ІНСТИТУТ ФІЗИКИ НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Павлова Світлана Володимирівна

Прим. № ____ УДК: 535:14:530.182 535.2: 621.373.826

ДИСЕРТАЦІЯ

ДОСЛІДЖЕННЯ ФІЛАМЕНТАЦІЇ ТА СУПУТНІХ НЕЛІНІЙНО-ОПТИЧНИХ ЯВИЩ У НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛАХ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНОГО ДІАПАЗОНУ ДОВЖИН ХВИЛЬ

01.04.05 – оптика, лазерна фізика.

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,

результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

____С.В.Павлова

Науковий керівник: Кадан Віктор Миколайович, доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

АНОТАЦІЯ

Павлова С. В., Дослідження філаментації та супутніх нелінійнооптичних явищ у напівпровідникових матеріалах телекомунікаційного діапазону довжин хвиль, – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису. Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізикоматематичних наук за спеціальністю 01.04.05 «оптика, лазерна фізика». – Інститут фізики НАН України, Київ, 2020.

Дисертаційна робота присвячена вивченню оптичних нелінійних процесів та особливостей взаємодії фемтосекундного випромінювання на довжині хвилі 1.55 мкм у напівпровідникових матеріалах (c-Si, InP, As₂S₃) та на довжині хвилі 800 нм у халькогалідному склі 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl. У процесі виконання дисертаційної роботи було розроблено та створено потужний волоконний лазер, що працює на довжині хвилі 1.55 мкм. Отримано максимальне, для даного типу волоконних лазерів, значення енергії імпульсу (2 мкДж) при тривалості імпульсу 410 фс. Із використанням лазера проведено дослідження нелінійних нестаціонарних оптичних явищ та задач мікрообробки матеріалів.

Виявлено особливості спектрів випромінювання при взаємодії лазерних імпульсів із центральною довжиною хвилі 1550 нм із досліджуваними матеріалами (c-Si, As₂S₃, InP) та зафіксовано: асиметричне розширення спектра вихідного імпульсу з 25 нм до 100 нм зі зміщенням у короткохвилеву область у c-Si, симетричне розширення спектра в халькогенідному склі з 25 нм до 300 нм та незначні зміни в спектрі InP, генерацію третьої гармоніки у c-Si та As₂S₃. Досліджено залежність кутового розподілу випромінювання на довжині хвилі 1.55 мкм та його третьої гармоніки у c-Si. Застосовуючи методи часороздільної мікроскопії, вивчено просторово-часову динаміку фс-імпульсу в c-Si при λ =1550 нм, зареєстровано збільшення тривалості фс лазерних імпульсів та запропоновано його фізичний механізм, зумовлений внесками двофотонного поглинання, Керрівського самофокусування, рефракції та поглинання плазми, які і призводять до складного перетворення імпульсу. Зареєстровано просторову трансформацію фс випромінювання із довжиною хвилі 1.55 мкм у с-Si та явище філаментації і мультифіламентації в As₂S₃.

Продемонстровано запис хвилеводів у кремнії, формування хвилеводних структур у стеклах As₂S₃ та 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl, приповерхневі модифікації в InP. Виявлено, що основним обмежуючим фактором, що ускладнює процеси модифікації у с-Si та InP, є високий коефіцієнт двофотонного поглинання.

Ключові слова: філаментація, фемтосекундні імпульси, волоконні лазери, часороздільна мікроскопія, хвилеводи.

SUMMARY

Pavlova S.V, Investigation of filamentation and nonlinear optical phenomena in semiconductor materials of the telecommunication wavelength range – Thesis for the degree of candidate of physical and mathematical sciences, specialty 01.04.05-Optics, Laser Physics. – Institute of Physics NAS of Ukraine. – Kyiv, 2020.

The dissertation is devoted to the study of nonlinear optical processes and the characteristics of the interaction of femtosecond radiation at a wavelength of 1.55 μ m with semiconductor materials (c-Si, InP, As₂S₃) and in chalcohalide glass 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl at a wavelength of 800 nm. In the process of performing the dissertation work, a powerful fiber laser operating at a wavelength of 1.55 μ m was developed. For this type of fiber lasers, a maximal value of the pulse energy (2 μ J) at a pulse duration of 410 fs was achieved. Using a laser, the nonlinear optical phenomena were studied and microprocessing of materials was realized.

The spectral changes of the 1550 nm femtosecond laser during the interaction with c-Si, As_2S_3 , InP were observed for the first time. Those are: an asymmetric expansion of the spectrum of the output pulse from 25 nm to 100 nm with a shift to the short-wavelength region in c-Si, symmetrical expansion spectrum in As_2S_3 from 25 nm to 300 nm and slight changes in the InP spectrum, third harmonic generation in c-Si and As_2S_3 .

The dependence of the angular distribution of radiation at a wavelength of 1.55 µm and its third harmonic in c-Si is investigated. Using time-resolving microscopy

methods, the spatiotemporal dynamics of the fs pulse in c-Si at λ =1550 nm was studied. An increase in the duration of fs laser pulses was detected, and a physical mechanism for this phenomenon was proposed, involving the contributions of two-photon absorption, Kerr self-focusing, plasma refraction and absorption, which and lead to complex transformation of the pulse. The spatial transformation of fs radiation with a wavelength of 1.55 µm in c-Si and the phenomenon of filamentation and multifilamentation in As₂S₃ were detected.

The recording of waveguides in silicon, the formation of waveguide structures in As_2S_3 and $65GeS_2-25Ga_2S_3-10CsCl$ glasses, and near-surface modifications in InP are demonstrated. It was revealed that the main limiting factor that impedes the modification processes in c-Si and InP is the high two-photon absorption coefficient.

Keywords: filamentation, femtosecond pulses, fiber lasers, time-resolved microscopy, waveguides.

СПИСОК ПРАЦЬ, ОПУБЛІКОВАНИХ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1*I. Blonskyi, V. Kadan, S. Pavlova, I. Pavlov, O. Shpotyuk, O. Khasanov, "Ultrashort light pulses in transparent solids: propagation peculiarities and practical applications," Ukr. J. Phys. 64(6), 457-463 (2019).

2*I. Blonskyi, V. Kadan, O. Shpotyuk, L. Calvez, I. Pavlov, **S. Pavlova**, A. Dmytruk, A. Rybak, P. Korenyuk, "Upconversion fluorescence assisted visualization of femtosecond laser filaments in Er-doped chalcohalide 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl glass," **Opt. Laser Technol.** 119, 105621 (2019).

3***S. Pavlova**, H. Rezaei, I. Pavlov, H. Kalaycıoğlu, F.Ö Ilday, "Generation of 2-μJ 410-fs pulses from a single-mode chirped-pulse fiber laser operating at 1550 nm," **Appl. Phys. B** 124(10), 201 (2018).

4*V. Kadan, S. Pavlova, I. Pavlov, H. Rezaei, Ö. Ilday, I Blonskyi, "Spatio-temporal dynamics of femtosecond laser pulses at 1550 nm wavelength in crystal silicon," Appl. Phys. A₁24(8), 560 (2018).

5*I. Pavlov, O. Tokel, **S. Pavlova**, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, Ö. Yavuz, Ö. Ilday, "Femtosecond laser written waveguides deep inside silicon," **Opt. Lett.** 42, 3028-3031 (2017).

6*I. Blonskyi, V. Kadan, A. Rybak, **S. Pavlova**, L. Calvez, B. Mytsyk, O. Shpotyk, "Optical Phenomena and Processes Induced by Ultrashort Light Pulses in Chalcogenide and Chalcohalide Glassy Semiconductors," **J. Nano- Electron. Phys**. 9(5), 05033 (2017).

Тези конференцій здобувача:

1*S. Pavlova, E. Yagci, K. Eken, E. Tunckol, I. Pavlov, μs pulsed, low repetition rate, 30 W fiber laser at 1550 nm (CLEO/EUROPE-EQEC, Munich, Germany, 2019), p.54.

2*S. Pavlova, E. Yagci, K. Eken, E. Tunckol, I. Pavlov, High power microsecond pulsed Er-Yb doped fiber laser sourse (Fotonik 2019, Istanbul, Turkey, 2019), p.25.

3*I. Blonskyi, V. Kadan, I. Pavlov, **S. Pavlova**, A. Rybak, O. Shpotyuk, Femtosecond laser fabrication of microoptical elements for optoelectronic sensors (CEMCT-8, Odesa, 2018), pp. 10-11.

4*I. Blonskyi, V. Kadan, S. Pavlova, I. Pavlov, A. Rybak, L. Calvez, O. Shpotyuk, Spatio-temporal transformation of infra-red femtosecond laser pulses in crystal silicon (X international conference on topical problems of semiconductor physics, Truskavets, Ukraine, 2018), pp.54-56.

5*I. Pavlov, O. Tokel, **S. Pavlova**, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, T. Colakoglu, O. Yavuz, O. Ilday, Optical waveguides written deep inside silicon by femtosecond laser (CLEO/EUROPE-EQEC, Munich, Germany, 2017), pp. 1-1.

6*I. Pavlov, O. Tokel, **S. Pavlova**, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, F. Ö. Ilday. Optical waveguides written in silicon with femtosecond laser (APS March Meeting, New Orleans, USA, 2017), G1.59.

7*Blonskyi I., Kadan V., Rybak A., **Pavlova S.,** Calvez L., Mytsyk B., Shpotyk O., Optical Phenomena and Processes Induced by Ultrashort Light Pulses in Chalcogenide and Chalcohalide Glassy Semiconductors (ICPTTFN-XVI, Ivano-Frankivsk, 2017), p.5.

8*I. Blonskyi, V. Kadan, **S. Pavlova**, Ö. Ilday, I. Pavlov, L. Calvez, O. Shpotyk, O. Khasanov, Reversible and irreversible processes induced by femtosecond light pulses in crystal silicon and chalcogenide glasses (Laser technologies. Lasers and their application, Truskavets, 2017), pp.66-68.

3MICT

3MI	CT	7
Спи	сок основних позначень	10
BCT	`УП	11
PO3,	ДІЛ 1	17
ΦΕΝ	ИТОСЕКУНДНІ ВОЛОКОННООПТИЧНІ ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА: СУЧА	CHI
TEH	ІДЕНЦІЇ ТА ПРОБЛЕМИ, ЩО ВИНИКАЮТЬ ПРИ ПІДСИЛЕННІ	
ІМП	УЛЬСІВ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ)	17
1.1	Основи теорії волоконних лазерів	17
1.2	Загальні принципи побудови волоконних лазерів	23
1.3	Основні характеристики ербієвих систем	27
1.4	Основні досягнення в області фемтосекундних Er-Yb лазерів	30
Висн	новки до розділу 1	32
PO3,	ДІЛ 2	33
MET	ГОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ: СТВОРЕННЯ ОРИГІНАЛЬНОГО	
ΦΕΝ	ИТОСЕКУНДНОГО ОПТОВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА НА ДОВЖИНІ	
XBV	ІЛІ ВИПРОМІНЮВАННЯ 1.55 МКМ	33
2.1	Опис схеми фемтосекундного волоконного лазера	33
2.2	Принцип вимірювання підсиленого спонтанного випромінювання	47
2.3	Дослідження впливу «Fibre Fuse» ефекту при розробці потужного	
воло	оконного лазера на довжині хвилі 1550 нм	48
Висн	новки до розділу 2	51
PO3,	ДІЛ 3	52
дос	СЛІДЖЕННЯ НЕЛІНІЙНИХ НЕСТАЦІОНАРНИХ ОПТИЧНИХ ЯВИШ	У
HAL	ІІВПРОВІДНИКАХ ТА ДІЕЛЕКТРИКАХ, ПЕРСПЕКТИВНИХ ДЛЯ	
ОПТ	ГОЕЛЕКТРОННИХ ТА ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ ЗАСТОСУВАНЬ (с	-Si,
InP,	ХАЛЬКОГЕНІДНІ СКЛОПОДІБНІ НАПІВПРОВІДНИКИ)	52
3.1	Основні механізми взаємодії фемтосекундних лазерних імпульсів із	
проз	ворими матеріалами (огляд літератури)	53
3.1.1	Явище філаментації	56

3.1.2	Нелінійні процеси, що супроводжують явище філаментації 60
3.1.3	Окремі оптичні характеристики досліджуваних матеріалів
(моно	кристалічний кремній, фосфід індію, халькогенідні склоподібні
напівг	провідники на основі As ₂ S ₃) та тенденції досліджень63
3.2	Результати досліджень динаміки фс імпульсів у прозорих матеріалах на
довжи	ні хвилі 1.55 мкм
3.2.1	Трансформація геометричних параметрів лазерних імпульсів, які
пошир	оюються в с-Si70
3.2.2	Дослідження еволюції параметрів лазерних імпульсів у залежності від їх
енергі	ï y c-Si, As ₂ S ₃ i InP71
3.2.3	Дослідження змін спектральних характеристик при різних енергіях
лазерн	их імпульсів
3.2.4	Особливості трансформації профілю пучка у с-Si при різних частотах
слідув	ання імпульсів
3.2.5	Зміна форми фс-імпульсу при проходженні різної довжини у с-Si 78
3.2.6	Особливості генерації третьої гармоніки в As ₂ S ₃ та с-Si при проходженні
фемто	секундних лазерних імпульсів
3.2.7	Особливості прояву плазмового каналу при проходженні
фемто	секундних лазерних імпульсів у с-Si85
3.2.8	Еволюція часової ширини лазерних імпульсів у с-Si
3.2.9	Визначення зміни показника заломлення у плазмовому каналі в с-Si 95
3.2.10	Вплив числової апертури лінзи на параметри плазмового каналу 97
Висно	вки до розділу 3
РОЗД	ІЛ 4 101
ЗАПИ	С ОПТИЧНИХ ХВИЛЕВОДІВ ТА ОБ'ЄМНИХ ПЕРІОДИЧНИХ
СТРУ	КТУР В ОПТИЧНИХ КОНСТРУКЦІЙНИХ МАТЕРІАЛАХ (c-Si, InP,
As_2S_3)	
4.1	Методика і типи запису хвилеводів фемтосекундним лазерним
випро	мінюванням101
4.2	Запис хвилеводів фс імпульсами у с-Si 104

4.3	Запис хвилеводів у с-Si фс імпульсами при різних швидкостях запису	105	
4.4	Визначення зміни показника заломлення хвилеводу в с-Si	106	
4.5	Запис періодичних структур у с-Si фс імпульсами	108	
4.6	Модифікація показника заломлення фс імпульсами в As ₂ S ₃ на довжин	i	
хвилі 7	λ=1.55 мкм та в 65GeS ₂ -25Ga ₂ S ₃ -10CsCl при λ=800 нм	110	
4.7	Приповерхневий запис структур фс-імпульсами в InP	112	
Висновки до розділу 4 112			
ВИСНОВКИ114			
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ116			
Додаток 1 (Модуль прогами) 1			
Додаток 2 (Список праць, опублікованих за темою дисертації) 1			

Список основних позначень

SB(R)S – стимульоване брілюенівське (раманівське) випромінювання.

ФСМ, SPМ – фазова самомодуляція.

ASE – спонтанне випромінювання.

Coupler – розгалужувач світла.

HWP – пластинка $\lambda/2$, QWP – пластинка $\lambda/4$.

PBS – поляризаційний розділювач світла.

MPC, WDM – багатомодовий та одномодовий пристрій передачі випромінювання діодів накачування у волокно відповідно.

АОМ – акустооптичний модулятор.

ІЧ – інфрачервоний.

ПП, РА – попередній підсилювач.

ОП, МА – основний підсилювач.

РМ – тип волокна, що підтримує поляризацію.

SMF, LMA – одномодове та багатомодове волокно відповідно.

УКІ – ультракороткі імпульси.

DC – волокно із подвійною оболонкою.

ErУb – ербій ітербієве леговане волокно.

НП – насичувальний поглинач.

CW – неперервний режим роботи лазера.

ТРА, ДФП – двофотонне поглинання.

ХГС – халькогенідне скло.

п/з, п– показник заломлення.

ТГ, ТНG – третя гармоніка.

NA – числова апертура.

F – фокусна відстань лінзи.

СРА – метод підсилення чирпованого імпульсу.

ДГШ – дисперсія групової швидкості.

н/п-напівпровідник.

ВСТУП

Актуальність роботи. Фемтооптика матеріалів – один із загальновизнаних світових науково-технічних пріоритетів у оптичних дослідженнях і технологіях останніх років. Продовжується вивчення фундаментальних властивостей взаємодії ультакоротких надпотужних світлових імпульсів із матеріалами різного функціонального призначення і структурної організації, розвиваються нові технології прецизійної лазерної мікрообробки функціональних матеріалів, вдосконалюються сучасні лазерні фемтосекундні джерела. На перетині цих трьох напрямків і знаходиться тема даної дисертаційної роботи.

Однією з ознак розвитку сучасної лазерної техніки і технологій є перехід лазерних твердотільних джерел із довжини хвилі основної гармоніки 1.06 мкм, яка є небезпечною для зору оператора, до більш довгохвильових (1.55 мкм), для яких така небезпека пом'якшена. Окрім цього, вираженою є тенденція до переходу від масивних монокристалічних чи скляних активних лазерних середовищ, до більш сучасних — у формі оптичних волокон, легованих рідкісноземельними елементами (ербій, ітербій), які забезпечують ефективне випромінювання в області 1.55 мкм. Створені останнім часом волоконні лазерні джерела демонструють такі переваги: висока середня та пікова потужності, широкий діапазон довжин хвиль випромінювання, частоти повторення і тривалостей імпульсів, висока якість пучка, компактність такого джерела і надійність в експлуатації. Окрім сказаного, необхідно відмітити можливість гнучкого керування параметрами відповідного лазерного випромінювання під конкретні технологічні задачі.

Актуальною є і задача використання волоконних лазерних джерел для прецизійної мікрообробки матеріалів та продукування масивів елементів мікрооптики (мікрохвилеводи, мікролінзи, мікродзеркала, розгалужувачі світлових потоків, та ін.) у таких оптичних конструкційних матеріалах, як монокристалічний кремній, InP, оптичні халькогенідні стекла, кварц. Зокрема,

гостро стоїть проблема створення в об'ємі монокристалічного кремнію якісних мікрохвилеводів, що вкрай необхідно для розвитку кремнієвої оптоелектроніки.

Важливим і маловивченим на сьогоднішній день є питання кінетики та механізмів лазерного руйнування таких матеріалів у фемто-наносекундному часовому діапазоні. Окрім цього, значну увагу приділено вивченню нелінійних процесів просторово-часової трансформації потужних фемтосекундних лазерних імпульсів під час їх розповсюдження в середовищах різної природи та супроводжуючих явищ: утворенню філаментів та мультифіламентації, генерації вищих гармонік, зміні часової ширини імпульсів та ін. Отримання нових результатів у зазначених напрямках і визначає актуальність теми досліджень.

Мета, об'єкт, предмет та методи дослідження.

Мета роботи: встановити основні властивості нестаціонарних нелінійних оптичних явищ у сучасних оптичних конструкційних матеріалах (с-Si, InP та халькогенідні напівпровідникові стекла), а також розвинути технологію прецизійної мікрообробки таких матеріалів із використанням створених нових волоконних лазерних джерел фемтосекундних імпульсів випромінювання в телекомунікаційному діапазоні довжин хвиль ~1.55 мкм.

Завдання роботи:

1) вивчити процеси нелінійної просторово-часової трансформації фс лазерних імпульсів в оптичних матеріалах телекомунікаційного діапазону, а також лазерного запису хвилеводів та інших структур в об'ємі вказаних матеріалів із застосовуванням лазерного джерела з оптимізованими параметрами, створеного для розв'язання таких задач. Для цього було необхідно:

2) розробити фс ербій-ітербієвий волоконний лазер та дослідити механізми впливу нелінійних ефектів на його вихідні параметри;

3) дослідити закономірності неруйнівної взаємодії фс лазерного випромінювання з довжиною хвилі 1.55 мкм (утворення філаментів, процесів генерації гармонік, режимів локалізації та просторово-часової динаміки імпульсів) із актуальними оптичними матеріалами телекомунікаційного діапазону (с-Si, InP та халькогенідні напівпровідникові стекла);

4) визначити режими формування лазерно-індукованих хвилеводів та інших структур (вибір параметрів лазера, сканувальної та фокусувальної системи) в оптичних матеріалах лазерними фемтосекундними імпульсами на довжинах хвиль 1.55 мкм та 800 нм;

5) розробити комп'ютерну програму для обчислення просторового профілю лазерно-індукованої зміни показника заломлення матеріалу виходячи з дефокусованих мікроскопічних зображень.

Об'єкт досліджень: монокристали Si, InP та напівпровідникові функціональні стекла As₂S₃, 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl.

Предмет досліджень: нелінійні явища (філаментація, генерація гармонік, еволюція імпульсів та спектрів випромінювання), широкодіапазонна кінетика лазерного руйнування матеріалів, об'ємне просторове структурування та запис хвилеводів у прозорих матеріалах телекомунікаційного діапазону довжин хвиль.

Методи досліджень: фемтосекундна часороздільна мікроскопія, спектроскопія видимого та телекомунікаційного діапазонів, математичне моделювання процесів взаємодії фс лазерного випромінювання з оптичними матеріалами.

Наукова новизна полягає в таких вперше отриманих результатах:

 із застосуванням методів часороздільної мікроскопії встановлено вплив двофотонного поглинання на особливості просторово-часової трансформації фс лазерних імпульсів із довжиною хвилі 1.55 мкм під час поширення у с-Si, який проявляється у збільшенні тривалості осьової частини імпульсів.

спостережено явища філаментації і мультифіламентації фс лазерних імпульсів із λ=1550 нм в As₂S₃;

 виявлено асиметричний характер розширення частотного спектра фс лазерних імпульсів із довжиною хвилі 1.55 мкм під час їхнього поширення у с-Si внаслідок внеску лазерно-індукованої плазми в процес фазової самомодуляції;

• визначено умови та з їх використанням здійснено запис хвилеводів фс лазерними імпульсами з довжиною хвилі 1.55 мкм в об'ємі с-Si та просторових

структур у стеклах As₂S₃ та 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl фс лазерними імпульсами; визначено просторові профілі лазерно-індукованої зміни показника заломлення хвилеводів у досліджуваних оптичних матеріалах;

 показано, що при енергії лазерного випромінювання 1.8 мкДж у кристалічному InP можлива лише приповерхнева стала модифікація на глибині до 150 мкм на довжині хвилі 1550 нм;

Практичне значення одержаних результатів та рекомендації

•Здійснені експериментальні дослідження і програмне моделювання зміни спектра та часової форми імпульсу у волокні, дозволили визначити оптимальну довжину волокон, рівень вхідного сигналу та потужність накачування для кожного підсилювача при створені фемтосекундного волоконного лазера, будуть корисними розробникам волоконних фс лазерів для практичних застосувань в області обробки матеріалів.

• Встановлення впливу двофотонного поглинання на просторово-часову трансформацію фс лазерного імпульсу під час поширення в с-Si, визначення розмірів області локалізації енергії лазерного випромінювання, параметрів лазерно-індукованого плазмового каналу важливі для розробки процесів і технологій лазерної обробки кремнію фс імпульсами великої інтенсивності.

Реалізовані в дисертаційній роботі процеси формування хвилеводів в об'ємі с-Si, глибокий запис протяжних структур у As₂S₃, приповерхнева модифікація в InP з використанням фс лазерного випромінювання на довжині хвилі λ=1.55 мкм, можуть відкрити новий шлях для виготовлення інтегрованих елементів електроніки, голограм, 3D запису в об'ємі матеріалу.

• Розроблена програма обчислення зміни показника заломлення може використовуватися для швидкого визначення просторових профілів лазерноіндукованих змін показника заломлення на основі тіньограм, отриманих методом мікроскопії дефокусування.

Особистий внесок здобувача

Представлені в дисертації та в наукових працях результати одержано за безпосередньої участі дисертанта на всіх етапах роботи. Відповідно до

поставлених завдань, дисертант разом із науковим керівником д.ф.-м.н. В.М. Каданом брав активну участь у проведені експериментів, а також участь у аналізі отриманих результатів: дослідження нелінійної теоретичному просторово-часової трансформації та особливостей взаємодії фс лазерного випромінювання з довжиною хвилі 1.55 мкм із с-Si та XГС As₂S₃, описаних в [1*,2*,4*,6*]. ербій-ітербієвий роботах Дисертантом виготовлено фс волоконний лазер та досягнуто найвищої енергії фс лазерного імпульсу (2 мкДж) з тривалістю 410 фс [3*]. Разом з доктором Павловим І.А. досліджено вплив нелінійних ефектів на вихідні параметри лазера; спільно з доктором Н. Kalaycıoğlu проведено програмне моделювання поширення імпульсів у нелінійному середовищі з дисперсією. Здобувачем та іншими авторами матеріали для публікації. У представленій підготовлено роботі [5*] експериментальну частину виконано дисертантом разом з Павловим I.А. Зокрема, доведено можливість формування об'ємних хвилеводів та вивчено вплив швидкості сканування на формування хвилеводів у кремнії на довжині хвилі лазерного випромінювання λ=1.55 мкм. Дисертантом розроблено програму обчислення зміни показника заломлення на основі рівнянь переносу інтенсивності та оберненого перетворення Абеля. Дисертантом особисто проведено експерименти зі створення структурних модифікацій в InP. Дисертант спільно з іншими авторами приймала значну участь в обговоренні всіх отриманих результатів та їх підготовці до публікацій. Таким чином, особистий внесок автора у проведенні дослідницької роботи й отриманні результатів, що описані в дисертації, є суттєвим.

Апробація результатів дисертації

Основні результати дисертації були представлені на таких конференціях: **1) S. Pavlova,** E. Yagci, K. Eken, E. Tunckol, I. Pavlov, µs pulsed, low repetition rate, 30 W fiber laser at 1550 nm (CLEO/EUROPE-EQEC, Munich, Germany, 2019), p.54. **2) S. Pavlova,** E. Yagci, K. Eken, E. Tunckol, I. Pavlov, High power microsecond pulsed Er-Yb doped fiber laser sourse (Fotonik 2019, Istanbul, Turkey, 2019), p.25. **3)** I. Blonskyi, V. Kadan, I. Pavlov, **S. Pavlova**, A. Rybak, O. Shpotyuk, Femtosecond laser fabrication of microoptical elements for optoelectronic sensors (CEMCT-8, Odesa, 2018), pp. 10-11. 4) I. Blonskyi, V. Kadan, S. Pavlova, I. Pavlov, A. Rybak, L. Calvez, O. Shpotyuk, Spatio-temporal transformation of infrared femtosecond laser pulses in crystal silicon (X international conference on topical problems of semiconductor physics, Truskavets, Ukraine, 2018), pp.54-56. 5) I. Pavlov, O. Tokel, S. Pavlova, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, T. Colakoglu, O. Yavuz, O. Ilday, Optical waveguides written deep inside silicon by femtosecond laser (CLEO/EUROPE-EQEC, Munich, Germany, 2017), pp. 1-1. 6) I. Pavlov, O. Tokel, S. Pavlova, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, F. Ö. Ilday, Optical waveguides written in silicon with femtosecond laser (APS March Meeting, New Orleans, USA, 2017), G1.59. 7) Blonskyi I., Kadan V., Rybak A., Pavlova S., Calvez L., Mytsyk B., Shpotyk O., Optical Phenomena and Processes Induced by Ultrashort Light Pulses in Chalcogenide and Chalcohalide Glassy Semiconductors (ICPTTFN-XVI, Ivano-Frankivsk, 2017), p.5. 8) I. Blonskyi, V. Kadan, S. Pavlova, Ö. Ilday, I. Pavlov, L. Calvez, O. Shpotyk, O. Khasanov, Reversible and irreversible processes induced by femtosecond light pulses in crystal silicon and chalcogenide glasses, Laser technologies. Lasers and their application (Truskavets, 2017), pp. 66-68.

Публікації: Основні матеріали та результати дисертації представлені в 6ти наукових публікаціях, а також у 8-ми збірниках тез конференцій.

Структура та обсяг дисертації: Дисертація складається зі вступу, п'яти розділів, висновків, списку використаних джерел та додатків. Обсяг дисертації становить 130 сторінок, з них – 109 сторінок основного тексту, що містить 61 рисунок, 2 таблиці, а також 12 сторінок список використаних джерел, який складається зі 127 бібліографічних джерел.

РОЗДІЛ 1

ФЕМТОСЕКУНДНІ ВОЛОКОННООПТИЧНІ ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА: СУЧАСНІ ТЕНДЕНЦІЇ ТА ПРОБЛЕМИ, ЩО ВИНИКАЮТЬ ПРИ ПІДСИЛЕННІ ІМПУЛЬСІВ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ)

1.1 Основи теорії волоконних лазерів

Розвиток лазерної фізики і квантової електроніки призвів до виникнення нового перспективного науково-технічного напрямку – волоконної оптики, основним функціональним матеріалом для якої являються оптичні світловоди. Базовою тут більшість авторів відмічають роботу [1], в якій у 1961 році Е. Снітцер і С. Коестер вказали на можливість використання в якості активного середовища кварцових волокон. Поширення світла і властивості кварцового волокна базуються на ефекті повного внутрішнього відбивання. Найпростіший тип світловода складається із серцевини і оболонки, які зроблені з прозорих матеріалів (скла). Показник заломлення оболонки менший ніж серцевини, завдяки чому світло поширюється у серцевині. Якщо серцевину волокна легувати іонами рідкісноземельних елементів Nd, Yb, Er, Ho, Tm, Pr, тоді такі волокна стають активним середовищем.

Одним із основних напрямків розвитку волоконної оптики на теперішній час є створення волоконних лазерів. Важливу роль у розвитку технології волоконних лазерів відіграла поява потужних напівпровідникових діодів накачування. Принципи роботи напівпровідникових лазерів були вперше описані в 1959 році в роботі вчених Н. Басова, Б. Вула і Ю. Попова [2]. Дослідження китайського вченого Ч. Као поліпшили передачу світла по оптичних волокнах [3], за що він був у 2009 році нагороджений Нобелівською премією. Стрімкий розвиток волоконних лазерів розпочався в кінці 80-х років. Це було пов'язано з тим, що волоконні світловоди леговані іонами Ег, почали використовувати у волоконних підсилювачах [4]. Основні труднощі при створенні волоконних лазерів, що генерують одночасно потужні та короткі імпульси, зумовлені квантовими та термічними ефектами, а також впливом нелінійних ефектів. Завдяки розвитку технології виготовлення оптичних волокон, а також пошуку нових схем і режимів генерації, досягнуто тривалості імпульсу 14 фс на довжині хвилі 1560 нм [5]. Лазери на основі волокон з активними елементами ербій (1.55 мкм), тулій (1.9 мкм) і гольмій (2.1 мкм) використовують для медицини, метрології, систем LIDAR, для дослідницьких застосувань, а ітербієві волокна (1.06 мкм) – переважно для обробки матеріалів.

Волоконні лазерні джерела демонструють такі переваги: висока середня та пікова потужності, широкий діапазон довжин хвиль випромінювання, частоти повторення і тривалостей імпульсів, висока якість пучка, компактність джерела та надійність в експлуатації. З іншого боку, вони мають деякі обмеження, що випливають із малого діаметра волокна та великої довжини поширення у нелінійному середовищі, у порівняні з твердотільними лазерами. Найбільш поширеними з високою потужністю є ітербієві волоконні лазери компанії IPG PHOTONICS. Також на сьогодні у комерційному виконанні доступний волоконний ітербієвий лазер потужністю до 100 кВт у неперервному режимі [6].

Поширення оптичних сигналів у волокні описується теорією електромагнітних хвиль у нелінійному середовищі з дисперсією. Рівняння Максвела, що описують поширення світлових полів з урахуванням нелінійних ефектів, у системі СІ можна записати у вигляді:

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \left(\frac{\partial^2 \mathbf{P}_n}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{H},n}}{\partial t^2} \right)$$
 1.1

Саме нелінійна складова Р_{нл} у рівнянні (1. 1) описує нелінійні явища при поширені потужного випромінювання в середовищі.

При малих потужностях взаємодія світла з активним середовищем відбувається в лінійному режимі. Нелінійні ж ефекти починають діяти при високій потужності світла, і їх внесок швидко збільшується зі зростанням потужності. Тому зрозуміло, що нелінійні ефекти є головними перешкодами, що виникають при підсиленні світла. Найбільш важливі нелінійні явища, що впливають на роботу волоконних лазерів: фазова самомодуляція (ФСМ), вимушене комбінаційне розсіювання (ВКР), вимушене розсіювання Мандельштама-Брілюена (ВРМБ), чотирихвильове змішування. До втрат, що не залежать від довжини хвилі, можна віднести електронне і фононне поглинання, Релеївське розсіювання і розсіювання на домішках волокна [7].

Одним із найважливіших нелінійних ефектів, що обмежує значення вихідної потужності лазера є стимульоване розсіювання Бріллюена (SBS), яке пов'язане зі сприйнятливістю $\chi^{(3)}$ третього порядку. За певних умов це явище може утворюватися спонтанно навіть за низьких рівнів потужності (вузька спектральна ширина джерела підсилення, низький рівень вхідного сигналу). SBS генерується у процесі трансформації падаючого фотона в розсіяний фотон із дещо меншою енергією та акустичний фонон. Завдяки збереженню імпульсу, фотони які утворилися, як правило, розповсюджуються в протилежному напрямі до падаючого фотона. Ці дві хвилі, створюють гратку показників заломлення, що призводить до небажаного зворотного оптичного сигналу, який Порогова потужність бріллюенівського пошкоджує волокно. початку розсіювання Р_{ст} оцінюється з виразу:

$$\frac{g_b P_{cr} L_{eff}}{A_{eff}} \sim 21$$
 1.2

де L_{eff} і A_{eff} – ефективна довжина і площа волокна відповідно, g_b – коефіцієнт підсилення Бріллюена з піковим значенням 5×10⁻¹¹ м/Вт при довжині хвилі 1550 нм [8]. Наприклад, у волокні DCF-EY-16/250P SBS може утворюватися при вихідній потужності 10 Вт, а для волокна DCF-EY-25/250 з діаметром серцевини 25 мкм, це значення становить 70 Вт (дані надано фірмою виробником Coractive).

Іншим небажаним нелінійним ефектом, що виникає під час підсилення світла, є стимульоване раманівське випромінювання (SRS). На відміну від розсіювання Бріллюена, падаючий фотон перетворюється на розсіяний фотон із меншою енергією (утворюються хвиля Стокса з меншою частотою) і оптичний 19

фонон. Падаючий фотон також може взаємодіяти з фононом, що вже існує в середовищі. Тоді енергія падаючого фотона зростає і утворюється антистоксова хвиля із більшою частотою. Оскільки ймовірність поглинання одного фонону є низькою, то утворення антистоксових хвиль має меншу ймовірність у порівнянні зі стоксовими. Однак в обох випадках при підсиленні довжина хвилі випромінювання. зсувається за межі ширини полоси Інтенсивність випромінювання для зсунутої довжини хвилі є функцією різниці частот між падаючою і стоксовою (або антистоксовою) хвилею і залежить від Раманівського підсилення. Величина коефіцієнта g_R залежить від домішок при виробництві волокна таких, як бор, германій, фосфор. Порогове значення потужності визначається:

$$\frac{g_b P_{cr} L_{eff}}{A_{eff}} \sim 16$$
 1.3

Для волокна на основі двоокису кремнію SiO_2 величина коефіцієнта g_R при накачуванні 1.55 мкм представлена залежністю, що зображена на [Puc.1.1]. Різниця між цими двома типами розсіювання у тому, що вони генерують різні типи фононів, акустичні фонони при SBS і оптичні фонони при SRS.



Рис.1.1. Спектр підсилення раманівського випромінювання для стандартного одномодового волокна при накачуванні на довжині 1.55 мкм [9].

Під час поширення лазерного випромінювання з високою інтенсивністю у волокні з малим перерізом серцевини, показник заломлення п кварцового

волокна починає проявляти залежність від інтенсивності хвилі, тобто виникає нелінійність:

$$n = n_0 + n_2 I(t)$$
 1.4

де n_0 , n_2 – лінійний і нелінійний показники заломлення, I(t) – інтенсивність. Існує безліч причин виникнення нелінійності показника заломлення. Основні з них: ангармонізм електронного та коливального відгуків атомів і молекул, зміна поляризованості внаслідок орієнтації анізотропних молекул у світловому полі, зміна щільності середовища, що обумовлена електрострикцією і нагріванням [10]. Залежність показника заломлення від інтенсивності спричиняє фазовий набіг і спектральне розширення імпульсу [7]:

$$\varphi(t) = \frac{\omega}{c} n_2 I(t) L_{\scriptscriptstyle B} \qquad \Delta \omega(t) = \frac{\omega}{c} n_2 L_{\scriptscriptstyle B} \frac{I_0}{\tau_p} \qquad 1.5$$

де L_B – довжина волокна, I_0 – пікова інтенсивність світлового імпульсу, τ_p – тривалість імпульсу. Таким чином, через швидку зміну інтенсивності імпульсів у часі, частота та фаза випромінювання будуть промодульовані в часі. Це приводить до розширення спектра у волокні, що знижує його пропускну здатність. Розширення спектра залежить від форми імпульсу. При поширенні ультракоротких імпульсів у оптичному волокні, на їх спектр і форму впливають як нелінійні, так і дисперсійні ефекти. Тоді рівняння поширення імпульсів у нелінійному середовищі з дисперсією буде мати вигляд:

$$\frac{\partial E}{\partial x} + \beta_1 \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} E + \frac{\mu}{2} E = i\gamma |E^2|E \qquad 1.6$$

де β₁, β₂, μ, γ – коефіцієнти (лінійної та групової дисперсії, поглинання і нелінійності відповідно). При поширені імпульсу в пасивному волокні μ= 0.

У залежності від пікової потужності та тривалості імпульсу, будуть переважати ті чи інші ефекти. Нелінійні ефекти у волокні залежать від знаку дисперсійного параметра β₂ або пов'язаного з ним параметра D [7]:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \qquad \qquad 1.7$$

Зазвичай активні волокна мають позитивну (параметр β_2) дисперсію і тому для компенсації нелінійних ефектів необхідно використовувати волокна або спеціальні системи з від'ємною дисперсією. Одномодові кварцеві волокна мають нулеву дисперсію групової швидкості (ДГШ) в області 1.3 мкм, для довжин хвиль більших ніж 1.3 мкм дисперсія β_2 буде негативною, а для довжин хвиль менших 1.3 мкм – позитивною. У волокні з нормальною дисперсією високочастотні компоненти спектра оптичного імпульсу розповсюджуються повільніше, ніж низькочастотні компоненти, а з аномальною (негативною) дисперсією – навпаки. Поєднання волокон із додатною і від'ємною ДГШ призводить до формування солітона. Одним із розв'язків рівняння [1. 6] є рівняння солітона:

$$u(x,t) = \sqrt{\frac{2\alpha}{\nu}} \cosh^{-2}(\sqrt{\alpha}(x-Ut))e^{i(rx-st)}$$
 1.8

де r, s, U, a – сталі.

Можна сказати, що солітон – тип хвильових пакетів, які зберігають свою форму і швидкість при власному русі та при зіткненні один з одним, і являється стійким хвильовим утворенням [7]. Він генерується коли від'ємна дисперсія групових швидкостей (загальна) у волокні компенсує ФСМ, що виникає внаслідок нелінійності. Форма імпульсу в режимі солітона описується гіперболічним синусом:

$$P(t) = P_0 \operatorname{sech}^2(t/T_0)$$
 1.9

Тривалість імпульсу-солітона на напіввисоті становить $\Delta t=1.763T_0$. Основною проблемою формування солітонів на довжині хвилі 1 мкм є відсутність звичайних волокон із аномальною дисперсією на цій довжині хвилі.

Для оцінки впливу нелінійних та дисперсійних явищ вводять такі параметри, як довжина нелінійності L_{nl} і довжина дисперсії L_D, які визначаються згідно [11]:

$$L_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0}, \qquad L_D = \frac{T_0^2}{\beta}$$
 1.10

де T₀ – початкова півширина імпульсу, P₀ – початкова пікова потужність. При цьому тривалість імпульсу, що пройшов по волокну відстань z знаходиться за формулою:

$$\Gamma_1 = T_0 (1 + (z/LD)^2)^{1/2}$$
 1.11

Звідси видно, що при проходженні світловим імпульсом відстані рівній довжині дисперсії тривалість імпульсу збільшується в $\sqrt{2}$ рази. У залежності від початкової тривалості та пікової потужності переважають ті чи інші явища. Якщо довжина волокна L<<L_{nl} i L<<L_D, то ні дисперсія, ні нелінійні явища не впливають на поширення й імпульс буде гладкий та зберігатиме свою форму. Волокно буде передавати імпульс, але енергія при цьому зменшуватиметься через оптичні втрати. Якщо L<<L_{nl} i L>L_D, на імпульс впливатиме тільки дисперсія, а при L>L_{nl} i L<<L_D – переважають нелінійні явища. І при L>>L_{nl} i L>>L_D, в області аномальної дисперсії у волокні можуть утворюватися солітони.

Для зменшення нелінійних ефектів, також використовують активні волокна з великою площею поля моди (LMA) в підсилювачах, що дозволяє отримувати імпульси з високою енергією і піковою потужністю [12]. Слід відмітити, що в ербієвих волокнах LMA з накачуванням в оболонку, збільшення діаметра серцевини необхідно не тільки для зменшення нелінійних ефектів, але і для збільшення інверсії.

1.2 Загальні принципи побудови волоконних лазерів

Основною частиною лазерів ультракоротких імпульсів є резонатор. Для того, щоб із підсилювача випромінювання зробити оптичний генератор (лазер), потрібен позитивний зворотний зв'язок, що повертає частину енергії назад в активне середовище. Цю функцію забезпечує резонатор. У відсутності зворотного зв'язку, система працюватиме як підсилювач прохідних сигналів.

При розробці волоконних лазерів ультракоротких імпульсів найбільш простою є схема кільцевого резонатора, де синхронізація мод здійснюється внаслідок нелінійної еволюції стану поляризації або насичувального поглинача (НП). Такі типи резонаторів застосовуються досить давно і добре вивчені. Щоб отримати УКІ необхідно підібрати правильний метод синхронізації мод, який би забезпечував більшу добротність резонатора для імпульсів високої інтенсивності та малої тривалості.

Найкращим методом отримання УКІ є механізм синхронізації мод, заснований на нелінійній еволюції поляризації (НЕП) випромінювання у волокні, що базується на ефекті Керра, при його використанні можливе отримання найменшої тривалості імпульсу (граничний час відгуку складає ~5 фс). Резонатори в яких використовуються контроль поляризації, мають просту конструкцію і є надійними у лабораторних умовах. Проте, їхнім недоліком є необхідність ручного юстування засобів контролю поляризації. І все ж, при дотриманні необхідних умов (відсутність вібрацій, стабільність температури та електричного струму) вони можуть не потребувати ніякого юстування протягом тривалого терміну використання.

Перспективними є резонатори УКІ в яких використовується повільні НП. Вони мають більш тривалий час релаксації (сотні фемтосекунд) і низький поріг запуску режиму синхронізації мод у порівнянні з ефектом, заснованим на НЕП. Шляхом зміни конструкції можна міняти основні характеристики НП: насичування поглинання, інтенсивність насичення і глибину модуляції. Конструкції резонатора, де для синхронізації мод використовується НП, не дуже чутливі до випадкових змін стану поляризації випромінювання, що поширюється у волокні, і є більш стійкими та надійними та за відсутності контролю поляризації, така конструкція є набагато компактнішою. На сьогодні використовуються декілька методик: напівпровідникові поглинаючі дзеркала (SESAM) [13], вуглецеві нанотрубки (CNT) [14], атомний багатошаровий графен [15,16], нелінійне обертання поляризації (NPR) [17], завдяки яким вдається досягти ультракоротких імпульсів у волоконних лазерах. Хоча застосування НП значно зменшує проблеми стабільності режиму синхронізації мод, але цього не достатньо для забезпечення довготривалої стабільності вихідних параметрів випромінювання лазера. До недоліків SESAM можна

віднести малу спектральну смугу, що становить близько десятка нанометрів, дуже складне виробництво і, відповідно, досить високу вартість. Основними перевагами НП на основі графену і вуглецевих нанотрубок є широка спектральна смуга насичувального поглинання, дешевий спосіб виготовлення у порівнянні з SESAM. Також можливі конструкції резонатора, в яких поєднуються обидва принципи – НЕП і НП [Рис.1.2]. У роботах [18-20] описано такі конструкції, на основі ербієвих волокон, що генерують УКІ тривалістю 92.6 фс при частоті повторення 38 МГц і 90 фс при 42 МГц, відповідно.



Рис.1.2. Схема кільцевого резонатора з використанням методу поєднання НЕП і НП [17].

Енергія одиничного фемтосекундного імпульсу, який виходить із резонатора, зазвичай становить декілька нДж. Однак, її можна збільшити, підсиливши В активному середовищі з необхідною шириною полоси підсилення. Оскільки при короткій тривалості імпульсу пікова потужність є високою, і внаслідок цього виникають нелінійні ефекти, які не тільки обмежують підсилення, але й призводять до пошкодження активного середовища. Щоб уникнути цих обмежень застосовують метод підсилення чирпованого імпульсу (СРА), який дозволяє отримувати ультракороткі оптичні імпульси з високою піковою потужністю та енергією. Ця методика була запропонована D. Strikland i G. Mourou [21] в 1985 році, але є дієвою і на сьогодні. За вдосконалення і застосування цієї методики для побудови лазерів, 2018 році авторам було присуджено Нобелівську премію. Оскільки V

підсилення вихідного імпульсу до певної рекордної потужності зазвичай призводить до пробою активного середовища, то метод СРА полягає у тому, що підсилюється не ультракороткий імпульс, а імпульс що має туж саму ширину спектра, але розтягнутий у часі, при цьому його несуча частота лінійно змінюється в часі (чирпований імпульс). Внаслідок збільшення тривалості пікова потужність знижується. Вихідний імпульс знову пропускають через лінію затримки, в якій величина затримки залежить від несучої частоти в тій же залежності, але з протилежним знаком. У результаті чирп компенсується й імпульс знову стискується майже до початкової тривалості. Імпульс, що виходить із волокна з позитивною частотною модуляцією (миттєва частота в імпульсі зростає), можна стиснути, направляючи його в лінійне середовище з аномальною дисперсією. Для компенсації дисперсії і стиснення у часі лазерних імпульсів використовуються спеціальні оптичні системи – компресори (на основі призм, дифракційних граток або їх поєднання, волокна), дія яких аналогічна середовищу з аномальною дисперсією. Ці типи компресора, крім волокна, використовується у видимій та інфрачервоній (ІФ) областях спектра, де оптичні волокна мають позитивну дисперсію групової швидкості (нульова дисперсія припадає на довжину хвилі $\lambda_0 \approx 1.3$ мкм).

Одним із засобів стиснення лазерних імпульсів може бути компресор, що складається з двох паралельних дифракційних граток і плоского дзеркала. В [22] описана схема використання двох дифракційних граток. роботі Спектральні компоненти в такому компресорі зазнають дисперсії не тільки в часі, але і в просторі. У результаті пучок лазерного випромінювання розходиться між гратками і на виході являє собою еліпс. Для компенсації просторових спотворень пучка використовують зворотний прохід пучка в компресорі, внаслідок чого відновлюється форма пучка і подвоюється величина дисперсії групової швидкості, а відстань між гратками скорочується в 2 рази. Дифракційні гратки здатні витримати високоенергетичні імпульси, оскільки випромінювання розподілене по всій поверхні. За допомогою такого компресора можливо регулювати величину аномальної ДГШ у широких межах,

змінюючи відстань між гратками. Проте, недоліком такої системи є великі втрати. У типових граткових системах розтягування/стиснення втрати потужності на дифракційних гратках після чотирьох відбивань можуть досягати 50%. Для зменшення втрат методом електронно-променевої літографії виготовляють спеціальні пропускальні гратки.

Дещо менші втрати потужності відбуваються при використанні компресора на основі двох призм [23]. Такі компресори застосовуються для стиснення імпульсів із початковою тривалістю від сотень фемтосекунд до десятків пікосекунд. Перевагами призмових компресорів є малі енергетичні втрати і відсутність просторового зміщення частот.

Також для компенсації дисперсії й стиснення лазерних імпульсів використовують чирповані (бреггівські) дзеркала. Такі дзеркала являють собою спеціальну багатошарову структуру з діелектричних оптично прозорих матеріалів із різною товщиною шарів. Системи на основі волоконних брегівських граток дуже компактні, але вони не витримують високої щільності енергії, що припадає на серцевину волокна. Робота волоконних бреггівскіх граток заснована на періодичній зміні показника заломлення серцевини волокна, що призводить до вибіркового відбиття певних спектральних ліній. Також нелінійні ефекти, такі як фазова самомодуляція і раманівське розсіювання, починають чинити значний вплив на спектральні характеристики імпульсу, що обмежує його здатність до стиснення. При високих рівнях відбувається пошкодження волокна. Елементи потужності, основі на чирпованих бреггівских граток призначені для розтягування і стиснення фс- і пс імпульсів. Пасивні волокна, що мають від'ємну дисперсію, теж застосовують для компресії імпульсів. Але такі типи компресорів придатні для систем, де оптичні волокна мають позитивну ДГШ наприклад, ербієві, для ітербієвих систем цей тип компресора не підходить

1.3 Основні характеристики ербієвих систем

Оскільки в роботі описуються волоконні системи на довжині випромінювання 1.55 мкм, опишемо основні властивості цих волокон. У

літературі описані різні ультракороткі ербієві лазерні системи, що працюють у цьому діапазоні довжин хвиль. Вони є різними за дизайном, але основним елементом лазера є активні волокна, які леговані іонами ербію. Для більш потужних систем існують волокна, які одночасно леговані іонами ітербію і ербію (Er-Yb).

Іони Er^{3+} мають лазерний перехід ${}^{4}I_{13/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$, що відповідає випромінюванню в області 1.53–1.6 мкм [24]. Час життя на метастабільному рівні становить 10-12 мс. Даний спектральний діапазон співпадає з областю мінімальних оптичних втрат кварцового скла, що дозволяє досягати відносно високих коефіцієнтів підсилення. Іони Er^{3+} у кварцовому склі мають смугу люмінесценції з центром 1.53 мкм [Рис.1.3].



Рис.1.3. Спектри поглинання і випромінювання іонів Ег у кварцовому склі [24].

Стандартна спектральна ширина ербієвого підсилювача лежить в області 1530–1560 нм, це так званий С – діапазон. Сучасні технології виготовлення ербієвих волокон дозволяють зсувати межу полоси підсилення до 1650 нм (L діапазон). Для підсилення сигналу у волокні в будь-якому лазері потрібне відповідне накачування. Для волоконних лазерів, що працюють на довжині хвилі 1.55 мкм, використовується оптичне накачування з довжинами хвиль 976 і 1480 нм, яке є найбільш ефективним, а також діоди накачки з довжиною хвилі 915 і 940 нм.

Для розрахунку процесів поглинання і підсилення випромінювання в активних волокнах, легованих ербієм і ітербієм, використовують 3-х рівневе наближення, а відповідні швидкісні рівняння запишуться наступним чином (на основі [25]):



Рис.1.4. Схема енергетичних рівнів в Ег-Уb волокні.

$$\begin{aligned} \frac{dN_6}{dt} &= W_{46}^p (N_4 - N_6) - \rho_{65} N_6 - K_{tr} (N_6 N_1 - N_3 N_4) \\ \frac{dN_5}{dt} &= \rho_{65} N_6 - W_{54}^s N_5 + W_{45}^s N_4 - \sigma_{54} N_5 - K_{tr} (N_5 N_1 - N_3 N_4) \\ \frac{dN_3}{dt} &= W_{13}^p (N_1 - N_3) - \rho_{32} N_3 + K_{tr} (N_5 N_1 - N_3 N_4) + K_{tr} (N_6 N_1 - N_3 N_4) \\ \frac{dN_2}{dt} &= \rho_{32} N_3 - W_{21}^s N_2 + W_{12}^s N_1 - \sigma_{21} N_2 \\ N_{Er} &= N_1 + N_2 + N_3, \qquad N_{Yb} = N_4 + N_5 + N_6 \end{aligned}$$

де N_n – число іонів на рівні n, W_{nm}^p – ймовірність поглинання, W_{nm}^s – ймовірність переходу вимушеного випромінювання між рівнями n i m, яка залежить від інтенсивності накачування та сигналу і відповідного поперечного перерізу $\delta_{nm}^{p,s}$, σ_{nm} , ρ_{nm} – ймовірності безвипромінювальних і спонтанних переходів, K_{tr} – коефіцієнт передачі енергії між рівнями Er i Yb.

Важливо відзначити, що випромінювання ближнього ІФ діапазону з довжиною хвиль до 1.4 мкм хоч і є невидимим для людського ока, може бути сфокусовано кришталиком на сітківку. Таким чином, використання ітербієвих

лазерів є дещо небезпечним. Довжина хвиль випромінювання ербієвих волоконних лазерів є близькою до 1.55 мкм і позбавлена цього недоліку.

1.4 Основні досягнення в області фемтосекундних Er-Yb лазерів

Створені останнім часом фемтосекундні волоконні лазерні системи охоплюють широкий спектр енергій імпульсів, тривалості та частоти повторення. Нижче буде розглянуто основні досягнення при розробці фемтосекундних системи, що працюють на довжині хвилі 1.55 мкм і були розроблені за останні 8 років. Умовно ербієві фемтосекундні лазери можна розділити на 2 типи: лазери з високою, і лазери з низькою частотою повторення. Спочатку розглянемо фемтосекундні системи з частотою повторення імпульсів декілька десятків МГц. У 2012 році розроблено систему, що працює на частоті 156 МГц із тривалістю імпульсу 450 фс та середньою потужністю 10 Вт [26]. Дана система є простою за конструкцією і базується на одномодових ербій-ітербієвих волокнах. Лва одномодові підсилювачі забезпечують підсилення понад 40 дБ. При цьому підсилене спонтанне випромінювання (ASE) незначне. У наведеній роботі добре описано методику вимірювання ASE. Згідно з джерелом [27] дослідники побудували СРА систему з частотою повторення 50 МГц і середньою потужністю 8.65 Вт при тривалості імпульсу 836 фс. Основний підсилювач (ОП) лазера базується на LMA волокні, зменшує виникнення нелінійних ефектів. У роботі шо значно [28] повідомляється про розробку ербієвого лазера, що працює у діапазоні довжин хвиль 1550 нм. Система генерує 8 Вт середньої потужності при частоті повторення 35 МГц, що відповідає енергії імпульсу 230 нДж. Після зовнішнього компресора, отримано імпульси з тривалістю 850 фс. Лазерна система з середньою вихідною потужністю 3.4 Вт і частотою повторення 75 МГц описана в [29]. Після підсилення в одномодовому Ег-Уb волокні, вихідні імпульси були стиснені до 765 фс за допомогою пари граток. Згідно з джерелом [30], система, що розроблена в 2017 році, генерує 175-фс імпульси зі середньою потужністю 3.5 Вт та частотою повторення 43 МГц. Ця система побудована з SM ербій-ітербієвих волокон і містить осцилятор та два підсилювачі. З останніх

розробок найкращою за параметрами є система, описана в роботі [31]. Дана система працює на частоті 52 МГц, її середня потужність 1.85 Вт при тривалості імпульсу 63 фс. Досягти таких параметрів вдалося завдяки використанню в осциляторі SESAM на основі покриття InGaAs. Тривалість імпульсу після осцилятора становила 360 фc. після чого імпульси підсилювались у двох одномодових підсилювачах. Для стиснення вихідних імпульсів, було використано 87 см одномодового пасивного волокна. У публікації [32] описано систему на основі одномодового ербій-ітербієвого волокна з максимальною середньою потужністю 10 Вт при частоті повторення від 600 кГц до 100 МГц та з тривалістю імпульсу 600-400 фс. Автори використали волокно DCF EY 10/128 для основного підсилювача і при цьому на частоті 600 кГц отримали тривалість імпульсу 600 фс. Згідно наших спостережень під час розробки лазерів, внаслідок використання волокна із малим діаметром серцевини, при низьких частотах починають діяти нелінійні ефекти, такі як, підсилене випромінювання раманівського розсіювання, але автори про це не повідомлять.

Лазери з високою енергією імпульсу, які працюють при низькій частоті, розробити набагато важче і джерел, в яких описані такі системи, не так багато. Фемтосекундні імпульси з енергією 2 мкДж та тривалістю 880 фс при частоті повторення від 100 кГц до 1 МГц були описані в [33]. Схема лазера представлена осцилятором, двома одномодовими попередніми підсилювачами (ПП), основним підсилювачем, для якого використано волокно з подвійною оболонкою EYDF 25/P300-HE з діаметром серцевини 25 мкм та гратковим компресором. Для синхронізації мод розробники використали НП, що базується на вуглецевих нанотрубках. Також групою дослідників було представлено дві волоконні системи з високою енергією імпульсу, де при тривалості імпульсу 636 фс і 500 фс енергія імпульсу становила 100 мкДж і 913 мкДж, відповідно [34,35]. Для розробки таких систем використовувалися спеціально розроблені активні волокна. Це найвищий рівень енергії імпульсу, що вдалося досягти на

сьогодні. Проте, потреба у спеціальних компонентах і волокнах обмежує розробку таких лазерів, і ніякі інші групи не дублювали такі системи.

Висновки до розділу 1

Для розвитку сучасних лазерних прецизійних методів мікрообробки оптичних конструкційних матеріалів все ширше використання знаходять лазерні джерела, активними елементами в яких є оптичні волокна, леговані іонами Er та Yb. Аналіз робіт у цій області засвідчує, що за останні 8 років спостерігається прогрес у створенні фс волоконних лазерів в області 1.55 мкм (хоча за своїми характеристиками вони поступаються ітербієвим джерелам). На початок нашої роботи по розробці волоконного лазера, розробниками лазерів було досягнуто найбільшої енергії імпульсу 2 мкДж при тривалості імпульсу 880 фс. Створення потужних ербієвих лазерів ускладнено низьким поглинанням накачування та явищем ап-конверсії іонів ербію, пов'язаним 3 ïχ кластеризацією. Разом з тим, існує багато областей застосувань, де доцільніше використовувати випромінювання в області 1.55 мкм: медична хірургія [36,37], промислова мікрообробка [38], мікрообробка в прозорих матеріалах [39,40], накачування інших типів лазерів [41]. Виходячи з цього автори багатьох проектів прагнуть досягти високої енергії при малій тривалості імпульсу та частоті слідування. Отже, в даному розділі розглянуто основи побудови волоконних лазерів ультракоротких імпульсів, основні ефекти які виникають при поширенні та підсилені світла у волокні та їхній вплив на досягнення високих вихідних параметрів.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ: СТВОРЕННЯ ОРИГІНАЛЬНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ОПТОВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА НА ДОВЖИНІ ХВИЛІ ВИПРОМІНЮВАННЯ 1.55 МКМ

Оригінальні результати даного розділу базуються на матеріалах таких публікацій:

1. **S. Pavlova**, H. Rezaei, I. Pavlov, H. Kalaycıoğlu, F.Ö Ilday,"Generation of 2-μJ 410-fs pulses from a single-mode chirped-pulse fiber laser operating at 1550 nm", **Appl. Phys. B** 124(10), 201 (2018).

2. S. Pavlova, E. Yagci, K. Eken, E. Tunckol, I. Pavlov, μs pulsed, low repetition rate, 30 W fiber laser at 1550 nm (CLEO/EUROPE-EQEC, Munich, Germany, 2019), p.54.

3. **S. Pavlova,** E. Yagci, K. Eken, E. Tunckol, I. Pavlov, High power microsecond pulsed Er-Yb doped fiber laser sourse (Fotonik 2019, Istanbul, Turkey, 2019), p.25.

2.1 Опис схеми фемтосекундного волоконного лазера

Нижче детально описано систему, яка розроблена автором у Бількент університеті м. Анкара, що використовувалася для проведення експериментів та досліджень, які представленні у даній роботі. Результати роботи представлено у публікації [42]. Фото та схема експериментальної установки відображені на [Рис.2.1].

Лазерна система попередніх складається 3 осцилятора, трьох підсилювачів, основного підсилювача та компресора на основі дифракційних граток. Для розробки волоконного фемтосекундного лазера використовувалися тільки комерційно доступні волокна та волоконні компоненти. Система є повністю волоконною, крім елементів, які задля уникнення надмірних нелінійних ефектів використовуються для накачування останнього підсилювача, і компресора, який був розроблений із використанням дифракційних граток.





Рис.2.1. Фото та схема експериментальної установки на довжині хвилі 1.55 мкм.

Для того, щоб зрозуміти вплив обмежуючих ефектів на підсилення, а також визначити оптимальну довжину волокон, перед початком розробки усіх підсилювачів було виконано моделювання генерації та поширення імпульсів у нелінійному середовищі з дисперсією. Таке моделювання, на основі нелінійного рівняння Шредінгера, довгий час використовується в групі професора О. Ilday. Більш детальну інформацію щодо цього питання можна

знайти в публікаціях [43,44]. У волоконних ербієвих лазерах із синхронізацією мод ширина спектра може досягати декількох десятків нанометрів, але при підсиленні може звужуватися внаслідок різного підсилення для різних спектральних компонент. Результати моделювання еволюції спектральної ширини та тривалості імпульсу в системі підсилювачів, показано на Рис.2.2.



Рис.2.2. Поширення імпульсів у нелінійному середовищі з дисперсією. Моделювання.

Одним із основних елементів лазера є **Осцилятор,** який розроблено за схемою [Рис.2.3]. Активним підсилюючим середовищем є ербієве одномодове волокно (Er-80 4/125, Thorlabs) з діаметром серцевини 4 мкм довжиною 1 м.



Рис.2.3. Схема осцилятора фемтосекундного волоконного лазера.

Для накачування активного волокна використано одномодовий діод, який працює на довжині хвилі 976 нм. Випромінювання накачування подається через WDM (мультиплексор різних довжин хвиль, у нашому випадку 980/1550) і через нього ж проходить підсилений імпульс. Одномодовими вважаються волокна, які мають діаметр серцевини 4-8(10) мкм. Хвильові властивості волокна залежать не тільки від його структурних параметрів, але і від довжини хвилі λ випромінювання, яке поширюється у волокні. Щоб врахувати цей фактор, вводиться величина (нормована частота) V, яка визначається виразом:

$$V = \pi d \frac{NA}{\lambda}$$
 2.1

де d – діаметр волокна, λ – довжина хвилі світла. Параметр V визначає число мод в осерді волокна. Якщо V<2.405, то у волокні поширюється лише одна мода, при V>2.405 з'являються моди вищих порядків. Термін одномодові волокна має умовний характер. Так, при зменшенні довжини хвилі одномодове волокно стає багатомодовим [45].

компенсації від'ємної D Для дисперсії активного волокна використовувалось пасивне волокно SMF-28 (Single Mode Fiber). Це стандартне одномодове волокно, що має незміщену нульову дисперсію на довжині хвилі λ=1310 нм і D≈17-20 пс/нм×км на довжині хвилі 1550 нм. Усі елементи резонатора, які мають волоконну частину, виготовлені з використанням волокна SMF-28, що має аномальну дисперсію в області 1550 нм. Довжина волокна SMF-28, використана у резонаторі, становить 234 см. Лазерне випромінювання в резонаторі в основному поширюється у волокні, але між контроллерами поляризації світло поширюється у повітрі. Для фокусування світла використано два коліматори, що присплайсені (підварені) до кінців волоконної частини резонатора.

Запуск режиму синхронізації мод у резонаторі здійснюється за допомогою контроллерів поляризації. Після проходження світлом пластинок $\lambda/2$ (HWP) та $\lambda/4$ (QWP), випромінювання пропускається через поляризаційний розділювач (PBS), через який проходить тільки одна із хвиль ортогональних поляризацій.
Друга хвиля виводиться із резонатора, що тим самим вносить оптичні втрати у резонаторі. Величина цих втрат залежить від кута повороту пластинок, і відповідно від потужності імпульсу. Але в подальшій роботі це світло буде використовуватися. Волоконний ізолятор використано для захисту системи від зворотного випромінювання.

Також слід відзначити, що в схемі резонатора використовуються волокна які не підтримують поляризацію, однак у волоконних компонентах, на згинах, а також внаслідок теплових ефектів може наводитися двозаломлення. У цьому випадку різні поляризації УКІ починають поширюватися в волокні з різною груповою швидкістю. Таким чином, замість одного з'являються два імпульси, що поширюються із затримкою один відносно одного. Для того, щоб уникнути цього також повинні бути встановлені контроллери поляризації.

Загальна довжина резонатора становить 369 см, що відповідає періоду слідування імпульсу Т=nL/c=1.74×10⁻⁸ с, частоті слідування v=56.3 МГц, D=0.0151 пс/нм (сумарна дисперсія активного і пасивного волокна). Для за волоконних резонаторів, які побудовані найбільш такою схемою, оптимальною є частота слідування 50-80 МГц. При такій частоті повторення лазер працює стабільно. Потужність світла у резонаторі P=37 мВт. 20% потужності (7.4 мВт) виводиться з резонатора розгалужувачем світла (Coupler), для подальшого підсилення. Ширина спектра випромінювання змінюється від налаштувань контроллерів поляризації, але для роботи використовували Δλ=39.6 нм [Рис.2.4] із центральною довжиною хвилі 1564 нм. Вихідні імпульси є негативно чирповані, внаслідок домінуючого співвідношення дисперсії волокна SMF-28 і активного ($D_{SMF-28} > D_{Er}$).

Проходження одного імпульсу в осциляторі аналізується з радіочастотного спектра, який виміряно в широкому діапазоні частот 0-10 ГГц (вставка [Рис.2.4(а)]). Підтвердженням відсутності декількох імпульсів в осциляторі є рівномірно спадаюча обвідна спектра, а [Рис.2.4(б)] визначає співвідношення сигнал/шум – 80 дБм.

37



Рис.2.4. Оптичний спектр випромінювання осцилятора (а). Радіочастотний спектр осцилятора (б).

Як проміжний етап, здійснене компресування імпульсів після осцилятора. Для цього було виготовлено волоконний компресор із трьох метрів SMF-28 волокна (D=17.8 пс/нм×км) і одного метра IDF (D=-44 пс/нм×км) волокна. Досягнуто тривалості імпульсу 128 фс [Рис.2.5].



Рис.2.5. Автокореляційна крива імпульсу після осцилятора.

Підсилювачі (ПП). Оскільки, внаслідок нелінійних ефектів та пошкодження волокна, підсилення за один раз неможливе, вихідний сигнал із осцилятора підсилено у чотири етапи. Кожен підсилювач базується на ербій або ербій-ітербієвих волокнах та джерел накачування на довжині хвилі 976 нм. Довжини волокон підбиралися такими, щоб підтримувати спектр подібним до початкового і в той же час мінімізувати нелінійні ефекти. Випромінювання лазерних діодів поступає в активне волокно через WDM мультиплексер у випадку волокон із малим діаметром ядра, до 7 мкм та комбайнер (MPC) для багатомодових волокон. Комбайнер це пристрій, що об'єднує накачування декількох діодів в одне вихідне волокно і дозволяє збільшувати потужність накачки. Випромінювання діодів подається назустріч до сигналу. Накачування активних ербієвих волокон у зворотному (backward pumping) напрямі є більш ефективним, ніж коли накачка подається в одному напрямі (forward pumping) із сигналом. При накачуванні назустріч, сигнал поширюється через активне волокно вперед, і за умови, що є достатній рівень сигналу, він підсилюється вздовж волокна, при цьому світло накачки менше поглинається при поширенні. Варто відзначити, що з точки зору як ефективності, так і порогу нелінійних ефектів в активному волокні, ербієві підсилювачі з односпрямованими сигналом і накачуванням є менш ефективними, ніж із накачуванням назустріч. Водночас при використанні повністю волоконних схем, накачування назустріч вимагає додавання об'єднувача накачування і сигналу на вихід підсилювача, що істотно збільшує ефективну нелінійну довжину і призводить до різкого зниження порогу нелінійних ефектів. Як правило ербієві волоконні підсилювачі з накачуванням назустріч використовуються, щоб досягти максимальної пікової потужності в імпульсі. Але для ітербієвих лазерів накачування назустріч є неефективним.

Нижче наведено [Рис.2.6] залежність вихідної потужності від вибору способу накачування для активних волокон DC EY 25/250 і DC EY 16/250. Вихідні параметри надано розробниками волокна Coractive. Як видно з графіка, накачування у зворотному напрямі при однаковому рівні вхідного сигналу є більш ефективним щодо односпрямованого поширення.



Рис.2.6. Графіки залежності вихідної потужності в залежності від способу накачування (згідно даних Coractive).

Перший ПП базується на одномодовому ербієвому активному волокні Er80 4/125 довжиною 80 см із діаметром серцевини 4 мкм. Після першого етапу підсилення, спектр випромінювання сильно змінив свою форму, що свідчило про вплив нелінійних ефектів. Щоб зменшити нелінійність, яка виникла внаслідок підсилення, перед першим ПП додано 4 м волокна OFS IDF (D=-44 пс/нм×км). Даний тип волокна має від'ємну дисперсію і використовується для розтягування підсиленого сигналу на довжині хвилі 1550 нм. Довжина цього волокна підібрана експериментально, щоб отримати спектр тієї ж форми, але з мінімальними модуляціями. Оптичні спектри з IDF волокном (червона лінія) та без волокна (чорна лінія) зображено на [Рис.2.7].



Рис.2.7. Спектри випромінювання після першого ПП: червона крива – прояв нелінійних ефектів, чорна – після зменшення нелінійних ефектів.

Після зменшення нелінійних ефектів, отримано спектр із шириною 25.6 нм із центром 1556.8 нм. Форма спектра майже ідентична тій, яку має вихідний сигнал осцилятора. Розрахунок фазового зсуву на виході з першого ПП з та без IDF волокна становить 2.4 π і 1.3 π , відповідно.

Як правило, значне спектральне розширення починається, якщо нелінійний фазовий зсув перевищує 2π. Для стандартного одномодового волокна з модовою площею 75 мкм² нелінійності починаються при піковій потужності в декілька кіловат при довжині волокна один метр [46].

Після першого підсилення вихідна потужність становила 118 мВт, що відповідає 2 нДж енергії імпульсу, а тривалість імпульсу менше 1 пс. Основною проблемою на цьому етапі стає висока інтенсивність випромінювання, яка є основним чинником виникнення нелінійних ефектів та пошкодження волокна під час підсилення. Тому перед підсиленням імпульсу в другому ПП, застосовано методику СРА, яка описана раніше. Для цього було взято 450 м волокна IDF (D=-44 пс/нм×км). З урахуванням дисперсійних параметрів волокон і ширини спектра, обчислено тривалість імпульсу після розтягування, яка становить близько 600 пс. Середня потужність при цьому знизилася до 92 мВт. Для забезпечення поляризаційного режиму системи, на даному етапі у конструкції лазера використано контроллер поляризацій (РМ контроллер на Рис.2.1) і РМ ізолятор (швидка вісь якого заблокована, щоб пропускати лише одну з поляризацій). Положення ручки контроллера поляризації встановлено так, щоб отримати максимальну потужність, після цього усі компоненти в системі комплектовані волокнами, що підтримують поляризацію (PM). Внаслідок втрат у компонентах, середня потужність сигналу знизилася до 50 мВт.

Наступний підсилювач **ПП2** складається з 1.15 м одномодового ербієвого РМ волокна (ESF-7/125, Nufern), що накачується діодом на 976 нм через РМ мультиплексер. Після підсилення досягнуто середньої потужності 213 мВт. Для налаштування частоти слідування імпульсів, після другого ПП встановлено акустооптичний модулятор (AOM) – пристрій для модулювання фази прохідного світла. Відповідно до практичних задач, частота слідування лазерних імпульсів у подальших підсилювачах вибиралася в межах 250 кГц-1 МГц. Принцип роботи АОМ базується на періодичній зміні показника заломлення прозорого середовища або кристалу. Керування АОМ здійснюється FPGA і відбувається електронікою на базі плати наступним чином. Випромінювання, яке виходить із осцилятора через поляризаційний кубик PBS, подається на фотодетектор, який в свою чергу посилає електричний сигнал на плату FPGA, що дозволяє синхронізувати імпульси [Рис.2.8(a)]. При відносно втратах АОМ (55%) потужність внутрішніх сигналу високих значно зменшується і при виборі частоти слідування 1 МГц, становить лише 1.6 мВт.



Рис.2.8. Схема підключення АОМ (а). Спектр випромінювання після ППЗ (б).

Щоб компенсувати втрати та підвищити рівень сигналу, зроблено ще один підсилювач ППЗ на основі активного волокна з подвійною оболонкою PM-EYDF-12/130-НЕ Nufern, що підтримує поляризацію, довжиною 165 см. Серцевина, волокна легована одночасно іонами ітербію і ербію. Такий тип волокна вже є багатомодовим, оскільки діаметр його серцевини 12 мкм. Наявність додаткової оболонки (double clad fiber – DCF), дозволяє здійснити незалежно від серцевини накачування в оптоволоконних пристроях, завдяки рівень чому підвищується допустимий подачі випромінювання діодів накачування, і, через це, збільшується вихідна потужність У такій структурі волокна випромінювання накачки, внаслідок повного внутрішнього відбивання,

відбиваючись від другої оболонки, поширюється по першій, проникаючи в осердя волокна.

Після 3-го підсилювача, при частоті повторення імпульсів 1 МГц, досягнуто потужності 303 мВт при потужності накачування 2.65 Вт, що відповідає енергії імпульсу ~300 нДж. Зазвичай ефективність перетворення випромінювання накачування у вихідний сигнал, для волокон легованих іонами Ег або Ег/Yb становить не більше 30%. Внаслідок підсилення сигналу в трьох підсилювачах, ширина спектра скоротилася до 13.6 нм, а також змістилася центральна довжина випромінювання з 1564 нм до 1552 нм [Рис.2.8(б)]. Мінімальна тривалість імпульсу на цій стадії (отримана за допомогою зовнішнього граткового компресора) становила 356 фс.

Основний підсилювач складається з 50 см ербій-ітербієвого волокна PLMA-EYDF-25P/300 Nufern з діаметром серцевини 25 мкм і діаметром зовнішньої оболонки 300 мкм. Використання волокна з великим діаметром серцевини (LMA) забезпечує зменшення довжини активного середовища, і, як наслідок, зменшення нелінійних ефектів. Важливо відзначити, що при збільшенні діаметра серцевини волокна ми втрачаємо одномодовий режим поширення. Проте, в LMA волокні можливе поширення випромінювання, що є близьким ло одномодового, якщо забезпечити на вході y волокно випромінювання основної моди. Для цього необхідно добре зварити волокно [Рис.2.9].



Рис.2.9. Модовий перехід при зварюванні волокон із різними діаметрами ядра.

Також є комерційні модові адаптери. Для нашого лазера модовий адаптер було зроблено вручну. При зварювані волокон двох типів волокон, в якості модового адаптера було додано 20 см пасивного волокна з серцевиною 20 мкм і оболонкою 125 мкм. На виході отримано відмінну якість пучка.

В основному підсилювачі випромінювання діодів накачування подається через вільний простір (без зварювання волокон), що також значно зменшує вплив нелінійних ефектів. Вихідне волокно діода накачування спрямоване на лінзу з діаметром 12.7 мм та фокусною відстанню 20 мм, яка розміщена на рухомій платформі, лінза колімує випромінювання накачування, а об'єктив (LMH-10X-1064, Thorlabs), що розміщений зі сторони активного волокна, фокусує пучок в активне волокно [Рис.2.10]. Дана методика накачування в англомовній літературі називається free space pump. Між лінзою і об'єктивом розміщене дихроїчне дзеркало (DMSP1180, Thorlabs), яке є прозорим для випромінювання накачування, тобто для довжини хвилі 976 нм і непрозорим для довжини 1550 нм, внаслідок чого світло із довжиною 1.55 мкм відбивається від дзеркала і спрямовується на компресор. Кінець активного волокна зрізаний під кутом 8^0 , щоб не відбувалося зворотного відбивання світла у систему.

При поширенні світла у волокні OFS IDF fiber (довжина 450 м) із нормальною дисперсією (D=-44 пс/нм×км), його довгохвильові компоненти рухаються швидше. Отже, імпульс стає ширшим і позитивно чирпованним. Для компенсації розширення імпульсу необхідно забезпечити негативну дисперсію у компресорі. Регулюючи відстань між гратками, ми можемо стиснути імпульс до найкоротшої можливої тривалості (хоча й не обов'язково до спектрального обмеження). Схема граткового компресора та вихідна потужність при частоті повторення імпульсів 1 МГц відображено на [Рис.2.10]. Втрати у потужності після компресора близько 42%.



Рис.2.10. Схема компресора.

Компресор. Гратки, що використовували для компресора працюють за принципом пропускання світла і мають частоту штрихів 900 ліній/мм. Для досягнення максимальної ефективності при 1550 нм кут падаючого світла на гратки повинен бути близько 45°. Крім того, розділення канавок гратки (1.1 мкм) менше довжини світлової хвилі. За такої умови потужність, що передається через гратку, залежить від поляризації. Перед першою граткою встановлено HWP, що змінює поляризацію таким чином, щоб дифраговане світло мало максимальну потужність. За розрахунками, для компенсації нормальної дисперсії відстань між гратками має бути 120 см. Спектр та автокореляційну криву імпульсів при частоті 250 кГц зображено на [Рис.2.11].



Рис.2.11. Автокореляційна крива (а) та спектр вихідних імпульсів при частоті 250 кГц (б).

Вставка на [Рис.2.11(а)] показує просторовий профіль вихідного пучка, який є близьким до Гаусового. Якість пучка може характеризуватись параметром M^2 . Цей параметр показує, наскільки близьким є наш пучок до одномодового (ТЕМ00) пучка. Для Гаусового дифракційно-обмеженого пучка параметр M^2 дорівнює 1. У нашому випадку M^2 становить 1.43 (середнє значення по осі у і х).

Вихідні параметри лазера після компресора, з урахуванням ASE, відображено у

Частота	Середня	Тривалість	Енергія імпульсу
повторення (МГц)	потужність (Вт)	імпульсу (фс)	(мкДж)
1	1.05	370	1
0.5	0.8	400	1.6
0.25	0.54	410	2

[Таблиця 1].

Таблиця 1. Вихідні параметри лазера.

При подальшому збільшенні потужності накачування фазова самомодуляція призводила до набігу нелінійної фази, яку неможливо компенсувати цим гратковим компресором.

2.2 Принцип вимірювання підсиленого спонтанного випромінювання

Для оцінки підсиленого спонтанного випромінювання (ASE) були здійснені вимірювання за схемою, яка зображена на [Рис.2.12(а)]. Невелика частина вихідного світла (20 мВт) пропускалася через додатковий АОМ, який синхронізовано з АОМ, що використовується в системі. За допомогою негативних імпульсів, що генерує додатковий АОМ, можна блокувати лазерні імпульси й пропускати світло лише в проміжку між імпульсами, коли й випромінюється ASE. Ця методика дає можливість точно виміряти потужність ASE. На [Рис.2.12(в)] показано осцилограму сигналу фотодетектора, коли вихідні імпульси заблоковані АОМ. На ділянках між імпульсами добре видно генерацію ASE (наростаюча ділянка перед імпульсом). Вимірюючи співвідношення енергії режимі повного пропускання і y В режимі заблокованого імпульсу, ми отримуємо частку ASE в вихідному сигналі. Виміряна частка ASE в повному сигналі для різних частот повторення показана [Рис.2.12(б)]. Мінімальна частка ASE спостережена на частоті 1 МГц (1.64%), а при частоті повторення нижче 100 кГц вона різко зростає, досягаючи 45% при 40 кГц. При частоті 250 кГц ASE становило 8%. Тому ми вирішили обмежити роботу лазера частотами повторення до 250 кГц.



HWP – пластинка λ/2,
PBS –розділювач світла,
BB – пластинка для блокування світла,
PM – вимірювач потужності,
PD – фотодетектор,
AOM – акусто-оптичний модулятор,
SL –синхронізацігАОМ,
SMC – одномодовий коліматор.



2.3 Дослідження впливу «Fibre Fuse» ефекту при розробці потужного волоконного лазера на довжині хвилі 1550 нм

Однією з важливих проблем, яка обмежує потужність волоконних лазерів, є так званий Fibre Fuse ефект. Хоча при розробці описаного вище фс лазера цей ефект не спостерігався, але ця проблема може виникати при розробці будьякого лазера. Fibre Fuse – це явище, вперше зафіксовано в 1987 році [47], яке призводить до певного типу катастрофічного руйнування оптичного волокна, що виникає внаслідок поширення світла в протилежному напрямі до сигналу [Puc.2.13]. Ефект може бути ініційований шляхом контакту вихідного кінця з абсорбуючими матеріалами, згином волокна, запиленням, тепловим ефектом. Для відтворення у лабораторних умовах, кінець волокна нагрівають полум'ям.



Рис.2.13. Процес утворення Fuse ефекту [48].

При розробці неперервного потужного ербій-ітербієвого лазера автором досліджено вплив ефекту, який перешкоджав досягти високих вихідних параметрів. Схема лазера, який будувався для використання у системах ЛІДАР, зображена на [Рис.2.14].



Рис.2.14. Схема мікросекундного лазера на довжині хвилі 1550 нм.

Необхідно було досягти більше ніж 30 Вт у неперервному режимі та 30 Вт пікової потужності при тривалості імпульсу 10-100 мкс і частоті повторення 50 Гц-10 кГц [49,50]. У якості джерела підсилення використано діод із довжиною хвилі 1550 нм та спектральною шириною 1 МГц. Вихідний сигнал із потужністю 100 мВт попередньо підсилено у РА1 та РА2 до 6 Вт та введено в кінцевий підсилювач (МА). Для якого спочатку використовувалось DC EY-16/250 волокно із діаметром серцевини 16 мкм та діоди накачування із довжиною хвилі 915 нм (а також 940 нм), випромінювання яких подавалось назустріч до сигналу. Оскільки вихідна потужність після перших двох підсилювачів не є високою, тому нелінійні ефекти тут незначні. Однак по мірі збільшення подачі випромінювання накачування до основного підсилювача, рівень шкідливого сигналу на довжині хвилі 1060 нм, що розповсюджується у зворотному напрямку, різко збільшувався. І при потужності накачування близько 88 Вт він різко зростає скачком і усі спроби підсилення призводили до пошкодження ядра активного волокна. При цьому утворюється яскрава пляма світла, імовірно світіння плазми, яка виникає в оптичному волокні в певній точці (зазвичай це торець волокна), й рухається вздовж волокна. Цей рух супроводжується руйнуванням зупинити волокна, яке вдається тільки виключивши подачу випромінювання накачки сигналу. Внаслілок та руйнування ядра (діаметр 16 мкм) у волокні із подвійною оболонкою (DC EY-16/250), було пошкоджено близько 50 м активного волокна. Як показано на [Рис.2.15] пошкодження ядра під час підсилення в нашому лазері утворює періодичну структуру.



Рис.2.15. Фото волокна DC EY-16/250: непошкоджена частина (зліва) і пошкоджена (справа).

З літератури відомо, що цей процес може бути викликаний тепловими механізмами, особливо в СW режимі та при високій частоті повторення імпульсів [51], а також може виникати як в одномодові так в багатомодових волокнах. У нашому випадку згинів або контактів волокна не було, тому причиною пошкодження можна вважати сильне нагрівання серцевини волокна випромінюванням накачування. У такому випадку поглинання світла в матеріалі перетворюється в тепло. Як тільки поглинається достатньо енергії, локалізоване підвищення температури може призвести до руйнівних фізичних змін матеріалу, таких як розтріскування, випаровування, плавлення і окислення.

Встановлено, що для волокна DCF-EY-16/250Р потужність генерованого випромінювання не може перевищувати 25-28 Вт. При цьому довжина активного волокна підбиралась від 7 до 12 м. Далі аналогічний експеримент був проведений із волокном DCF-EY-25/250 із діаметром серцевини 25 мкм. При довжині 5.5 м і при тих же самих вхідних параметрах досягнуто середньої потужності 36 Вт. Зменшуючи довжину поширення світла у волокні, ми одночасно підвищуємо поріг утворення нелінійних ефектів.

Також було протестовано ербій-ітербієве волокно DC EY-10/128 для фінального підсилювача із діаметром серцевини 10 мкм. Довжина волокна становила 7 м. Накачування здійснювалося на довжині хвилі 980 нм (довжина хвилі накачування підтримувалася стабільною). Але при досягненні рівня потужності 20.2 Вт, потужність випромінювання різко знизилася до 17.8 Вт, хоча при цьому явного пошкодження волокна не спостерігалося. При наступних підсиленнях у цьому ж самому волокні, вихідна потужність вже не досягала значень 18 Вт і продовжувала зменшуватися. Можна припустити, що в активному волокні при першій спробі підсилення, сформувалася стійка структура, на якій при певній пороговій потужності відбувається відбивання світла. Подібну систему описано у [52], де при використані волокна DC EY-10/128 для фінального підсилювача досягнуто 19.2 Вт при потужності накачування 63.2 Вт. Автори не згадують проблем, які могли обмежувати потужність, але рівень досягнутої потужності обмежується 19.2 Вт. Тому для

50

розробки потужних лазерів необхідно вибирати активне волокно з великим діаметром серцевини, оскільки при високій інтенсивності випромінювання в ядрі більшого діаметру поля моди, знижується рівень нагрівання матеріалу, а також ефективність генерації вимушеного комбінаційного розсіювання. Оскільки для роботи планувалися використовувати мікросекундні імпульси зі спектральною шириною менше 1 МГц то імовірність виникнення ВКР при мікросекундній тривалості імпульсів дуже висока, ми зупинилися на волокні DCF-EY-25/250 для основного підсилювача.

Висновки до розділу 2

На основі експериментальних досліджень та програмного моделювання досліджено зміну спектра та часової форми імпульсу під час поширення у волокні, створено фс ербій-ітербієвий волоконний лазер із довжиною хвилі 1.55 мкм. Частота повторення імпульсів системи змінюється від 60 МГц до 250 кГц. Максимальна енергія в імпульсі становить 2 мкДж при 250 кГц, а тривалість – 410 фс. Параметри системи в діапазоні частот від 1 МГц до 250 кГц були стабільними протягом тривалого часу експлуатації (більше ніж 600 робочих годин протягом 1 року) без зменшення вихідної потужності. Досліджено механізми впливу нелінійних ефектів на вихідні параметри лазера. Система успішно застосовувалась для вивчення нелінійних явищ і запису хвилеводів у напівпровідникових матеріалах. Розглянуто вплив Fiber Fuse ефекту при використанні різних типів волокон для розробки вузькосмугового (1 МГц) волоконного лазера на довжині хвилі 1550 нм із потужністю 35 Вт.

РОЗДІЛ З

ДОСЛІДЖЕННЯ НЕЛІНІЙНИХ НЕСТАЦІОНАРНИХ ОПТИЧНИХ ЯВИЩ У НАПІВПРОВІДНИКАХ ТА ДІЕЛЕКТРИКАХ, ПЕРСПЕКТИВНИХ ДЛЯ ОПТОЕЛЕКТРОННИХ ТА ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ ЗАСТОСУВАНЬ (c-Si, InP, ХАЛЬКОГЕНІДНІ СКЛОПОДІБНІ НАПІВПРОВІДНИКИ).

Результати даного розділу базуються на таких публікаціях за участю автора:

1. I. Blonskyi, V. Kadan, S. Pavlova, I. Pavlov, O. Shpotyuk, O. Khasanov, Ultrashort light pulses in transparent solids: propagation peculiarities and practical applications, Ukr. J. Phys. 64(6), 457-463 (2019).

2. V. Kadan, **S. Pavlova**, I. Pavlov, H. Rezaei, Ö. Ilday, I Blonskyi, Spatio-temporal dynamics of femtosecond laser pulses at 1550 nm wavelength in crystal silicon, Appl. Phys. A 124(8), 560 (2018).

3. I. Blonskyi, V. Kadan, A. Rybak, **S. Pavlova**, L. Calvez, B. Mytsyk, O. Shpotyk, Optical Phenomena and Processes Induced by Ultrashort Light Pulses in Chalcogenide and Chalcohalide Glassy Semiconductors, J. Nano- Electron. Phys. 9(5), 05033 (2017).

4. I. Blonskyi, V. Kadan, I. Pavlov, **S. Pavlova**, A. Rybak, O. Shpotyuk, Femtosecond laser fabrication of microoptical elements for optoelectronic sensors (CEMCT-8, Odesa, 2018), pp. 10-11.

5. I. Blonskyi, V. Kadan, S. Pavlova, I. Pavlov, A. Rybak, L. Calvez, O. Shpotyuk, Spatio-temporal transformation of infra-red femtosecond laser pulses in crystal silicon (X international conference on topical problems of semiconductor physics, Truskavets, Ukraine, 2018), pp.54-56.

6. Blonskyi I., Kadan V., Rybak A., **Pavlova S.**, Calvez L., Mytsyk B., Shpotyk O., Optical Phenomena and Processes Induced by Ultrashort Light Pulses in Chalcogenide and Chalcohalide Glassy Semiconductors (ICPTTFN-XVI, Ivano-Frankivsk, 2017), p.5. 7.I. Blonskyi, V. Kadan, **S. Pavlova**, Ö. Ilday, I. Pavlov, L. Calvez, O. Shpotyk, O. Khasanov, Reversible and irreversible processes induced by femtosecond light pulses in crystal silicon and chalcogenide glasses (Laser technologies. Lasers and their application, Truskavets, 2017), pp.66-68.

3.1 Основні механізми взаємодії фемтосекундних лазерних імпульсів із прозорими матеріалами (огляд літератури)

Розвиток фемтосекундної лазерної фізики відкрив широкі можливості для використання фемтосекундних лазерів для обробки та дослідження нелінійних явищ у різних матеріалах. Лазери фс дозволяють реалізувати режим нелінійного поглинання, в якому відбувається локалізована іонізація матеріалу інтенсивності випромінювання. При коротких області максимальної В імпульсах оптичні матеріали можуть не руйнуватися навіть при дуже високих інтенсивностях випромінювання. Під дією інтенсивного світлового поля, лазерні промені починають взаємодіяти із середовищем у якому вони розповсюджуються, при цьому можуть відбуватися, як відновлювальні процеси так і процеси зміни структури речовини в об'ємі прозорих матеріалів (хвелеводи, мікро-та наноструктури). Внаслідок дії ультракоротких лазерних імпульсів відбувається ряд світлоіндукованих, термічних і механічних процесів, що призводять до зміни зв'язків у матеріалі, його густини й утворення модифікацій всередині матеріалу. Світлоіндуковані процеси, що виникають в тілах під дією інтенсивного прозорих твердих ультракороткого випромінювання, сильно впливають на ефективність нелінійних процесів. Особливо це важливо при генерації та підсилені світла, а також при перетворені його частот.

Під час взаємодії сфокусованого фемтосекундного імпульсу з прозорим матеріалом відбувається процес передачі енергії решітці, що складається з декількох нелінійних процесів, як описано авторами R. Gattass i E. Mazur в [39]. При високій інтенсивності світла у середовищі відбувається добре відомий нелінійний процес – нелінійна поляризація середовища зі зміною показника

заломлення (ефект Кера). Внаслідок ефекту Кера показник заломлення n в центрі пучка підвищується більшою мірою ніж у його периферійній частині. Це призводить до утворення додатної лінзи і самофокусування лазерного пучка. При цьому зростає інтенсивність в імпульсі, зменшується його ширина і, відповідно, зазнає змін профіль лазерного пучка. Також внаслідок високої інтенсивності відбувається іонізація середовища.



Рис.3.1. Процеси передачі енергії імпульсами решітці у прозорих матеріалах [39].

У залежності від параметрів випромінювання (частота, інтенсивність, тривалість імпульсу) і властивостей середовища, розрізняють два механізми іонізації: багатофотонна і тунельна. Можливість виникнення цих двох механізмів іонізації визначається параметром адіабатичності (Келдиша) [53]:

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{2ml}}{eE}$$
 3.1

де I – потенціал іонізації атомного рівня, т і е – маса і заряд електрона, ω і E – частота й амплітуда напруженості електромагнітної хвилі. Коли $\gamma >> 1$, то відбувається багатофотонна фотоіонізація, при $\gamma << 1$ – тунельна. При цьому необхідна для іонізації кількість одночасно поглинених фотонів М визначається шириною забороненої зони матеріалу і величиною енергії квантів світла:

$$M \times \hbar \omega > Eg$$
 3.2

Але у матеріалах що містять вільні електрони, які виступають у ролі центрів початку подальшої іонізації, відбувається так звана лавинна іонізація. У розвиток лавини можуть давати внесок процеси багатофотонної або тунельної іонізації. Лавинна іонізація – це циклічний процес поглинання фотонів на вільних носіях (гальмівне поглинання) з подальшою ударною іонізацією [54]. Щоб почався процес лавинної іонізації, необхідна достатня кількість електронів, які повинні перебувати в зоні провідності, і початкових поглинувши фотони, перейти на більш вищі рівні в зоні провідності. Для збереження енергії та імпульсу електрон повинен передати імпульс внаслідок поглинання або випромінювання фононів. Для електронів, що знаходяться в зоні провідності, час розсіювання потенціалу деформації становить близько 1 фс, і завдяки частим зіткненням ефективність поглинання вільних носіїв зростає. Після послідовного поглинання М фотонів згідно [3. 2], енергія електрона перевищить мінімум зони провідності, на величину енергії забороненої зони. Внаслідок чого електрони починають іонізувати електрони з валентної зони. Після запуску цього механізму слідує множення електронів, яке називається лавиною. В області з високою концентрацією вільних електронів процес лавинної іонізації переважає над нелінійним поглинанням.

Лазерно-індукована плазма впливає на зміну показника заломлення, а також на запис хвилеводів фемтосекундними імпульсами через два основні процеси: поглинання, що призводить до оптичного пробою речовини і плазмового дефокусування, яке обмежує інтенсивність лазерного випромінювання у фокальній області. Таким чином, під час фемтосекундної лазерної обробки необхідно враховувати особливості нелінійного поширення пучків у прозорих середовищах, зокрема процеси самофокусування та плазмоутворення, які притаманні філаментаційному режиму поширення.

55

3.1.1 Явище філаментації

Розповсюдження потужних фемтосекундних лазерних імпульсів y прозорих середовищах може супроводжуватися філаментацією – явищем, при просторово-часова локалізація якому відбувається енергії лазерного випромінювання. Причиною виникнення філаментів є кубічна поляризація середовища, що викликає самонаведене збільшення показника заломлення під дією інтенсивного світла й утворення плазми, яка зумовлює внесок у зміну показника заломлення з від'ємним знаком. Треба зауважити, що крім високої інтенсивності, лазерний імпульс повинен мати ще й малу тривалість (порядку фемтосекунд). В іншому випадку, замість багатофотонної іонізації середовища, через яке він проходить, може виникнути каскадна іонізація: концентрація звільнених електронів стає такою, що вони починають іонізувати молекули навіть далеко від місця де проходить лазерне випромінювання. Це призводить до дисбалансу між самофокусуванням і дефокусуванням. Промінь перестає бути сфокусованим і швидко розходиться. У залежності від тривалості і частоти слідування імпульсів, різні механізми дають внесок у зміну показника заломлення. При неперервному випромінюванні діє тепловий механізм, який зазвичай спричиняє зменшення n. Для фемтосекундних імпульсів відгук нелінійною зумовлений поляризованістю, середовища, складається 3 електронного і коливального. Як правило, такі відгуки призводять ДО надлишкової зміни показника заломлення.

Якщо використовувати колімований лазерний імпульс із гаусовим розподілом інтенсивності, який поширюється у прозорому середовищі, то у центральній частині імпульсу висока інтенсивність буде створювати «керівську добавку» до показника заломлення:

$$\Delta n = n_2 I \qquad \qquad 3.3$$

де n_2 – нелінійний показник заломлення середовища, а I – інтенсивність. Нелінійний показник заломлення середовища виражається через нелінійну сприйнятливість третього порядку

56

$$n_2 = \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}(\omega)}{\varepsilon_0 c n_0^2}$$
 3.4

 $\chi^{(3)}$ – нелінійно-оптична сприйнятливість середовища третього порядку. Далеко від ліній поглинання оптичних матеріалів нелінійна добавка має позитивний знак. Таким чином центральна частина імпульсу поширюється повільніше, тому що значення показника заломлення у центрі є більшим, ніж на периферії імпульсу. А це призводить до викривлення хвильового фронту і самофокусування лазерного випромінювання. Визначення самофокусування вперше описується у роботі [55]. У середовищі з'являється щось подібне до збиральної лінзи. Фокусна відстань цієї лінзи збільшується по мірі віддалення від осі у поперечному перерізі пучка та зменшується по мірі поширення пучка в середовищі. Проте, оптична сила лінзи, залежить не від інтенсивності, а від пікової потужності в лазерному імпульсі. При певній потужності, яка називається критичною [56,57] і для гаусівського профілю пучка визначається:

$$P_{c} = \frac{3,77}{8} \frac{\lambda^{2}}{\pi n_{0} n_{2}}$$
 3.5

процес фокусування повністю буде компенсувати дифракційну розбіжність пучка. Перевищення критичної потужності призводить до так званого "колапсу" пучка внаслідок самофокусування, починається за яким філаментація. Причиною ж виникнення філаментів, як вже відмічалось, є баланс між нелінійною зміною показника заломлення, зумовленою з однієї сторони керівським механізмом (додатний внесок), і з іншої – утворенням плазми (від'ємний внесок). Величина Р_с відповідає умові, коли весь пучок безперервного випромінювання зазнає самофокусування як єдине ціле. Проте, навіть при пікових потужностях значно менших критичної, самофокусування зменшує розмір фокальної плями і підвищує пікову інтенсивність згідно [57]:

$$I_{sf} = \frac{I}{1 - \frac{P}{P_{cr}}}$$
 3.6

Центральна частина імпульсу з піковою інтенсивністю буде зазнавати змін на відстані z_{fil} і початок філаментації згідно [56] буде:

$$z_{fil} = \frac{0.367L_{DF}}{\left\{ (\sqrt{\frac{P}{P_{cr}}} - 0.852)^2 - 0.0219 \right\}^{1/2}}; L_{DF} = ka_0^2/2$$
 3.7

де L_{DF} – дифракційна довжина для лазерного випромінювання, Р – пікова потужність, a_0 – радіус перетяжки, k – хвильове число, λ_0 – довжина хвилі лазера в вакуумі, n_0 – показник заломлення. $P_{cr}=R_{cr}\lambda_0^2/(8\pi n_2 n_0)$ – критична потужність самофокусування, R_{cr} – параметр пучка, що враховує тип просторового розподілу інтенсивності (для гаусового пучка $R_{cr}=3.77$). Але при високих пікових потужностях у десятки раз більшою за критичну, формула [3. 7] втрачає зміст, тому що відбувається процес утворення декількох філаментів одночасно. При додатковому фокусуванні пучка лінзою, відстань до початку філаментації пучка z' зміщується від геометричного фокуса лінзи в протилежну сторону поширення пучка і визначається формулою [3. 8] згідно [58].

$$\frac{1}{z'} = \frac{1}{z_{fil}} + \frac{1}{f}$$
 3.8

де z' – нова відстань на якій відбувається колапс пучка, z_{fil} – відстань до початку філаментації без лінзи. Завдяки цьому можна контролювати місце утворення філамента. Філаментація розбіжних променів відбувається на більших відстанях, ніж філаментація для сфокусованого випромінювання. При цьому радіус спочатку збільшується, потім внаслідок керівського пучка a самофокусування зменшується. Зміна радіусу розфокусованого пучка відбувається без утворення нелінійного фокусу. Філаментація відбувається в осьовій області, а пучок завжди розходиться. На відміну від самофокусування паралельного пучка, при сфокусованому або розфокусованому випромінюванні скорочується довжина філамента. Це скорочення відбувається тому, що збільшується кутова розбіжність пучка з неплоским фазовим фронтом, яка проявляється на початку шляху, при дефокусуванні, або після нелінійного фокуса при сфокусованім пучці [59].

Окрім загального оптичного ефекту Керра, важливий внесок у нелінійний показник заломлення дають вільні носії. Інтенсивності, які досягаються при

самофокусуванні, є досить високими для початку процесів фотоіонізації. Її швидкість:

$$W_{MPI} = \sigma_{K} I^{K}$$
 3.9

де $\sigma_{\rm K}$ – переріз багатофотонного поглинання, К – кількість фотонів, які беруть участь у процесі багатофотонного поглинання в залежності від ширини забороненої зони Еg. Мінімальна кількість фотонів, необхідна для збудження електрона в зону провідності, визначається як K=int(Eg/ħ ω_0 +1), де int – ціла частина, а $\hbar\omega_0$ – енергія фотона. Колапс пучка зупиняється, коли величина інтенсивності досягає значень, достатніх для фотоіонізації середовища і внаслідок цього утворюється розріджена плазма вільних електронів. Таким чином, фемтосекундний лазерний імпульс поширюється у самоіндукованій плазмі. Плазма з найвищою густиною створюється у центрі пучка і діє як дефокусуюча лінза. Потрібно відзначити, що при філаментації плазма утворюється переважно на передньому фронті імпульсу, при цьому задній фронт імпульсу сильно дефокусується цією плазмою. Зміна показника заломлення, що виникає при цьому, призводить до дефокусування пучка. Утворення плазми призводить до зменшення показника заломлення згідно [60]:

$$n = n_0 - \frac{\rho(r, t)}{2\rho_c} \qquad \qquad \rho_c = \frac{\varepsilon_0 m_e}{e^2} \omega^2 \qquad \qquad 3.10$$

де ρ(r, t) – густина електронів у плазмі, ρ_c – критична густина плазми, яка залежить від частоти електромагнітного випромінювання.

Баланс між двома процесами – керівською нелінійністю і плазмовим де фокусуванням, призводить до формування протяжної структури з високою концентрацією енергії – філамента [61,62]. Вищеописана теорія розглядає процес філаментації як наслідок вкладів дифракції пучка і керівського самофокусування, а також дефокусування лазерно-індукованою плазмою. Більш детально описує процес філаментації динамічна модель рухомих фокусів [63]. На відміну від моделі рухомих фокусів, тут враховується фотоіонізація і вплив плазми на поширення випромінювання, при цьому кожний часовий шар імпульсу не є незалежним, а дифракція, керівська нелінійність і дефокусування впливають на кожний шар по різному. Плазма, що утворюється центральними шарами не впливає на передній фронт імпульсу, але для шарів центральної і хвостової частин, поширення імпульсу сильно залежить від плазми.

3.1.2 Нелінійні процеси, що супроводжують явище філаментації

При взаємодії потужного фемтосекундного випромінювання із середовищем, внаслідок високої концентрації енергії, виникає ряд нелінійних процесів. Сюди можна віднести генерацію третьої і вищих гармонік, скорочення тривалості імпульсу, розширення частотно-кутового спектра імпульсу, терагерцове випромінювання, наведену оптичну анізотропію.

Розширення частотно-кутового спектра імпульсу

Розширення частотно-кутового спектра імпульсу виникає внаслідок фазової самомодуляції [64] і сильного спотворення його часового профілю. Внаслідок часової зміни інтенсивності лазерного випромінювання, також із часом змінюється величина керівської добавки до показника заломлення. У центральній частині імпульсу, де інтенсивність максимальна, ця добавка також буде максимальною. Електричне поле центральної частини імпульсу сповільнюється, що приводить до збільшення частоти на задньому фронті і до зменшення частоти на передньому. При поширенні потужного імпульсу в прозорому середовищі на розширення спектра також впливає і його групова швидкість. Групова швидкість світла є нижчою при більшій інтенсивності випромінювання, що характерно для центральних «зрізів» імпульсу. При цьому, внаслідок нелінійної зміни показника заломлення змінюється і його форма. Відомо, що групова швидкість світла в середовищі визначається [7]:

$$v_{gr} = \left(\frac{dk}{d\omega}\right)^{-1} = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}$$
3.11

Таким чином, задній фронт імпульсу «наздоганяє» більш повільну його центральну частину. При цьому початковий гаусовий часовий профіль інтенсивності імпульсу стає більш пологим на його початку і більш крутим на задньому фронті. Така трансформація при поширенні імпульсу називається самоукручення (self-steepening) [65].

Розширення спектра може відбуватися як в довгохвильову, так і в короткохвильову область. Розширення спектра, при центральній довжині хвилі 800 нм і тривалості імпульсу 35 фс в атмосфері, від 0.5 до 4.5 мкм описано в [66]. Також у роботі [67] показано, що короткохвилева межа розширення доходила до 230 нм. При філаментації фс імпульсу на довжині хвилі 1500 нм в області аномальної ДГС у плавленому кварці зареєстрований широкий максимум, який простягається від 400 нм до 1750 нм [68]. У зв'язку з тим, що ширина спектра випромінювання може змінюватися у таких межах, говорять генерацію білого світла, або фемтосекундного суперконтиніуму. про Випромінювання суперконтиніуму, яке поширюється під кутом ДО збуджувального випромінювання, отримало назву «конічна емісія». При філаментації фс імпульсів у повітрі конічна емісія вперше зареєстрована в [69], у твердих тілах, наприклад у кристалі хлориду барію, в режимі множинної філаментації – в [70], у плавленому кварці – в [71].

На трансформацію форми імпульсу при філаментації лазерного випромінювання у прозорих середовищах також істотно впливає дисперсія середовища. У середовищі з нелінійним показником заломлення, спектральна область імпульсного випромінювання, що відповідає різним частотам, буде поширюватися з різною груповою швидкістю і внаслідок частотної модуляції, імпульс буде зазнавати змін. Нормальна дисперсія викликає розпливання імпульсу та розщеплення його на суб-імпульси при філаментації, що істотно знижує ефективність генерації широкосмугового суперконтиніуму [72], та формування протяжних плазмових каналів [73]. При аномальній ДГС компресія

61

випромінювання в умовах фазової самомодуляції збільшує потужність в області самофокусування. Внаслідок цього довжина філамента при аномальній ДГС є значно більшою, ніж при нормальній [74]. Також в таких умовах відбувається сильне стиснення центральної області імпульсу в просторі і в часі, внаслідок чого утворюється хвильовий пакет з високою щільністю енергії світлового поля – «світлова куля».

Утворення «світлових куль»

При спільному впливі дифракції та аномальної дисперсії можливе стиснення хвильового пакета в умовах нелінійної рефракції у середовищі з миттєвою кубічною нелінійністю і утворення, так званої світлової кулі. Вона утворюється при дефокусуванні випромінювання у наведеній лазерній плазмі. Це недовготривале утворення, параметри якого визначаються параметрами середовища і випромінювання і не залежать від фокусування і фазової модуляції фс випромінювання. Формування світлової кулі з високою локалізацією випромінювання у просторі і в часі пов'язане з розширенням частотно-кутового спектра [75]. «Світлова куля» утворюється тільки при аномальній дисперсії.

Скорочення тривалості імпульсів

При розширені частотного спектра при філаментації також можливе скорочення імпульсу в середовищі. Так у роботі [76] описано скорочення імпульсу в повітрі на довжині хвилі 800 нм з 55 фс до 8 фс. Зовсім недавно в 2017 році лазерні імпульси (30 фс і 0.8 мДж на довжині хвилі 790 нм) вдалося скоротити до 5.4 фс у плавленому кварці [77].

Основний механізм скорочення полягає в наступному, плазмова нелінійність і дефокусування випромінювання відповідають за антистоксові компоненти спектра і дають негативний внесок у коефіцієнт заломлення, а це призводить до збільшення швидкості хвостової частини імпульсу, де найбільше плазми, а для передньої частини імпульсу, яка найбільше зазнає змін, нелінійний внесок до показника заломлення – додатній, внаслідок чого рух переднього фронту сповільнюється. Таким чином, спостерігається зменшення тривалості імпульсу – самокомпресія.

Генерація гармонік

Генерація гармонік – нелінійно-оптичне явище, яке було виявлене відразу після створення перших лазерів і має свої специфічні прояви при використанні фемтосекундних лазерних джерел. Справа тут у тому, що прояви нелінійнооптичних явищ тим яскравіші, чим вища інтенсивність світлових потоків лазерних джерел. Але від інтенсивності світлових потоків залежить і поріг лазерного руйнування матеріалу мішені, це з однієї сторони. З іншої – поріг лазерного руйнування обернено пропорційний тривалості лазерного імпульсу. Тому, використовуючи фемтосекундні лазерні джерела, і реалізується можливість досліджувати нелінійний відгук матеріалів при таких потужностях лазерних імпульсів, для яких, у випадку їх піко- чи наносекундної тривалості матеріал руйнується.

3.1.3 Окремі оптичні характеристики досліджуваних матеріалів (монокристалічний кремній, фосфід індію, халькогенідні склоподібні напівпровідники на основі As₂S₃) та тенденції досліджень

Основні лінійні оптичні характеристики речовини – це коефіцієнт однофотонного поглинання і показник заломлення. У лінійному наближенні процес поглинання випромінювання речовини описується законом Бугера. За своєю суттю це однофотонний процес, тобто атом взаємодіє лише з одним фотоном. При використанні потужного лазерного випромінювання істотну роль відіграють багатофотонні процеси, які будуть розглядатися в роботі. Тензор сприйнятливості середовища описує оптичні властивості матеріалу. Процеси трихвильового змішування, генерації сумарної і різницевої частот в середовищі, генерація другої гармоніки, ефект оптичного детектування і ефект Поккельса описуються нелінійною сприйнятливістю $\chi^{(2)}$. На відміну від процесів другого порядку процеси третього порядку дозволені у всіх середовищах, центросиметричних і без центра симетрії. Однак зазвичай вони

значно слабкіші. Нелінійна сприйнятливість $\chi^{(3)}$ відповідає за такі процеси, як генерація третьої гармоніки, ефект ВКР, нелінійно-оптичний ефект Керра, який зумовлений дійсною частиною нелінійної сприйнятливості третього порядку Re $\chi^{(3)}$, ефект двофотонного поглинання, який зумовлений уявною частиною Im $\chi^{(3)}$.

Вибрані для досліджень матеріали с-Si, InP та As_2S_3 , є перспективними конструкційними матеріалами для створення сучасної елементної бази оптоелектроніки ближнього IЧ діапазону і мають велике практичне значення для оптичних та інших застосувань. Оптичні властивості цих матеріалів, для довжини хвилі 1550 нм наведені у [Таблиця 3.1].

Матеріал	As_2S_3	c-Si	InP
Тип	склоподібний н/п	непрямозонний	прямозонний н/п
		н/п	
n	2.37	3.47	3.16
$n_2 \times 10^{-18}$	3	2.4-14.5	-
м ² /Вт			
γ,	1.7-9.9	300	-
(Вт×м) ⁻¹			
E _g ,eB	2.4	1.17	1.34
$\beta_{TPA} \times 10^{-11}$	< 0.001	0.4-0.9	1.1-3.3 [83]
м/Вт			
E_g/hv	2.99	1.46	1.67
$P_{crit} \times 10^4 B_T$	4.45	4	-
Діапазон	0.6-13 [78]	1.1-1000	більше 0.92 [84]
пропускання,		(виняток 9-20) [82]	
МКМ			
Область	голограми, пристрої	мікроелектроніка,	надвисокочастотні
використання	збереження оптичної	фоточутлива	транзистори,
	інформації, фотонні	оптоелектроніка	діоди Ганна,
	хвилеводи,	(фотовольтаїка)	світлодіоди,
	акустооптика,		лазерні діоди,
	системи візуалізації,		лавинні фотодіоди
	3D структури		
	(фотонні кристали,		
	нанодроти) [79-81]		
Недоліки при	відносно високий	підвищені	високий β _{ТРА}
використанні	$\beta_{ ext{TPA}}$	окислювальні та	
		фоторефракційні	
		ефекти	

Таблиця 3.1. Оптичні властивості As₂S₃, с-Si, InP для довжини хвилі 1.55 мкм.

Де $\beta_{\text{ТРА}}$ — величина що характеризує зміну оптичних втрат при зміні інтенсивності світла, що проходить через матеріал; γ — коефіцієнт нелінійності; n та n₂ — лінійний та нелінійний показники заломлення; P_{crit} — критична потужність для самофокусування. Для InP значення n₂ для довжини хвилі 1550 нм не знайдено в літературі. Відповідно до співвідношення E_g/hv, при енергії фотона 0.79 еВ для довжини хвилі 1550 нм та врахувавши величини, що визначають діапазони довжин хвиль для одно- та багатофотонного поглинання, отримаємо мінімальну кількість фотонів — 2. Для As₂S₃ ширина забороненої зони близька до 3, тому для цього матеріалу нелінійні процеси відбуваються за участю 4 фотонів. Але у напівпровідникових стеклах, таких як As₂S₃ може відбуватися двофотонне поглинання в області крила Урбаха

Значний інтерес для наукових досліджень та практичних застосувань представляє фемтосекундна лазерна модифікація та структурування всередині твердих тіл. Нелінійнооптичні процеси при цьому великою мірою визначаються явищем філаментації. Дослідження в кремнії на довжині хвилі 1200 нм описано в роботі [85]. Автори дослідили процеси, що виникають при збудженні електронної підсистеми кремнію фемтосекундними імпульсами (250 фс). Вперше використано ІЧ фемтосекундну інтерферометрію для вимірювання нелінійного показника заломлення у даній області довжин хвиль та показано залежність електронно-діркової плазми густини віл густини енергії опромінення. Трохи пізніше ті ж самі дослідники провели дослідження і чисельне моделювання поширення сфокусованих фемтосекундних імпульсів на довжині хвилі 1.2-5.25 мкм. Виявлено, що плазмове дефокусування є основною причиною нелокалізованої дисипації світлової енергії, навіть у області п'ятифотонного поглинання. Вони зробили висновки, що ні при збільшені довжини хвилі (перехід до 3-х фотонного поглинання), ні при зменшені тривалості імпульсу, неможливо у достатній мірі локалізувати лазерне випромінення для модифікації оптичних властивостей. В 2016 році Кононенко В. та інші дослідили розповсюдження ІЧ-лазерного імпульсу при різних енергіях до 50 мкДж (довжина хвилі 1200 нм) у с-Si та виявили складну

65

трансформацію, що нагадує філамент [86]. Поширення світла на довжині хвилі 1550 нм було описано в [87], автори показали що під час поширення 100 фс гаусового імпульсу в 8 мм кремнії при енергії 70 нДж форма імпульсу зазнає змін. При наявності сильного двофотонного поглинання гаусівський імпульс із потужністю вище за критичну для самофокусування у нелінійному середовищі, перетворюється в імпульс, що має форму пучка Бесселя. В [88] описана двофотонна іонізація сфокусованими фемтосекундними лазерними імпульсами з λ =1300 нм, що ініціюють утворення мікроплазми в об'ємі кремнію. За допомогою методики ритр-ргове досліджено просторово-часові характеристики цієї плазми при інтенсивності лазера, що досягала значень 10¹² Вт/см².

У халькогенідах добре виражена спектральна залежність нелінійнооптичних параметрів. У [89] повідомлено про нелінійне поглинання у середній інфрачервоній області (MIR) у халькогенідному склі As_2S_3 , що виникає в результаті двофотонного збудження електронів у області Урбаха з наступним сильним лінійним поглинанням у збуджених станах під дією фс імпульсів. При одних і тих самих інтенсивностях лазера виміряне нелінійне поглинання в MIR є на 3-4 порядки сильнішим, ніж двофотонне поглинання в ближній інфрачервоній області. В [90] експериментально досліджено генерацію суперконтиніуму під час філаментації в об'ємних халькогенідних матеріалах As_2S_3 і GeS₃, під дією фемтосекундних імпульсів при різних довжинах хвиль від 3.5 до ~11 мкм. При енергії 10 мкДж найширший отриманий спектр в As_2S_3 простягався від 2.5 до 11 мкм. Також стверджувалося, що оптимальна довжина хвилі для утворення суперконтиніуму становить 4.8 мкм.

3.2 Результати досліджень динаміки фс імпульсів у прозорих матеріалах на довжині хвилі 1.55 мкм

У даному розділі розглянуті результати оригінальних досліджень із застосуванням створеного фс лазера на довжині хвилі 1.55 мкм для вивчення філаментації, особливостей процесів взаємодії фемтосекундного протікання відновлювальних процесів випромінювання та V типових напівпровідниках (кремній, трисульфід миш'яку, фосфід індію). Основні результати досліджень описано в роботі [91]. Всі ці матеріали представляють великий інтерес для використання у телекомунікаційній оптоелектроніці та є прозорими для довжини хвилі 1.55 мкм. Взаємодія прозорого середовища із лазерним випромінюванням залежить від електромагнітного поля. На початок проведення досліджень, публікації про процеси філаментації чи генерацію гармонік фемтосекундними імпульсами у вибраних матеріалах на довжині хвилі 1550 нм відсутні. Імпульси більшості комерційно доступних лазерних систем випромінюють видиме та ближнє ІЧ випромінювання ~500-1200 нм. У разі, коли довжина хвилі накачування менше довжини хвилі, що відповідає ширині забороненої зони, коефіцієнт лінійного поглинання переважає над коефіцієнтом багатофотонного поглинання, і процес генерації вільних носіїв відбувається фактично на поверхні середовища. Наприклад, у кремнії імовірність лінійного поглинання фотонів, що випромінюється такими лазерами, значно перевищує імовірність нелінійного поглинання і тому можливі тільки модифікації на його поверхні [92]. Це пов'язано з тим що типова енергія фотона випромінювання цих лазерів менше ширини забороненої зони кремнію. Хоча імовірність нелінійного поглинання збільшується при збільшенні інтенсивності збудження, у таких випадках руйнування кристалу не дозволяє досягти режиму нелінійного поглинання. У випадку ж сильного фокусування і коротких імпульсів з λ>1200 нм, у перетяжці можна досягти високої інтенсивності лазерного випромінювання і завдяки цьому реалізувати режим нелінійного поглинання у кремнії.

Дослідження проводилися у Бількент університеті м. Анкара та Інституті фізики НАНУ. Для вивчення нелінійних процесів під час поширення і взаємодії лазерного випромінювання у напівпровідникових зразках було створено експериментальну установку, що складалася з таких основних частин:

фемтосекундний лазер, в якості джерела збудження з параметрами: центральна довжина хвилі випромінювання λ =1550 нм, частота повторення імпульсів v=250-1000 кГц, енергія імпульсу E=2 мкДж, тривалість імпульсу τ =370-410(450) фс (для деяких експериментів тривалість імпульсу при 250 кГц спочатку була 450 фс, але після вдосконалення компресора досягнуто 410 фс). Детальна схема і параметри створеного лазера описано в розділі II;

система фокусування випромінювання, для отримання повної інформації про вплив NA на просторові характеристики зміни показника заломлення та процес модифікацій у прозорих матеріалах використано лінзи з різними фокусними відстанями і числовими апертурами (NA);

моторизована рухома платформа та фіксатори для зразків, що дозволило керувати глибинною проникнення сфокусованого випромінювання у зразки, та точне 5D налаштування для зразка (2 кути і 3 позиції);

система аналізу та візуалізації світлового імпульсу (InGaAs камера з матрицею 640×510 пікселів, 10-, 20- кратний об'єктиви);

контроллери поляризації – регулювання потужності лазерного випромінювання;

набір дзеркал (побудована лінія затримки) – для визначення залежності в просторі та часі властивостей структур всередині матеріалів;

Для запобігання перенасичення та захисту камери від лазерного випромінювання між об'єктивом і матрицею встановлений нейтральний фільтр. Основна схема та фото установки зображено на [Рис.3.2], але для різних досліджень схема відповідно змінювалася.

68



Рис.3.2. Схема та фотографія експериментальної установки для мікрообробки прозорих матеріалів фс-імпульсами.

Відомо, що при потужності, що є більшою за критичну, імпульс буде зазнавати самофокусування, і при надто високих потужностях буде відбуватися колапс пучка, за яким починається процес філаментації, внаслідок якого режим поширення лазерного імпульсу різко змінюється. Кожен із зазначених нижче експериментів, полягав у створенні протяжної структури різної довжини зі зміненим показником заломлення і подальшому вивченні параметрів, (зміна показника заломлення плазмового каналу, геометричні розміри каналів, розміри області локалізації енергії, а також у досліджені просторово-часової трансформації фемтосекундного імпульсу).

3.2.1 Трансформація геометричних параметрів лазерних імпульсів, які поширюються в с-Si

Загальна схема установки для спостереження зміни профілю пучка під час взаємодії із середовищем без використання просторово-часового методу, а також її фотографія, наведені на рис. [Рис.3.3]. Лазерний промінь фокусується всередину с-Si зразка лінзою із фокусною відстанню 30 мм. Товщина зразка становить 1 мм. Зразок встановлюється на регульованому кріпленні (KS1 Thorlabs), що розміщене на рухомій 3D-платформі. На виході з кремнію параметри профілю пучка визначаються за допомогою скануючого оптичного приладу на основі InGaAs (BP209-IR Thorlabs).



Рис.3.3. Загальна схема (а) та фотографія експериментальної установки для визначення параметрів пучка (б). 1 – лазер, 2 – лінза, 3 – зразок, 4 – прилад для визначення параметрів пучка.

Виявлено залежність розміру пучка від потужності лазера, що дозволяє зробити висновок про наявність або відсутність механізму самофокусування всередині зразка. На [Рис.3.4(а)] показано профіль пучка, отриманий при середній потужності лазера 250 мВт і 1.16 Вт при частоті імпульсів лазера 1 МГц. З [Рис.3.4] видно, що при збільшенні потужності лазера відбувається

зменшення діаметру пучка в с-Si. При потужності 1.1 Вт та діаметрі пучка лазера близько 6 мм відбулося звуження в 2 рази.



Рис.3.4. Профілі пучка, отримані за різних потужностей падаючого світла: 250 мВт (синя лінія), 0.8 Вт (червона лінія). (б) – залежність розміру пучка (FWHM) від падаючої потужності.

Із цього ми не можемо з повною впевненістю визначити механізм фокусування – в результаті керрівської нелінійності (Kerr self focusing) чи внаслідок теплового ефекту (теплової лінзи). Проте вже можна зробити висновок про наявність ефекту самофокусування (Керра або термічного) всередині зразка с-Si, що індукується ультракороткими імпульсами на довжині хвилі 1550 нм. Це перший етап спостереження самофокусування світла, для більш детального вивчення цих процесів було проведено дослідження при різних частотах лазера із використанням просторово-часових методів зондування, які описуються нижче.

3.2.2 Дослідження еволюції параметрів лазерних імпульсів у залежності від їх енергії у с-Si, As₂S₃ і InP

У цьому експерименті вихідне випромінювання при частоті повторення лазера 250 кГц із діаметром пучка близько 6 мм фокусувалося лінзою із F=30 мм у досліджуванні зразки. Лінза встановлена на автоматично пересувну платформу. Це дозволило точно сфокусувати пучок у середину зразка. Схема проведення експерименту зображена на [Рис.3.5]. Для порівняння вихідних параметрів використано 3 типи зразків. Розміри зразка с-Si становили 20х5.5х1

мм, світло падало на бічну грань 5.5×1 мм. Розміри зразка As₂S₃ – $6 \times 6 \times 6$ мм, що означає однакову довжину поширення світла, InP – $15 \times 4 \times 1$ мм. Сторони зразків були відполіровані для зменшення розсіювання світла від цих поверхонь.



Рис.3.5. Схема експерименту з вивчення трансформації фс випромінювання в оптичних матеріалах.

Регулювання енергії імпульсу здійснювалося за допомогою поляризаційного кубика. Також була використана діафрагма, для обрізання менш інтенсивних країв пучка. Після діафрагми діаметр пучка становив 5.5 мм. Зображення отримані за допомогою об'єктиву 10× і камери відображено на [Рис.3.6].



Рис.3.6. Нелінійна трансформація кутового профілю пучка в дальній зоні у с-Si (а-в). Утворення філамента і мультифіламентація в As₂S₃ (зображення на вихідній грані зразка) (г-е). Профіль пучка в InP (є).
Проаналізуємо отримані зображення. На фотографіях (а-в) відображено нелінійну трансформацію кутового профілю пучка в дальній зоні від гаусівського до бесселівського в с-Si. У кремнії перші ознаки трансформації починаються при потужності 45 мВт (180 нДж). При E=36 нДж пучок у кремнії зберігає широкий профіль гаусівского типу і з наростанням енергії починає поступово звужуватися і при енергії 1.2 мкДж утворюється вузький осьовий максимум. Поперечний профіль інтенсивності для фотографій (а-в) при різних потужностях зображено на [Рис.3.7]. У нашому випадку, при вищезазначених параметрах, режим трансформації гаусового пучка у кремнії відбувається при потужності імпульсу, що у десять разів більша за критичну потужність для самофокусування (4×10⁴ Вт).



Рис.3.7. Поперечні профілі інтенсивності вихідного випромінювання в с-Si в дальній зоні, при енергії імпульсу: 36 нДж, 280 нДж, 1.2 мкДж.

У As₂S₃ (фото г-е) спостерігалося утворення філамента при 0.3 мкДж і при енергії 0.5 мкДж – мультифіламентація. Зображення зафіксовано безпосередньо на вихідній грані зразка. Аналогічні вимірювання для фосфіду індію не показали жодних ознак трансформації пучка, навіть при максимальній енергії імпульсу лазера – 1.8 мкДж. Все це свідчить про високий вплив двофотонного поглинання в InP, внаслідок чого може збільшуватися довжина самофокусування.

3.2.3 Дослідження змін спектральних характеристик при різних енергіях лазерних імпульсів

При взаємодії потужного фемтосекундного випромінювання із середовищем, внаслідок високої концентрації енергії, виникає ряд нелінійних процесів. Одними із процесів, що свідчать про філаментацію випромінювання у середовищі є розширення спектра та генерація нових частот. Схема дослідження зображена на [Рис.3.8]. Для фокусування світла у зразки використано лінзу із фокусною відстанню 35 мм. Вихідне світло також фокусувалося лінзою у волоконний з'єднувач, тому спектри виміряно включаючи центр і периферію.



Рис.3.8. Схема вимірювання спектрів випромінювання.

На [Рис.3.9] представлено спектри випромінювання, отримані при частоті слідування 250 кГц і тривалості імпульсу 450 фс при різних енергіях імпульсу – 40 нДж (а,г,є), 400 нДж (б,д,ж) і 1.4 мкДж (в,е), 1.8 мкДж (і). Як видно із спектрів найбільше розширення спектра у ХГС і кремнії. На відміну від кремнію розширення спектра у ХГС було симетричне. В ІпР зміни зовсім незначні. Також розширення є більш помітним на периферії спектра, а навколо максимуму інтенсивності – слабкіше. Дійсно, на рівні 10⁻⁵ ширина смуги збільшується з 25 нм (при низькій потужності) до 100 нм (при потужності 340 мВт) у кремнії, і до 300 нм у As₂S₃ на рівні 10⁻⁴.



Рис.3.9. Залежність ширини спектра від енергії імпульсу в с-Si, As₂S₃, InP.

Теоретичне обґрунтування: нелінійна зміна показника заломлення матеріалу $n=n_0+n_2I(r,t)$ приводить до зміни фази і появи нових частот $\Delta\omega(t)$ в спектрі імпульсу. Якщо взяти плоску хвилю, фаза якої описується виразом:

$$\phi = kz - \omega_0 t, \qquad \phi = \frac{n_0 \omega_0}{c} z + n_2 I(t) \frac{\omega_0}{c} - \omega_0 t \qquad 3.12$$

тоді миттєва частота згідно [93] буде:

$$\omega(t) = -\frac{\partial \phi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{n_2 \omega_0 z \partial I(t)}{c \partial t}$$
3.13

Цей вираз показує, що часова зміна інтенсивності викликає появу нових частот, причому для найбільш поширеного випадку n₂>0 на передньому фронті імпульсу, де ∂I/∂t≥0 буде червоний зсув відносно центральної частоти, а на задньому–синій. Зміна показника заломлення, що виникає внаслідок дії лазерно-індукованої плазми, є подібною до фазової самомодуляції, що обумовлена керрівською зміною показника заломлення. Вона також спричиняє генерацію нових частот. Для гаусової форми імпульсу сині та червоні частотні ⁷⁵

зсуви повинні бути однаковими. Однак, плазма вільних носіїв густини n_e, що збуджуються у процесі двофотонного поглинання, впливає на SPM через наведене плазмою зменшення показника заломлення:

$$\Delta n \approx -\frac{n_e(t)}{2n_0 n_{cr}} \tag{3.14}$$

Якщо критична густина плазми n_{cr}>n_e, тоді зсув частоти, спричинений плазмово-індукованою зміною показника заломлення буде:

$$\omega(t) = -\frac{\partial \phi}{\partial t} \approx \frac{\omega_0 z}{2cn_0 n_{cr}} \frac{\partial n_e(t)}{\partial t}$$

$$3.15$$

тобто генерація вільних носіїв під час дії імпульсу зсуває його частоту у синій бік [94]. Таким чином, відповідно до виразу [3.15], незважаючи на рекомбінацію носіїв, до тих пір поки триває імпульс, плазма викликає зсув частоти лише у синій бік. Отже, поява нових частот у випромінюванні залежить від співвідношення часових похідних інтенсивності імпульсу $\partial I/\partial t$ і електронної густини плазми $\partial n_c/\partial t$.

Як бачимо зі спектрів [Рис.3.9(а-в)] у с-Si відбувається розширення спектра вихідного імпульсу і зміщення центру ваги в короткохвильову область, яке пов'язане з плазмовою нелінійністю (голубий зсув). Таким чином, асиметрія вихідного спектра кремнію чітко вказує на участь лазерної плазми в SPM.



Рис.3.10. Спектр випромінювання лазера.

Порівнюючи спектр лазера [Рис.3.10] і отримані спектри, то зсув на рівні 10⁻³ становить 30.1 нм у короткохвильову область і лише 15 нм червоний зсув [Рис.3.9(в)]. Тобто розширення спектра у кремнії відбулося на 17.6 нм і 7.5 нм

відповідно. Припускаючи симетричний синьо-червоний зсув частоти Керра на 7.5 нм, ми робимо висновок, що викликана плазмою SPM дає додаткові 10 нм синього зсуву частоти в даному експерименті, що перевищує внесок Керра.

3.2.4 Особливості трансформації профілю пучка у с-Si при різних частотах слідування імпульсів

У цьому експерименті показано трансформацію гаусового пучка при різних частотах лазера: 500 кГц (560 мВт), 1 МГц (780 мВт) і повній частоті лазера 57 МГц (800 мВт) при тривалості імпульсу 390 фс, 370 фс і 500 фс, відповідно. Для системи фокусування світла використано лінзу із F=35 мм. Фото зроблені на відстані 12 мм до зразка камерою з об'єктивом 10×, без використання екрану.



Рис.3.11. Трансформація гаусового пучка при різних частотах у Si.

Як видно на знімках [Рис.3.11], трансформація пучка з появою вузького інтенсивного максимуму відбувається тільки при низьких частотах (б,в). При великій енергії і високих частотах повторення імпульсів, коли час між приходом двох сусідніх імпульсів стає меншим за час термодифузії, починають включаються теплові механізми. Але для лазера, який було використано в роботі, при частоті 57 МГц енергія імпульсу становила тільки 31 нДж. Як було показано раніше на рис [Рис.3.4] при частоті повторення 250 кГц і Е=36 нДж пучок у кремнії також зберігає широкий профіль гаусівского типу.

3.2.5 Зміна форми фс-імпульсу при проходженні різної довжини у с-Si

В основі цього досліду, лежить базовий експеримент (схема експерименту відображена на Рис.3.5), в якому зміщується фокус лінзи в об'ємі матеріалу. Потужність лазера становить 400 мВт при частоті повторення 250 кГц, енергія імпульсу 1.6 мкДж. Довжина поширення світла всередині зразка с-Si становила 5.5 мм. Відстань від зразка до камери дорівнює 17 мм, камера сфокусована на задню грань зразка, для збільшення зображення використано об'єктив 10×. Пучок лазера фокусувався лінзою з фокусною відстанню F=25 мм. Зроблені фотознімки [Рис.3.12] (а-і) демонструють зміни профілю лазерного пучка при різних позиціях фокуса лінзи у с-Si.



Рис.3.12. Зміна форми пучка в с-Si, товщиною 5.5 мм, при різних позиціях фокуса лінзи.

Залежно від місця знаходження фокуса лінзи в с-Si, добре видно нелінійні перетворення пучка. Якщо фокус знаходиться на передній грані зразка (в), то ми не спостерігаємо змін у формі пучка. При знаходженні лазерного випромінювання на деякій відстані у зразку, пучок поділяється на частини у вигляді кілець, у центрі яких знаходиться чітко виражена яскрава пляма, що нагадує пляму Пуассона. Діаметр кілець змінюється при зменшені відстані між фокусом і задньою поверхнею зразка. Це також добре видно на графіку розподілу інтенсивності пучка [Рис.3.14], побудованому для фотографій (д, ж). Аналогічні дослідження зроблено для зразка довжиною 1 см [Рис.3.13].



Рис.3.13. Зміна форми пучка у кремнії товщиною 10 мм.

При поширені світла на довжині 1 см, спостерігалася дещо інша картина зміни форми пучка. У цьому випадку кількість кілець, що оточують центральну пляму збільшилася.



Рис.3.14. Нормалізовані профілі пучка в с-Si: (a) – у зразку товщиною 5.5 мм, при знаходженні фокуса лінзи на відстані 1.55 мм (сірий) та на відстані 5 мм (чорний) від передньої стінки; (б) – у зразку товщиною 1см при знаходженні фокуса лінзи на відстані 1.35 мм. Енергія імпульсу 1.6 мкДж.

Як видно з графіку інтенсивності, кількість світлих кілець становить 6, хоча одна сторона дещо розмита. Графік [Рис.3.14(б)] побудовано для фотографії [Рис.3.13(в)]. Ці кільця є результатом накладення полів на периферії пучка і поля, що розходиться від центральної частини внаслідок дефокусування у

наведеній лазерній плазмі. Отримані результати добре узгоджуються з експериментами описаними в [87] де в 8 мм зразку кремнію, гаусівський імпульс із довжиною хвилі 1.55 мкм, з потужністю вище критичної для самофокусування, перетворюється в керрівському середовищі на пучок Бесселя. Сумарний вплив нелінійності Керра, ТРА та дифракції призводить до перетворення в конічний імпульс внаслідок чого енергія перенаправляється з периферії до центру пучка [87]. Як буде показано нижче, кутовий розподіл для третьої гармоніки, теж залежить від того, на яку відстань поширюється пучок в об'ємі зразка.

3.2.6 Особливості генерації третьої гармоніки в As₂S₃ та с-Si при проходженні фемтосекундних лазерних імпульсів

Під час фокусування лазерного випромінювання, із піковою потужністю фундаментального випромінювання (1550 нм), що майже в дев'ять разів більша за критичну P_{las} - P_{cr} , на вихідній поверхні зразків кремнію та As_2S_3 , було зафіксовано випромінювання із довжиною хвилі 514-519 нм. Ефективність перетворення основного світла в третю гармоніку (ТГ) при філаментації є дуже низькою (за відсутності розділяючого фільтра ефективність не виміряно), але слід відмітити, що при використані лінз із F=0.8-3.5 см, зелений світловий пучок був достатньо яскравий і видимий у темній кімнаті при частотах 250 кГц–1 МГц, та ледь помітний на частоті 57 МГц, але тільки при використані лінзи із F=0.8 (NA=0.5).

На [Рис.3.15] зображено спектри ТГ при енергії імпульсу 400 нДж і 1.2 мкДж, але перші ознаки спектральної компоненти третьої гармоніки в спектрі з'являються при середній потужності лазерного випромінювання 50 мВт (200 нДж). Ширина спектра (повна ширина на піввисоті) становила близько 3.5 нм у кремнії і 4.2 нм в As₂S₃. При збільшенні енергії до 1.2 мкДж ширина спектра на половині висоти практично не збільшується.



Рис.3.15. Спектри третьої гармоніки при частоті повторення лазерних імпульсів 250 кГц, отримані в As₂S₃ (а) і с-Si (б). Червона крива відповідає енергії імпульсу 400 нДж, синя – 1.2 мкДж.

Явище генерації третьої гармоніки, яке ми спостерігали в с-Si та As_2S_3 при вищевказаних параметрах фс-лазера та частоті повторення 250 кГц, буде описано на прикладі с-Si. Лінза з фокусною відстанню 35 мм, яка використовувалася у роботі, забезпечує дифракційно-обмежену фокальну пляму з діаметром 24 мкм (2.44 λ f/D) на FWHM. Спрощена схема експерименту показана на [Puc.3.16].



Рис.3.16. Схема дослідження генерації 3-ї гармоніки (а). Зображення та кутовий профіль ТГ у с-Si товщиною 0.5 мм (б). Зображення та кутовий профіль пучка ТГ, що генерується в зразку с-Si товщиною 8 мм (в).

Факт появи зеленого променя з вихідної поверхні зразка є досить дивовижним, оскільки довжина поглинання для ТГ при 515 нм в с-Si становить лише 1 мкм. При довжині зразка 0.5 мм третя гармоніка стає видимою при знаходженні фокуса лінзи біля задньої стінки. При довжині збуджуючого випромінювання 1550 нм генерація ТГ є процесом, що дозволяє випромінювати видиме світло в області непрозорості с-Si. Так, генерацію ТГ у с-Si при пс збудженні на 1.06 мкм було описано в роботі [95], також ТГ при збудженні на довжині хвилі 1260 нм спостерігалася в кремнієвих нанодисках [96]. Однак дослідження, на довжині хвилі 1550 нм в об'ємному с-Si відсутні, незважаючи на те, що ТГ у цьому матеріалі є дозволеним процесом, у якому нелінійна поляризація $P^{(3)}$ третього порядку при потрійній частоті(3 ω) є:

$$P^{(3)}_{(3\omega)} = \chi^{(3)} (3\omega = \omega + \omega + \omega) : E(\omega) E(\omega) E(\omega)$$
 3. 16
де $\chi^{(3)}$ -нелінійна сприйнятливість третього порядку.

Оцінимо тепер виконання умов збереження хвильового вектора для процесу генерації третьої гармоніки. Коефіцієнт поглинання с-Si при $\lambda_{T\Gamma}$ =515 нм становить 1×10⁴ см⁻¹. Величина, обернена коефіцієнту поглинання (глибина фотонів), поглинання ЩО визначає шлях, якому інтенсивність на випромінювання знижується до рівня 1/е (1/e=37%) від свого початкового значення, дорівнює l=1 мкм для ТГ у с-Si [97]. Отже, прозорість шару речовини товщиною L буде залежати від співвідношення L/l, і чим менше це співвідношення, тим прозоріша речовина. У нашому випадку розбіжність хвильових векторів $\Delta k = k_{515} - 3k_{1550}$ становить 8.65 мкм⁻¹. Когерентна довжина, що визначає максимальну довжину середовища, на якій можна досягти найбільшої ефективності генерації n-ї гармоніки, є обернено пропорційна фазовій різниці між хвильовими векторами взаємодіючих хвиль і дорівнює:

$$L_{\rm coh} = \frac{\pi}{\Delta k} \qquad 3.17$$

Обчисливши цю величину, отримаємо значення 0.37 мкм. Коефіцієнт ефективності перетворення вхідного випромінювання на частоті 1550 нм у

випромінювання 3-ї гармоніки 515 нм залежить від скалярного добутку двох векторів і визначається:

$$\eta = \frac{P_{3\omega}}{P_{\omega}} = \operatorname{sinc}^2(\frac{\Delta kl}{2})$$
 3.18

де 1 – довжина взаємодії, для 1=1 мкм (λ =515 nm), отримаємо значення sinc²(4.32)=sin²(4.32)/4.32²=0.045. Враховуючи дуже малу довжину взаємодії, ми не повинні очікувати різкого спрямування випромінювання. На [Рис.3.17] представлено обчислену залежність $\eta(\alpha)$ для різниці поздовжнього хвильового вектора для двох довжини ефективної взаємодії l=1 мкм і 10 мкм. Тут α – кут випромінювання ТГ відносно оптичної осі.



Рис.3.17. Залежність коефіцієнта ефективності ТГ від кута випромінювання.

Як видно, з графіка, для l=1 мкм $\eta(\alpha)=0.045$ і не залежить від α в діапазоні $\pm 30^{\circ}$, а при l=10 мкм α в 100 разів менше, хоча випромінювання ТГ є більш спрямованим. Звідси випливає, що незважаючи на величезну хвильову векторну невідповідність, ТГ у с-Si можлива саме через малу ефективну довжину взаємодії. Однак реальний кутовий профіль пучка ТГ [Рис.3.16(б)], що залежить від фазового узгодження поперечних складових хвильових векторів, набагато більш спрямований у порівнянні з розрахованим профілем на [Рис.3.17]. Зауважимо, що поперечна розбіжність стає нульовою у плоскохвильовому наближенні, якщо випромінювання ТГ поширюється точно колінеарно з основною хвилею. У нашому випадку лазерний пучок є майже гаусовим, причому його діаметр на FWHM приблизно 6 мм. Для лінзи з фокусною відстанню 35 мм, ширина кутового профілю збуджуючого пучка становить 10° на FWHM. Обчислений кутовий профіль TГ становить лише 5.7° на FWHM як показано на [Рис.3.16(б)]. Це зменшення кутової ширини можна пояснити, як наслідок когерентного випромінювання у три рази коротшої довжини хвилі для TГ 515 нм від когерентного джерела з дифракційно обмеженим діаметром, з довжиною хвилі $\lambda_p=1.55$ мкм. Для дифракційно обмеженого гаусового пучка радіус перетяжки та довжина Релея визначаються:

$$w_p = \frac{\lambda_0}{\theta_p \pi n}, \ L_R = \frac{w_0^2 \pi n}{\lambda_0}$$
 3.19

де θp – половина кута на висоті 1/e². Протягом довжини Релея пучок можна вважати паралельним. Таким чином, чим менша перетяжка пучка, тим швидше він буде розходитися. Хвиля з λ =515 нм створюється внаслідок нелінійної поляризації P⁽³⁾(3 ω). Припускаючи, що пучки третьої гармоніки і фундаментальний мають гаусівський розподіл, отримуємо вираз для амплітуди третьої гармоніки [98]:

$$\frac{\mathrm{dA}_3}{\mathrm{dz}} = \mathrm{i}\gamma A_0^3 \frac{\exp(-\mathrm{i}\Delta \mathrm{kz})}{(1 + \frac{\mathrm{i}2\mathrm{z}}{\mathrm{b}})^2} \qquad 3.20$$

де $\gamma = 3\pi^2 \chi^{(3)}/n_3 \lambda_0$, b= $2\pi n_0 \omega_0^2 / \lambda_0$ – конфокальні параметри сфокусованого пучка, ω₀ – радіус перетяжки на рівні 1/е, А₃ і А₀ – амплітуди відповідних гармонік в центрі пучка r=0 у фокальній точці. Звідси маємо, що радіуси пучків у хвилі ΤΓ, співвідношенням перетяжці основної i пов'язані для $\omega_{0(515)} = \omega_{0(1550)}/3^{1/2}$. Це означає, що поперечний переріз інтенсивності гаусового пучка для основної хвилі в 1.73 рази вужчий, ніж для третьої гармоніки. Отже, дифракційно-обмежений кутовий профіль пучка ΤГ формується двома факторами. По-перше, він повинен бути в 3 рази вужчим, ніж основний, через меншу довжину хвилі. По-друге, радіус у перетяжці повинен бути в 1.73 рази ширшим. Як було знайдено експериментально, ([Рис.3.16(б)]) для зразка с-Si з товщиною 0.5 мм ширина кутового профілю дійсно є у 1.75 рази вужчою, ніж у основного пучка, і дорівнює 5.7°. Але при поширенні в середовищі реальна форма основного пучка може бути спотворена ТРА і рефракцією плазми.

Дійсно, у зразку с-Si товщиною 8 мм, профіль випромінювання ТГ набуває форми кільця [Рис.3.16(в)].

Ще один цікавий факт, зелене світло спостерігається також у відбитому світлі від зразка. Для цього експерименту зразок шириною 0.5 мм поміщався під кутом до падаючого світла, яке було сфокусовано лінзою із F=3.5 см у середину зразка. При цьому: частота імпульсів лазера була 250 кГц, а середня потужність пучка – 450 мВт. На білому екрані на відстані 1.05 см за допомогою фотокамери зафіксоване дуже слабке зелене світло [Рис.3.18].



Рис.3.18. Схема дослідження генерації 3-ї гармоніки у відбитому світлі: зображення і кутовий профіль ТГ, що генерується в с-Si товщиною 0.5 мм.

Проаналізувавши кутовий розподіл відбитого зеленого світла, було знайдено що ширина кутового профілю на піввисоті становить 6.03°, що є дуже близьким до значення у прохідному світлі.

3.2.7 Особливості прояву плазмового каналу при проходженні фемтосекундних лазерних імпульсів у с-Si

Нижче буде описано дослідження явищ просторово-часової локалізації, які супроводжують розповсюдження та взаємодію потужних фс лазерних імпульсів у прозорих середовищах. Основний принцип цих досліджень базується на двоімпульсному збудженні середовища за методикою збудженнязондування (pump-probe) і візуалізації картини нестаціонарного керрівського двозаломлення в схрещених поляризаторах. Двозаломлення наводиться інтенсивним електричним полем світлової хвилі. Ця методика дозволяє

85

дослідити часову еволюцію процесів поглинання (відбивання) світла, зміни показника заломлення та фотоіндукованих структурних змін у середовищі.

Під дією сильного імпульсу в зразку с-Si індукується двопроменеве заломлення за механізмом швидкого електронного ефекту Керра з часом відгуку близько 1 фс. Внаслідок цього з'являється область індукованого двопроменезаломлення, яка поширюється разом із імпульсом накачування. Діючи як фазова пластинка, вона призводить до появи еліптичності в початково плоскій поляризації зондувального імпульсу, дозволяючи таким чином частині зондувального світла проходити через поляризатор і формувати миттєву картину. Саме ця компонента й утворює зображення миттєвої картини наведеного керрівського двозаломлення у прозорому ізотропному середовищі. Ця картина відображає просторовий розподіл інтенсивності досліджуваного світлового імпульсу при певній величині затримки в часі. Таким чином, отримана часороздільна картина взаємодії світла з середовищем залежить від затримки пробного сигналу по відношенню до збуджувального імпульсу. Лазерно-індукована плазма, незважаючи на зміну показника заломлення, не дає картину в поперечно-поляризованому світлі. Оскільки індукована плазмою зміна не є двозаломлюючою, ми бачимо тільки світловий імпульс. Якщо індуковані внаслідок керрівської нелінійності фазові зрушення малі, то інтенсивність сигналу І_s, описується формулою згідно [99]:

$$I_{s} = \pi^{2} d^{2} n_{2}^{2} I_{pump}^{2} I_{probe} / \lambda^{2}$$
 3.21

де d – довжина взаємодії променів pump і probe, I_{pump}, I_{probe} – інтенсивність досліджуваного та зондуючого сигналу, λ – довжина хвилі сигналу.

Даний експеримент був виконаний із використанням методики збудженнязондування, показаної на [Рис.3.19]. В експерименті лазерні імпульси з енергією Ep=1.14 мкДж і частотою повторення 250 кГц були сфокусовані на вхідну поверхню кристалу с-Si лінзою з F=35 мм, як показано на верхній вставці на [Рис.3.19]. Зміна довжини лінії оптичної затримки здійснювалася за допомогою моторизованої пересувної платформи DL. Застосування моторизованої платформи дозволило точно контролювати значення затримок і в той же час забезпечити велику часову затримку для зондувального імпульсу.



Рис.3.19. Схема установки часової мікроскопії збудження-зондування. Вставка зліва зверху –автокореляційна крива імпульсу (2 мкДж v=250 кГц).

(P1-P4 – полярицаційні кубики, DL – лінія затримки, NF – фільтр, MS – рухома платформа, FL – лінза, M1-M3 – дзеркала, MO – об'єктив, L – лазер).

Миттєві зображення, що отримані в паралельних і схрещених поляризаторах, показано на [Рис.3.20].



Рис.3.20. Миттєві зображення фс-імпульсів у кремнії: в паралельних (а) та в схрещених поляризаторах (б).

Світлі треки (помічені стрілками на Рис.3.20(б)) відображають миттєву інтенсивність світла лазерного імпульсу, який стає видимим завдяки світлоіндукованому двозаломленню. Вони поширюються у кремнії зі швидкістю світла, а їхня яскравість пропорційна квадрату інтенсивності випромінювання у даній точці зразка. Аналіз цього зображення дозволяє оцінювати просторові і часові параметри імпульсу. Інтенсивність збуджувального випромінювання можна оцінити за формулою [3. 21]. Час затримки т в пікосекундах вказується у верхньому правому куті. Осьова інтенсивність імпульсу є максимальною при малих τ і до 6.5 пс, а при більших затримках часу вона зменшується. Для кращого зорового сприйняття і зручності аналізу змін у плазмовому каналі та зміни інтенсивності імпульсу в залежності від часу затримки зображення [Рис.3.20] представлено в негативному вигляді [Рис.3.21]. Для τ від 0.24 пс до 6.32 пс (схрещені поляризатори), більш темні області вказують на місцезнаходження інтенсивного імпульсу [Рис.3.21(а)].



Рис.3.21. Поширення фс лазерних імпульсів у зразку с-Si товщиною 0.5 мм (представлено в негативному вигляді).

Імпульс розповсюджується зліва направо. Зменшення локальної яскравості на зображенні [Рис.3.21(а)] (темна пляма) відповідає збільшенню показника 88

заломлення. Враховуючи, що показник заломлення n у c-Si становить 3.48 при 1.55 мкм, швидкість поширення максимумів імпульсів на [Рис.3.21] відповідає швидкості світла в матеріалі. Під впливом фс-імпульсів на середовище n спочатку збільшується, що є проявом нелінійності поляризованості середовища (ефект Керра). Далі вплив випромінювання призводить до іонізації ковалентних зв'язків кристала та появи електронів у зоні провідності й дірок у валентній зоні. У результаті показник заломлення середовища різко зменшується. Починаючи з τ =0.61 пс імпульс має певну чітко виражену область, яка зменшується в діаметрі та збільшується розмір у напряму поширення зі збільшенням часу затримки.

Для оцінки діаметру на FWHM поперечного профілю інтенсивності сигналу І_{POL} у схрещених поляризаторах, для прикладу взято зображення, що отримане при затримці т=0.61 пс [Рис.3.22].



Рис.3.22. Тіньогорама поширення фс-імпульсу у кремнії у схрещених поляризаторах при затримці 0.61 пс (представлено в негативному вигляді).

Діаметр на FWHM поперечного профілю інтенсивності сигналу І_{РОL} буде 18 мкм [Рис.3.23].



Рис.3.23. Поперечний профіль інтенсивності сигналу при затримці τ=0.61 пс

Враховуючи квадратичну залежність І_{РОL} від інтенсивності накачування Ір за формулою [3. 21], отримаємо, що діаметр на FWHM поперечного профілю інтенсивності накачування становить 25 мкм. Це значення добре узгоджується з дифракційно обмеженим діаметром фокальної плями d=24 мкм. Також на тіньограмах крім основного імпульсу, видно малі імпульси-супутники попереду та з відставанням від основного імпульсу при затримці починаючи з ~0.61 пс. Вони обумовлені неідеальним часовим профілем лазерного імпульсу (вставка на [Рис.3.19] – автокореляційна крива імпульсу). Передня та задня частини імпульсу в режимі філаментації розповсюджуються не однаково. Зокрема, концентрація лазерно-індукованої плазми в плазмовому каналі філамента буде різною для передньої і задньої частини імпульсу. Плазма вільних носіїв, що генеруються внаслідок ТРА, утворює хвіст, який слідує за лазерним імпульсом. Проходячи через лінію затримки, зондувальний імпульс потрапляє у досліджувану область і змінює напрямок завдяки рефракції на неоднорідностях показника заломлення в лазерно-індукованій плазмі. Змінюючи довжину лінії змінювати затримки, можна час приходу зондувального імпульсу В досліджувану область, і таким чином реєструвати часову динаміку лазерної плазми. Плазмовий канал добре видно на [Рис.3.20(а), Рис.3.21(б)]. Внаслідок негативної зміни показника заломлення в плазмі, плазмовий хвіст заломлює зондувальне світло подібно до вгнутої лінзи, стаючи таким чином видимим при зміщенні об'єктної площини мікроскопу від точного положення плазмового каналу (200 мкм). Така поведінка свідчить про те, що досліджувана плазма є фазовим об'єктом. Плазмовий хвіст залишається незмінним протягом декількох наносекунд, у відповідності до часу життя вільних носіїв (приблизно 10 нс у об'ємі кристала Si), але повністю зникає, якщо вимкнено збуджувальний імпульс. При нульовому розфокусуванні плазмовий хвіст майже невидимий, що вказує на те, що поглинання плазми через інверсне гальмування набагато слабкіше, ніж ТРА.

3.2.8 Еволюція часової ширини лазерних імпульсів у с-Si

Еволюцію часової ширини Δt лазерних імпульсів, а саме як змінюється їх тривалість при поширенні в с-Si при різних затримках т, визначено із осьових профілів інтенсивностей імпульсу у схрещених поляризаторах та ТРА в паралельних поляризаторах. Процедура вимірювання з використанням програми обробки зображень JavaJ, проілюстрована на [Рис.3.24]. Для прикладу взято частину зображення при τ =0.95 пс, що відмічена білим прямокутником. Ширина профілю на FWHM, поділена на швидкість світла в с-Si (8.65×10⁷ м/с), буде представляти часову ширину Δt осьової частини імпульсу при τ =0.95 пс.



Рис.3.24. Осьовий профіль інтенсивності імпульсу при τ=0.95 пс.

Аналогічно зроблено аналіз інтенсивності імпульсу від 0.24 до 6.32 пс. Графік Δt(τ) [Рис.3.25], відображає зміну тривалості осьової частини імпульсу.



Рис.3.25. Залежність ∆t від часу затримки (чорна крива – зображення, отримані в схрещених поляризаторах, червона – в паралельних).

Якщо взяти середнє значення Δt то воно узгоджується із тривалістю лазерного імпульсу Δt_p =450 фс. Проте, також спостерігається помітне збільшення тривалості імпульсу до 0.75 пс, яке відбувається при τ =1.31 і 1.80 пс (чорна крива на [Рис.3.25]).

Ширина імпульсів, отриманих із зображень у паралельних поляризаторах, оцінена за тією ж методикою, що і для схрещених. ТРА за участю одного зондувального фотона та одного фотона збудження, візуалізується як темна пляма перед плазмовим хвостом, який рухається вправо при збільшенні т. Подібно до ефекту Керра, час відгуку ТРА є також порядку фс [100]. Швидкість розповсюдження максимуму ТРА визначається швидкістю світла в с-Si. Щодо середньої ширини Δt , то вона узгоджується зі тривалістю початкового лазерного імпульсу. Для паралельних поляризаторів також спостерігається відхилення тривалості лазерного імпульсу від t_p=450 фс до 0.68 пс при т від 0.97 до 1.33 пс (червона крива на [Рис.3.25]). Враховуючи можливу невизначеність у визначенні моменту нульової затримки та дефокусування 200 мкм на [Рис.3.21(б)], можна стверджувати, що ширина осьової частини збуджувального імпульсу зростає від 450 до ~700 фс при τ ~1.3 пс. Зауважимо, що збільшення Δt імпульсу на осі спостерігалося як в паралельних поляризаторах так і в схрещених.

Згідно з джерелом [87] внаслідок лінійної дисперсії відбулося розширення імпульсу з 100 fs до 265 фс у 8 мм зразку кремнію на довжині хвилі 1550 нм. У нашому випадку відстань розповсюдження становить лише 0.5 мм і тривалість імпульсу 450 фс, що в 4.5 рази перевищує тривалість 100-фемтосекундного імпульсу. Отже, в умовах проведеного експерименту можна знехтувати впливом лінійної дисперсії на розширення імпульсу. Згідно формули тривалість імпульсу в дисперсійному середовищі змінюється як:

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + (\frac{z\beta_2}{\tau_0^2})^2}$$
 3.22

де β_2 – групова дисперсія швидкості (GVD), виражена у $\phi c^2/мм$.

Таким чином, спостережуване розширення імпульсу однозначно вказує на наявність нелінійної часової динаміки. Нелінійне часове розширення і розщеплення ультракоротких лазерних імпульсів характерне для широкозонних діелектриків. У [101,61] повідомляється що одним із основних фізичних механізмів цього явища є SPM (фазова самомодуляція), яка «виштовхує» частотні компоненти імпульсу вперед і назад відносно максимуму імпульсу внаслідок дисперсії групової швидкості. Однак, ми вважаємо, що y вузькозонних напівпровідниках, таких як с-Si, TPA хоча б частково відповідає за розширення імпульсу, «зрізаючи» при цьому більш інтенсивну верхівку імпульсу. Слід взяти до уваги, що на формування зображення на [Рис.3.21(б)] крім ТРА, також впливає позитивна керрівська та негативна плазмовоіндукована зміни показника заломлення. Час генерації плазми дуже малий, близько тривалості імпульсу, тому плазма починає утворюватися в області імпульсу, в якій і формується певна область переходу зміни п від позитивної до негативної [102]. Всі ці фактори дають внесок у нелінійну динаміку поширення фс лазерного імпульсу в керрівських діелектриках, де баланс між керрівським самофокусуванням і плазмовим дефокусуванням призводить до утворення філаментів. Для їх формування ТРА, що перешкоджає самофокусуванню [103], повинне бути достатньо низьким. З цього випливає вимога К≥3, де К – найближче ціле число [Eg/hv_{pump}] [61]. Проте в с-Si TPA стає одним із домінуючих факторів, що визначають нелінійну динаміку поширення імпульсів. Частково ці питання вже розглянуто в літературі. У роботі [102] стверджується, що головним чинником, який змінює просторову форму фс імпульсів з довжиною хвилі 1.2 мкм у с-Si, є ТРА. В [86] автори вважають, що трансформація фс імпульсів з довжиною хвилі 1.2 мкм і тривалістю 250 фс у с-Si відбувається завдяки дифракції, ТРА і керівській нелінійності.

Використовуючи вищезгадані параметри імпульсу і припускаючи дифракційно-обмежений діаметр лазерної фокусної плями d=24 мкм, було обчислено поглинання, що індукується збуджуючим імпульсом у процесі ТРА. Коефіцієнт ТРА β_{ТРА}=4×10⁻⁶ мкм/Вт [104] у кремнії для λ=1.55 мкм, хоча в літературі це значення знаходиться у межах від 0.4-0.9×10⁻¹¹м/Вт. Згідно з вищенаведеною оцінкою, лазерний імпульс індукує у с-Si лінійне поглинання α_{TPA}=β_{TPA}I=4.5×10⁻² мкм⁻¹.

Будучи нелінійним процесом, ТРА змінює не тільки поперечний розподіл інтенсивності імпульсу, але і його форму вздовж осі розповсюдження, збільшуючи тим самим тривалість імпульсу. Щоб якісно проілюструвати роль ТРА у зміні часової ширини і амплітуди імпульсу, було зроблено наступну оцінку. Припускаючи, що завдяки ТРА, інтенсивність I(t, τ) лазерного імпульсу, що рухається всередині с-Si протягом часу τ , зменшується згідно:

$$I(t,\tau) = \frac{I_0(t)}{1 + \frac{I_0(t)\beta\tau c}{n}}; \qquad I_0(t) = I_{max}e^{-13.7t^2} \qquad 3.23$$

де тс/n – довжина шляху променя всередині матеріалу в момент часу затримки т, t в пікосекундах.

Припускаючи, що початкова форма вхідного імпульсу є гаусова з тривалістю 0.45 пс, було обчислено еволюцію ТРА I(t, τ) на осі при β =4×10⁻⁶ мкм/Вт і I_{max}=1.13×10⁴ Вт/мкм² [Рис.3.26(а)]. Дійсно, розрахунок якісно узгоджується з тим що зі збільшенням тривалості імпульсу зменшується його амплітуда, що спостерігається в мікроскопії поляризованого світла на [Рис.3.21 (а), Рис.3.25] при зміні τ від 0 до 1.5 пс. Залежність I(t,L) відображено на [Рис.3.26(б)].



Рис.3.26. Залежність трансформації часової форми імпульсу внаслідок ТРА від τ (a) та графік зменшення інтенсивності в результаті ТРА (б).

Зауважимо, що крім часового розширення імпульсу, ТРА також змінює його поперечний розподіл, сплющуючи верхню частину пучка на осі, тоді як керрівське самофокусування діє в протилежному напрямку. Однак, як видно з рисунків [Рис.3.21, Рис.3.25], з подальшим поширенням імпульс відновлює свою початкову часову ширину. Одним із можливих пояснень такої поведінки є те, що ТРА разом з іншими факторами, такими як керрівське самофокусування, рефракція плазми та поглинання, призводять до складного перетворення імпульсу, що проявляється у формуванні конічних хвиль Бесселя [87]. Бесселеві хвилі відновлюють початкову ширину імпульсу на осі, оскільки вони формують потік енергії, спрямований до осі, від прилеглих низькоінтенсивних областей, що не зазнали змін. Більш того, розфокусування і плазмове поглинання внаслідок зворотного гальмівного випромінювання діють переважно на задній частині імпульсу і, таким чином, можуть призвести до скорочення осьової складової імпульсу після початкового розширення. Таким чином, часову динаміку імпульсу фс лазера на довжині хвилі 1550 нм, що поширюється у с-Si, було виявлено як у просторовій, так і в частотній областях. Однак автори [87] не знайшли ніяких нелінійних змін у часовій ширині фс імпульсів на довжині хвилі 1.55 мкм з P=24P_{crit} в с-Si. Ми вважаємо що немає протиріч між висновками авторів роботи і нашими. Дійсно, крім того, потужність при якій вони проводили дослідження, була в 4 рази нижчою, ніж у наших дослідженнях, а фокусування здійснювалося з меншою NA, автори намагалися знайти зміну часової ширини осьової частини імпульсу на виході зразка с-Si товщиною 8 мм. Ми ж визначили, що осьова частина імпульсу збільшується у ширині при перших приблизно 200 мкм шляху, а потім відновлює своє початкове значення.

3.2.9 Визначення зміни показника заломлення у плазмовому каналі в с-Si

Як відомо, в результаті динамічного балансу між керрівським самофокусуванням і плазмовим дефокусуванням фемтосекундного лазерного випромінювання, у напрямку його поширення формується протяжний плазмовий канал. Для визначання зміни показника заломлення плазмового каналу було використано метод кількісної рефрактивної тіньографії [105]. Градієнти показника заломлення призводять до відхилення світлових променів, внаслідок змінюється інтенсивність тіньограмах. чого на Шляхом математичних обрахунків розподілу інтенсивностей на тіньограмі можна знайти співвідношення між показником заломлення та інтенсивністю світла. Згідно [106,107], картину інтенсивності променів у об'єктній площині описує рівняння переносу інтенсивності. При цьому вважається, що дифракція при малих величинах дефокусування є незначною, а об'єкт є фазовим. Якщо об'єкт слабо змінюється вздовж осі Z, рівняння переносу інтенсивності має вигляд:

$$\frac{d^2}{dx^2} \left(\int_{-\Delta y}^{\Delta y} \Delta n(x, y) dy \right) = -\frac{I(x) - I_0}{LI_0}, \quad F(x) = \int_{-\Delta y}^{\Delta y} \Delta n(x, y) dy \quad 3.24$$

де I₀ – фонова інтенсивність, I(x) – поперечний профіль інтенсивності в об'єктній площині, розташованій на відстані L від фазового об'єкту, Δy – межі фазового об'єкту, $\Delta n(x,y)$ – зміна показника заломлення, F(x) – фазове зображення, зумовлене варіаціями оптичного шляху в зразку уздовж осі Y внаслідок локальних змін показника заломлення. При роботі з об'єктами, що мають циліндричну геометрію, інверсія Абеля є незамінним інструментом, яка дозволяє отримати фізичну величину як функцію радіуса г:

$$\Delta n(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{r}^{R} \frac{dF(x)}{dx} \frac{1}{\sqrt{R^{2} - x^{2}}} dx$$
3.25

Враховуючи ці рівняння, було розроблено програму в МАТLAВ (додаток 1) для знаходження фазового зображення та зміни показника заломлення в плазмовому каналі. Оскільки в плазмовому каналі відбувається зміна показника заломлення вздовж напряму поширення, то для обчислення необхідно брати дуже малі ділянки. На [Рис.3.27] представлено тіньограми плазмового каналу отримані при розфокусуванні об'єктива 100, 125, 150 мкм.

A t		B ↑	155 um — 100 μm
	Constanting of	A Partie	— 100 μm
	3		100 um
			<u>—</u> 100 µп

Рис.3.27. Зображення плазмового каналу в об'ємі с-Si, зареєстроване з розфокусуванням об'єктива 10×, L=100, 125, 150 мкм.

Дані оброблялися виходячи з двох знімків – із плазмовим каналом і без нього (фоновий). Обробка різницевого зображення в програмі MATLAB дає інформацію тільки про плазмовий канал. На основі цих зображень було обчислено профіль показника заломлення $\Delta n(r)$ у місцях, відмічених стрілками [Рис.3.28]. Як видно із графіків, у точці А зміна показника заломлення є в 2.5 рази більшою, ніж у точці В.



Рис.3.28. Графіки зміни показника заломлення в об'ємі с-Si для L=100, 125, 150 мкм. (а) – на початку хвилеводу, (б) – на відстані 650 мкм від початку зразка.

3.2.10 Вплив числової апертури лінзи на параметри плазмового каналу

Вивчення процесів філаментації сфокусованого випромінювання, а також визначення параметрів випромінювання та плазмових каналів є важливим етапом для формування хвилеводів та структур у прозорих матеріалах. При цьому необхідно знати не тільки рівень інтенсивності, а й розміри області локалізації енергії, дослідити на якій глибині утворюється плазма в зразку, щоб підібрати необхідний режим лазера та системи фокусування. У прозорих матеріалах нелінійне поглинання сильно залежить від інтенсивності лазера, і інтенсивність достатньою лише y фокусі € для початку процесів мікромодифікації всередині матеріалу без зміни області поза фокусом. Як відомо, числова апертура визначає просторові характеристики фокального об'єму, що впливає на формування плазмового каналу. На [Рис.3.29] представлено плазмовий канал у с-Si, який утворюється внаслідок фокусування світла асферичною лінзою (Thorlabs C240TME-C) F=8 мм із NA 0.5. Знімок зроблено при затримці 10 пс і з розфокусуванням об'єктива -200 мкм. Напрям поширення імпульсу зліва направо від передньої стінки в напрямі осі х. Візуалізація здійснена в паралельних поляризаторах із використанням камери InGaAs і об'єктива 10×. Для досліджень використано зразок с-Si з товщиною 1 мм. Аналіз поширення пучка в с-Si був виконаний за допомогою зондувального імпульсу.



Рис.3.29. Тіньограма плазмового каналу у кремнії при фокусуванні світла лінзою з F=8 мм із NA 0.5 з розфокусуванням об'єктива -200 мкм.

Із формул для обчислення радіусу фокальної плями гаусового пучка R_f і протяжності плазмового каналу при фокусуванні видно, що при збільшені числової апертури його радіус і довжина будуть зменшуватися.

$$R_f = \frac{2\sqrt{1-NA^2}}{kNA},$$
 $Lf = (2k_0NA^2)^{-1}$ 3.26

Так, на відстані 1.2 мм від краю зразка довжина плазмового каналу становить близько 400 мкм, а ширина – 27 мкм.

Для порівняння нижче на [Рис.3.30] представлено формування плазмового каналу в кремнії при використані лінзи із F=18.4 мм. Довжина каналу, що утворився – 2.4 мм, а ширина у точці відміченій стрілкою – 40 мкм.



Рис.3.30. Тіньограми плазмового каналу у кремнії при фокусуванні світла лінзою із F=18.4 мм, NA=0.15 (розфокусування об'єктива: L=±200 мкм).

З представлених фотографій видно, що при збільшені NA для фокусування лазерного пучка, спостерігається скорочення довжини і поперечного розміру плазмового каналу. Локальні зміни показника заломлення, мікромодифікації, їхній тип і властивості в напівпровідникових матеріалах залежать від довжини хвилі, числової апертури й сильно залежать від тривалості фемтосекундних імпульсів. Усі ці параметри визначають порогову енергію модифікації [108]:

$$E_{\rm th} = \frac{I_{\rm th}\tau\,\lambda^2}{\pi N A^2 + \frac{I_{\rm th}\,\lambda^2}{Pcr}}$$
 3.27

Слід відмітити, що при використані лінз з NA меншою ніж 0.5 процеси модифікації у с-Si не відбуваються. Таким чином, було здійснено вибір системи фокусування для досліджень.

Висновки до розділу 3

У розділі III описано процеси, що виникають при взаємодії фс лазерних InP. Основну увагу приділено імпульсів із As₂S₃, с-Si та питанням трансформації гаусового пучка кремнії, утворення філамента y 1 мультифіламентації у As₂S₃ при збільшені енергії імпульсу. Також досліджено еволюцію часової ширини Δt лазерних імпульсів під час поширення всередині зразка с-Si, виміряно осьові профілі інтенсивності при різних часових 99

затримках у с-Si. Досліджено спектри на виході із зразків с-Si, As₂S₃, InP. Спостережено розширення спектра вихідного імпульсу і зміщення його центру ваги в короткохвильову область у с-Si. Розширення спектра у халькогенідному склі було симетричне, в InP розширення спектра не спостерігалося. Виявлено, що при поширенні фемтосекундного лазерного випромінювання з центральною довжиною хвилі 1550 нм, відбувається генерація третьої гармоніки в кремнії та As₂S₃ на довжині хвилі 514-519 нм. Досліджено залежність кутового розподілу фундаментального випромінювання на довжині хвилі 1.55 мкм та його третьої гармоніки в с-Si. Всі ці дослідження є важливим етапом до переходу до процесів модифікації всередині обраних кристалів.

РОЗДІЛ 4

ЗАПИС ОПТИЧНИХ ХВИЛЕВОДІВ ТА ОБ'ЄМНИХ ПЕРІОДИЧНИХ СТРУКТУР В ОПТИЧНИХ КОНСТРУКЦІЙНИХ МАТЕРІАЛАХ (с-Si, InP, As₂S₃)

Результати даного розділу представлені в таких публікаціях:

1) I. Blonskyi, V. Kadan, O. Shpotyuk, L. Calvez, I. Pavlov, **S. Pavlova**, A. Dmytruk, A. Rybak, P. Korenyuk, Upconversion fluorescence assisted visualization of femtosecond laser filaments in Er-doped chalcohalide 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl, **Optics and Laser Technology** 119, 105621 (2019).

2) I. Pavlov, O. Tokel, S. Pavlova, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, Ö. Yavuz, F.Ö.
Ilday, Femtosecond laser written waveguides deep inside silicon, Optics Letters 42 (15), 3028-3031 (2017).

3) I. Pavlov, O. Tokel, **S. Pavlova**, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, T. Colakoglu, O.Yavuz, F. O. Ilday, Optical waveguides written deep inside silicon by femtosecond laser (Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference, 2017), pp. 1-1.

4) I. Pavlov, O. Tokel, **S. Pavlova**, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, F. Ö. Ilday. Optical waveguides written in silicon with femtosecond laser (APS March Meeting, New Orleans, USA, Bulletin of the American Physical Society 62, 2017), G1.59.

4.1 Методика і типи запису хвилеводів фемтосекундним лазерним випромінюванням

У попередніх розділах було розглянуто процеси, що призводять до тимчасової зміни показника заломлення світла речовини. У цьому розділі представлені результати дослідження процесів формування хвилеводів у прозорих матеріалах, визначені залежності просторових характеристик хвилеводів, основні результати відображено в роботах [109-111] у 2017 році. Це перші звіти про модифікації всередині с-Si фемтосекундним лазером. Процес формування хвилеводу у кремнії є складним і ще не достатньо вивченим.

Як відомо, лазерне світло є ефективним засобом для створення сталих структурних фотоіндукованих перетворень матеріалу, але на відміну від піко- і наносекундних імпульсів, фс імпульси добре підходять для мікрообробки в об'ємі матеріалів та запису хвилеводів внаслідок більш ефективної нелінійної фотоіонізації.

Якщо пересувати зразок відносно фокуса оптичної системи або зміщувати фокус лінзи, то за достатньої енергії імпульсу всередині зразка можна створити протяжну фазову структуру. Отже, за певних умов у матеріалі можна створити оптичний хвилевід ($n_{o6} < n_{cep}$), в якому можливо буде утримувати і передавати світло. За своєю геометрією, основними оптичними властивостями і видом створюваних структур хвилеводи можна розділити на типи, які описано нижче, і також відображено в роботі [112]. Схеми запису хвилеводів різними методами зображено на рис. [Рис.4.1(a-в)]. Перший тип (a) хвилеводів утворюється шляхом прямого запису серцевини із більшим п відносно показника заломлення матеріалу. До таких модифікацій призводять локальне плавлення речовини, перебудова хімічних зв'язків і утворення локальних дефектів. Такі хвилеводи легко і швидко записуються, але мають деякі недоліки: висока еліптичність, зміна характеристик речовини в серцевині хвилеводу і висока чутливість параметрів хвилеводу до сферичних аберацій (обмеження на створення тривимірних оптичних інтегральних схем).



Рис.4.1. Схематичне зображення хвилеводів при різній методиці запису [на основі джерела 112].

Інший метод запису (б) хвилеводів – індуковані напруженістю (stress induced в англ. літературі), базується на записі двох або більше паралельних треків із

меншим n або оптичним пробоєм у центрі кожного з них. При цьому між треками формується область із підвищеним значенням n, яка формує серцевину хвилеводу. Такий запис можливий у багатьох оптичних матеріалах, до недоліків можна віднести еліптичність і різні втрати для ортогональних поляризацій. Також можна записати хвилевод, зробивши серію кільцевих треків (в) із меншим показником заломлення, внаслідок чого в середині залишиться простір із більшим показником. У такому випадку перевагою є те, що серцевина залишається не зміненою, але процес є довготривалим.

Процес формування стійких хвилеводів у прозорих матеріалах залежить у першу чергу від енергії і тривалості імпульсу, довжини хвилі випромінювання та частоти повторення лазерних імпульсів, а також від вибору фокусуючої системи та властивостей матеріалу. Також мікромодифікації, наприклад, формування нанограток в об'ємі матеріалу, залежать від поляризації світла. Як відомо, фемтосекундні лазерні імпульси при фокусуванні у прозорі матеріали можуть формувати мікромодифікації у фокальному об'ємі внаслідок нелінійної фотоіонізації. Оскільки процеси поглинання мають нелінійний характер, то при деякому пороговому значенні енергії в обсязі матеріалу будуть формуватися мікромодифікації. Шляхом локальної зміни показника заломлення також можливо записувати хвилеводи всередині об'ємних матеріалів.

Перша публікація про формування структури довжиною 1 мм під поверхнею у кремнії нс лазером із довжиною хвилі 1550 нм з'явилася у 2016 році [113]. У 2017 році в університеті Бількент здійснено та описано формування структур лазерними імпульсами тривалістю 5 нс на довжині хвилі 1.55 мкм [114]. Проте, ці структури не мали хвилеводних властивостей. У 2018 році продемонстровано запис хвилеводів пс імпульсами (0.8–10 пс) при частоті повторення імпульсів 30-400 кГц із енергіями імпульсів від 10 нДж до 10 мкДж. Із застосуванням об'єктива 20х, NA=0.40, швидкість обробки становила 1–100 мкм/с [115,116]. У сформованих хвилеводах індуковане підвищення показника заломлення було порядку 10⁻³-10⁻². У 2019 році групою дослідників, повідомлено про запис хвилеводу наносекундним лазером [117], методом

кругового запису, де у процесі запису робиться декілька кільцевих структур, а в центрі залишається незмінена серцевина. Величина зміни показника заломлення $\approx 2 \times 10^{-4}$. Розповсюдження і взаємодія фемтосекундних лазерних імпульсів у прозорих матеріалах має значні відмінності від піко- або наносекундних імпульсів. За допомогою фемтосекундного лазерного запису створено, як одномодові, так і багатомодові хвилеводи зі зміною показника заломлення $\sim 10^{-3}$ в склі, кристалах, полімерах [118-121]. Спроби створення структур у Si фс імпульсами, були, але тільки в безпосередній близькості під поверхнею і на довжині хвилі 2.4 мкм [122].

4.2 Запис хвилеводів фс імпульсами у с-Si

Під керівництвом доктора Павлова І.А. автором було записано хвилевод фс імпульсами у кремнії та здійснено перші спроби формування модифікацій у вигляді граток та розгалужувачів. Для формування хвилеводів у кремнії крім енергії імпульсу важливо також підібрати систему фокусування світла. У нашому випадку при енергії імпульсів 2 мкДж та тривалості імпульсів 400 фс фокусування світла лінзами з NA меншим за 0.5 не дозволяло досягти будь якої модифікації у кремнії. Запис хвилеводу став можливим завдяки використанню лінзи з фокусною відстанню F=8 мм та NA 0.5, в іншому випадку відбувалося самофокусування світла та утворювався плазмовий канал. Діаметр фокальної плями з використанням цієї лінзи становить 5 мкм (діаметр вхідного пучка 6 мм). Принцип запису хвилеводу наступний: з використанням поздовжньої схеми запису, світло фокусується лінзою до вихідної поверхні кремнію і шляхом переміщення зразка відносно нерухомого пучка лазера у додатному напрямку, якщо прийняти задню стінку за точку відліку 0, відбувається формування окремих хвилеводів [Рис.4.2]. При цьому модифікована область залишаться позаду. Напрям світла вказано стрілками білого кольору. Процес формування хвилеводу спостерігався через грані зразка за допомогою камери і імпульсу. Розміри і структура зондувального вже записаних треків досліджувалися в неперервному режимі роботи лазера. Фотографії [Рис.4.2]

було отримано шляхом пересування зразка на 100 мкм з фокальної площини в напрямку, ближчому до камери [Рис.4.2(б)], та від камери [Рис.4.2(а)]. Тут добре характерну зміну інтенсивності в центральній видно частині модифікованої області. Така поведінка вказує на позитивну зміну показника заломлення ($\Delta n > 0$) для модифікованої області, у порівняні із кристалічною матрицею [123]. При зміщенні фокуса лінзи від передньої грані до задньої, модифікація відбувається не завжди, і якщо вона відбулася, то записується дуже мала ділянка. Причина полягає в розсіюванні світла вже модифікованою ділянкою, що призводить до зупинки процесу запису. Отже, запис хвилеводу можливий тільки починаючи від задньої стінки зразка і в напрямку передньої. Світло, відбите від задньої стінки, також підвищує інтенсивність в області фокальної плями. При нормальному падінні світла коефіцієнт відбивання у кремнії для довжини хвилі 1.55 мкм становить ~30%.



Рис.4.2. Тіньограми хвилеводів у кремнії: а) з розфокусуванням об'єктива -100 мкм, б) з розфокусуванням об'єктива +100 мкм, с) у момент запису хвилеводу.

4.3 Запис хвилеводів у с-Si фс імпульсами при різних швидкостях запису

Для аналізу властивостей хвилеводу у кремнії, створювалися треки при різних параметрах запису: частота слідування імпульсів (250 кГц-1 МГц – частота при якій можливий запис), швидкість сканування (знайдено, що оптимальні швидкості сканування знаходяться у діапазоні 0.01-0.07 мм/с).

Однорідність при формуванні хвилеводу залежить від швидкості переміщення зразка. Хвилеводи зроблені при різних швидкостях, відображено на [Рис.4.3]. Тут добре видно відмінності в однорідності записаних треків. Так, при швидкості запису 0.1 мм/с структура стає зовсім неоднорідною, а при 0.001-0.005 неоднорідним виявляється початок запису. Наявність межі швидкості сканування 0.1 мм/с при заданій енергії імпульсу, частоті повторення та NA лінзи, може вказувати на те що хвилевод утворюється внаслідок теплової лінзи. Проте, це припущення вимагає додаткової більш точної перевірки.



Рис.4.3. Тіньограма хвилеводів у кремнії при різній швидкості запису.

4.4 Визначення зміни показника заломлення хвилеводу в с-Si

Основною характеристикою оптичних хвилеводів є просторовий розподіл показника заломлення. Тестування створених структур у порівняні з оптичним волокном показало наявність хвилеводних властивостей і додатної зміни показника заломлення, яка узгоджується з результатами розрахунків. Для цього було зареєстровано зображення волокна у трьох позиціях камери: у фокусі та при від'ємному і додатному розфокусуванні об'єктива і по аналогії з отриманим зображенням волокна, аналізувалися профілі показника заломлення хвилеводів із тіньограми. Було виявлено, що показник заломлення в сформованій області є більшим ніж у області, що не зазнала змін. Також виявлено що записана структура є фазовим об'єктом, оскільки об'єкт був майже невидимим у фокальній площині об'єктива камери [Рис.4.4].



Рис.4.4. Тіньограма хвилеводів у кремнії, зареєстрована при знаходженні об'єкта у фокусі камери.

Фрагмент чистого хвилеводу (віднято фоновий знімок) у збільшеному вигляді та вигляд хвилеводів із торцевої сторони, відстань між якими становить 100 мкм зображено на [Рис.4.5(a,б)].



Рис.4.5. Фрагмент хвилеводу у кремнії при L=+200 мкм у збільшеному вигляді (а) та вигляд хвилеводів із торцевої сторони (б).

Зміна показника заломлення вираховувалася з використанням програми, що описана раніше. Для цього спочатку в програмі МАТLAB, від знімка з хвилеводом віднімався фоновий знімок без хвилеводу, і на основі отриманого фазового зображення, обчислено Δn . Оскільки показник заломлення вздовж хвилеводу є постійним, для обчислень можна вибирати порівняно довгі ділянки. На [Рис.4.6(а)] відображено хвилеводи, відстань між якими 700 мкм, а поперечний розмір хвилеводу 16 мкм. На цій фотографії об'єкт відсунутий від фокальної площини на L=200 мкм (у напрямі від камери). Було визначено, що при різних швидкостях запису, зміна Δn у хвилеводах знаходиться у межах 10^{-4} , а їх діаметри ~13-20 мкм. За межами області ~25 мкм властивості Si не змінюються, що відображено на поперечних профілях показника заломлення [Рис.4.6(б)]. Червоною кривою зображено середнє значення зміни Δn . Вище описаний спосіб дозволяє здійснити запис хвилеводів довжиною 0.5-0.8 см, тому повна довжина записаної структури не поміщається у зону відображення камери і на краях видно деяку асиметрію [Рис.4.6(а)].



Рис.4.6. Тіньограма хвилеводів у кремнії при L= -200 мкм (а). Профілі показника заломлення для декількох різних хвилеводів (б).

4.5 Запис періодичних структур у с-Si фс імпульсами

Під час проведення експериментів було помічено, що окрім хвилеводів, можливе формування двовимірних періодичних мікроструктур в об'ємі с-Si при таких самих параметрах лазерного випромінювання, що і в попередньому випадку [Рис.4.7].



Рис.4.7. Схема експериментальної установки. Запис структур у с-Si.

Фокусування лазерного випромінювання здійснювалося крізь торцеву грань в об'єм зразка товщиною 0.5 мм лінзою з NA=0.5. Одночасне зміщення
зразка вздовж осі X і фокальної плями вздовж осі Z, під час першого проходу призводить до формування неоднорідної двовимірної періодичної структури, яка стає більш вираженою при наступних проходах внаслідок зміни показника заломлення і зменшення порогу руйнування матеріалу в попередньо експонованій області. На [Рис.4.8] відображено структури, що утворилися при енергії імпульсу 1.9 мкДж та швидкості сканування 0.01 мм/с. На рисунках (б,в) представлено об'ємні сліди впливу фс імпульсів у кремнії, у вигляді похилих канавок із зміненим показником заломлення, що утворилися внаслідок зміщення зразка (вздовж осі х) на 100 мкм і зміщені фокуса лінзи (вздовж осі z) на 1 мм (б) та 400 мкм (в). Із отриманих тіньограм визначено, що розмір однієї модифікованої канавки становить приблизно 20 мкм з періодом 3 мкм, а також зміна показника заломлення є додатною (аналіз проведено по аналогії з отриманими зображеннями волокна та хвилеводів).



Рис.4.8. Мікромодифікації у с-Si.

Щоб не було розмежування між кожним проходом сканування, необхідно забезпечити точне «потрапляння» сфокусованої плями випромінювання наступного імпульсу в область змін матеріалу, що утворилися під час попереднього проходу, як показано на [Рис.4.8(в)].

Для порівняння було здійснено модифікації фс лазером [Рис.4.9(a)] і нслазером [Рис.4.9(б)] при різних швидкостях зміщення зразка вздовж осі z. Параметри наносекундної обробки такі: середня потужність лазерного випромінювання 3.5 Вт, тривалість імпульсу t=5 нс, частота повторення імпульсів v=150 кГц. Фокусування здійснювалося асферичною лінзою з NA=0.2. Аналіз зображень, наведених на [Рис.4.9(а)] показує, що ймовірність формування однієї внутрішньої канавки зменшується зі збільшенням швидкості сканування. Кут нахилу внутрішніх канавок до напрямку сканування змінюється, збільшуючись по мірі зростання $V_{c\kappa}$. При швидкості більшій за 0.15 мм/с процеси модифікації фс лазером майже припиняються. Модифікації, що утворенні нс імпульсами, явних періодичних структур не мають, а формують не зовсім однорідну неперервну структуру. Також наносекундний лазер забезпечує значно більш високу швидкість обробки матеріалу – до 2.5 мм/с, а також можливі модифікації при використанні лінзи з NA=0.2.



Рис.4.9. Утворення об'ємних структур, у кремнії при різних швидкостях сканування: а) фс імпульсами, б) нс імпульсами.

4.6 Модифікація показника заломлення фс імпульсами в As₂S₃ на довжині хвилі λ=1.55 мкм та в 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl при λ=800 нм

Про запис хвилеводів у халькогенідному склі є чимало повідомлень, але на інших довжинах хвилі. Так, при різних методах запису в халькогенідному склі, зміна показника заломлення може бути як негативною, так і додатною. В роботі [124], було запропоновано спосіб запису хвилеводу в As₂S₃ фс-лазером на довжині хвилі 800 нм по спіральній траєкторії, що забезпечує негативний показник заломлення в оболонці та позитивне ядро. В роботі [125] доповідається про запис хвилеводів у склоподібному As₂S₃ фемтосекундним лазерним осцилятором із частотою повторення 76 МГц при довжині хвилі 800 нм та тривалості імпульсу 120 фс (енергія імпульсу Е=0.66 нДж). Лазерний 110 промінь фокусувався об'єктивом з NA=0.1. У центрі структури формувалася область зменшеного показника заломлення ($\Delta n \sim -0.9 \times 10^{-3}$), оточена областю з $\Delta n \sim 0.2 \times 10^{-3}$. За допомогою фс Ті-сапфірового лазера в плівках As₂S₃, були виготовлені хвилеводи і розгалужувачі з додатним $\Delta n > 10^{-2}$ [126].

Використовуючи метод запису аналогічний до описаного в кремнії. У нашому випадку в результаті дії фс лазера на довжині хвилі 1550 нм, при використанні лінзи з F=35 мм і потужності 300 мВт, в As_2S_3 утворилася структура із значенням $\Delta n \sim -3.1 \times 10^{-3}$ [Рис.4.10].



Рис.4.10. Поперечний профіль зміни показника заломлення для ХГС As₂S₃. На вставці – тіньограми хвилеводу при L=-50 мкм.

Також досліджено зміни в 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl склі, легованому 1% ербію, на довжині хвилі 800 нм. Деталі експерименту відображено у джерелі [127]. Структури відображені на тіньограмі [Puc.4.11(a)] (позиція об'єктива ±40, 0 мкм), здійснено при енергії імпульсу 1.2 мкДж, τ=2 пс, ν=1 кГц.



Рис.4.11. Тіньограми структур та графік зміни показника заломлення у 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl склі.

Як видно на тіньограмах, модифікована область має нерівномірну структуру, що може формуватися в процесі плавлення-затвердіння. На [Рис.4.11(б)] показано радіальний профіль лазерно-індукованої зміни Δn , обчислений за допомогою програми, з якого випливає, що $\Delta n > 0$ з максимальним значенням на осі $\Delta n \sim 4 \times 10^{-3}$. Діаметр цієї структури – близько 6 мкм.

4.7 Приповерхневий запис структур фс-імпульсами в InP

У роботі також досліджувалась можливість утворення модифікацій в InP. Але при максимальній енергії імпульсу, розробленого нами лазера, 2 мкДж та частоті 250 кГц у кристалі InP виникали тільки невеликі локальні зміни, які візуалізуються на [Puc.4.12(a)] у вигляді чорних плям (відмітки 1-3).



Рис.4.12. Структурні зміни в InP внаслідок дії фс-лазера (напрям імпульсу та плазмовий канал позначено стрілкою).

Ці модифікації утворювалися під час сканування зразка в обох напрямах, але без певного правила, можна сказати що випадково. Безпосередньо біля поверхні можливий запис на глибині близько 150 мкм [Рис.4.12(б)]. У роботі використано лінзу з числовою апертурою 0.5. Виходячи з того, що в InP коефіцієнт двофотонного поглинання на порядок більший ніж у кремнії, ми вважаємо, що ДФП значно зменшує інтенсивність фокальної плями в глибині матеріалу. Внаслідок цього можливе формування тільки стійких приповерхневих структур на глибині до 150 мкм.

Висновки до розділу 4

Експериментально доведено можливість формування об'ємних хвилеводів та глибокого запису структур у монокристалічному Si, протяжних структур у As₂S₃ та стійких модифікації в InP на глибині до 150 мкм від

поверхні на довжині хвилі лазерного випромінювання λ =1.55 мкм, а також формування структур у 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl склі на довжині хвилі 800 нм. Використовуючи розроблену програму числової обробки тіньограм визначено:

геометричні розміри хвилеводів та зміну показника заломлення у кремнії (d=20-30 мкм і ∆n=4-11×10⁻⁴);

особливості лазерно-індукованих змін показника заломлення та розміри структур у As_2S_3 (Δn =-3.1×10⁻³, d=35 мкм) для 1550 нм та у 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl склі (Δn =4×10⁻³ і d=6 мкм) при λ =800 нм;

ВИСНОВКИ

Відповідно до поставленої мети, в представленій дисертаційній роботі: •Розроблено і виготовлено нове фемтосекундне волоконне лазерне джерело з довжиною хвилі випромінювання 1.55 мкм. У порівнянні з існуючими системами такого типу, досягнуто кращих експлуатаційних характеристик (максимальна енергія в імпульсі 2 µJ при частоті повторення 250 кГц та тривалості імпульсу 410 фс). Створену лазерну систему застосовано для дослідження закономірностей розповсюдження фс імпульсів у прозорих середовищах та запису хвилеводів і мікроструктур в об'ємі прозорих матеріалів.

•Методами часороздільної мікроскопії вперше зареєстровано динаміку фсімпульсу в с-Si на довжині хвилі 1550 нм. Досліджено еволюцію (розширення) часової ширини Δt лазерних імпульсів під час поширення в об'ємі зразка с-Si, виміряно осьові профілі інтенсивності при різних часових затримках.

•Виявлено що у кремнії та As₂S₃ локалізація лазерного випромінювання із центральною довжиною хвилі 1550 нм супроводжується генерацією третьої гармоніки на довжині хвилі 514-519 нм.

•Досліджено та запропоновано механізм формування кутового розподілу випромінювання третьої гармоніки у кремнії.

•Вперше здійснено запис мікрохвилеводів в об'ємі кристалічного кремнію випромінюванням фс лазера на довжині хвилі 1550 нм.

•Визначено геометричні розміри створених хвилеводів та структур у кремнії, As_2S_3 для довжини хвилі лазера 1550 нм та у $65GeS_2-25Ga_2S_3-10CsCl - для$ довжини хвилі 800 нм. Встановлено, що для кремнію та $65GeS_2-25Ga_2S_3-10CsCl$ зміна показника заломлення $\Delta n > 0$, а для $As_2S_3 - \Delta n < 0$.

•Встановлено критичний вплив числової апертури NA фокусувальної лінзи на запис хвилеводів у с-Si (NA≥0.5). При менших NA ДФП зменшує інтенсивність світла у фокальній плямі нижче порогу модифікації матеріалу.

114

•Продемонстровано, що в InP при максимальній енергії імпульсу 2 мкДж стійка модифікація можлива тільки на глибіні 100-150 мкм від поверхні, а в об'ємі матеріалу можливі тільки невеликі локальні зміни. Основним обмежуючим фактором при цьому є сильне двофотонне поглинання.

•Розроблено обчислювальну програму, в якій, на основі рівнянь переносу інтенсивності та оберненого перетворення Абеля, обчислюються профілі зміни показника заломлення у плазмових каналах та хвилеводах, виходячи із тіньограм, отриманих методом мікроскопії дефокусування.

Наукові та методологічні результати роботи будуть корисними як з точки зору фундаментальної науки про взаємодію потужних фемтосекундних лазерних імпульсів з напівпровідниковими матеріалами, так і для практичних застосувань в задачах лазерної прецизійної мікрообробки матеріалів та створення масивів елементів мікрооптики.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. C. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a Fiber Laser," Appl. Opt. 3, 1182-1186 (1964).

2. Н. Басов, Б. Вул, Ю. Попов, "Квантово-механические полупроводниковые генераторы и усилители электромагнитных колебаний," ЖЭТФ 37, 587-588 (1959).

3. K. Kao, G. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," Proc. IEEE IET. 113, 1151-1158 (1966).

4. R. Mears, L. Reekie, I. Jauncey, and D. Payne, "High-gain rare-earth-doped fiber amplifier at 1.54 μm," in Optical Fiber Communication, 1987 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1987), paper WI2.

5. T. Hori, N. Nishizawa, and T. Goto, "Generation of 14-fs ultrashort pulse in all fiber scheme by use of highly nonlinear hybrid fiber," in 14th International Conference on Ultrafast Phenomena, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2004), paper ME31.

6. E. Shcherbakov, V. Fomin, A. Abramov, A. Ferin, D. Mochalov, and V. Gapontsev, "Industrial grade 100 kW power CW fiber laser," in Advanced Solid-State Lasers Congress, G. Huber and P. Moulton, eds., OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2013), paper ATh4A.2.

7. В. Беспрозванных, Нелинейная оптика: учеб. пособие (Изд-во Перм. гос. техн. ун-та, Пермь, 2011), 200 с.

8. G. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 4th ed. (Academic, 2007).

9. Halina Abramczyk, "Dispersion phenomena in optical fibers", http://www.mitr.p.lodz.pl/evu/wyklady/

10. С. Ахманов, В. Выслоух, А.Чиркин, Оптика фемтосекундных лазерных импульсов (Наука, Москва, 1988), 312 с.

11. Г. Агравал, Нелинейная волоконная оптика, пер. с англ. С.В. Черникова и др., редактор П.В. Мамышева (Мир, Москва, 1996), 323 с.

116

12. E. Lim, S. Alam, D. Richardson, "Optimizing the pumping configuration for the power scaling of in-band pumped erbium doped fiber amplifiers," Opt. Express 20, 13886-13895 (2012).

13. O. Okhotnikov, A. Grudinin, and M. Pessa, "Ultra-fast fibre laser systems based on SESAM technology: new horizons and applications," New J. Phys. 6, 177, (2004).

14. D. Steinberg, H. Rosa, and E. de Souza, "Influence of Carbon Nanotubes Saturable Absorbers Diameter on Mode-Locking Erbium-Doped Fiber Laser Performance," J. Lightwave Technol. 35, 4804-4808 (2017).

15. Q. Bao, H. Zhang, Y. Wang, Z. Ni, Y. Yan, Z. Shen, K. Loh, D. Tang, "Atomiclayer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers," Adv. Funct. Mater. 19, 3077-3083 (2009).

16. J. Boguslawski, J. Sotor, G. Sobon, R. Kozinski, K. Librant, M. Aksienionek, L. Lipinska, and K. Abramski, "Graphene oxide paper as a saturable absorber for Erand Tm-doped fiber lasers," Photon. Res.3, 119-124 (2015).

17. D. Tang and L. Zhao, "Generation of 47-fs pulses directly from an erbium-doped fiber laser," Opt. Lett. 32, 41-43 (2007).

18. И. Куделин, Д. Дворецкий, С. Сазонкин, И. Орехов, "Исследование стабильности выходных характеристик полностью волоконных кольцевых эрбиевых лазеров ультракоротких импульсов," Вестник МГТУ Им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение 4 (2017).

19. D. Chernykh, A. Krylov, A. Levchenko, V. Grebenyukov, N. Arutunyan, A. Pozharov, E. Obraztsova, and E. Dianov, "Hybrid mode-locked erbium-doped all-fiber soliton laser with a distributed polarizer," Appl. Opt. 53, 6654-6662 (2014).

20. A. Krylov, S. Sazonkin, V. Lazarev, D. Dvoretskiy, S. Leonov, A. Pnev, V. Karasik, V. Grebenyukov, A. Pozharov, E. Obraztsova, and E. Dianov, "Ultra-short pulse generation in the hybridly mode-locked erbium-doped all-fiber ring laser with a distributed polarizer," Laser Phys. Lett. 12, 065001 (2015).

21. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," Opt. Commun. 56, 219-221 (1985).

22. E. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings", IEEE J. Quantum Electron. 5, 454 (1969).

23. R. Fork, O. Martinez, and J. Gordon, "Negative dispersion using pairs of prisms," Opt. Lett. 9, 150-152 (1984).

24. E. Desurvire, Erbium-Doped Fiber Amplifiers Principles and applications (A Wiley-Interscience Publication, New York, 1994).

25. M. Karasek, "Optimum design of Er3+-Yb3+codoped fibers for large-signal high-pump-power applications," IEEE J. Quantum Electron. 33, 1699-1705 (1997).

26. I. Pavlov, E. Ilbey, E. Dulgergil, A. Bayri, and Ö. Ilday, "High-power high-repetition-rate single-mode Er-Yb-doped fiber laser system," Opt. Express 20, 22442-22447 (2012).

27. G. Sobon, P. Kaczmarek, D. Sliwinska, J. Sotor, K. Abramski, "High-Power Fiber-Based Femtosecond CPA System at 1560 nm," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 20, 492-496 (2014).

28. H. Wang, L. Kotov, D. Gaponov, A. Cabasse, M. Yashkov D. Lipatov, M. Likhachev, J. Oudar, G. Martel, S. Fevrier & A. Hideur, "Dissipative Soliton Generation and Amplification in Erbium-Doped Fibers Operating at 1.55 μm," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 20, 283-289 (2014).

29. W. Dai, Y. Song, B. Xu, A. Martinez, S. Yamashita, M. Hu, and C. Wang, "High-power sub-picosecond all-fiber laser source at 1.56 lm," Chin. Opt. Lett. 12, 111402 (2014).

30. P. Elahi, H. Kalaycioglu, H. Li, O. Akçaalan, Ö. Ilday, "175 fs-long pulses from a high-power single-mode Er-doped fiber laser at 1550 nm," Opt. Commun. 403, 381-384 (2017).

31. M. Hekmat, M. Omoomi, A. Gholami, A. Bagheri Yazdabadi, M. Abdollahi, E. Hamidnejad, A. Ebrahimi, H. Normohamadi, "All-fiber high-power monolithic femtosecond laser at 1.59 μm with 63-fs pulse width," Appl. Phys. B 124, 4 (2018).

32. S. Han, H. Jang, S.Kim, Y.-J. Kim and S.-W. Kim, "MW peak power Er/Ybdoped fiber femtosecond laser amplifier at 1.5 m center wavelength," Laser Phys. Lett. 14, 100264 (2017).

33. G. Sobon, P. Kaczmarek, A. Gluszek, J. Sotor, and K. M. Abramski, "μJ-level, kHz-repetition rate femtosecond fiber CPA system at 1555 nm," Opt. Commun. 347, 8-12 (2015).

34. X. Peng, K. Kim, M. Mielke, S. Jennings, G. Masor, D. Stohl, A. Chavez Pirson, D. Nguyen, D. Rhonehouse, J. Zong, D. Churin, and N. Peyghambarian, "High efficiency, monolithic fiber chirped pulse amplification system for high energy femtosecond pulse generation, Opt. Express 21, 25440-25451 (2013).

35. X. Peng, K. Kim, M. Mielke, S. Jennings, G. Masor, D. Stohl, A. Chavez Pirson, Dan T. Nguyen, D. Rhonehouse, J. Zong, D. Churin, and N. Peyghambarian, "Monolithic fiber chirped pulse amplification system for millijoule femtosecond pulse generation at 1.55 μm," Opt. Express 22, 2459-2464 (2014).

36. C. Crotti, F. Deloison, F. Alahyane, F. Aptel, L. Kowalczuk, J.-M. Legeais, D. Peyrot, M. Savoldelli, K. Plamann, "Wavelength optimization in femtosecond laser corneal surgery," Invest. Ophthalmol. Vis. Sci. 54, 3340 (2013).

37. K. Plamann, F. Aptel, C. Arnold, A. Courjaud, C. Crotti, F. Deloison, F. Druon, P. Georges, M. Hanna, J.-M. Legeais, F. Morin, E. Mottay, V. Nuzzo, D. Peyrot and M. Savoldelli, "Ultrashort pulse laser surgery of the cornea and the sclera," J. Opt. 12(8), 084002 (2010).

38. M. Malinauskas, A. Zukauskas, S. Hasegawa, Y. Hayasaki, V. Mizeikis, R. Buividas, S. Juodkazis, "Ultrafast laser processing of materials: from science to industry," Light Sci. Appl. 5, 16133 (2016).

39. R. Gattass, E. Mazur, "Femtosecond laser micromachining in transparent materials," Nature Photon. 2, 219-225 (2008).

40. V. Parsi Sreenivas, M. Bulters, R. Bergmann," Microsized subsurface modification of mono-crystalline silicon via non-linear absorption," J. Eur. Opt. Soc. Rapid Pub. 7, 12035 (2012).

41. S. Firstov, S. Alyshev, M. Melkumov, K. Riumkin, A. Shubin, and E. Dianov, "Bismuth-doped optical fibers and fiber lasers for a spectral region of 1600-1800 nm," Opt. Lett. 39, 6927-6930 (2014). 42. S. Pavlova, H. Rezzaei, I. Pavlov, Ö. Ilday, "Generation of 2-μJ 410-fs pulses from a single-mode chirped-pulse fiber laser operating at 1550 nm," Appl. Phys. B 10, 201 (2018).

43. P. Mukhopadhyay, K. Özgören, L. Budunouğlu, Ö. Ilday, "Allfiber low-noise high-power femtosecond Yb-fiber amplifier system seeded by an all-normal dispersion fiber oscillator," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 15, 145 (2009).

44. B. Oktem, C. Ülgüdür, Ö. Ilday, "Soliton-similariton fibre laser," Nat. Photon 4, 307 (2010).

45. Е. Дианов, А. Курков, Волоконная оптика, www. gpi.ru. com.

46. https://www.rp-photonics.com/passive_fiber_optics11.html.

47. R. Kashyap, Self-propelled self-focusing damage in optical fibers (Proc. Xth Inter. Conf. on Lasers, USA, 1987), pp.859-866.

48. S. Namiki, K. Seo, N. Tsukiji and S. Shikii, "Challenges of Raman Amplification," in Proceedings of the IEEE 94, 1024-1035 (2006).

49. S. Pavlova, E. Yagci, K. Eken, E. Tunckol, I. Pavlov, μs pulsed, low repetition rate, 30 W fiber laser at 1550 nm (CLEO/EUROPE-EQEC, Munich, Germany, 2019), p.54.

50. S. Pavlova, E. Yagci, K. Eken, E. Tunckol, I. Pavlov, High power microsecond pulsed Er-Yb doped fiber laser sourse (Fotonik 2019, Istanbul, Turkey, 2019), p.25.

51. R. Wood, "Laser induced damage thresholds and laser safety levels. Do the units of measurement matter," Opt. Laser Tech. 29, 517-522 (1998).

52. J. Wu, C. Zhang, J. Liu, T. Zhao, W. Yao, P. Tang, Le Zhang, and H. Chen, "Over 19 W Single-Mode 1545 nm Er,Yb Codoped All-Fiber Laser," Advances in Condensed Matter Physics, 1-5 (2017).

53. V. Popov, "Tunnel and multiphoton ionization of atoms and ions in a strong laser field (Keldysh theory)," Phys.-Usp. 47, 855-885 (2004).

54. C. Schaffer, A. Brodeur and E. Mazur, "Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses," Meas. Sci. Technol. 12, 1784-1794 (2001).

55. Г. Аскарьян, "Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы," Журнал экспериментальной и теоретической физики 42, 1567-1570 (1962).

56. J. Marburger, "Self-focusing: Theory," Prog. Quant. Electr. 4, 35-110 (1975).

57. M. Soileau, W. Williams, N. Mansour, "Laser-induced damage and the role of self-focusing," Faculty Bibliography 10, 1133-1144 (1989).

58. В. Таланов, "О фокусировке света в кубич. средах", Письма в ЖЭТФ, 303-305 (1970).

59. Д. Апексимов, Ю. Гейнц, А. Землянов, А. Кабанов, Г. Матвиенко, А. Степанов, "Филаментация негауссовских лазерных пучков с различной геометрической расходимостью на атмосферной трассе," Оптика атмосферы и океана 25, 929-935 (2012).

60. M. Feit, J. Fleck, "Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown," Appl. Phys. Lett. 24, 169-174 (1974).

61. A. Couairon, A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," Physics Reports 441, 47-189 (2007).

62. В. Кандидов, С. Шленов, О. Косарева, "Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения," Квантовая Электроника 3, 205-228 (2009).

63. A. Brodeur, C. Chien, F. Ilkov, S. Chin, O. Kosareva, and V. Kandidov," Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air," Opt. Lett. 22, 305-307 (1997).

64. R. Boyd, Nonlinear Optics, Boston (Academic Press, 2003), 640 p.

65. F. DeMartini, C. Townes, T. Gustafson, P. Kelley, "Self-steepening of light pulses," Phys. Rev. 164, 312-323 (1967).

66. J. Kasparian, R. Sauerbrey, D. Mondelain, S. Niedermeier, J. Yu, J.-P. Wolf, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, M. Rodriguez, H. Wille, and L. Wöste, "Infrared extension of the super continuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere," Opt. Lett. 25, 1397-1399 (2000). 67. F. Theberge, W. Liu, Q. Luo, S. Chin, "Ultrabroadband continuum generated in air (down to 230 nm) using ultrashort and intense laser pulses," Appl. Phys. B 80, 221-225 (2005).

68. A. Saliminia, S. Chin, R. Vallée, "Ultra-broad and coherent white light generation in silica glass by focused femtosecond pulses at 1.5 um," Opt. Express 13, 2025-2031 (2005).

69. A. Brodeur, S. Chin, "Band-Gap Dependence of the Ultrafast White-Light Continuum," Phys. Rev. Lett. 80, 4406-4409 (1998).

70. A. Dharmadhikari, F. Rajgara, and D. Mathur, "Plasma effects and the modulation of white light spectra in the propagation of ultrashort, high-power laser pulses in barium fluoride," Appl. Phys. B 82, 575-583 (2006).

71. А. Дормидонов, В. Кандидов, В. Компанец, С. Чекалин, "Дискретные кольца конической эмиссии при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в кварце, Квантовая Электроника 7," 653-657 (2009).

72. И. Голубцов, В. Кандидов, О. Косарева, "Начальная фазовая модуляция мощного фемтосекундного лазерного импульса как средство управления его филаментацией и генерацией суперконтинуума в воздухе," Квантовая электроника 33, 525-530 (2003).

73. G. Mechain, C. D'Amico, Y.-B. Andre, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, "Propagation of fs TW laser filaments in adverse atmospheric conditions," Opt. Commun. 247, 785-789 (2005).

74. K. Moll, A. Gaeta, "Role of dispersion in multiple-collapse dynamics," Opt. Lett. 29, 995-997 (2004).

75. С. Чекалин, В. Компанец, Е. Сметанина, В. Кандидов, "Световые пули и спектр суперконтинуума при филаментации фемтосекундного импульса в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в плавленом кварце,"Квантовая электроника 43, 326-331 (2013).

76. М. Курилова, Д. Урюпина, А. Мажорова, Р. Волков, С. Горгуца, Н. Панов, О. Косарева, А. Савельев, "Формирование оптических импульсов длительностью до 8 фс при филаментации коллимированного фемтосекундного лазерного излучения в аргоне," Квантовая электроника 39, 879-881 (2009).

77. P. He, Y. Liu, K. Zhao, H. Teng, X. He, X. Hou, and Z. Wei, "High-efficiency supercontinuum generation in solid thin plates at 0.1 TW level," Opt. Lett. 42, 474-477 (2017).

78. F. Verger, T. Pain, V. Nazabal, C. Boussard-Plédel, B. Bureau, F. Colas, E. Rinnert, K. Boukerma, C. Compère, M. Guilloux-Viry, S. Deputier, A. Perrin, J. Guin, "Surface enhanced infrared absorption (SEIRA) spectroscopy using gold nanoparticles on As₂S₃ glass," Sensor. Actuat. B-Chem. 175, 142-148 (2012).

79. A. Ubale, M. Bhute, Y. Sakhare, M. Belkhedkar, S. Ibrahim, Synthesis of nanostructured As₂S₃ thin films by chemical route: effect of complexing agent (International Conference on Benchmarks in Engineering Science and Technology ICBEST,2012), pp.17-18.

80. S. Wong, M. Deubel, F. Pérez-Willard, S. John, G. A. Ozin, M. Wegener, G. von Freymann, Direct laser writing of three-dimensional photonic crystals with a complete photonic bandgap in chalcogenide glasses, Adv. Mater 18, (2006).

81. E Nicoletti., D. Bulla, B Luther-Davies. and M. Gu, "Wide-angle stop-gap chalcogenide photonic crystals generated by direct multiple-line laser writing," Appl. Phys. B 105, 847-850 (2011).

82. http://www.tydexoptics.com/pdf/ru/Silicon_ru.pdf.

83. D. Vignaud, J.F. Lampin, F. Mollot, "Two-photon absorption in InP substrates in the 1.55 μm range," Appl. Phys. Lett. 85, 239-241 (2004).

84. http://hdl.handle.net/10023/723.

85. В. Кононенко, Е. Заведеев, М. Латушко, В. Пашинин, В. Конов, Е. Дианов, "Возбуждение электронной подсистемы кремния с помощью фемтосекундного лазерного облучения," Квантовая электроника 42, 925-930 (2012). 86. V. Kononenko, E. Zavedeev and V. Gololobov, "The effect of lightinduced plasma on propagation of intense fs laser radiation in c-Si," Appl. Phys. A 122, 1-7 (2016).

87. D. Faccio, M. Clerici, A. Averchi, O. Jedrkiewicz, S. Tzortzakis, D. Papazoglou,
F. Bragheri, L. Tartara, A. Trita, S. Henin, I. Cristiani, A. Couairon, and P. Di
Trapani, "Kerr-induced spontaneous Bessel beam formation in the regime of strong two-photon absorption," Opt. Express 16, 8213-8218 (2008).

88. A. Mouskeftaras, A. V. Rode, R. Clady, M. Sentis, O. Utéza, and D. Grojo, "Selflimited underdense microplasmas in bulk silicon induced by ultrashort laser pulses," Appl. Phys. Lett. 105, 191103 (2014).

89. F. Théberge, P. Mathieu, N. Thiré, J. Daigle, B. Schmidt, J. Fortin, R. Vallée, Y. Messaddeq, and F. Légaré, "Mid-infrared nonlinear absorption in As₂S₃ chalcogenide glass," Opt. Express 24, 24600–24610 (2016).

90. O. Mouawad, P. Béjot, F. Billard, P. Mathey, B. Kibler, F. Désévédavy, G. Gadret, J.Jules, O. Faucher, and F. Smektala, Mid-infrared filamentation-induced supercontinuum in As-S and an As-free Ge-S counterpart chalcogenide glasses, Appl. Phys. B 121, 433–438 (2015).

91. V. Kadan, S. Pavlova, I. Pavlov, H. Rezaei, Ö. Ilday, I Blonskyi, "Spatiotemporal dynamics of femtosecond laser pulses at 1550 nm wavelength in crystal silicon," Appl. Phys. A 124(8), 560 (2018).

92. R. Torres, V. Vervisch, M. Halbwax, T. Sarnet, P. Delaporte, M. Sentis, "Femtosecond laser texturization for improvement of photovoltaic cells: Black Silicon," Journal of optoelectronics and advanced materials 12, 621-625 (2010).

93. Y. Shen, The principles of nonlinear optics, (Wiley, New York, 1984).

94. B. Penetrante, J. Bardsley, W. Wood, "Ionization-induced frequency shifts in intense femtosecond laser pulses," J. Opt. Soc. Am. B 9, 2032-2040 (1992).

95. W. Burns and K. Bloembergen, "Third-Harmonic generation in absorbing media of cubic or isotropic symmetry," Phys. Rev. B 4, 3437-3450 (1971).

96. M. Shcherbakov, D. Neshev, B. Hopkins, A. Shorokhov, I. Staude, E. Melik-Gaykazyan, M. Decker, A. Ezhov et al., "Enhanced third-harmonic generation in silicon nanoparticles driven by magnetic response," Nano Lett. 14, 6488 (2014).

97. https://www.pveducation.org/pvcdrom/materials/optical-properties-of-silicon.

98. V. Shcheslavskiy, S. Saltiel, A. Faustov, G. Petrov, and V. Yakovlev, "Third-harmonic Rayleigh scattering: theory and experiment," J. Opt. Soc. Am. B 22, 2263-2269 (2005).

99. J. Takeda, K. Nakajima, S. Kurita, S. Tomimoto, S. Saito, T. Suemoto, "Timeresolved luminescence spectroscopy by the optical Kerr-gate method applicable to ultrafast relaxation processes," Phys. Rev. B 62, 10083 (2000).

100.Q. Lin, O. Painter, G. Agrawal, "Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications," Opt. Express 15, 16604-16644 (2007).

101.J. Rothenberg, "Pulse splitting during self-focusing in normally dispersive media," Opt. Lett. 17(8), 583 (1992).

102.V. Kononenko, V. Konov, E. Dianov, "Delocalization of femtosecond radiation in silicon," Opt. Lett. 37, 3369-3371 (2012).

103.S. Akhmanov, A. Sukhorukov, R. Khokhlov, "Self-focusing and diffraction of light in a Nonlinear medium", Sov. Phys. Usp. 10, 609–636 (1968).

104.G. Rieger, K. Virk, and J. Young, Nonlinear transmission of sub-picosecond 1.5 μm pulses through single-mode silicon-on-insulator ridge waveguides in Nonlinear Guided Waves and Their Applications, Technical Digest on CD (Optical Society of America, 2004), p. MC35.

105.D. Marcuse, "Refractive index determination by the focusing method," Appl. Opt. 18, 14-22 (1979).

106.A. Gopal, "Quantitative two dimensional shadowgraphic method for highsensitivity density measurement of under-critical laser plasmas," Opt. Lett. 32, 1238-1240 (2007).

107.G. Izarra and C. Izarra, "Quantitative shadowgraphy made easy," Eur. J. Phys. 33, 1821–1842 (2012).

108.C. Schaffer, A. Brodeur, J. García, and E. Mazur, "Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy," Opt. Lett. 26, 93-95 (2001).

109.I. Pavlov, O. Tokel, S. Pavlova, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, Ö. Yavuz, Ö. Ilday, Femtosecond laser written waveguides deep inside silicon, Opt. Lett. 42, 3028-3031 (2017).

110.I. Pavlov, O. Tokel, S. Pavlova, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, T. Colakoglu, O. Yavuz, O. Ilday, Optical waveguides written deep inside silicon by femtosecond laser (CLEO/EUROPE-EQEC, Munich, Germany, 2017), pp. 1-1.

111.I. Pavlov, O. Tokel, S. Pavlova, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, F. Ö. Ilday. Optical waveguides written in silicon with femtosecond laser (APS March Meeting, New Orleans, USA, 2017), G1.59.

112.D. Choudhury, J. Macdonald, and A. Kar, "Ultrafast laser inscription: perspectives on future integrated applications," Laser Photonics 6, 827–846 (2014).

113.M. Chambonneau, Q. Li, M. Chanal, N. Sanner, and D. Grojo, "Writing waveguides inside monolithic crystalline silicon with nanosecond laser pulses," Opt. Lett. 41, 4875-4878 (2016).

114.O. Tokel, A. Turnalı, G. Makey, P. Elahi, T. Çolakoğlu, E. Ergeçen, Ö. Yavuz,
R. Hübner, M. Zolfaghari Borra, I. Pavlov, A. Bek, R. Turan, D. Kesim, S. Tozburun,
S. Ilday, F. Ö. Ilday, "In-chip microstructures and photonic devices fabricated by nonlinear laser lithography deep inside silicon," Nature Photon. 11, 639–645 (2017).

115.G. Matthäus, H. Kämmer, K. Lammers, W. Watanabe, S. Nolte, Femtosecond written buried waveguides in silicon (SPIE LASER, San Francisco, 2018).

116.G. Matthäus, H. Kämmer, K. Lammers, C. Vetter, W. Watanabe, and S. Nolte, "Inscription of silicon waveguides using picosecond pulses," Opt. Express 26, 24089-24097 (2018).

117.A. Turnali, M. Han, O. Tokel, "Laser-written depressed-cladding waveguides deep inside bulk silicon, "J. Opt. Soc. Am. B 36, 966-970 (2019).

118.K. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, "Writing waveguides in glass with a femtosecond laser," Opt. Lett. 21, 1729-1731 (1996).

119.M. Bazzan and C. Sada, " Optical waveguides in lithium niobate: Recent developments and applications," Appl. Phys. Rev. 2, 040603, (2015).

120.M. Pospiech, M. Emons, B. Väckenstedt, G. Palmer, U. Morgner, "Single-sweep laser writing of 3D-waveguide devices," Opt. Express 18, 12136-12143 (2010).

121.I. Blonskyi, V. Kadan, O. Shpotyuk, M. Iovu, P. Korenyuk and I. Dmitruk, "Filament-induced self-written waveguides in glassy As₄Ge₃₀S₆," Appl. Phys. B 104, 951-956 (2011).

122.A. Nejadmalayeri, P. Herman, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte, and A. Tunnermann, "Inscription of optical waveguides in crystalline silicon by mid-infrared femtosecond laser pulses," Opt. Lett. 30, 964-966 (2005).

123.A. Mysyrowicz, A. Couairon, and U. Keller, "Self-compression of optical laser pulses by filamentation," New J. Phys. 10, 025023 (2008).

124.O. Caulier, P. Masselin, E. Bychkov, D. Le Coq, "Tailoring the morphology of photowritten buried waveguides by helical trajectory in As₂S₃ glass," Opt. Laser Technol., paper IW4I.6 (2016).

125.D. Le Coq, P. Masselin, Ch. Przygodsky, E. Bychkov, "Morphology of waveguide written by femtosecond laser in As₂S₃ glass," J. Non-Cryst. Solids 355, 1832-1835 (2009).

126.A. Zoubir, M. Richardson, C. Rivero, A. Schulte, C. Lopez, K. Richardson, N. Hô, and R. Vallée, "Direct femtosecond laser writing of waveguides in As_2S_3 thin films," Opt. Lett.29, 748-750 (2004).

127.I. Blonskyi, V. Kadan, O. Shpotyuk, L. Calvez, I. Pavlov, S. Pavlova, A. Dmytruk, A. Rybak, P. Korenyuk, "Upconversion fluorescence assisted visualization of femtosecond laser filaments in Er-doped chalcohalide 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl glass," Optics and Laser Technology 119, 457-463 (2019).

Додаток 1 (Модуль прогами)

```
1.function img1=img1() close all;
2.L=-75e-6;
                                            %розфокусування об'єктива
3.A=imread('C:\Users\); image(A);%зчитування та виведення даних на екран
4.A=double(rgb2gray(A));
                                            % формат зображення
5.[num y,num x,k]=size(A);
                                            % розмір матриці інтенсивностей
6.dist y=110e-6;
                                            % розмір зображення
                                             % усереднення значень
7.I = mean(A,2);
8.h = length(I); y pixel size=dist y/h;
                                             % розмір одного пікселя
9.y(1:h)=0;
                                             % створення масиву
10.for i=2:1:h; y(1)=y pixel size; y(i)=y(i-1)+y pixel size; end;
11.figure (2); plot (y,I); title('Intesity');
                                              %виведення графіку інтенсивності
12.Imin=min(I); Imax=max(I);
                                           % мін. і максм. значення інтенсивності
           if S==0 [max num,nn]=max(I);
13.S=0:
          [min num,nn]=min(I); end
14.else
15.ddF(h)=0;
                             % рядки 15-24 обчислення згідно рівнянь переносу
інтенсивності та Абелля
16.for i=h:-1:2;
17.ddF(i-1) = -(I(i)-I(h))/(L \times I(h)); end
18.figure (3); plot (y,ddF); title('second derivative');
19.dF(h)=0; for i=h:-1:2;
20.dF(i-1)=dF(i)+(ddF(i-1)\times y \text{ pixel size}); end
21.figure; plot (y,dF); title('first derivative');
22.dn(nn:h)=0; for i=nn:1:h; for j=i+1:1:h;%
23.dn(i)=dn(i)+((dF(j)×y pixel size)/sqrt((y(1)-y(j))^2-(y(1)-y(i))^2));
                                                                                  %
                                                                          end
показник заломлення
24.dn(i)=-dn(i)/pi; end
25.a=max(dn);
26.figure; plot (y,dn); title('ful dn'); end
```

Додаток 2 (Список праць, опублікованих за темою дисертації)

1*I. Blonskyi, V. Kadan, S. Pavlova, I. Pavlov, O. Shpotyuk, O. Khasanov, "Ultrashort light pulses in transparent solids: propagation peculiarities and practical applications," Ukr. J. Phys. 64(6), 457-463 (2019).

2*I. Blonskyi, V. Kadan, O. Shpotyuk, L. Calvez, I. Pavlov, **S. Pavlova**, A. Dmytruk, A. Rybak, P. Korenyuk, "Upconversion fluorescence assisted visualization of femtosecond laser filaments in Er-doped chalcohalide 65GeS₂-25Ga₂S₃-10CsCl glass," **Optics and Laser Technology** 119, 105621 (2019).

3*S. Pavlova, H. Rezaei, I. Pavlov, H. Kalaycıoğlu, F.Ö Ilday, "Generation of 2-μJ 410-fs pulses from a single-mode chirped-pulse fiber laser operating at 1550 nm," Appl. Phys. B 124(10), 201 (2018).

4*V. Kadan, S. Pavlova, I. Pavlov, H. Rezaei, Ö. Ilday, I Blonskyi, "Spatio-temporal dynamics of femtosecond laser pulses at 1550 nm wavelength in crystal silicon", Appl. Phys. A 124(8), 560 (2018).

5*I. Pavlov, O. Tokel, **S. Pavlova**, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, Ö. Yavuz, Ö. Ilday, "Femtosecond laser written waveguides deep inside silicon, "**Opt. Lett.** 42, 3028-3031 (2017).

6*I. Blonskyi, V. Kadan, A. Rybak, **S. Pavlova**, L. Calvez, B. Mytsyk, O. Shpotyk, "Optical Phenomena and Processes Induced by Ultrashort Light Pulses in Chalcogenide and Chalcohalide Glassy Semiconductors, "**J. Nano- Electron. Phys**. 9(5), 05033 (2017).

Тези конференцій здобувача:

7*S. Pavlova, E. Yagci, K. Eken, E. Tunckol, I. Pavlov, μs pulsed, low repetition rate, 30 W fiber laser at 1550 nm (CLEO/EUROPE-EQEC, Munich, Germany, 2019), p.54.

8***S. Pavlova,** E. Yagci, K. Eken, E. Tunckol, I. Pavlov, High power microsecond pulsed Er-Yb doped fiber laser sourse (Fotonik 2019, Istanbul, Turkey, 2019), p.25.

9*I. Blonskyi, V. Kadan, I. Pavlov, S. Pavlova, A. Rybak, O. Shpotyuk, Femtosecond laser fabrication of microoptical elements for optoelectronic sensors (CEMCT-8, Odesa, 2018), pp. 10-11.

10*I. Blonskyi, V. Kadan, S. Pavlova, I. Pavlov, A. Rybak, L. Calvez, O. Shpotyuk, Spatio-temporal transformation of infra-red femtosecond laser pulses in crystal silicon (X international conference on topical problems of semiconductor physics, Truskavets, Ukraine, 2018), pp.54-56.

11*I. Pavlov, O. Tokel, **S. Pavlova**, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, T. Colakoglu, O. Yavuz, O. Ilday, Optical waveguides written deep inside silicon by femtosecond laser (CLEO/EUROPE-EQEC, Munich, Germany, 2017), pp. 1-1.

12*I. Pavlov, O. Tokel, **S. Pavlova**, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, F. Ö. Ilday. Optical waveguides written in silicon with femtosecond laser (APS March Meeting, New Orleans, USA, 2017), G1.59.

13*Blonskyi I., Kadan V., Rybak A., **Pavlova S.,** Calvez L., Mytsyk B., Shpotyk O., Optical Phenomena and Processes Induced by Ultrashort Light Pulses in Chalcogenide and Chalcohalide Glassy Semiconductors (ICPTTFN-XVI, Ivano-Frankivsk, 2017), p.5.

14*I. Blonskyi, V. Kadan, **S. Pavlova**, Ö. Ilday, I. Pavlov, L. Calvez, O. Shpotyk, O. Khasanov, Reversible and irreversible processes induced by femtosecond light pulses in crystal silicon and chalcogenide glasses (Laser technologies. Lasers and their application, Truskavets, 2017), p.66-68.