների համար [147]:

Այսպիսով, կիրառելով դանդաղ փոփոխվող ամպլիտուդների մեթոդը, միամոդ լուսատարում իմպուլսի տարածումը նկարագրվում է Շրեդինգերի ոչ գծային հավասարմամբ՝ [17, 18]

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} + R |\Psi|^2 \Psi + \mu_{TOD} \frac{i}{6} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial \eta^3} - i \mu_{SH} R \frac{\partial |\Psi|^2 \Psi}{\partial \eta} - \mu_R R_\Psi \frac{\partial |\Psi|^2}{\partial \eta} \quad (2.3.1),$$

որտեղ $\Psi(\zeta, \eta) = A(\zeta, \eta)/A(0, 0)$ դանդաղ փոփոխվող ամպլիտուդն է՝ նորմավորված իր պիկային արժեքի վրա, $\zeta = z/L_D$ -ն տարածման անչափ երկարությունն է, $\eta = (t - z/u)/\tau_0$ -ն վազող ժամանակն է, որը նորմավորված է դիսպերսիոն L_D երկարության վրա, τ_0 -ն սկզբնական իմպուլսի տևողությունն է իմպուլսի պիկային արժեքից հաշված e^{-1} արժեքի վրա, $R = L_D/L_{NL}$ -ը ոչգծայնության գործակիցն է: $\mu_{TOD} = k_3/(k_2\tau_0)$ -ը երրորդ կարգի դիսպերսիայի գործակիցն է, $\mu_{SH} = T/(\pi\tau_0)$ -ը՝ ալիքային ոչ ստացիոնարության, $\mu_R = \tau_R/\tau_0$ -ը՝ ոչ գծային արձագանքի ոչ ստացիոնարության է, որտեղ τ_R -ը ոչ գծային արձագանքի ժամանակն է: (2.3.1) հավասարման մեջ աջ մասի վերջին երեք անդամները ցույց են տալիս բարձր կարգի ոչ գծային և դիսպերսիոն էֆեկտները: Երրորդ կարգի դիսպերսիան տեղի է ունենում $L_D^{(3)} \equiv 2\tau_0^2/|k_3|$ հեռավորության վրա, երբ $k_2 \approx 0$: Երրորդ կարգի դիսպերսիան զգալի է իմպուլսի տևողությունների $\Delta t \leq 50$ Ֆվ [18, 147] արժեքների դեպքում: Հաշվի առնելով մեր լազերային համակարգի պարամետրերը (2.3.1) հավասարումը կարող ենք ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

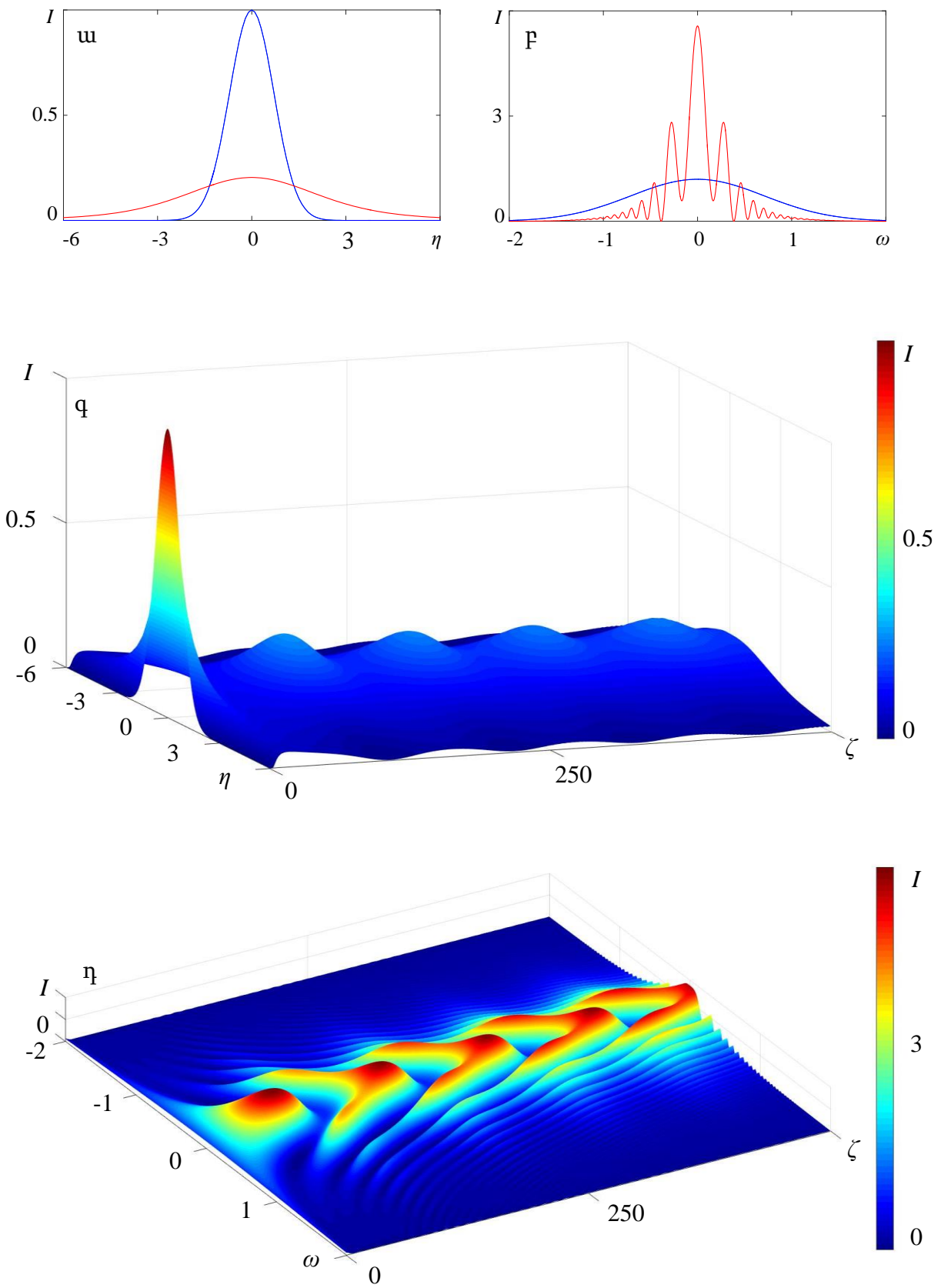
$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} + R |\Psi|^2 \Psi \quad (2.3.2)$$

(2.3.1) և (2.3.2) հավասարումները չունեն անալիտիկ լուծում՝ բացառությամբ որոշ մասնավոր լուծումների, երբ կիրառվում է հակադարձ ցրման մեթոդը [148]: Զարգացվել են հավասարման թվային լուծման մեթոդներ, որոնց համեմատական վերլուծությունը

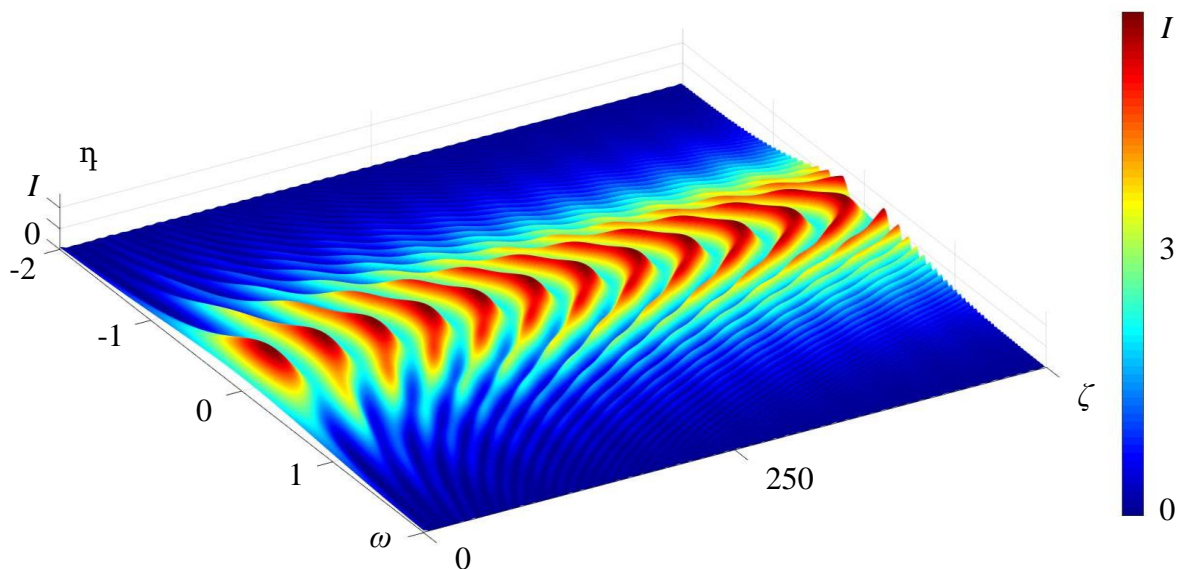
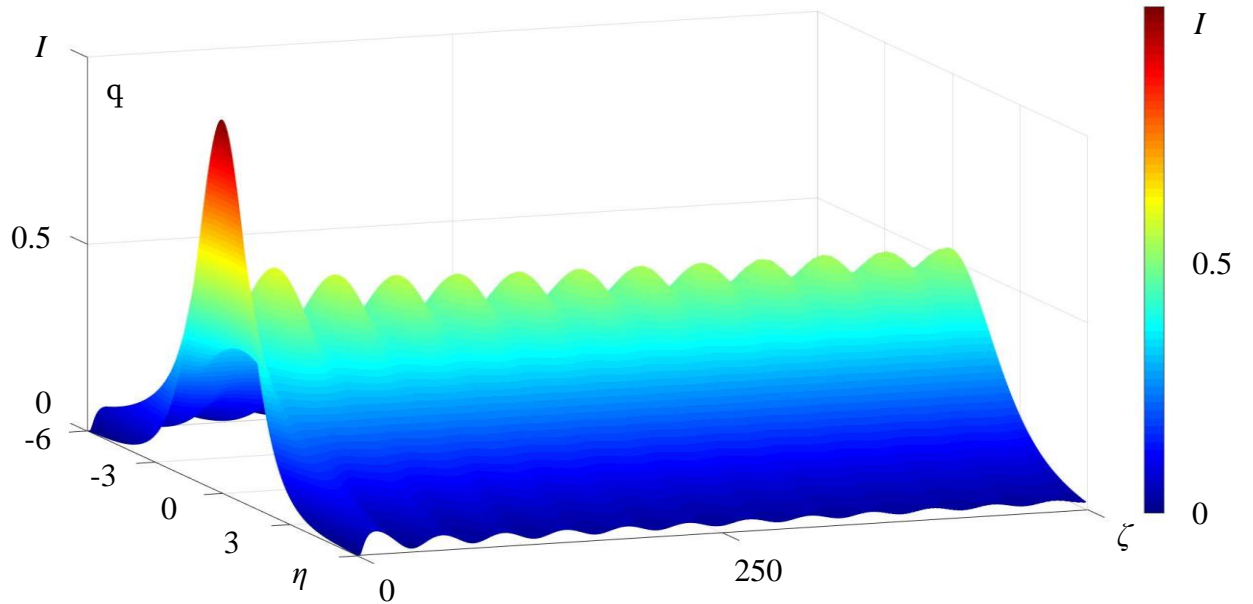
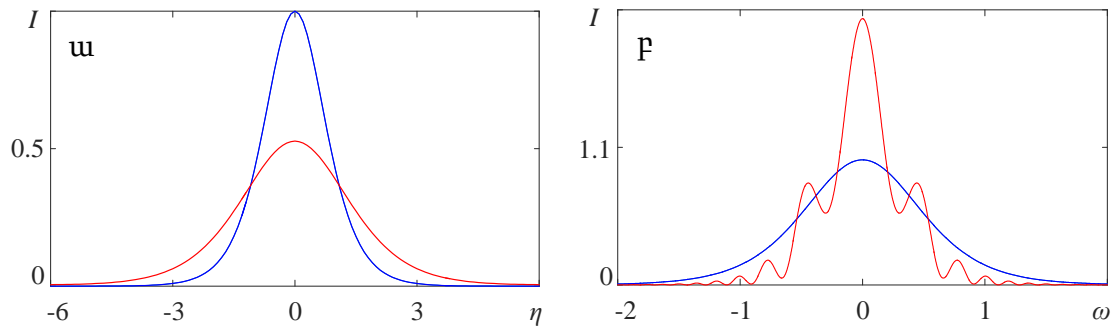
կատարվում է [149] աշխատանքում: Այդ բոլոր մեթոդները բաժանվում են երկու դասի՝ դիֆերենցիալ և պսևդո-սպեկտրալ (pseudo-spectral): Այս աշխատանքում լուսատարում իմպուլսի տարածման ուսումնասիրության համար մենք օգտագործում ենք պսևդո-սպեկտրալ մեթոդը՝ ֆիզիկական գործոնների տրոհման քայլերի բաժանման (split-step) Ֆուրյե մեթոդը [150, 151]: Օգտագործելով արագ Ֆուրյե ձևափոխության ալգորիթմը [152] դիսպերսիոն քայլի վրա, մեթոդը դառնում է ավելի արագ և տնտեսող:

ՄԻՍ երևույթի ուսումնասիրության համար սկզբում թվային հետազոտությունները կատարվել են կանոնական տեսք ունեցող իմպուլսների համար: Աշխատանք [153]-ի համանմանությամբ ուսումնասիրությունները կատարվել են նախնական կանոնական գաուսյան տեսքի իմպուլսի համար հաշվարկային պարամետրերի՝ ոչ գծայնության $R = 0.6$ և լուսատարի անչափ երկարության մինչև $\zeta = 500$ արժեքների դեպքում: Արդյունքները ներկայացված են նկար 2.1-ում: Ա նկարում պատկերված է նախնական գաուսյան իմպուլսը (կարմիր կոր) և առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմման կետում իմպուլսը (կապույտ կոր), իսկ բ նկարում պատկերված է սկզբնական գաուսյան իմպուլսի սպեկտրը (կարմիր կոր) և առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմման կետում սպեկտրը (կապույտ կոր): Սկզբնական իմպուլսի և սպեկտրի ինտենսիվությունները նորմավորված են իրենց պիկային արժեքներով: Սպեկտրալ առաջին ինքնասեղմումը տեղի է ունեցել լուսատարի անչափ երկարության $\zeta = 86$ արժեքի դեպքում, և ստացվել է մոտավորապես 9 անգամ սպեկտրալ ինքնասեղմում ըստ կիսաբարձրության: Գ և դ նկարներում պատկերված են լուսատարում իմպուլսի և սպեկտրի տարածման եռաչափ դինամիկաները լուսատարի անչափ երկարության $\zeta = 0$ -ից մինչև $\zeta = 500$ արժեքի դեպքում: Նկարներից հետևում է, որ սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթը ունի պարբերական, սոլիտոնային բնույթ, այսինքն սպեկտրը պարբերաբար սեղմվում և լայնանում է, որոնք համապատասխանում են ժամանակային երկարացումներին և կարճացումներին:

ՄԻՍ երևույթի ուսումնասիրություններ կատարվել են նաև կանոնավոր տեսք ունեցող սեկանս հիպերբոլական իմպուլսի համար: Երևույթը նկարագրող արդյունքները ցուցադրված են նկար 2.2-ում: Ա նկարում պատկերված է նախնական իմպուլսը (կարմիր կոր) և առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմման կետում իմպուլսը



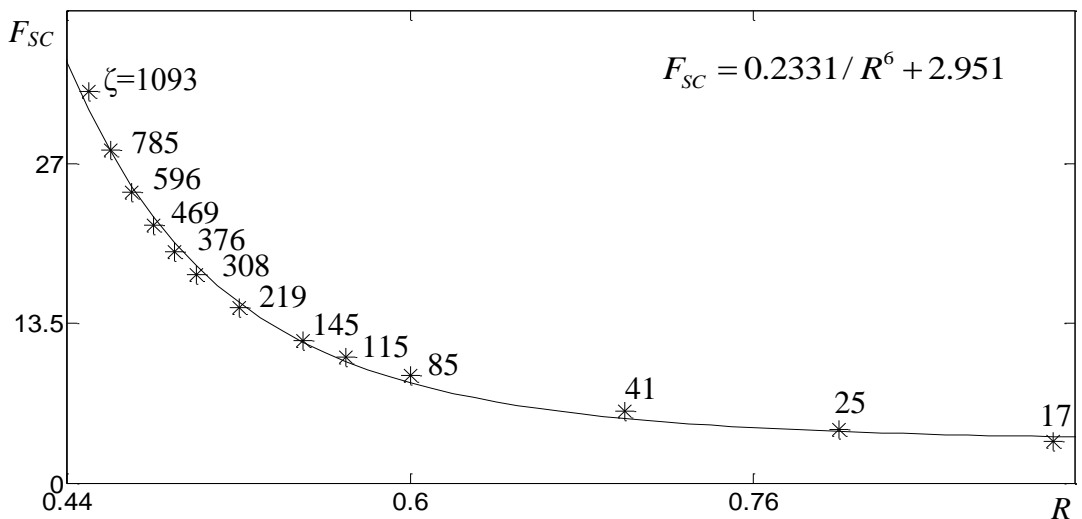
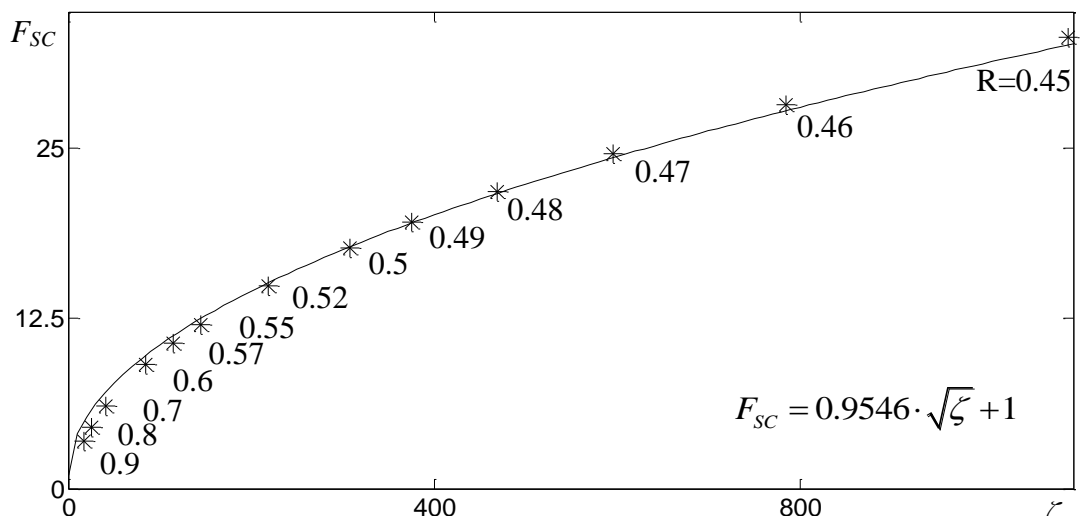
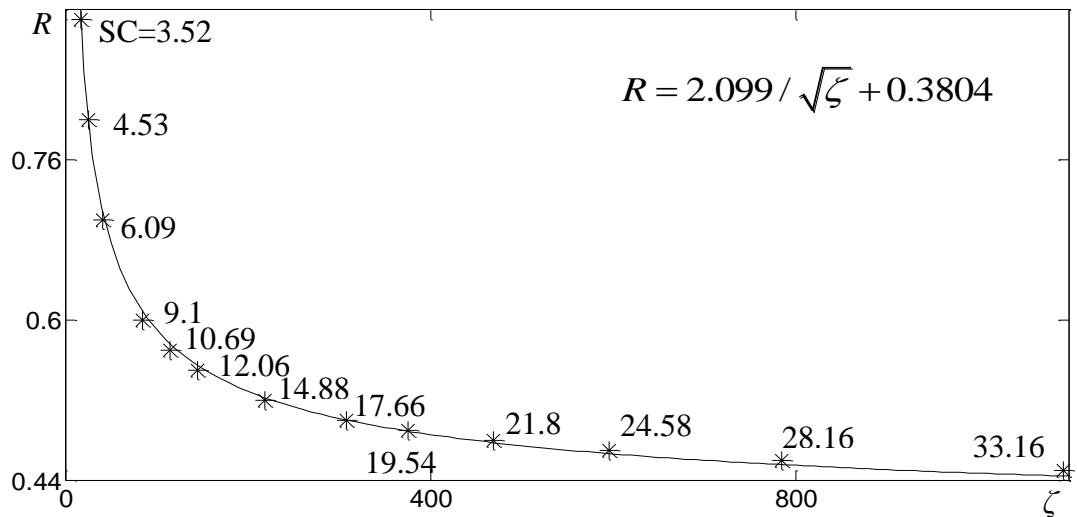
Նկար 2.1 Սպեկտրալ ինքնասեղմումը գաուսյան իմպուլսի համար
 ա- սկզբնական իմպուլս (կարմիր կոր), առաջին ինքնասեղմման կետում իմպուլս (կապույտ կոր),
 բ- սկզբնական սպեկտր (կարմիր կոր), առաջին ինքնասեղմված սպեկտր (կապույտ կոր),
 գ-իմպուլսի տարածման եռաչափ դինամիկա, դ- սպեկտրի եռաչափ տարածման դինամիկա



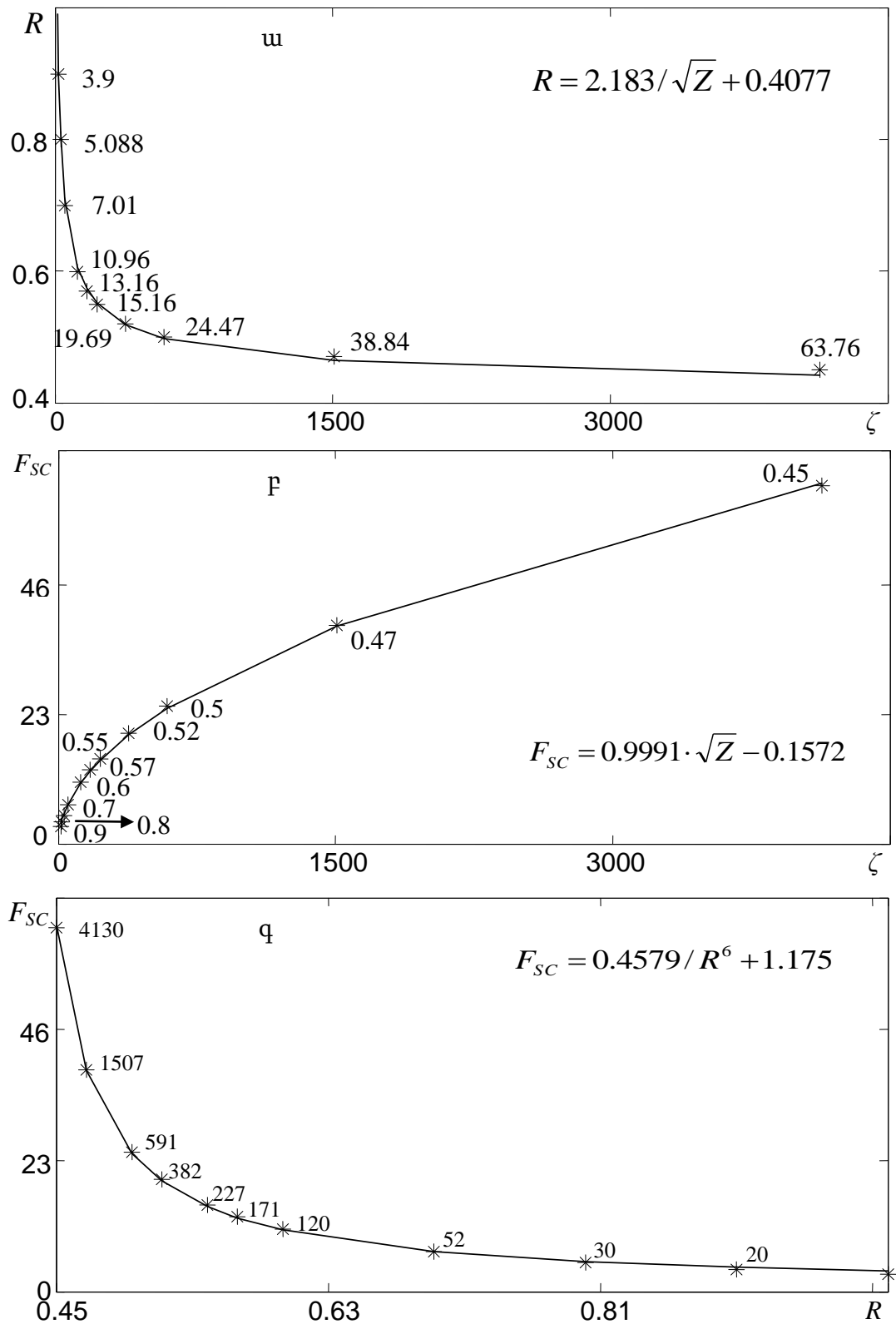
Նկար 2.2 Սպեկտրալ ինքնասեղմումը սեկանս հիպերբոլական իմպուլսի համար
 ա- սկզբնական իմպուլս (կարմիր կոր), առաջին ինքնասեղմման կետում իմպուլս (կապույտ կոր),
 բ- սկզբնական սպեկտր (կարմիր կոր), առաջին ինքնասեղմված սպեկտր (կապույտ կոր),
 գ- իմպուլսի տարածման եռաչափ դինամիկա, դ- սպեկտրի եռաչափ տարածման դինամիկա

(կապույտ կորեր): Բ նկարում նախնական սպեկտրը (կարմիր կոր) և առաջին ինքնասեղմման կետում սպեկտրն (կապույտ կորեր) են պատկերված: Այս դեպքում ևս իմպուլսի և սպեկտրի ինտենսիվությունները նորմավորված են: Սպեկտրալ առաջին ինքնասեղմումը տեղի է ունենում լուսատարի երկարության $\zeta = 30$ արժեքի դեպքում և կազմում է մոտավորապես 3 անգամ, ի տարբերություն գաուսյան իմպուլսի, որի դեպքում հաշվարկային պարամետրերի միևնույն արժեքների դեպքում առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմումը տեղի է ունենում լուսատարի երկարության $\zeta = 86$ արժեքի դեպքում, և կազմում է 9 անգամ: Գ և դ նկարներում պատկերված է իմպուլսի և սպեկտրի լուսատարում տարածման դինամիկաները լուսատարի երկարության մինչև $\zeta = 500$ արժեքի դեպքում: Եռաչափ նկարների համեմատությունից պարզ է դառնում, որ երկույթը տեղի է ունենում՝ պահպանելով պարբերական բնույթը: Այսպիսով հետազոտությունը ցույց տվեց, որ ՄԻՍ երկույթի քանակական նկարագիրը էականորեն կախված է սկզբնական իմպուլսի տեսքից, և հաշվարկային պարամետրերի միևնույն արժեքների դեպքում նույն ինքնասեղմման արդյունքները չեն ստացվում: Հետևապես, ՄԻՍ երկույթը տեղի է ունենում, սակայն կախված է սկզբնական իմպուլսի պրոֆիլից, լուսատարի երկարությունից և ոչգծայնության գործակցից:

Գաուսյան և սեկանս հիպերբոլական իմպուլսների համար ստացվել են նաև ՄԻՍ-ը նկարագրող օպտիմիզացիոն կորերը, որոնք ունեն մեծ կիրառական նշանակություն փորձարական աշխատանքներում: Նկար 2.3-ում ներկայացված են կորերը գաուսյան իմպուլսի համար: Ա նկարում պատկերված է ոչգծայնության R պարամետրի լուսատարի ζ անչափ երկարությունից կախվածությունը: Կախվածությունն ունի հետևյալ տեսքը՝ $R = 2.099 / \sqrt{\zeta} + 0.3804$: Բ նկարում պատկերված է սպեկտրալ ինքնասեղմման F_{SC} չափի կախվածությունը լուսատարի անչափ ζ երկարությունից, որն ունի $F_{SC} = 0.9546 \cdot \sqrt{\zeta} + 1$ տեսքը: Իսկ գ նկարում ներկայացված է սպեկտրալ ինքնասեղմման F_{SC} չափի ոչգծայնության R պարամետրից կախվածությունը՝ $F_{SC} = 0.2331 / R^6 + 2.951$ տեսքով: Աստղանիշներով նշված են հաշվարկային կետերը, իսկ հոծ գծով՝ այդ կետերի մոտարկումը բազմանդամով: Թվային մոդելավորմամբ



Նկար 2.3 Սպեկտրալ ինքնասեղմման օպտիմիզացիոն կորեր գաուսյան իմպուլսի համար
 ա- ոչգծայնության պարամետրի կախվածությունը լուսատարի երկարությունից
 բ- սպեկտրալ ինքնասեղմման չափի կախվածությունը լուսատարի երկարությունից
 գ- սպեկտրալ ինքնասեղմման չափի կախվածությունը ոչ գծայնության պարամետրից

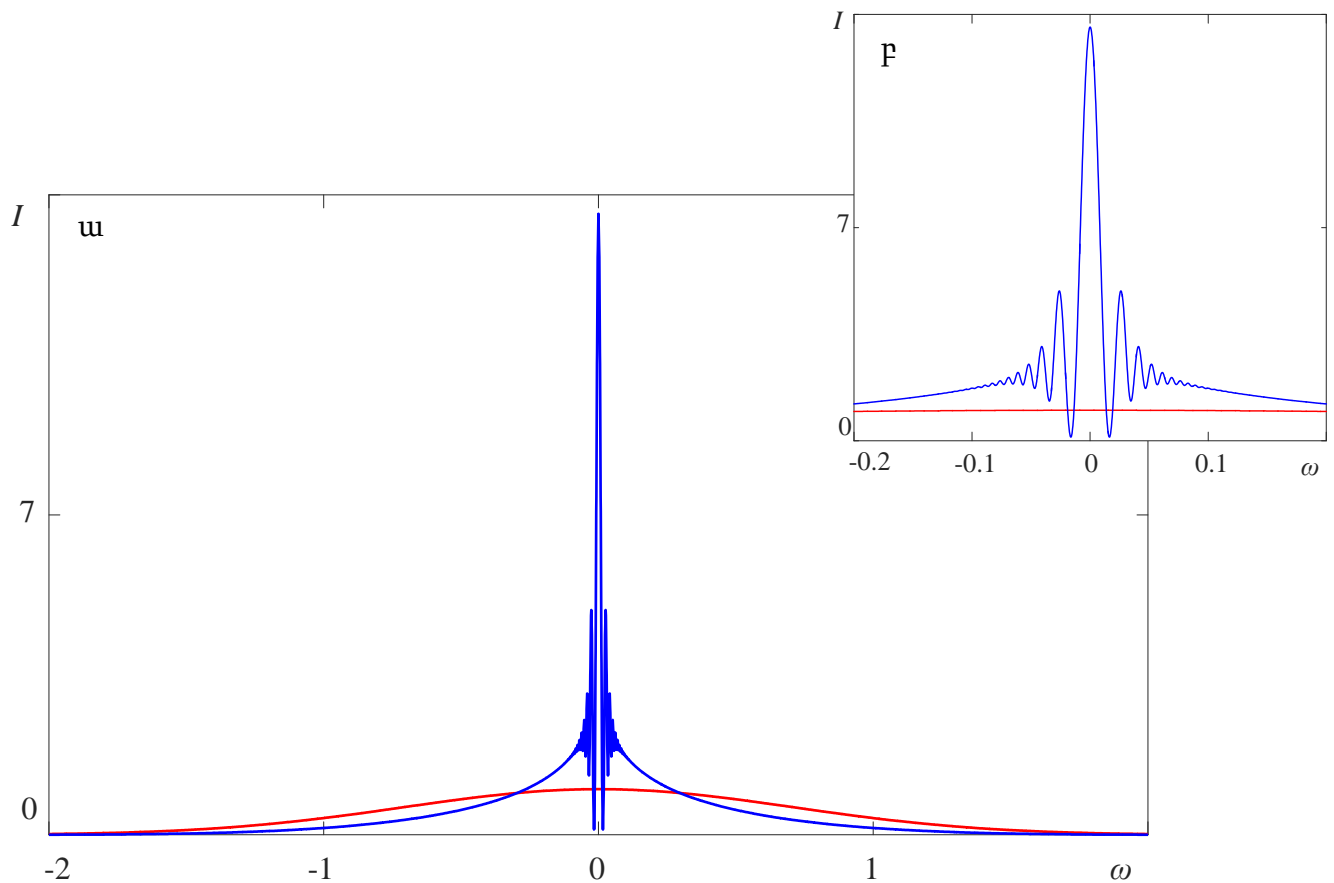


Նկար 2.4 սպեկտրալ ինքնասեղմման օպտիմիզացիոն կորերը սեկանս հիպերբոլական իմպուլսի համար
 ա- ոչգծայնության պարամետրի կախվածությունը լուսատարի երկարությունից
 բ- սպեկտրալ ինքնասեղմման չափի կախվածությունը լուսատարի երկարությունից
 գ- սպեկտրալ ինքնասեղմման չափի կախվածությունը ոչ գծայնության պարամետրից

հաշվարկային կետերը ստանալու համար ոչգծայնության գործակցի $R = 0.45$ -ից $R = 0.9$ միջակայքում վերցրել ենք որոշակի կետեր և գտել այդ արժեքին համապատասխանող լուսատարի երկարության այն արժեքը որի դեպքում ստացվում է սպեկտրալ ինքնասեղմումը: Այնուհետև ունենալով R , F_{sc} և ζ մեծություններին համապատասխան զանգվածները, կառուցվել են օպտիմիզացիոն կորերը: Կորերից հետևում է, որ լուսատարի ցանկացած երկարության դեպքում հնարավոր է ստանալ սպեկտրալ ինքնասեղմում՝ ոչգծայնության պարամետրի համապատասխան ընտրության դեպքում: Լուսատարի երկարության արժեքի մեծացմանը զուգընթաց սպեկտրալ ինքնասեղմման չափը մեծանում է, և այն տեղի է ունենում ոչգծայնության պարամետրի համեմատաբար ավելի փոքր արժեքների դեպքում: Այսինքն ինքնասեղմման բարձր արժեքներ ստանալու համար անհրաժեշտ է լուսատարի մեծ երկարություններ և դրան համապատասխան ավելի փոքր ոչգծայնություն: Օպտիմիզացիոն կորեր ստացվել են նաև սեկանս հիպերբոլական իմպուլսների դեպքում և համեմատվել գաուսյան իմպուլսի համար ստացված կորերի հետ: Նկար 2.4-ում ցուցադրված են օպտիմիզացիոն կորերը սեկանս հիպերբոլական իմպուլսների համար: Ա նկարում պատկերված է ոչգծայնության R պարամետրի լուսատարի ζ անչափ երկարությունից կախվածությունը՝ որը նկարագրվում է $R = 2.183 / \sqrt{\zeta} + 0.4077$ բանաձևով: Բ նկարում ներկայացված է սպեկտրալ ինքնասեղմման F_{sc} չափի լուսատարի անչափ ζ երկարությունից $F_{sc} = 0.9991 \cdot \sqrt{\zeta} + -0.1572$ բանաձևով նկարագրվող կախվածությունը և գ նկարում պատկերված է սպեկտրալ ինքնասեղմման F_{sc} չափի ոչգծայնության R պարամետրից կախվածությունը՝ նկարագրվող $F_{sc} = 0.4579 / R^6 + 1.175$ բանաձևով: Ինչպես տեսնում ենք գաուսյան և սեկանս հիպերբոլական իմպուլսների համար ստացված օպտիմիզացիոն կորերի համեմատությունից՝ ընդհանուր առմամբ կախվածություններն ունեն միևնույն ֆունկցիոնալ տեսքը և տարբերվում են միայն գործակիցներով: Սակայն սեկանս հիպերբոլական իմպուլսի ըստ էնտրոպիայի և տևողության նորմավորման դեպքում կորերի գործակիցները նույնպես համընկնում են և գաուսյան իմպուլսի

սպեկտրալ ինքնասեղմման դինամիկան ճշգրտորեն համընկնում է սեկանս հիպերբոլական սկզբնական իմպուլսի սպեկտրալ ինքնասեղմման դինամիկային:

Առավելագույն սպեկտրալ ինքնասեղմումը ստացվել է թվային մոդելավորմամբ՝ սկզբնական գաուսյան իմպուլսի համար, և այն կազմում է 100 անգամ: Ինքնասեղմումը ստացվել է ոչգծայնության գործակցի $R=0.41$ և լուսատարի անչափ երկարության համեմատաբար մեծ՝ $\zeta=11710$ արժեքների դեպքում: Նկար 2.5-ի ա նկարում պատկերված է գաուսյան իմպուլսի 100 անգամ ինքնասեղմված սպեկտրը հաճախային առանցքի $(-2, 2)$ տիրույթում, իսկ բ նկարում ավելի տեսանելի լինելու համար պատկերված է նույն սպեկտրը հաճախային տիրույթի $(-0.2, 0.2)$ արժեքների դեպքում:



Նկար 2.5 Գաուսյան իմպուլսի համար (100 անգամ) սպեկտրալ ինքնասեղմված սպեկտրերը՝ լուսատարի երկարության $\zeta = 11710$ և ոչգծայնության գործակցի $R = 0.41$ արժեքների դեպքում
 ա - $(-2, 2)$ հաճախային տիրույթում ինքնասեղմված սպեկտրը
 բ - $(-0.2, 0.2)$ հաճախային տիրույթում ինքնասեղմված սպեկտրը

Այսպիսով, քանակապես մեծ սպեկտրալ ինքնասեղմում հնարավոր է ստանալ համեմատաբար երկար ոչ գծային-դիսպերսիոն միջավայրերում, որոնցում առկա է փոքր ոչգծայնություն:

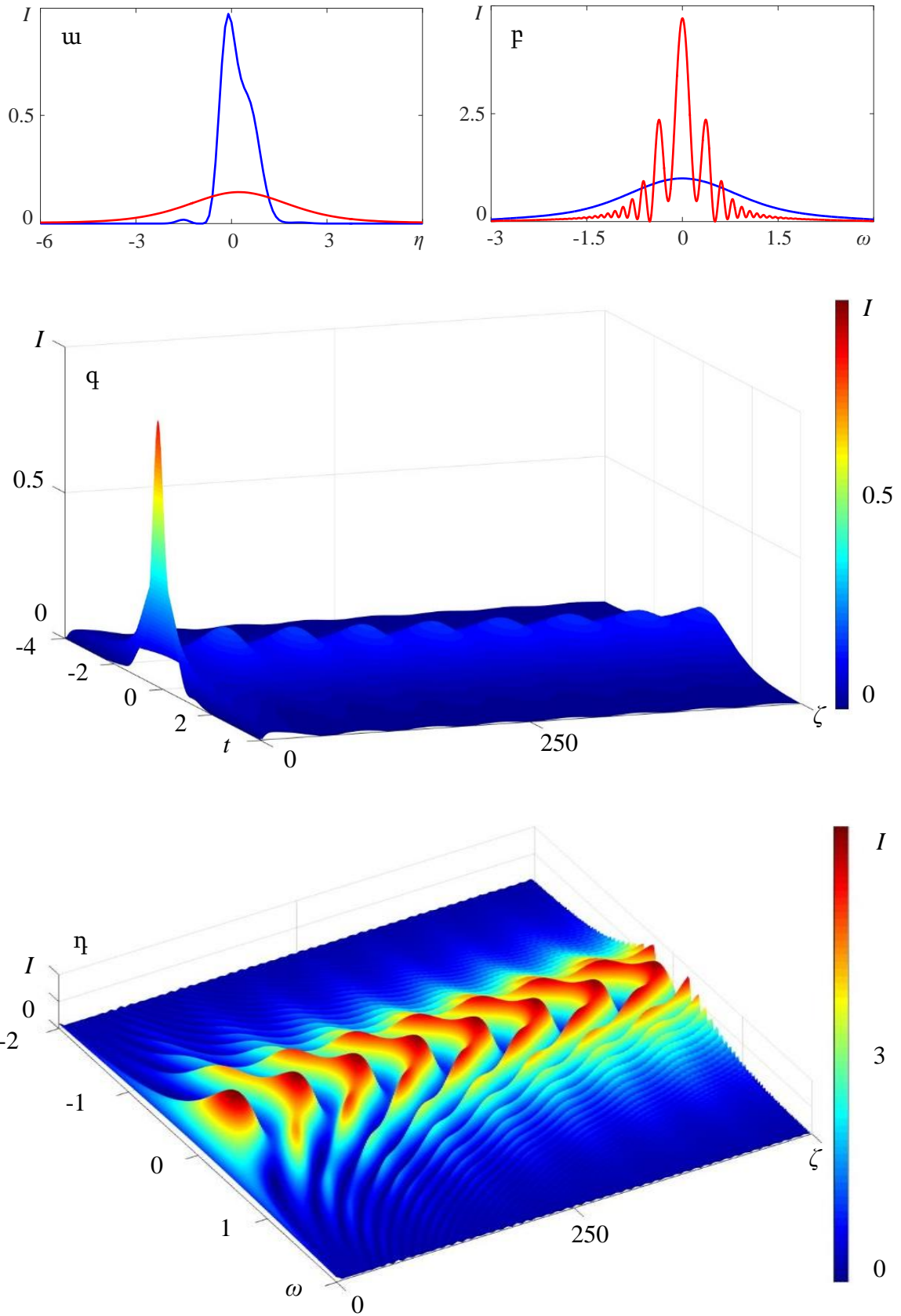
2.4 Աղմուկային իմպուլսների սպեկտրալ ինքնասեղմում

2.4.1 Սպեկտրալ ինքնասեղմումը պատահական ամպլիտուդային մոդուլացված իմպուլսների համար

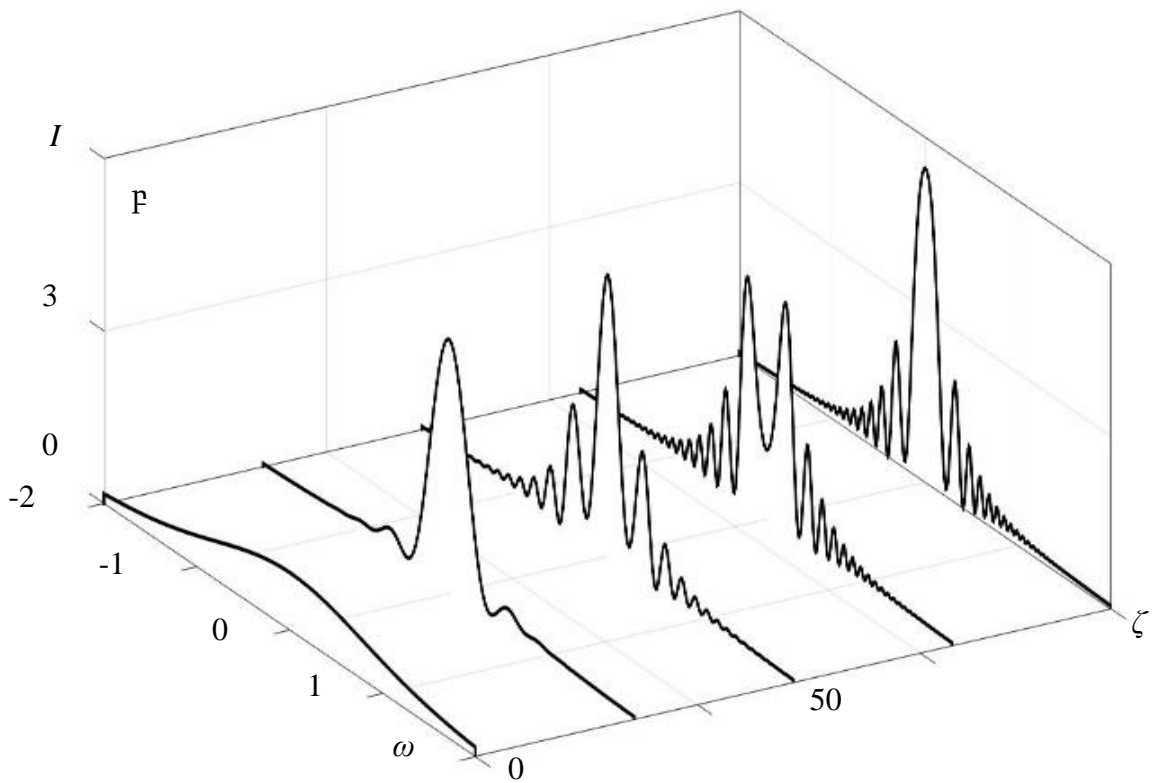
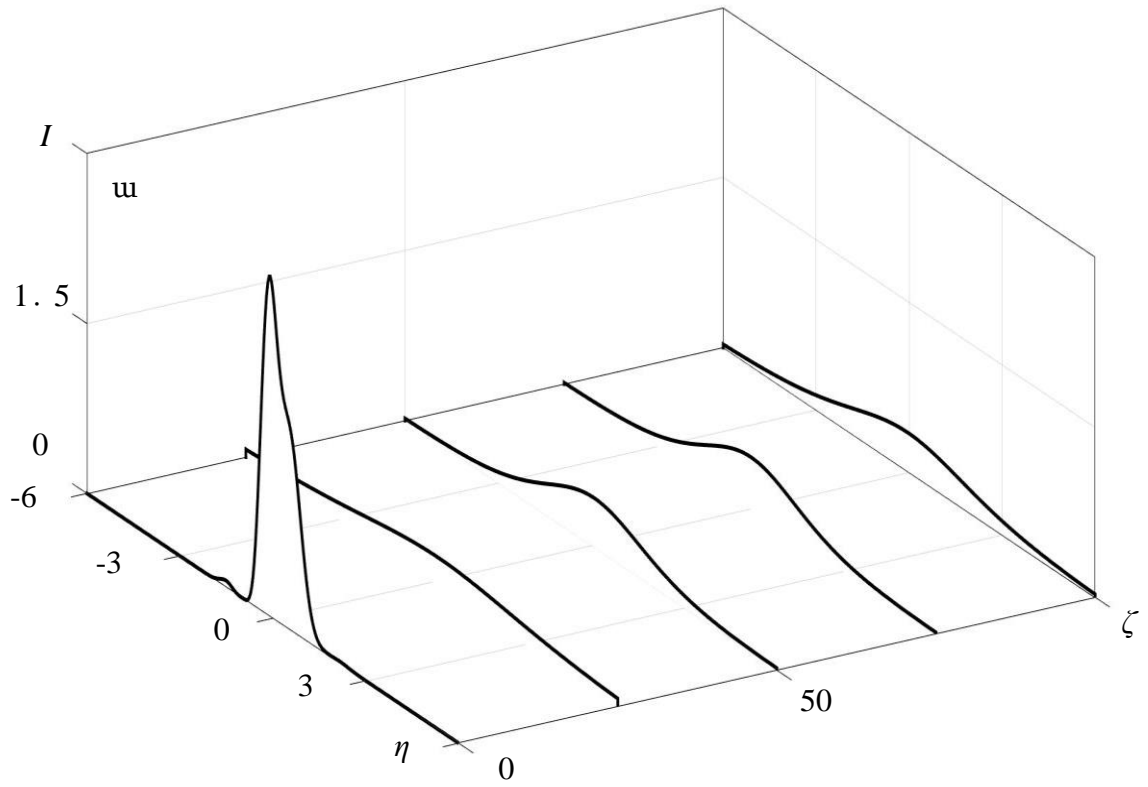
Սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթը փորձնականորեն դիտարկվել է սկզբնական սուպերկոնտինուումի իմպուլսի համար [136]: Ընդհանուր առմամբ սուպերկոնտինուումի իմպուլսը ունի աղմուկային բնույթ: Չնայած այս աշխատանքում օգտագործվել է սպեկտրը ոչ ամբողջությամբ, այն կտրվել է 1300նմ-ից, քանի որ ինքնասեղմումը դիտարկվել է սովորական միամոդ լուսատարում, որն ունի բացասական դիսպերսիա հաճախային տվյալ տիրույթում: Կատարված փորձարարական աշխատանքը ավելի մանրամասնորեն և ճշգրիտ նկարագրելու համար կատարվել են նաև թվային հետազոտություններ՝ աղմուկային բնույթ ունեցող սկզբնական իմպուլսների դեպքում: Աղմուկային իմպուլսը, որը բաղկացած է կանոնավոր իմպուլսից և սպիտակ աղմուկից, կարող է կազմվել երկու եղանակով: Առաջին դեպքում այն ստացվում է իմպուլսի և աղմուկի գումարման միջոցով, իսկ երկրորդ դեպքում՝ արտադրյալի [17]:

Մեր հետազոտություններում մենք օգտագործել ենք ազդանշան+ աղմուկ մոդելը: Ուսումնասիրությունները կատարվել են տարբեր բնույթի՝ փուլային, ամպլիտուդային և ամպլիտուդափուլային պատահական աղմուկային մոդուլյացիաներով իմպուլսների համար: Այսպիսով կանոնական տեսք ունեցող սեկանս հիպերբոլական իմպուլսին գումարել ենք պատահականորեն գեներացված, այսինքն աղմուկային բնույթով ամպլիտուդային, փուլային կամ ամպլիտուդափուլային մոդուլյացիաներ: Այնուհետև ուսումնասիրել ենք սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթը տվյալ աղմուկային իմպուլսներն օգտագործելով որպես սկզբնական իմպուլս և ստացել սպեկտրալ ինքնասեղմման վարքը բնութագրող եռաչափ և դինամիկ պատկերներ: Ուսումնասիրությունները կատարվել են լուսատարում ոչգծայնության տարբեր

արժեքների և լուսատարի անչափ երկարության մինչև $\zeta = 500$ արժեքի դեպքում: Առաջին ուսումնասիրությունը նվիրված է միայն ամպլիտուդային աղմուկով իմպուլսի սպեկտրալ ինքնասեղմմանը: Որպես նախնական իմպուլս օգտագործվել է ազդանշան $+ \text{աղմուկ մոդելի հետևյալ դեպքը՝ } A(t) = A_0(t)[1 + \sigma\xi(t)]$, որտեղ $A_0(t)$ -ն սեկանս հիպերբոլական իմպուլսն է, $\xi(t)$ -ն իրական մեծությամբ սպիտակ աղմուկ է, իսկ σ -ն այդ աղմուկի ամպլիտուդը: Նկար 2.6-ի ա նկարում պատկերված է այդ սկզբնական աղմուկային իմպուլսը (կարմիր կոր) և առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմման կետում՝ $\zeta = 50$ արժեքի դեպքում աղմուկային իմպուլսը (կապույտ կոր) իսկ բ նկարում պատկերված է այդ աղմուկային իմպուլսի սպեկտրը (կարմիր կոր) և կրկին առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմման կետում սպեկտրը (կապույտ կոր): Նկարներում նախնական իմպուլսի և սպեկտրի ինտենսիվությունները նորմավորված են ըստ իրենց պիկային արժեքների: Գ և դ նկարներում պատկերված են այդ աղմուկային իմպուլսի սպեկտրալ ինքնասեղմման պրոցեսում համապատասխանաբար իմպուլսի և սպեկտրի լուսատարում տարածման եռաչափ պատկերները լուսատարի անչափ երկարության $\zeta = 500$ արժեքի դեպքում: Թվային հետազոտությունը կատարվել է ոչգծայնության գործակցի $R = L_D / L_{NL} = 0.015$, լուսատարի անչափ երկարության մինչև $\zeta = 500$, կոհերենտության երկարության $\tau = 1/3\Delta t_0$ և աղմուկի ամպլիտուդի $\sigma = 0.1$ արժեքների դեպքում: Ինչպես տեսնում ենք եռաչափ պատկերներից, իմպուլսը լուսատարում տարածվելիս կրկին պարբերաբար երկարում և կարճանում է, որը համապատասխանում է սպեկտրալ սեղմումներին և լայնացումներին: Տվյալ պարամետրերի դեպքում սպեկտրալ առաջին ինքնասեղմումը տեղի է ունենում լուսատարի $\zeta = 50$ արժեքի դեպքում, որը կազմում է մոտավորապես 9 անգամ ըստ կիսաբարձրության: Բացի եռաչափ պատկերներից ստացվել են նաև իմպուլսի ու սպեկտրի լուսատարում տարածումը նկարագրող դինամիկ պատկերներ, որոնցում ներկայացվում է իմպուլսը և սպեկտրը լուսատարի մուտքում, առաջին և երկրորդ ինքնասեղմման կետերում, ինչպես նաև միջանկյալ երկու այլ կետերում և՛ պրոֆիլների փոփոխություններն ավելի պատկերավոր դարձնելու համար: Նկար 2.7-ում պատկերված է պատահական ամպլիտուդային մոդուլյացիայով աղմուկային իմպուլսի համար ստացված դինամիկան: Ա նկարում պատկերված է իմպուլսի



Նկար 2.6 Պատահական ամպլիտուդային մոդուլացիայով իմպուլսի սպեկտրալ ինքնասեղմում
 ω - սկզբնական իմպուլս (կարմիր կոր), առաջին ինքնասեղմման կետում իմպուլս (կապույտ կոր),
 ρ - սկզբնական սպեկտր (կարմիր կոր), առաջին ինքնասեղմված սպեկտր (կապույտ կոր),
 q -իմպուլսի տարածման եռաչափ դինամիկա, η - սպեկտրի եռաչափ տարածման դինամիկա

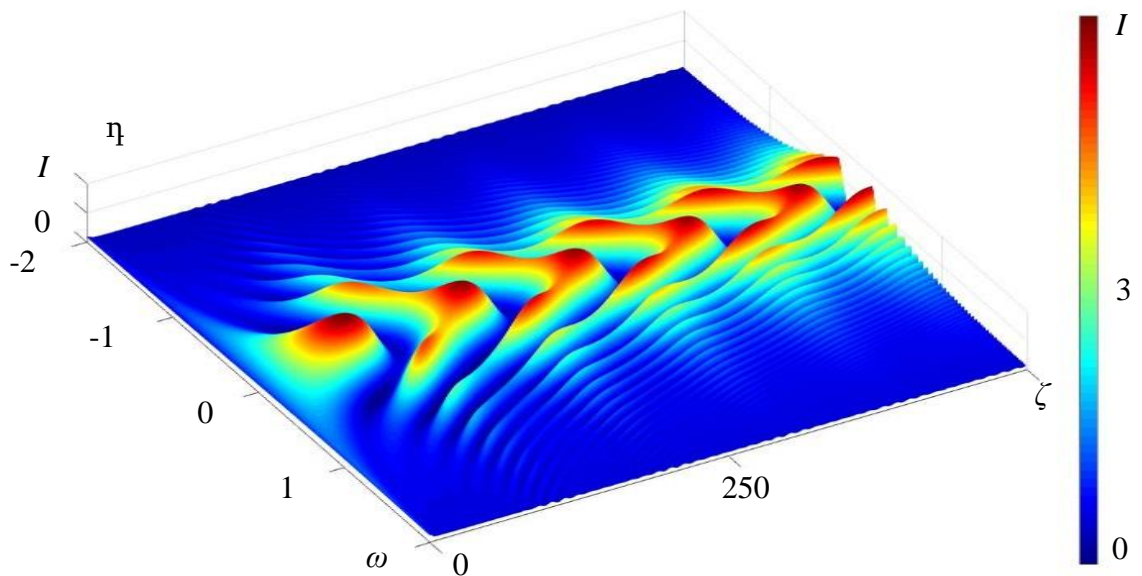
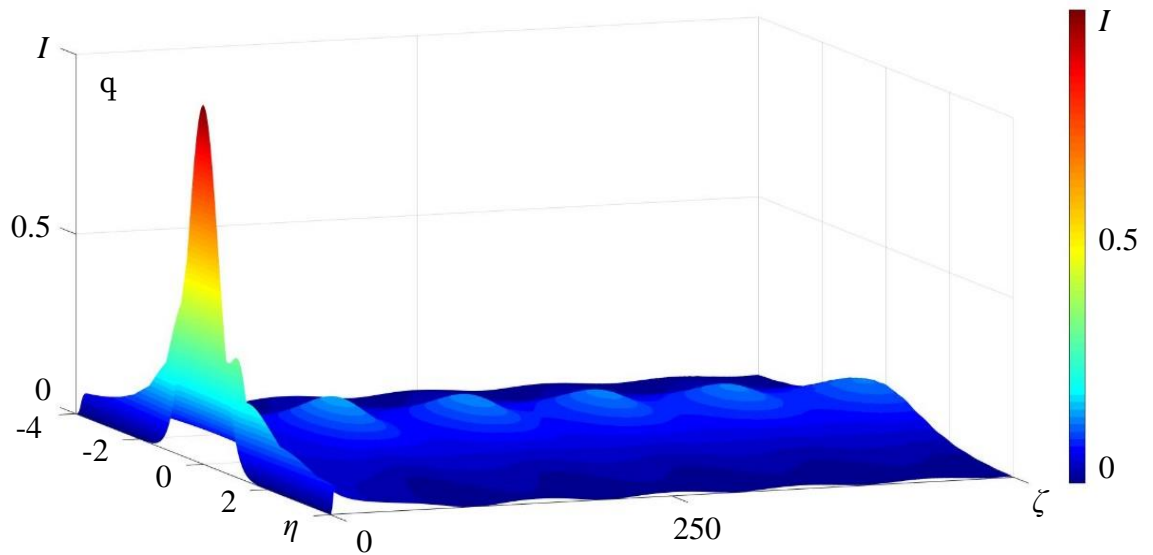
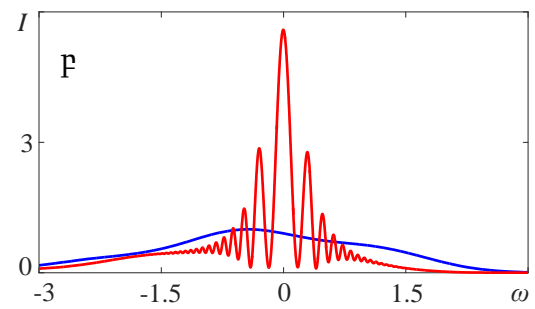
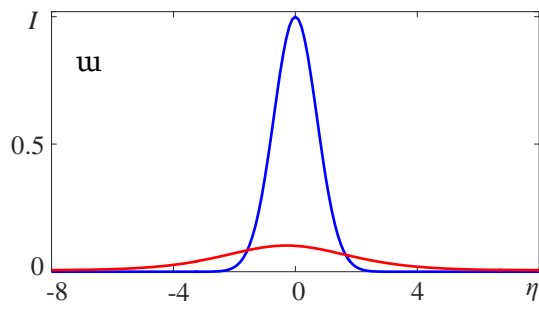


Նկար 2.7 Պատահական ամպլիտուդային մոդուլյացիայով իմպուլսի սպեկտրալ ինքնաստեղծում
 ա) իմպուլսի տարածման դինամիկա, բ) սպեկտրի տարածման դինամիկա

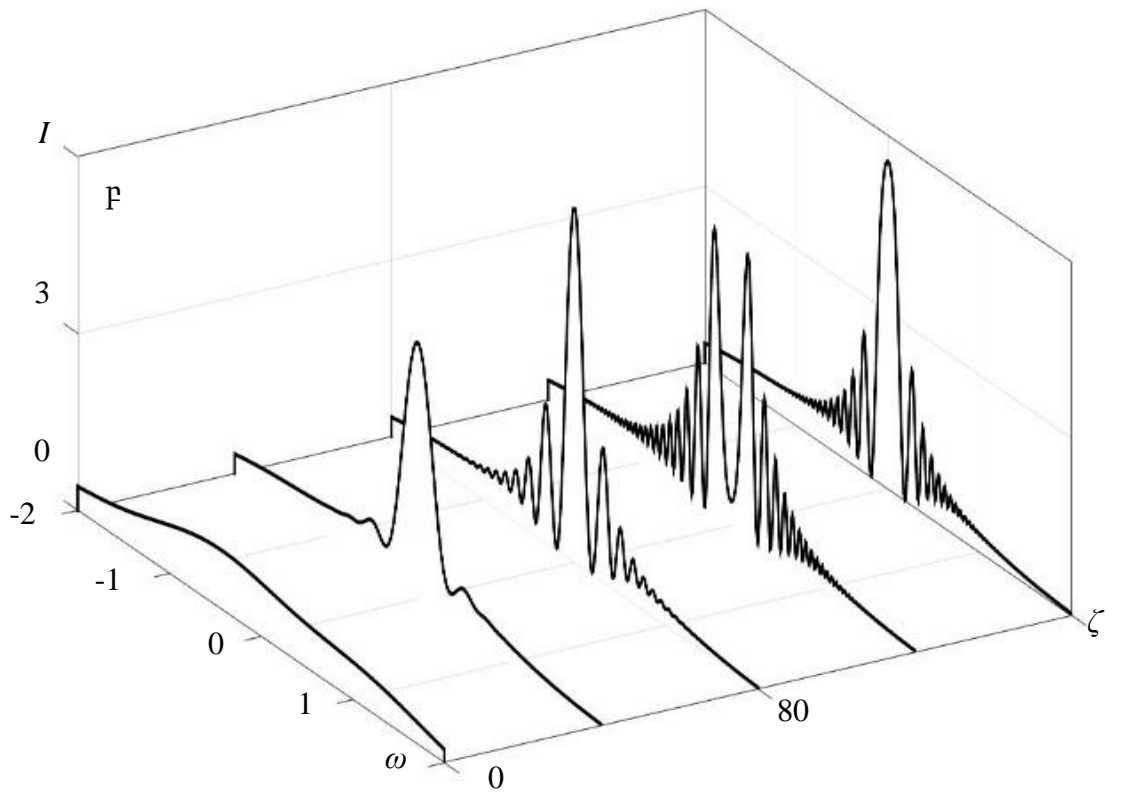
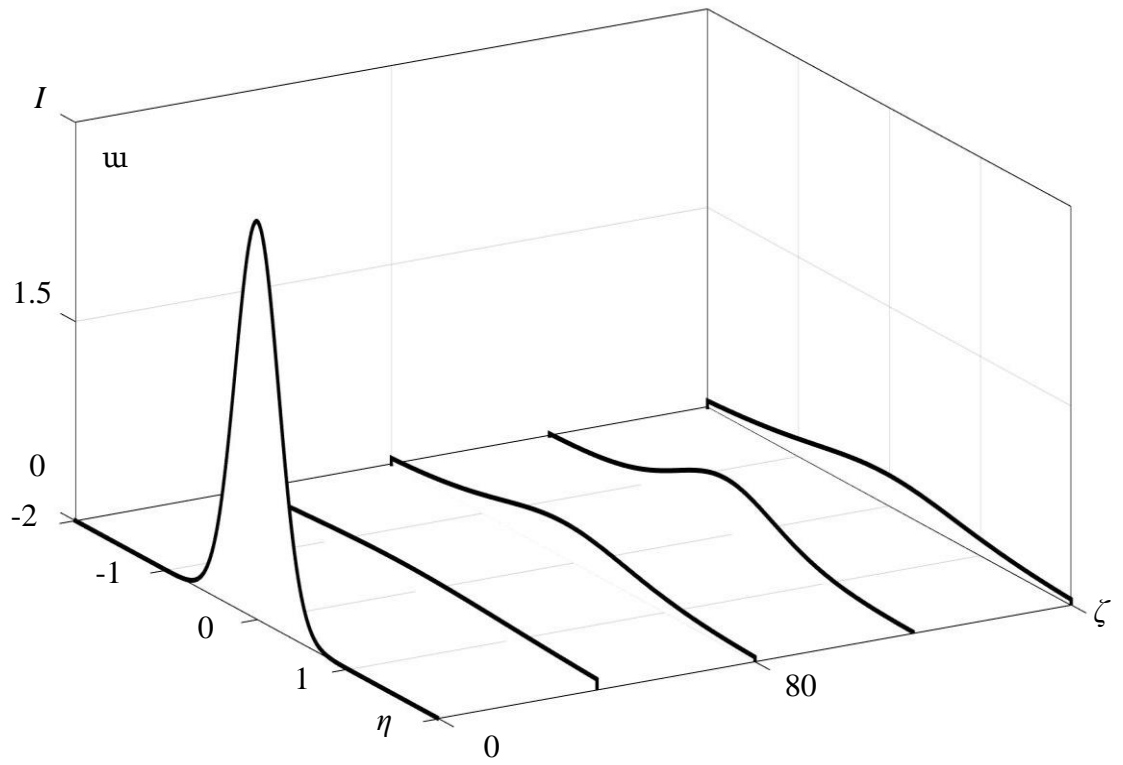
տարածման դինամիկան, ρ նկարում՝ սպեկտրի տարածման դինամիկան լուսատարի երկարության մինչև $\zeta=100$ արժեքի դեպքում: Նկարներում $\zeta=0$ արժեքին համապատասխանում են նախնական աղմուկային իմպուլսը և սպեկտրը, $\zeta=50$ արժեքին՝ սպեկտրալ առաջին ինքնասեղմման կետում իմպուլսը և սպեկտրը, $\zeta=100$ արժեքին՝ երկրորդ ինքնասեղմման կետում իմպուլսը և սպեկտրը: Մյուս երկու նկարները համապատասխանում են լուսատարի երկարության $\zeta=25$ և $\zeta=75$ արժեքներին, որոնք հասկանալիորեն նկարագրում են, թե ինչպես են փոփոխվում իմպուլսն ու սպեկտրը իրենց սկզբնական տեսքերից մինչև առաջին ինքնասեղմման կետը, և առաջին ու երկրորդ ինքնասեղմումների ընթացքում: Այս երկու նկարներից պարզորոշ երևում է, որ տարածման ընթացքում իմպուլսի աղմուկային բաղադրիչը գնալով նվազում է՝ այսինքն տարածվում է դեպի թևեր, և մի քանի ինքնասեղմում հետո գրեթե աննկատ է դառնում:

2.4.2 Սպեկտրալ ինքնասեղմումը պատահական ամպլիտուդափուլային մոդուլացված իմպուլսների համար

Երկրորդ դեպքում օգտագործվել է ազդանշան + աղմուկ մոդելի հետևյալ դեպքը՝ $A(t) = A_0(t)[\exp(i\sigma\xi(t))]$, որտեղ $A_0(t)$ -ն սեկանս հիպերբոլական իմպուլսն է, $\xi(t)$ -ն իրական մեծությամբ սպիտակ աղմուկ է, իսկ σ -ն՝ աղմուկի ամպլիտուդը: Այս դեպքում ունենում ենք միայն պատահական փուլային մոդուլյացիայով աղմուկային բնույթի իմպուլս: Նկար 2.8-ի ա-ում ներկայացված է այդպիսի պատահական փուլային մոդուլյացիաներով նախնական իմպուլսի տեսքը լուսատարի սկզբում (կարմիր կոր) և առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմման կետում (կապույտ կոր), իսկ ρ նկարում պատկերված է սկզբնական իմպուլսի սպեկտրալ տեսքը լուսատարի մուտքում (կարմիր կոր) և առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմման կետում (կապույտ կոր): Այստեղ ևս իմպուլսի և սպեկտրի ինտենսիվության առանցքները նորմավորված են: ρ և η նկարներում պատկերված են սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթի ժամանակային և սպեկտրալ տեսքերի դինամիկայի եռաչափ պատկերները: Հետազոտությունը կատարվել է ոչգծայնության գործակցի $R=2.2$, լուսատարի անչափ երկարության $\zeta=500$, կոհերենտության երկարության $\tau=1/3\Delta t_0$ և աղմուկի ամպլիտուդի $\sigma=1.5$



Նկար 2.8 Պատահական փուլային մոդուլյացիայով իմպուլսի սպեկտրալ ինքնասեղմում
 ω - սկզբնական իմպուլս (կարմիր կոր), առաջին ինքնասեղմման կետում իմպուլս (կապույտ կոր),
 ρ - սկզբնական սպեկտր (կարմիր կոր), առաջին ինքնասեղմված սպեկտր (կապույտ կոր),
 q -իմպուլսի տարածման եռաչափ դինամիկա, η - սպեկտրի եռաչափ տարածման դինամիկա

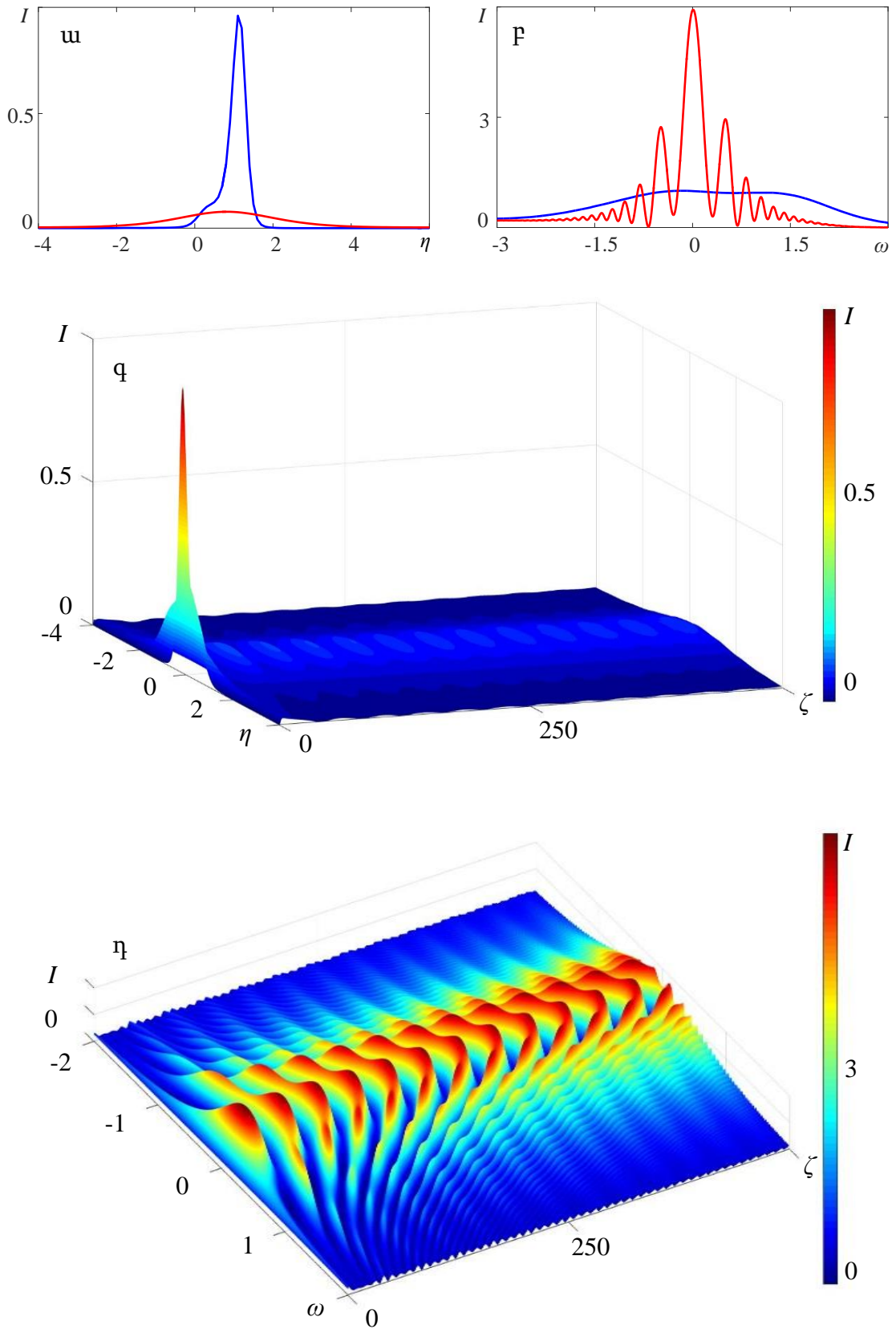


Նկար 2.9 Պատահական փուլային մոդուլյացիայով իմպուլսի սպեկտրալ ինքնասեղմում
 ա) իմպուլսի տարածման դինամիկա, բ) սպեկտրի տարածման դինամիկա

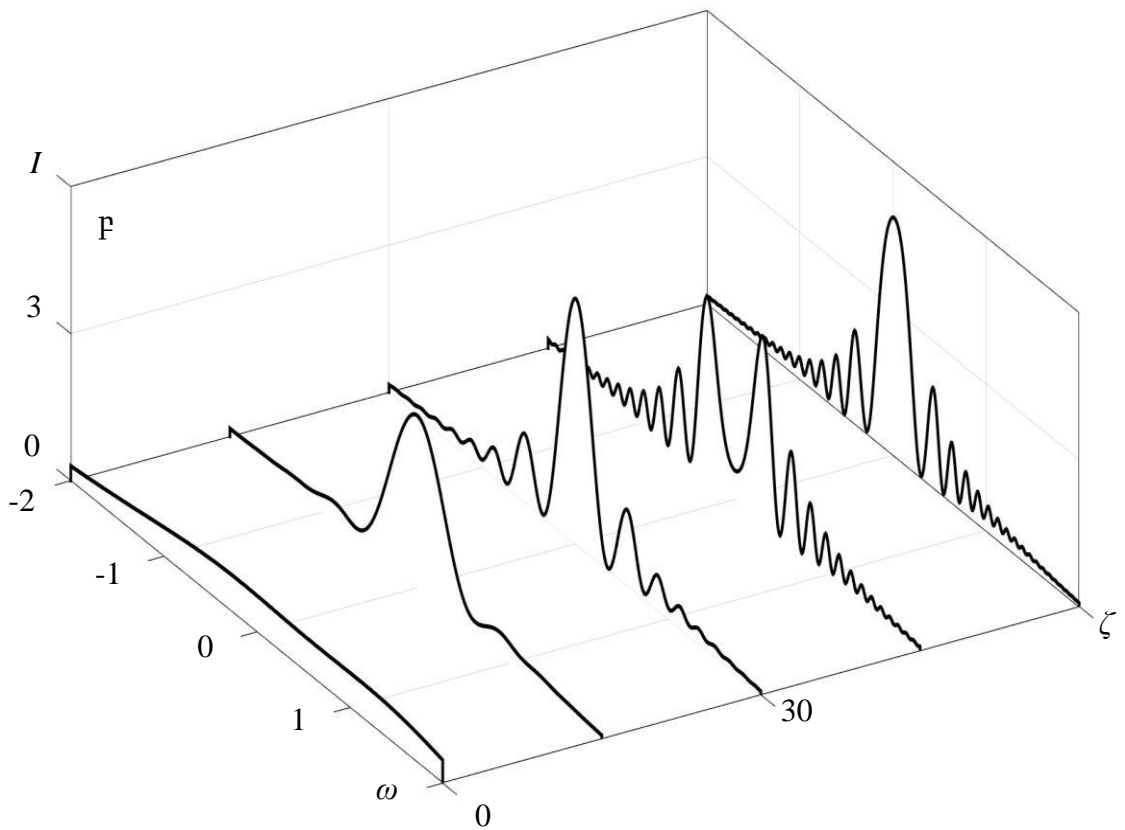
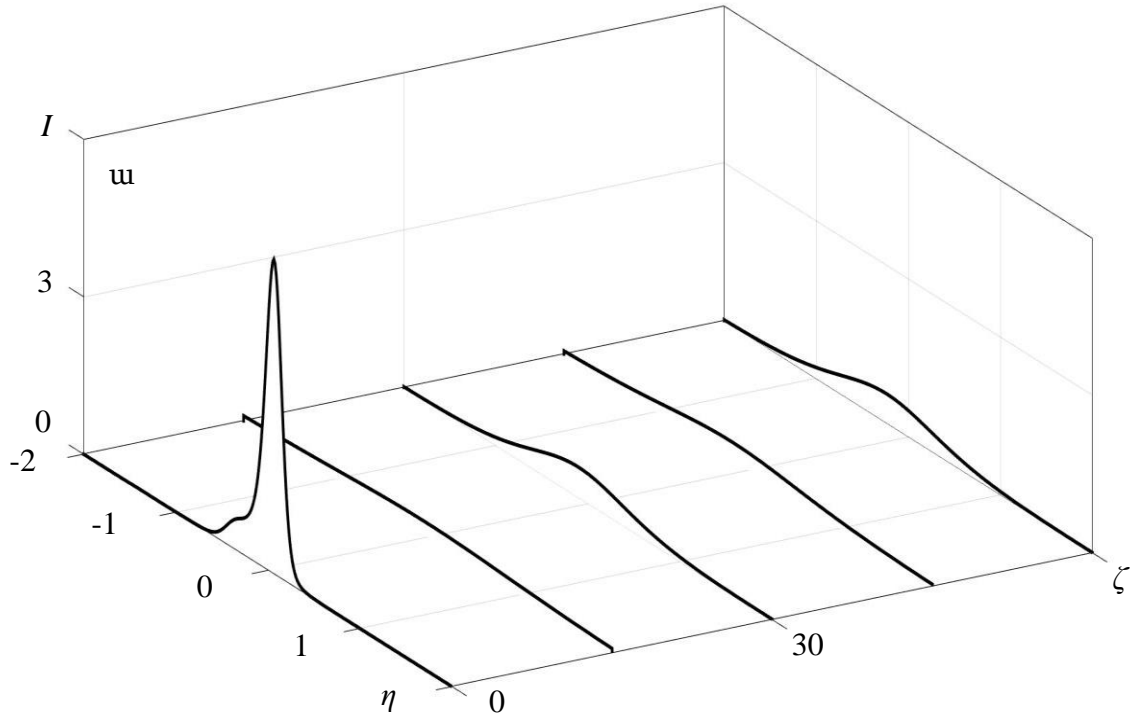
արժեքների դեպքում: Այս դեպքում ևս, ինչպես հետևում է եռաչափ պատկերներից, լուսատարում իմպուլսի տարածումը կրկին պարբերական բնույթ ունի՝ իմպուլսը պարբերաբար երկարում և կարճանում է, իսկ սպեկտրը համապատասխանաբար սեղմվում և լայնանում: Վերոնշյալ պայմանների դեպքում առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմումը տեղի է ունենում լուսատարի $\zeta = 80$ արժեքի դեպքում և կազմում է մոտավորապես 17 անգամ ըստ կիսաբարձրության: Նկար 2.9 -ում պատկերված է պատահական փուլային մոդուլյացիայով այդ աղմուկային իմպուլսի սպեկտրալ ինքնասեղմման ժամանակ իմպուլսի և սպեկտրի լուսատարում տարածման դինամիկաները լուսատարի երկարության մինչև $\zeta = 160$ արժեքի համար: Ա նկարում պատկերված է իմպուլսի տարածման դինամիկան, բ նկարում՝ սպեկտրի: Նկարներում առանցքի $\zeta = 0$ արժեքին համապատասխանում են նախնական իմպուլսը և սպեկտրը, $\zeta = 80$ արժեքին՝ սպեկտրալ առաջին ինքնասեղմման կետում իմպուլսը և սպեկտրը, $\zeta = 160$ արժեքին՝ երկրորդ ինքնասեղմման կետում իմպուլսը և սպեկտրը: Մյուս երկու պատկերները լուսատարի երկարության $\zeta = 40$ և $\zeta = 120$ արժեքներին են համապատասխանում: Այս դեպքում ևս եռաչափ և դինամիկ պատկերներից ակնառու է դառնում, որ սպեկտրում առկա պատահական փուլային մոդուլյացիան տարածման ընթացքում կենտրոնական էներգակիր մասում մաքրվում է՝ արդյունքում ստացվելով ավելի կանոնավոր սպեկտր: Երևույթի ֆիզիկական բնույթը ինչպես տեսնում ենք թե ինքնասեղմման կետերում, թե միջանկյալ կետերում որակապես նույնն է մնում, և կախված հաշվարկային պարամետրերից տարբերվում է միայն քանակապես:

2.4.3 Սպեկտրալ ինքնասեղմումը պատահական փուլային մոդուլացված իմպուլսների համար

Վերջին դեպքում որպես նախնական իմպուլս օգտագործվել է ազդանշան $+$ աղմուկ մոդելի առավել ընդհանուր դեպքը՝ $A(t) = A_0(t)[1 + \sigma\xi(t)]$, որտեղ $A_0(t)$ -ն սեկանս հիպերբոլական իմպուլս է, $\xi(t) = \xi_1(t) + i\xi_2(t)$ -ն կոմպլեքս աղմուկ է, $\xi_1(t)$ -ն և $\xi_2(t)$ -ն սպիտակ աղմուկներ են իրական մեծություններով, իսկ σ -ն՝ աղմուկի ամպլիտուդը: Նկար 2.10-ի ա-ում ցուցադրված են տվյալ աղմուկային իմպուլսը

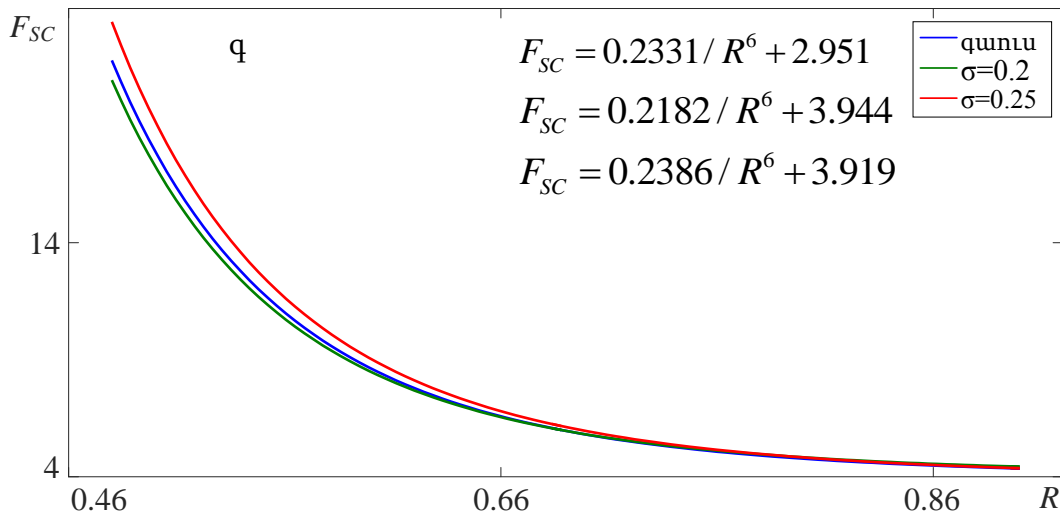
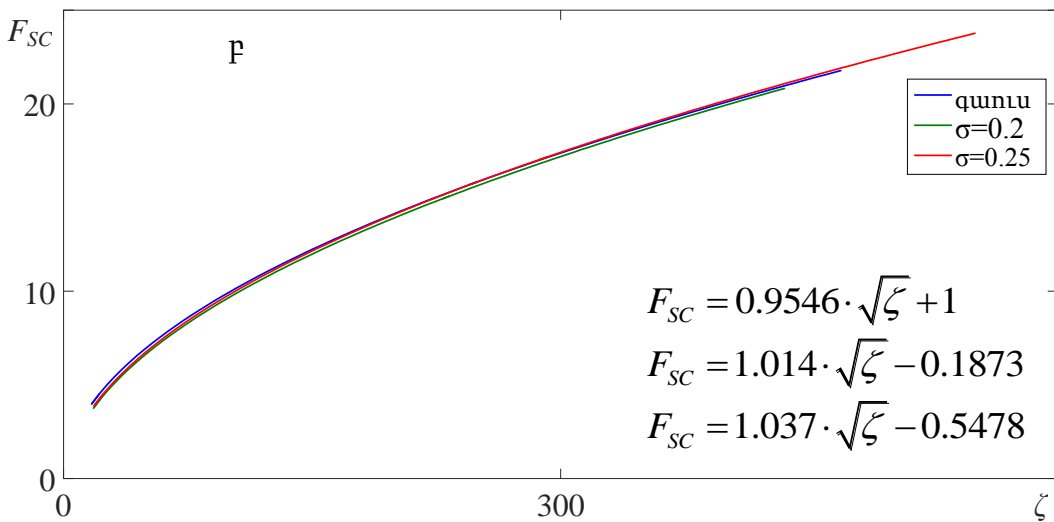
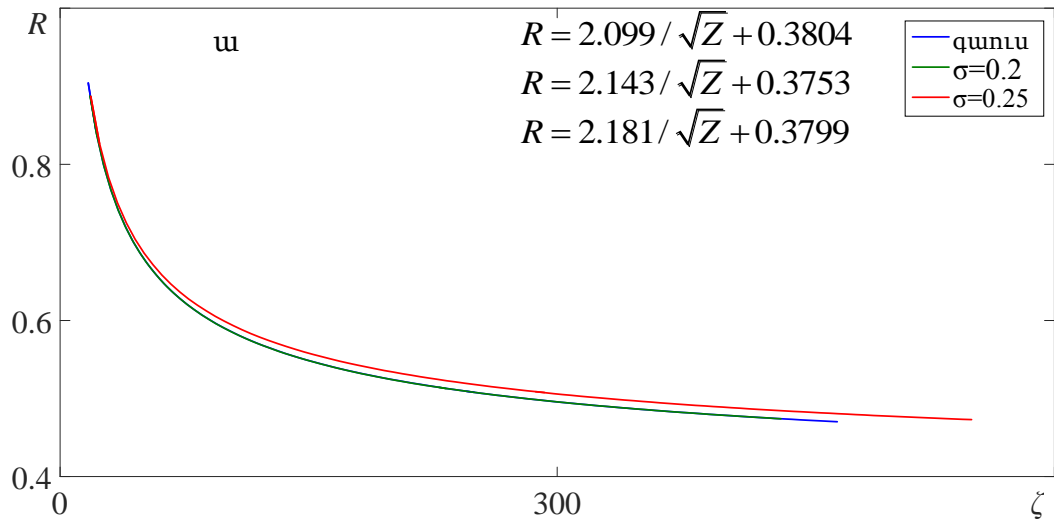


Նկար 2.10 Պատահական ամպլիտուդափուլային մոդուլյացիայով իմպուլսի սպեկտրալ ինքնաստեղծում ω - սկզբնական իմպուլս (կարմիր կոր), առաջին ինքնաստեղծման կետում իմպուլս (կապույտ կոր), ρ - սկզբնական սպեկտր (կարմիր կոր), առաջին ինքնաստեղծված սպեկտր (կապույտ կոր), q -իմպուլսի տարածման եռաչափ դինամիկա, η - սպեկտրի եռաչափ տարածման դինամիկա



Նկար 2.11 Պատահական փուլային մոդուլյացիայով իմպուլսի սպեկտրալ ինքնասեղմում
 ա) իմպուլսի տարածման դինամիկա, բ) սպեկտրի տարածման դինամիկա

(կարմիր կոր) և առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմման կետում իմպուլսը (կապույտ կոր) իսկ բ նկարում պատկերված են սկզբնական իմպուլսի սպեկտրը (կարմիր կոր) և առաջին սպեկտրալ ինքնասեղմման կետում սպեկտրը (կապույտ կոր): Նկարում գ և դ պատկերները ցույց են տալիս այդպիսի իմպուլսի սպեկտրալ ինքնասեղմման ոչ գծային երևույթում իմպուլսի և սպեկտրի տարածման եռաչափ դինամիկաները: Ուսումնասիրությունը կատարվել է ոչգծայնության գործակցի $R=0.195$, լուսատարի անչափ երկարության $\zeta=500$, կոհերենտության երկարության $\tau=1/3\Delta t_0$ և աղմուկի ամպլիտուդի $\sigma=0.5$ արժեքների դեպքում: Նշված պայմանների դեպքում սպեկտրալ առաջին ինքնասեղմումը տեղի է ունենում լուսատարի $\zeta=30$ արժեքի դեպքում՝ 13-ից ավել անգամ ըստ կիսաբարձրության: Այս դեպքում ևս, ինչպես նախորդ երկու դեպքերում, եռաչափ պատկերներից հետևում է սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթի սոլիտոնային վարքը. սպեկտրալ ինքնասեղմման պրոցեսում իմպուլսը և սպեկտրը լուսատարում տարածվելիս պարբերաբար սեղմվում և բացվում են միմյանց հակափուլ: Նկար 2.11-ում պատկերված է պատահական ամպլիտուդափուլային մոդուլյացիաներով աղմուկային իմպուլսի սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթի ժամանակ իմպուլսի և սպեկտրի լուսատարում տարածման դինամիկաները լուսատարի երկարության մինչև $\zeta=60$ արժեքի համար: Ա և բ նկարներում պատկերված են համապատասխանաբար իմպուլսի և սպեկտրի տարածման դինամիկաները: Նկարներում $\zeta=0$ արժեքին նախնական իմպուլսը և սպեկտրն են համապատասխանում, $\zeta=30$ արժեքին համապատասխանում են սպեկտրալ առաջին ինքնասեղմման կետում իմպուլսը և սպեկտրը, $\zeta=60$ արժեքին՝ երկրորդ ինքնասեղմման կետում իմպուլսը և սպեկտրը: Այս դեպքը հանդիսանալով նախորդ երկու դեպքերի ընդհանրացում, ցույց է տալիս, որ ամեն դեպքում սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթը գոյություն ունի նաև տարբեր տիպի աղմուկային բնույթ ունեցող իմպուլսների համար, ինչպես նաև տարածման ընթացքում և իմպուլսում և սպեկտրում (կենտրոնական էներգակիր մասում) առկա աղմուկային բաղադրիչները մաքրվում են՝ տալով ավելի կանոնական ճառագայթում: Կատարվել է նաև սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթի օպտիմիզացիոն կորերի համեմատություն գաուսյան և պատահական ամպլիտուդային մոդուլյացիաներով իմպուլսների համար: Հաշվարկները կատարվել են աղմուկի ամպլիտուդի երկու՝



Նկար 2.12 Պատահական ամպլիտուային մոդուլացիաներով և գառուսյան իմպուլսների սպեկտրալ ինքնասեղմման օպտիմիզացիոն կորերի համեմատությունը
ա- ոչգծայնության պարամետրի կախվածությունը լուսատարի երկարությունից
բ- սպեկտրալ ինքնասեղմման չափի կախվածությունը լուսատարի երկարությունից
գ- սպեկտրալ ինքնասեղմման չափի կախվածությունը ոչ գծայնության պարամետրից

$\sigma=0.2$ և $\sigma=0.25$ արժեքների դեպքում և արդյունքները ներկայացված են նկար 2.12 ում: Ա նկարում պատկերված է ոչգծայնության R պարամետրի լուսատարի ζ անչափ երկարությունից կախվածությունը, ρ նկարում սպեկտրալ ինքնասեղմման F_{SC} չափի լուսատարի անչափ ζ երկարությունից կախվածությունը, և q նկարում սպեկտրալ ինքնասեղմման F_{SC} չափի ոչ գծայնության R պարամետրից կախվածությունը:

Բոլոր նկարներում կապույտ կորերին համապատասխանում են գաուսյան իմպուլսի համար հաշվարկային կետերի մոտարկված կորերը, իսկ կանաչ և կարմիր կորերին համապատասխանում են $\sigma=0.2$ և $\sigma=0.25$ ամպլիտուդով աղմուկային իմպուլսների դեպքում մոտարկված կորերը: Գաուսյան իմպուլսի համար ոչ գծայնության R պարամետրի լուսատարի ζ անչափ երկարության կախվածությունը տրվում է $R=2.099/\sqrt{Z}+0.3804$ բանաձևով, իսկ $\sigma=0.2$ և $\sigma=0.25$ ամպլիտուդներով աղմուկային իմպուլսների դեպքում՝ համապատասխանաբար $R=2.143/\sqrt{Z}+0.3753$ և $R=2.181/\sqrt{Z}+0.3799$ բանաձևերով: Սպեկտրալ ինքնասեղմման չափի լուսատարի անչափ երկարությունից կախվածությունը գաուսյան և $\sigma=0.2$ և $\sigma=0.25$ ամպլիտուդներով աղմուկային իմպուլսների համար ունեն հետևյալ տեսքերը՝ $F_{SC}=0.9546\cdot\sqrt{\zeta}+1$, $F_{SC}=1.014\cdot\sqrt{\zeta}-0.1873$ և $F_{SC}=1.037\cdot\sqrt{\zeta}-0.5478$:

Եվ երրորդ նկարում սպեկտրալ ինքնասեղմման չափի ոչ գծայնության պարամետրից կախվածությունները գաուսյան և տարբեր ամպլիտուդներով աղմուկային իմպուլսների համար ունեն $F_{SC}=0.2331/R^6+2.951$, $F_{SC}=0.2182/R^6+3.944$ ($\sigma=0.2$), և $F_{SC}=0.2386/R^6+3.919$ ($\sigma=0.25$) տեսքերը: Ինչպես երևում է վերոնշյալ կախվածություններից, սկզբնական գաուսյան և սեկանս հիպերբոլական իմպուլսների օպտիմիզացիոն կորերի համանմանությամբ, այս դեպքում ևս տարբերվում են միայն գործակիցներով, հետևապես սպեկտրալ ինքնասեղմման երկույթը ընդհանուր առմամբ ունի միևնույն վարքը և կանոնական և պատահականորեն մոդուլացված իմպուլսների համար:

2.5 Երկրորդ գլխի ամփոփում

Այս գլխում ներկայացված է իմպուլսի սոլիտոնային ինքնասեղմման անալոգ հանդիսացող սպեկտրալ ինքնասեղմման ոչ գծային երևույթի ուսումնասիրությունները կանոնական (գաուսյան և սեկանս հիպերբոլական) և աղմուկային բնույթի իմպուլսների համար: Որպես աղմուկային իմպուլսներ դիտարկվել են պատահական ամպլիտուդային, փուլային և ամպլիտուդափուլային մոդուլացումներով իմպուլսներ՝ ազդանշան + աղմուկ մոդելի կիրառմամբ: Արդյունքում՝

- Ցույց է տրվել, որ սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթ դիտվում է անկախ իմպուլսի տեսքից՝ պահպանելով պարբերական բնույթը:
- Հաշվարկվել են փորձարարական ուսումնասիրություններում նշանակալից կիրառական նշանակություն ունեցող օպտիմիզացիոն կորեր: Նշված օպտիմիզացիոն կորերի համեմատությունը գաուսյան իմպուլսի համար ստացվածի հետ ցույց է տվել, որ նշված կորերը ունեն միևնույն ֆունկցիոնալ տեսքը, սակայն համեմատականության տարբեր գործակիցներ:
- Ցույց է տրվել, որ սպեկտրալ ինքնասեղմման ոչ գծային երևույթի շնորհիվ իմպուլսի ու սպեկտրի (կենտրոնական էներգակիր մասում) աղմուկային բաղադրիչները մաքրվում են:
- Թվային հետազոտությունները ցույց են տվել 100 անգամ սպեկտրալ ինքնասեղմում սկզբնական գաուսյան պրոֆիլով իմպուլսի համար, ինչը փաստում է սպեկտրալ ինքնասեղմման մեթոդի կիրառելիության հեռանկարները:

ԳԼՈՒԽ 3

ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՓՈՒԼԻ ՉԱՓՈՒՄԸ՝ ՀԻՄՆՎԱԾ ԴԻՍՊԵՐՍԻՈՆ ՖՈՒՐՅԵ ՁԵՎԱՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

3.1 Ներածություն

Այս գլխում ներկայացված է դիսպերսիոն ֆուրյե ձևափոխության (ԴՖՁ) վրա հիմնված ֆեմտոպայրկյանային իմպուլսների սպեկտրալ փուլի չափման նոր սպեկտրոնային մեթոդի փորձարարական իրականացում և համեմատություն թվային մոդելավորման արդյունքների հետ:

Սպեկտրոնները այնպիսի իմպուլսներ են, որոնց ժամանակային պարուրիչը կրկնում է սպեկտրալին: Այդպիսի իմպուլսները ձևավորվում են բավականաչափ երկար դիսպերսիոն միջավայրում տարածվելիս [17, 45] հեռու դաշտի դիֆրակցիայի համանմանությամբ: Սպեկտրոնի ձևավորման երևույթը ուսումնասիրվել է դիսպերսիոն ֆուրյե ձևափոխության [58, 59] կամ իրական ժամանակում Ֆուրյե ձևափոխության [60,61] համատեքստում: ԴՖՁ մեթոդում օգտագործվում է դիսպերսիոն բաղադրիչ և (single pixel) ֆոտոդիոդ դասական սպեկտրոմետրներում առկա արագության սահմանափակումներից խուսափելու համար: ԴՖՁ-ը տեղի է ունենում, երբ իմպուլսը անցկացվում է միջավայրով, որն ունի խմբային արագությունների դիսպերսիա: Որպես ԴՀԳ օգտագործվում է պրիզմաների կամ ցանցերի զույգից և ճառագայթումը հետ վերադարձնող հայելուց բաղկացած համակարգը, ինչպես նաև ՖԲԼ-ների տարատեսակներից սնամեջ լուսատարերը, որոնք կախված կառուցվածքից որոշակի ալիքի երկարության վրա ունեն միայն դիսպերսիա: Այս երևույթը ունի բազմաթիվ կիրառություններ, ինչպիսիք են իրական ժամանակային սպեկտրոսկոպիան, արագ իրական ժամանակային օպտիկական արտապատկերումը [67], լազերային սքանավորումը: Լազերային իմպուլսի փուլի ճշգրիտ չափում և համափուլեցում պահանջվում է նաև լազերային գրգռմամբ էլեկտրոնների ԳԲՀ թնդանոթում գերկարճ փնջերի էֆֆեկտիվ գեներացման համար: Չնայած սպեկտրոնի ձևավորումը բավականին հայտնի երևույթ է, սակայն դեռևս մանրամասնորեն ուսումնասիրված չէր սպեկտրոնի փուլային առանձնահատկությունները: Ընդհանուր առմամբ իմպուլսի

սպեկտրալ տեսքի և փուլի չափումը հնարավորություն է ընձեռնում վերականգնել գերկարճ լազերային իմպուլսների կոմպլեքս դաշտը: Իմպուլսի բնութագրման հայտնի մեթոդներից սպեկտրալ ինտերֆերոմետրիան [87, 114-119] հիմնված է այս գաղափարի վրա: Հայտնի է որ սպեկտրոնի ձևավորման ժամանակ իմպուլսը կրկնում է սպեկտրալ տեսքին: Սպեկտրոնի փուլային առանձնահատկությունների թվային հետազոտություններ կատարվել են [154] աշխատանքում, և ցույց է տրվել, որ սպեկտրոնի ձևավորման պրոցեսում, ինչպես ժամանակային պարուրիչը, այնպես էլ ժամանակային փուլը կրկնում են համապատասխանաբար սպեկտրալ տեսքին և փուլին: Հիմնվելով այս գաղափարի վրա, մենք զարգացրել ենք ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների փուլի չափման սպեկտրոնային մեթոդը և կատարել փորձարարական իրականացում:

3.2 Սպեկտրալ փուլի չափման սկզբունքները

Այս մեթոդում չափվում է անհայտ իմպուլսի սպեկտրալ փուլը, հիմնվելով դիսպերսիայի հեռու դաշտում սպեկտրալ և ժամանակային փուլերի նմանության վրա: Փորձում չափվում է երկու ճառագայթումների ոչ կոլինեար ԳՀԳ-ի սպեկտրալ փուլը: Մասնավորապես մենք գրանցում ենք միմյանց նկատմամբ ժամանակային հապաղում ունեցող երկու փնջերի՝ ձևավորված սպեկտրոնի և նեցուկ լազերային իմպուլսի ԳՀԳ-ի ազդանշանը հապաղման հաջորդական կետերում: ԳՀԳ-ի սպեկտրի կենտրոնական ալիքի երկարության ժամանակային հապաղման կետերից կախվածությունը պատկերում է սպեկտրոնի ժամանակային չիրպը (ժամանակային փուլի ածանցյալը), որն էլ իրենից ներկայացնում է սկզբնական իմպուլսի անհայտ չիրպի և խմբային արագությունների դիսպերսիայով տրվող մաքուր գծային չիրպ գումար: Այնուհետև հաշվարկում ենք դիսպերսիոն հապաղման գծում ստացած այդ գծային չիրպը: Այն հանելով գրանցված գումարային չիրպից, արդյունքում ստանում ենք անհայտ իմպուլսի չիրպը՝ (փուլի ածանցյալը):

Աշխատանք [154]- ում մենք իրականացրել ենք մեթոդի վերլուծական և թվային հետազոտություններ, որոնք ցույց են տվել դիսպերսիայի հեռու դաշտում ժամանակային և սպեկտրալ տեսքերի նմանությունը, ինչպես նաև ժամանակային փուլի և սկզբնական սպեկտրալ փուլի նմանությունը՝ լրացուցիչ պարաբոլական մասով:

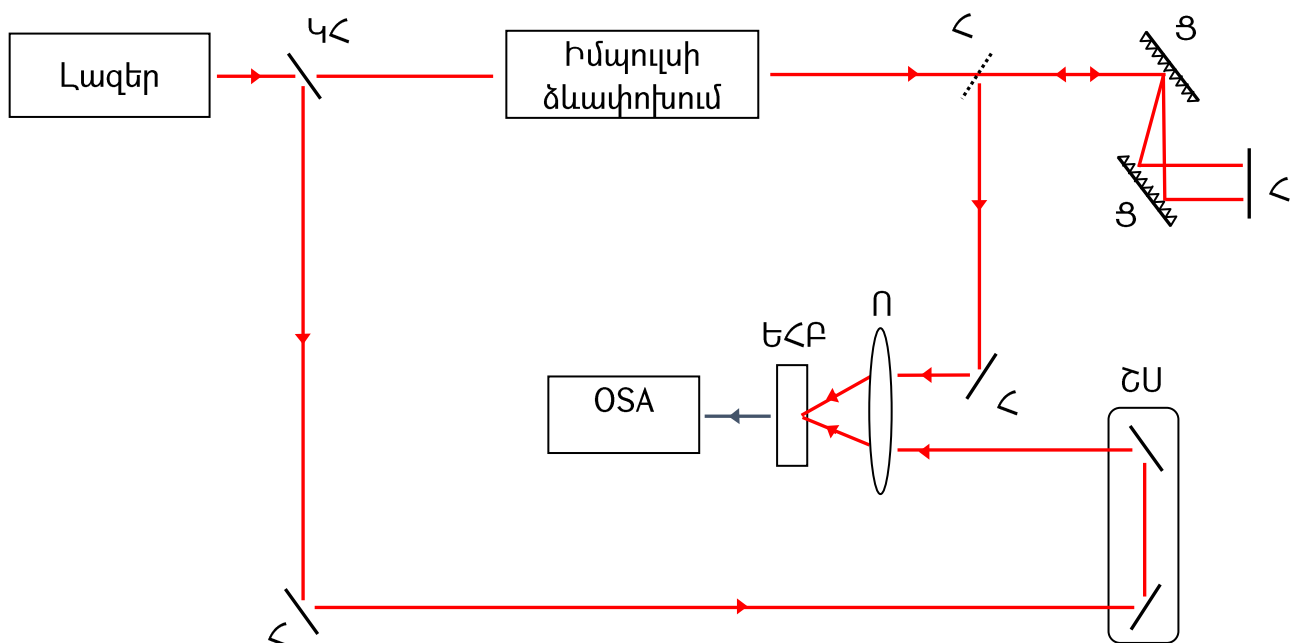
$$|\Psi(\tau, \zeta)| \propto |\tilde{\Psi}(\Omega, 0)| \quad (3.2.1)$$

$$\varphi(\tau, \omega) \approx \tilde{\phi}(\Omega, 0) - \Omega^2 \zeta / 2 \quad (3.2.2),$$

որտեղ Ψ -ն դանդաղ փոփոխվող նորմավորված կոմպլեքս դաշտն է, $\tilde{\Psi}$ -ն դրա ֆուրյե ձևափոխությունը, $\tau = (t - z/v_g) / \Delta t_0$ -ն վազող ժամանակն է, $\Omega = (\omega - \omega_0) / \Delta \omega_0$ -ն կենտրոնական հաճախությունն է նորմավորված նորմավորված սկզբնական իմպուլսի սպեկտրալ լայնության $\Delta \omega_0 = 1 / \Delta t_0$ վրա, z -ը տարածման հեռավորությունն է, $\zeta = z / L_D$ -ն՝ դրա անչափ արժեքը, $L_D = \Delta t_0^2 / 4 \ln 2 |\beta_2|$ -ն դիսպերսիոն երկարությունն է, Δt_0 -ն սկզբնական սպեկտրալ սահմանափակ իմպուլսի տևողությունը, v_g -ն խմբային արագությունը, β_2 -ը դիսպերսիայի երկրորդ կարգի գործակիցը: (3.2.1) հավասարումը նկարագրում է սպեկտրոնի ձևավորման երևույթում իմպուլսի ժամանակային պարուրիչի և նախնական իմպուլսի սպեկտալ տեսքի կրկնությունը: (3.2.2) հավասարումը ցույց է տալիս սպեկտրոնի ժամանակային փուլի կրկնությունը սկզբնական իմպուլսի սպեկտրալ փուլին՝ ԴԿԳ-ով պայմանավորված պարաբոլական փուլի ճշտությամբ: Հավասարման ձախ մասի բաղադրիչը հենց այդ գումարային փուլն է, աջ մասի առաջին անդամը համապատասխանում է նախնական իմպուլսի սպեկտրալ փուլին, իսկ երկրորդ անդամը՝ ԴԿԳ-ով պայմանավորված պարաբոլական փուլին: Ուսումնասիրությունները կատարվել են սկզբնական տարբեր ամպլիտուդային և փուլային տեսքերով իմպուլսների համար՝ ինչպիսիք են զանգակաձև, երկպիկ, եռապիկ, սինուսոիդային մոդուլացված, փուլային ինքնամոդուլյացիայի ազդեցությամբ սպեկտրալ լայնեցված իմպուլսները: Մեր հետազոտություններում մենք ցույց ենք տվել, որ սպեկտրոնի ձևավորում կամ ԴՖՁ-ն տեղի ունի կոմպլեքս դաշտերի համար, և որ սպեկտրոնի ժամանակային փուլը կրկնում է սկզբնական սպեկտրալ փուլին [154]: Այստեղ ներկայացվում է տվյալ խնդրի փորձարարական իրագործումը՝ երկգագաթ և եռագագաթ նախնական իմպուլսների համար, որոնք, շնորհիվ իրենց կոմպլեքս սպեկտրալ փուլի, ունեն հետաքրքիր կիրառություններ: Ներկայացվում է նաև այդ արդյունքների համեմատությունը թվային մոդելավորմամբ ստացված արդյունքների հետ:

3.3 Փորձարարական հետազոտությունների ընթացքը

Փորձարարական հետազոտություններում մենք օգտագործել ենք Տիտան շափյուղային (mode-locked Ti:sapphire laser oscillator (Coherent Mira)) լազերային համակարգը, որն ունի հետևյալ պարամետրերը՝ ըստ կիսաբարձրության 100Ֆվ տևողությամբ գաուսյան իմպուլսներ, ըստ կիսաբարձրության 9նմ սպեկտրալ լայնությամբ սպեկտր, 800նմ կենտրոնական ալիքի երկարության վրա լազերային ճառագայթում, 1Վտ ճառագայթման միջին հզորություն, 76ՄՀց կրկնման հաճախականություն: Փորձարարական սխեմա ներկայացված է նկար 3.1-ում:



Նկար 3.1 Փորձարարական սխեմա, Հ- հայելի, ԿՀ- կիսաթափանց հայելի, ՇՍ- շարժական սեղանիկ, ԵՀԲ- երկրորդ հարմոնիկի բյուրեղ, OSA- սպեկտրոմետր

Սկզբում լազերային ճառագայթումը բևեռացումային կիսաթափանցիկ հայելու օգնությամբ բաժանվում է երկու մասի՝ փնջերի հզորության 40% և 60% հարաբերակցությամբ: Թույլ հզորությամբ ճառագայթումը ծառայում է որպես նեցուկ իմպուլս, իսկ ավելի հզոր ճառագայթումից ձևավորվում է թեստային իմպուլսը: Քանի որ այդ փնջերը բաժանող հայելին իրենից ներկայացնում է ապակի, որն էլ հանդիսանալով դիսպերսիոն միջավայր, իր հերթին տալիս է լրացուցիչ չիրավորում: Չնայած այդ ազդեցությունը մեծ է ավելի կարճ կամ ուժեղացված իմպուլսների դեպքում, իսկ 100Ֆվ տևողությամբ իմպուլսների դեպքում այն շատ փոքր է: Ամեն

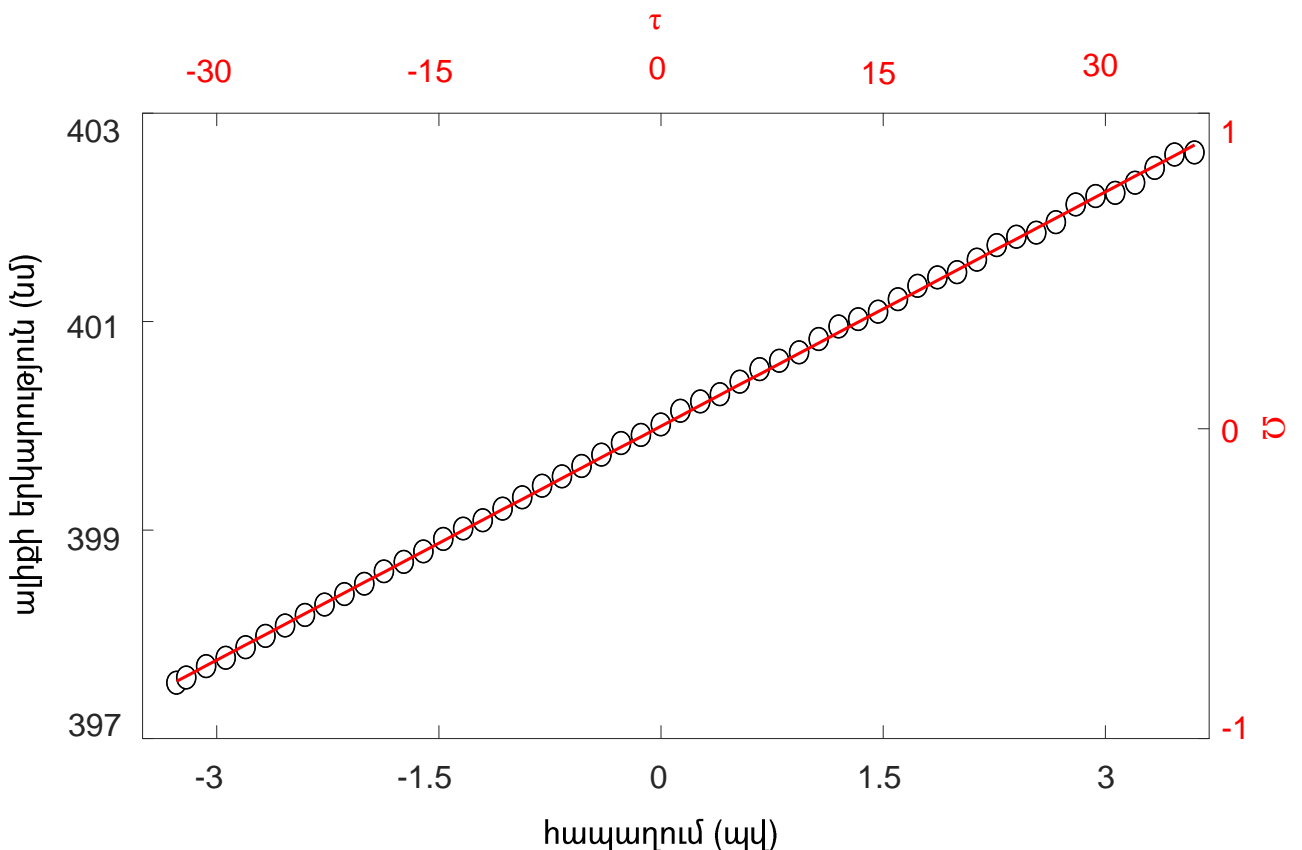
դեպքում մենք հաշվի առնելով այս փաստը որպես թեստային իմպուլս օգտագործել ենք կիսաթափանցիկ հայելիով անդրադարձած ճառագայթումը, խուսափելու համար այդ չիրապավորումից: Այնուհետև փնջի այս մասը անցկացվել է 1200մմ⁻¹ խազերի խտությամբ ցանցերի զույգից և հետադարձ կապը ապահովող հայելուց բաղկացած դիսպերսիոն հապաղման գծով՝ սպեկտրոն ձևավորելու նպատակով: Գումար հաճախության գեներացիա ստանալու համար անհրաժեշտ է, որ երկու փնջերն էլ անցնեն միևնույն օպտիկական ճանապարհները, այդ նպատակով նեցուկ իմպուլսին տրվում է ժամանակային հապաղում, որը կարգավորվում է շարժական սեղանիկի օգնությամբ, որի վրա ամրացված են երկու միմյանց փոխուղղահայաց հայելիներից բաղկացած համակարգ: Օպտիկական ճանապարհների հավասարությունը ապահովելուց հետո այս երկու փնջերը ոչ կոլիմեար ձևով 13 սմ կիզակետային հեռավորություն ունեցող ոսպնյակի օգնությամբ ֆոկուսացվում են 0.1մմ հաստություն ունեցող β բարիում բորատ (BBO) բյուրեղի մեջ և գրանցվել է երկրորդ հարմոնիկի գեներացիայի արդյունարար ազդանշանը: Ազդանշանի գրանցումը կատարվել է Ando AQ 6315 օպտիկական սպեկտրալ վերլուծչի օգնությամբ՝ տալով երկու իմպուլսներին միմյանց նկատմամբ հաջորդական հապաղումներ: Նեցուկ իմպուլսը տեղափոխել ենք սպեկտրոնի երկայնքով մի եզրից մյուսը՝ 10մկմ քայլերով, որը համապատասխանում է ժամանակային 67Ֆվ հապաղմանը: Արդյունքում գրանցելով գումար հաճախության ազդանշանը, կառուցվել է այդ սպեկտրերի կենտրոնական ալիքի երկարության կախվածությունը երկու փնջերի միմյանց նկատմամբ ունեցած հաջորդական հապաղումներից: Իմպուլսների ձևավորումը կատարվել է պարզ մեթոդով: Բազմապիկ իմպուլսներ ստանալու համար օգտագործվել են տարբեր հաստություններ ունեցող միկրոսկոպիկ ապակիներ: Կիսաթափանց հայելուց անդրադարձած ճառագայթման միմասը անցկացվում է ապակու միջով, իսկ մյուս մասը անցնում է օդով, արդյունքում փնջի ապակիով անցած մասը ստանում է ժամանակային հապաղում փնջի օդով անցած մասի նկատմամբ և արդյունքում ստացվում է երկգագաթ իմպուլս: 140մկմ հաստությամբ ապակի օգտագործելու դեպքում փնջի այդ երկու մասերի միջև ժամանակային հապաղումը կազմում է 250Ֆվ: Այդ երկպիկ իմպուլսի պիկերի հեռավորությունը փոփոխվում է ապակու հաստությունը փոխելով, իսկ իմպուլսում պիկերի հարաբերակցությունը փոփոխվում է փնջի տարածմանը ուղղահայած

ուղղությամբ ապակին տեղաշարժելու միջոցով: Եռագագաթ իմպուլսները ստանալու համար միաժամանակ օգտագործել ենք երկու այդպիսի միկրոսկոպիկ ապակիներ: Այս դեպքում փնջի մի մասը անցնում է միայն օդով, մյուս մասը մի ապակիով՝ այսինքն ստանում է 250Ֆվ հապաղում առաջին մասի նկատմամբ, իսկ փնջի երրորդ մասը անցնելով երկու ապակիների միջով ստանում է 500Ֆվ հապաղում փնջի առաջին մասի նկատմամբ, արդյունքում ստացվում է 3 հավասարահեռ պիկերով իմպուլս: Եռագագաթ իմպուլսում ևս պիկերի հեռավորությունը և հարաբերակցությունը կարելի է փոփոխել ապակիների հաստությունը փոխելով, և դրանք փնջի տարածմանը ուղղահայաց տեղաշարժելով: Բազմապիկ իմպուլսներ ձևավորելուց հետո գրանցվել են այդ իմպուլսների ավտոկորրեկցիոն տեսքերը և սպեկտրերը:

3.4 Փորձարարական արդյունքները

Այս մեթոդում չափվում է սկզբնական անհայտ իմպուլսի սպեկտրալ չիրափի և դիսպերսիոն միջավայրում այդ իմպուլսի ստացած գծային չիրափերի գումար չիրափը: Մեր մեթոդը թույլ է տալիս նաև գրանցել չիրափի այդ գծային բաղադրիչը: Այդ նպատակով լազերային համակարգի սպեկտրալ սահմանափակ ճառագայթումն է բաժանվում երկու մասի, մի մասը օգտագործվում է նեցուկ իմպուլս, իսկ մյուս մասը անցկացվում է ԴՀԳ-ով սպեկտրոն ձևավորելու նպատակով: Արդյունքում գրանցում ենք այս երկու փնջերի տված ԳՀԳ-ի ազդանշանը, որն էլ հենց հանդիսանում է ԴՀԳ-ի տված գծային չիրափը (պարաբոլական փուլ): Այս ստուգաչափումը (calibration) հնարավորություն է տալիս չափված գումարային ժամանակային չիրափից հանել դիսպերսիոն միջավայրով պայմանավորված այդ գծային բաղադրիչը և ստանալ սկզբնական անհայտ իմպուլսի ժամանակային չիրափը: Ստուգաչափումը կատարելու և ԴՀԳ-ով պայմանավորված խմբային արագությունների դիսպերսիայի արժեքը որոշելու համար մենք օգտագործել ենք ավտոկորրեկցատոր՝ չափելով նախնական լազերային իմպուլսի տևողությունը, որը կազմում էր $\Delta t_0 = 100$ Ֆվ և ցանցերի զույգից հետո ձևավորված սպեկտրոնի տևողությունը, որը կազմում էր $\Delta t = 3.18$ Ֆվ: ԴՀԳ-ի տված չիրափի գործակիցը հաշվել ենք օգտվելով $\zeta = [1 + (\Delta t / \Delta t_0)^2]^{1/2}$ բանաձևից [2]: Արդյունքում դիսպերսիոն միջավայրի երկարության համար ստացվում է $\zeta = 32$

արժեքը, իսկ ԽԱԴ-ի արժեքը որոշվում է $GDD = -\Delta t_0 (\Delta t^2 - \Delta t_0^2)^{1/2} / 4 \ln 2 = -115.000$ ֆվ², որը լավ համապատասխանության մեջ է գտնվում ԽԱԴ-ի այն արժեքի հետ, որը ստացվել է ցանցերի զույգի վրա ճառագայթման անկման անկյան և հեռավորության արժեքների կիրառմամբ: Փորձում օգտագործվել է ThorLabs GR1208 ցանցերի զույգից կազմված համակարգ հետևյալ պարամետրերի դեպքում. ցանցի վրա 1200մմ⁻¹ խազերի խտություն, 50մմ ցանցերի հեռավորություն, 30° անկման անկյուն: Մենք նաև հաշվի ենք առել նաև բարձր կարգի դիսպերսիայի ազդեցությունը՝ հաշվարկելով երրորդ և չորրորդ կարգի դիսպերսիաների արժեքները: Երրորդ կարգի դիսպերսիայի արժեքը կազմում է 185.000 ֆվ³, իսկ չորրորդ կարգի դիսպերսիայինը՝ -460.000ֆվ⁴, որոնք ունեն չնչին ազդեցություն շնորհիվ համեմատաբար նեղ սպեկտրալ լայնության (10նմ): ԴՀԳ-ում սպեկտրալ սահմանափակ լազերային գառայան իմպուլսի ստացած գծային չիրպը ցուցադրված է նկար 3.2-ում:

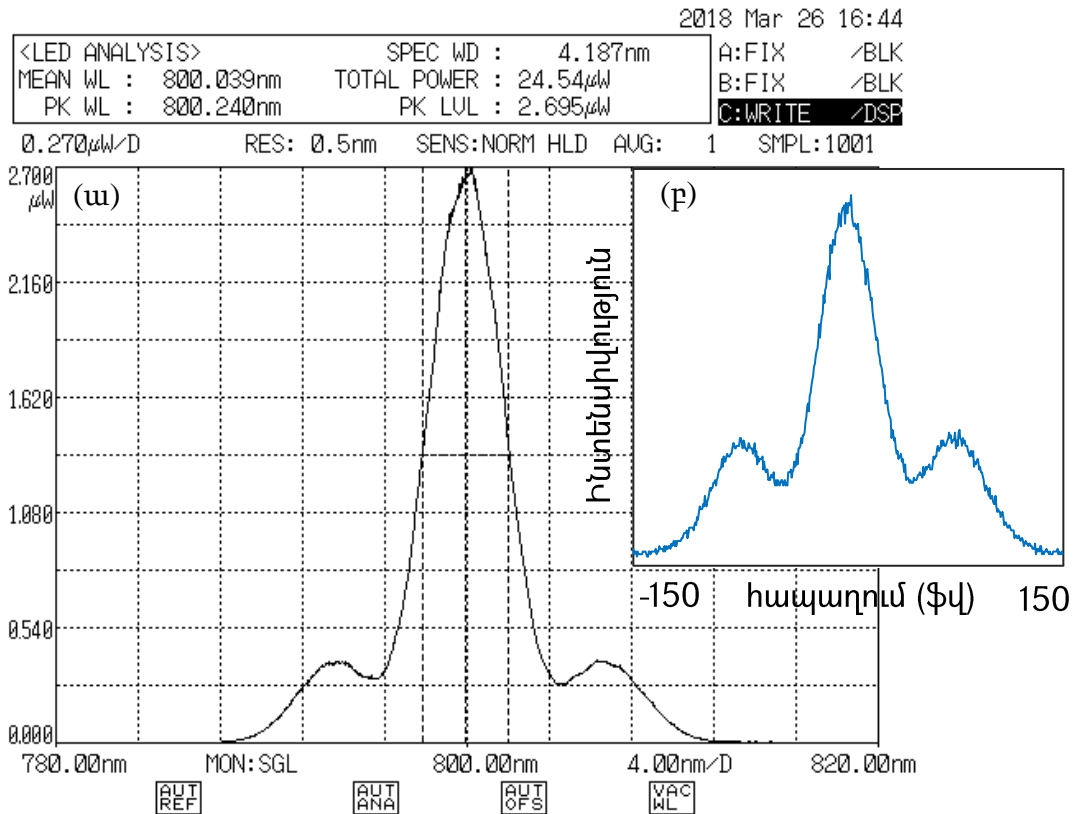


Նկար 3.2 Սպեկտրալ սահմանափակ գառայան իմպուլսին դիսպերսիոն միջավայրի տված գծային չիրպը ($\zeta = 32$) չափված փորձով (սև օղակներ) և թվային մոդելավորմամբ (կարմիր գիծ)

Նկարում սև օղակներով պատկերված են փորձում չափված կետերը, իսկ կարմիր հոծ գծով պատկերված է նույն չիրպը հաշված թվային մոդելավորմամբ: Նկարում հորիզոնական առանցքները համապատասխանում են ճառագայթման երկու նեցուկ և թեստային մասերի միմյանց նկատմամբ ունեցած հաջորդական հապաղումների արժեքներին: Ներքևի առանցքին համապատասխանում է փորձում տրված հապաղմանը 10մկմ քայլով, իսկ վերևի առանցքին համապատասխանում է թվային մոդելավորման մեջ կիրառված հապաղմանը՝ 100 քայլով: Ուղղահայաց առանցքները համապատասխանում են ԳՀԳ-ի սպեկտրի կենտրոնական ալիքի երկարության արժեքներին՝ ձախ առանցքը համապատասխանում է փորձարարական արժեքներին, իսկ աջ առանցքը՝ թվային արժեքներին: Թվային մոդելավորումը կատարվել է փորձի համանմանությամբ, այսինքն իմպուլսը բաժանվել է երկու մասի: Մի մասը օգտագործվել է որպես նեցուկ իմպուլս, իսկ մյուս մասը որպես թեստային իմպուլս: Վերջինս անցնելով ԴՀԳ –ով ձեռք է բերում գծային չիրպ: Այնուհետև τ քայլով նեցուկ իմպուլսով սքանավորվել է արդեն երկարացրած թեստային իմպուլսը: Այսինքն նկարում հորիզոնական առանցքի τ մեծությունը թվային մոդելավորման մեջ հապաղման քայլն է՝ նորմավորված սկզբնական իմպուլսի տևողության (100 ֆվ) վրա: Ինչպես երևում է նկարից փորձարարական և թվային արդյունքները գտնվում են լավ համապատասխանության մեջ, ինչից հետևում է, որ մեր մեթոդը հնարավորություն է տալիս փորձնական եղանակով մեծ ճշտությամբ չափելու նաև դիսպերսիոն միջավայրի տված չիրպը:

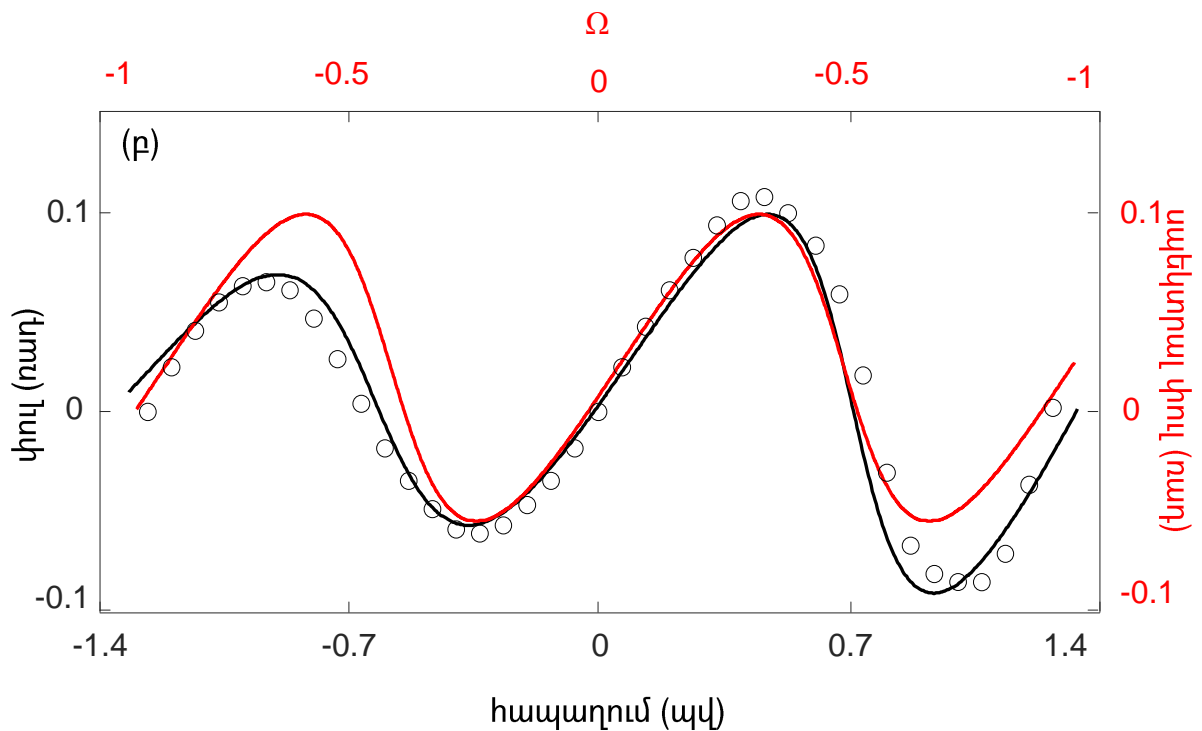
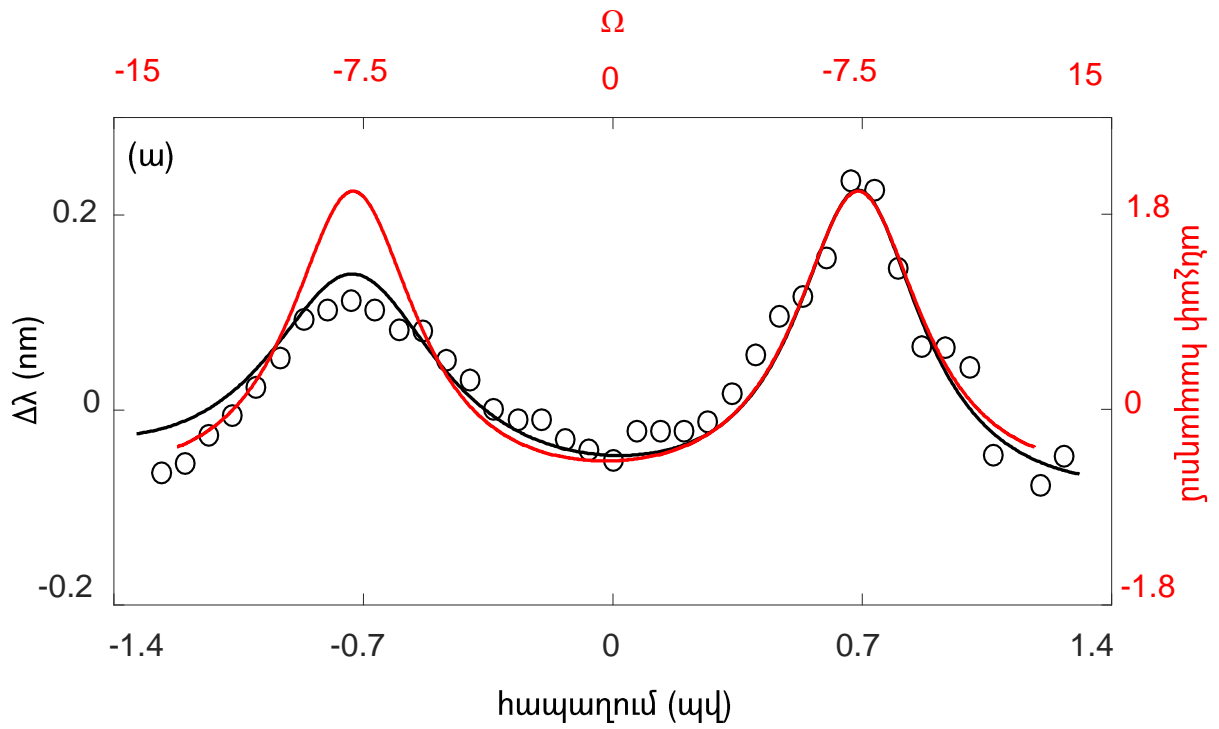
Այնուհետև փորձարարական աշխատանքները կատարվել են գրանցելու համար ավելի բարդ տեսք ունեցող իմպուլսի սպեկտրալ փուլը: Այդ նպատակով լազերային իմպուլսից ձևավորվել են երկգագաթ և եռգագաթ իմպուլսներ՝ պիկերի տարբեր հարաբերակցությամբ և գրանցվել են չիրպերը դիսպերսիոն երկարության տարբեր արժեքների դեպքում: Նկար 3.3-ի ա-ում ներկայացված են իմպուլսների 1:7 հարաբերակցության և միմյանց նկատմամբ 250ֆվ հապաղման դեպքում ստացված երկպիկ իմպուլսի 4.18նմ սպեկտրալ լայնությամբ և 800նմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ սպեկտրը: Այն գրանցվել է սպեկտրոմետրի տարբեր լուծողունակությունների դեպքում՝ որոնցից նկար 3.3-ի ա-ում ներկայացված է բարձր

0.5նմ լուծողունակությամբ չափված սպեկտրը: Նկար 3.3-ի բ-ում ցուցադրված է այդ երկպիկ իմպուլսի ավտոկորրեյացիան:



Նկար 3.3 իմպուլսների 1:7 հարաբերակցության և 250Ֆս հապաղման դեպքում երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրը (ա) և ավտոկորրեյացիան (բ)

Նկար 3.4-ում պատկերված են փորձով և թվային մոդելավորմամբ այս երկգագաթ իմպուլսից ստացված սպեկտրոնի ժամանակային չիրպը (ա) և դրա ինտեգրումից ստացված փուլը (բ)՝ ԴՀԳ-ի $\zeta = 16$ արժեքի դեպքում: Ա նկարում հորիզոնական առանցքները իրենցից ներկայացնում են փորձում (ներքևի առանցք) և թվային մոդելավորման (վերևի առանցք) մեջ իմպուլսների միջև եղած հապաղման արժեքները, իսկ ուղղահայաց առանցքները ցույց են տալիս երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ փուլի ամպլիտուդը, որը ստացվում է գրանցված գումարային չիրպից դիսպերսիոն միջավայրով տրվող գծային չիրպը հանելով: Ա նկարում սև օղակները համապատասխանում են փորձում կատարված չափումներին, որոնք ներկայացնում են սպեկտրոնի ժամանակային չիրպը, սև կորը համապատասխանում է թվային մոդելավորմամբ ստացված չիրպին, իսկ կարմիր կորը համապատասխանում է սկզբնական երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ փուլին, որը ստացվել է թվային

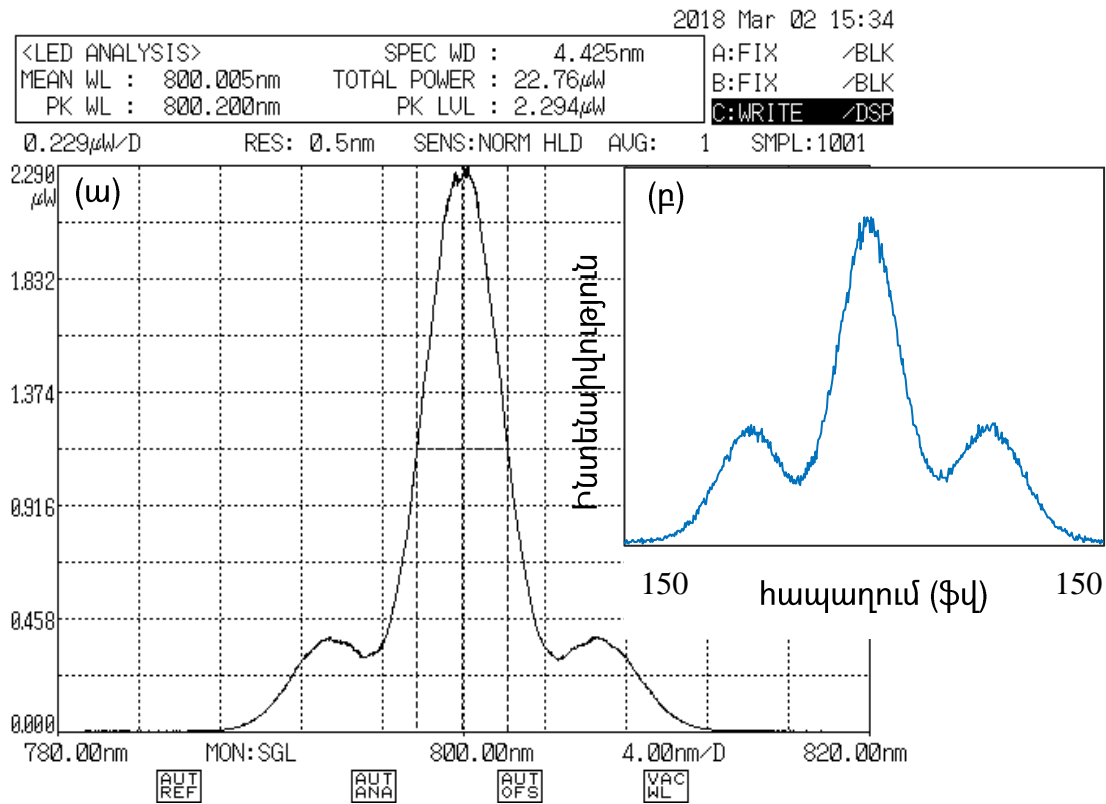


Նկար 3.4 Իմպուլսների 1:7 հարաբերակցության և 250Ֆվ հապաղման դեպքում
 (ա) փորձով (սև ռեզիստորներ) և մոդելավորմամբ (սև կոր) ստացված սպեկտրոնի ժամանակային
 չիրաբերը $\zeta = 16$ արժեքի դեպքում և երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ չիրա (կարմիր կոր)
 (բ) փորձով (սև ռեզիստորներ) և մոդելավորմամբ (սև կոր) ստացված սպեկտրոնի ժամանակային
 փուլերը $\zeta = 16$ արժեքի դեպքում և երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ փուլը (կարմիր կոր)

հաշվարկներով և ներկայացված է համեմատելու համար գրանցված չիրպերի հետ: Բնկարում ներկայացված փուլերը ստացվել են գրանցված ժամանակային չիրպերը (դիսկրետ կետերով) ինտեգրելով: Այստեղ սև օղակները ստացվել են փորձում գրանցված չիրպը ինտեգրելով, սև կորը ստացվել է թվային մոդելավորմամբ ստացված չիրպը ինտեգրելով, իսկ կարմիր կորը իրենից ներկայացնում է սկզբնական երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ փուլը: Սկզբում մենք գրանցել ենք երկու՝ նեցուկ և թեստային, իմպուլսների ԳՀԳ-ի ազդանշանի սպեկտրի կենտրոնական ալիքի երկարությունը և այդ գրանցումներին համապատասխանող կետերում իմպուլսների միմյանց նկատմամբ ունեցած հապաղման արժեքը: Հապաղման քայլը փորձում 10մկմ է, որը համապատասխանում է 67Ֆվ ժամանակային հապաղմանը, իսկ թվային մոդելավորման մեջ՝ 100: Ինչպես երևում է թե չիրպերի թե փուլերի նկարներում փորձարարական կետերը շատ լավ համապատասխանության մեջ են գտնվում թվային հաշվարկներով ստացված կորի հետ՝ որոնք կատարվել են փորձում կիրառված պարամետրերի միևնույն արժեքների դեպքում:

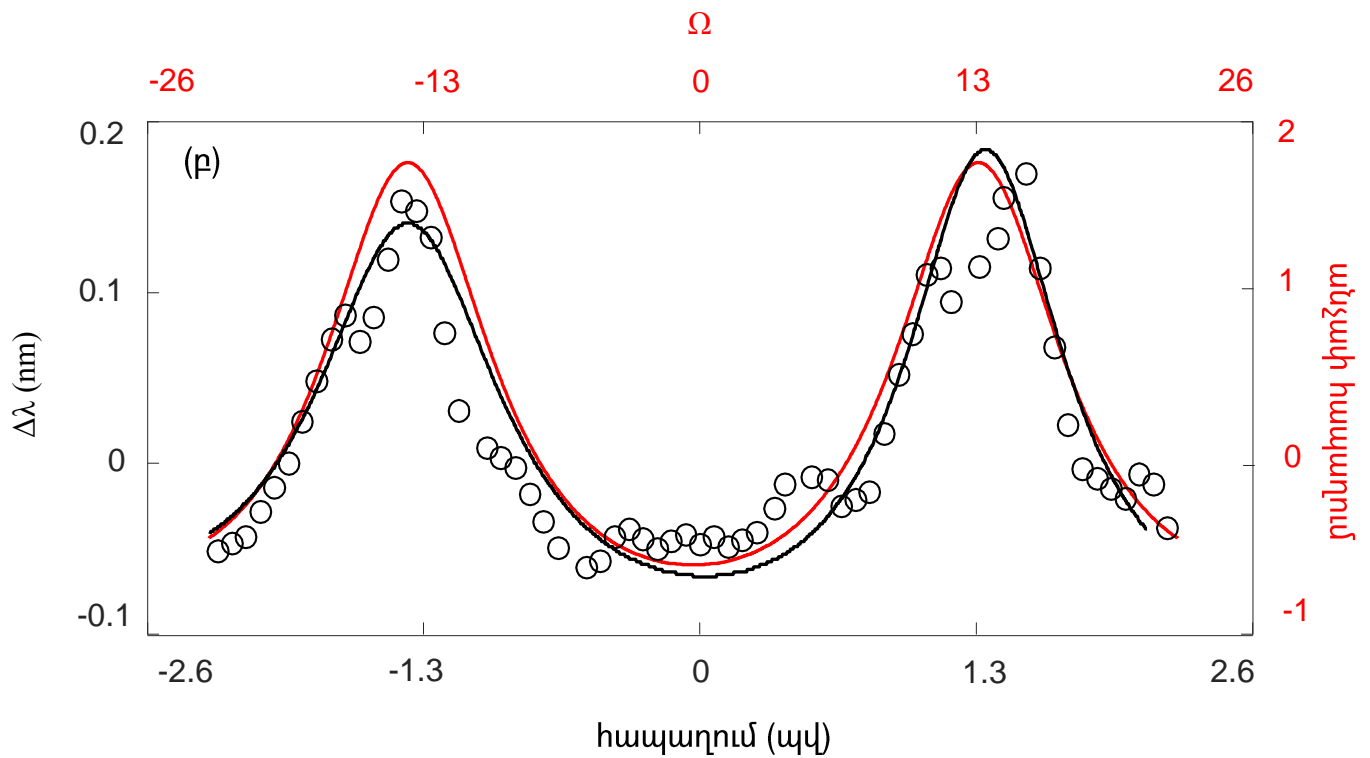
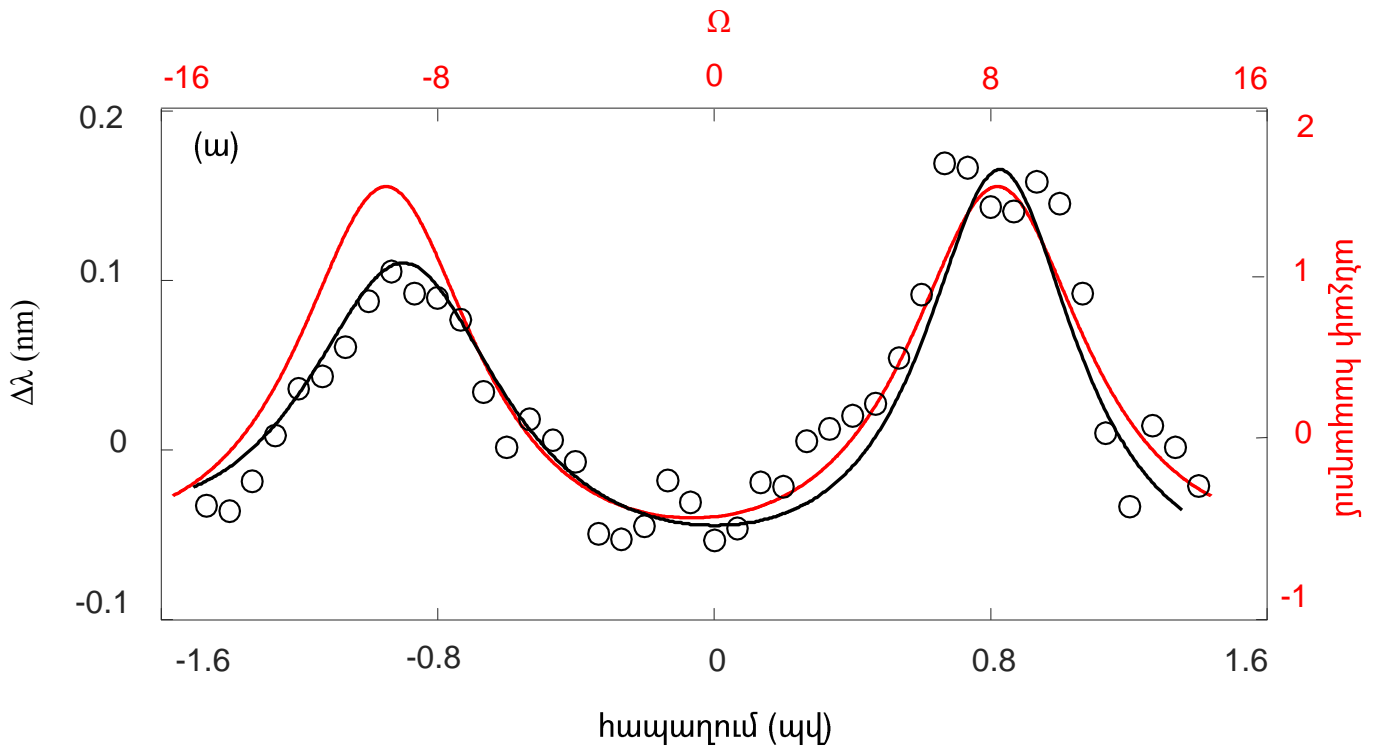
Քանակական առումով տարբերվող չիրպ (փուլ) ստանալու համար մենք ձևավորել ենք երկգագաթ իմպուլս նաև պիկերի 1:10 հարաբերակցության ու հապաղման 250Ֆվ արժեքների դեպքում: Նկար 3.5-ի ա նկարում ներկայացված է այդպիսի երկգագաթ իմպուլսի 4.4նմ սպեկտրալ լայնությամբ և 800նմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ սպեկտրը կրկին չափված սպեկտրոմետրի 0.5նմ լուծողունակությամբ: Նկար 3.5-ի բ-ում պատկերված է այդ իմպուլսի ավտոկորրելյացիան: Նկարից երևում է, որ իմպուլսների հարաբերակցության փոփոխությունը սպեկտրում բերում է աջ և ձախ մասերում գտնվող մոդուլյացիաների փոփոխությանը: Այս երկգագաթ իմպուլսի դեպքում սպեկտրոնային մեթոդով չիրպի չափումը կատարվել է ԴՀԳ-ի տարբեր երկարությունների դեպքում՝ ցույց տալու համար որ չիրպերի կրկնողությունը կախված է ԴՀԳ- արժեքից: Նկար 3.6-ի ա-ում ներկայացվում է սպեկտրոնի ժամանակային չիրպը, որը ձևավորվել է ԴՀԳ-ի $\zeta = 20$ արժեքի դեպքում, իսկ բ-ում ցուցադրված է չիրպը՝ ԴՀԳ-ի $\zeta = 32$ արժեքի դեպքում: Նկարներում սև օղակները համապատասխանում են փորձում գրանցված կետերին, սև կորերը

համապատասխանում են թվային մոդելավորմամբ ստացված արդյունքներին, իսկ կարմիր կորերը՝ սկզբնական երկպիկ իմպուլսի սպեկտրալ չիրպին:

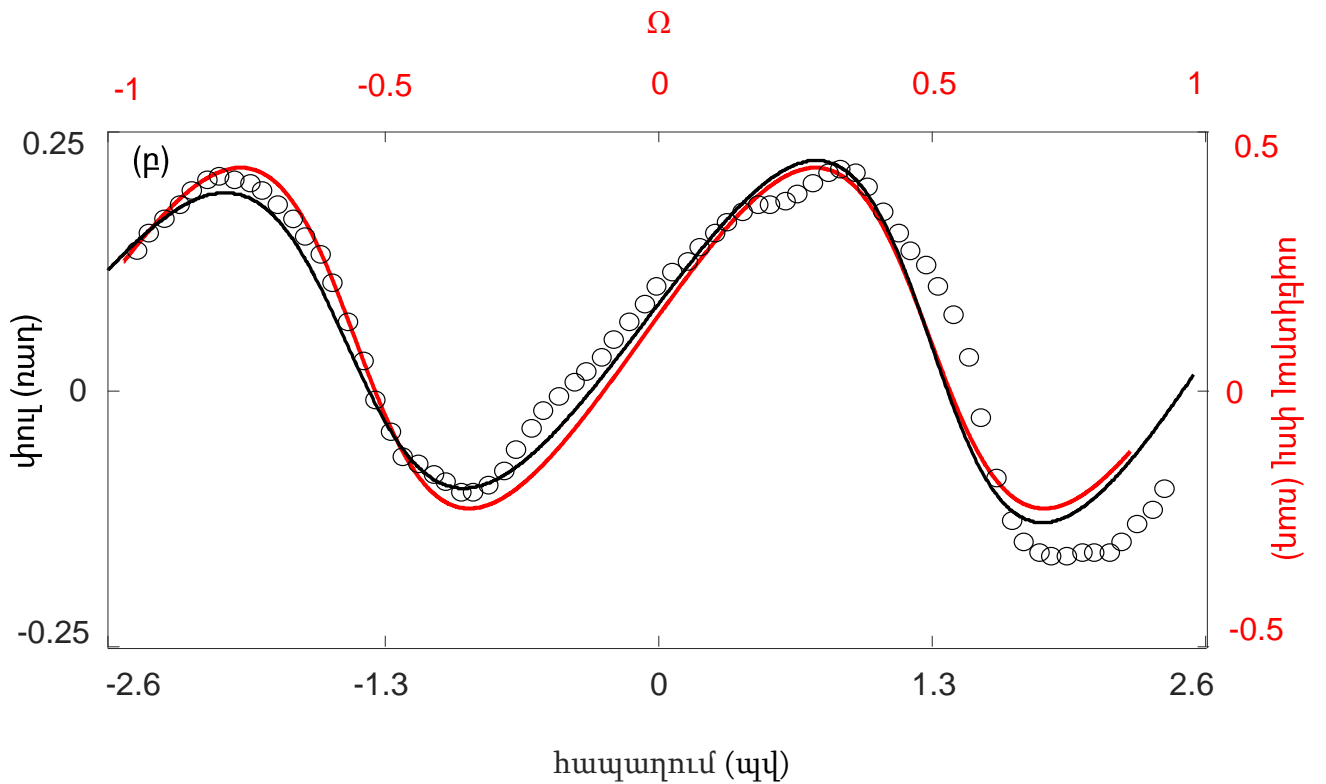
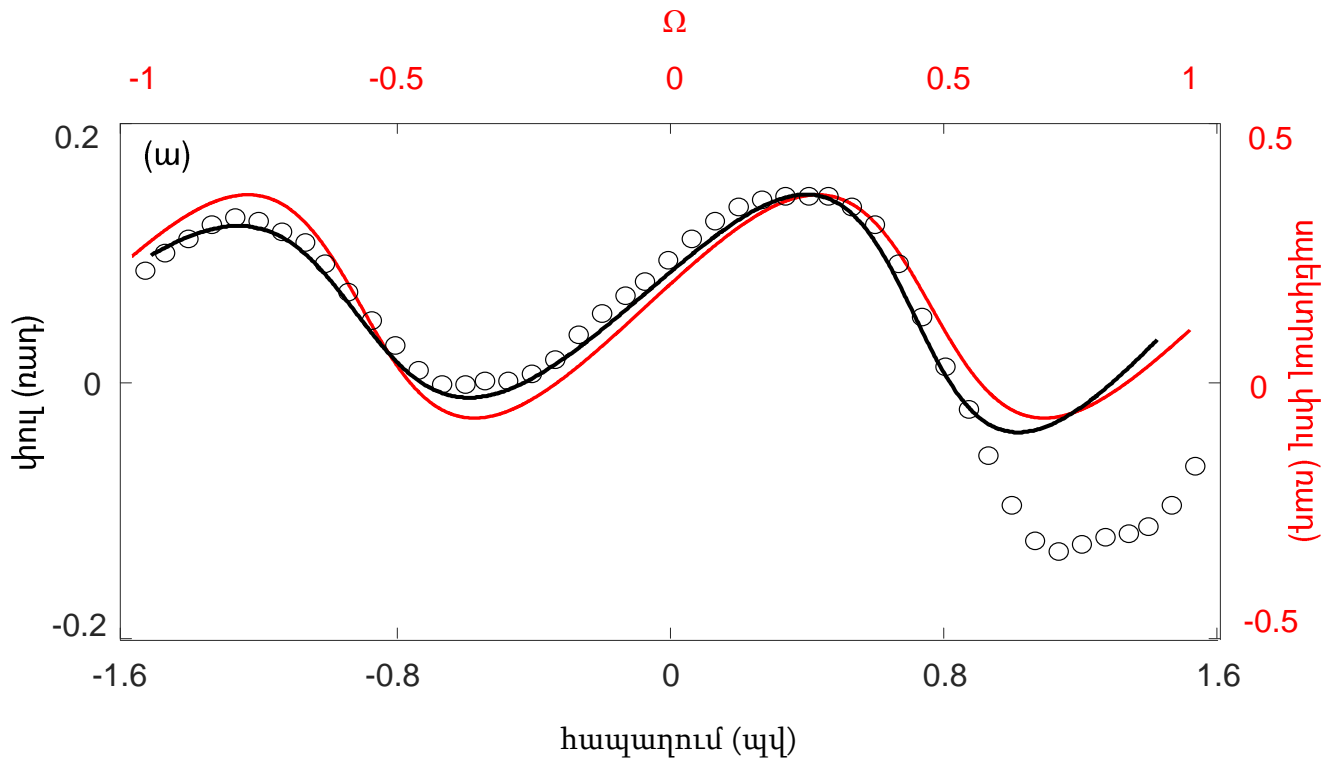


Նկար 3.5 իմպուլսների 1:10 հարաբերակցության և 250Ֆվ հապաղման դեպքում երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրը (ա) և ավտոկորրեկցիան (բ)

Այնուհետև սպեկտրոնի ժամանակային փուլը ստանալու և իմպուլսի սպեկտրալ փուլի հետ համեմատելու համար կրկին ինտեգրել ենք ստացված չիրպերը: Նկար 3.7-ի ա-ում և բ-ում պատկերված են ԴՀԳ-ի համապատասխանաբար $\zeta = 20$ և $\zeta = 32$ արժեքների դեպքում սպեկտրոնի ժամանակային փուլերը: Այստեղ սև օղակները ստացվել են փորձով գրանցված չիրպը (դիսկրետ արժեքերով) ինտեգրելով, սև կորը ստացվել է թվային մոդելավորմամբ ստացված չիրպը ինտեգրելով, իսկ կարմիր կորը համապատասխանում է նախնական իմպուլսի սպեկտրալ փուլին: Նկար 3.5-ում, 3. 6-ում, և 3. 7-ում չիրպերի ու փուլերի համեմատություններից պարզ երևում է, որ կա փորձարարական և թվային արդյունքների բավականին մեծ որակական համապատասխանություն, ինչպես նաև որակական առումով լավ համապատասխանություն սկզբնական իմպուլսի սպեկտրալ փուլի հետ: Իսկ

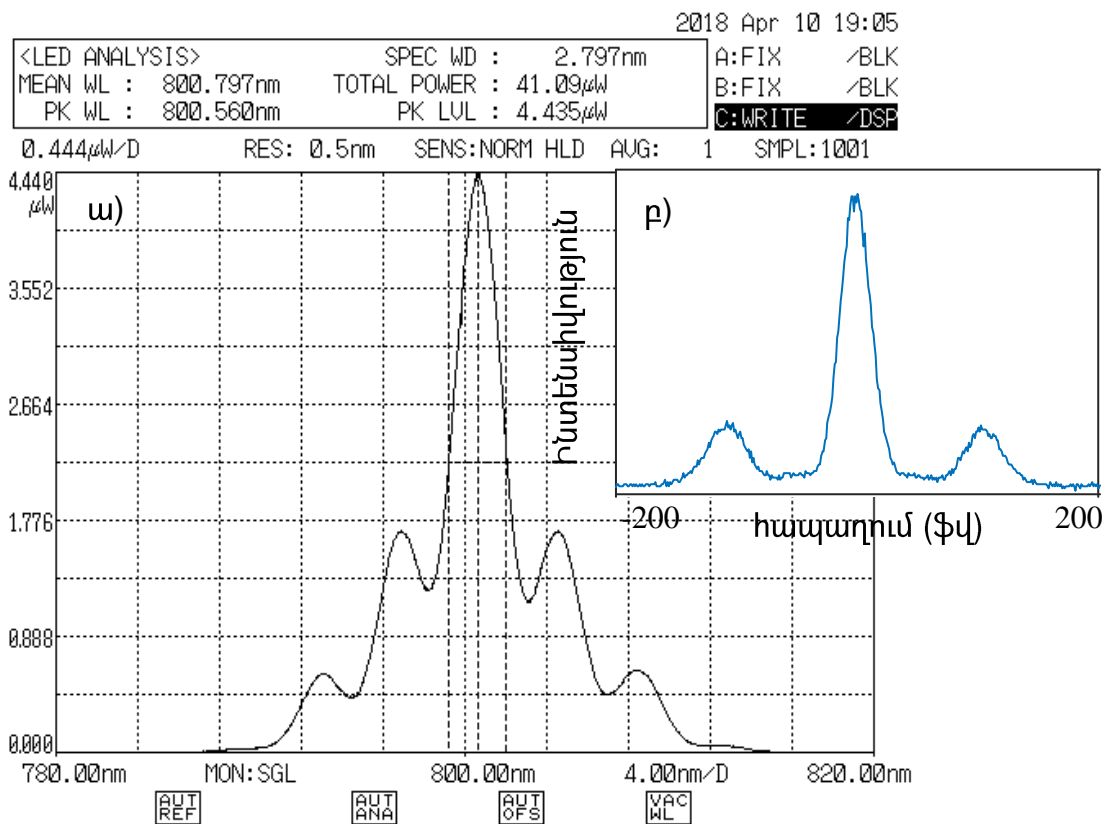


Նկար 3.6 Իմպուլսների 1:10 հարաբերակցության և 250Ֆվ հապաղման դեպքում փորձով (սև ռեզոնանս) և մոդելավորմամբ (սև կոր) ստացված սպեկտրոնի ժամանակային չիրաբերը ու երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ չիրաբերը (կարմիր կոր) ԴՀԳ-ի երկարության (ա) $\zeta = 20$ և (բ) $\zeta = 32$ արժեքների դեպքում

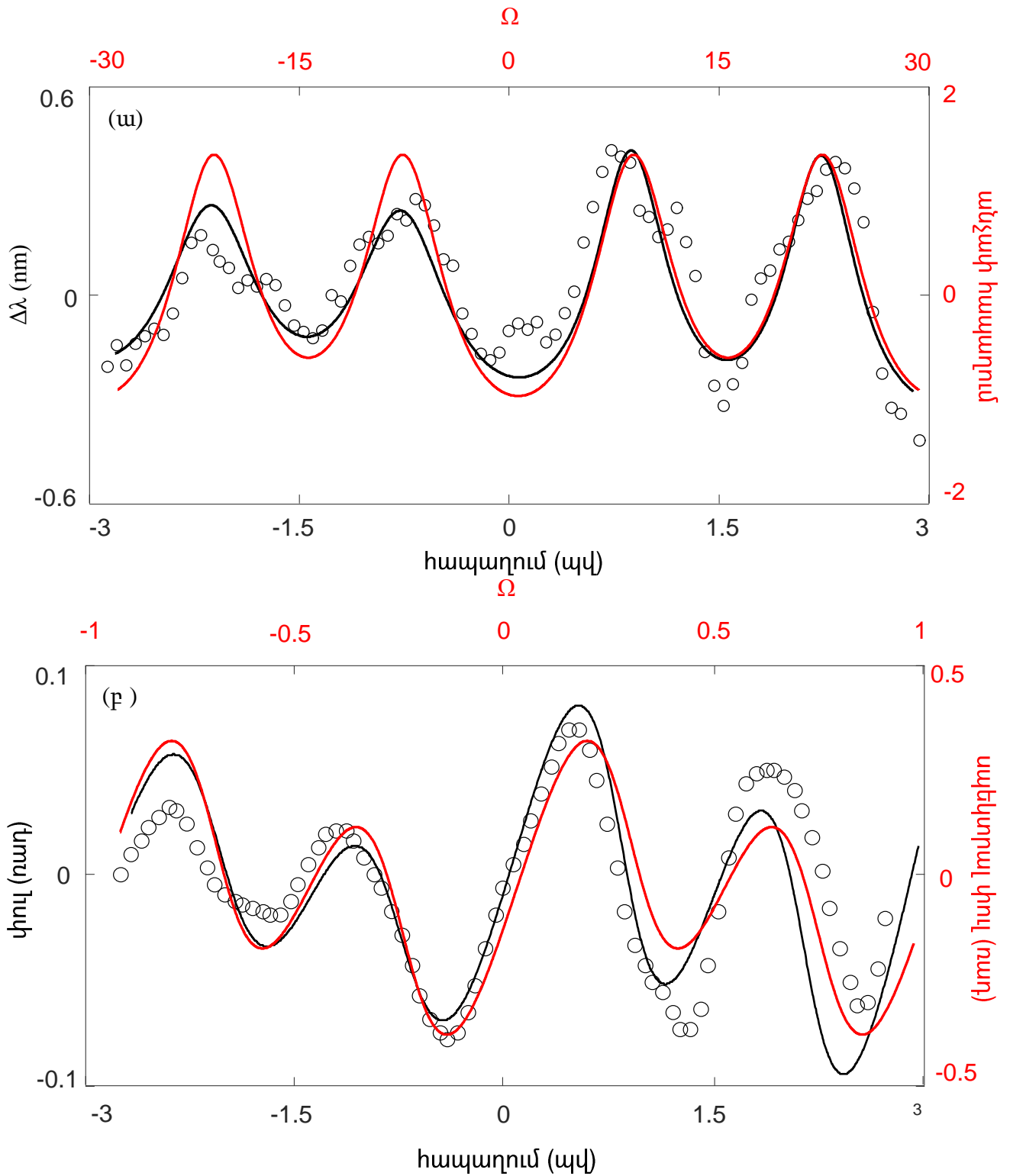


Նկար 3.7 Իմպուլսների 1:10 հարաբերակցության և 250ֆվ հապաղման դեպքում փորձով (սև ռեալներ) և մոդելավորմամբ (սև կոր) ստացված սպեկտրոնի ժամանակային փոփոխումը ու երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ փոփոխումը (կարմիր կոր) ԴՀԳ-ի երկարության (ա) $\zeta = 20$ և (բ) $\zeta = 32$ արժեքների դեպքում

սպեկտրալ փուլից շեղումը պայմանավորված է ԴՀԳ-ի փոքր արժեքով, որի մեծացմանը զուգընթաց սպեկտրոնի ժամանակային չիրպի (փուլի) և երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ չիրպի (փուլի) կրկնողությունը ավելի է մեծանում: Չիրպերի (փուլերի) իդեալական կրկնության դեպքում անհրաժեշտ է ԴՀԳ-ի ավելի մեծ արժեքներ, ինչը թվային մոդելավորմամբ ցուցադրվել է հաջորդ պարագրաֆում: Փորձում բացի տարբեր հարաբերակցությամբ երկգագաթ իմպուլս ձևավորելուց և չիրպը գրանցելուց ԴՀԳ-ի տարբեր երկարությունների դեպքում, մենք ձևավորել ենք նաև ավելի բարդ տեսք ունեցող եռագագաթ իմպուլս: Եռագագաթ իմպուլսը ձևավորվել է պիկերի 1:50:22 հարաբերակցության և իմպուլսների միջև 250Ֆվ և 500Ֆվ հապաղումների դեպքում: Եռագագաթ իմպուլսի սպեկտրը գրանցվել է սպեկտրոմետրի 0.5նմ լուծողունակության դեպքում և ունի 2.8նմ սպեկտրալ լայնություն, 800.8նմ կենտրոնական ալիքի երկարություն: Սպեկտրը ներկայացված է նկար 3.8-ի ա-ում, իսկ բ-ում պատկերված է այդ իմպուլսի ավտոկորրեկցիան:



Նկար 3.8 իմպուլսների 1:50:22 հարաբերակցության, 250Ֆվ և 500Ֆվ հապաղումների դեպքում եռապիկ իմպուլսի սպեկտրը (ա) և ավտոկորրեկցիան (բ)



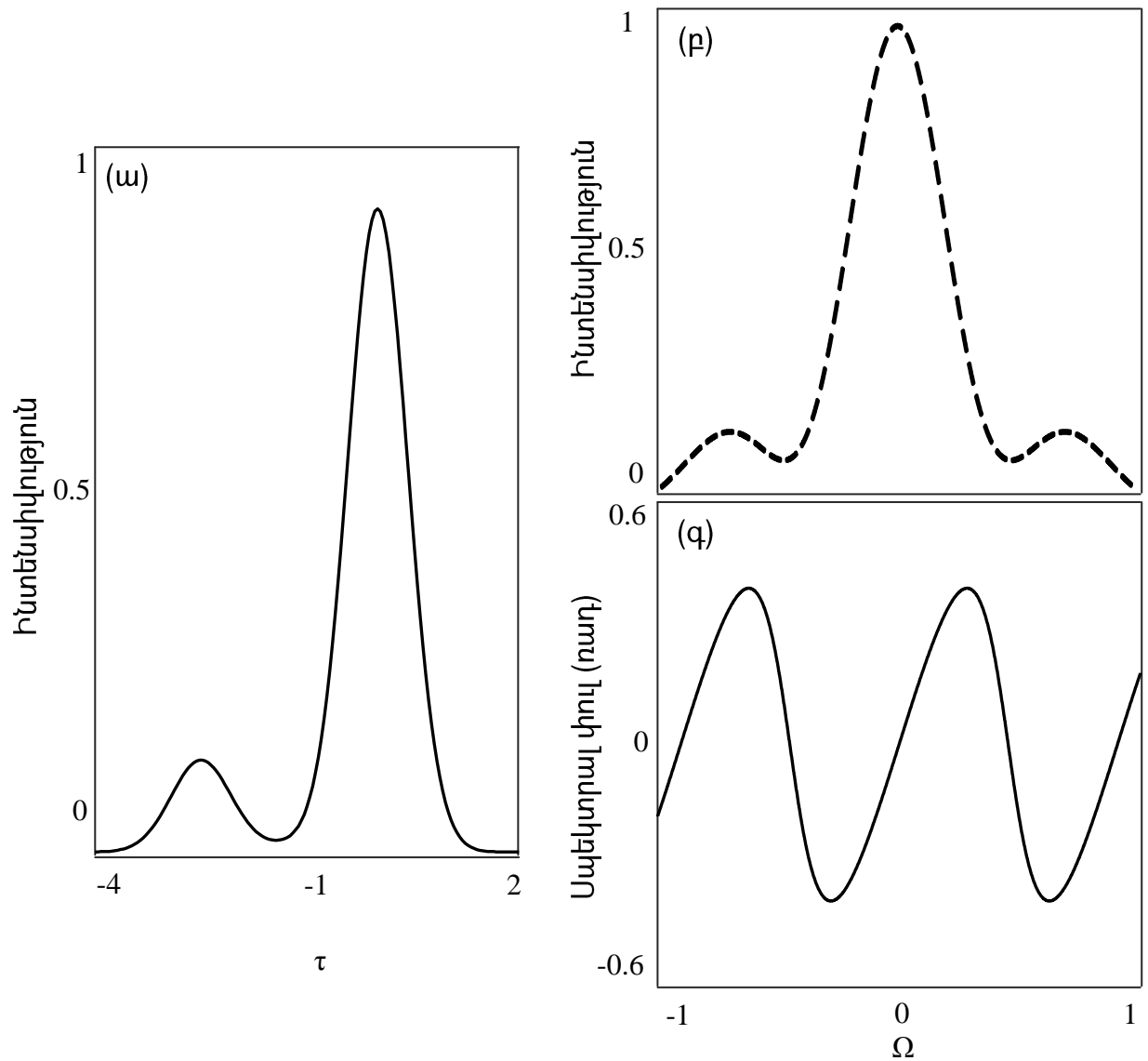
Նկար 3.9 Իմպուլսների 1:50:22 հարաբերակցության և 250Ֆվ հապաղման դեպքում (ա) փորձով (սև ռեալներ) և մոդելավորմամբ (սև կոր) ստացված սպեկտրոնի ժամանակային չիրպերը $\zeta = 32$ արժեքի դեպքում և եռագագաթ իմպուլսի սպեկտրալ չիրա (կարմիր կոր) (բ) փորձով (սև ռեալներ) և մոդելավորմամբ (սև կոր) ստացված սպեկտրոնի ժամանակային փուլերը $\zeta = 32$ արժեքի դեպքում և եռագագաթ իմպուլսի սպեկտրալ փուլը (կարմիր կոր)

Նկար 3.9-ի ա-ում և բ-ում համապատասխանաբար պատկերված են եռագագաթ իմպուլսից ձևավորված սպեկտրոնի ժամանակային չիրպը և փուլը ԴՀԳ-ի $\zeta = 32$ արժեքի դեպքում: Նկարներում սև օղակները համապատասխանում են փորձում 10մկմ քայլով գրանցված կետերին (ա), և դրանց ինտեգրալներին (բ), սև կորերը համապատասխանում է փորձարարական եղանակով (ա) և միևնույն պարամետրերի դեպքում թվային մոդելավորմամբ (բ) ստացված չիրպին (ա) և փուլին (բ), իսկ կարմիր կորով պատկերված է սկզբնական եռապիկ իմպուլսի սպեկտրալ չիրպը (ա) և փուլը (բ): Այս դեպքում ևս, ինչպես երևում է նկարներից, կա թվային և փորձարարական արդյունքների լավ համապատասխանություն: Ներկայացված բոլոր դեպքերում չափված ժամանակային չիրպերում, ինչպես նաև դրանցից ստացված փուլերում առկա սխալանքները ընդհանուր առմամբ պայմանավորված են ԳՀԳ-ի ազդանշանի փոքր էներգիա ունենալու փաստով: ԴՀԳ-ի ավելի մեծ արժեքների դեպքում սխալի չափը նույնպես մեծանում էր, քանի որ իմպուլսի պիկային էներգիան գնալով նվազում էր: Բացի այդ, այս դեպքում ևս գրանցված չիրպերում կրկին տեսնում ենք պիկերի անհավասարությունը, որը պայմանավորված է միայն ԴՀԳ-ի փոքր արժեքով:

3.5 Թվային հետազոտության արդյունքները. վերլուծական քննարկում:

Պայմանավորված լազերային ճառագայթման հզորության սահմանափակ արժեքով, փորձարարական հետազոտություններով հնարավոր չէր հասնել ԴՀԳ-ի այնպիսի արժեքների, որոնց դեպքում սպեկտրոնային իմպուլսի ժամանակային չիրպը ամբողջությամբ կկրկներ նախնական բազմապիկ իմպուլսների սպեկտրալ չիրպերին, քանի որ այդ դեպքում ԳՀԳ-ի ազդանշանի պիկային հզորությունը այնքան էր նվազում, որ սպեկտրոմետրային գրանցումներում սխալի չափը հնարավոր չէր անտեսել, և այն դառնում էր չիրպերի ամպլիտուդների կարգի մեծություն: Այդ նպատակով թվային մոդելավորման կիրառմամբ ցուցադրվել է այդ չիրպերի լրիվ նմանությունը ԴՀԳ-ի ավելի մեծ երկարությունների դեպքում: Մոդելավորումը կատարվել է սկզբնական երկգագաթ և եռագագաթ իմպուլսների համար պիկերի այն նույն հարաբերակցությամբ՝ ինչը կիրառվել է փորձում: Նկար 3.10-ի ա-ում ներկայացված է պիկերի 1:7 հարաբերակցությամբ ստացված երկգագաթ իմպուլսի ժամանակային տեսքը, բ-ում

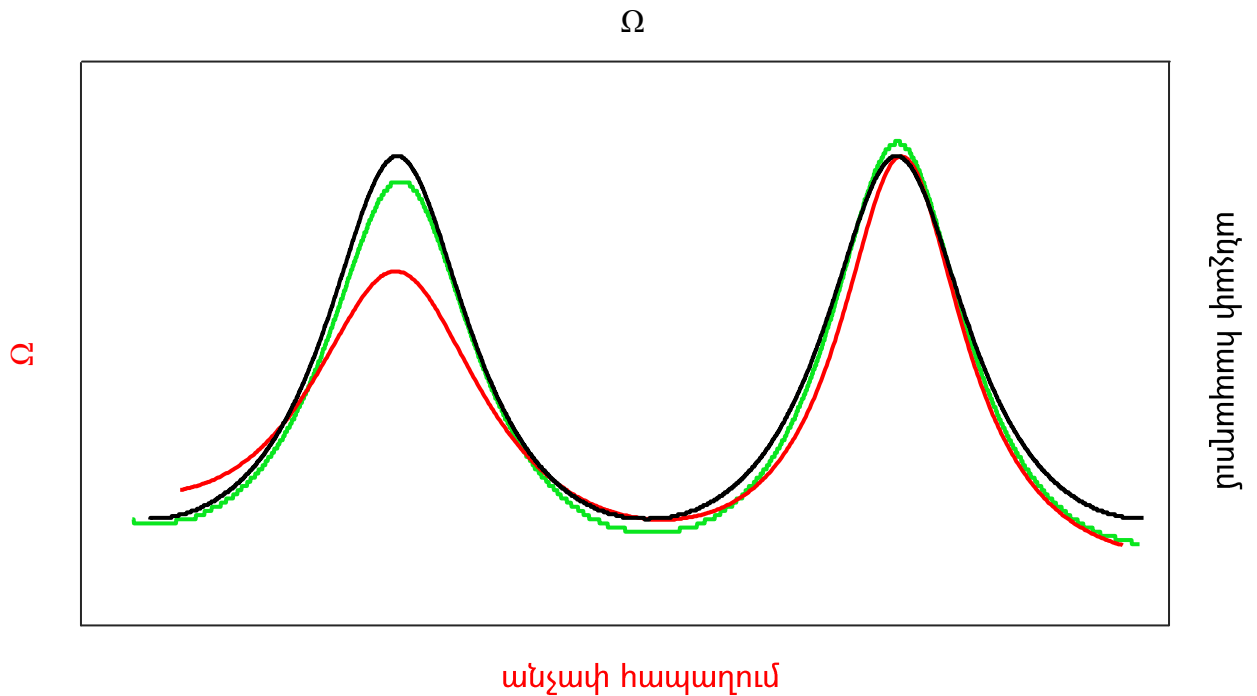
ներկայացված է այդ իմպուլսի սպեկտրալ տեսքը, իսկ գ-ում՝ այդ իմպուլսի սպեկտրալ փուլը նույն հաճախային տիրույթում ինչ սպեկտրը:



Նկար 3.10 1:7 հարաբերակցությամբ ձևավորված (ա) երկգագաթ իմպուլսը՝ նորմավորված իր պիկային արժեքին, (բ) սպեկտրը նորմավորված իր առավելագույն արժեքին և (գ) սպեկտրալ փուլը

Նկար 3.11-ում պատկերված է այդ երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ չիրպը և սպեկտրոնի ժամանակային չիրպերը ԴՀԳ-ի տարբեր արժեքների դեպքում: Նկարում սև կորին համապատասխանում է սպեկտրալ չիրպը, կարմիր կորին համապատասխանում է ԴՀԳ-ի երկարության $\zeta = 16$ արժեքի դեպքում ձևավորված սպեկտրոնի

Ժամանակային չիրալը, իսկ կանաչ կորին՝ ԴՀԳ-ի երկարության $\zeta = 60$ արժեքի դեպքում ձևավորված սպեկտրոնի ժամանակային չիրալը:



Նկար 3.11 1:7 հարաբերակցությամբ ձևավորված երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ չիրալը (սև կոր), այդ իմպուլսից ձևավորված սպեկտրոնի ժամանակային չիրալը ԴՀԳ-ի երկարության $\zeta = 16$ (կարմիր կոր) և $\zeta = 60$ արժեքների (կանաչ կոր) դեպքում

Ինչպես երևում է չիրալերի համեմատությունից, չիրալում պիկերը անհավասար են ԴՀԳ-ի փոքր արժեքների դեպքում, սակայն այդ արժեքների մեծացմանը զուգընթաց գագաթները գրեթե հավասարվում են, և $\zeta = 60$ արժեքի դեպքում ակնհայտորեն հավասարվում են՝ համընկնելով սկզբնական եռապիկ իմպուլսի սպեկտրալ չիրալի հետ:

Երկգագաթ իմպուլսի սպեկտրալ չիրալը ստացվել է ոչ միայն թվային մոդելավորմամբ, այլ նաև անալիտիկորեն: Այս դեպքում իմպուլսի տեսքը նկարագրվում է հետևյալ բանաձևով՝

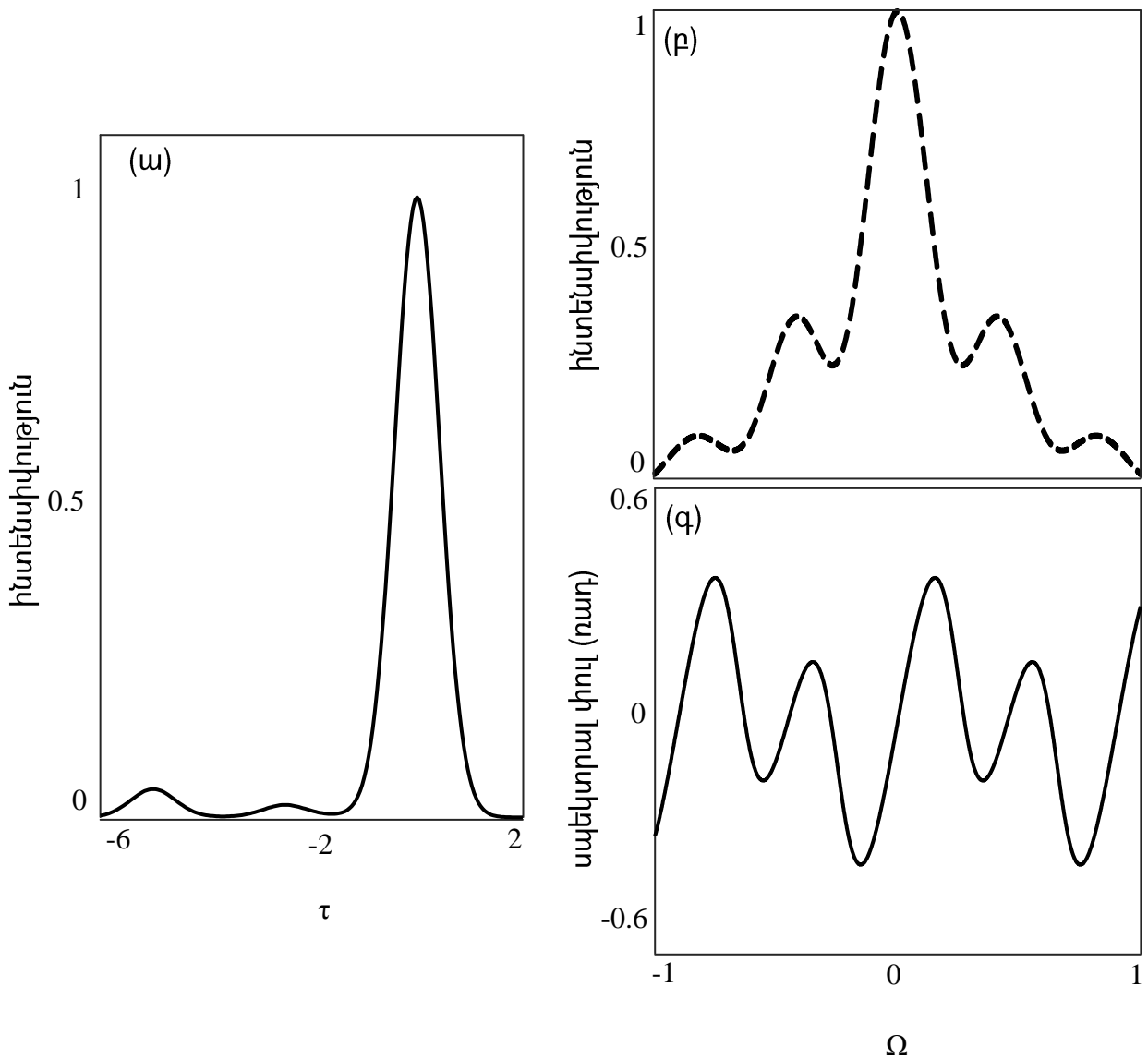
$$A(t) = C_1 A_0(t) + C_2 A_0(t + \Delta t) \quad (3.5.1)$$

Որտեղ $A_0(t)$ -ն ունի գաուսյան բաշխվածություն, C_1 -ը և C_2 -ը ամպլիտուդներն են, և նկարագրում են թե երկպիկ իմպուլսում որ բաղադրիչը ինչ հարաբերակցությամբ է մտնում, Δt -ն երկու իմպուլսների միջև հապաղումն է:

(3.5.1) բանաձևի Ֆուրյե ձևափոխությունից ստացվում է հետևյալ սպեկտրալ փուլը՝

$$\tilde{\phi}(\Omega) = \arctan[C_2 \sin(\Omega\Delta t) / (C_1 + C_2 \cos(\Omega\Delta t))] \quad (3.5.2)$$

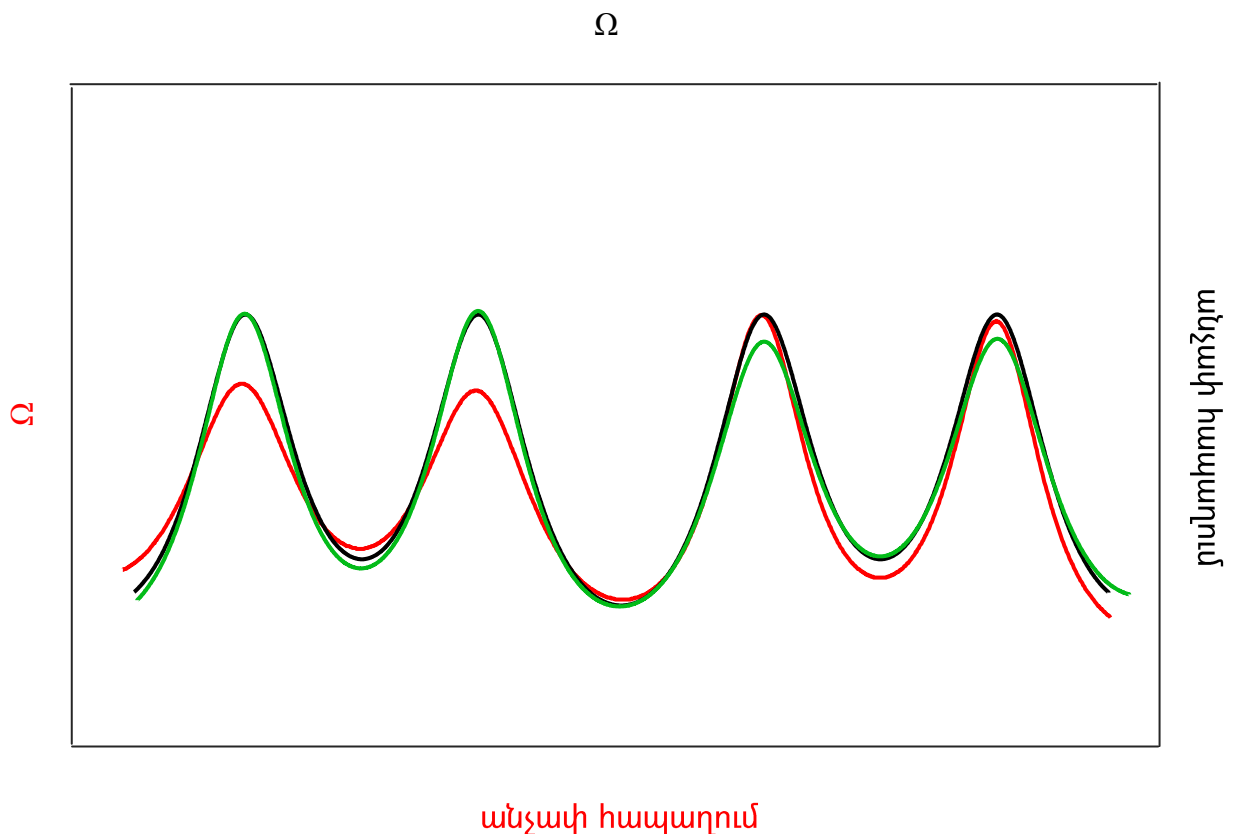
Այս դեպքում $A_0(t)$ -ն ունի գաուսյան բաշխվածություն: Նկար 3.4-ում և 3.6-ում ներկայացված նկարներում սպեկտրալ փուլերը ստացվել են գործակիցների հետևյալ արժեքների դեպքում՝ $C_1=1$, $C_2=\sqrt{7}$ և $C_1=1$, $C_2=\sqrt{10}$: Եվ ստացվել է շատ լավ համապատասխանություն անալիտիկորեն և թվային մոդելավորմամբ ստացված արդյունքների միջև:



Նկար 3.12 1:50:22 հարաբերակցությամբ ձևավորված (ա) եռագագաթ իմպուլսը՝ նորմավորված իր պիկային արժեքին, (բ) սպեկտրը նորմավորված իր առավելագույն արժեքին և (գ) սպեկտրալ փուլը

Նմանատիպ հետազոտություններ կատարվել են նաև եռագագաթ իմպուլսի դեպքում: Թվային մոդելավորմամբ ձևավորվել է 1:50:22 հարաբերակցությամբ եռագագաթ իմպուլս: Նկար 3.12-ի ա-ում պատկերված է այդ իմպուլսը, բ-ում և գ-ում պատկերված են սպեկտրը և սպեկտրալ փուլը հաճախային միևնույն տիրույթում: Այնուհետև այդ եռագագաթ իմպուլսից ԴՀԳ-ի $\zeta = 32$ և $\zeta = 90$ երկարությունների դեպքում ձևավորվել է սպեկտրոն:

Ստանալով ժամանակային չիրաբերը ԴՀԳ-ի այդ արժեքների դեպքում, համեմատվել են սկզբնական եռապիկ իմպուլսի սպեկտրալ չիրաբի հետ: Չիրաբերի համեմատությունները պատկերված են նկար 3.13-ում: Նկարում սև կորին համապատասխանում է սպեկտրալ չիրաբը, կարմիր կորին համապատասխանում է ԴՀԳ-ի երկարության $\zeta = 32$ արժեքի դեպքում ձևավորված սպեկտրոնի ժամանակային չիրաբը, իսկ կանաչ կորին՝ ԴՀԳ-ի երկարության $\zeta = 90$ արժեքի դեպքում ձևավորված սպեկտրոնի ժամանակային չիրաբը:



Նկար 3.13. 1:50:22 հարաբերակցությամբ ձևավորված եռագագաթ իմպուլսի սպեկտրալ չիրաբը (սև կոր), այդ իմպուլսից ձևավորված սպեկտրոնի ժամանակային չիրաբը ԴՀԳ-ի երկարության $\zeta = 32$ (կարմիր կոր) և $\zeta = 90$ արժեքների (կանաչ կոր) դեպքում

Ինչպես նախորդ դեպքերում, այս դեպքում ևս ԴՀԳ-ի փոքր արժեքների դեպքում ($\zeta = 32$) կա սպեկտրոնի ժամանակային չիրպի սպեկտրալ չիրպից շեղում՝ պայմանավորված պիկերի անհավասարությամբ, սակայն ԴՀԳ-ի ավելի մեծ արժեքների դեպքում ($\zeta = 90$) հավասարությունը տեղի կունենա և չիրպերը ամբողջությամբ կկրկնեն միմյանց: Այս դեպքում ևս սկզբնական եռագագաթ իմպուլսի սպեկտրալ չիրպը ստացվել է նաև անալիտիկորեն և համեմատվել թվային մոդելավորմամբ ստացված արդյունքի հետ: Նախնական եռագագաթ իմպուլսը նկարագրվում է հետևյալ ձևով՝

$$A(t) = C_1 A_0(t) + C_2 A_0(t + \Delta t) + C_3 A_0(t + 2\Delta t) \quad (3.5.3)$$

Որտեղ $A_0(t)$ -ն ունի գաուսյան բաշխվածություն, C_1 -ը, C_2 -ը և C_3 -ը ամպլիտուդներն են, և նկարագրում են թե եռապիկ իմպուլսում որ բաղադրիչը ինչ հարաբերակցությամբ է մտնում, Δt -ն և $2\Delta t$ -ն իմպուլսների միջև հապաղումներն են: Կատարելով Ֆուրյե ձևափոխություն ստացվում է հետևյալ սպեկտրալ փուլը՝

$$\tilde{\phi}(\Omega) = \frac{\arctan[(C_2 \sin(\Omega\Delta t) + C_3 \sin(2\Omega\Delta t))]}{(C_1 + C_2 \cos(\Omega\Delta t) + C_3 \cos(2\Omega\Delta t))} \quad (3.5.4)$$

որը կրկնում է նկար 3.12-ում պատկերված եռագագաթ իմպուլսի սպեկտրալ փուլին գործակիցների հետևյալ արժեքների դեպքում՝ $C_1 = 1$, $C_2 = \sqrt{50}$ և $C_3 = \sqrt{22}$: Ցուցադրված արդյունքներից պարզ է դառնում, որ անկախ չիրպի տեսքից և բարդությունից ԴՀԳ-ի համապատասխան երկարությունների դեպքում տեղի կունենա չիրպերի լրիվ կրկնություն:

3.6 Երրորդ գլխի ամփոփում

Տվյալ գլխում ներկայացված է գերկարճ լազերային իմպուլսների սպեկտրալ փուլի չափման սպեկտրոնային մեթոդի փորձարարական եղանակով իրականացումը՝ որը հնարավորություն է տալիս գրանցելով սպեկտրոնի ժամանակային չիրպը՝ ստանալ նախնական իմպուլսի սպեկտրալ փուլը: Տարբեր տեսքի փուլեր ստանալու համար

ձևավորվել են պիկերի տարբեր հարաբերակցություններով երկգագաթ և եռագագաթ իմպուլսներ: Մեթոդի ուսումնասիրությունը կատարվել է նաև թվային մոդելավորմամբ, միևնույն հարաբերակցությամբ երկգագաթ և եռագագաթ իմպուլսների համար, և ստացված արդյունքները համեմատվել են փորձարարական եղանակով ստացված արդյունքների հետ: Մեթոդի կիրառմամբ կատարվել է նաև ցանցերի զույգից բաղկացած դիսպերսիոն հապաղման գծի դիսպերսիայի գործակցի որոշում:

Ընդհանրացնելով այս գլխի հիմնական արդյունքները կարող ենք ասել, որ՝

- Առաջին անգամ փորձարարական եղանակով ցուցադրվել է ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների սպեկտրալ փուլի չափման սպեկտրոնային մեթոդը:
- Մեթոդի կիրառմամբ գրանցվել են պիկերի տարբեր հարաբերակցությամբ երկգագաթ և եռագագաթ իմպուլսների սպեկտրալ փուլերը, որոնք լավ համապատասխանության մեջ են թվային մոդելավորմամբ ստացված արդյունքների հետ:
- Օգտվելով մեթոդից գրանցվել է նաև ցանցերի զույգից բաղկացած դիսպերսիոն միջավայրի տված գծային չիրպը (պարաբոլական փուլը):

ԳԼՈՒԽ 4

ԳԵՐԿԱՐՃ ԼԱՋԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓՈՒՄԸ ՕՍՑԻԼՈԳՐԱՖՈՎ

4.1 Ներածություն

Այս գլխի ուսումնասիրության առարկան է հանդիսանում էլեկտրոնային օսցիլոգրաֆով գերկարճ իմպուլսների տևողության չափման սիմիլարիտոնային մեթոդի փորձարարական իրականացումը և արդյունքների համեմատությունը սպեկտրոմետրով գրանցված արդյունքների հետ:

Վերջին տարիներին լազերային ֆիզիկայի զարգացման շնորհիվ հնարավոր եղավ ստանալ գերկարճ իմպուլսներ՝ մասնավորապես մի քանի տասնյակ ֆեմտովայրկյան տևողությամբ: Լազերային իմպուլսի երկարության ճշգրիտ չափումները կարևորագույն խնդիրներից մեկն է համարվում լազեր-պլազմա գծային արագացուցիչներում և արտաքին լազերային գրգռմամբ ազատ էլեկտրոնային լազերների վրա հիմնված արագացուցիչներում: Գերկարճ լազերային ճառագայթումը կիրառվում է նաև ժամանակակից միկրոսկոպիայում, հեռահաղորդակցության ճշգրիտ հորատման, ռազմարդյունաբերության մեջ և այլ բնագավառներում: Գերկարճ լազերների այս լայն կիրառությունները առաջ են բերում այդ իմպուլսների գրանցման, կառավարման խնդիրներին: Անհրաժեշտություն է դառնում գերկարճ լազերային իմպուլսների տևողության չափման նոր ավելի պարզ, հեշտ օգտագործելի և ոչ թանկարժեք սարքերի ստեղծումը: Կան այդպիսի իմպուլսների գրանցման բազմաթիվ մեթոդներ, որոնցից FROG-ը և իր մոդիֆիկացիաները [88, 89, 103] իմպուլսի վերականգնման համար պահանջում են իտերատիվ գործողություններ: Իմպուլսի տևողության չափման մյուս մեթոդներից SPIDER-ը [114], SPIRIT-ը [117, 118] և SORBETS-ը [119] հիմնված են սպեկտրալ ինտերֆերոմետրիայով փուլային վերականգնման վրա, իսկ MIIPS [121, 122] մեթոդի հիմքում սպեկտրալ փուլի չափման գործողություններն են: Ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության գրանցման ամենահայտնի սարքավորումը օպտիկայի լաբորատորիաներում ամենատարածված ավտոկորելյատորն է, որը սակայն գաղափար է տալիս միայն իմպուլսի ավտոկորելյացիոն տեսքի և

տևողության մասին: Իմպուլսի տևողությունը հնարավոր է վերականգնել, եթե հայտնի է իմպուլսի տեսքը: Որպես այլընտրանք ավտոկորեկտորին առաջարկվել է նաև ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության չափման նոր սիմիլարիտոնային մեթոդը: Սիմիլարիտոնները իմպուլսներ են, որոնք ձևավորվում են նորմալ դիսպերսիոն միջավայրում և տարածվելիս պահպանում են իրենց ֆունկցիոնալ տեսքը, բայց չափերը կարող են փոխվել: Այդ իմպուլսները, որոնց բնորոշ է պարաբոլական փուլը, առաջին անգամ դիտվել է Անդերսոնի և համահեղինակների [70] կողմից: Հետագա ուսումնասիրություններով [77, 79] պարզ դարձավ, որ ուժեղացումով միջավայրերում կրկին ձևավորվում են սիմիլարիտոններ, որոնք ունեն ոչ միայն պարաբոլական փուլ, այլ նաև պարաբոլական ժամանակային պարուրիչ: Սիմիլարիտոնների նկատմամբ մեծ հետաքրքրությունը պայմանավորված է գերարագ օպտիկայում և ֆոտոնիկայում նրանց կիրառություններով: Այս գլխի հետազոտությունները հիմնված են առանց ուժեղացման լուսատարերում գեներացված սիմիլարիտոնների սպեկտրալ առանձնահատկությունների վրա:

4.2 Փորձարարական հետազոտության մեթոդաբանություն

Ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության չափման սիմիլարիտոնային մեթոդը հիմնված է ոչ գծային դիսպերսիոն սիմիլարիտոնի սպեկտրալ առանձնահատկությունների վրա: Այս սիմիլարիտոնները ձևավորվում են պասիվ՝ առանց ուժեղացման, լուսատարերում Կեռի ոչ գծայնության և նորմալ երկրորդ կարգի դիսպերսիայի ազդեցությամբ: Այս իմպուլսները ունեն զանգակաձև սպեկտրալ և ժամանակային պարուրիչներ և պարաբոլական փուլ, այսինքն գծային չիրպ, որն անկախ է նախնական իմպուլսի պարամետրերից: Փորձնականորեն և թվային մոդելավորմամբ ստացվել է, որ գառայան և գառայանին մոտ բաշխվածությամբ իմպուլսներից ձևավորված սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնությունը հակադարձ համեմատական է նախնական իմպուլսի տևողության քառակուսի արմատին [155]:

Մեր կատարած թվային հետազոտություններով [156] սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնության և նախնական իմպուլսի տևողության միջև ցուցադրվել է հետևյալ կապը՝

$$\Delta\omega = \sqrt{(C/\nu)(\bar{P}/\Delta t_0)} \quad (4.2.1)$$

որտեղ $\Delta\omega$ -ն սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնությունն է կիսաբարձրության վրա, ν -ն ճառագայթման կրկնման հաճախությունն է, \bar{P} -ը միջին հզորությունն է, $C = n_2 k_0 (\beta_2 S)^{-1}$ - ն լուսատարի պարամետրերից կախված հաստատունն է, n_2 -ը Կեռի ոչ գծայնության գործակիցն է, k_0 -ն ալիքային թիվն է, β_2 -ը խմբային արագությունների դիսպերսիայի գործակիցն է, S -ը լայնական հատույթի մակերեսն է: Այսինքն միամող լուսատարում գեներացնելով սիմիլարիտոն, այնուհետև գրանցելով այդ սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնությունը և միջին հզորությունը (4.2.1) բանաձևի հիման վրա կարող ենք միարժեքորեն վերականգնել նախնական իմպուլսի տևողությունը: Սակայն երբեմն անհրաժեշտ է գաղափար ունենալ ոչ միայն իմպուլսի տևողության և տեսքի, այլ նաև երկու հարևան իմպուլսներում կատարվող փոփոխությունների մասին: Դա հնարավոր է իրականացնել, եթե սպեկտրոմետրային չափումները փոխարինվեն ժամանակային չափումներով՝ հիմնվելով դիսպերսիոն ֆուրյե ձևափոխության (ԴՖՁ) [58, 59, 63, 64, 157] վրա: Այն, ժամանակային և սպեկտրալ պարուրիչների կրկնողությամբ պայմանավորված, հնարավորություն է տալիս գրանցել ոչ թե սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնությունը՝ այլ տևողությունը, այսինքն գրանցումները սպեկտրալ տիրույթից տեղափոխել ժամանակային տիրույթ: Այս ամենը հնարավորություն է տալիս խուսափելով սպեկտրոմետրային չափումներից կատարել իրական ժամանակային /single-shot/ չափումներ:

Սիմիլարիտոնի տևողությունը միարժեքորեն որոշվում է իմանալով սպեկտրալ լայնությունը և լուսատարի դիսպերսիոն բնութագրերը, որում գեներացվել է սիմիլարիտոնը: Այն որոշվում է $\Delta t_{sim} = \Delta\omega / \gamma$ բանաձևով, որտեղ Δt_{sim} -ը սիմիլարիտոնի տևողությունն է կիսաբարձրության վրա, $\gamma = (\beta_2 z)^{-1}$ -ը չիրպի գործակիցն է իսկ z -ը՝ լուսատարի երկարությունը: Այսպիսով սկզբնական իմպուլսի տևողությունը տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

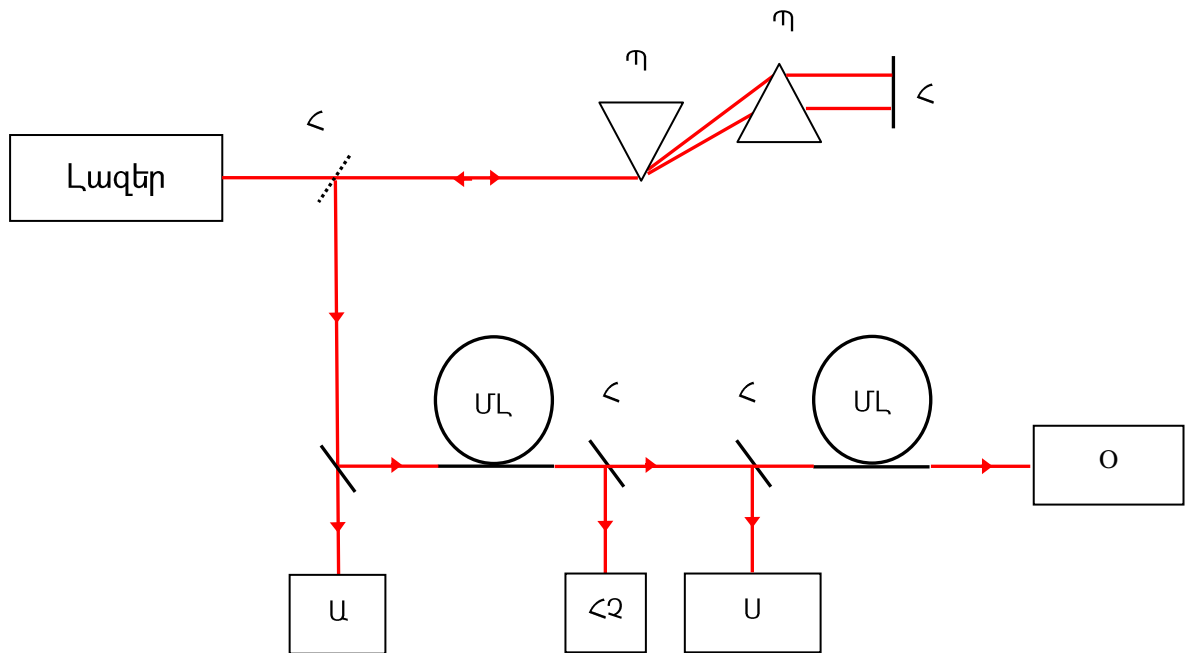
$$\Delta t_0 = (Ck_2 z / \nu)(\bar{P} / \Delta t_{sim}^2) \quad (4.2.2)$$

Թվային և փորձարարական հետազոտությունները ցույց են տվել, որ սիմիլարիտոնի տևողությունը կապված է մուտքային իմպուլսի տևողության հետ

$\Delta t_{sim} \sim \sqrt{P / \Delta t_{AC}}$ բանաձևով, որտեղ $\Delta \tau_{AC}$ -ն մուտքային իմպուլսի ավտոկորեկցիոն տևողությունն է: Այսպիսով կատարելով սիմիլարիտոնի տևողության գրանցումներ և չափելով ճառագայթման միջին հզորությունը որոշվում է նախնական իմպուլսի տևողությունը:

4.3 Փորձի իրականացումը

Փորձում օգտագործվել է Տիտան շափյուղային (mode-locked Ti:sapphire laser oscillator (Coherent Mira)) լազերային համակարգը հետևյալ պարամետրերով՝ ըստ կիսաբարձրության 100Ֆվ տևողությամբ գաուսյան իմպուլսներ, ըստ կիսաբարձրության 9նմ սպեկտրալ լայնությամբ, 800նմ կենտրոնական ալիքի երկարության վրա լազերային ճառագայթմամբ, 76ՄՀց կրկնման հաճախականությամբ և 1վտ ճառագայթման միջին հզորությամբ: Փորձարարական սխեման ներկայացված է նկար 4.1-ում:



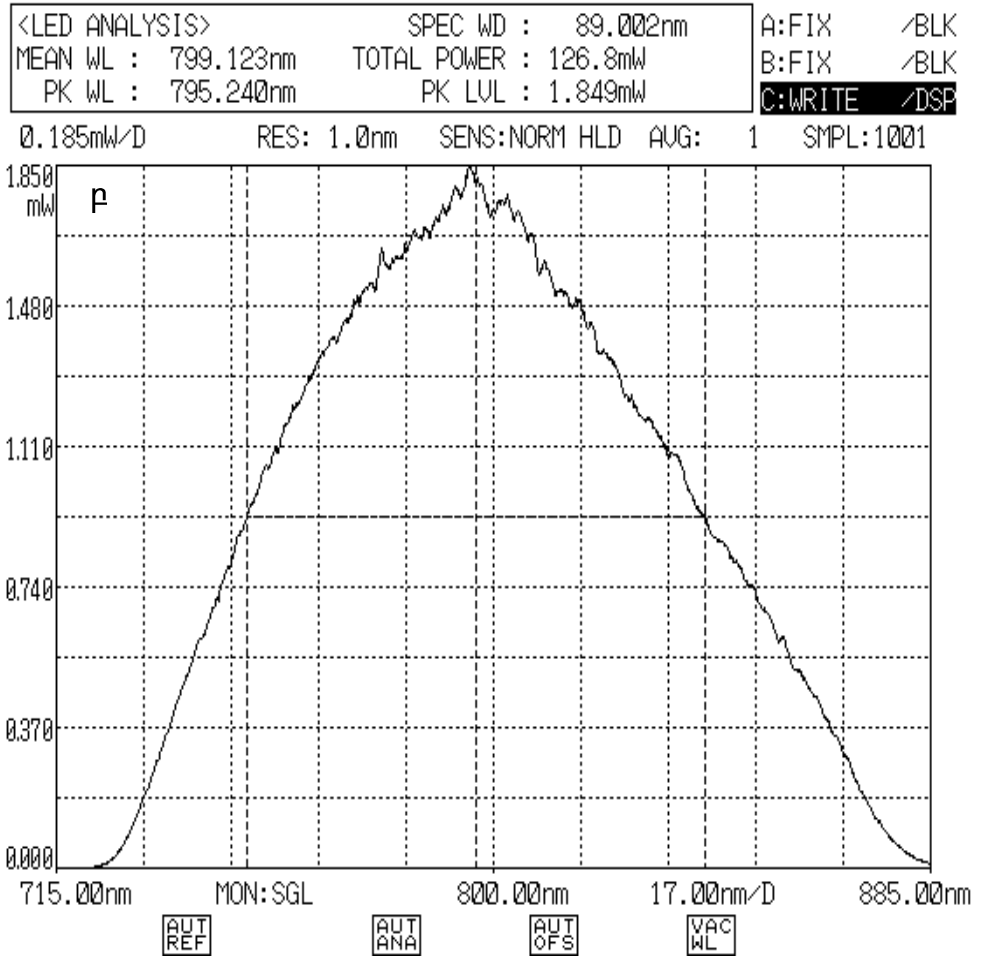
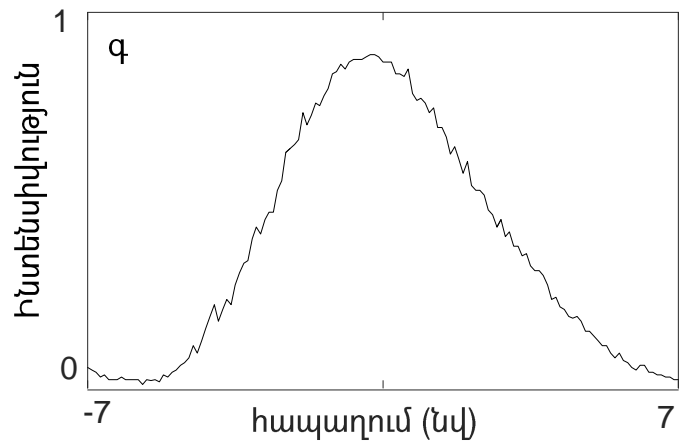
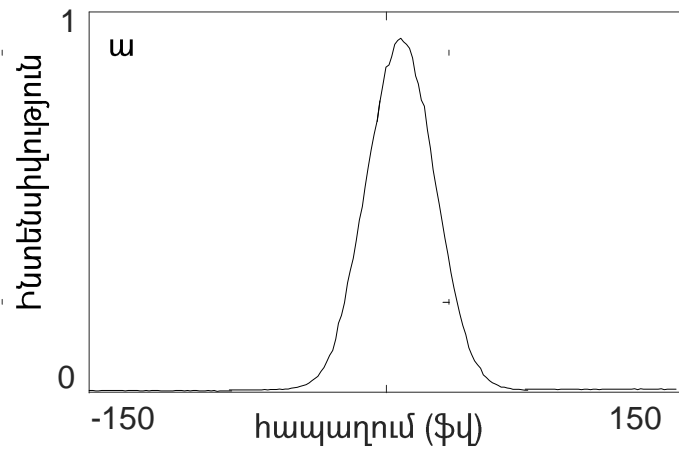
Նկար 4.1 Փորձարարական սխեմա: <- հայելի, Պ-պրիզմաներ, ՄԼ-միամող լուսատար, Օ-օսցիլոգրաֆ, ՀԶ-հզորաչափ, Ս-սպեկտրոմետր

Փորձարարական աշխատանքները իրականացվել են հետևյալ հերթականությամբ: Սկզբում տարբեր տևողությամբ իմպուլսների ստանալու համար լազերային ճառագայթումը անհրաժեշտ էր չիրպավորել, այսինքն իմպուլսին տալով

լրացուցիչ փուլ՝ կփոխվեր սկզբնական տևողությունը: Դա հնարավոր էր իրականացնել ճառագայթումը դիսպերսիոն հապաղման գծով (ԴՀԳ) անցկացնելով: Այդ նպատակով որպես ԴՀԳ օգտագործվել է SF11 պրիզմաների զույգը և հայելի՝ հետադարձ կապը ապահովելու համար: Այս համակարգը ի տարբերություն ցանցերի զույգից կազմված ԴՀԳ-ի կամ ուղղակի ծանր ապակու, որոնցով հնարավոր է ստանալ միայն նույն նշանի չիրպավորված իմպուլսներ, թույլ է տալիս ստանալ և դրական և բացասական չիրպավորված իմպուլսներ: Արդյունքում ստացվել են 200-600Ֆվ ավտոկորեյացիոն տևողություններով դրական չիրպ ունեցող իմպուլսներ և 200-450Ֆվ տիրույթում բացասականորեն չիրպավորված իմպուլսներ, որոնք չափվել են ավտոկորեյատրով: Այնուհետև անհրաժեշտ էր այս չիրպավորված իմպուլսներից ձևավորել սիմիլարիտոններ: Ինչի համար ճառագայթումը անցկացվում է 1 մետր երկարությամբ Thorlabs 780HP լուսատարով: Գեներացված սիմիլարիտոնների սպեկտրերը գրանցվել են Ando AQ-6515A օպտիկական սպեկտրալ վերլուծիչի օգնությամբ, որոնք ունեին 43-89նմ սպեկտրալ լայնություններ ըստ կիսաբարձրության: Լուսատարի ելքում չափվում է նաև ճառագայթման միջին հզորությունը, որը կազմում էր 470-530մՎտ: Այս ամենից հետո անհրաժեշտ էր կատարել ԴՖՁ, այսինքն ինֆորմացիան սպեկտրալ տիրույթից տեղափոխել ժամանակային տիրույթ ու կատարել համապատասխան գրանցումները օսցիլոգրաֆով: Որպես ԴՀԳ օգտագործել ենք 600մ երկարությամբ հեռահաղորդակցության մեջ կիրառվող միամող լուսատար՝ ապահովելով ճառագայթման այնպիսի հզորություն, որ ոչ գծայնությունը լուսատարում բացակայի և իմպուլսը ենթարկվի միայն դիսպերսիայի ազդեցությանը: Արդյունաբար օպտիկական ազդանշանը, որը ունի հզորությունը ընդամենը մի քանի մՎտ էր կազմում, գրանցվում է էլեկտրոնային օսցիլոգրաֆով:

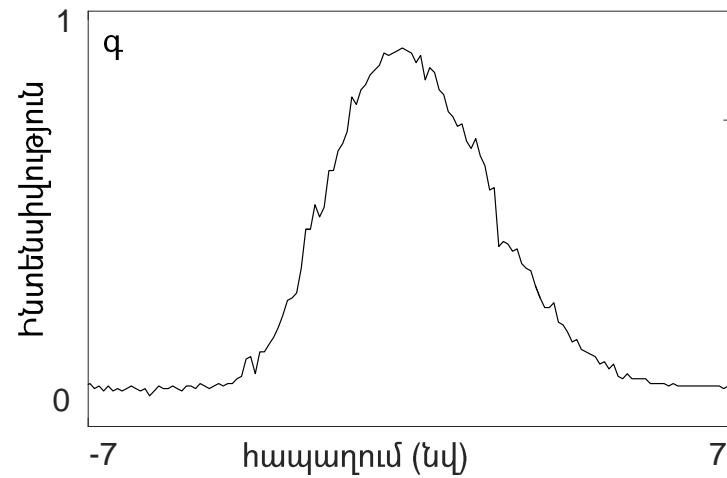
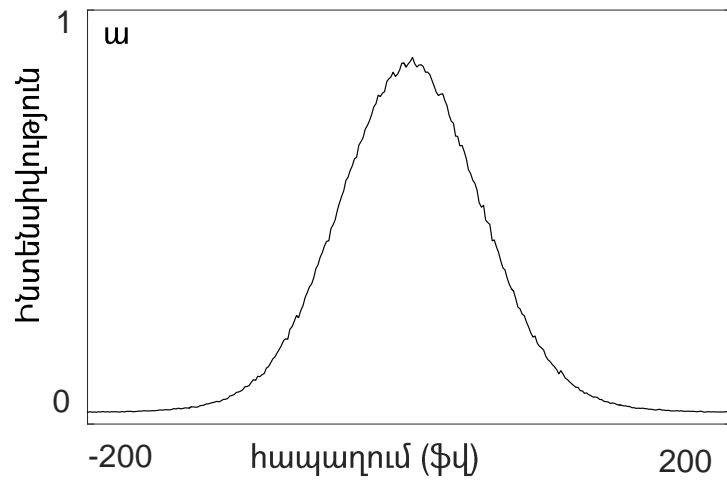
4.4 Փորձի արդյունքները

Լազերային իմպուլսի ավտոկորեյացիան պատկերված է նկար 4.2-ի ա-ում, որն ունի 150Ֆվ ավտոկորեյացիոն տևողություն: Բ նկարում պատկերված է լազերային իմպուլսից միամող լուսատարում ձևավորված 89նմ սպեկտրալ լայնությամբ սիմիլարիտոնի սպեկտրը չափված սպեկտոմետրով՝ 1նմ լուծողունակությամբ:



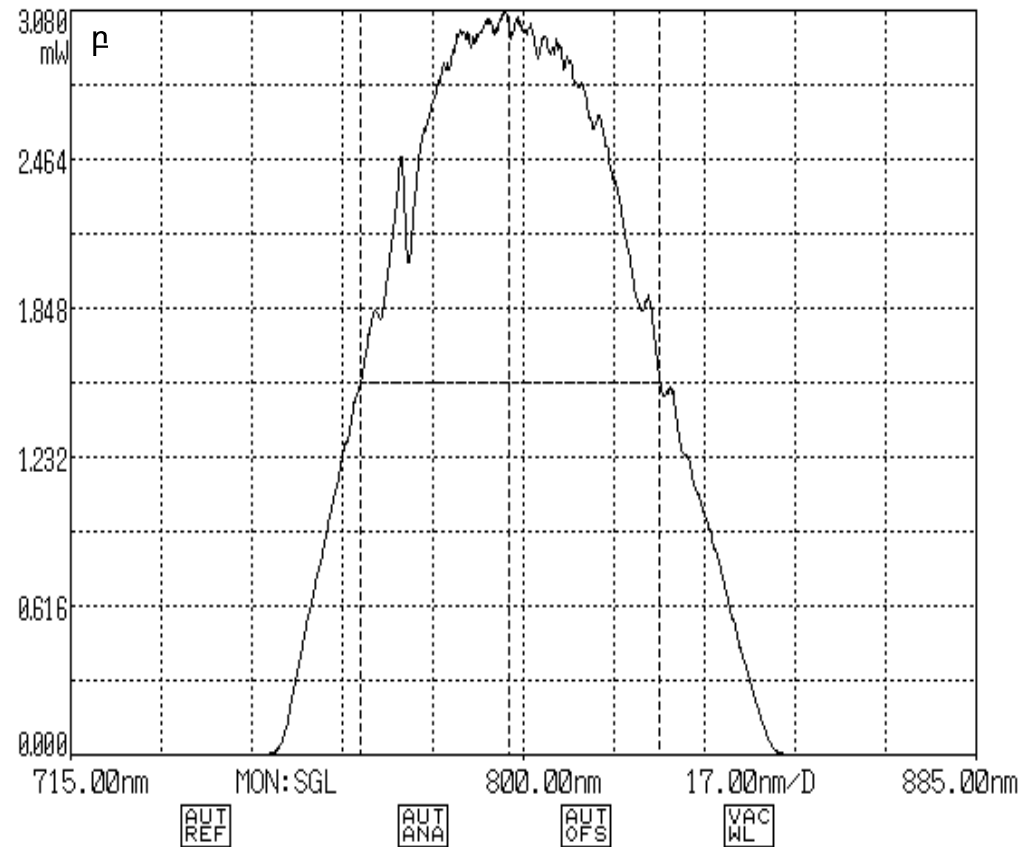
Նկար 4.2 (ա) սկզբնական իմպուլսի ավտոկորելյացիա (150ֆս),
 (բ) ձևավորված սիմիլարիտոնի սպեկտր (89nm) և (գ) ժամանակային տևողությունը (6.3նս)

Սիմիլարիտոնի միջին հզորությունը 530մՎտ է: Այնուհետև չափումները ժամանակային տիրույթ անցկացնելու համար սիմիլարիտոնային իմպուլսը անցկացվել է 600մ երկարությամբ միամոդ լուսատարով որի միջոցով հնարավոր եղավ երկարացնել սիմիլարիտոնի տևողությունը մինչև 6.3նվ, որը պատկերված է նկար 4.2 –ի գ-ում: Սիմիլարիտոնի ժամանակային և սպեկտրալ տեսքերի նմանությունից հետևում է, որ տեղի ունի ԴՖՁ, այսինքն լուսատարում ձևավորվել է սպեկտրոն՝ որի ժամանակային պարուրիչը կրկնում է սպեկտրալին: Տարբեր տևողությամբ իմպուլսներ ստանալու համար օգտագործել ենք SF11 պրիզմաների զույգ, որոնց օգնությամբ լազերային իմպուլսից ստացվել են 200-600Ֆվ տիրույթում միմյանցից 50Ֆվ-ով տարբերվող դրական չիրպավորված իմպուլսներ: Պրիզմաների զույգով դրական չիրպավորում տալու համար անհրաժեշտ էր իմպուլսը ավելի երկար անցկացնել պրիզմայի միջով: Արդյունքում ստացվում է, որ այն անցել է ապակու միջով և ստացել դրական չիրպ: Նկար 4.3-ում պատկերված է այդպես չիրպավորված իմպուլսներից 400Ֆվ ավտոկորեյացիոն տևողությամբ իմպուլսի ավտոկորեյացիան (ա), այդ իմպուլսից ձևավորված սիմիլարիտոնի 56նմ սպեկտրալ լայնությամբ սպեկտրը (բ) և այդ սիմիլարիտոնի ժամանակային տեսքը չափված օսցիլոգրաֆով (գ)՝ 600մ երկարությամբ լուսատարով անցկացնելիս: Այստեղ միամոդ լուսատարի օգնությամբ սիմիլարիտոնը երկարացվել է մինչև 4.4նվ: Փորձարարական աշխատանքները կատարվել են ոչ միայն դրական չիրպավորված իմպուլսների համար: Լազերային իմպուլսը բացի դրական չիրպավորելուց, պրիզմաների զույգի կիրառմամբ իմպուլսներին տրվել է նաև բացասական չիրպավորում՝ 200-450Ֆվ տիրույթում կրկին միմյանցից 50Ֆվ տարբերությամբ: Նկար 4.4-ում ներկայացված են 400Ֆվ ավտոկորեյացիոն տևողությամբ իմպուլսի ավտոկորեյացիան (ա), այդ իմպուլսից գեներացված 56նմ լայնությամբ սիմիլարիտոնի սպեկտրը (բ) և 600մ երկարությամբ լուսատարի ելքում սիմիլարիտոնի ժամանակային տեսքը, (գ) որը ունի 4.3նվ տևողություն: Այսպիսով չափելով բոլոր չիրպավորված իմպուլսների ավտոկորեյացիոն տևողությունները, գրանցելով այդ իմպուլսներից գեներացված սիմիլարիտոնների սպեկտրները, չափելով դրանց միջին հզորությունները, այնուհետև անցկացնելով ԴՀԳ-

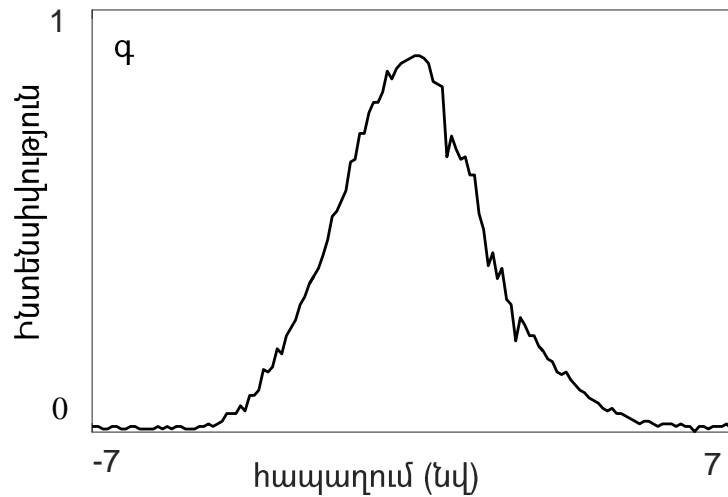
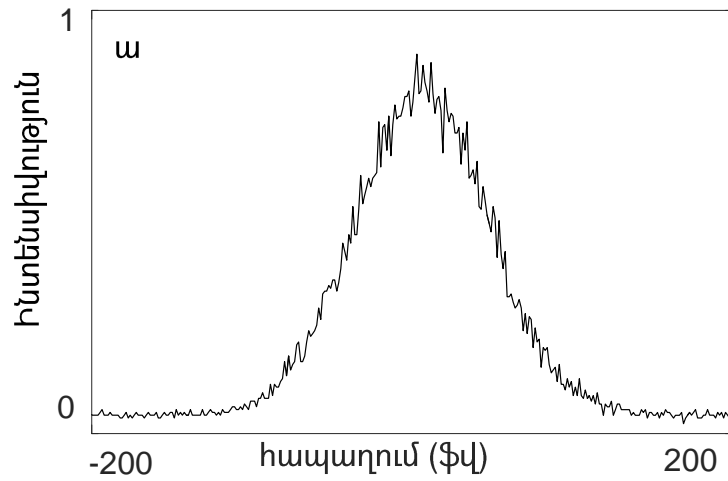


<LED ANALYSIS>		SPEC WD : 56.025nm	A:FIX /BLK
MEAN WL : 798.722nm	TOTAL POWER : 138.6mW		B:FIX /BLK
PK WL : 796.430nm	PK LVL : 3.079mW		C:WRITE /DSE

0.308mW/D RES: 1.0nm SENS:NORM HLD AUG: 1 SMPL:1001

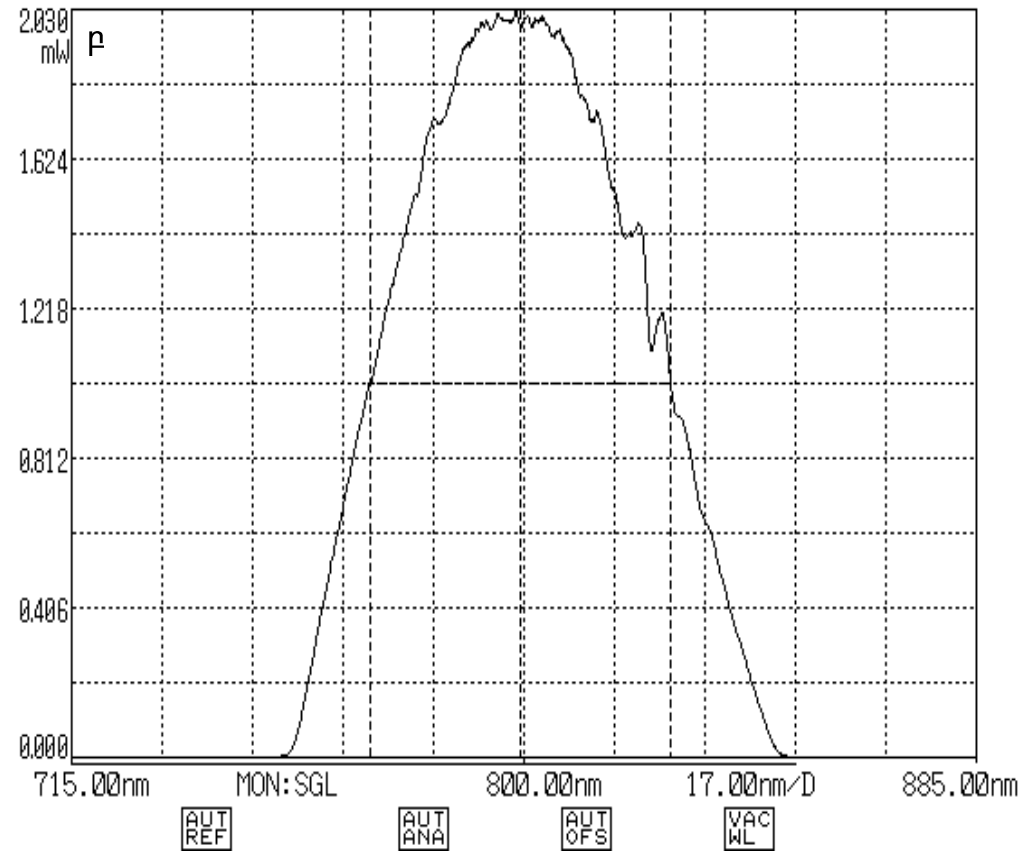


Նկար 4.3 (ա) դրականորեն չիրպավորված իմպուլսի ավտոկորելյացիա (400ֆվ),
 (բ) ձևավորված սիմիլարիտոնի սպեկտր (56nm) և (գ) ժամանակային տևողությունը (4.4նվ)



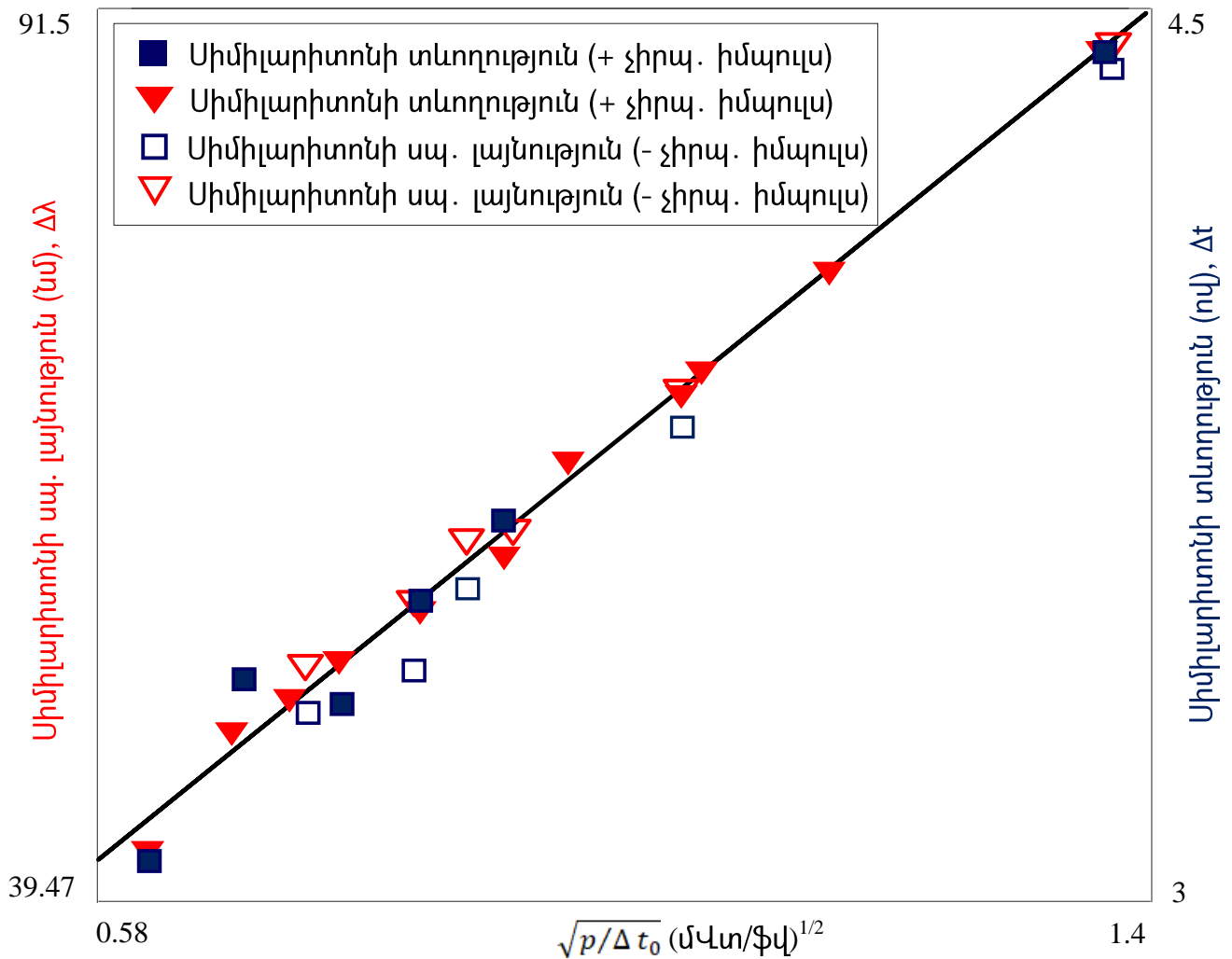
<LED ANALYSIS>		SPEC WD : 56.419nm	A:FIX /BLK
MEAN WL :	800.004nm	TOTAL POWER : 89.64mW	B:FIX /BLK
PK WL :	798.470nm	PK LUL : 2.026mW	C:WRITE /DSP

0.203mW/D RES: 1.0nm SENS:NORM HLD AUG: 1 SMPL:1001



Նկար 4.4 (ա) բացասականորեն չիրավորված իմպուլսի ավտոկորելյացիա (400Ֆվ),
(բ) ձևավորված սիմիլարիտոնի սպեկտր (56nm) և (գ) ժամանակային տևողությունը (4.4նվ)

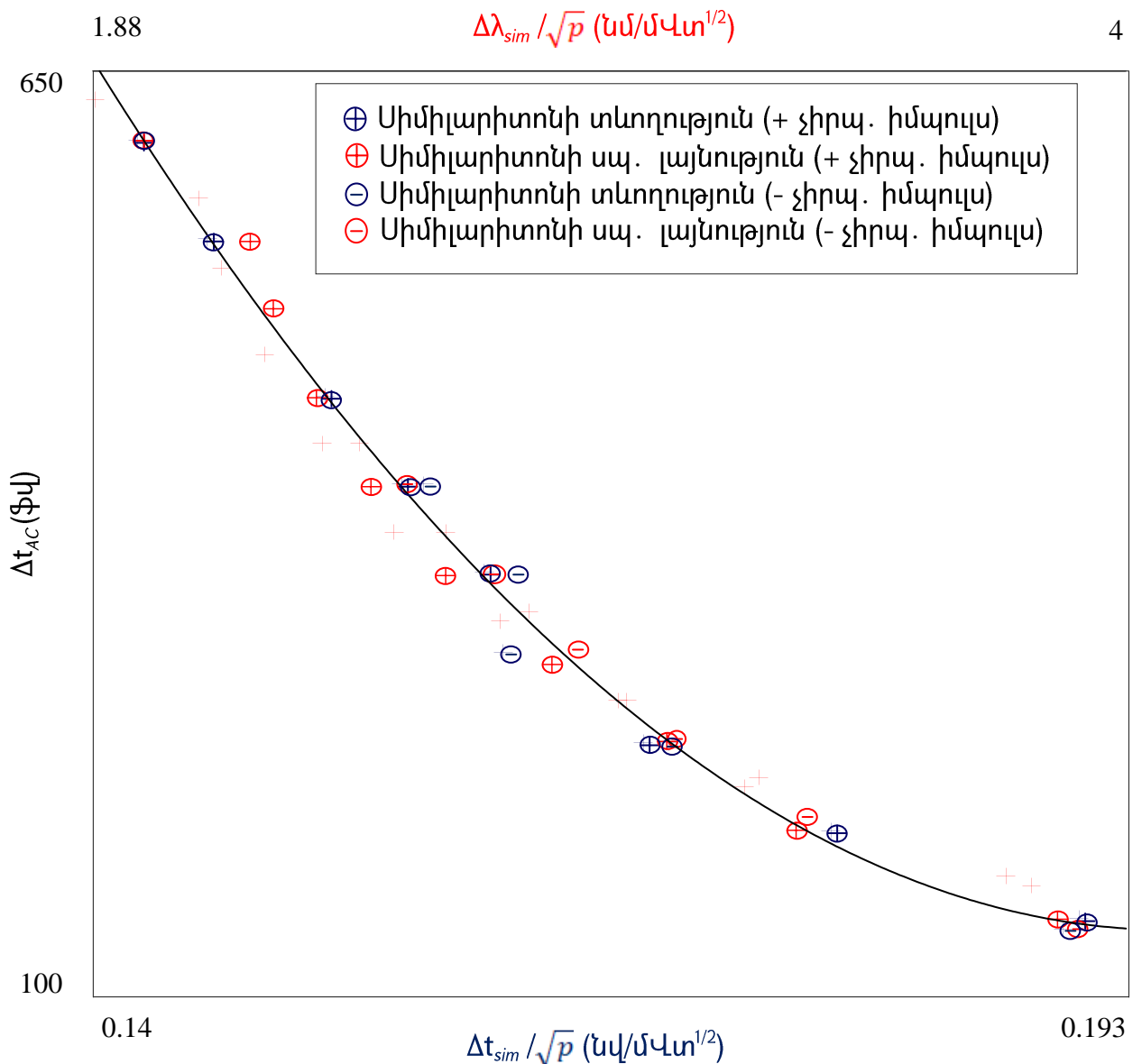
ով և գրանցելով սիմիլարիտոնների ժամանակային տևողությունները՝ ըստ (4.2.1) բանաձևի կառուցվել է սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնության և տևողության կախվածությունը $\sqrt{\bar{P}/\Delta t_0}$ մեծությունից, որն իրենից ներկայացնում է ուղիղ գիծ: Այն պատկերված է նկար 4.5-ում:



Նկար 4.5 Սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնության և տևողության կախվածությունը սկզբնական իմպուլսի տևողությունից

Նկարում քառակուսիներին համապատասխանում են սիմիլարիտոնի տևողությունները՝ իսկ եռանկյունները համապատասխանում են սպեկտրալ լայնություններին: Հոծ կետերը համապատասխանում են իմպուլսների դրական չիրապվորման դեպքին, իսկ դատարկ կետերը համապատասխանում են բացասական չիրապվորված իմպուլսներին: Հոծ գիծը իրենից ներկայացնում է սիմիլարիտոնի

սպեկտրալ լայնության և տևողության $\sqrt{\bar{P}/\Delta t_0}$ մեծությունից կախվածությունը նկարագրող ուղիղ գիծը: Հորիզոնական առանցքը համապատասխանում է $\sqrt{\bar{P}/\Delta t_0}$ մեծությանը, իսկ ուղղահայաց առանցքները համապատասխանում են սիմիլարիտոնի տևողությանը (աջ) և սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնությանը (ձախ): Ինչպես երևում է նկարից սիմիլարիտոնի տևողության չափումներին համապատասխանող կետերը մեծ ճշտությամբ համընկնում են սպեկտրալ չափումների հետ, ինչպես նաև կախվածությունը նկարագրող գծի հետ:



Նկար 4.6 Սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնության և տևողության կախվածությունը սկզբնական իմպուլսի տևողությունից

Նկարից պարզորոշ երևում է նաև, որ իմպուլսի դրական և բացասական չիրպավորման դեպքում արդյունքները համընկնում են, այսինքն մեթոդը անկախ է չիրպի նշանից: Այսպիսով նկար 4.5-ը փորձնականորեն հաստատում է, որ գերկարճ իմպուլսների չափման սիմիլարիտոնային մեթոդում ժամանակային չափումները կարող են ամբողջությամբ փոխարինել սպեկտրալ չափումներին՝ միջինացումներից խուսափելու առավելությամբ: Սակայն քանի որ այս կորը այնքան էլ հարմարավետ չէ փորձարարական աշխատանքներում կիրառելու տեսանկյունից, առավել կիրառելի կոր ներկայացված է նկար 4.6-ում: Այն իրենից ներկայացնում է սիմիլարիտոնի տևողության և սպեկտրալ լայնության անմիջական կախվածությունը սկզբնական իմպուլսի տևողությունից՝ նորմավորված սիմիլարիտոնի միջին հզորության վրա: Հորիզոնական առանցքները համապատասխանում են սիմիլարիտոնի տևողությանը (ներքևի առանցք) և սպեկտրալ լայնությանը (վերևի առանցք): Իսկ ուղղաձիգ առանցքում նշված է սկզբնական իմպուլսի ավտոկորրելյացիոն տևողությունը: Նկարում կապույտ օղակներին համապատասխանում են ժամանակային չափումները, իսկ կարմիր օղակներին համապատասխանում են սպեկտրալ չափումները: Օղակներում + նշանը համապատասխանում է իմպուլսների դրական չիրպավորմանը, իսկ – նշանը՝ բացասական չիրպավորմանը: Իսկ հոծ կորը իրենից ներկայացնում է անալիտիկորեն ստացված սիմիլարիտոնի և սկզբնական իմպուլսի ավտոկորրելյացիոն տևողությունների կախվածությունը, որը նկարագրվում է հետևյալ հավասարմամբ՝

$$\Delta t_{AC} = 7.63 \times 10^5 \times \Delta t_{sim}^2 - 2.97 \times 10^5 \times \Delta t_{sim} + 2.93 \times 10^4 \quad (4.4.1)$$

Այն նկարագրում է սիմիլարիտոնի տևողության և մուտքային իմպուլսի տևողության կապը միայն: Սիմիլարիտոնի սպեկտրալ լայնության և մուտքային իմպուլսի կապը նկարագրող հավասարումը (4.2.1) հավասարումից տարբերվում է միայն գործակիցների ճշտությամբ: Այսպիսով, փորձում գրանցելով սիմիլարիտոնի տևողությունը կամ սպեկտրալ լայնությունը և չափելով միջին հզորությունը, կարող ենք միարժեքորեն որոշել սկզբնական իմպուլսի ավտոկորրելյացիոն տևողությունը ելնելով կորից:

4.5 Չորրորդ գլխի ամփոփում

Ամփոփելով ատենախոսության չորրորդ գլուխը, նշենք, որ այս գլխում ներկայացված է գերկարճ լազերային իմպուլսների տևողության չափման սիմիլարիտոնային մեթոդի փորձարարական իրականացումը, որի կիրառմամբ կատարվել է ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության չափում էլեկտրոնային օսցիլոգրաֆի կիրառմամբ՝ շրջանցելով սպետրոմետրային չափումներով պայմանավորված միջինացումները: Այսինքն գերկարճ լազերային իմպուլսների տևողությունը կարող ենք ստանալ գրանցելով այդ իմպուլսից ձևավորված սիմիլարիտոնի տևողությունը և միջին հզորությունը՝ կատարելով տևողության գրանցումներ իրական ժամանակում և մեկ իմպուլսի համար (single shot): Ժամանակային տարբեր տևողություններ ստացել ենք լազերային իմպուլսը դրականորեն և բացասականորեն չիրպավորելով: Այսպիսով՝

- Փորձնականորեն առաջին անգամ կատարվել է ֆեմտովայրկյանային իմպուլսների տևողության չափում էլեկտրոնային օսցիլոգրաֆի կիրառմամբ, որը հնարավորություն է տալիս կատարել տևողության չափումներ իրական ժամանակում և մեկ իմպուլսի համար (single shot), խուսափելով սպեկտրոմետրային չափումներում առկա միջինացումներից:
- Գրանցումները կատարվել են դրական և բացասական չիրպավորված իմպուլսների համար տևողությունների 150-600Ֆվ տիրույթում, և ցուցադրվել է մեթոդի չիրպից անկախությունը:

Եզրակացություն

1. Ուսումնասիրելով իմպուլսի սոլիտոնային ինքնասեղմման սպեկտրալ անալոզ հանդիսացող սպեկտրալ ինքնասեղմման ոչ գծային երևույթը կանոնավոր տեսք ունեցող գաուսյան և սեկանս հիպերբոլական իմպուլսների համար, ստացվել են երևույթը հանգամանալից բնութագրող, փորձարարական աշխատանքներում կարևոր կիրառություն ունեցող օպտիմիզացիոն կորեր: Թվային մոդելավորմամբ ցուցադրվել է գաուսյան իմպուլսի մինչև 100 անգամ սպեկտրալ ինքնասեղմում:
2. Սպեկտրալ ինքնասեղմման երևույթը ուսումնասիրվել է պատահական ամպլիտուդային, փուլային և ամպլիտուդափուլային մոդուլացումներ կրող իմպուլսների համար: Տույց է տրվել, որ երևույթը տեղի ունի նաև այսպիսի իմպուլսների համար ընդ որում այս դեպքում ևս պահպանվում է պրոցեսի ֆիզիկական պատկերի պարբերական բնույթը: Նաև ցույց է տրվել, որ սպեկտրալ ինքնասեղմման պրոցեսում իմպուլսի և սպեկտրի աղմուկային բաղադրիչները կենտրոնական էներգակիր մասում մաքրվում են՝ բարձրացնելով ազդանշանի կոհերենտությունը:
3. Առաջին անգամ իրականացվել է գերկարճ լազերային իմպուլսների սպեկտրալ փուլի չափում՝ սպեկտրոնային մեթոդի կիրառմամբ, որը հիմնված է դիսպերսիոն Ֆուրյե ձևափոխության վրա: Այն հնարավորություն է տալիս գրանցելով սպեկտրոնի ժամանակային չիրպը՝ ստանալ նախնական իմպուլսի սպեկտրալ փուլը:
4. Փուլի չափման սպեկտրոնային մեթոդի կիրառմամբ չափվել են պիկերի տարբեր հարաբերակցությամբ երկպիկ և եռապիկ իմպուլսների սպեկտրալ փուլերը, որոնք լավ համապատասխանության մեջ են թվային մոդելավորմամբ ստացված արդյունքների հետ: Գրանցվել է նաև ցանցերի զույգից բաղկացած դիսպերսիոն միջավայրի տված գծային չիրպը (պարաբոլական փուլը) օգտվելով այս մեթոդից:
5. Գերկարճ իմպուլսների տևողության չափման սիմիլարիտոնային մեթոդով առաջին անգամ փորձարարական եղանակով կատարվել է ֆեմտովայրկյանային իմպուլս-

ների տևողության չափում էլեկտրոնային օսցիլոգրաֆով: Այս եղանակով մեթոդի կիրառությունը հնարավորություն է տալիս կատարել իմպուլսի տևողության չափումներ իրական ժամանակում և մեկ իմպուլսի համար (single-shot): Ուսումնասիրությունները կատարվել են դրական և բացասական չիրավորված իմպուլսների համար՝ 150-600Ֆվ ավտոկորելյացիոն տևողությունների տիրույթում:

* * *

Ես իմ խորին երախտագիտությունն եմ հայտնում երջանկահիշատակ ֆիզ.-մաթ. գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր Լևոն Խաչիկի Մուրադյանին՝ ատենախոսության խնդիրների ձևակերպման, գիտական արդյունքների արդյունավետ քննարկման համար: Աշխատանքի ղեկավարման և բազմակողմանի աջակցության համար շնորհակալություն եմ հայտնում պրոֆեսոր Վասիլի Ցականովին և դոցենտ Աղավնի Կուտուզյանին: Շնորհակալություն եմ հայտնում Գերարազ Օպտիկային և Ֆոտոնիկայի լաբորատորիայի, ՔԵՆԴԼ ՍՀԻ-ի իմ գործընկերներին և բոլոր այն անձանց, ովքեր ատենախոսական աշխատանքի իրականացման ընթացքում սատարել են ինձ:

Օգտագործված գրականության ցանկ

1. E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, M. V. Yurkov, “The Physics of Free Electron Lasers”, Springer, Netherlands, 470 p., 2000.
2. P. Schmusser, M. Dohlus, J. Rossbach, “Ultraviolet and Soft X-Ray Free Electron Lasers”, Springer, Berlin, 200 p., 2008.
3. J. van Tilborg, S.K. Barber, F. Isono, C.B. Schroeder, E. Esarey, W.P. Leemans, “Free-electron lasers driven by laser plasma accelerators”, AIP Conf.Proc. 1812 (2017) no.1, 020002.
4. T. Andre, A. Andriyash, M. –E. Couprie, “Control of laser plasma accelerated electrons for light sources”, Nature Commun. 9 (2018) no.1, 1334
5. J. Luo, M. Chen, W. Y. Wu, S.M. Weng, Z.M. Sheng, C.B. Schroeder, D.A. Jaroszynski, E. Esarey, W.P. Leemans, W.B. Mori, and J. Zhang, “Multistage coupling of Laser-Wakefield accelerators with Curved Plasma Channel”, Phys.Rev.Lett. 120 (2018) no.15, 154801
6. R. Alley, V. Bharadwaja, J. Clendenina, P. Emma, A. Fishera, J. Frischa, T. Kotserogloua, R. H. Millera, D. T. Palmera, J. Schmergea, J. C. Sheppard, M. Woodleya, A. D. Yemiana, J. Rosenzweigb, D. D. Meyerhoferc, L. Serafinid, “The Design of LCLS RF photoinjector”, Nucl.Instrum.Meth. A429 (1999) 324-331
7. A. Deshpande, S. Arakib, M. Fukudab, K. Sakauec, N. Terunumab, J. Urakawab, N. Sasaod, M. Washioc, “Design of Mode Separated RF photo cathode gun”, Nucl.Instrum.Meth. A600 (2009) 361-366
8. J.F. Schmerge, J.E. Glendelin, D.H. Dowell, S.M. Gieman, “RF Gun Photo-Emission Model for Metal Cathodes Including Time Dependent Emission”, Int.J.Mod.Phys. A22 (2007) 4069-4082.
9. S. R. Yoffe, Y. Kravets, A. Noble and D. A Jaroszynski, “Longitudinal and transverse cooling of relativistic electron beams in intense laser pulses”, New J. Phys, 17 (2015) no.5, 053025
10. G. Lambert, T. Hara, D. Garzella, T. Tanikawa, M. Labat, B. Carre, H. Kitamura, T. Shintake, M. Bougeard, S. Inoue, Y. Tanaka, P. Salieres, H. Merdji, O. Chubar, O. Gobert, K. Tahara and M.-E. Couprie, “Injection of harmonics generated in gas in a free-

- electron laser providing intense and coherent extreme-ultraviolet light”, *Nature Physics Letters*, 295 (2008).
11. L. Gianessi et al., “Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A”, *Nucl. Inst. & Meth. A*594 132 (2008).
 12. L.-H. Yu, M. Babzien, I. Ben-Zvi, L. F. DiMauro, A. Doyuran, W. Graves, E. Johns, “High-Gain Harmonic-Generation Free-Electron Laser”, *Science* 289 932 (2000).
 13. E. Allaria, et al, “Tunability experiments at the FERMI@Elettra free-electron laser”, *New Journal of Physics* 14 113009 (2012).
 14. Z. T. Zhao et al, “First lasing of an echo-enabled harmonic generation free-electron laser”, *Nature Photonics Letters* 6 360 (2012).
 15. V. M. Tsakanov, G. A. Amatuni, Z. G. Amirkhanyan, et al., “AREAL Test Facility for Advanced Accelerator and Radiation Source Concepts“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 284-290, 2016.
 16. V. V. Sahakyan, A. A. Sargsyan, G. S. Zanyan, T. S. Vardanyan, B. A. Grigoryan, V. M. Tsakanov, “Middle Infrared and THz Sources at AREAL“, *Armenian Journal of Physics*, vol. 11, issue 3, pp. 111-116, 2018.
 17. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*. Наука, Москва, (1988).
 18. G. Agrawal, “*Nonlinear Fiber Optics*”, Academic Press (1989).
 19. K. Tai and A. Tomita, “1100× optical fiber pulse compression using grating pair and soliton effect at 1.319 μm”, *Appl. Phys. Lett.* 48, 1033 (1986)
 20. R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation", *Opt. Lett.* 12, 483-485 (1987)
 21. L. Mouradian, F. Louradour, V. Messenger, A. Barthélémy, C. Froehly, “Spectro-temporal imaging of femtosecond events”, *IEEE J. Quantum Electron.* 36, 795-801 (2000).
 22. L. Mouradian, A. Zohrabyan, V. Ninoyan, A. Kutuzian, C. Froehly, F. Louradour, A. Barthélémy, “Characterization of optical signals in fiber-optic Fourier converter”,

- Proc. SPIE 3418, Advances in Optical Beam Characterization and Measurements, (9 October 1998).
23. L. Mouradian, A.V. Zohrabyan, A. Villeneuve, A. Yavrian, G. Rousseau, M. Piche, C. Froehly, F. Louradour, A. Barthélémy, “Applications of temporal Kerr lensing to signal manipulation and analysis”, in Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Postconference Digest, Vol. 39 of OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America, 2000), paper CTuH6.
 24. F. Wise, “Fiber delivery of femtosecond pulses from a Ti:sapphire laser”, Opt. Lett. 26, 1320-1322 (2001).
 25. Н. Маркарян, Л. Мурадян, Т. Папазян, А. Зограбян, “Подавление шумов лазерного излучения в спектральном компрессоре”, Изв. НАН Армении, Физика, т. 27, N3, с. 128-134 (1992).
 26. E. Treacy, “Compression of Picosecond Light Pulses”, Phys.Lett. A, 28, p.34-35, (1968).
 27. E. Treacy, “Optical Pulse Compression with Diffraction Gratings” IEEE J. of Quantum Electron, QE-5(9), p.454-458, (1969).
 28. R. Stolen and C. Lin, “Self-phase-modulation in silica optical fibers”, Phys. Rev. A 17, 1448 (1978).
 29. D. Grishkowsky, A. Balant. “Optical Pulse Compression Based on Enhanced Frequency Chirping”, Appl. Phys. Lett., 41, p.1-3, (1982).
 30. H. Nakatsuka, D. Grishkowsky, A.C. Balant, “Nonlinear Picosecond Pulse Propagation through Optical Fibers with Positive Group Velocity Dispersion”, Phys. Rev. Lett., 47, p.910-913, (1991).
 31. C.V. Shank, R.L. Fork, R. Yen, R.H. Stolen, W.J. Tomlinson, “Compression of Femtosecond Optical Pulses”, Appl. Phys. Lett., 40(9), p. 761-763, (1982).
 32. С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С Чиркин, “Самовоздействие волновых пакетов в нелинейной среде и генерация фемтосекундных лазерных импульсов” Успехи физических наук, 149, с.450-509, 1986.

33. В. А. Выслоух, Л. Х. Мурадян, С. М. Першин, А. А. Подшивалов, “Перестраиваемые генераторы субпикосекундных световых импульсов с компрессором на одномодовом волоконном световоде”, Изв.АН СССР, сер. физич., 49(3), с.573-577, (1985).
34. С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, Л.Х. Мурадян, СМ. Першин, А.А. Подшивалов, “Перестраиваемый генератор субпикосекундных световых импульсов с компрессором на одномодовом волоконном световоде”, Препринт физического факультета МГУ, 17, (1984).
35. A. Zeytunyan, G. Yesayan, and L. Mouradian, “Pulse compression to 14 ds by third-order dispersion control in a hybrid grating-prism compressor”, *App. Optics*, Vol. 52, Issue 32, 7755-7758 (2013).
36. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, and W. J. Tomlinson, “Experimental-observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers”, *Phys. Rev. Lett.* 45, 1095 (1980).
37. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, and W. J. Tomlinson, “Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single mode fibers”, *Opt. Lett.* 8/5, 289 (1983).
38. M.A.Foster, A. Gaeta, “Soliton-effect compression of supercontinuum to few-cycle durations in photonic nanowires”, *Opt. Express*. 13, 6848 (2005).
39. T. Balciunas, C. Fourcade-Sutin, G. Fan, T. Witting, A. Voronin, A. Zheltikov, F. Gerome, G. Paulus, A. Baltuska, and F. Benabid, “A strong-field driver in the single-cycle regime based on self-compression in a Kagome fibre”, *Nat. Commun.* 6:6117 doi: 10.1038/ncomms7117 (2015).
40. A. B. Salem, R. Chief, and M. Zghal, et al “Soliton-self compression in highly nonlinear chalcogenide photonic nanowires with ultralow pulse energy”, *Opt. Express* 19, 1995510 (2011).
41. A. A. Amorim, M. V. Tognetti, P. Oliveira, J.L. Silva, L.M. Bernardo, F.X. Kärtner, and H.M. Crespo, “Sub-two-cycle pulses by soliton self-compression in highly nonlinear photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.* 34, 3851 (2009).

42. M. Oberthaler, R.A. Hopfel, "Special narrowing of ultrashort laser pulses by self-phase modulation in optical fibers", *Appl. Phys. Lett.* 63, 1017–1019 (1993).
43. B. R. Washburn, J. A. Buck, and S. E. Ralph, "Transform-limited spectral compression due to self-phase modulation in fibers", *Opt. Lett.* 25, 445–447 (2000).
44. L. Kh. Mouradian, A. V. Zohrabyan, A. Villeneuve, A. Yavrian, G. Rousseau, M. Piche, C. Froehly, F. Louradour, and A. Barthélémy, "Applications of temporal Kerr lensing to signal manipulation and analysis", *CLEO-Europe, Conf. Digest*, v. 39 of OSA Trends in Optics and Photonics (OSA 2000), paper CTuH6.
45. L. Mouradian and A. Barthelemy, "Nonlinear-Dispersive Similaritons of Passive Fibers: Applications in Ultrafast Optics", Chapter 6 in "Shaping Light in Nonlinear Optical Fibers" Ed. S. Boscolo and Ch. Finot ©2017 John Wiley & Sons Ltd.
46. E. R. Andresen, J. M. Dudley, D. Oron, C. Finot, and H. Rigneault, "Transform-limited spectral compression by self-phase modulation of amplitude-shaped pulses with negative chirp", *Opt. Lett.* 36 707–709 (2011).
47. E. R. Andresen, J. Thøgersen, and S. R. Keiding, "Spectral compression of femtosecond pulses in photonic crystal fibers," *Opt. Lett.* 30, 2025-2027 (2005).
48. J. Limpert, T. Gabler, A. Liem, H. Zellmer, and A. Tünnermann, "SPM-induced spectral compression of picosecond pulses in a single-mode Yb-doped fiber amplifier" *Appl. Phys. B* 74, 191 (2002)
49. J. Fatome, B. Kibler, E. R. Andresen, H. Rigneault, and C. Finot, "All-fiber spectral compression of picosecond pulses at telecommunication wavelength enhanced by amplitude shaping", *Appl. Opt.* 51 4547-4553 (2012).
50. T. Mansuryan, A. Zeytunyan, M. Kalashyan, G. Yesayan, L. Mouradian, F. Louradour, and A. Barthélémy, "Parabolic temporal lensing and spectral imaging: a femtosecond optical oscilloscope", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 25, No. 5 (2008).
51. A. A. Kutuzyan, T. G. Mansuryan, A. A. Kirakosyan, and L. K. Mouradian, "Self-forming of temporal dark soliton in spectral compressor", *Proc. SPIE 5135, Optical Information, Data Processing and Storage, and Laser Communication Technologies*, (3 September 2003).

52. S. W. Clark, F. Ö. Ilday, and F. W. Wise, "Fiber delivery of femtosecond pulses from a Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* 26, 1320–1322 (2001).
53. F. Louradour, E. Lopez-Lago, V. Couderc, V. Messenger, and A. Barthélémy, "Dispersive-scan measurement of the fast component of the third-order nonlinearity of bulk materials and waveguides", *Opt. Lett.* 24, 1361–1363 (1999).
54. G. Agrawal, "Nonlinear fiber optics: its history and recent progress", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 28, No. 12 (2011).
55. Y. Lin, C. Huang, "Large-scale and structure-tunable laser spectral compression in an optical dispersion-increasing fiber", *Opt. Express*, Vol. 25, No 15 (2017).
56. H. P. Chuang and C. B. Huang, "Wavelength-tunable spectral compression in a dispersion-increasing fiber," *Opt. Lett.* 36(15), 2848–2850 (2011).
57. N. Nishizawa, K. Takahashi, Y. Ozeki, and K. Itoh, "Wideband spectral compression of wavelength-tunable ultrashort soliton pulse using comb-profile fiber," *Opt. Express* 18, 11700-11706 (2010).
58. P. V. Kelkar, F. Coppinger, A. S. Bhushan, B. Jalali, "Time-domain optical sensing", *Electron. Lett.*, 35, 1661 (1999).
59. K. Goda, D.R. Solli, K.K. Tsia, B. Jalali, "Theory of amplified dispersive Fourier transformation", *Phys. Rev. A*, 80 043821 (2009).
60. R. Salem, M. Foster, and A. Gaeta, "Application of space-time duality to ultrahigh-speed optical signal processing", *Advances in Optics and Photonics* 5, 274–317 (2013).
61. J. Azana, L.R. Chen, M.A. Muriel, and P.W.E. Smith, "Fiber Bragg grating period reconstruction using time-frequency signal analysis and application to distributed sensing", *Electron. Lett.*, 35, 2223 (1999).
62. A. Mahjoubfar, D. V. Churkin, S. Barland, N. Broderick, S.K. Turitsyn, B. Jalali, "Time stretch and its applications", *Nature Photon*, 11, 341 (2017).
63. K. Goda, B. Jalali, "Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements", *Nature Photon.* 7, 102–112 (2013).
64. D.R. Solli, J. Chou, and B. Jalali, "Amplified wavelength-time transformation for real-time spectroscopy", *Nature Photon.* 2, 48–51 (2008).

65. D.R. Solli, C. Roper, P. Koonath, and B. Jalali, "Optical rogue waves", *Nature* 450, 1054–1057 (2007).
66. D. R. Solli, C. Ropers, and B. Jalali, "Rare frustration of optical supercontinuum generation", *Appl. Phys. Lett.* 96, 151108 (2010).
67. G. Meltz, W.W. Morey, and W.H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", *Opt. Lett.* 14(15): 823–5 (1989).
68. I. Petermann, B. Sahlgren, S. Helmfrid, and A.T. Friberg, "Fabrication of advanced fiber Bragg gratings by use of sequential writing with a continuous-wave ultraviolet laser source", *Appl. Opt.* 41, 1051–1056 (2002).
69. E. Diebold, N. Hon, Z. Tan, J. Chou, T. Sienicki, C. Wang, and B. Jalali, "Giant tunable optical dispersion using chromo-modal excitation of a multimode waveguide", *Opt. Express*, vol. 19, No. 24 (2011).
70. D. Anderson, M. Desaix, M. Karlson, M. Lisak, and M.L. Quiroga-Teixeiro, "Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* 10, pp 1185-1190 (1993).
71. J. M. Dudley, C. Finot, G. Millot, D.J. Richardson, "Self-similarity and scaling phenomena in nonlinear ultrafast optics", *Nat. Phys.* 3, 597-603 (2007).
72. V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. M. Dudley, J. D. Harvey, "Self-similar propagation of highpower parabolic pulses in optical fiber amplifiers", *Opt. Lett.* 25, 1753-1755 (2000).
73. M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, J. D. Harvey, "Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.* 84, 6010- 6013 (2000).
74. S. Boscolo, S. K. Turitsyn, V. Y. Novokshenov, J. H. B. Nijhof, "Self-similar parabolic optical solitary waves", *Theoretical and Mathematical Physics* 133, 1647-1656 (2002).
75. V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey, J. M. Dudley, "Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers", *J. Opt. Soc. Am. B* 19, 461-469 (2002).
76. T. Hirooka and M. Nakazawa, "Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion", *Opt. Lett.* 29, 498-500 (2004).

77. C. Finot, G. Millot, C. Billet, J.M. Dudley, "Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fiber", *Opt. Express* 11, 1547-1552 (2003).
78. A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of Stationary Nonlinear Optical Pulses in Dispersive Dielectric Fibers. I. Anomalous Dispersion", *Appl. Phys. Lett.* 23, 142-144 (1973).
79. K. Tamura and M. Nakazawa, "Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers", *Opt. Lett.* 21, 68-70 (1996).
80. M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, "Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.* 84, 6010 – 6013 (2000)
81. C. Finot, G. Millot, J.M. Dudley, "Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers", *Opt. Lett.* 29, 2533-2535 (2004).
82. C. Finot and G. Millot, "Synthesis of optical pulses by use of similaritons", *Opt. Express* 12, 5104-5109 (2004).
83. V. I. Kruglov, D. Méchin, J. D. Harvey, "High compression of similariton pulses under the influence of higher-order effects", *J. Opt. Soc. Am. B* 24, 833-838 (2007).
84. L. Mouradian, A. Zeytunyan, and G. Yesayan, "Similariton-based spectral interferometry for signal analysis on femtosecond time scale", In *Interferometry: Research and Applications in Science and Technology* (ed. I. Padron). InTech, Moscow, pp. 99-124 (2012).
85. A. Pegoraro, A. Ridsdale, D. Moffatt, Y. Jia, J.P. Pezacki, A. Stolow, "Optimally chirped multimodal CARS microscopy based on a single Ti:sapphire oscillator", *Optics Express*, 17, 2984 (2009).
86. E. Gershgoren, R. Bartels, J. Fourkas, R. Tobey, M. Murnane, and H. Kapteyn, "Simplified setup for high-resolution spectroscopy that uses ultrashort pulses", *Opt. Lett.*, 28, 361 (2003).

87. A. Zeytunyan, A. Muradyan, G. Yesayan, L. Mouradian, F. Louradour, and A. Barthélémy, "Generation of broadband similaritons for complete characterization of femtosecond pulses", *Optics Communications*, Vol. 284, (15), 3742–3747, (2011).
88. D. J. Kane and R. Trebino, "Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency resolved optical gating", *IEEE J. Quantum Electron.* 29, 571-579 (1993).
89. R. Trebino, "Frequency-Resolved Optical Gating. The Measurement of Ultrashort Laser Pulses", Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (2002).
90. N. L. Margaryan, L. Kh. Mouradian, and T. A. Papazyan, "Spectral compression of ultrashort laser pulses", *Sov. J. Quant. Electron.* 21, 783–785 (1991).
91. J. Piasecki, B. Colombeau, M. Vampouille, C. Froehly, J.A. Arnaud, "Nouvelle méthode de mesure de la réponse impulsionnelle des fibres optiques," *Appl. Opt.* 19, 3749-3755 (1980).
92. F. Reynaud, F. Salin, A. Barthélémy, "Measurement of phase shifts introduced by nonlinear optical phenomena on subpicosecond pulses", *Opt. Lett.* 14, 275-277 (1989).
93. D. Kane and R. Trebino, "Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating", *Opt. Lett.* Vol. 18, No. 10 (1993).
94. M. C. Nuss, M. Li, T. H. Chiu, A. M. Weiner, A. Partovi, "Time-to-space mapping of femtosecond pulses", *Opt. Lett.* 19, 664–666 (1994).
95. P. C. Sun, Y. T. Mazurenko, Y. Fainman, "Femtosecond pulse imaging: ultrafast optical oscilloscope", *J. Opt. Soc. Am. A* 14, 1159-1170 (1997).
96. T. Mansuryan, A. Zeytunyan, M. Kalashyan, G. Yesayan, L. Mouradian, F. Louradour, and A. Barthélémy, "Parabolic temporal lensing and spectral imaging: a femtosecond optical oscilloscope", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 25, No. 5 (2008).
97. L.Kh. Mouradian, F. Louradour, V. Messenger, A. Barthélémy, C. Froehly, "Spectro-temporal imaging of femtosecond events", *IEEE J. Quantum Electron.* 36, 795-801 (2000).
98. A. V. Zohrabyan, A. A. Kutuzian, V. Zh. Ninoyan, and L. Kh. Mouradian, "Spectral compression of picosecond pulses by means of cross phase modulation", *AIP Conf. Proc.* 406, 395–401 (1997).

99. L. Kh. Mouradian, F. Louradour, C. Froehly, and A. Barthélémy, “Self- and cross-phase modulation of chirped pulses: spectral imaging of femtosecond pulses”, in *Nonlinear Guided Waves and Their Applications*, Vol. 5 of OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1998), paper NFC4.
100. L. Kh. Mouradian, A. V. Zohrabian, C. Froehly, F. Louradour, and A. Barthélémy, “Spectral imaging of pulses temporal profile”, in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe)*, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1998), paper CMA5.
101. G. Yesayan, K. Palanjyan, T. Mansuryan, A. Zeytunyan, L. Mouradian, P. Kockaert, and P. Emplit, “Nonlinear spectronic similariton of single-mode fiber without gain”, in *Nonlinear Photonics*, OSA Technical Digest, paper JWA18 (2007).
102. N. L. Markaryan and L. Kh. Muradyan, “Determination of the temporal profiles of ultrashort pulses by a fibre-optic compression technique”, *Quantum Electron.* 25, 668–670 (1995).
103. D.J. Kane and R. Trebino, “Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating”, *Opt. Lett.* 18, 823–825 (1993).
104. D. Reid, P. Loza-Alvarez, C. Brown, T. Beddard, and W. Sibbett, “Amplitude and phase measurement of mid-infrared femtosecond pulses by using cross-correlation frequency-resolved optical gating”, *Opt. Letters*, Vol. 25, No. 19 (2000).
105. J. Dudley, X. Gu, L. Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O’Shea, R. Trebino, S. Coen, and R. Windeler, “Cross-correlation frequency resolved optical gating analysis of broadband continuum generation in photonic crystal fiber: simulations and experiments”, *Opt. Express*, Vol. 10, No. 21 (2002).
106. R. Trebino and D. J. Kane, “Using Phase Retrieval to Measure the Intensity and Phase of Ultrashort Pulses - Frequency-Resolved Optical Gating”, *J. Opt. Soc. Am. A* 10, 1101-1111 (1993).
107. R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbugel, B. A. Richman, and D. J. Kane, “Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency

- domain using frequency-resolved optical gating”, *Rev. Sci. Instrum.* 68, 3277-3295 (1997).
108. T. S. Clement, A. J. Taylor, and D. J. Kane, “Single-shot measurement of the amplitude and phase of ultrashort laser pulses in the violet”, *Opt. Lett.* 20, 70–72 (1995).
 109. J. N. Sweetser, D. N. Fittinghoff, and R. Trebino, “Transient-grating frequency-resolved optical gating”, *Opt. Lett.* 22, 519–521 (1997).
 110. G. Stibenz and G. Steinmeyer, “Interferometric frequency-resolved optical gating”, *Opt. Express* 13, 2617–2626 (2005).
 111. I. Amat-Roldan, I. G. Cormack, P. Loza-Alvarez, and D. Artigas, “Measurement of electric field by interferometric spectral trace observation”, *Opt. Lett.* 30, 1063–1065 (2005).
 112. I. Amat-Roldan, D. Artigas, I. G. Cormack, and P. Loza-Alvarez, “Simultaneous analytical characterisation of two ultrashort laser pulses using spectrally resolved interferometric correlations”, *Opt. Express* 14, 4538–4551 (2006)
 113. S. Akturk, M. Kimmel, P. O’Shea, R. Trebino, “Measuring spatial chirp in ultrashort pulses using single-shot frequency-resolved optical gating”, *Opt. Express* 11, 68-78 (2003).
 114. C. Iaconis and I.A. Walmsley, “Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses”, *Opt. Lett.* 23, 792-794 (1998).
 115. M. Anderson, A. Monmayrant, S.-P. Gorza, P. Wasylczyk, and I.A. Walmsley, “SPIDER: A decade of measuring ultrashort pulses”, *Laser Phys. Lett.* 5, No. 4, 259–266 (2008).
 116. C. Iaconis and I. Walmsley, “Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses”, *IEEE J. Quant. Electron.*, Vol. 35, No. 4 (1999).
 117. V. Messager, F. Louradour, C. Froehly, A. Barthélémy, “Coherent measurement of short laser pulses based on spectral interferometry resolved in time”, *Opt. Lett.* 28, 743-745 (2003).
 118. M. Lelek, F. Louradour, A. Barthélémy, C. Froehly, T. Mansourian, L. Mouradian, J. P. Chambaret, G. Chériaux, B. Mercier, “Two-dimensional spectral shearing interferometry resolved in time for ultrashort optical pulse characterization”, *J. Opt. Soc. Am. B* 25, A17-A24 (2008).

119. P. Kockaert, M. Haelterman, Ph. Emplit, and C. Froehly, "Complete characterization of (ultra)short optical pulses using fast linear detectors", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 10, 206-212 (2004).
120. T. Oksenhendler, S. Coudreau, N. Forget, V. Crozatier, S. Grabielle, R. Herzog, O. Gobert, and D. Kaplan, "Self-referenced spectral interferometry," *Appl. Phys. B* 99, 7-12 (2010).
121. V. Lozovoy, I. Pastirk, M. Dantus, "Multiphoton intrapulse interference. IV. Ultrashort laser pulse spectral phase characterization and compensation", *Opt. Lett.* 29, 775-777 (2004).
122. B. Xu, J.M. Gunn, M. Dela Cruz, V.V. Lozovoy, M. Dantus, "Quantitative investigation of the multiphoton intrapulse interference phase scan method for simultaneous phase measurement and compensation of femtosecond laser pulses", *J. Opt. Soc. Am. B* 23, 750-759 (2004).
123. C. V. Bennett and B. H. Kolner, "Upconversion time microscope demonstrating 103x magnification of femtosecond waveforms", *Opt. Lett.* 24, 783-785 (1999).
124. M.T. Kauffman, W.C. Banyai, A.A. Godil, D.M. Bloom, "Time-to-frequency converter for measuring picosecond optical pulses", *Appl. Phys. Lett.* 64, 270-272 (1994).
125. J. Azana, N.K. Berger, B. Levit, B. Fischer, "Time-to-frequency conversion of optical waveforms using a single time lens system", *Phys. Scr. T118*, 115-117 (2005).
126. J. Azana, N.K. Berger, B. Levit, B. Fischer, "Spectrotemporal imaging of optical pulses with a single time lens", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 16, 882-884 (2004).
127. J. Azana, "Time-to-frequency conversion using a single time lens", *Opt. Commun.* 217, 205-209 (2003).
128. M. Vampouille, A. Barthélémy, B. Colombeau, C. Froehly, "Observation et applications des modulations de fréquence dans les fibres unimodales", *J. Opt. (Paris)* 15, 385-390 (1984).
129. M. Vampouille, J. Marty, C. Froehly, "Optical frequency intermodulation between two picosecond laser pulses", *IEEE J. Quantum Electron.* 22, 192-194 (1986).
130. E. Arons, E.N. Leith, A. Tien, R. Wagner, "High-resolution optical chirped pulse gating," *Appl. Opt.* 36, 2603-2608 (1997).
131. M.A. Foster, R. Salem, D.F. Geraghty, A.C. Turner-Foster, M. Lipson, and A.L. Gaeta, "Silicon-chip-based ultrafast optical oscilloscope", *Nature* 456 81-4 (2008).

132. L. Mollenauer, R. Stolen, and J. Gordon “Experimental-observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers” *Phys. Rev. Lett.* 45, 1095 (1980).
133. L.Mollenauer, R. Stolen, J. Gordon, and W. Tomlinson “Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single mode fibers” *Opt. Lett.* 8/5, 289 (1983).
134. L.Kh. Muradyan, N.L. Markaryan, T.A. Papazyan, and A.A. Ohanyan “Self-action of chirped pulses: spectral compression”, *CLEO 1990, USA, Tech. Digest*, 120-121, CTUH32 (1990); “Spectral compression of ultrashort laser pulses”, *Sov. J. Quantum Electron.* 21, 783 (1991).
135. L. Mouradian, A. Grigoryan, A. Kutuzyan, G. Yesayan, M. Sukiasyan, H. Toneyan, A. Zeytunyan, A. Barthelemy, “Spectral Analogue of the Soliton Effect Compression: Spectral Self-Compression”, *Frontiers in Optics (FiO) 2015, FW3F.3* (October 18-22, 2015, San Jose, CA, USA).
136. H.Toneyan, M.Sukiasyan, V.Avetisyan, A.Kutuzyan, A.Yeremyan, and L.Mouradian, “Solitonic Self-Spectral Compression of Noisy Supercontinuum Radiation”,- *Frontiers in Optics 2016, OSA Technical Digest* , Rochester, New York, United States, 17–21 October , JW4A.44 (2016).
137. R. Alfano and S. Shapiro, “Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses”, *Phys. Rev. Lett.* 24 (11), 592 (1970).
138. M. Bellini and T. Hänsch, “Phase-locked white-light continuum pulses: toward a universal optical frequency comb synthesizer”, *Opt. Lett.* 25 (14), 1049 (2000).
139. E. Goulielmakis, S. Koehler, B. Reiter, M. Schultze, A. Verhoef, E. Serebryannikov, A.M. Zheltikov, and F. Krausz “Ultrabroadband, coherent light source based on self-channeling of few-cycle pulses in helium”, *Opt. Lett.* 33 (13), 1407-1409 (2008).
140. H. Hundertmark, S. Rammler, T. Wilken, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, and P. Russell, “Octave-spanning supercontinuum generated in SF6-glass PCF by a 1060nm mode-locked fibre laser delivering 20pJ per pulse”, *Opt. Express* 17 (3), 1919-1924 (2009).
141. R. Halir, Y. Okawachi, J. Levy, M. Foster, M. Lipson, and A. Gaeta, “Ultrabroadband supercontinuum generation in a CMOS-compatible platform”, *Opt. Lett.* 37 (10) (2014).

142. R. Fork, C. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, and W. Tomlinson, “Femtosecond white-light continuum pulses”, *Opt. Lett.* 8, (1) (1983).
143. B. Gross and J. Manassah, “Supercontinuum in the anomalous group-velocity dispersion region”, *J. Opt. Soc. Am. B* 9, 1813–1818 (1992).
144. J. Dudley, G. Genty, and S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”, *Rev. Mod. Phys.* 78, 1135 (2006).
145. A. Salimnia, S. Chin, and R. Vallée, “Ultra-broad and coherent white light generation in silica glass by focused femtosecond pulses at 1.5 μm ”, *Opt. Express* 13 (15) (2005).
146. A. Brodeur and S. Chin, “Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media”, *J. Opt. Soc. Am. B* 16, 637-650 (1999).
147. G. Yesayan. “Nonlinear-Dispersive Solitons and their applications in Ultrafast Optics”, Dissertation, (2013).
148. В. Е. Захаров, С. В. Манаков, С. П. Новиков, Л. П. Питаевский, “Теория солитонов: метод обратной задачи” М.: Наука, с. 319, (1980).
149. T. R. Taha, H. J. Albowitz, “Analytical and Numerical Aspects of Certain Nonlinear Evolution Equations. II Numerical, Nonlinear Schrödinger Equation”, *J. Comput. Phys.* 55, p.203- 230, (1984).
150. R. H. Hardin, F. D. Tappert, “Applications of the split-step Fourier method to the coefficient wave equations”, *SIAM Rev. Cronicle*, 15, p.423, (1973).
151. R. A. Fisher, W. K. Bischel, “The role of linear dispersion in plane-wave self-phase modulation”, *Appl. Phys. Lett.*, 23, p.661, (1973).
152. Г. И. Марчук, “Методы вычислительной математики”, М.: Наука, с. 536, (1960).
153. A. Grigoryan, A. Kutuzyan, and G. Yesayan, “Soliton-effect Spectral Self-compression for Different Initial Pulses”, *Progress in Physics*, 14 (1), 35-37, (2018).
154. Н. Карапетян, Г. Тонян , А. Кутузян , М. Сукиасян , В. Аветисян, Д. Гулканян, К. Апресян , Л. Мурадян, “Численное Исследование Процесса Формирования Спектрона: Фазовые Особенности”, *Известия НАН Армении, Физика*, т.53, No2, с.173–180 (2018).

155. A. Zeytunyan, “Bandwidth and duration of nonlinear-dispersive similariton”, Proc. of Yerevan State Univ. Phys. and Mathem. Sci., N 1, pp. 54-57 (2010).
156. H. Toneyan, K. Manukyan, M. Sukiasyan, A. Kutuzyan, L. Mouradian, “Spectral Characteristics of Nonlinear-Dispersive Similariton Generated in Single-Mode Fiber without Gain”, Armenian Journal of Physics, vol. 10, issue 4, pp. 192-198 (2017)
157. Y. C. Tong, L. Y. Chan, H. K. Tsang, “Fibre dispersion or pulse spectrum measurement using a sampling oscilloscope” Electron. Lett. 33, 983–985 (1997).

Օգտագործված հապավումների ցուցակ

ԳԲՀ	գեր բարձր հաճախությամբ
ՓԻՄ	փուլային ինքնամոդուլացում
ԴՀԳ	դիսպերսիոն հապաղման գիծ
ՄԼ	միամոդ լուսատար
ՖԲԼ	ֆոտոնիկ բյուրեղային լուսատար
ԳՀԳ	գումար հաճախության գեներացում
ՍԻ	սպեկտրալ ինքնասեղմում
ԴՖՁ	դիսպերսիոն Ֆուրյե ձևափոխություն
ԽԱԴ	խմբային արագությունների դիսպերսիա
ԳԿԻ	գերկարճ իմպուլս
ՈԳԴ	ոչ գծային դիսպերսիոն