

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

КОРЧАК ОЛЕКСАНДР ВОЛОДИМИРОВИЧ

УДК 621.372.22

ДИСЕРТАЦІЯ

**МЕТОДОЛОГІЯ ВДОСКОНАЛЕННЯ ТЕРАБІТНИХ
ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ СИСТЕМ ЗАСОБАМИ ВКР ФОТОНІКИ**

Спеціальність 172 Телекомунікації та радіотехніка
(Технічні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____Олександр КОРЧАК

Науковий

керівник:

Фелінський Георгій Станіславович,
доктор фізико-математичних наук, доцент

Київ–2022



АНОТАЦІЯ

Корчак О.В. Методологія вдосконалення терабітних телекомунікаційних систем засобами ВКР фотоніки. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття ступеня доктора філософії за спеціальністю 172 “Телекомунікації та радіотехніка” - Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, 2022.

Дисертаційну роботу присвячено розробці методів вдосконалення терабітних телекомунікаційних систем, що базуються на дослідженнях нелінійного оптичного підсилення, а саме на фундаментальних результатах вивчення особливостей підсилення світлових сигналів на ефекті вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР) в одномодових оптичних волокнах на основі кварцового скла.

Проведений в роботі аналіз актуальної літератури показав, що тільки ВКР безінверсні лазери та оптичні підсилювачі спроможні забезпечити освоєння всіх без винятку вікон прозорості кварцових волокон. Технічна реалізація ВКР лазерів та підсилювачів повною мірою проявляє всі відомі переваги у якості та надійності, які властиві повністю волоконному виконанню сучасних оптичних пристроїв. Фундаментальність підходу до моделювання в роботі забезпечено загальним аналізом зв'язаних рівнянь хвиль накачки зі стоксовим сигналом з урахуванням квантової динаміки ВКР та особливостей його фізичних механізмів. Підкреслено узагальнювальну роль профілю ВКР підсилення як головного параметра розрахунків для описання нелінійної взаємодії оптичних хвиль. Однак, зважаючи на складність профілів ВКР підсилення, проблема їхньої апроксимації в аналітичному вигляді є актуальним завданням узагалі, а не тільки для цієї роботи зокрема. Вирішення цієї проблеми може суттєво спростити кілька етапів моделювання всіх пристроїв ВКР фотоніки. Показано, що точність апроксимації профілів ВКР підсилення має принципове значення для

моделювання та розробки ВКР лазерів та підсилювачів в одномодових кварцових волокнах.

Основи методики багатомодової декомпозиції складних спектрів наведено в розділі 2, де також обговорено результати моделювання профілів ВКР підсилення в одномодових волокнах на основі кварцового скла. Шляхом застосування комп'ютерних процедур нелінійної регресії, зокрема методу Левенберга-Марквардта у програмному середовищі Wolfram Mathematica (модернізовано автором до версії 10.0), числовими розрахунками доведено переваги використання гаусових функцій для декомпозиції. У результаті застосування гаусової декомпозиції профілів ВКР підсилення у телекомунікаційних волокнах типу TrueWave^{RS}, DCF та G.652 вперше зменшено похибку аналітичної апроксимації кожної дискретної вибірки експериментальних даних до рівня $< 0,1\%$ для всіх досліджуваних типів волокна.

Спрощена аналітична модель широкосмугового ВКРП, у якому стандартні телекомунікаційні волокна DCF та True Wave RS застосовують як активне підсилювальне середовище, представлено в розділі 3. Модель може бути застосовано для розробки ВКР підсилювача з довільною кількістю лазерів накачування у мультихвильовому джерелі помпування та дозволяє швидко отримувати теоретичні оцінки основних параметрів робочої смуги підсилення.

У роботі наведено теоретичні оцінки мінімально досяжної нерівномірності смуги підсилення при використанні джерел помпування, що містять від 2-х до восьми лазерів накачування. Показано, що на обох типах волокон теоретичний мінімум нерівномірності $\sim 0,2$ дБ ВКР підсилювача можна реалізувати у досить широкій смузі підсилення, що охоплює C+L телекомунікаційні вікна. Така нерівномірність смуги досягається при використанні не менше ніж у 6λ джерелі накачування ($M=6$). Однак подальше нарощування кількості лазерів у джерелі помпування можна вважати недоцільним, оскільки при $M > 6$ покращення нерівномірності нижче рівня 0,2 дБ вже не спостерігається.

У розділі 4 наведено оригінальну схему та розроблено технічні вимоги до елементної бази волоконного 2λ ВКР лазера, призначеного для формування джерела когерентного терагерцового випромінювання. На це технічне рішення щодо способу формування джерела терагерцового випромінювання на базі двохвильового лазера отримано патент України на корисну модель за № 148586.

Можливість створення повністю волоконного 2λ лазера для джерела когерентного випромінювання у терагерцовій області спектра доведено числовими методами як результат його комп'ютерного моделювання. Тестовий аналіз технічної реалізації пристрою виконано у трьох актуальних вікнах прозорості терагерцового діапазону – 0,48 ТГц; 0,64 ТГц; та 0,84 ТГц. Перспективність застосування запропонованої схеми 2λ ВКР лазерів у верхній частині терагерцового діапазону від 1 ТГц до 10 ТГц також підтверджено числовими оцінками порогових потужностей помпування для заданих довжин хвилі.

Ключові слова: телекомунікаційні системи; вимушене комбінаційне розсіяння (ВКР); ВКР фотоніка; волоконний лазер; волоконна бреггівська ґратка; лазерний резонатор; терагерцовий діапазон; потужність накачки; порогова потужність; профіль ВКР підсилення.

ABSTRACT

Korchak A. V. Methodology of improvement of terabit telecommunication systems using Raman photonics. - Qualifying scientific work on the rights of manuscripts.

Thesis for the Philosophy Doctor degree in specialty 172 – “Telecommunications and radio engineering”. - Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, 2022.

The dissertation work is devoted to the development of methods for improving of terabit telecommunication systems based on nonlinear optical amplification research, namely using the fundamental studies results of the features of light signals amplification due to the stimulated Raman effect in single-mode optical fibers based on silica glass.

The current literature analysis was carried out in the work and it is showed the only SRS non-inverting lasers and optical amplifiers are able to ensure the master of all transparency windows of quartz fibers without exception. The technical implementation of Raman lasers and amplifiers fully exhibits all the known advantages in quality and reliability, which are inherent in the all-fiber design of modern optical devices. The fundamentality of the modeling approach in the work is provided by the general analysis of the coupled equations for the pump wave coupled with a Stokes signal, taking into account the quantum dynamics of Raman effect and the peculiarities of its physical mechanisms. The generalizing role of the Raman gain profile as the main calculation parameter for describing the nonlinear interaction of optical waves is emphasized. However, taking into account the complexity of the Raman gain profiles, the problem of their approximation in an analytical form is an urgent task in general, and not only for this work in particular. Solving this problem can significantly simplify several stages of modeling all Raman photonics devices. It is shown, the approximation accuracy of the Raman gain profiles is of fundamental importance for the modeling and development of Raman lasers and amplifiers in single-mode silica fibers.

The background of the multimode decomposition technique of complex spectra are given in chapter 2 and the modeling results of the Raman gain profiles in single-mode fibers based on silica glass are discussed. The advantages of using Gaussian functions for decomposition is proved by numerical calculations applying non-linear regression computer procedures, in particular the Levenberg-Marquardt method in the Wolfram Mathematica software environment (upgraded by the author to version 10.0). As a application result of the Gaussian decomposition of the Raman gain profiles in telecommunication fibers of the TrueWaveRS, DCF and G.652 types, for the first time the analytical approximation error of each discrete sample of experimental data was reduced to the level of $< 0.1\%$ for all fiber types under investigation.

A simplified analytical model of a broadband FRA with standard telecommunication fibers DCF and True Wave RS used as an active gain media is presented in chapter 3. This model can be applied to the FRA development with an arbitrary number of pump lasers in a multiwavelength pumping source and it allows to quickly obtain theoretical estimates of the main gain parameters of the operating band.

The paper provides theoretical estimates of the minimally achievable of the gain band ripple when the number of pumping sources varied from two to eight lasers. It is shown that for both types of fibers the theoretical minimum non-uniformity of ~ 0.2 dB of the Raman amplifier can be realized in a fairly wide gain band covering the C+L telecommunication windows. Such band irregularity is achieved using no less than a 6λ pumping source ($M=6$). However, the further increase of the number of lasers in the pumping source can be considered impractical, since at $M > 6$ the improvement of non-uniformity below the level of 0.2 dB is no longer observed.

Chapter 4 presents the original scheme and it contains the developed technical requirements for the elemental base of the 2λ fiber Raman laser especially designed for a source of coherent terahertz radiation. This technical solution about the creation method of terahertz radiation source based on a two-wave laser is protected by the patent of Ukraine for a utility model under No. 148586.

The creation possibility of all-fiber 2λ laser for a source of coherent radiation in the terahertz spectrum region was proven by numerical methods as a result of its computer simulation. The test analysis of the device technical implementation was performed in three relevant transparency windows of the terahertz range - 0.48 THz; 0.64 THz; and 0.84 THz. The availability of the proposed scheme using of 2λ Raman lasers in the upper part of the terahertz range from 1 THz to 10 THz is also confirmed by numerical estimates of the threshold pumping powers for given wavelengths.

Keywords: telecommunication systems; Raman photonics; fiber laser; fiber Bragg grating; laser cavity; terahertz range; fiber Raman amplifiers; pump power; threshold power; Raman gain profile.

Список публікацій здобувача

Статті у фахових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз даних Web of Science Core Collection та/або Scopus:

1. Я.В. Крутін, О.В. Корчак, М.І. Резніков, Г.С. Фелінський. «Моделювання ВКР підсилювача в активному волокні True Wave RS з рівномірною смугою у С+L телекомунікаційних вікнах» Вісті вищих учбових закладів. Радіoeлектроніка, 2021, Vol. 64, No. 12, pp. 715–730. (Scopus)

<https://doi.org/10.20535/S0021347021120013>.

Ya. V. Krutin, O. V. Korchak, M. I. Reznikov, and G. S. Felinskyi “Simulation of Raman amplifier using TrueWave RS active fiber with uniform bandwidth in C+L telecommunication windows”, Radioelectronics and Communications Systems, 2021, Vol. 64, No. 12, pp. 619–632, ISSN 0735-2727, DOI: 10.3103/S0735272721120013. (Scopus)

2. Дружинін В. А., Корчак О. В., Резніков М. І., Фелінський Г. С., Суцільно-волоконний двохчастотний ВКР лазер для телекомунікаційних систем терагерцового діапазону. Вісник НТУУ "КПІ". Серія Радіотехніка, Радіоапаратобудування, 2020, вип. 80, с. 63–72. DOI: 10.20535/-RADAR.2020.80.63-72 .

Druginin V. A., Korchak A. V., Reznikov M. I., Felinskyi G. S. “All-fiber dual-frequency Raman laser for terahertz telecommunication systems,” Visnyk NTUU KPI Seriiia – Radiotekhnika Radioaпаратobuduvannia, 2020, Iss. 80, pp. 63–72. (Web of Science)

Статті в іноземних наукових виданнях:

3. A. Korchak, Ya. Krutin, M. Reznikov, G.Felinskyi. “Actual aspects of modeling the fiber Raman amplifier (FRA) based on DCF fiber” Journal of science. Lyon №27, pp 54-62, 2021, ISSN 3475-3281.

http://www.joslyon.com/wp-content/uploads/2022/01/Lyon_27.pdf.

Статті у наукових фахових вітчизняних виданнях

4. Корчак О.В., Крутінь Я. В., Резніков М. І., Фелінський Г. С. Моделювання надширокосмугових ВКР підсилювачів для терабітних телекомунікаційних систем // Вчені записки ТНУ імені В.І. Вернадського. Серія: Технічні науки, Том 32 (71), № 6, 2021, с.24-32. DOI: <https://doi.org/10.32838/2663-5941/2021.6/05>
5. Корчак О.В., Крутінь Я. В. Особливості моделювання ВКР підсилювача на основі волокна з компенсованою дисперсією з рівномірною смугою підсилення у С+L телекомунікаційних вікнах // Збірник наукових праць Військового інституту Київського національного університету імені Тараса Шевченка. К.: ВІКНУ, 2021. № 72. с. 56-65. DOI: <https://doi.org/10.17721/2519-481X/2021/72>.
6. Корчак О.В., Крутінь Я.В., Резніков М.І., Фелінський Г.С. «Терагерцове джерело випромінювання на основі лазерної ВКР фотоніки» // Вчені записки ТНУ імені В.І. Вернадського. Серія: Технічні науки, Том 33 (72). № 1, 2022, с.45-52. DOI: <https://doi.org/10.32838/2663-5941/2022.1/08>.

Патентні документи

7. Григоруk В.І., Корчак О. В., Резніков М. І., Фелінський Г. С. Спосіб формування терагерцового випромінювання на базі двохвильового лазера. Патент України на корисну модель № 148586, публ. 25.08.2021, Бюл. № 34. <https://iprop-ua.com/inv/3g4h2kbt/>.

Тези доповідей конференцій, які засвідчують

апробацію результатів дисертації та входять до міжнародних наукометричних баз даних Scopus та Web of Science Core Collection:

8. M. I. Reznikov, G. S. Felinskyi, A. V. Korchak, and I. V. Tarashchuk. Fiber Bragg Grating Cavities in Two-Wave Raman Laser for Terahertz Telecommunication Application / 2019 IEEE 39th Int. Conf. on Electronics and Nanotechnology

- (ELNANO), April 16-18, 2019 Kyiv, Ukraine, p.770-773.
DOI: 10.1109/ELNANO.2019.8783925.
9. M. Reznikov, G. Felinskyi, and A.V. Korchak. Effect of amplified spontaneous emission on fiber span in backward pumped Raman amplifier / 2019 IEEE 8th Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL*2019, September 6-8, Sozopol, Bulgaria, p. 259-262. DOI: 10.1109/CAOL46282.2019.9019507.
10. Krutin Y.V., Korchak A.V., Reznikov M.I., Felinskyi G.S. Modeling of multiwave pumped fiber Raman amplifier for C+L telecommunication windows / in Proc. 2020 IEEE 40th Int. Conf. on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), April 22-24, 2020 Kyiv, Ukraine, p.319-321.
DOI: 10.1109/ELNANO50318.2020.9088755.

*Тези доповідей конференцій, які засвідчують
апробацію результатів дисертації:*

11. С.В. Гоненко, М.І. Рєзніков, Г.С. Фелінський, О.В. Корчак. Забезпечення цілісності передачі інформації в телекомунікаційних мережах, які використовують технологію «Fiber to the home» // Н.-т. конф. «Інформаційна безпека», Київ, 25-26 квітня 2019.
<https://indico.knu.ua/event/8/contributions/authors>.
12. Krutin Y. V., Korchak A. V., Reznikov M.I., Felinskyi G.S. Multimode Gaussian decomposition of Raman gain profile in the telecommunication fiber type True Wave RSTM // in Proc. XV Int. conf. “Electronics and Applied Physics”, October, 22-26, 2019, Kyiv, Ukraine, pp.116-117.
13. Крутін Я.В., Корчак А.В., Рєзніков М.І., Фелінський Г.С. Гаусова апроксимація профілю ВКР підсилення у волокні з компенсованою дисперсією / Тези доповідей на IV Всеукраїнській науково-практичній конференції MEICS-2019, м. Дніпро, 27-29 листопада 2019 р., с. 154-155.
<http://meics.dnure.dp.ua/files/MEICS-2019.pdf>.

14. Krutin Y.V., Korchak A.V., Reznikov M.I., Felinskyi G.S. Modeling of regular ultrawideband Raman amplifier in True Wave RS active fiber. Proc. XVII International scientific conference Electronics and Applied Physics, October, 19-23, 2021, Kyiv, Ukraine, p. 91-92.

http://aphys.univ.kiev.ua/images/Contents_APHYS_2021.pdf.

15. Я. Крутін, О. Корчак, М. Резніков, Г. Фелінський. Генерація терагерцового випромінювання засобами ВКР фотоніки / Тези доповідей на VI Всеукраїнській науково-практичній конференції «Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних та комп'ютерних систем» MEICS-2021, 24-26 листопада 2021 р., Дніпро, Україна, с. 101-102.

ЗМІСТ

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ	16
ВСТУП.....	17
РОЗДІЛ 1. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ТА МЕТОДИ НЕЛІНІЙНО- ОПТИЧНОГО ПІДСИЛЕННЯ ТА ГЕНЕРАЦІЇ СИГНАЛУ В ОПТОВОЛОКОННИХ СИСТЕМАХ НАДВИСОКОЇ ПРОПУСКНОЇ СПРОМОЖНОСТІ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ).	24
ВСТУП.....	24
1.1 Фундаментальні особливості та базові теоретичні співвідношення для моделювання нелінійного оптичного підсилення світла в оптичних волокнах	27
1.1.1 Фізичний механізм та профілі ВКР підсилення світла в одномодових волокнах.....	27
1.1.2. Квантова динаміка ВКР та його зв'язок із спонтанним КР	31
1.1.3 Метод зв'язаних рівнянь у теорії ВКР	35
1.2 Основи моделювання та реалізації ВКР лазерів та підсилювачів в одномодових кварцових волокнах.....	37
1.2.1 Практичне забезпечення режиму абсолютної прозорості одномодових кварцових волокон при ВКР підсиленні світла	38
1.2.2 Спектральна функція повної прозорості та методика моделювання порогів і смуг ВКР лазерної генерації в оптичних волокнах	39
1.3 Освоєння вікон прозорості кварцових волокон за допомогою пристроїв ВКР фотоніки	40

1.3.1 Особливості схемотехнічної реалізації ВКР лазерів та підсилювачів у волоконному виконанні	42
1.3.2 Схеми помпування пристроїв ВКР фотоніки та їх технічна реалізація	43
1.3.3 Волоконні лазери та підсилювачі для повного вікна прозорості кварцових волокон.....	55
1.4 Загальні особливості і основні методи генерації випромінювання в терагерцовому діапазоні	56
1.4.1 Поєднання терабітних волоконно-оптичних ліній із бездротовим зв'язком.....	57
1.4.2 Загальні особливості і основні методи генерації випромінювання в терагерцовому діапазоні	59
1.4.3 Переваги ВКР лазерної генерації у терагерцових джерелах випромінювання	62
Висновки до розділу 1	66
РОЗДІЛ 2. МОДЕЛЮВАННЯ ПРОФІЛІВ ВКР ПІДСИЛЕННЯ У КВАРЦОВИХ ВОЛОКНАХ	68
2.1 Обґрунтування методики аналітичної апроксимації профілів ВКР підсилення шляхом багатомодової декомпозиції спектрів комбінаційного розсіяння у кварцових волокнах	68
2.1.1. Проблеми аналізу профілів ВКР підсилення при моделюванні пристроїв нелінійної фотоніки	70
2.1.2. Порівняння методів та засобів спектроскопічної декомпозиції спектрів КР в аморфному середовищі оптичних волокон	73
2.1.3 Особливості застосування процедури нелінійної регресії за методом Левенберга-Марквардта у середовищі Wolfram Mathematica	80

2.2 Гаусова декомпозиція профілю ВКР підсилення телекомунікаційного волокна типу True Wave ^{RS}	81
2.2.1 Волокно типу True Wave ^{RS} як активне середовище для ВКР фотоніки.....	81
2.2.2 Результати гаусової декомпозиції профілю ВКР підсилення волокна True Wave RS.....	84
2.3 Моделювання профілю ВКР підсилення волокна з компенсованою дисперсією.....	89
2.4 Аналітична апроксимація профілю ВКР підсилення у GeO ₂ легovanому волокні	93
Висновки до розділу 2.....	96
РОЗДІЛ 3. МОДЕЛЮВАННЯ НАДШИРОКОСМУГОВИХ ВКР ПІДСИЛЮВАЧІВ ДЛЯ ТЕРАБІТНИХ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ СИСТЕМ.....	98
ВСТУП.....	98
3.1 Синтез смуг підсилення з багатохвильовим помпуванням.....	98
3.1.1 Постановка задачі моделювання ВКР підсилювачів в активних волокнах.....	99
3.1.2 Робоча смуга волоконних підсилювачів	104
3.1.3 Теоретичні основи моделювання.....	105
3.1.4 Вирівнювання смуги підсилення ВКРП із багатохвильовим помпуванням	108
3.2 Моделювання ВКР підсилювача в активному волокні True Wave ^{RS} з рівномірною смугою у C+L телекомунікаційних вікнах.....	109
3.3 Особливості моделювання ВКР підсилювача на основі волокна з компенсованою дисперсією з рівномірною смугою підсилення у C+L телекомунікаційних вікнах	120
Висновки до розділу 3.....	128

РОЗДІЛ 4. ВДОСКОНАЛЕННЯ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТЕРАГЕЦОВОГО ДІАПАЗОНУ ДЛЯ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ СИСТЕМ МЕТОДАМИ ВКР РАДІОФОТОНІКИ.....	130
4.1 Вступ. Стан та перспективи освоєння терагерцового діапазону для бездротового зв'язку	130
4.1.1 Особливості розповсюдження сигналів терагерцового діапазону.....	132
4.1.2 Аналіз схемотехнічної реалізації джерел випромінювання терагерцового діапазону	134
4.2 Обґрунтування можливості реалізації двохвильового ВКР лазера із терагерцовою різницею довжин хвиль їх випромінювання.....	135
4.2.1 Вибір активного волокна для ВКР лазера.....	136
4.2.2 Схемотехнічна реалізація двохвильового ВКР лазера	143
4.3 Моделювання двохвильового ВКР лазера	145
4.3.1 Забезпечення повної прозорості та терагерцової смуги лазерної генерації в активному волокні.....	145
4.3.2 Аналіз резонатора двохвильового ВКР лазера для трьох вікон прозорості у нижній частині терагерцового діапазону.....	147
4.3.3 Перспективи застосування 2λ ВКР лазерів у верхній частині терагерцового діапазону	151
Висновки до розділу 4.....	154
ВИСНОВКИ	156
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	158
Список публікацій здобувача	173

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ:

ВКР	вимушене комбінаційне розсіяння
СКР	спонтанне комбінаційне розсіяння
$g_R, g_R(\omega)$	коефіцієнт ВКР підсилення, профіль ВКР підсилення
КР	комбінаційне розсіювання
ЕЛВП	ербієм легований волоконний підсилювач
ВКРП	підсилювач не ефекті ВКР
SMF	стандартне одномодове волокно
SSMF	одномодове волокно з чистого кварцу
ПСВ	підсилене спонтанне випромінювання
G_R	смуга ВКР підсилення
G	смуга повного підсилення
DSF	одномодове волокно зі зміщеною дисперсією
NZDSF	одномодове волокно з ненульовою зміщеною дисперсією (фірмова назва TrueWaveRS™)
ППР	подвійне релієвське розсіювання
OSNR	оптичне відношення сигнал/шум
ЧХЗ	чотирьох-хвильове змішування
NF	коефіцієнт шуму
DCF	одномодове кварцове волокно з компенсованою дисперсією
DWDM	щільне хвильове мультиплексування
BER	імовірність появи бітових помилок

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Швидкий розвиток сучасних телекомунікаційних систем обумовлено такими факторами, як стрімке зростання вимог до підвищення швидкості та дальності передачі даних, а отже й інформаційної ємності цих систем через суттєве нарощування фізичної кількості каналів передачі інформації та розширення смуги робочих довжин хвиль [1-2]. Це своєю чергою обумовлено практично експоненціальним збільшенням обсягів інформації, якою здійснюється обмін між усе зростаючою кількістю її споживачів (надшвидкий обмін великими масивами інформації між різного роду користувачами, передача даних надвисокої точності у режимі реального часу, одночасне спілкування великої кількості абонентів у різних соціальних мережах тощо). Причому таку тенденцію, за прогнозами ІТ-аналітиків, будемо спостерігати і в подальшому [3-6]. Таким чином, найактуальнішим завданням сьогодення є необхідність одночасного забезпечення телекомунікаційними послугами надзвичайно великої кількості абонентів у будь-якому місці розташування в будь-який час [7, 8].

Задля виконання цього завдання на сучасному етапі розвитку інформаційних технологій розгортаються телекомунікаційні системи на основі сполучення бездротових мереж із волоконно-оптичним зв'язком [9, 10]. Таке сполучення мереж потребує узгодження швидкостей оптичних та бездротових мереж доступу. Для вирішення цієї проблеми для бездротових систем передачі даних потрібно досить суттєве збільшення пропускнуєї спроможності задля забезпечення швидкості передачі даних більше ніж 100 Гбіт/с. Водночас таку швидкість передачі даних вже типово забезпечують волоконно-оптичні комунікації, зокрема з використанням ефекту комбінаційного розсіяння (КР) в одномодових волокнах. Більше того, завдяки застосуванню оптичних підсилювачів на ефекті вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР) забезпечено швидкості передачі даних понад 100 Тбіт/с.

Разом з цим, у зв'язку з майже повним заповненням у бездротових мережах звичайних смуг частот до 60 ГГц [11, 12] на цей час максимум зусиль зосереджено на освоєнні смуг у досить мало вивченому терагерцовому діапазоні [13-17]. Донедавна більша частина терагерцового діапазону залишалася неосвоєною через наявність досить суттєвих об'єктивних проблем [17-20], зокрема:

- надвисоке загасання у земній атмосфері сигналів у цьому діапазоні;
- відсутність готових схемотехнічних рішень та відповідної їх технічної реалізації у вигляді як джерел, так і приймачів випромінювання терагерцового діапазону.

Отже, враховуючи вищезазначені проблеми, передача сигналу терагерцового діапазону в атмосфері була можлива на невеликі відстані (від кількох сантиметрів до 10 м) у певних вікнах (смугах) прозорості. Таким чином, актуальність теми дисертаційної роботи полягає у розробці методів вдосконалення терабітних телекомунікаційних систем, що базуються на фундаментальних дослідженнях нелінійного оптичного підсилення, причому моделювання базується на останніх результатах вивчення особливостей підсилення світлових сигналів на ефекті ВКР в одномодових оптичних волокнах на основі кварцового скла.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Усі результати досліджень, що увійшли до дисертаційної роботи, було отримано в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка при виконанні держбюджетної науково-дослідної теми «Дослідження ефектів взаємодії електромагнітних та акустичних полів з впорядкованими, наноструктурованими та біологічними системами для створення новітніх технологій», яка має номер держреєстрації 0111U005265, та теми «Дослідження взаємодії електромагнітних, акустичних та магнітних полів зі структурованими та нанорозмірними об'єктами для створення новітніх біологічних та інформаційних технологій» із номером держреєстрації 0116U002564.

Мета і завдання дослідження. За мету дисертаційної роботи було вибрано вдосконалення методики моделювання таких активних пристроїв нелінійної волоконної фотоніки, як оптичні підсилювачі та безінверсні волоконні лазери, що працюють на ефекті ВКР і забезпечують терабітні швидкості інформаційного обміну, зокрема в S, C та L вікнах прозорості кварцових волокон.

Для досягнення мети в межах дисертаційних досліджень було поставлено та розв'язано такі наукові задачі:

- аналіз основних завдань, що виникають при реалізації ВКР підсилювачів світла з багатохвильовим помпуванням, здатних освоїти повну смугу прозорості кварцових волокон ~60 ТГц;
- вивчення можливостей і шляхів модернізації лазерних генераторів терагерцового випромінювання;
- модернізація методики багатомодової декомпозиції профілів ВКР підсилення та виконання їх аналітичної апроксимації для телекомунікаційних волокон типу TrueWave^{RS}, DCF та G.652;
- моделювання ВКР підсилювачів із багатохвильовим помпуванням та максимальною рівномірністю смуги підсилення у C+L телекомунікаційних вікнах;
- розробка рекомендацій щодо оптимальної кількості випромінювачів, розподілу їх довжин хвилі та потужностей випромінювання окремих лазерів у складі багатохвильового джерела накачки ВКР підсилювачів у C+L телекомунікаційних вікнах;
- розробка схеми та технічних вимог до волоконних елементів 2λ лазера для джерела когерентного терагерцового випромінювання;
- тестовий аналіз технічної реалізації повністю волоконного 2λ лазера для кількох вікон прозорості у терагерцовій області спектру.

Об'єкт дослідження – процес формування ВКР підсилення та лазерної генерації в повній смузі вікон прозорості телекомунікаційних волокон на основі кварцового скла.

Предмет дослідження – методи аналітичної апроксимації складних профілів нелінійного оптичного підсилення і числові моделі для розробки багатохвильових ВКР лазерів та підсилювачів оптичного випромінювання для терабітних телекомунікаційних систем.

Методи дослідження, які застосовано в дисертації, базуються на фундаментальних результатах радіофізичних досліджень із залученням методів оптичної спектроскопії при аналізі складних спектрів нелінійного підсилення світла, які мають характер нерівномірного континууму в смузі частот у кілька десятків терагерц, використано апробовані раніше методи спектральної декомпозиції, зокрема побудованих на гаусових функціях форми ліній коливань, у чисельних методах апроксимації профілів ВКР підсилення застосовано найбільш ефективний алгоритм нелінійної регресії Левенберга-Марквардта, який реалізовано практично в усіх широкоживаних програмних системах комп'ютерної алгебри, а також радіотехнічні методи аналізу пристроїв підсилення та генерації електромагнітного випромінювання. Ці методи дослідження мають досить загальний характер, їх область застосування повністю відповідає потребам моделювання та гарантує достовірність отриманих результатів досліджень.

Наукова новизна результатів роботи полягає в такому:

- шляхом застосування високоефективних методів нелінійної регресії модернізовано методику багатомодової декомпозиції профілів ВКР підсилення, яка вперше дозволила зменшити похибку аналітичної апроксимації кожної дискретної вибірки експериментальних даних до рівня $< 0,1\%$ для всіх досліджуваних типів телекомунікаційних волокон, а саме TrueWave^{RS}, DCF та G.652;
- уперше за результатами моделювання ВКР підсилювачів із багатохвильовим помпуванням в активних волокнах TrueWave^{RS} та DCF встановлено теоретичну межу ($\sim 0,3$ дБ) для максимальної рівномірності смуги підсилення у C+L телекомунікаційних вікнах;

- показано, що нарощування кількості джерел накачки на різних довжинах хвилі доцільно обмежити значенням $M \leq 6$ при вирівнюванні робочої смуги підсилювачів у C+L телекомунікаційних вікнах, а також розроблено рекомендації щодо оптимальної кількості випромінювачів, їх розподілу за довжинами хвилі та потужностями випромінювання окремих лазерів у складі багатохвильового джерела накачки;
- уперше запропоновано джерело когерентного терагерцового випромінювання, у якому волоконні елементи 2λ лазера реалізовано засобами ВКР фотоніки, розроблено схему та технічні вимоги для елементної бази пристрою. На цей спосіб формування терагерцового випромінювання на базі двоххвильового лазера отримано патент України на корисну модель за № 148586;
- числовими методами досліджено можливість створення та виконано моделювання повністю волоконного 2λ лазера для джерела когерентного випромінювання у терагерцовій області спектра; тестовий аналіз технічної реалізації пристрою проведено для трьох актуальних вікон прозорості у нижній частині терагерцового діапазону – 0,48 ТГц, 0,64 ТГц, та 0,84 ТГц. Числовими оцінками порогових потужностей помпування для заданих довжин хвилі підтверджено можливість та перспективність застосування запропонованої схеми 2λ ВКР лазерів у верхній частині терагерцового діапазону, а саме для трьох частот генерації терагерцового випромінювання – від 1 ТГц до 10 ТГц.

Особистий внесок здобувача. Дисертація є самостійною науковою працею, в якій відображено особистий авторський підхід до вирішення прикладних задач, а також самостійно отримано теоретичні результати моделювання ВКР підсилювачів з багатохвильовою накачкою та рівномірною смугою підсилення. Під час обрання теми, головних напрямків сучасних досліджень і формулювання мети й завдань роботи здобувач творчо враховував рекомендації наукового

керівника д. ф.-м. н., доц. Фелінського Г.С. У наукових публікаціях у співавторстві автору належить провідна роль в обґрунтуванні структури тексту роботи, постановка задач на різних етапах досліджень, аналіз та інтерпретація одержаних результатів.

Автор самостійно проаналізував великий обсяг публікацій щодо сучасного стану досліджень як волоконних ВКР підсилювачів, так і безінверсних лазерів, підготував огляд актуальної літератури за темою дисертації. За наявними експериментальними даними в аналоговій формі автор самостійно отримав усі цифрові вибірки профілів ВКР підсилення досліджуваних волокон, що потім використав для моделювання та оптимізації підсилювачів та лазерів. Отримано базові аналітичні вирази 3.6, 3.7 та 4.5 для функцій форми профілю ВКР підсилення у досліджених волокнах є оригінальними та відрізняються високою точністю аналітичної апроксимації зроблених автором цифрових вибірок. Аналіз результатів досліджень автора став суттєвим внеском у текст наукових статей та опублікованих тез наукових конференцій, підготовка заявки на отримання патенту виконана автором самостійно.

Апробація матеріалів дисертації. Основні наукові та практичні результати роботи оприлюднено та обговорено на 8 конференціях:

- IEEE 39th and 40th International Conferences on Electronics and Nanotechnology, ELNANO 2019, 2020, Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute, Kyiv, Ukraine;
- 2019 IEEE 8th Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL*2019, September 6-8, Sozopol, Bulgaria;
- XV, XVII International conferences «Electronics and Applied Physics», Kyiv, Ukraine, 2019, 2021
- Науково-технічна конференція «Інформаційна безпека», Київ, 25-26 квітня 2019;
- IV та VI Всеукраїнська науково-практична конференція “Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних та комп’ютерних систем” MEICS-2019, 2021, Дніпро, Україна;

Публікації. За матеріалами дисертаційної роботи опубліковано 15 наукових робіт: 6 статей у наукових фахових вітчизняних та зарубіжних виданнях, 8 тез доповідей на міжнародних конференціях, симпозіумах і форумах, 1 патент України на корисну модель; стаття [1] із наведеного вище списку публікацій здобувача та тези [8] - [10] належать до публікацій, що входять до міжнародної наукометричної бази даних *Scopus*, а стаття [2] – до наукометричної бази даних *Web of Science Core Collection*.

Структура і зміст роботи. Дисертація складається із анотації, вступу, чотирьох розділів, висновків та списку використаних джерел. Вона містить 175 сторінок, із них 157 сторінок основного тексту, 48 рис. і 8 табл., список використаних джерел зі 168 найменувань на 15 сторінках.

РОЗДІЛ 1. Теоретичні основи та методи нелінійно-оптичного підсилення та генерації сигналу в оптоволоконних системах надвисокої пропускнуї спроможності (огляд літератури)

ВСТУП

Вражаючий прогрес, який демонструє сучасний розвиток телекомунікаційних систем надвисокої пропускнуї спроможності завдяки впровадженню новітніх фотонних технологій, значною мірою було започатковано відкриттям майже сторіччя тому (у 1928 році) ефекту комбінаційного розсіяння (КР) світла [1-4], за яким у зарубіжній літературі закріпилося ім'я тільки одного із авторів, що став нобелівським лауреатом – Раман (Raman) ефект. Настання лазерної епохи, що розпочалося у 1960-х роках зі створенням світлових джерел величезної інтенсивності, призвело до практичного застосування різноманітних ефектів нелінійної оптики [5, 6], серед яких був ефект вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР) світла. Незабаром своє експериментальне підтвердження [7, 8] отримав той цілком природний факт, що надзвичайно малі власні втрати у сполученні із мікроскопічним діаметром серцевини одномодових кварцових волокон дозволяють безпрецедентно зменшити (від 6 до 9 порядків за величиною) порогові потужності накачки для нелінійного ВКР підсилення світла [9].

Одночасно виявилось, що ВКР підсилення в одномодовому волокні (ОМВ) на основі кварцового скла можна забезпечити лазерним помпуванням у безперервному режимі, оскільки мегаватний рівень його потужності знижується аж до кількох десятків міліват, а терагерцову смугу підсилення від кожного лазера накачки на практиці можна розширяти аж до 13 ТГц. Саме ці фундаментальні властивості нелінійного оптичного підсилення лежать в основі 2-х нових напрямків фотоніки – це ВКР лазери [10, 11], а також ВКР підсилювачі оптичного випромінювання [12, 13].

Принципова відмінність ВКР фотонних пристроїв полягає в тому, що підсилення та генерація когерентного оптичного випромінювання відбувається *без інверсії* електронних рівнів енергії активних центрів, а за рахунок нелінійної взаємодії, а саме перекачування потужності оптичної хвилі накачки до світлової хвилі з області стоксового зсуву. У спектральній області форму стоксового зсуву прийнято називати профілем ВКР підсилення $g_R(\omega)$, який відрізняється від спектру спонтанного КР (СКР) незалежністю від абсолютної температури. Добре відомо (див. наприклад [9, 14]), що профіль ВКР підсилення має збігатися зі спектром СКР за нульової температури $T = 0$ К. За $T > 0$ К значні відмінності профілів ВКР підсилення від спектрів СКР спостерігають в області стоксових зсувів від 0 до 400 см^{-1} , а методику виділення профілів ВКР підсилення зі спонтанних спектрів викладено в роботі [14].

Профіль ВКР підсилення $g_R(\omega)$ є узагальненою та строго індивідуальною характеристикою кожного типу волокна, оскільки кількісно визначає ступінь нелінійного зв'язку між хвилею накачки та оптичним сигналом на частоті стоксового зсуву, а отже є коефіцієнтом підсилення стоксової хвилі, визначає умови повної прозорості волокна та поріг лазерної ВКР генерації на заданій частоті або довжині хвилі. Однак аморфний характер кварцових волокон дає профіль $g_R(\omega)$ у вигляді нерівномірного континууму дуже складної форми, що є сумішшю невідомої кількості дуже передемпфованих фононних мод без можливості їх прямої інтерпретації безпосередньо зі спектру. Саме тому задача декомпозиції профілів ВКР підсилення кварцових волокон не має до сих пір задовільного загального розв'язку.

Разом із тим цикл наших досліджень останніх років показує, що для більшості телекомунікаційних кварцових волокон методом спектроскопічної декомпозиції можна отримати досить точну аналітичну апроксимацію профілю $g_R(\omega)$ кількома компонентами гаусового типу. Оригінальні результати для поширених типів волокон наведено в цій роботі. Точність аналітичної апроксимації $g_R(\omega)$ має вирішальне значення для розрахунку параметрів та

моделювання як ВКР підсилювачів з багатохвильовими джерелами накачки, так і безінверсних лазерів, що генерують високоякісне випромінювання на кількох та/або багатьох довжинах хвилі.

За рахунок багатохвильового помпування ВКР підсилювачів радикально покращуються експлуатаційні характеристики оптоволоконної системи передачі інформації, особливо для телекомунікацій із терабітними інформаційними потоками на відстанях у кілька тисяч кілометрів. Нещодавно повідомляли [15] про рекорд швидкості передачі даних у 319 терабіт у секунду на відстань 3001 км за допомогою 552-х мультиплексованих каналів із розділенням за довжиною хвилі.

Сучасний розвиток технології волоконних лазерів дає можливість отримати рекордні характеристики щодо спектральної чистоти та діапазону генерації [16], вихідної потужності, енергії та тривалості надкоротких імпульсів. Тенденції цього розвитку насамперед пов'язані з використанням різноманітних легуючих домішок до аморфного скла, з якого створено серцевину кварцового волокна. У результаті досягнуто величезне підвищення вихідної потужності як для волоконних лазерів на рідкоземельних іонах [17], зокрема з тандемним [18] та двостороннім [19] помпуванням, так і для безінверсних ВКР лазерів [20], [21]. Наприклад, у роботі [22] описано ВКР лазер із вихідною потужністю 150 Вт, який побудовано за допомогою короткого (~ 30 м) відрізка звичайного одномодового волокна на основі кварцового скла.

Загалом зараз ВКР фотоніку прийнято розглядати як єдину технологію, що здатна освоїти всі без винятку вікна прозорості кварцових волокон із повною смугою частот ~ 60 ТГц.

1.1 Фундаментальні особливості та базові теоретичні співвідношення для моделювання нелінійного оптичного підсилення світла в оптичних волокнах

Фундаментальні переваги ВКР підсилення в оптичних волокнах у загальних рисах було з'ясовано у вже згаданих роботах [7,8]. По-перше, шляхом належного вибору довжини хвилі накачування можна отримати підсилення оптичного випромінювання на довільній довжині хвилі. По-друге, як активне підсилювальне середовище слугує саме передавальне волокно і останнім часом широке застосування у волоконно-оптичних системах вже отримали розподілені КР підсилювачі. Завдяки дуже великій ширині профілю підсилення були практично реалізовані смуги робочих частот підсилювача понад 10 ТГц, а нерівномірність амплітудно-частотної характеристики можна регулювати шляхом вибору потужності та спектрального розподілу накачок та зменшити її до рівня <1 дБ. Крім того, безінверсну лазерну генерацію можна отримати у майже всіх волокнах у межах повної смуги стоксово зсунутих частот. Однак у ВКР лазерах та дискретних підсилювачах застосовують спеціалізовані КР волокна, у яких значне підвищення ефективності та коефіцієнта підсилення можна досягнути за допомогою спеціальних домішок у серцевині волокон.

1.1.1 Фізичний механізм та профілі ВКР підсилення світла в одномодових волокнах

В основі фізики процесу підсилення оптичної хвилі на ефекті ВКР в одномодовому волокні лежить таке. Слабкий інформаційний сигнал на частоті ω_s може отримати ВКР підсилення як стоксова хвиля, якщо різниця частот між ним та хвилею помпування із частотою ω_p , тобто $\omega_p - \omega_s$ буде знаходитися в межах стоксового спектру КР.

Теорія ВКР [9,11], що розглядає таку синхронну взаємодію хвилі накачки великої потужності P_p та сигналу малої потужності P_s на частоті в межах

стоксового зсуву, описує наростання потужності слабкої сигнальної хвилі при її розповсюдженні вздовж одномодового волокна у вигляді:

$$\frac{dP_s}{dz} = \gamma_R P_s = g_R P_p P_s \quad \Rightarrow \quad P_s(z) = P_{s0} e^{g_R P_p z}, \quad (1.1)$$

причому експоненціальне зростання в чистому вигляді має місце тільки за умови $P_s \ll P_p$.

Фізичний зміст величин γ_R та g_R , що зв'язані як $\gamma_R = g_R P_p$, де кожна з них відповідає коефіцієнту ВКР підсилення за потужністю, безпосередньо можна визначити зі співвідношення (1.1). Зазначимо, що коефіцієнт g_R , що вимірюється в одиницях $(\text{Вт} \cdot \text{км})^{-1}$ і не залежить від P_p є предметом аналізу в нашій роботі як узагальнений параметр нелінійної ВКР взаємодії.

За результатами як квантової, так і напівкласичної теорії коефіцієнт ВКР підсилення g_R однозначно зв'язаний із матеріальними параметрами серцевини волокна через уявну частину нелінійної сприйнятливості третього порядку $\chi^{(3)}$. Однак в експерименті вимірюють значення диференціального поперечного перерізу КР для окремого молекулярного коливання, оскільки кожне КР активне коливання у серцевині волокна робить свій внесок у формування спектру КР.

Загальний вигляд профілів ВКР підсилення $g_R(\omega)$ для кількох широко застосовних кварцових волокон представлено на рис.1.1, у якому використано експериментальні дані з роботи [23]. Зображені профілі ВКР підсилення мають вигляд складного та неоднорідного континууму, який утворюється в результаті значного розширення окремих коливних ліній.

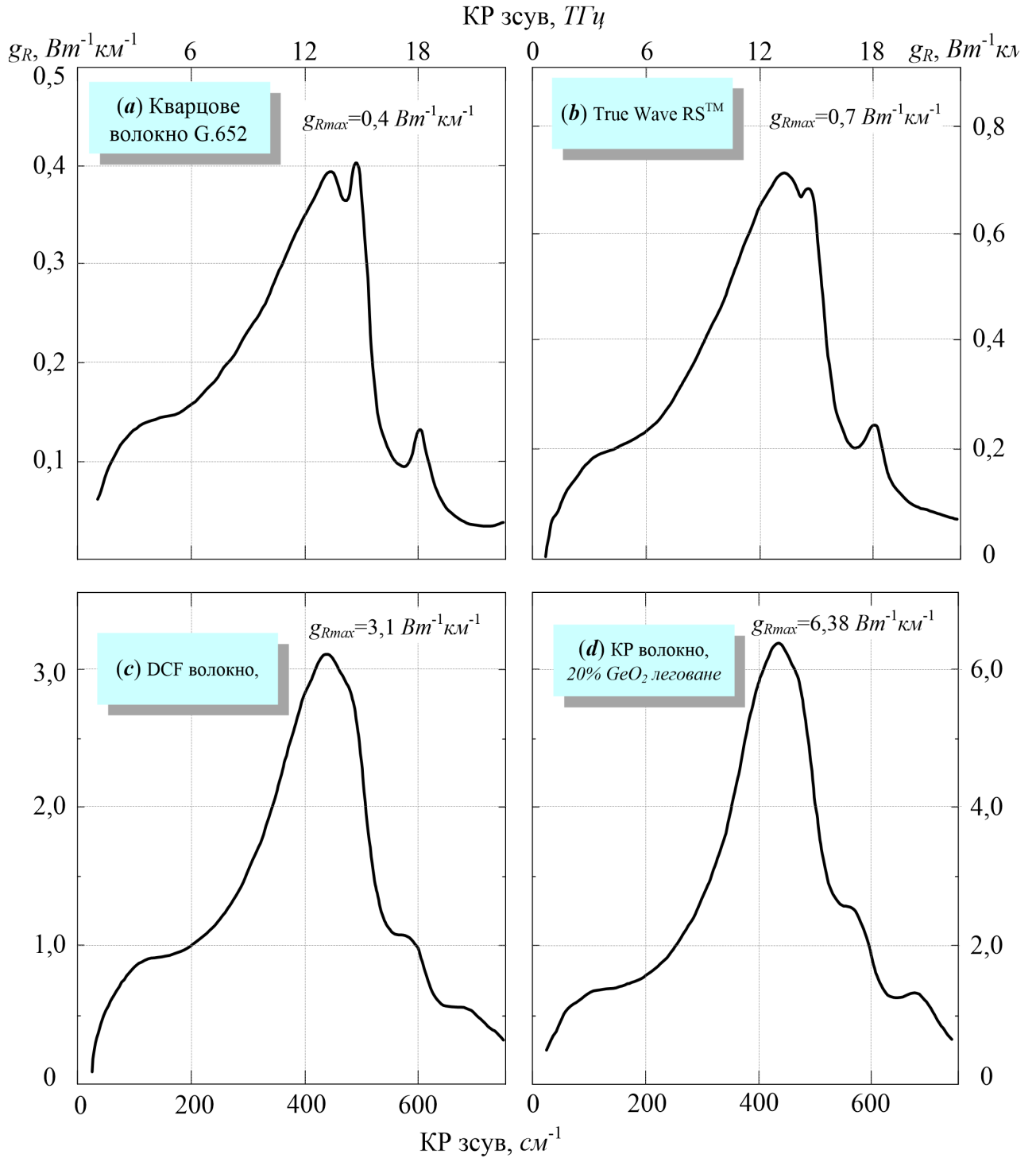


Рис. 1.1 – Експериментальні профілі та абсолютні значення коефіцієнтів ВКР підсилення для кількох широко застосовних кварцових волокон (за даними роботи [23]): *a* – звичайне кварцове волокно стандарту G.652; *b* – волокно типу True Wave RSTM; *c* – волокно зі зміщеною дисперсією (DCF), *d* – КР волокно, що має максимальний коефіцієнт підсилення.

Усі ці типи ОМВ є предметом дослідження нашої роботи, оскільки їх широко застосовують у сучасних телекомунікаційних системах для передачі оптичних сигналів, тому в подальшому використовують як активне середовище при моделюванні конкретних ВКР лазерів та підсилювачів.

Спільним для всіх представлених волокон, як бачимо на рис.1.1, є наявність головного максимуму на профілях ВКР підсилення, що має стоксовий зсув $\sim 440 \text{ см}^{-1}$ ($\sim 13,2 \text{ ТГц}$). Отже, найбільше підсилення отримують сигнали, частота яких розміщена поблизу цього максимуму g_R . З другого боку, саме значення у $13,2 \text{ ТГц}$ розглядають як граничне для розширення смуги робочих частот підсилювачів, оскільки частота накачки має бути поза межами частот інформаційних каналів. Зазначимо, що в телекомунікаційних вікнах прозорості волокон така смуга частот в області навколо 1500 нм відповідає діапазону довжин хвилі приблизно 100 нм .

Профілі ВКР підсилення стандартного волокна G.652 із чистого плавненого кварцу (рис. 1.1a), волокна із фірмовою назвою TrueWave RSTM (рис. 1.1б), що має оптимізовану дисперсію, DCF волокна зі зміщеною дисперсією (рис. 1.1в), а також спеціалізоване волокно, що сильно леговане домішками GeO_2 для отримання максимального коефіцієнта підсилення (рис. 1.1г), – це так зване КР волокно. Ці графіки демонструють суттєву залежність форми профілів ВКР підсилення від складу кварцового скла, тобто від домішок у серцевині волокна. Крім того, максимальне значення ВКР підсилення g_{Rmax} змінюється більше ніж на порядок – від $0,4 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ до $6,38 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$.

Відзначимо, що на рис.1.1 профілі представлено в області від 0 до 20 ТГц , хоча вся смуга частот підсилення може перевищувати 40 ТГц . Зазначимо, що профілі ВКР підсилення $g_R(\omega)$ практично у всіх кварцових волокнах мають ширину смуги для головного максимуму $\sim 5 \text{ ТГц}$. Таке значне розширення фононних ліній є результатом та спектроскопічним наслідком аморфної структури кварцового скла. У результаті перекриття ліній фононного спектру завдяки їхньому величезному розширенню у кварцових волокнах формує

безперервний вигляд профілю ВКР підсилення, який перебиває надзвичайно широкий діапазон частот.

Однак саме цей факт має велике значення з практичної точки зору, оскільки дозволяє на таких волокнах не тільки розширити робочу смугу оптичних підсилювачів до десятків ТГц, але і створити ВКР лазери з великим діапазоном перебудови лінії генерації.

1.1.2. Квантова динаміка ВКР та його зв'язок із спонтанним КР

Фундаментальна різниця між спектром спонтанного комбінаційного розсіяння та профілем ВКР підсилення кварцових волокон витікає з аналізу квантового динамічного рівняння, що описує розповсюдження фотонів уздовж z-осі волокна. У результаті у першому порядку теорії збурень динамічне рівняння, яке задовільняє зміна кількості фотонів m_s із частотою ω_s в узагальненому процесі розсіяння світла (СКР + ВКР) залежно від z-відстані, отримують [9, 24] у вигляді:

$$\frac{dm_s}{dz} = A \left[m_s m_p - m_s m_v + (m_v + 1) m_p \right], \quad (1.2)$$

де m_p – кількість фотонів помпування, m_v – кількість фононів молекулярних коливань серцевини волокна. Можна вважати, що m_v підтримують в умовах термодинамічної рівноваги, тобто заселеність m_v визначають розподілом Бозе-Ейнштейна:

$$m_v = n_B(\omega_v, T) = [\exp(\hbar\omega_v / k_B T) - 1]^{-1}, \quad (1.3)$$

де $\hbar = h / 2\pi$ – приведена стала Планка, ω_v – циклічна частота молекулярних коливань серцевини волокна k_B – стала Больцмана, T – абсолютна температура; сталу A в (1.2) можна розглядати [24] як феноменологічний параметр (у квантовій теорії вона враховує зазвичай невідому густину станів фононної системи).

Квантове рівняння (1.2) наведено лише для інтерпретації фізичних особливостей формування ВКР підсилення на фоні некогерентного стоксового

шуму. Перший доданок $m_s m_p$ у правій частині (1.2) відповідає процесу ВКР, який характеризують експоненціальним зростанням фотонів m_s завдяки накачці фотонами m_p за їх спільного розповсюдження у z -напрямку вздовж волокна. Другий від'ємний член, $-m_s m_v$, описує власне загасання фотонів m_s для заданої фононої системи. Третій член, $(m_v + 1)m_p$, відповідає СКР [24]. Таким чином, можна вказати на дві основні відмінності між СКР та ВКР процесами.

По-перше, потужність вимушеного випромінювання, а отже і профіль ВКР підсилення, не залежать від абсолютної температури T на відміну від СКР, для якого множник $m_v + 1$ дає значну температурну залежність за рахунок Бозе фактора (1.3). По-друге, згідно з формулою (1.2) процес ВКР повинен мати пороговий характер, оскільки якщо знехтувати СКР, то за малих $m_p \ll m_v$ значення $dm_s / dz < 0$, що означає чисте загасання стоксових фотонів за їх розповсюдження за цих умов. За $m_p = m_v$ настає поріг ВКР, тобто загасання стоксових хвиль припиняється, а за $m_p > m_v$ вимушене випромінювання стає помітним на фоні СКР стоксового шуму.

Кількість фотонів при квантовому розгляді інтерпретують як монохроматичну потужність в одній поздовжній моді оптичного випромінювання. Тому на основі рівняння (1.2) для динаміки фотонів (стоксових та накачки) встановлюють фундаментальний зв'язок між перерізом СКР та профілем ВКР підсилення.

У роботах [25, 26] наведено загальний вираз, що пов'язує профіль $g_R(\omega_v)$ із поперечним перерізом спонтанного КР, а саме з перерізом $\sigma_0(\omega_v)$ для його значення за нульової температури, і який має вигляд:

$$g_R(\omega_v) = \sigma_0(\omega_v) \cdot \frac{\lambda_s^3}{c^2 h A_{eff}^{ps} n_p^2}, \quad (1.4)$$

де λ_s – довжина хвилі стоксового випромінювання, c – швидкість світла, h – стала Планка. У рівнянні (1.4) можна знехтувати слабкою залежністю від

частоти у показника заломлення n_p в області частот стоксового зсуву $\omega_s = \omega_p - \omega_v$. За фіксованої температури T вимірюють поперечний переріз $\sigma_T(\omega_v)$ спонтанного КР, із якого шуканий нульовий за Кельвіним переріз $\sigma_0(\omega_v)$ можна визначити так:

$$\sigma_0(\omega_v) = \sigma_T(\omega_v) / [n_B(\omega_v, T) + 1], \quad (1.5)$$

де $n_B(\omega_v, T)$ – фактор Бозе-Ейнштейна, що обчислюється рівняння (1.3).

Варто вказати на ще одну відмінність вимушеного процесу від спонтанного КР, яка полягає у когерентності стоксової хвилі за ВКР, тоді як уся область стоксового зсуву за СКР є некогерентним оптичним шумом. Експериментальні дослідження статистики шуму підсиленого спонтанного випромінювання, які було проведено в роботі [97], підтвердили, що шум у ВКР підсилювачах описує саме розподіл Бозе-Ейнштейна.

Нами проведено кількісні оцінки згідно з формулами (1.3) – (1.5), результати яких подано на рис.1.2, що на прикладі волокна із чистого SiO_2 ілюструє суттєву різницю між спектрами СКР і профілем ВКР. Відмінність між $\sigma_T(\omega_v)$ та $\sigma_0(\omega_v)$ за кімнатної температури $T=300$ К може досягати кількох разів, однак така значна різниця має місце тільки в області частот фононних коливань менших за 500 см^{-1} , де $n_B(\omega_v, T) \gg 1$. У області $>500 \text{ см}^{-1}$ фактор термальної заселеності практично не відрізняється від одиниці і тому не впливає на частотну залежність $\sigma_T(\omega_v)$. За цих умов профіль ВКР збігається зі спектром СКР.

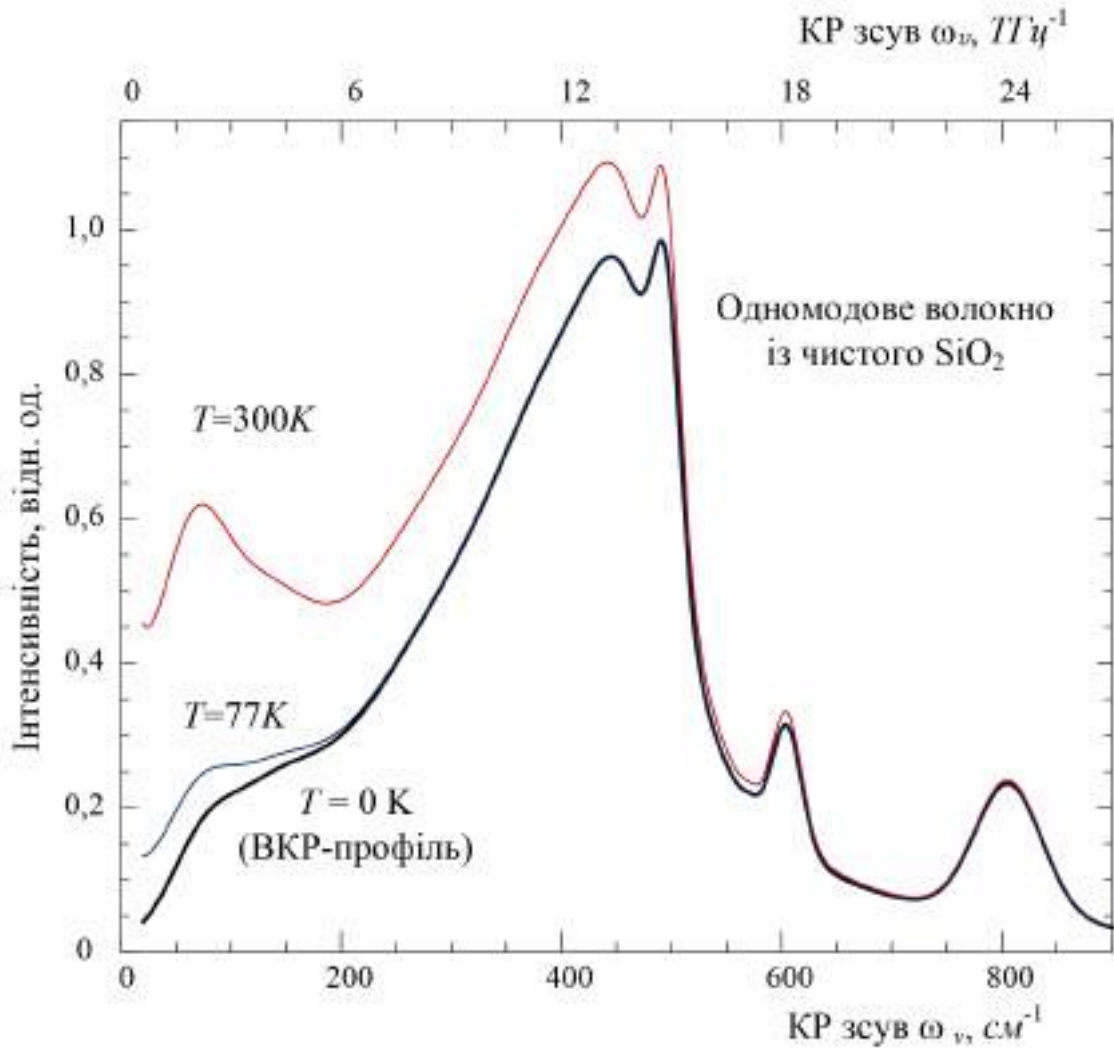


Рис. 1.2. Залежність спектрів спонтанного комбінаційного розсіяння від температури. Профіль ВКР підсилення не залежить від температури та збігається зі спектром СКР за $T = 0$ К.

1.1.3 Метод зв'язаних рівнянь у теорії ВКР

У рамках електродинамічного описання процесу ВКР взаємодії, результати якого є найбільш прийнятними для кількісних обчислень за моделювання нелінійно-оптичних пристроїв та/або оцінок порогової потужності, найбільш суворим підходом вважають використання системи диференціальних рівнянь, які описують нелінійну взаємодію потужного помпування із сигналом на стоксово зміщеній частоті. До сьогодні числові розв'язки такої системи рівнянь узагальненої на випадок нелінійної взаємодії між кількома хвилями накачки та багатьма хвилями сигналу були єдиним засобом моделювання всіх параметрів ВКРП.

Під час аналізу розподіленого ВКР підсилення нелінійну взаємодію хвиль накачки та сигналу в загальному випадку описують стандартною системою зв'язаних рівнянь вигляду:

$$\frac{dP_s(z, \omega)}{dz} = g_R(\omega) P_p(z) P_s(z, \omega) - \alpha_s P_s(z, \omega) \quad (1.6)$$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R(\omega) P_p(z) P_s(z, \omega) - \alpha_p P_p(z), \quad (1.7)$$

де P_p – потужність хвилі на частоті помпування, P_s – потужність стоксової хвилі, α_s та α_p – коефіцієнти загасання оптичної потужності на стоксовій частоті та довжині хвилі накачки відповідно. Зазначимо, що обидві оптичні хвилі у системі (1.6) - (1.7) розглядають як неперервні хвилі електромагнітного випромінювання, а нелінійний зв'язок між ними здійснює саме коефіцієнт ВКР підсилення $g_R(\omega)$.

Рівняння (1.6) еквівалентне квантовому рівнянню (1.2), якщо знехтувати спонтанною емісією, а повну систему (1.6)-(1.7) можна вивести із рівнянь Максвела [11]. Система описує збільшення потужності стоксової хвилі за рахунок хвилі накачки. Щодо частотної залежності параметрів цих рівнянь справедливі такі наближення. Лінію накачки вважають нескінченно вузькою,

тобто накачка локалізована на частоті ω_p , тобто $P_p(z, \omega) = P_p(z, \omega) \Big|_{\omega=\omega_p} = P_p(z)$ у будь-якій точці z волокна. Ступінь зв'язку хвилі накачки зі стоксовою хвилею будь-якої заданої частоти ω однозначно визначають значеннями функцій $g_R(\omega)$ і $\alpha(\omega)$. Залежність $\alpha(\omega)$ зазвичай є достатньо слабкою в діапазоні частот вікон прозорості кварцових волокон. Тому під час розрахунків обидва коефіцієнти поглинання α_s та α_p в рівняннях (1.6)-(1.7) можна вважати постійними і незалежними від частоти. Функція частоти $g_R(\omega)$, що відповідає профілю ВКР підсилення і має вигляд, показаний на рис.1.1 для відповідних типів волокна, головним чином визначає ефективність використання потужності накачки для підсилення стоксового сигналу.

Зважаючи на незначну зміну амплітуди всіх хвиль, система рівнянь (1.6)-(1.7) практично точно описує нелінійну взаємодію монохроматичних хвиль накачки і стоксового випромінювання. Зауважимо, що розв'язок системи рівнянь (1.6)-(1.7) в аналітичній формі існує тільки в окремому випадку малої потужності хвилі сигналу, тобто в наближенні заданої накачки. У цьому наближенні, коли стоксова потужність є значно меншою за потужність накачки, першим доданком у правій частині рівняння (1.7) нехтують, і система матиме аналітичний розв'язок у вигляді:

$$P_s(L) = P_s(0) \exp(g_R P_0 L_{eff} - \alpha_s L), \quad (1.8)$$

де

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha_p L)] / \alpha_p - \quad (1.9)$$

ефективна довжина волокна, P_0 – потужність накачки на вході у волокно, причому $P_0 = P_p(L)$ для випадку накачки у зворотному напрямі. Звернімо увагу на таку важливу особливість нелінійного підсилення, що за малих $L \ll 1/\alpha_p$ значення $L_{eff} \simeq L$, тобто збігається з фактичною довжиною. Однак за необмеженого зростання довжини волокна його ефективна довжина прямує до

насичення, тобто сталого значення $L_{eff} \rightarrow 1/\alpha_p$. Отже, згідно з формулою (1.8) підсилення практично відбувається тільки на ефективній довжині волокна, а за $L \gg L_{eff}$ загасання стоксової хвилі повертається до звичайного стану без помпування.

Відсутність аналітичного розв'язку системи (1.6)-(1.7) для всього лише двох монохроматичних хвиль накачки і сигналу створює значні проблеми для моделювання реальних пристроїв ВКР фотоніки, у яких використовують багато хвиль помпування для підсилення сотень хвиль у сигнальних каналах. Це надзвичайно підвищує вимоги до точності апроксимації профілю ВКР підсилення $g_R(\omega)$. Більш детально це питання обговорено у розділі 2.

1.2 Основи моделювання та реалізації ВКР лазерів та підсилювачів в одномодових кварцових волокнах

Процес вдосконалення ВКР підсилювачів (ВКРП) дозволив вирішити кілька проблем, що раніше заважали їхньому розвитку. По-перше, низьку ефективність використання накачки ВКРП, як згодом виявилось, можна використати для регулювання підсилення у ВКРП. Другий недолік значної довжини волокон у ВКРП було обернено на перевагу шляхом суміщення розподіленого підсилення оптичного сигналу з його розповсюдженням уздовж волокна. До того ж ефективність підсилення, а отже і довжина волокна суттєво покращуються, якщо ВКРП реалізують на волокні, що призначене для компенсації дисперсії. Зрештою теоретичні застереження проти високого коефіцієнта шуму ВКР підсилювачів та наявності нелінійних спотворень у багатоканальних системах внаслідок нелінійності оптичного підсилення виявились значно перебільшеними та не отримали свого підтвердження на практиці [24].

1.2.1 Практичне забезпечення режиму абсолютної прозорості одномодових кварцових волокон при ВКР підсиленні світла

Досить тривалий час ефект ВКР у волокнах відносили до лабораторної екзотики, незважаючи на успіхи експериментального підтвердження його фундаментальних переваг для фотоніки. Уважали, що ВКР не матиме практичного застосування. Однак упровадження нових технологій та використання більш досконалих волоконних елементів зробили сучасні ВКР підсилювачі технічно майже довершеними фотонними пристроями для телекомунікацій. Наприклад, заміна активного волокна на промислові зразки типу DCF (рис.1.1), що мають $g_{Rmax} = 3,1 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ і раніше призначалися лише для компенсації дисперсії, дало більше ніж десятикратне збільшення ефективності ВКР у відношенні до чисто кварцового волокна, у якого $g_{Rmax} = 0,4 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$. Наразі розробка нових волокон із підвищеною ефективністю ВКР підсилення завдяки різним профілям $g_R(\omega)$ та малим власним втратам дозволяє суттєво знизити потужність накачки для компенсації власних втрат та забезпечення повної прозорості волокон.

Режим повної прозорості волокон можна дослідити за допомогою системи (1.6) - (1.7) Умову абсолютної прозорості волокна безпосередньо отримують із рівняння (1.6), прирівнявши праву частину до нуля. Отримана рівність $dP_s/dz = 0$ фактично означає сталу потужність стоксової хвилі за її розповсюдження вздовж z – координати волокна. У результаті для порогової потужності накачки P_p^{th} отримуємо такий кількісний вираз [9]:

$$P_p^{th} = \frac{\alpha_s}{g_R(\omega)}, \quad (1.10)$$

де залежність від частоти ω коефіцієнта $g_R(\omega)$ – це профіль ВКР підсилення, α_s – коефіцієнт поглинання на стоксовій частоті. Співвідношення (1.10) відповідає пороговій потужності підсилення або лазерному порогу процесу ВКР і в подальшому (див. розділ 4) його використовують при моделюванні

параметрів двохчастотних ВКР лазерів.

1.2.2 Спектральна функція повної прозорості та методика моделювання порогів і смуг ВКР лазерної генерації в оптичних волокнах

Визначено співвідношення (1.10) спектральної функції повної прозорості волокна, тобто $P_p^{th} = P_p^{th}(\omega)$ відповідає граничній умові нульових втрат потужності, які повністю скомпенсовано цією потужністю накачки. Отже, для кожної фіксованої частоти ω всі значення P_p^{th} , що лежать на кривій $P_p^{th} = P_p^{th}(\omega)$, визначають межу, коли матеріал серцевини волокна починає переходити від загасання стоксової хвилі до її підсилення за рахунок потужності накачки. З точки зору моделювання пристроїв ВКР фотоніки цю функцію можна віднести до фундаментальних параметрів волокна, хоча вона і містить неявну залежність від довжини хвилі помпування. Для кожної фіксованої довжини хвилі накачки за узагальнену характеристику волокна зазвичай вибирають мінімальне значення величини P_p^{th} , яке досягається за $g_R(\omega_{\max}) = g_{R\max}$.

В основу методики моделювання порогів і смуг ВКР лазерної генерації в оптичних волокнах покладено таке. Припустімо, що нам відоме абсолютне значення потужності помпування P_p у довільній точці z волокна, незалежно від того, чи було воно отримане як результат вимірювань чи обчислень. Тоді пряме порівняння P_p із функцією $P_p^{th}(\omega)$ дає оцінку згідно з (1.1) $\gamma_R = g_R[P_p - P_p^{th}(\omega)]$ відповідного значення підсилення, за $\gamma_R > 0$ (або загасання, за $\gamma_R < 0$) стоксової хвилі. Якщо на графіку залежності $P_p^{th}(\omega)$ [за відомої сталої α та функції $g_R(\omega)$] рівень P_p зобразити прямою, що паралельна осі абсцис, то точки перетину дають частоти, які задовільняють умову повної прозорості волокна. Тоді кожна смуга підсилення (генерації) знаходиться між двома сусідніми точками. Конкретний приклад моделювання волоконного 2λ лазера для GeO_2 легованого волокна ми наводимо у розділі 4.

Таким чином, перший етап моделювання як ВКР підсилювачів, так і лазерів безпосередньо пов'язаний із максимально точним відтворенням $g_R(\omega)$ за наявними експериментальними даними. Аналітична апроксимація профілю ВКР підсилення дозволяє суттєво спростити наступні етапи моделювання, зокрема під час обчислення та оптимізації смуг ВКРП (розділ 3), визначенні порогів лазерної генерації (розділ 4) за довільної довжини хвилі джерела помпування.

1.3 Освоєння вікон прозорості кварцових волокон за допомогою пристроїв ВКР фотоніки

З практичної точки зору головні переваги пристроїв ВКР фотоніки полягають в такому. По-перше, ВКР підсилення реалізують у будь-якому волокні, і це дає можливість дуже економічного вдосконалення існуючих мереж зв'язку. Тому лише заміною обладнання у кінцевих пунктах, без прокладання нових ліній виконують глибоку модернізацію телекомунікаційних систем. По-друге, досягти на практиці оптичного підсилення та/або лазерної генерації можна в дуже широкій області довжин хвилі оптичного випромінювання, щонайменше від 0,3 до 2 мкм, тобто в усій області прозорості волокна. Саме це відносять до головних фундаментальних переваг оптичного нелінійного підсилення шляхом вимушеного випромінювання, яке не пов'язане із інверсією населеностей та має нерезонансний характер. Області прозорості волокна та пов'язані з ними телекомунікаційні вікна представлено на рис.1.3, а стандартизовані смуги наведено у Таблиці 1.1.

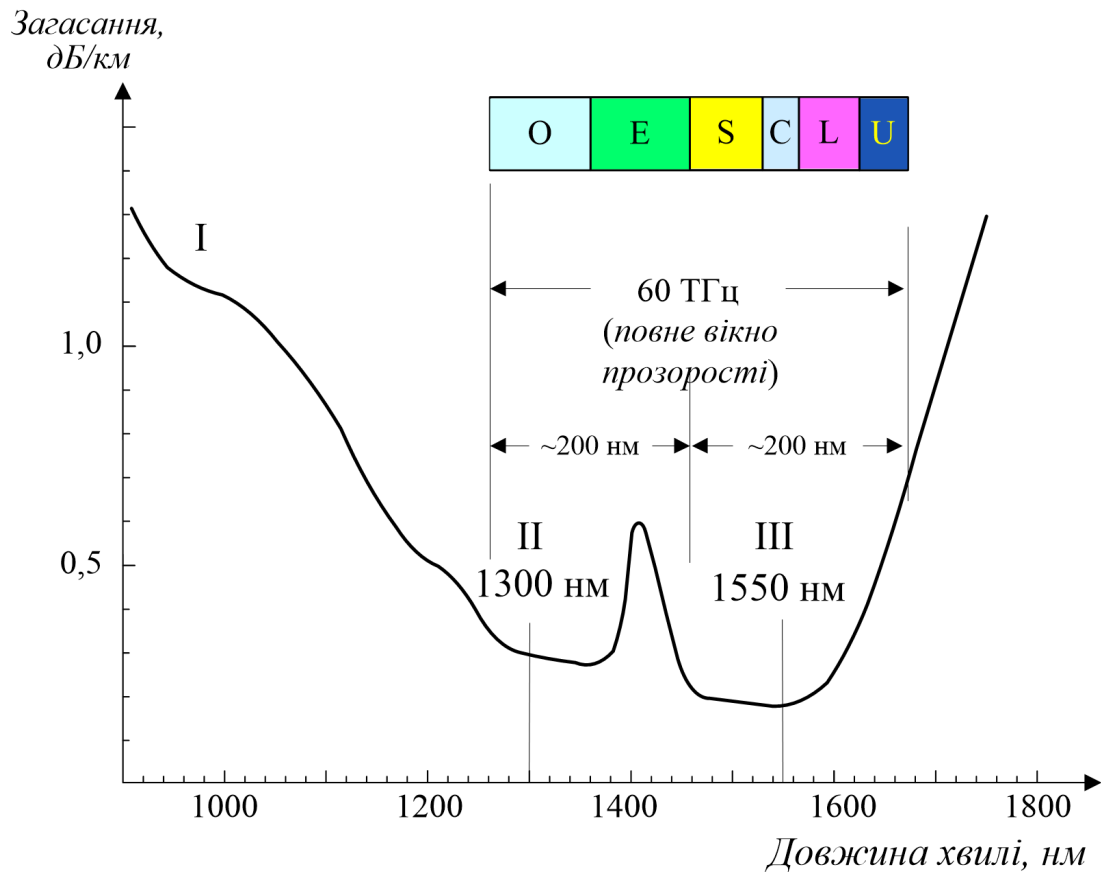


Рис.1.3 Залежність оптичних власних втрат одномодових волокон на основі кварцового скла. Показано також стандартизовані вікна прозорості O – U.

Таблиця 1.1. Розподіл довжин хвилі та частот

Позначення	Діапазон, нм	Діапазон, ТГц	Назва	Англійська назва
O	1260 - 1360	220 - 240	Основний	O riginal
E	1360 - 1460	205 - 220	Розширений	E xtended
S	1460 - 1530	196 - 205	Короткохвильовий	S hort wavelength
C	1530 - 1565	192 - 196	Стандартний	C onventional
L	1565 - 1625	185 - 192	Довгохвильовий	L ong wavelength
U	1625 - 1675	179 - 185	Наддовгохвильовий	U ltra-long wavelength

По-третє, шляхом належного вибору довжин хвилі та потужності помпування ВКР підсилення надає унікальну можливість розширення смуги

підсилення з одночасним регулюванням її рівномірності. Рівномірність смуги ВКР підсилення досить легко забезпечується на практиці джерелом накачки з кількома довжинами хвилі шляхом належного підбору потужності кожної накачки та оптимальним встановленням максимумів підсилення на потрібну довжину хвилі. У роботах [27-37] з цією метою кількість довжин хвиль у джерелі помпування змінювалась від 2 до 12 і навіть більше. Показано також [38-41], що поліпшення рівномірності смуги підсилення можна досягти шляхом відповідного підбору потужності випромінювання для кожного джерела накачки.

Разом із тим виявився цілий ряд проблем, пов'язаних головним чином зі складністю фізичних процесів, на яких базується нелінійне оптичне ВКР підсилення та лазерна генерація в оптичних волокнах. Тому задачі моделювання надширокосмугових ВКР підсилювачів для терабітних телекомунікаційних систем залишаються предметом інтенсивних досліджень та пошукових розробок у розвинутих країнах.

1.3.1 Особливості схемотехнічної реалізації ВКР лазерів та підсилювачів у волоконному виконанні

Досить тривалий час ВКР підсилення не отримувало широкого застосування через практичну недосконалість джерел накачування, що використовували газові чи неодимові лазери із дуже малою ефективністю. Два ключові досягнення технології фактично створили сучасний стан волоконної оптики – це створення подвійних гетероструктур у напівпровідникових сполуках та відкриття явища фоточутливості оптичних волокон.

Подвійні гетероструктури у сполуках A_3B_5 , що були запропоновані Ж.І. Алферовим [42], перетворили напівпровідникові лазерні діоди (ЛД) у компактні та високоефективні пристрої, що генерують оптичне випромінювання у ближній інфрачервоній та видимій області, зокрема в області максимальної прозорості кварцових волокон. Завдяки надзвичайно високій квантовій

ефективності (до 90%) порівняно з усіма іншими лазерними джерелами з оптичним помпуванням [43] ЛД виявились поза конкуренцію у волоконно-оптичних застосуваннях. Саме ЛД зараз переважають у складі первинних джерел накачування для оптичних ВКР підсилювачів і волоконних лазерів [44] різноманітного призначення.

Другим фундаментальним досягненням для технології побудови сучасних ВКР підсилювачів було створення потужних ЛД накачки для волоконних лазерів з оболонковим помпуванням. Наразі ЛД досягли рівня вихідної потужності у сотні міліват і вище, що дозволяє їх застосовувати для ефективного оптичного накачування багатьох волоконних пристроїв.

Технологія запису волоконних бреггівських ґраток (ВБґ) [45-50] у серцевині волокон, що є застосуванням явища фоточутливості [45], багаторазово підвищує технічний рівень сучасної волоконної оптики. У результаті будь-який елемент традиційної оптичної схеми зараз отримує монолітно інтегроване виконання безпосередньо у серцевині одномодового волокна.

1.3.2 Схеми помпування пристроїв ВКР фотоніки та їх технічна реалізація

Схемо-технічна реалізація джерел помпування пристроїв ВКР фотоніки в своїй основі базується на таких базових технологіях, як високоякісні пасивні й активні волокна, потужні пасивні волоконні компоненти, у тому числі концентратори променів, волоконні бреггівські ґратки (ВБґ), ізолятори, відгалужувачі оболонкових мод і заглушки, а також модулі яскравих лазерних діодів накачки тощо. Початково всі ці технології було реалізовано в останніх розробках високопотужних волоконних лазерів [18].

Волоконні лазери [51], [52], які від початку розглядали як перспективну схему побудови лазера, були реалізовані уже незабаром після відкриття і першої демонстрації лазера Мейманом [53]. З тих пір лазери відіграють центральну роль у фотоніці, прискорюють її розвиток, роблять революційні перетворення

існуючих технологій, а також створюють принципово нові наукові напрями та промислові сектори [54].

Лазери побудовано на квантовому ефекті вимушеного випромінювання, який спричинює генерацію світла, і мають низку загальних складових елементів – активне середовище для підсилення світла, оптичний резонатор для зворотного зв'язку та управління оптичним полем та джерело помпування, яке забезпечує потрібну енергію випромінювання [55]. Однак детальний аналіз цих елементів радикально сприяє поліпшенню ефективності лазерної генерації, відкриває нові можливості для нарощування потужності, стабільності генерації з усіма їх практичними наслідками, а також дозволяє знизити вартість пристроїв. Раніше як активне середовище зазвичай використовували різноманітні газорозрядні трубки, кристалічні стрижні та диски, які розміщувалися у певних оптичних резонаторах суттєво макроскопічного розміру. Волоконні лазери є останнім досягненням у царині твердотільної лазерної технології, що сприяло їх швидкому проникненню в усі галузі промисловості, медицини та енергетики.

Особливості побудови волоконних лазерів самі собою надають їм низку незаперечних переваг в ефективності генерації над іншими лазерними технологіями. Завдяки збільшеному співвідношенню “поверхня до об’єму” волоконні лазери мають значно кращу термостабільність із повним усуненням ефекту термічної лінзи порівняно з їхніми твердотільними кристалічними аналогами. Наслідком хвилеводного розповсюдження неперервного сигналу є сталий просторовий розподіл поля, що забезпечує чудову якість та стабільність випромінювання завдяки невеликим квантовим дефектам, а також низьким втратам у резонаторі та під час розповсюдження.

Крім того, виготовлення волоконних лазерів не потребує великих витрат. Їх унікальні властивості, зокрема стабільність вихідної потужності та незрівнянна якість променя у режимі високої вихідної потужності, прискорили їх проникнення на ринок і відкрили ряд нових застосувань.

Аморфна природа скляної матриці у серцевині волокна визначає неоднорідне розширення спектрів випромінювання та поглинання активних іонів, які ширші, ніж у кристалах. Це дозволяє налаштувати довжину хвилі випромінювання волоконних лазерів у широкому діапазоні і забезпечити ефективну генерацію від неперервного режиму (CW) до режиму генерації ультракоротких оптичних імпульсів. Маючи високий коефіцієнт підсилення, їх застосовують як підсилювачі потужності первинного генератора (MOPA- master oscillator power amplifier), а їхні каскадні конфігурації можна застосовувати для нарощування потужності до середнього рівня. Однак невелика енергія насичення, що пов'язана з досить малим діаметром серцевини волокна порівняно з діаметром стрижня твердотілого аналога, обмежує можливості накопичення енергії та працездатність лазерів у режимі високої потужності.

1. Схеми резонаторів волоконних лазерів

Активним середовищем, що підсилює світло у волоконних лазерах є волокна, серцевини яких леговані різними домішками. Це зазвичай такі рідкоземельні іони, як ітербій, ербій, тулій або гольмій у класичних лазерах, а в безінверсних ВКР лазерах – наноконплекси GeO_2 , TiO_2 або P_2O_5 . Резонатор зазвичай створюється або за допомогою масивних дзеркал, розміщених на обох кінцях волокон, або ВБГ [56], які записані безпосередньо у волоконній серцевині [57]. Помпування досягають шляхом об'єднання лазерних діодів (окремих випромінювачів або їх систем, що з'єднані паралельно або послідовно), випромінювання яких заводять у серцевину або оболонку волокна.

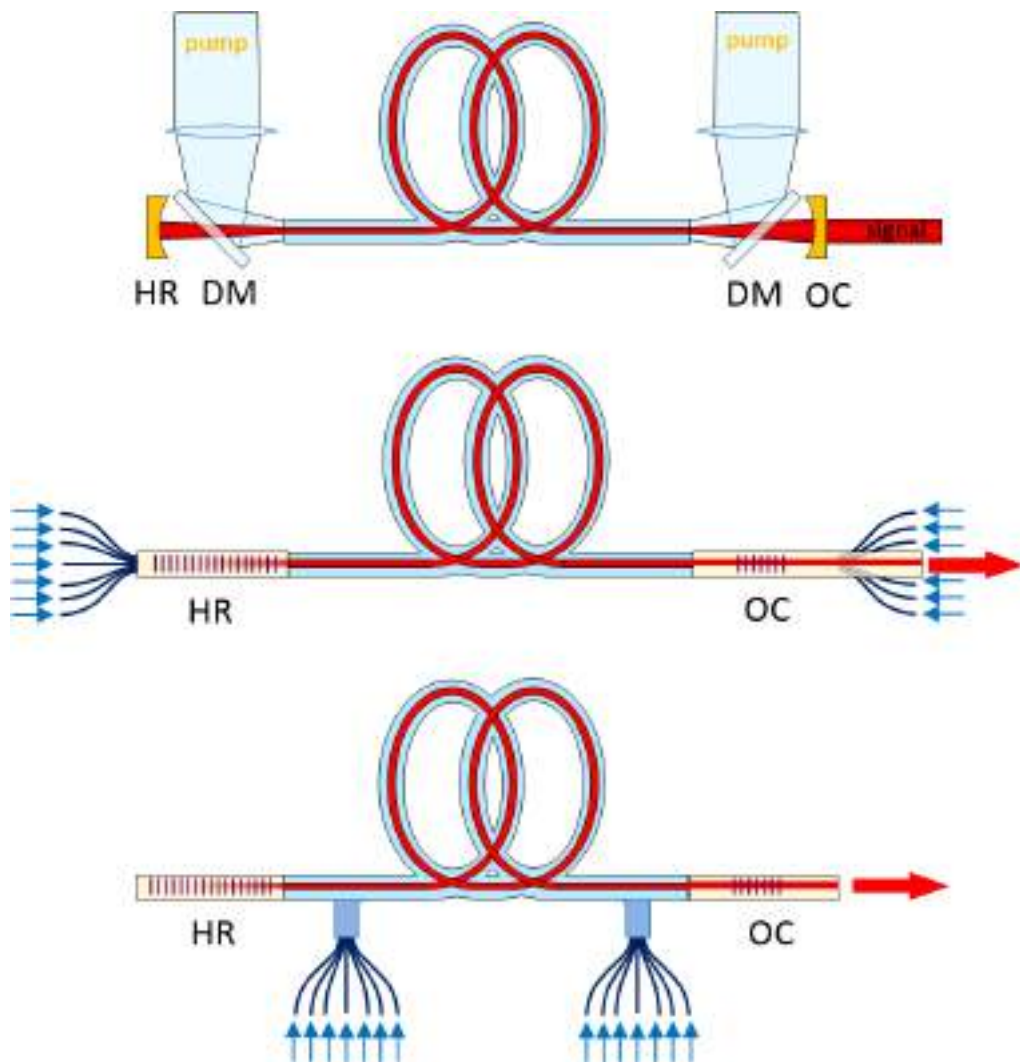


Рис.1.4 Основні типи конструкцій волоконних лазерів з оболонковим помпуванням: (а) гібридна торцьова накачка; (б) повністю волоконне торцьове помпування; (в) повністю волоконне бокове помпування.

2. *Найбільш загальні конфігурації волоконних лазерів.* Розроблено досить багато схем реалізації волоконних лазерів залежно від активного волокна та методів його помпування.

Найбільш поширені схеми волоконних лазерів показано на рис.1.4 (а) - (в). На рис.1.4 (а) показано гібридне помпування активного волокна, яке розміщено

всередині оптичного резонатора, створеного двома великими дзеркалами – одне з високим відбиттям (HR) з $R > 99\%$, а друге – з низьким відбиттям на виході світла. Накачка вводиться через торці волокон із відповідним чином розміщеними дихроїчними дзеркалами (ДД), які пропускають сигнал на його довжині хвилі, але відбивають накачку на її довжині хвилі.

На рис.1.4 (б) показано повністю волоконну схему торцьової накачки, в якій масивні оптичні дзеркала замінюють на ВБГ у серцевині волокна, причому ВБГ вільно пропускають довжину хвилі накачки. У цій схемі ВБГ піддаються додатковому сильному навантаженню від потужності як накачки, так і сигналу, і тому їх захист потребує особливої уваги. Зрештою на рис.1.4 (в) наведено повністю волоконну схему помпування всередині резонатора, яка вирішує проблеми дихроїчних дзеркал та ручної підготовки торців волокон [58]-[62], за рахунок безпосереднього нанесення ВБГ серцевини [63], які не потребують сервісного обслуговування та забезпечують високу надійність промислових систем [64] - [71].

3. Оболонкове помпування

Елегантне вирішення головної проблеми волоконного лазера – введення потужності накачки у волокно – було запропоновано у 1988 р. [72], [73] у вигляді оболонкового помпування, яке зараз визнано найкращим методом, для підвищення потужності волоконних лазерів.



Рис.1.5 Схематичне зображення принципу дії оболонкового помпування.

В оболонкових схемах накачки (див. рис.1.5) замість того, щоб вводити потужність випромінювання помпування з низькою яскравістю у дуже малу область активної серцевини як за її геометричними розмірами, так і числовою апертурою (ЧА), цю накачку вводять в оболонку, яка набагато більша за розмірами і числовою апертурою.

Мультимодове випромінювання накачки в оболонці волокна в процесі розповсюдження повністю охоплює активну серцевину волокна та поступово поглинається в ній. Однак світло генерується та розповсюджується в межах лише активної серцевини, яка має набагато менший діаметр та ЧА, і тому підсилювач з оболонковою накачкою або лазерний випромінювач в результаті набувають набагато більшої яскравості та інтенсивності випромінювання. Саме тому волоконні лазери з оболонковою накачкою є надзвичайно ефективними перетворювачами яскравості.

Для більш ефективного поглинання накачки було запропоновано ряд конструкцій волокна, в яких порушено обертальну симетрію оболонки, що збільшує частку мод оболонки, яку перекриває активна серцевина. Аналогічно ми можемо вважати, що ці покращені конструкції “вкидають” косі промені до активної серцевини [74] - [81].

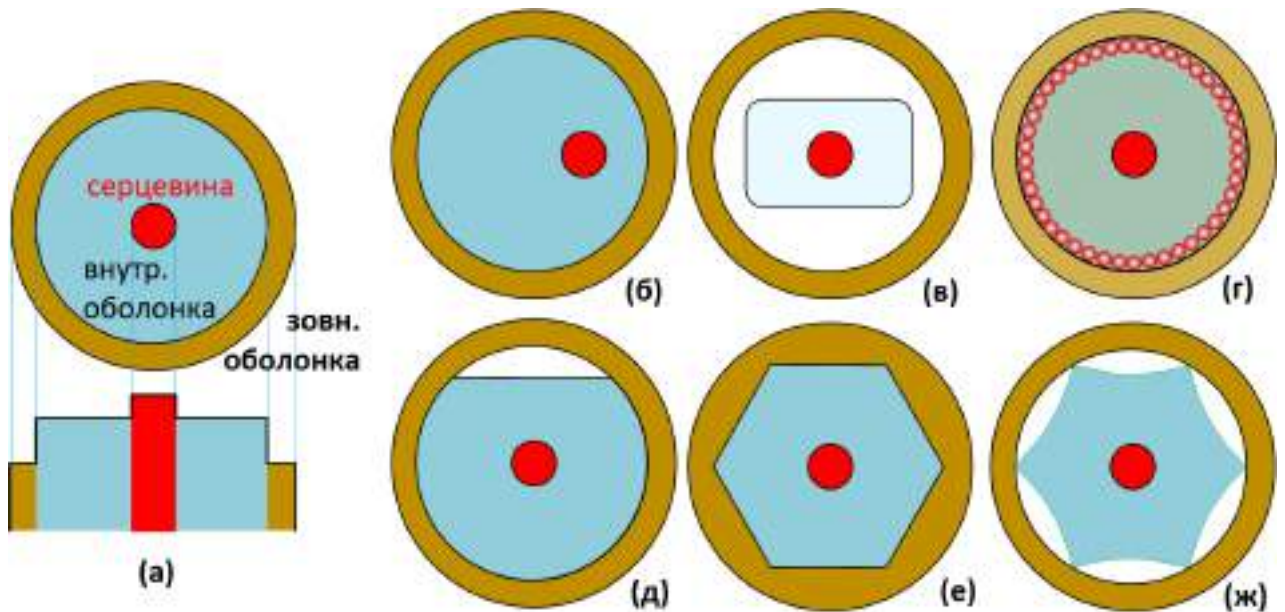


Рис.1.6 Поперечні перерізи волокон для оболонкового помпування.

На рис. 1.6 показано кілька поперечних перерізів волокон, що часто використовують для оболонкового помпування. Числову апертуру NA для накачки визначають вибором матеріалу зовнішньої оболонки. Зазвичай у цих волокнах застосовують фторовану полімерну зовнішню оболонку, що дає NA близько 0,46. У цьому разі за високої потужності потрібні спеціальні пристрої охолодження, щоб уникнути надмірного нагрівання полімеру. Вимоги до охолодження значно послаблюються, якщо як внутрішню оболонку використовують фторсилікатне скло з низьким показником заломлення. На жаль, хоча границя розділу тут є скло зі склом, що забезпечує чудову променеву стійкість та термічну стабільність, однак отримані NA за цими технологіями досить низькі ($\sim 0,22-0,26$), що обмежує потужність накачки, яку можна ввести до волокна. У цьому разі потрібно витримувати великі діаметри згину волокна, щоб уникнути надмірних втрат потужності.

Для усунення цих проблем було розроблено нові конструкції волокон, у яких оболонку оточують повітряним «жакетом» (JAC), [Fig. 1.5 (г)], що складається з низки щільно упакованих циліндричних повітряних отворів, і це збільшує різницю показників заломлення на границі між склом і повітрям та

забезпечує $NA > 0,8$ [82], [83]. Такі JAC-волокна також можна використати для значного зменшення діаметрів оболонки, збільшення швидкості накачування та забезпечення ефективної триступеневої генерації, наприклад, на 980 нм [84].

За ретельного вибору змін в оболонці досягають максимального перекриття мод та уникають надмірних втрати на розсіювання [85]. Було виявлено, наприклад, що за однакового матеріалу ефективна NA волокна з прямокутною внутрішньою оболонкою менша, ніж у циліндричних волокон, а втрати на розповсюдження світла в прямокутних внутрішніх оболонках [рис. 1.6 (в)] більші [86]. Для збереження поляризації випромінювання у внутрішню оболонку може бути включено елементи механічної напруги за допомогою домішок бору. У разі hi-bi волокон з оболонковим помпуюванням низький показник заломлення боросилікатних елементів механічної напруги перешкоджає проникненню випромінювання накачки до цих елементів, а їхня наявність у середині внутрішньої оболонки, окрім накладання напруги, розщеплює спіральні моди на косі промені [87], [88]. Серед різних конфігурацій внутрішньої оболонки, що показані на Рис. 1.6, деякі з них, а саме рис. 1.6 (е) та (ж), мають найбільшу ефективність для перетину мод [77].

На практиці у більшості випадків порушення тільки циліндричної симетрії поперечного перерізу оболонки є недостатнім для ефективного поглинання введеної потужності накачки по всій довжині волокна і для всіх довжин хвиль. Щоб максимально збільшити поглинання накачки до його граничного рівня, яке задається відношенням площ серцевини до оболонки, моди мають неперервно зміщуватися по всій довжині, що досягають відповідними збуреннями волокна вздовж його довжини [89], [90], використовуючи періодичні або квазіперіодичні вигини волокна [91], [92] або його звуження [93].

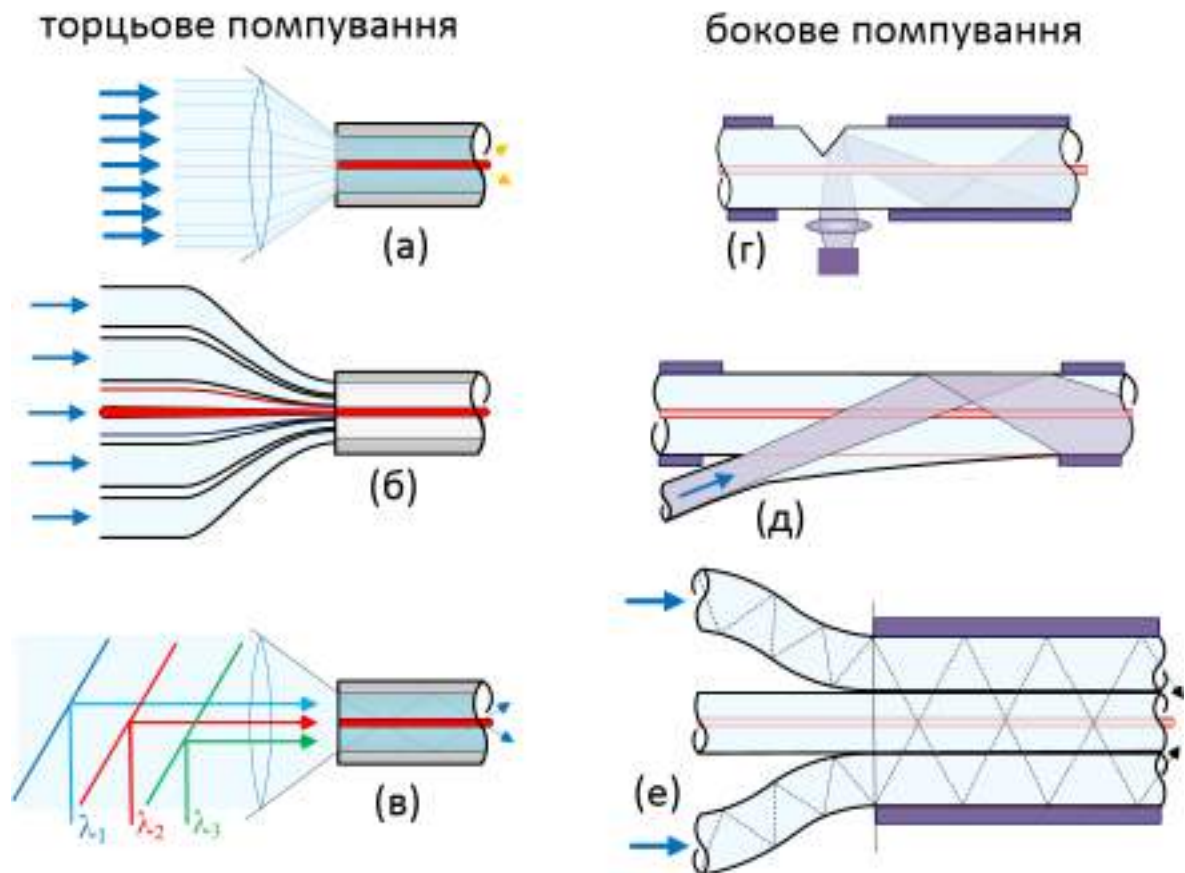


Рис.1.7 Основні схеми оболонкового помпуння [18]: (а)-(в) – торцьоване помпуння та (г)-(е) бокове помпуння.

4. *Схеми оболонкового помпуння:* упродовж останніх років запропоновано багато схем оболонкового помпуння для підвищення потужності волоконного лазера. Ці схеми можна загалом класифікувати у дві основні категорії торцьованого та бокового помпуння. На рис. 1.7 (а) - (в) схематично показано основні схеми торцьованої накачки, що використовують дотепер, а на рис. 1.7 (г) - (е) показано найбільш поширені методи бокового накачування.

На рис. 1.7 (а) показано геометрію модулів накачки з боку вільного простору, а на рис. 1.7 (б) зображено схему на основі сплавного пучка волокон. На рис. 1.7 (в) показано схему торцьованої накачки, в якій модулі накачки мають мультиплексування за довжиною хвилі, використовуючи кілька об'ємних оптичних з'єднувачів WDM.

У зазначених схемах торцьованої накачки промінь сигналу зазвичай перетинає оптику введення накачки. У лазерних системах високої потужності перекриття потужних пучків накачки і сигналів підвищує ризик променевого пошкодження об'ємної оптики та торців волокна. У разі кінчного фокусування пучка у волокно особливо потрібно стежити за тим, щоб мінімізувати втрати сигналу в зоні конусу.

На рис. 1.7 (г) показано схему бокової накачки, в якій базовий принцип внутрішнього відбиття забезпечує фрезерована V-канавка в оболонці. Такий інвазійний підхід хоча і працює за низьких потужностей, але його дуже важко застосувати на досягнутих зараз рівнях кіловатної потужності. На рис. 1.7 (д) показано схему бокового накачування за допомогою полірованого під кутом волокна або волоконного конуса, що термічно закріплений або заплавлений в оболонку сигнального волокна. На рис. 1.7 (е) показано схему бокового помпування за допомогою з'єднання кількох волокон в оптичному контакті, оточених та утримуваних спільною полімерною оболонкою з низьким показником заломлення. При видаленні частини полімерної оболонки звільняються окремі волокна, доступ до яких можна отримати незалежно. У схемах бічного накачування сигнал розповсюджується окремо від накачки. Це спрощує оптичну схему і підвищує загальну надійність лазера. Зрештою схема бічного накачування, яка базується на еванесцентному зв'язку хвиль [рис. 1.7 (е)], має додаткову перевагу – завдяки рівномірному розподілу потужності накачки за довжиною волокна забезпечується краща термостабілізація [94].

5. Комбіновані схеми накачки для оболонкового помпування: потужні модулі накачки з високою яскравістю є базовими компонентами для розробки надійних волоконних лазерів високої потужності. Яскравість накачки – це продукт, який завжди потрібно брати до уваги і розумно використовувати. Якщо її втратити, то цього не можна потім відновити пасивними засобами. Яскравість окремого випромінювача із широким спектром, випромінювання якого введено до

багатомодового (ММ) волокна (зазвичай, 105/125 мкм і 0,22 NA), зменшується до $\sim 1/100$ від свого початкового значення. Це пов'язано передусім з великою невідповідністю між результатом прямого фокусування прямокутної форми області випромінювання діода на циліндричний вхід волокна. Така невідповідність ще значно збільшується у разі використання діодних масивів.

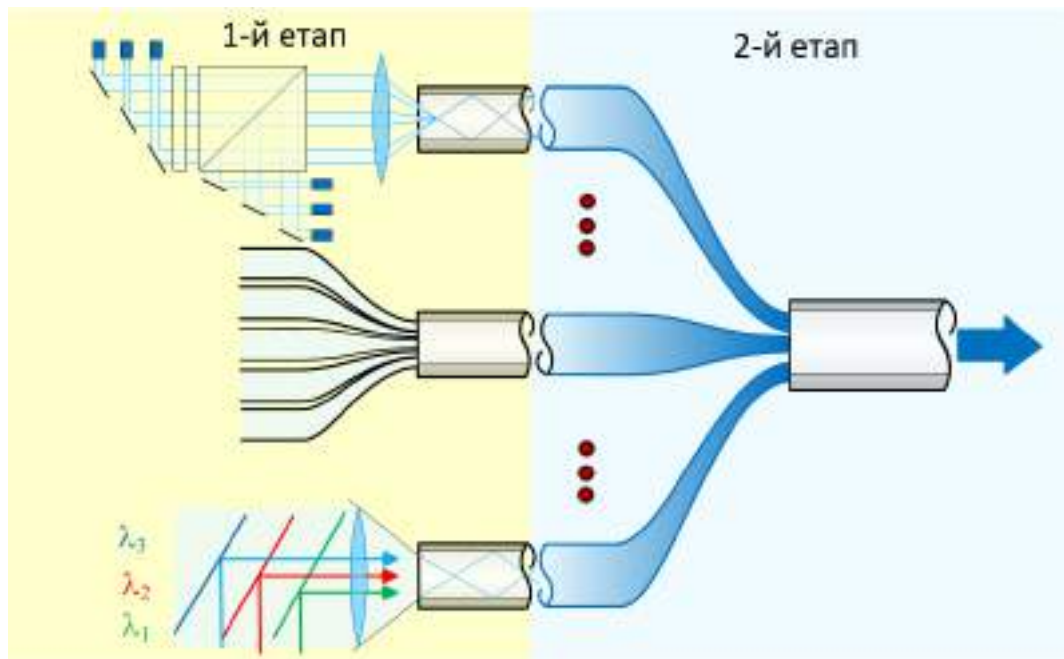


Рис.1.8 Схема з'єднання модулів помпування для оболонкової накачки.

Для мінімізації "мертвого" проміжку між діодами в лінійці або матриці, щоб перетворити їх у модулі високої яскравості, що придатні для високопотужних волоконних лазерів з оболонковим помпуванням, застосовують об'єднання накачок, яке в більшості випадків досягається за два етапи. Спочатку об'єднують відносно невелику кількість окремих світлодіодів або діодних міні-барів (етап № 1) та вводять їх випромінювання у конічний пучок волокон (етап № 2). Потім цю накачку можна використати як для торцьованого, так і для бічного вводу в оболонку активного волокна, застосовуючи одну зі схем, що представлено на рис.1.8.

Яскравість комбінованого багатоелементного модуля може в деяких випадках перевищувати яскравість окремих елементів накачки [95]. Це досягається під час встановлення взаємної когерентності у лазерах накачки і тоді вихідне випромінювання джерела в цілому встановлюється на одній просторовій супермоді. Отримана яскравість у цьому разі може дорівнювати сумі індивідуальних яскравостей окремих лазерів. Для мультиплексування кількох пучків можна використати пасивні оптичні елементи, такі як дифракційні ґратки або поляризаційні розгалужувачі променів відповідно [95]. У разі сполучення різних довжин хвилі спектральна яскравість зменшується, і ці модулі можуть використовуватися тільки з активними іонами з широкими спектрами поглинання, такими як Yb^{3+} поблизу 940 нм.

Найбільшу частину вимірених втрат потужності в комбінованих модулях накачки дають втрати яскравості у кінчному концентраторі волокон. Зараз створено низку модулів накачки, в яких використано різні комбінаційні методи. Вибір діодних типів (наприклад, одиничного емітера або смужки із кількох випромінювачів) та оптимального їх розташування (тобто кількості випромінювачів та вхідної NA), визначається ефективністю оптичного з'єднувача, терміном служби, технологічністю та кінцевою вартістю. За цими міркуваннями перевагу надають великій площі випромінювання, одиночним випромінювачам та діодним смужкам малих розмірів.

Насамкінець як MM TFB, так і SM-to-MM TFB використовують разом для створення волоконних лазерів із вихідною потужністю у кілька кВт [96]. По-перше, окремі діодні випромінювачі об'єднують у співвідношенні 91:1 за схемою MM TFB, що дає 900 Вт модулі накачки, які безпосередньо використовують для оболонкового помпуння SM лазерів. Сім таких SM волоконних лазерів потім поєднували через концентратори SM-to-MM, що дозволяло отримати вихідний пучок потужністю > 4 кВт. Верхню межу підвищення потужності накачки та/або сигналу за допомогою сплавних TFB у кінцевому результаті будуть визначати

можливості забезпечення потрібної НА та променевої стійкості матеріалів оболонки.

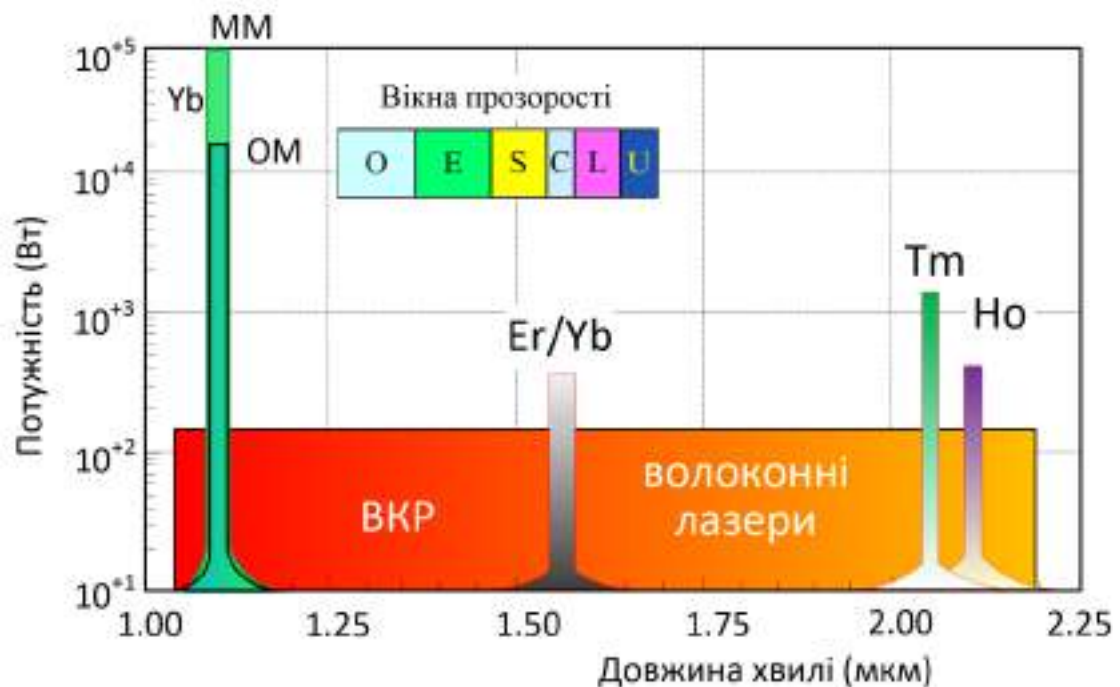


Рис. 1.9 Максимальна вихідна потужність волоконних лазерів, яку досягнуто сьогодні, та їх покриття за довжинами хвиль. ВКР волоконні лазери – це єдина технологія, що повністю перекриває всі стандартизовані вікна прозорості кварцових волокон.

1.3.3 Волоконні лазери та підсилювачі для повного вікна прозорості кварцових волокон

Для розширення діапазону робочих довжин хвиль звичайних волоконних лазерів потрібно легувати серцевину різними активними домішками. На рис.1.9 схематично показано значення довжин хвиль, що дають такі домішки, як Nd^{3+} , [97], [98] $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ [99], [100] і Tm^{3+} [101]. Нарощування потужності лазерів у легованих волокнах Nd^{3+} та $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ суттєво ускладнено відносно великим квантовим дефектом та надмірними вимогами щодо теплового управління. Волоконні лазери на іонах Tm^{3+} генерують у вікні навколо 2 мкм, що безпечно для ока людини, а їхню потужність зараз збільшено до рівня кВт, і вони

виглядають дуже перспективними для нових застосувань прямої передачі енергії та різних галузях промисловості [102]. Монолітний надійний одномодовий волоконний лазер на Ho^{3+} з резонансним накачуванням виробляє понад 400 Вт вихідної потужності в діапазоні довжин хвиль 2,05-2,15 мкм [103].

За допомогою нелінійного процесу ВКР створено безінверсні лазери високої потужності, що випромінюють у спектральних областях, показаних на рис. 1.9, які можна використати як накачку, а в поєднанні з правильно спроектованими та оптимізованими волокнами можуть переносити значну потужність практично в будь-яку спектральну лінію в області 1-2,5 мкм. Окремо зауважимо, що ВКР волоконні лазери (рис. 1.9) – це єдина технологія, що повністю перекриває всі стандартизовані вікна прозорості кварцових волокон.

Варто також зазначити, що в найкращій на сьогодні МОРА лазерній системі у Національному комплексі лазерних термоядерних реакцій (National Ignition Facility, штат Каліфорнія, США), потужність якої є найвищою у світі, застосовують виключно волоконні лазери з розподіленим зворотним зв'язком (DBF) [18].

1.4 Проблеми освоєння терагерцового діапазону та роль радіофотонних технологій

Стрімке зростання вимог до підвищення швидкості передачі даних та їх обсягу у кабельних і бездротових комунікаціях спостерігають уже впродовж останніх десятиліть [104,105]. Таку тенденцію обумовлено насамперед збільшенням кількості користувачів мереж із одночасним підвищенням їх вимог до послуг, які надаються провайдерами телекомунікаційного контенту (дані надвисокої чіткості, завантаження великого обсягу інформації у найкоротші терміни, надшвидкий обмін даними між окремими користувачами та групами користувачів, швидке відновлення мережевих підключень у районах стихійного лиха тощо). За прогнозами аналітиків таке зростання триватиме впродовж наступного десятиліття [106-109].

1.4.1 Поєднання терабітних волоконно-оптичних ліній із бездротовим зв'язком

Високошвидкісні з'єднання на основі технології “волокно до будинку” вже широко застосовують, однак вони не здатні задовільнити усіх вимог, що висуваються користувачами, через велику кількість обмежень, до яких, зокрема, відносять такі: ускладнене географічне розташування телекомунікацій, неузгодженість стратегій постачальників послуг, руйнування у разі природних (неприродних) катастроф. У цьому сенсі бездротові мережі у сполученні з волоконно-оптичним зв'язком стають ключовим будівельним блоком для розгортання наступного покоління телекомунікаційних мереж, здатних надавати послуги в будь-якому місці [110,111].

З технічної точки зору волоконно-оптичні лінії з великою інформаційною ємністю, що поєднані з бездротовим зв'язком, який вирізняється простотою установки та меншою вартістю, можуть бути синергетично об'єднані з метою задоволення зазначених вимог взагалі та реалізації мобільного зв'язку більшої пропускної спроможності зокрема [112, 113]. Приклад схеми такого об'єднання представлено на рис.1.10.

За цих умов стає актуальною проблема узгодження швидкостей оптичних та бездротових мереж доступу. Тому для бездротових систем передачі даних потрібне значне збільшення пропускної спроможності для забезпечення швидкості передачі даних більше ніж 100 Гбіт/с, яку вже типово забезпечують волоконно-оптичні комунікації, зокрема з використанням ефекту комбінаційного розсіювання (КР) світла в одномодових волокнах.

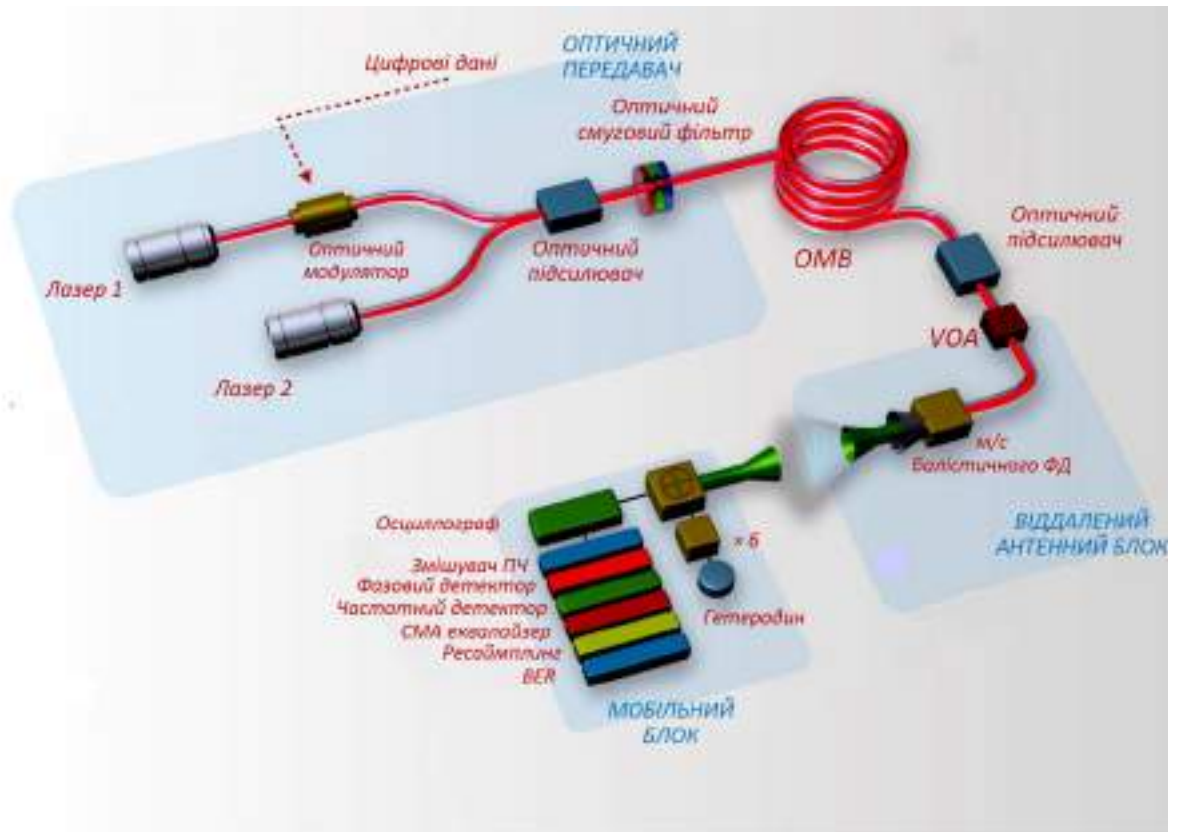


Рис.1.10 Приклад реалізації віддаленого мобільного зв'язку в терагерцовому діапазоні через широкопasmову волоконно-оптичну лінію[121].

Крім того, швидкості передачі даних понад 100 Гбіт/с (навіть до 10 Тбіт/с) забезпечують зараз завдяки застосуванню оптичних підсилювачів на ефекті вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР).

На відміну від волоконно-оптичних комунікацій у сфері бездротового зв'язку звичайні смуги частот до 60 ГГц майже повністю заповнені [114, 115]. Тому багато зусиль зараз зосереджено на освоєнні смуг на вищих частотах, зокрема в міліметровому діапазоні та у майже невивченому терагерцовому діапазоні [116-120].

Дотепер значна частина терагерцового діапазону електромагнітного спектру залишається неосвоєною через такі суттєві проблеми [120-123]:

- надвелике згасання сигналів цього діапазону у земній атмосфері (див. розділ 4);

- відсутність дієвих схемотехнічних рішень та апаратної реалізації (у промислових масштабах) джерел і приймачів сигналів терагерцового діапазону.

1.4.2 Загальні особливості і основні методи генерації випромінювання в терагерцовому діапазоні

На сьогодні існує велика кількість підходів до реалізації когерентного джерела випромінювання для тракту формування і передавання сигналів терагерцового діапазону, проте компактного пристрою з високою ефективністю та низькою собівартістю та ще й здатного працювати за нормальних умов експлуатації досі ще не створено.

На початковому етапі розвитку генерацію терагерцового випромінювання чисельно моделювали та експериментально досліджували переважно на нелінійних кристалах із використанням об'ємних та/або інтегральних оптичних елементів. У роботі [124] чисельно досліджено можливість генерації різницевої частоти в планарному хвилеводі, на кристалі LiNbO_3 з домішкою іонів титану. Було з'ясовано, що під час вибору певної структури і параметрів хвилеводу можна реалізувати фазовий синхронізм на всій довжині взаємодії двохвильового випромінювання. У роботі [125] було представлено першу експериментальну демонстрацію генерації випромінювання різницевої частоти в двомірному фотонно-кристалічному волокні з серцевиною на основі GaP.

Коротко розглянемо роботи, які вже мають фактично готові схемотехнічні реалізації.

Відома робота [126], в якій запропоновано схему монохроматичного ТГц джерела, що перебудовується, заснованого на генерації різницевої частоти в нелінійно-оптичному кристалі DAST. Двохвильовий оптичний параметричний генератор з двома кристалами КТР було побудовано як джерело світла для

генерації різницевої частоти, де ефект синього кольору вперше спостерігали за допомогою двохвильової накачки (рис. 1.11).

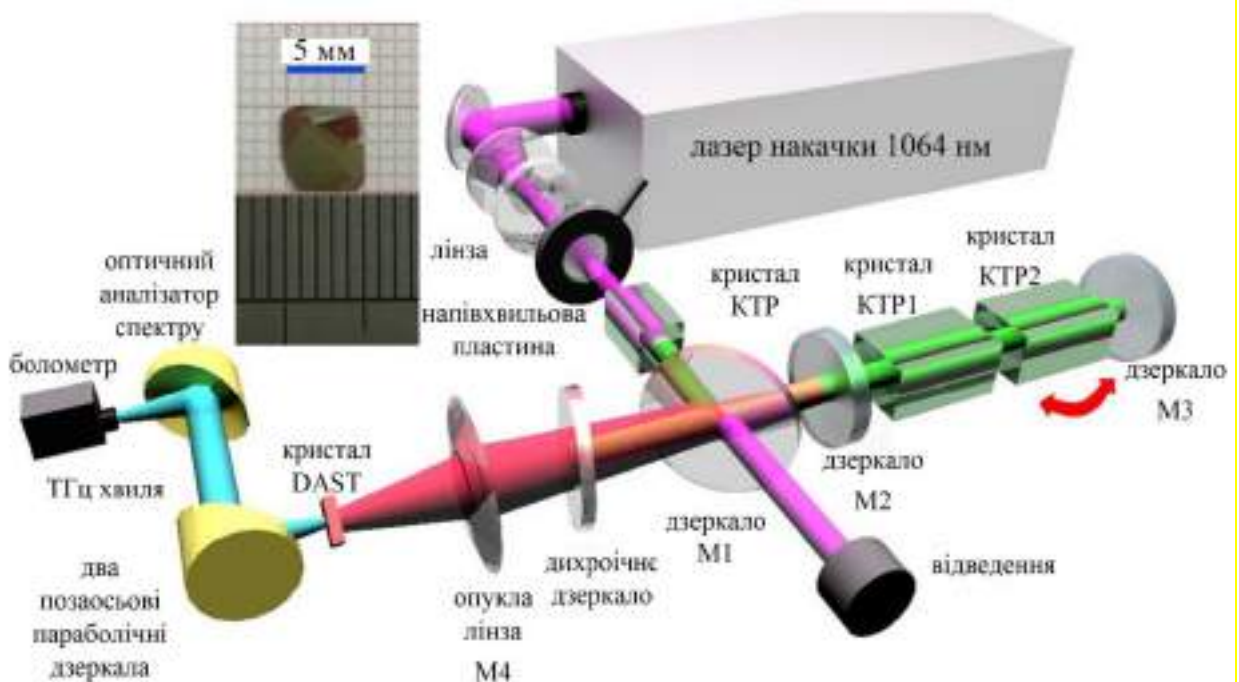


Рис. 1.11. Схема монохроматичного ТГц джерела, яке перебудовується, заснованого на генерації різницевої частоти в кристалі DAST

Недоліком запропонованої схеми є відносна складність її реалізації та імпульсний режим роботи пристрою.

Для усунення вищезазначених недоліків було запропоновано пристрій генерації випромінювання в терагерцовому діапазоні [127], який реалізує такий спосіб формування терагерцового випромінювання, коли два зустрічно направлені лазери, які генерують хвилі в оптичному діапазоні, взаємодіють в активному елементі (лазерні джерела накачки і сигнальної хвилі з різними частотами генерації) зі сформованою на його поверхні бреггівською ґраткою, яка забезпечує фазовий синхронізм (рис. 1.12).

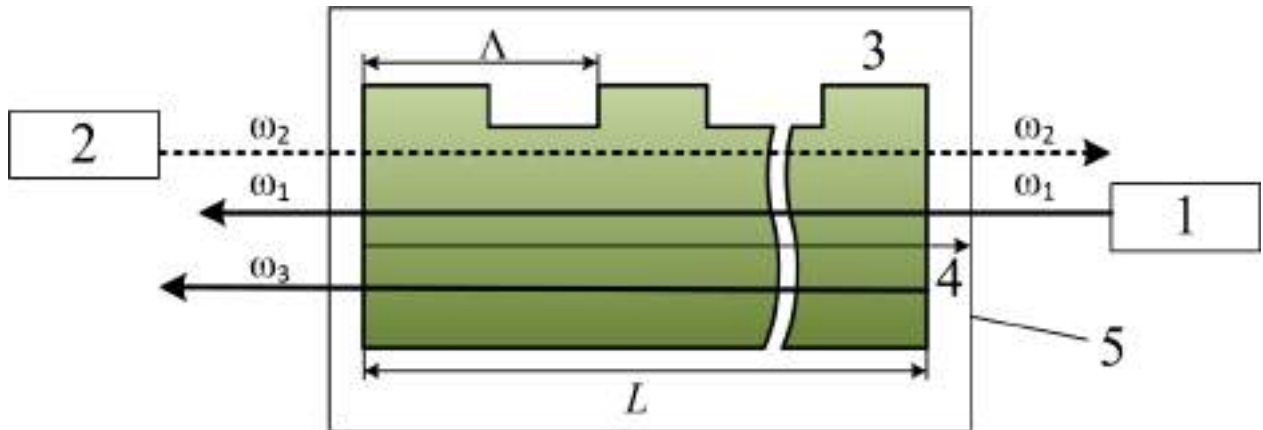


Рис. 1.12. Вузькосмуговий генератор терагерцового випромінювання на основі кристалу ZnTe

Пристрій включає в себе: 1 – твердотільний (або волоконний) лазер № 1 (джерело накачки); 2 – твердотільний (або волоконний) лазер № 2 (джерело сигнальної хвилі); 3 – кристал телуриду цинку з бреггівською ґраткою на поверхні нелінійного кристалу; 4 – оптичну вісь; 5 – термостат, який забезпечує підтримку потрібної температури; ω_1 – частоту хвилі накачки, яка генерується лазером № 1; ω_2 – частоту хвилі накачки, яка генерується лазером № 2; ω_3 – частоту терагерцової хвилі, яка генерується.

Принцип роботи пристрою засновано на зустрічній взаємодії колінеарно спрямованих хвиль оптичного діапазону: накачки і сигнальної хвилі [128]. Зустрічна взаємодія сигнальної хвилі і хвилі накачки всередині активного елемента генерують хвилю з різницевою частотою в терагерцовому діапазоні. Напрямок випромінювання терагерцової хвилі збігається з напрямом хвилі накачки. Недоліком реалізації вищезазначеного способу формування терагерцового випромінювання є поява фазових шумів на виході пристрою генерації вузькосмугового генератора терагерцового випромінювання.

1.4.3 Переваги ВКР лазерної генерації у терагерцових джерелах випромінювання

Схеми помпування та головні особливості ВКР лазерної генерації, що забезпечують високу якість вихідного випромінювання, ми розглядали в п.1.3. У цьому розділі наводимо результати багатохвильової та каскадної генерації у ВКР лазерах. На рис. 1.13 представлено схему N -каскадної генерації ВКР лазерів.

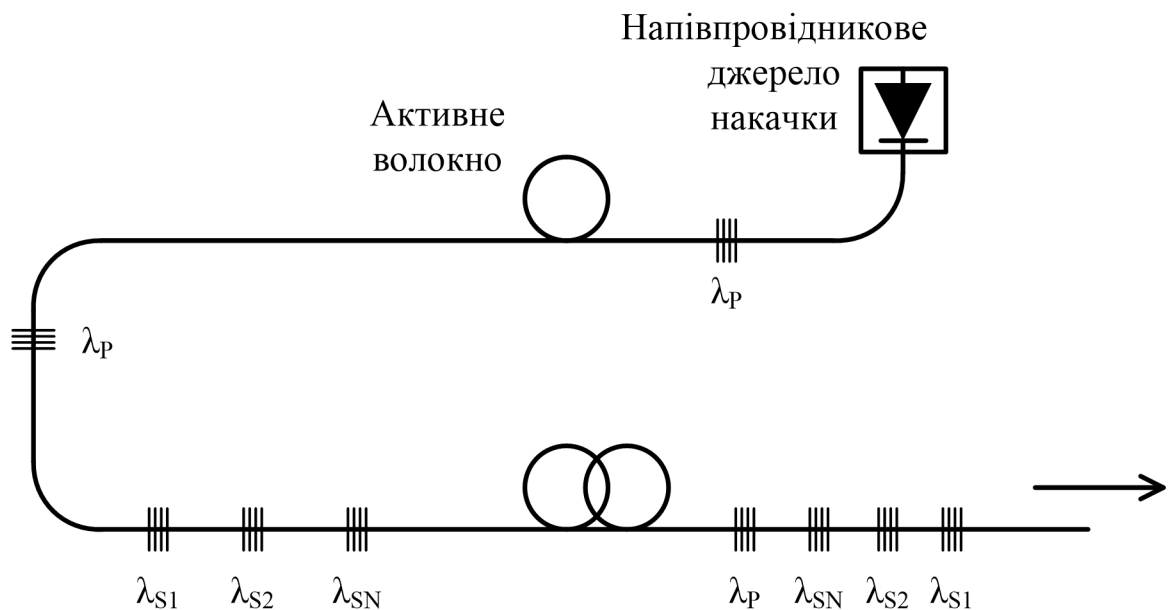


Рис. 1.13. Узагальнена схема N -каскадної генерації ВКР лазерів

Тільки до середини 90-х років завдяки бурхливому розвитку волоконної оптики та волоконно-оптичного зв'язку було розроблено повністю волоконні ефективні ВКР-лазери [129], в яких дзеркалами резонатора слугували внутрішньоволоконні бреггівські ґратки показника заломлення, а як активне середовище використовували германосилікатний волоконний світловод. Хоча такий ВКР-лазер мав високу ефективність, проте його суттєвим недоліком була мала величина стоксового зсуву ($\sim 430 \text{ см}^{-1}$), яка потребувала генерації стоксових компонентів високого порядку для отримання випромінювання в області 1,4 – 1,5 мкм. Для цього потрібно було записати у волоконному світловоді

5 – 6 пар бреггівських ґраток, що дуже ускладнювало конструкцію лазера. Тому подальші дослідження було спрямовано на пошук скляних волоконних світловодів з більшим стоксовим зсувом. Виявилось, що фосфоросилікатний світловод має дві смуги комбінаційного розсіювання зі стоксовими зсувами 490 і 1330 см^{-1} [10]. Використання стоксового зсуву 1330 см^{-1} дозволило значно спростити конструкцію волоконного ВКР-лазера й створити сімейство ВКР-лазерів, які генерують випромінювання практично на будь-якій довжині хвилі в спектральній області 1,1 – 1,65 $\mu\text{м}$ [11].

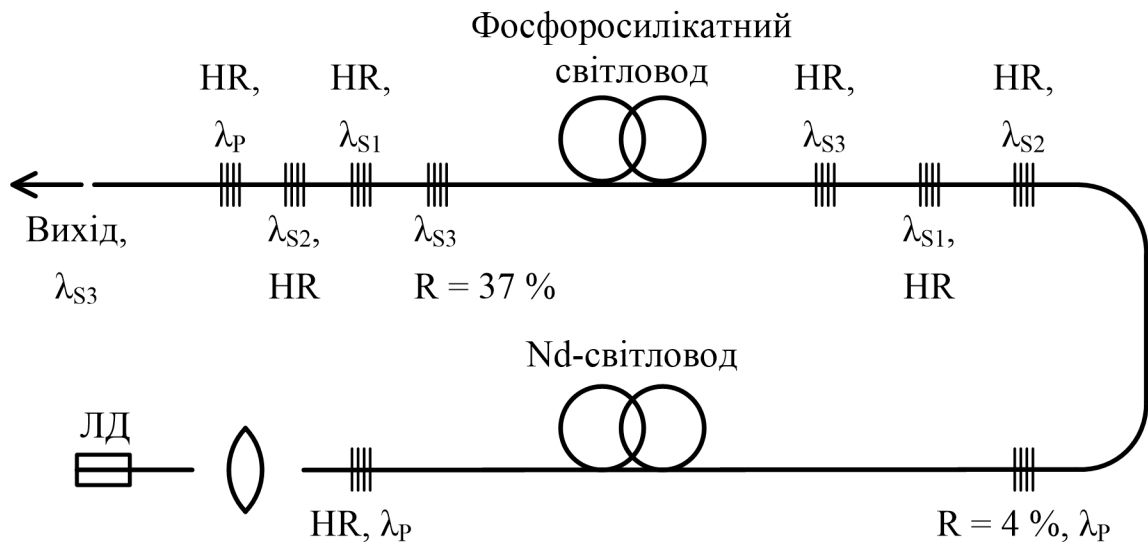


Рис. 1.14. Схема ВКР-лазера на фосфоросилікатному світловоді на довжину хвилі 1407 нм: *HR* – високовідбиваюча бреггівська ґратка, *R* – коефіцієнт відбиття

На рис. 1.14 наведено схему трьохкаскадного волоконного ВКР-лазера, в якому для генерації випромінювання з $\lambda = 1407$ нм використовували фосфоросилікатний світловод [10,11].

У сучасних телекомунікаційних системах вже досить тривалий час волоконні ВКР-лазери знаходять широке застосування як джерела накачки ВКР та ербієвих підсилювачів [24].

ВКР волоконні джерела, які випромінюють на двох і більше довжинах хвиль, було запропоновано для розширення спектру підсилення ВКР волоконних підсилювачів та покращення їх шумових характеристик [37]. Зазвичай у таких пристроях як активне середовище використовують спеціалізоване волокно, а генерації на декількох довжинах хвиль досягають встановленням відповідного числа пар волоконних бреггівських ґраток (ВБґ), які утворюють резонатори волоконного лазера.

Експериментальні дослідження показали, що накачку волоконних КР генераторів можна здійснювати від напівпровідникових лазерних діодів (ЛД). Сполучення лазерної накачки від діодів із волоконним КР генератором дає можливість створити компактний, ефективний та недорогий лазер для ближньої інфрачервоної області, зокрема для помпування ВКР-підсилювачів (ВКРП). Проте насамперед потрібно було вирішити проблеми ефективного вводу потужного випромінювання лазерного діода у серцевину одномодового волокна з одночасним забезпеченням променевої стійкості активного волокна до помпування. Цю проблему було вирішено з розробкою волокон із подвійним покриттям (ВПП) та серцевиною, легованою іонами Nd^{3+} (Yb^{3+}) та оптимальною структурою для накачування від лазерних діодів. Зокрема, у роботі [73] було запропоновано структуру активного волокна з подвійною оболонкою для вдосконалення накачки волоконних КР генераторів світла напівпровідниковими ЛД. На рис. 1.15 [13] зображено типову схему лазера на волокні з подвійним покриттям (ВПП) із внутрішньою серцевиною, легованою іонами Yb^{3+} (Nd^{3+}).

Таким чином, напівпровідникові ЛД, що було розроблено для діапазону 1420-1510 нм, за своїми основними параметрами, зокрема за рівнем вихідної потужності та якістю спектра випромінювання, стали цілком придатними для широкого застосування для накачування ВКРП, але наразі дуже серйозну конкуренцію їм створили волоконні лазери, оскільки застосування окремих оптичних передавачів на основі напівпровідникових ЛД викликає ряд проблем, що пов'язані зі стабілізацією їх частоти та заданої різниці фаз.

відзначити волоконні бреггівські ґратки з фазовим зсувом [131], інверсійний аподизований волоконний фільтр Гауса [132] й чірпований волоконний бреггівський фільтр [133]. Переваги таких методів було описано, зокрема, в роботі [131], в якій було продемонстровано схему на основі двох каскадних волоконних бреггівських ґраток із фазовим зсувом, котрі формували волоконний лазер із розподіленим зворотним зв'язком.

Висновки до розділу 1

У цьому розділі надано огляд літератури, що містить головні теоретичні відомості, які й складають фундаментальну основу розробки методів моделювання елементної бази пристроїв для ВКР підсилення та генерації сигналу в оптоволоконних системах надвисокої пропускної спроможності. Фундаментальність підходу до моделювання в роботі забезпечує загальний аналіз зв'язаних рівнянь хвиль накачки зі стоковим сигналом з урахуванням квантової динаміки ВКР та особливостей його фізичних механізмів порівняно зі спонтанним комбінаційним розсіюванням світла. Підкреслено узагальнювальну роль профілю ВКР підсилення як головного параметра зв'язку, що забезпечує нелінійне підсилення оптичної хвилі сигналу за рахунок потужності помпування.

Показано, що точність апроксимації профілів ВКР підсилення має принципове значення для моделювання та розробки ВКР лазерів та підсилювачів в одномодових кварцових волокнах. Вирішення задачі апроксимації профілів ВКР підсилення в аналітичному вигляді для певного кола поширених та визначених нижче волокон є актуальним завданням цієї роботи, яка суттєво спрощує аналіз умов забезпечення режиму абсолютної прозорості в цих кварцових волокнах при ВКР підсиленні світла. Крім того, створено можливість розробки нових методів моделювання порогів і смуг ВКР лазерної генерації в оптичних волокнах шляхом прямої побудови спектральної функції повної прозорості.

Проведений аналіз актуальної літератури показав, що пристрої ВКР

фотоніки – безінверсні лазери та оптичні підсилювачі – в сучасних умовах є фактично єдиною технологією, що здатна забезпечити освоєння всіх без винятку вікон прозорості кварцових волокон. Технічна реалізація ВКР лазерів та підсилювачів повною мірою проявляє всі відомі переваги надійності, що властиві повністю волоконному виконанню сучасних оптичних пристроїв. Наведено новітні схеми помпування пристроїв ВКР фотоніки, що застосовано в нових волоконних лазерах та підсилювачах для повного вікна прозорості кварцових волокон.

На завершення оглядового розділу наведено аналіз загальних особливостей і основних радіофотонних методів генерації когерентного випромінювання в терагерцовому діапазоні. Показано, що поєднання терабітних волоконно-оптичних ліній із бездротовим зв'язком розглядають зараз як головний напрям розвитку та вдосконалення сучасних телекомунікаційних систем надвисокої пропускної спроможності. У результаті порівняльного аналізу загальних особливостей і основних методів генерації випромінювання в терагерцовому діапазоні з'ясовано вирішальні переваги – висока когерентність та низький рівень фазових шумів для 2λ ВКР лазерної генерації у терагерцових джерелах випромінювання.

Отже, наведені теоретичні відомості та фундаментальні співвідношення складають надійну основу для досліджень, результати яких викладено в цій роботі, а саме для моделювання профілів ВКР підсилення у кварцових волокнах (розділ 2); для моделювання надширокосмугових ВКР підсилювачів для терабітних телекомунікаційних систем (розділ 3), а також для розробки методів вдосконалення джерел випромінювання терагерцового діапазону для телекомунікаційних систем методами ВКР радіофотоніки (розділ 4).

РОЗДІЛ 2. МОДЕЛЮВАННЯ ПРОФІЛІВ ВКР ПІДСИЛЕННЯ У КВАРЦОВИХ ВОЛОКНАХ

2.1 Обґрунтування методики аналітичної апроксимації профілів ВКР підсилення шляхом багатомодової декомпозиції спектрів комбінаційного розсіювання у кварцових волокнах

Базова система укорочених рівнянь (1.6)-(1.7), що описує загальний процес взаємодії лише двох хвиль – накачки та стоксового сигналу, потребує суттєвої модифікації на випадок нелінійної взаємодії кількох хвиль помпування із сотнями мультиплексованих сигналів. Проблему моделювання ВКРП обговорювали в науковій літературі упродовж досить тривалого часу і для моделювання процесу ВКР підсилення, зокрема із застосуванням кількох довжин хвиль помпування, використовуючи різні форми зв'язаних рівнянь [25, 30, 135-140].

У роботі [30] наведено детальні рівняння для моделювання ВКР підсилювача на одномодовому оптичному волокні, в яких було зроблено спробу збереження кількості фотонів. Відзначено, що створений за результатами моделювання зразок ВКРП отримав суттєво поліпшені робочі характеристики. У попередній роботі [25] представили моделювання стоксового підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ) та каскадної стоксової генерації в одномодових волокнах. За результатами перевірки підсилення розрахованого за попередніми моделями в роботі [138] додали зворотне релеєвське розсіювання та вказали на необхідність врахування залежності ефективної площі перерізу волоконної моди від довжини хвилі. У роботі [139] наголошено на важливості врахування антистоксового спонтанного випромінювання.

Наведемо систему рівнянь, що описує схему накачки на кількох довжинах хвиль, в якій зберігається кількість фотонів, а також враховуються втрати волокна $\alpha(\nu, T)$ та обернене релеєвське розсіяння $\gamma_b(\nu)$. Цю систему прийнято

[140] записувати у формі узагальненого рівняння для великої кількості каналів з оптичною смугою $\Delta\nu$, що розповсюджуються у прямому напрямі до накачки (з індексом “+”) та в оберненому напрямку (“-”):

$$\begin{aligned}
\pm \frac{dP_i^\pm}{dz} = & -\alpha(\nu_i, T)P_i^\pm + \gamma_b(\nu_i)P_i^\mp + \\
& + P_i^\pm \sum_j^{\nu_j > \nu_i} \frac{g_R(\nu_j, \nu_i)}{A_{eff}(\nu_j, \nu_i)} (P_j^+ + P_j^-) \Delta\nu + \\
& + 2 \sum_j^{\nu_j > \nu_i} (P_j^+ + P_j^-) h\nu_i \Delta\nu \frac{g_R(\nu_j, \nu_i)}{A_{eff}(\nu_j, \nu_i)} \cdot [n_B + 1] - \\
& - P_i^\pm \sum_j^{\nu_j < \nu_i} \frac{V_j}{V_i} \frac{\nu_i}{\nu_j} \frac{g_R(\nu_i, \nu_j)}{A_{eff}(\nu_i, \nu_j)} (P_j^+ + P_j^-) \Delta\nu + \\
& + 2 \sum_j^{\nu_j < \nu_i} (P_j^+ + P_j^-) h\nu_i \Delta\nu \frac{\nu_i}{\nu_j} \frac{V_j}{V_i} \frac{g_R(\nu_i, \nu_j)}{A_{eff}(\nu_i, \nu_j)} \cdot n_B,
\end{aligned} \tag{2.1}$$

де індекс i відповідає i -ій довжині хвилі з частотою ν_i , а V_i та P_i – групова швидкість та оптичні потужності, відповідно. $A_{eff}(\nu)$ – ефективна площа волокна, а $g_R(\nu_i, \nu_j)$ – коефіцієнт КР підсилення на частоті сигналу (ν_j) від накачки із частотою (ν_i). $n_B(\nu) = [\exp(h\nu / kT) - 1]^{-1}$ – фактор розподілу Бозе-Ейнштейна для фононів, де h – стала Планка, k – стала Больцмана, T – температура. Доданок в (2.1), який містить множник $n_B(\nu)+1$, відповідає stokсовій компоненті підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ), а доданок із множником $n_B(\nu)$ описує генерацію антистоксового ПСВ, яке виникає в результаті збереження кількості фотонів.

Модифікована система багатьох рівнянь (2.1) вже не має не тільки загального розв’язку, але й наближених аналітичних розв’язків типу (1.8). Однак головна проблема моделювання пристроїв ВКР фотоніки полягає не стільки в досить очевидних складнощах числового розв’язку систем диференціальних рівнянь дуже високого порядку, але й у точності визначення експериментальних параметрів, зокрема $g_R(\omega)$.

2.1.1. Проблеми аналізу профілів ВКР підсилення при моделюванні пристроїв нелінійної фотоніки

Відомі складнощі процесу нелінійної взаємодії кількох накачок із сотнями сигналів полягають у динамічній зміні потужності помпування, що описано системою зв'язаних рівнянь типу (2.1). Про поодинокі приклади розв'язку системи рівнянь (2.1) для моделювання параметрів ВКР підсилювачів повідомлялось в [30], що мали 8 джерел накачки та реалізували нерівномірність підсилення в межах 1,1 дБ у смузі 70 нм. Однак проблеми оптимізації параметрів таких оптичних підсилювачів не було вирішено, що досить активно обговорюють [139 - 147]. Саме складна природа процесу ВКР надзвичайно ускладнює отримання профілю ВКР підсилення із багатохвильовою накачкою безпосередньо з рівнянь зв'язаних хвиль (2.1). У ряді ранніх робіт [140 - 142] було зроблено кілька не зовсім успішних спроб оптимального вибору потужності кількох накачок та їх розподілу за довжинами хвилі шляхом прямого застосування методів числової оптимізації зв'язаних рівнянь. Основну увагу приділяли методам розв'язку складних систем диференціальних рівнянь високого порядку, зокрема за алгоритмами моделі відпалювання [141], одношарових нейронних мереж із прямими зв'язками [142], та аналогічних методів [140].

Однак як тільки автоматичний вибір довжин хвиль накачування роблять на основі використання значень ВКР підсилення тільки на довжині хвилі максимуму, то зазвичай у результаті отримують практично нереальні розподіли потужності для накачок.

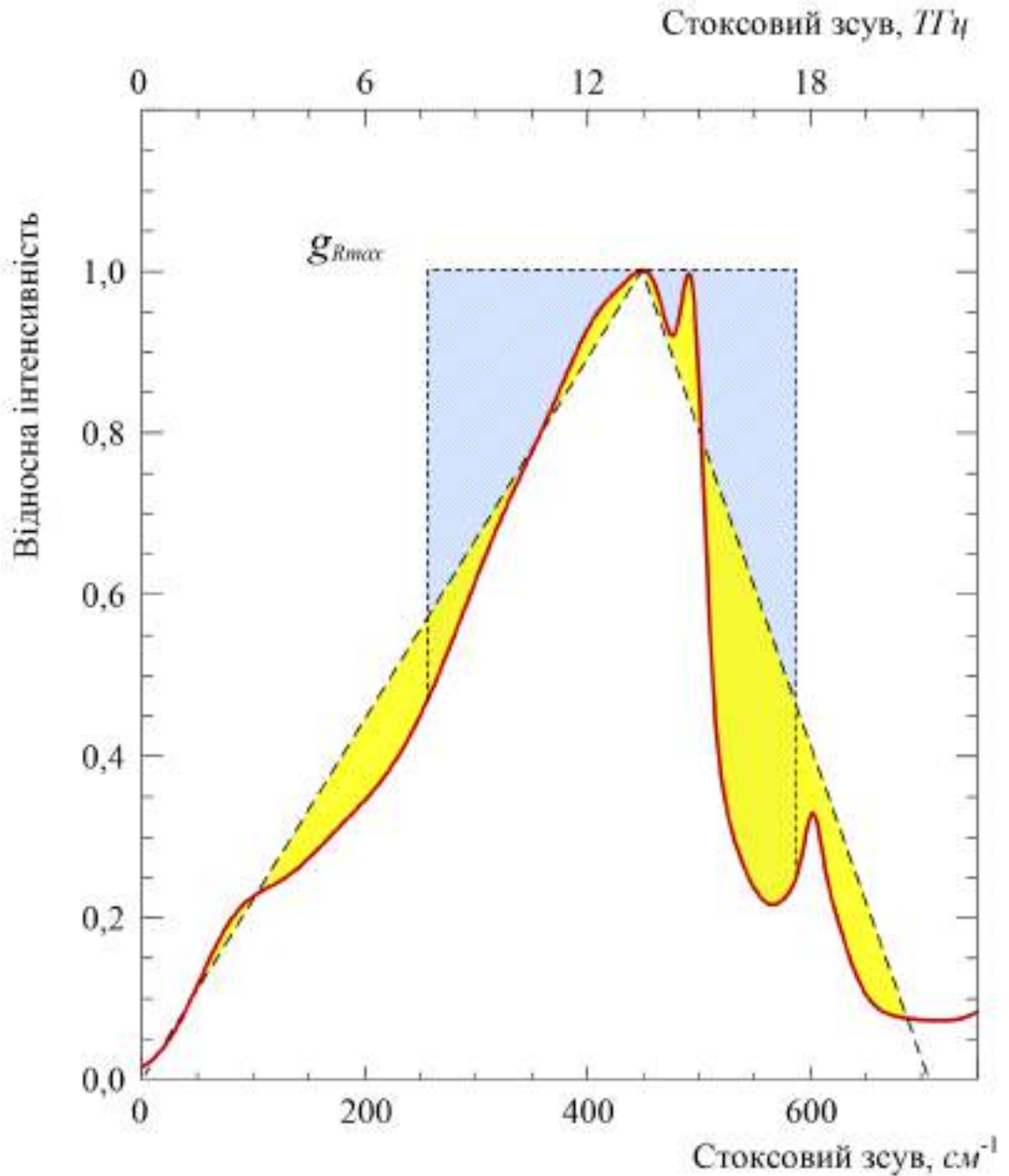


Рис.2.1 Зафарбовані ділянки демонструють значні похибки апроксимації реального профілю ВКР підсилення при його наближенні такими простими фігурами, як трикутник або прямокутник (для випадку $g_{Rmax}=\text{const}$).

Це пов'язано із систематичними похибками при визначенні таких залежних від частоти множників у коефіцієнтах зв'язаних рівнянь, як коефіцієнт КР підсилення та ефективна площа для кожної з довжин хвиль.

На рис.2.1 ми наводимо аналіз похибок апроксимації у графічному вигляді профілю ВКР підсилення у разі використання деяких найпростіших функцій. Зафарбовані області демонструють значні похибки апроксимації реального профілю ВКР підсилення при його наближенні такими простими фігурами як трикутник або прямокутник (для випадку $g_{Rmax}=\text{const}$).

Усі параметри КР підсилення в оптичному волокні можна обчислити з рівнянь розповсюдження (2.1) для хвиль сигналів та накачок тільки у разі застосування максимально точної теоретичної моделі.

У роботі [148] проведено теоретичний аналіз коефіцієнта КР підсилення в оптичних волокнах для однієї довжини хвилі накачки та зроблено всебічний аналіз його масштабування з довжиною хвилі, а також залежності від модового перекриття та складу матеріалу волокна.

Варто зазначити, що у випадках, коли профіль КР підсилення $g_R(\nu)$ моделюють сталою, яка не залежить від частоти або максимумом простої форми, наприклад у вигляді трикутника, то числові методи можуть давати незадовільні результати, оскільки розв'язки зв'язаних рівнянь типу (2.1) є надзвичайно чутливими до величин коефіцієнтів рівнянь. Якщо точність визначення величин $g_R(\nu_i, \nu_j)$ у системі рівнянь (2.1) є недостатньою, то числові методи не дозволяють вирішити задачу оптимізації параметрів ВКРП повною мірою. Тому для моделювання ВКР підсилювальної системи профіль підсилення має бути визначено з максимально можливою точністю. З другого боку, як буде показано нижче, спектроскопічне моделювання частотної залежності коефіцієнта ВКР підсилення надає можливість визначити форму смуги підсилення для ВКРП не вдаючись до громіздкого розв'язку системи зв'язаних рівнянь.

Зазначимо, що моделювання ВКРП як із використанням системи зв'язаних рівнянь типу (2.1), так і іншими методами є одним із напрямків сучасних досліджень. Тому цим питанням присвячено окремий розділ 3.

У загальному випадку для процесу вимушеної КР взаємодії дуже великої кількості хвиль оптичного випромінювання як сигналів, так і помпування, частотну залежність коефіцієнта КР підсилення $g_R(\nu)$ визначають як суперпозицію підсилення $g_R(\nu, \nu_j)$ від кожної із частот ν_j генерації окремого джерела накачування. Для кожної фіксованої частоти помпування ν_j підсилення всіх хвиль у стоксовій області (у тому числі і більш низькочастотних накачок) визначають функцією форми спектру ВКР $g_R(\nu) \sim S(\nu)$; нагадаємо, що її називають профілем ВКР підсилення. Відповідно профіль ВКР підсилення відіграє основну роль для опису нелінійно-оптичного підсилення.

Тому для вирішення практично важливої проблеми вирівнювання коефіцієнта підсилення в дуже широкій смузі ВКРП, яка може перевищувати значення 10 ТГц, виникла потреба розробки спеціальних методів моделювання та оптимізації параметрів волоконних підсилювачів. Зараз задачу аналізу ВКРП та вибору номінальної вхідної потужності джерел помпування вирішують переважно прямим методом розв'язку нелінійних зв'язаних рівнянь для ВКР взаємодії між сотнями хвиль сигналів та кількома хвилями помпування. Наразі для оптимізації розподілу джерел помпування за довжинами хвиль успішно використовують методи спектроскопічного моделювання.

2.1.2 Порівняння методів та засобів спектроскопічної декомпозиції спектрів КР в аморфному середовищі оптичних волокон

Спектр спонтанного КР зображено на рис.2.2. У попередній роботі [149] описано аналітичну методику розкладання спонтанного спектру КР у кварцових волокнах за допомогою набору гауссових компонент. У цьому розкладі здійснено ретельну прив'язку до спостережуваних особливостей спектру – положення максимумів, схилів та п'єдесталів, що наявні у спектрі. У результаті

декомпозиції спектру отримано набір відносних амплітуд та ширини використаних компонент. Виявлено, що за допомогою всього 10 компонент область КР, що укладена між 0 та 900 см^{-1} , можна апроксимувати з точністю не гірше ніж 1%.

Спектр КР підсилення згідно з теорією, яку викладено у розділі 1, відрізняється від спонтанного спектру КР (рис.2.2) на множник теплової заселеності основного стану $n_v + 1$.

Деякі із семи яскраво виражених піків на рис.2.2 є настільки асиметричними, що за грубою оцінкою вони можуть відповідати сумі приблизно

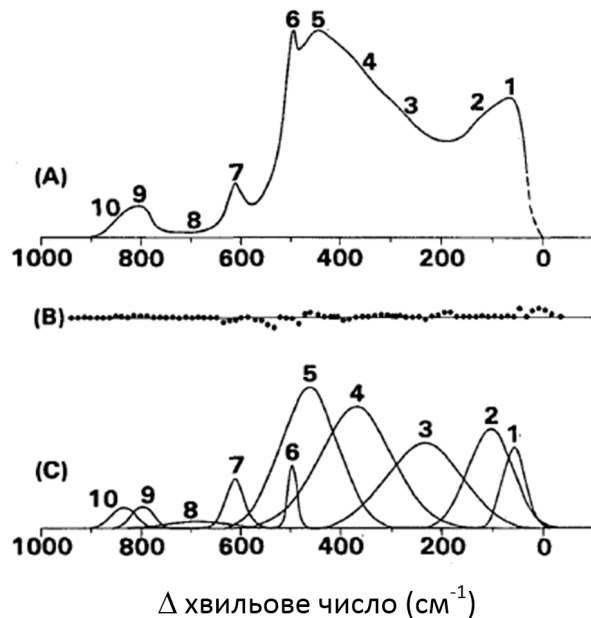


Рис. 2.2 Спектр стоксового спонтанного випромінювання КР у волокнах плавленого кварцу для області від 0 до 900 см^{-1} . Числами позначено особливості спектру – максимуми, схили та п'єдестали (з роботи [149]).

рівнянь при їх числовому розв'язку. Вирішення цієї задачі потребує застосування декомпозиції КР контуру за допомогою кількох коливальних мод.

Кожна коливальна мода у плавленому кварці є надзвичайно широкою і може мати гауссовий профіль, якщо має місце неоднорідне розширення, або ж залишатися у лінії, що характерна для осцилятора (“лорентцевого” типу) у разі

10–15 коливальних мод, кожна з яких є ансамблем гармонічних осциляторів і робить свій внесок до КР спектру кварцового волокна.

Такий спектр не можна точно описати за допомогою простої функції з одним максимумом, апроксимація трикутником (див. рис.2.1) дає надто грубе наближення, а наближення лише однією функцією осцилятора або гауссовою функцією у ряді випадків може виявитися незадовільним, наприклад для обчислення коефіцієнтів зв'язаних

однорідного розширення. Така спектроскопічна класифікація лежить в основі декомпозиції та інтерпретації експериментального спектру КР підсилення.

Модельний аналіз спектру КР за допомогою гаусових профілів лінії засновано на такому виразі:

$$g_R(\omega) = \sum_{i=1}^N A_i \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_{v,i})^2}{\Gamma_i^2} \right], \quad (2.2)$$

де N – кількість мод, що використано для декомпозиції, які вибирають, виходячи зі спектрального діапазону, що підлягає аналізу ($N=10$ в [149] для області $0-800 \text{ см}^{-1}$ або $N=13$ в [150] для області $0-1500 \text{ см}^{-1}$), $\omega_{v,i}$ – центральна частота i -ого гауссового профілю, параметр $\Gamma_i = \text{FWHM}_i / (2\sqrt{\ln 2}) \approx 0,6 \text{ FWHM}_i$, де FWHM_i – повна ширина на половині від максимуму для i -ого гауссового профілю, яку зазвичай використовують у спектроскопії. Величини амплітуд A_i разом з $\omega_{v,i}$ та Γ_i використовують як параметри для нелінійної апроксимації.

Обґрунтовуючи фізичний зміст процедури гаусової декомпозиції спектра КР підсилення, треба відзначити той факт, що плавлений кварц являє собою аморфний матеріал. Тому треба очікувати [13] формування гаусового профілю для суперпозиції великої кількості вузьких спектральних максимумів з нормальним розподілом випадкових значень частот для цих осциляторів.

На відміну від неоднорідного розширення у разі однорідного розширення коливальних частот для декомпозиції складного спектрального контуру традиційно використовують лорентцеву форму лінії. У цьому випадку апроксимація профілю ВКР набуває такого вигляду:

$$g_R(\omega) = \sum_{i=1}^N A_i \cdot \frac{(\gamma_i / 2)^2}{(\omega - \omega_{v,i})^2 + (\gamma_i / 2)^2} \quad (2.3)$$

де A_i – амплітуда нормованого лорентцевого профілю, $\omega_{v,i}$ – частота у центрі лінії, а γ_i – повна ширина на половині максимуму.

Практика показує, що у разі однорідного розширення доцільно використати набір нормованих функцій фононного осцилятора, які

безпосередньо витікають із напівкласичної теорії ВКР [14], що дозволяє подати функцію $g_R(\omega)$ у такому вигляді:

$$g_R(\omega) = \sum_{i=1}^{N_m} \frac{A_i}{\omega_{v,i}} \cdot \frac{\omega_{v,i} \gamma_i^2 \omega}{(\omega^2 - \omega_{v,i}^2)^2 + (\omega \gamma_i)^2}. \quad (2.4)$$

Якщо спектр КР формується за рахунок незалежних механізмів, які приводять як до однорідного, так і неоднорідного розширення, то його комп'ютерну декомпозицію прийнято здійснювати за допомогою згортки від лоренцевої та гауссової функцій, яка носить назву функції Фойгта. Під час використання цієї функції $g_R(\omega)$ можна представити як [14]:

$$g_R(\omega) = \sum_{i=1}^{N_m} A_i \cdot \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{\gamma_i^2 / 2\Gamma_i^2 + [(\omega - \omega_{v,i}) / \sqrt{2}\Gamma_i - t]^2} dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{\gamma_i^2 / 2\Gamma_i^2 + t^2} dt}, \quad (2.5)$$

де у кожному із профілів Фойгта є 4 параметри, причому A_i та $\omega_{v,i}$ – як і раніше відповідають амплітуді та центральній частоті нормованого профілю в центрі лінії, а Γ_i і γ_i – напівширини гауссової і лорентцевої компонент.

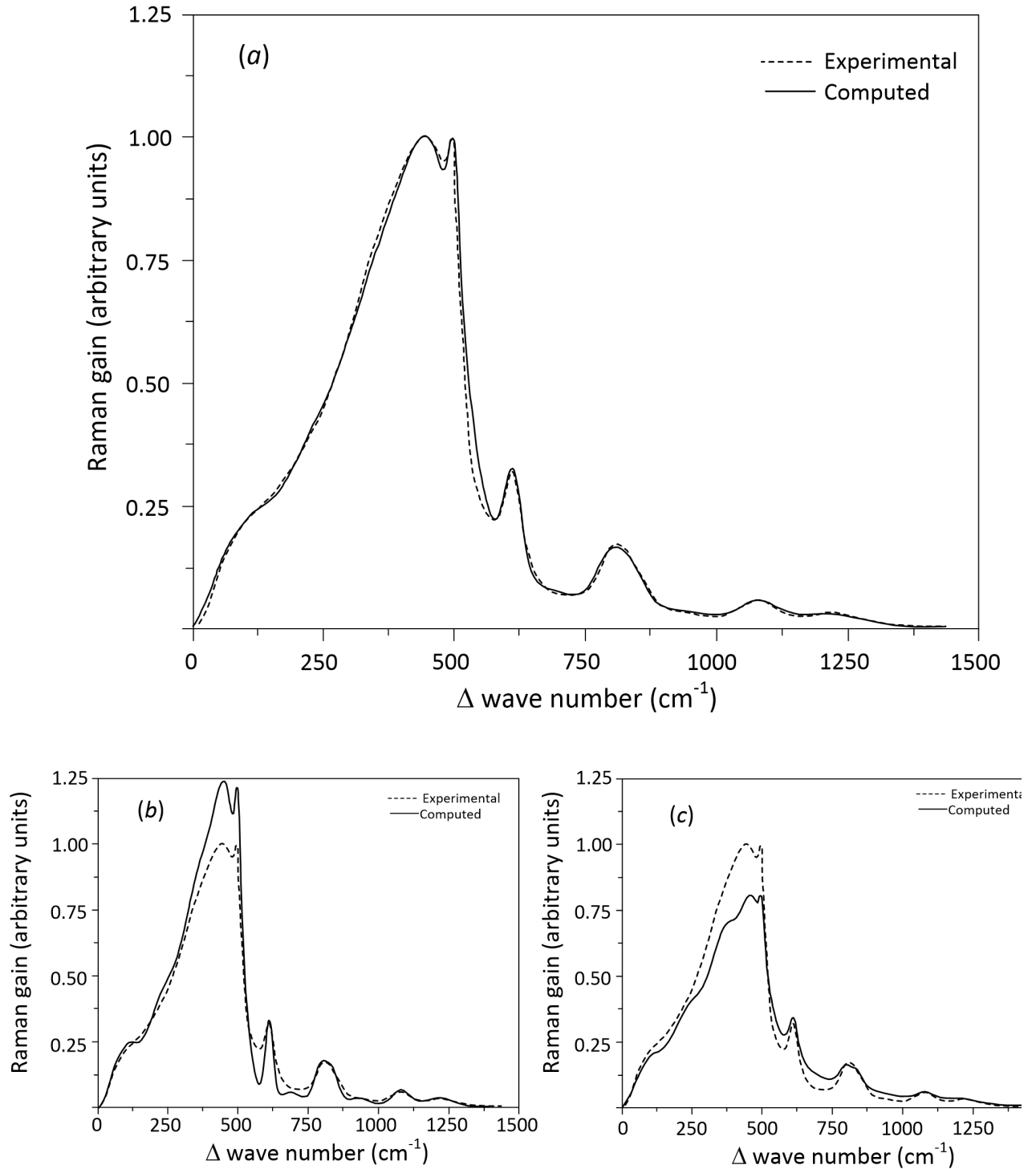


Рис. 2.3 Результат застосування різних моделей для багатомодової (13 коливних мод) декомпозиції профілю ВКР підсилення стандартного одномодового волокна на основі кварцового скла (за даними з роботи [150]).

Схожу модель кількох коливальних мод із 13 компонентами використовували в роботі [150] для декомпозиції спектру вимушеного КР підсилення у волокнах із плавненого кварцу та моделювання експериментального профілю ВКР підсилення. Для апроксимації застосовували модель проміжного розширення, але із дещо іншим набором базових функцій для декомпозиції спектру ВКР:

$$g_R(\omega) = \sum_{l=1}^{N_m} \frac{A'_l}{2\omega_{v,l}} \int_0^{\infty} \{\cos[(\omega_{v,l} - \omega)t] - \cos[(\omega_{v,l} + \omega)t]\} \exp(-\gamma_l t) \exp(-\Gamma_l^2 t^2 / 4) dt \quad (2.6),$$

де кожний доданок у сумі містить 4 параметри, які мають той же сенс, що й у попередньому виразі для профілів Фойгта.

Описані функції (2.2) – (2.6) зовсім не вичерпують список можливостей сучасного програмного забезпечення з обробки спектральної інформації. Однак у застосуванні до кварцових волокон, як показує практика, більш складна проміжна модель розширення, яка базується на виразах типу (2.6), сама собою ще не приводить до кращої точності і не завжди виправдовує підвищення обчислювальних витрат більше ніж на порядок. За останніми даними переваги проміжної моделі у відношенні точності не підтверджуються, оскільки в роботі [150] апроксимацію виконували вручну. Тому з точки зору практичних застосувань потреба використання великої кількості додаткових параметрів апроксимації у сполученні з досить складними базовими функціями, які не виражаються через елементарні функції, на наш погляд, навряд чи можна вважати доцільною.

Треба відзначити, що доцільність процедури декомпозиції має два аспекти. По-перше, це спектроскопічний аспект. Декомпозицію можна розглядати як можливий метод поділу щільності станів на цілком визначені внески. Смуги КР із частотами меншими за 1055 або 1180 cm^{-1} , як відзначалося у роботі [149], відносять в основному до однофоонних фундаментальних коливань.

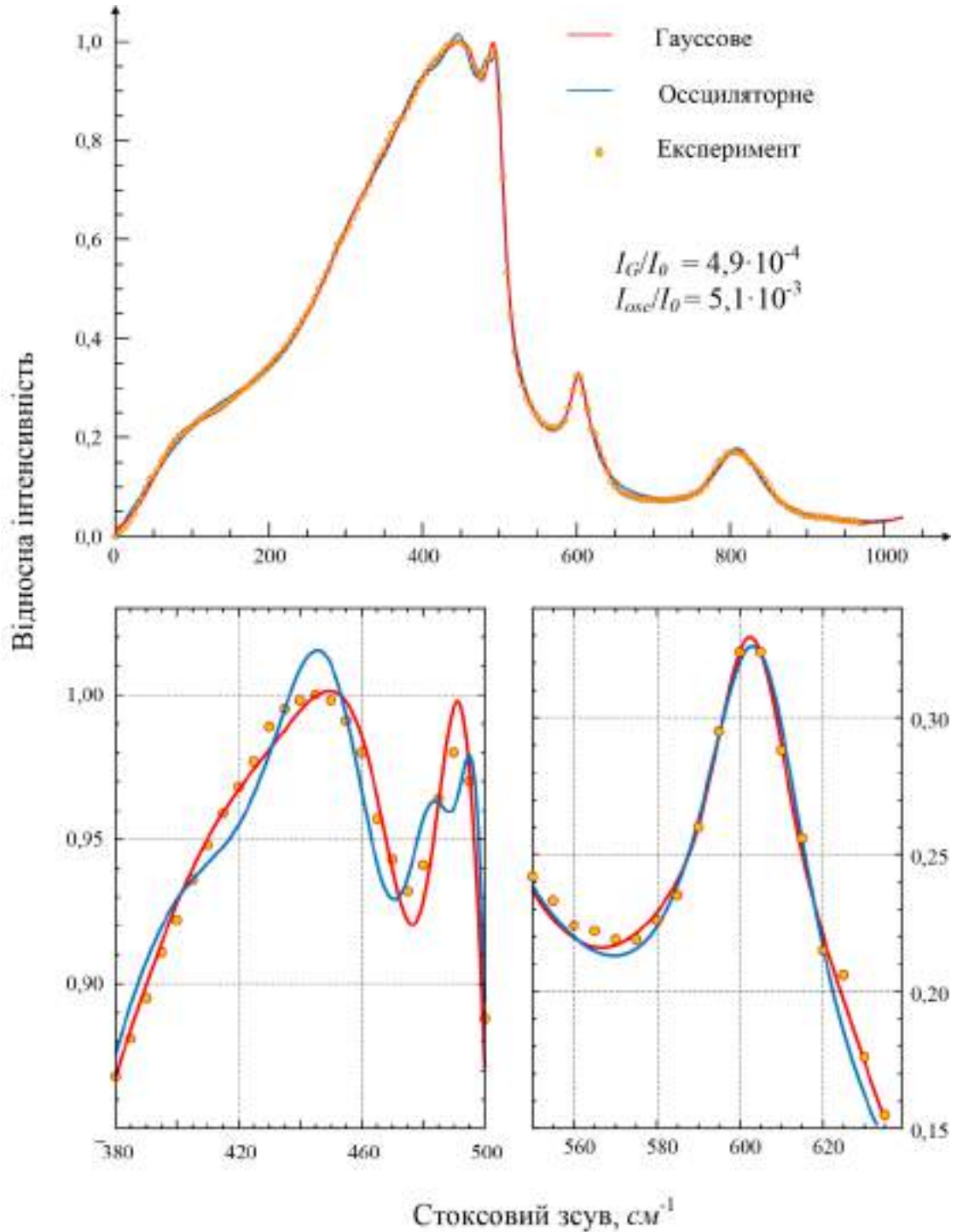


Рис. 2.4. Порівняння результатів застосування методу Левенберга-Марквардта до нелінійної апроксимації профілю ВКР підсилення за гауссовими та осциляторними профілями у волокнах із чистого кварцу: (а)- область 0-1400 cm^{-1} ; (б) область 380-500 cm^{-1} ; (в) область 550-630 cm^{-1} .

По-друге, є прикладний аспект декомпозиції, за якого мета полягає в досягненні максимальної точності апроксимації експериментального профілю ВКР підсилення, причому із використанням найбільш простих функцій для декомпозиції $g_R(\omega)$. Оскільки досягнення найкращої відповідності ми ставили як основну задачу декомпозиції, то у роботах [151-153] ми застосували комп'ютерну процедуру нелінійної апроксимації за методом Левенберга-Марквардта [154, 155].

2.1.3 Особливості застосування процедури нелінійної регресії за методом Левенберга-Марквардта у середовищі Wolfram Mathematica

У цій роботі процедура нелінійної регресії за методом Левенберга-Марквардта, що раніше була в середовищі Wolfram Mathematica версії 6.0, була модернізувалася до версії 10.0. Незалежно від цього такий метод використовує алгоритм пошуку мінімуму суми найменших квадратів методом якнайшвидшого спуску до квадратичної мінімізації, що дозволяє одержати дуже гарні практичні результати при апроксимації спектру КР підсилення (рис.2.4).

Справді з порівняння результатів застосування методу Левенберга-Марквардта до нелінійної апроксимації профілю ВКР підсилення за гаусовими та осциляторними профілями у волокнах із чистого кварцу, що наведено на рис.2.4, ми бачимо майже повну відповідність обох розрахункових профілів експериментальним даним в області 0 - 1400 см^{-1} (рис.2.4a). Відносна похибка апроксимації відповідно складала 0,049% для гаусових компонент та 0,51% для осциляторних компонент, що в обох випадках значно краще, ніж точність вимірювання власне спектрів на практиці. Зазначимо також, що у використаному нами програмному середовищі Wolfram Mathematica цю точність апроксимації встановлено автоматично та визначено після завершення всієї процедури нелінійної регресії. Тому на порядок краща точність із використанням гаусових компонент порівняно з осциляторними може бути, хоча й не прямим, але доказом

неоднорідного розширення коливних резонансів молекулярних наноконструкцій у серцевині досліджуваних кварцових волокон.

Оскільки всі криві на рис.2.4а практично збігаються, то на рис.2.4б,в окремо продемонстровано: область спектру $380\text{-}500\text{ см}^{-1}$ та область $550\text{-}630\text{ см}^{-1}$, що дозволяє наочно оцінити дещо кращу точність гаусової апроксимації по відношенню. Саме цей факт обґрунтовує виключне використання гаусових компонент у цій роботі для декомпозиції профілів ВКР підсилення досліджуваних кварцових волокон.

2.2 Гаусова декомпозиція профілю ВКР підсилення телекомунікаційного волокна типу True Wave^{RS}

Основним чином за рахунок ВКР підсилення, як було зазначено у розділі 1, у роботі [15] було забезпечено смугу пропускання $> 120\text{ нм}$, яка перекриває три стандартні (S, C та L) вікна прозорості волокон на основі кварцового скла. Зазначимо, що три вікна прозорості загальною шириною 20 ТГц (рис.2.5а) в одномодових волокнах (ОМВ) на основі кварцового скла в перспективі можна розширити до 55 ТГц шляхом освоєння ще двох смуг – E та O вікон прозорості.

2.2.1 Волокно типу True Wave^{RS} як активне середовище для ВКР фотоніки

На роль технологічної основи середовища передачі даних із розширеним робочим діапазоном довжин хвилі, мінімальним загасанням сигналів та низькою дисперсією вже існує претендент – ОМВ типу True Wave^{RS}, який задовільняє зазначені вимоги. Тому перспективи вирішення проблем освоєння повної смуги прозорості волокон зараз пов'язують із використанням методів ВКР фотоніки, якими створюють як широкодіапазонні оптичні підсилувачі, так і якісні та ефективні джерела випромінювання. Сучасні ВКР лазери вже досягли рівня вихідної потужності $\gg 1\text{ Вт}$ [19] в неперервному режимі, що цілком достатньо для помпування оптичних підсилувачів.

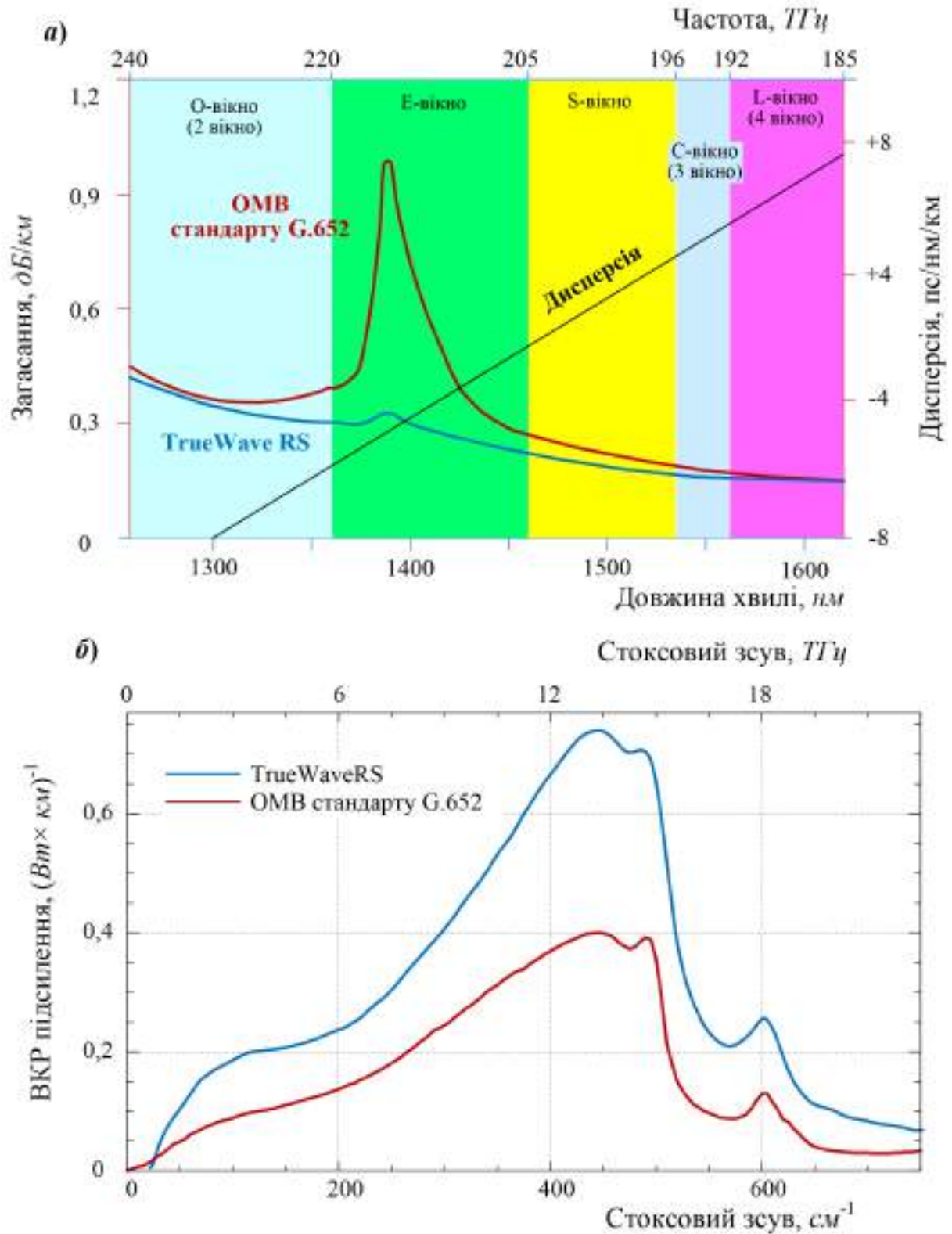


Рис. 2.5 а) загасання (дБ/км) у типових телекомунікаційних вікнах (стандартного OMB та True Wave^{RS});

б) профілі ВКР підсилення [23] тих же волокон.

Вимушене випромінювання, а отже і лазерну генерацію у волокнах можна отримати на будь-якій довжині хвилі, що дає можливість їх використання в канало-утворювальній апаратурі телекомунікаційних систем.

У цій роботі ми наводимо результати моделювання широкосмугового волоконного ВКР підсилювача з рівномірною смугою підсилення, що охоплює C+L телекомунікаційні вікна, у стандартному волокні типу True Wave^{RS}.

Звичайне одномодове волокно стандарту G.652 [156] добре зарекомендувало себе раніше при мінімізації втрат та максимізації смуги пропускання в системах, що працювали на довжині хвилі нульової дисперсії 1310 нм. Однак, його висока хроматична дисперсія на довжині хвилі 1550 нм (приблизно 17 пс/нм/км) потребувала дорогої компенсації дисперсії, якщо швидкість передачі даних перевищувала 2,5 Гбіт/с. Крім того, волокно з компенсацією дисперсії зазвичай вносить у систему більші втрати, дисперсію поляризаційних мод PMD (Polarization Mode Dispersion) та вартість. Тому на заміну OMB стандарту G.652 взято унікальну конструкцію волокна типу True Wave^{RS}, яке дозволяє значно зменшити загальну вартість системи (за рахунок компенсаторів дисперсії, підсилювачів та навіть лазерів).

Застосування True Wave^{RS} (рис.2.5) може відігравати вирішальну роль в освоєнні нових смуг підсилення, серед яких найбільший практичний інтерес викликають вікна (C та L), в яких загасання майже рівномірно розподілене за спектром частот обох вікон і має значення близько 0,2 дБ/км. Несуттєве збільшення загасання можна спостерігати в S-вікні. Крім того, волокно True Wave^{RS} дає одне з найнижчих значень загасання в області піку поглинання води. Його типове значення на довжині хвилі 1383 нм $\leq 0,35$ дБ/км зберігається після впливу водню згідно з випробуванням, визначеним в IEC 60793-2-50.

Отже, до переваг волокна True Wave^{RS} порівняно з іншими OMB стандарту G.655 зазвичай відносять низьке значення та нахил дисперсії, що спрощує конструктивну реалізацію та зменшує вартість компенсації дисперсії, а також

майже повне видалення піку поглинання води. Рівень висушування водяного піку за показником загасання у волокні True Wave^{RS}, як видно на рис.2.5а, дозволяє ефективно його застосовувати практично в усіх п'яти вікнах прозорості, в тому числі і в Е вікні, яке недоступне для звичайного волокна із чистого кварцу. За сукупністю характеристик волокно True Wave^{RS} відповідає найбільш жорсткому рівню стандартів ITU-T G.655. С та D [156]. Крім того, окремими дослідженнями встановлено [23], що максимум спектру підсилення у волокні True Wave^{RS} (рис.2.5б) майже в 2 рази вищий порівняно зі стандартним ОМВ. Тому, існує можливість застосувань цього волокна як активне середовище у ВКР підсилювачі (ВКРП) як з розподіленими, так і зосередженими параметрами.

Наголосимо, що тільки застосування ВКРП зараз спроможне забезпечити смугу підсилення одночасно в обох С+L вікнах шляхом багатохвильового накачування на більш коротких довжинах хвилі. Саме багатохвильове накачування у ВКРП, тобто застосування кількох довжин хвиль накачування дозволяє одночасно перекрити смугу частот ~ 13 ТГц. Водночас у ВКРП за рахунок регулювання потужності накачування можна забезпечити досить суттєве динамічне вирівнювання нерівномірності смуги підсилення. Проте, ВКР профілі підсилення (рис.2.5б) в активних волокнах експериментально спостерігають [23] як дуже складний та нерегулярний континуум, що суттєво ускладнює задачу кількісного описання смуги підсилення у пристроях ВКР фотоніки.

2.2.2 Результати гаусової декомпозиції профілю ВКР підсилення волокна True Wave^{RS}

На початку моделювання ВКРП з багатохвильовим накачуванням для С+L телекомунікаційних вікон у нашій роботі ми застосували спектроскопічний метод декомпозиції складного спектру на окремі коливальні моди. Хоча ця методика належить до майже стандартних задач спектроскопічних досліджень, однак її застосування у разі оптичних волокон значно ускладнюється аморфною

природою кварцового скла. У результаті смуги у спектрах ВКР мають дифузний характер у дуже широкій області стоксових частот понад 1000 см^{-1} [142]. Загальні розв'язки таких задач відсутні до цього часу. Проте нам вдалося знайти спеціальне рішення цієї проблеми в ряді окремих випадків [157], зокрема для True Wave^{RS} волокна.

Сучасні методи нелінійної регресії, що використано в роботі [157] для багатомодової декомпозиції, дозволяють суттєво підвищити точність апроксимації порівняно з попередніми роботами [150] під час аналізу ВКР профілів підсилення в кількох типах волокон. У цьому підрозділі ми наводимо результати гаусової декомпозиції ВКР профілю підсилення у волокні типу True Wave^{RS}.

Розклад профілю ВКР підсилення на кілька гаусових компонент [157] можна подати у такому вигляді:

$$g_R(\omega) = g_{R\max} \cdot \sum_{i=1}^N A_i \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_{v,i})^2}{\Gamma_i^2}\right] = g_{R\max} \cdot \varphi(\omega), \quad (2.7)$$

де $\varphi(\omega)$ – аналітична функція від частоти ω , за допомогою якої описано нормований ВКР профіль підсилення, $g_{R\max}$ – максимальне значення коефіцієнта ВКР підсилення, N – кількість компонентів, A_i і $\omega_{v,i}$ – відповідно амплітуда та центральна частота i -ої гаусової компоненти; зрештою сталі загасання $\Gamma_i = \Delta\omega_i / (2\sqrt{\ln 2}) \approx 0,6\Delta\omega_i$, де $\Delta\omega_i$ – це повна ширина на половині від максимуму для i -го гаусового профілю, що зазвичай використовують у спектроскопії.

Профілі ВКР підсилення, показані на рис. 2.6, отримано шляхом апроксимації (суцільна лінія) в точках вибірки експериментального спектру ВКР підсилення (марковані колами) для гаусової апроксимації експериментального профілю True Wave^{RS} волокна. Усі 10 гаусіан показано на рис. 2.7 кольоровими суцільними лініями, а його загальну обвідну зображено більш жирною лінією.

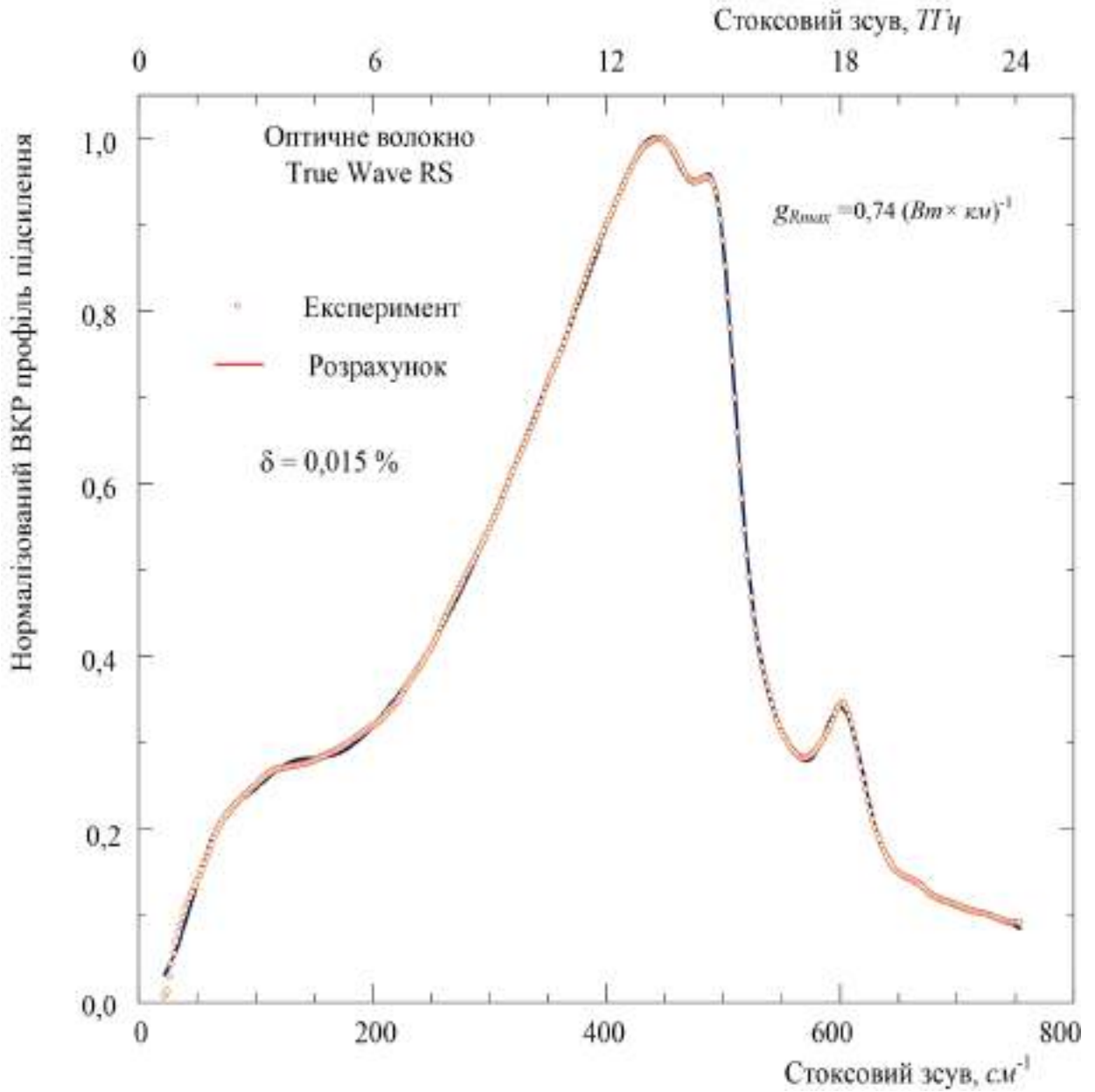


Рис. 2.6. Результат багатомодової апроксимації профілю ВКР підсилення у волокні TrueWave RSTM за допомогою 10 гаусових компонент.

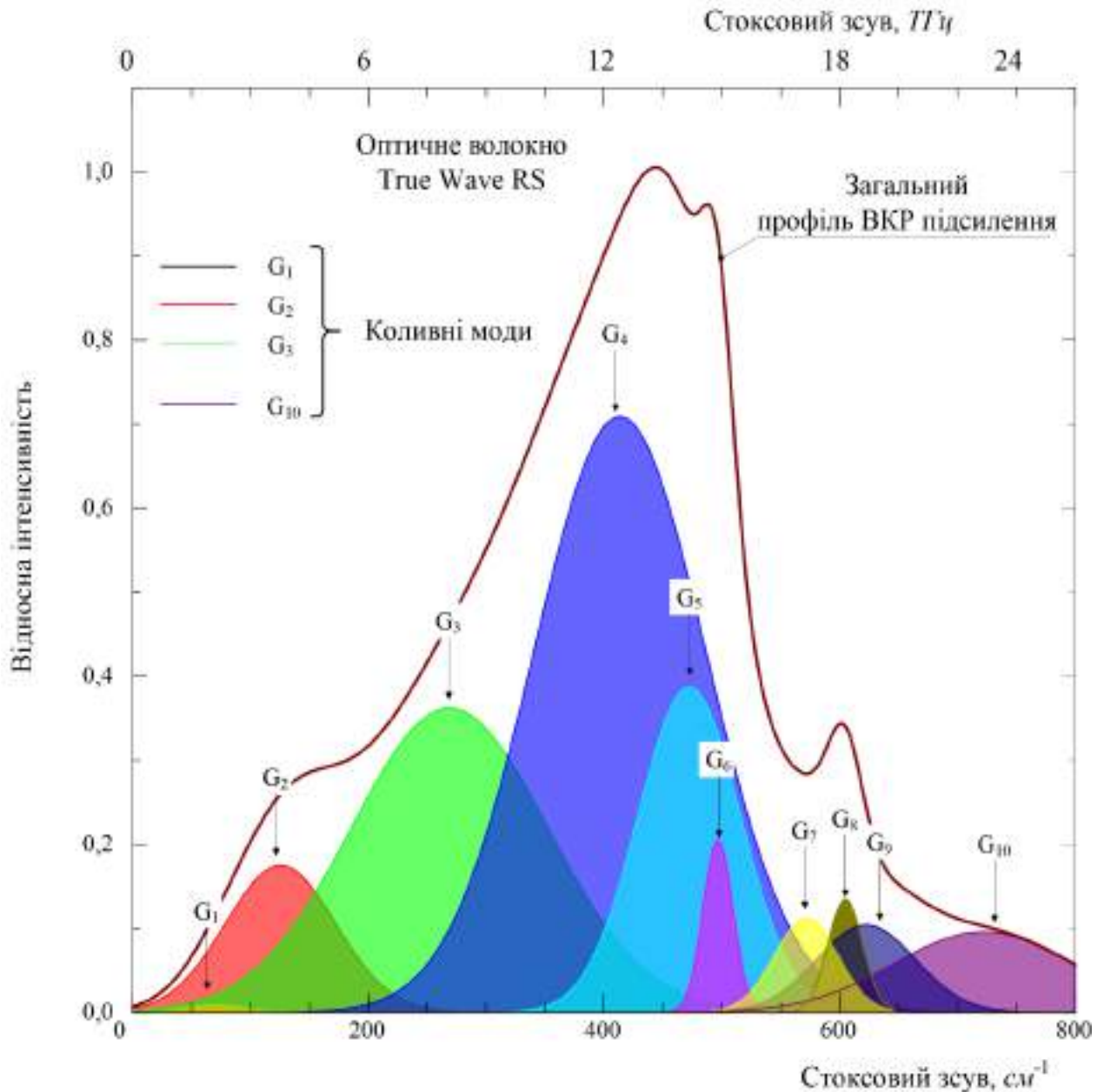


Рис. 2.7. Усі 10 гаусових компонент, що апроксимують профіль ВКР підсилення у волокні типу TrueWave RS показано кольоровими суцільними лініями. Загальна обвідна, яку зображено більш жирною лінією, апроксимує експериментальний профіль з точністю не гірше ніж 0,02 %.

Основним завданням декомпозиції є досягнення максимальної відповідності форм-фактора $\varphi(\omega)$ експериментальному профілю ВКР підсилення з оптимальним набором $3 \times N$ параметрів формули (2.7) з використанням комп'ютерної процедури нелінійної регресії за методом Левенберга-Марквардта.

Числові значення параметрів, отримані нами в результаті декомпозиції профілю ВКР підсилення на 10 гаусових мод, представлено у таблиці 2.1 для області стоксового зсуву від 20 см^{-1} (0,6 ТГц) до 800 см^{-1} (24 ТГц).

Таблиця 2.1. Параметри 10 компонентної гаусової декомпозиції профілю ВКР підсилення стандартного волокна True Wave^{RS} в області стоксового спектру від 20 см^{-1} до 800 см^{-1} (0,6 – 24 ТГц)

№ моди	<i>True Wave^{RS} g_{Rmax} = 0,74 (Вт×км)⁻¹</i>				
	A_i	ω_i [см ⁻¹]	Γ_i [см ⁻¹]	ω_i [ТГц]	Γ_i [ТГц]
<i>l</i>	2	3	4	5	6
G ₁	0,10	64	31	1,9	0,9
G ₂	0,17	113	55	3,4	1,7
G ₃	0,22	204	93	6,1	2,8
G ₄	0,69	374	121	11,2	3,6
G ₅	0,55	465	71	14,0	2,1
G ₆	0,21	496	19	14,9	0,6
G ₇	0,25	602	29	18,1	0,9
G ₈	0,08	558	24	16,7	0,7
G ₉	0,05	652	32	19,6	1,0
G ₁₀	0,11	703	111	21,1	3,3

Велика кількість параметрів, задіяних у процедурі апроксимації профілів ВКР підсилення в аморфних волокнах, дуже ускладнює фундаментальний аспект декомпозиції. Традиційно у спектроскопічному аспекті декомпозицію розглядають як можливий спосіб розділити густину коливальних станів молекулярних наноконкомплексів на чітко визначені внески. За наявності 30 параметрів для 10-модової апроксимації однозначність отриманого результату може бути сумнівною. Однак у прикладному аспекті ми отримуємо цілком задовільний результат декомпозиції – функцію частоти $g_R(\omega)$, що відповідає експериментальному ВКР профілю підсилення з високою точністю.

Майже точне значення виміряного спектру ВКР підсилення від 25 до 750 см^{-1} отримане нами на основі оптимального набору параметрів, представлених у табл. 2.1. Результати декомпозиції містять $N=10$ коливальних мод для типового волокна True Wave^{RS}. Відносне відхилення Δ/I_0 , що було розраховане для волокна True Wave^{RS} на діапазоні інтегрування від 25 см^{-1} до 750 см^{-1} , становить $\Delta/I_0 = 1.5 \times 10^{-4}$.

2.3 Моделювання профілю ВКР підсилення волокна з компенсованою дисперсією

Загальний вигляд експериментальних профілів ВКР підсилення $g_R(\omega)$ для всіх досліджуваних кварцових волокон ми демонстрували на рис.1.1, де експериментальні дані наведено в абсолютних одиницях – $(\text{Вт} \cdot \text{км})^{-1}$. На відміну від профілю розглянутого вище волокна типу True Wave RSTM (рис.1.1b) у волокні зі зміщеною дисперсією (DCF, рис.1.1c) не тільки форма профілю ВКР підсилення має більш гладкий характер із меншою кількістю чітко виражених піків, але й значення $g_{Rmax} = 3,1 (\text{Вт} \cdot \text{км})^{-1}$ більше ніж у чотири рази перевищує цю величину для волокна типу True Wave RSTM. Обидва профілі ВКР підсилення мають вигляд складного та неоднорідного континуума в результаті неоднорідного розширення окремих коливних ліній, але менша кількість піків у спектрі волокна DCF типу дозволила виконати гаусову декомпозицію профілю ВКР за допомогою 8-ми компонент.

Декомпозицію було проведено аналогічно до схеми, розглянутої в попередньому розділі, а її результати представлено на рис.2.8 та 2.9, а також у таблиці 2.2.

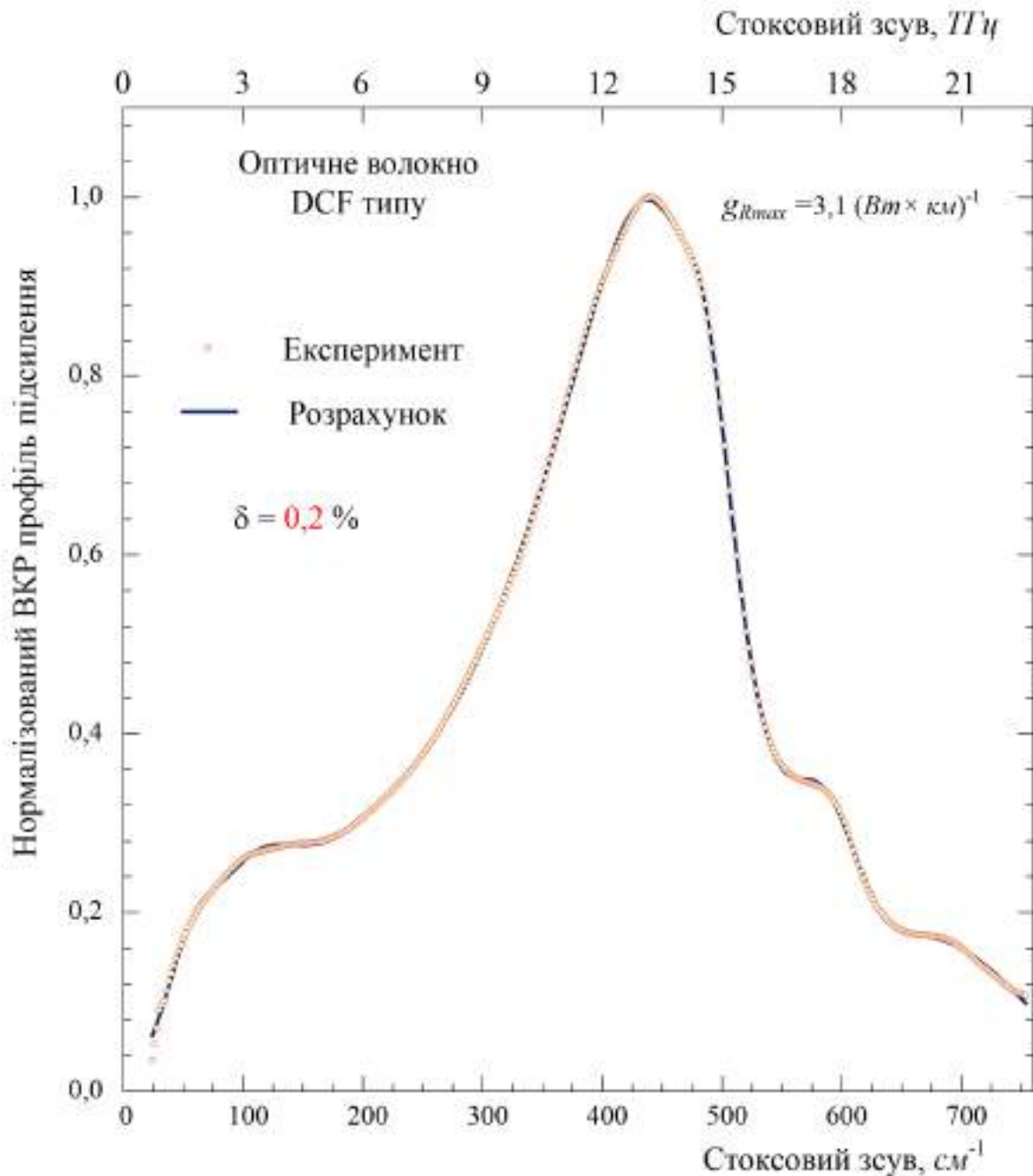


Рис. 2.8 Апроксимація профілю ВКР підсилення кварцового волокна із компенсованою дисперсією (DCF) в області стоксового зсуву від 0 до 750 см^{-1} . Точність апроксимації $\delta = 0,2\%$ було забезпечено за допомогою 8-ми гаусових компонент.

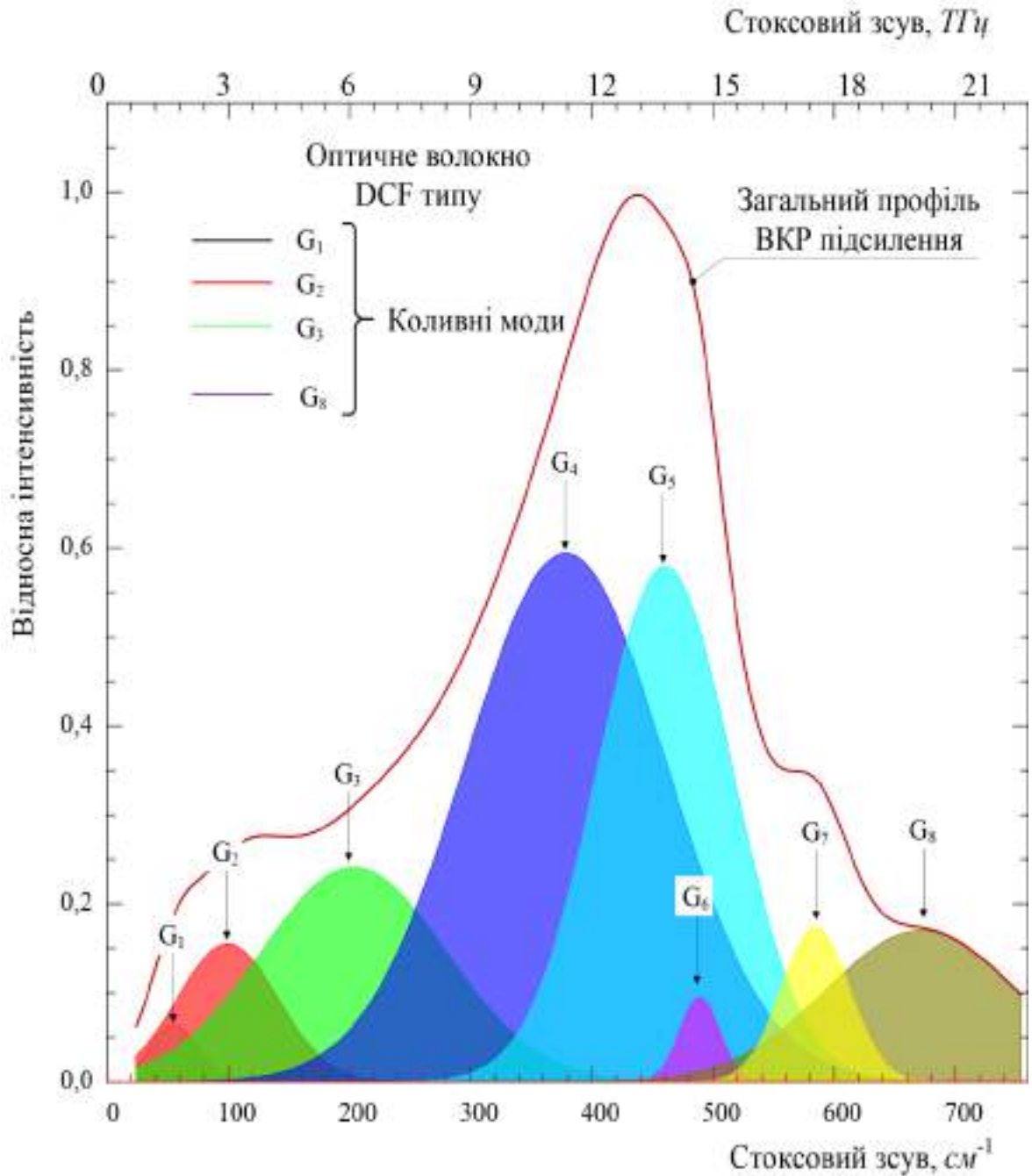


Рис. 2.9 Кольорові суцільні лінії та відповідні контури під ними відповідають 8-ми гаусовим компонентам, що апроксимують профіль ВКР підсилення у DCF волокні в області стоксового зсуву від 0 до 750 cm^{-1} . Загальна обвідна, яку показано більш жирною лінією, апроксимує експериментальний профіль із точністю не гірше ніж 0,2 %.

Майже точну апроксимацію профілю ВКР підсилення кварцового волокна з компенсованою дисперсією (DCF) в області стоксового зсуву від 0 до 750 см^{-1} ми демонструємо на рис.2.8. Зауважимо, що точність апроксимації $\delta = 0,2\%$ було забезпечено за допомогою 8-ми гаусових компонент. На рис. 2.9 всі ці 8 гаусових компонент представлені суцільними кольоровими лініями з контурами під ними відповідного кольору, і їх параметри забезпечують зазначену точність апроксимації профілю ВКР підсилення у DCF волокні в області стоксового зсуву від 0 до 750 см^{-1} . Сумарну обвідну показано більш жирною лінією на рис.2.9.

Таблиця 2.2

**Результати гаусової декомпозиції профілю ВКР підсилення у DCF
волокні**

№ МОДИ	<i>Волокно DCF</i> типу $g_{Rmax} = 3,1 \text{ (Вт}\times\text{км)}^{-1}$				
	A_i	ω_i [см^{-1}]	Γ_i [см^{-1}]	ω_i [ТГц]	Γ_i [ТГц]
<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>	<i>6</i>
G_1	0,064	55	27	1,7	0,8
G_2	0,155	100	59	3,0	1,8
G_3	0,241	203	108	6,1	3,2
G_4	0,594	378	117	11,3	3,5
G_5	0,579	460	79	13,8	2,4
G_6	0,095	489	23	14,7	0,7
G_7	0,173	585	40	17,6	1,2
G_8	0,170	672	111	20,2	3,3

Числові параметри 8-ми компонентної гаусової декомпозиції профілю ВКР підсилення у DCF волокні представлені нами в таблиці 2.2. Числові значення центральних частот ω_i та Γ_i для зручності подальших розрахунків наведено у спектроскопічних (см^{-1}) та загальноприйнятих (ТГц) одиницях.

2.4 Аналітична апроксимація профілю ВКР підсилення у GeO_2 легovanому волокні

Спеціалізоване волокно, що значно леговане домішками GeO_2 для отримання максимального коефіцієнта підсилення (див. рис. 1.12), – це так зване КР волокно. Завдяки 20% GeO_2 домішок у серцевині волокна максимальне значення ВКР підсилення g_{Rmax} підвищують більше ніж на порядок – від $0,4 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ у волокні із чистого кварцу до значення $6,38 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$, тобто більше ніж на порядок за величиною.

Декомпозицію профілю ВКР підсилення КР волокна (20% GeO_2 легovanого) ми проводили для області стоксового спектру від 20 см^{-1} до 1200 см^{-1} ($0,6 - 36 \text{ ТГц}$), використовуючи 11 гаусових компонент, параметри яких зведено у таблиці 2.3.

Таблиця 2.3. Параметри 11 компонентної гаусової декомпозиції профілю ВКР підсилення КР волокна (20% GeO_2 легovanого) в області стоксового спектру від 20 см^{-1} до 1200 см^{-1} ($0,6 - 36 \text{ ТГц}$)

№ моди	A_i	ω_i [см^{-1}]	Γ_i [см^{-1}]	ω_i [ТГц]	Γ_i [ТГц]
1	2	3	4	5	6
G_1	0,04	48	25	1,4	0,8
G_2	0,09	89	53	2,7	1,6
G_3	0,18	179	102	5,4	3,1
G_4	0,49	360	119	10,8	3,6
G_5	0,68	448	80	13,4	2,4
G_6	0,08	481	21	14,4	0,6
G_7	0,25	573	43	17,2	1,3
G_8	0,21	670	71	20,1	2,1
G_9	0,09	796	48	23,9	1,4
G_{10}	0,04	996	175	29,9	5,3
G_{11}	0,02	1133	81	34,0	2,4

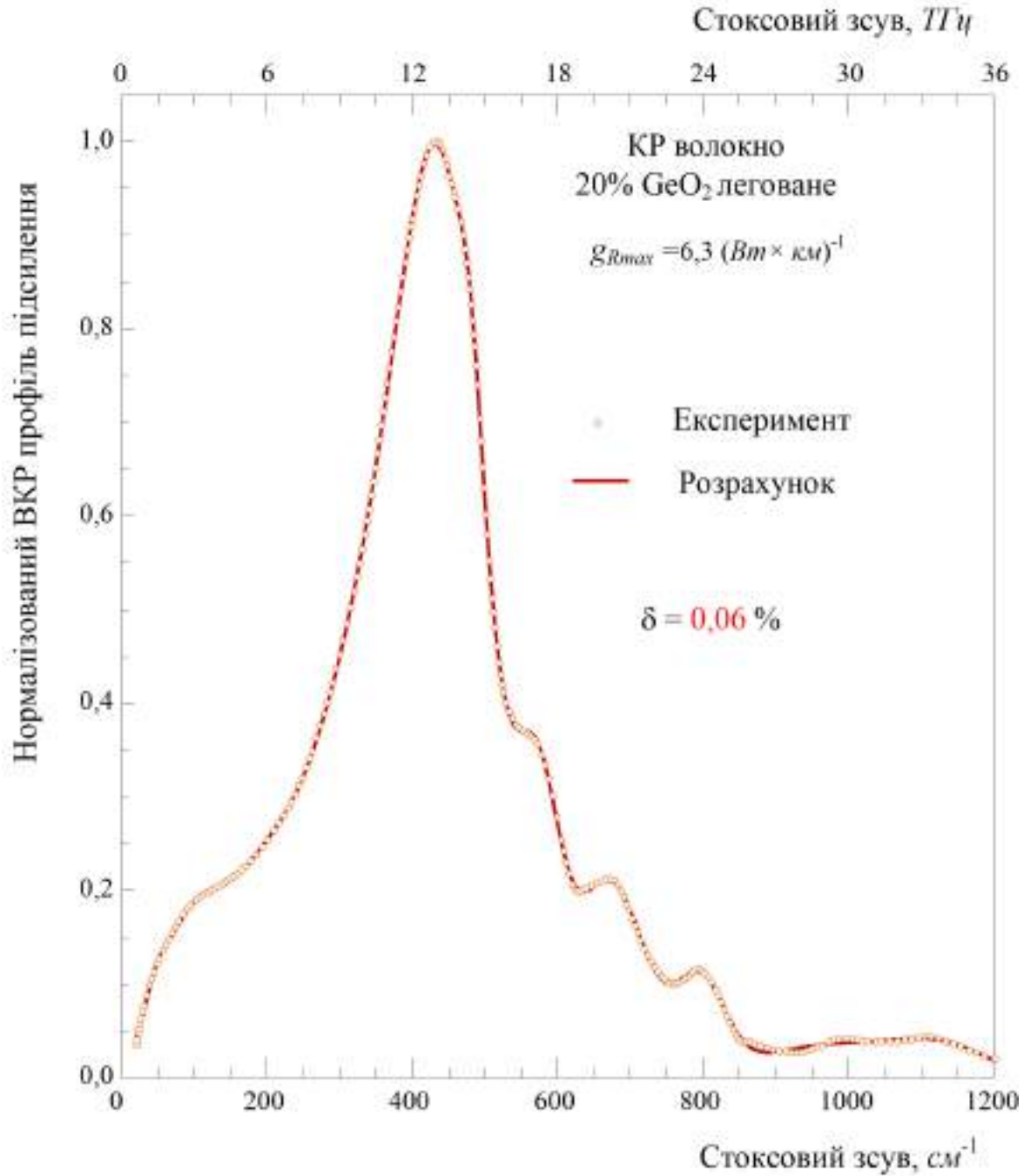


Рис. 2.10 Апроксимація профілю ВКР підсилення кварцового волокна з підвищеним вмістом домішок GeO_2 в області стоксового зсуву від 20 см^{-1} до 1200 см^{-1} ($0,6 - 36\text{ ТГц}$). Точність апроксимації $\delta = 0,06\%$ було забезпечено за допомогою 11-ти гаусових компонент.

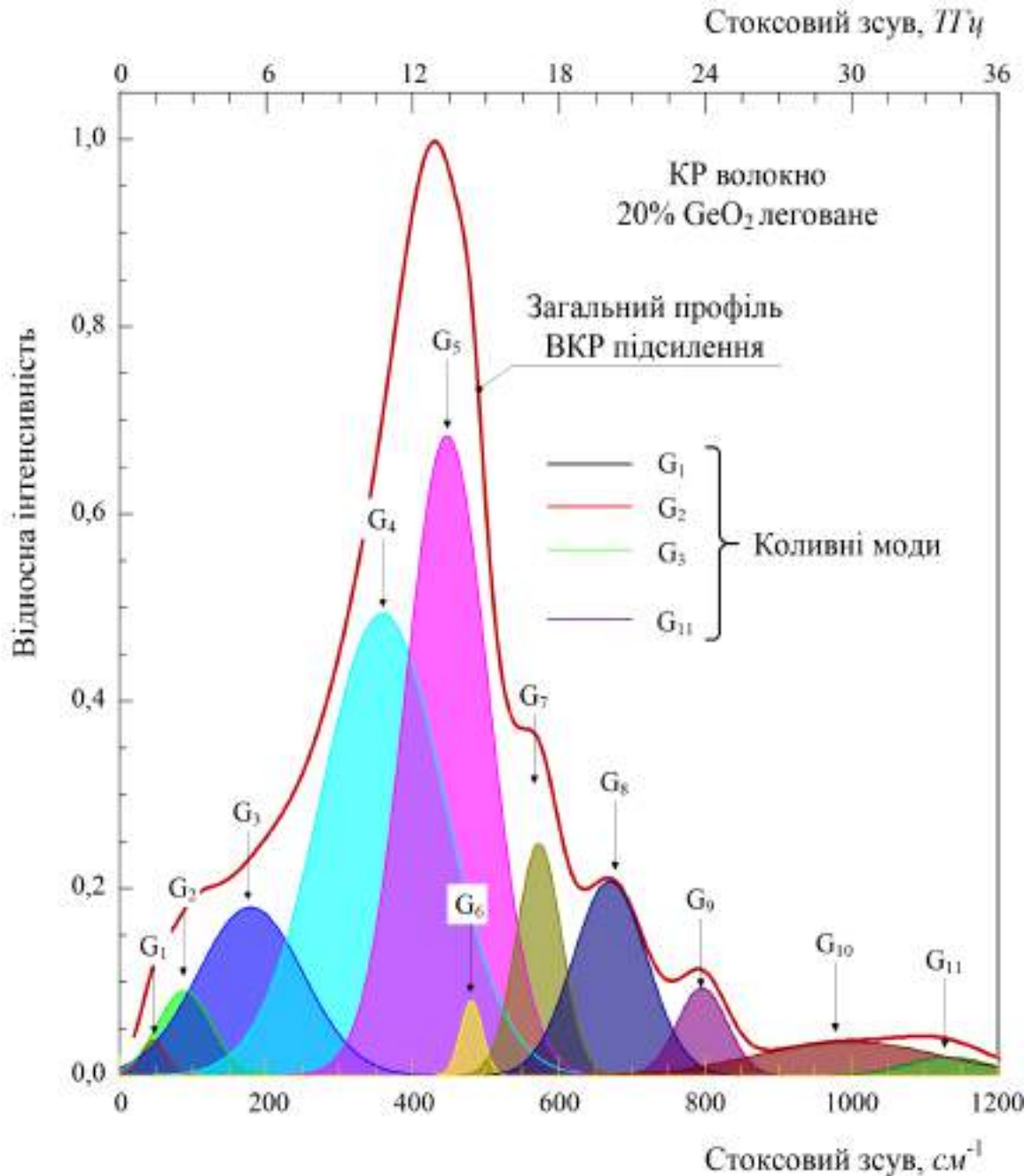


Рис. 2.11 Гаусові 11 компонент, що апроксимують профіль ВКР підсилення у КР волокна (20% GeO_2 легованого) в області стоксового спектру від 20 см^{-1} до 1200 см^{-1} ($0,6 - 36\text{ ТГц}$) показано кольоровими суцільними лініями з відповідними контурами під ними. Загальна обвідна, яку зображено більш жирною лінією, апроксимує експериментальний профіль із точністю не гірше ніж $\delta = 0,06\%$.

На рис. 2.10 ми демонструємо результат практично точної апроксимації профілю ВКР підсилення у КР волокні, тобто у кварцовому волокні із підвищеним вмістом домішок GeO_2 . Декомпозицію було проведено в області стоксового зсуву від 20 см^{-1} до 1200 см^{-1} ($0,6 - 36 \text{ ТГц}$) за допомогою 11-ти гаусових компонент. Отримано відносну точність апроксимації $\delta = 0,06\%$.

Всі 11 гаусових компонент, що апроксимують профіль ВКР підсилення у КР волокна ($20\% \text{ GeO}_2$ легованого) в області стоксового спектру від 20 см^{-1} до 1200 см^{-1} ($0,6 - 36 \text{ ТГц}$), показано на рис. 2.11 кольоровими суцільними лініями з відповідними контурами під ними. Експериментальний профіль повністю збігається ($\delta = 0,06\%$) із сумарною обвідною, яку показано більш жирною лінією.

Зазначимо, що всі процедури нелінійної регресії, у тому числі за методом Левенберга-Марквардта у середовищі Wolfram Mathematica, не дозволяють виконувати декомпозицію профілів ВКР підсилення в автоматичному режимі. Незалежно від початкового завдання параметрів зазвичай отримують високу точність апроксимації експериментальних даних, однак результат значною мірою залежить як від вхідних даних, так і від нульового наближення параметрів апроксимації. Тому в багатьох випадках можна отримати вихідні параметри, що не мають фізичного сенсу – від’ємні значення амплітуд або частот, частоти за межами інтервалу стоксового зсуву тощо. Отже, прийнятний результат декомпозиції окремого ВКР профілю потребує інтерактивної взаємодії дослідника з програмою шляхом варіації як кількості компонент, так і їх параметрів.

Висновки до розділу 2

У розділі наведено обґрунтування методики та результати моделювання складних профілів ВКР підсилення шляхом їх багатомодової декомпозиції на кілька компонент коливного типу в одномодових волокнах на основі кварцового скла. Показано, що застосування комп’ютерних процедур нелінійної регресії, зокрема методу Левенберга-Марквардта у програмному середовищі Wolfram

Mathematica (модернізовано нами до версії 10.0), на відміну від попередніх робіт, може повністю забезпечити потреби практичної апроксимації експериментальних ВКР профілів волокна із чистого кварцу незалежно від типу функцій – лоренцевої чи гауссової – які застосовують для декомпозиції. Разом із цим висновок про переважне використання гаусових функцій для декомпозиції базується не тільки на якісних міркуваннях про аморфну природу кварцового скла, але й на порядок вищою точністю апроксимації.

Завдяки гаусовій декомпозиції на $N = 10$ коливальних мод методом нелінійної регресії було апроксимовано виміряну щільність потужності в спектрі ВКР підсилення телекомунікаційного волокна типу True Wave^{RS}, причому точність апроксимації склала $\sim 1,5 \times 10^{-2} \%$ в діапазоні хвильових чисел від 25 см^{-1} до 750 см^{-1} .

Майже точну (з похибкою $\delta = 0,2\%$) апроксимацію профілю ВКР підсилення кварцового DCF волокна з компенсованою дисперсією в області стоксового зсуву від 0 до 750 см^{-1} ми отримали за допомогою 8-ми гаусових компонент.

Профіль ВКР підсилення у КР волокні, тобто у кварцовому волокні з підвищеним вмістом домішок GeO_2 , за допомогою 11-ти гаусових компонент було апроксимовано з відносною точністю $\delta = 0,06\%$ в області стоксового зсуву від 20 см^{-1} до 1200 см^{-1} ($0,6 - 36 \text{ ТГц}$).

Отримані результати дозволяють побудувати практично точну форму профілю ВКР підсилення в простому аналітичному вигляді для всіх досліджуваних волокон, що значно прискорює початковий етап моделювання ВКРП з багатохвильовою накачкою у волокнах типу True Wave^{RS} та DCF (розділ 3), і вона може бути корисною для проектування 2λ ВКР лазера із застосуванням GeO_2 волокна як активного середовища (розділ 4).

РОЗДІЛ 3. МОДЕЛЮВАННЯ НАДШИРОКОСМУГОВИХ ВКР ПІДСИЛЮВАЧІВ ДЛЯ ТЕРАБІТНИХ ТЕЛЕКОМУНІ- КАЦІЙНИХ СИСТЕМ

ВСТУП

Розвиток сучасних телекомунікаційних систем було характеризовано довготривалими тенденціями, основними серед яких є підвищення швидкості та дальності передачі даних, а також інформаційної ємності системи шляхом нарощування фізичної кількості каналів передачі інформації та розширення смуги робочих довжин хвилі [158,159]. Ключові вдосконалення систем було досягнуто за рахунок комбінації різних фотонних технологій, які доповнюють традиційні підходи розділення каналів за довжиною хвилі та багатопозиційних методів модуляції [160]. Разом із тим невід'ємною складовою сучасних телекомунікаційних систем є застосування методів підсилення [12-14] та генерації [9-11, 16-19, 161, 162] оптичного випромінювання на ефекті вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР, в англійській літературі – Raman effect). Справді, останній рекорд швидкості передачі даних у 319 терабіт у секунду на відстань 3001 км нещодавно здійснено [15] за допомогою 552-х мультиплексованих каналів з розділенням за довжиною хвилі в оптичному волокні із чотирма серцевинами та завдяки застосуванню волоконних ВКР підсилювачів. ВКР підсилювачі працювали у комплексі з більш традиційними волоконними підсилювачами на іонах ербію Er^{3+} і тулію Tm^{3+} , щоб забезпечити циркулярну передачу широкопasmового сигналу.

3.1 Синтез смуг підсилення з багатохвильовим помпунням

Надзвичайна простота конструкції КР підсилювача супроводжується досить складною фізикою нелінійних процесів, адже під час його розробки потрібно враховувати дуже багато факторів, зокрема наявність обміну потужністю як між накачками, так і між сигналами, загасання (насичення)

накачок, подвійне релеєвське розсіювання (багатопрхідна інтерференція), підсилення спонтанного випромінювання і т.д. [30].

За спрощеного підходу до конструкції КР підсилювача з накачкою на кількох довжинах хвиль виходить підсилювач, що має незадовільні параметри. Наприклад, спочатку для розширення смуги підсилення ВКРП за даними роботи [30] було здійснено спробу використати вісім накачок, що були рівномірно розташовані по спектру та мали рівні потужності у 120 мВт. Однак на краях робочої смуги такого ВКРП отримані значення коефіцієнта підсилення відрізнялися більше ніж у 10 разів, що є вкрай небажаним із точки зору практичних застосувань. Із загальних міркувань, базуючись на експериментальному досвіді та попередньому викладі особливостей ВКР взаємодії, цілком очевидним є те, що рівномірність смуги ВКРП можна зробити досить високою шляхом ретельного вибору потужності та довжини хвилі кількох джерел накачування. Підкреслимо, що така можливість належить до головних переваг ВКРП над ЕЛВП. Безсумнівно, регулювання потужності помпування на вході ВКРП є більш ефективним за примусове зменшення потужності частини спектру вже підсиленого сигналу після ЕЛВП.

3.1.1 Постановка задачі моделювання ВКР підсилювачів в активних волокнах

Проблему моделювання ВКР підсилювача в активних волокнах True Wave^{RS} та DCF з рівномірною смугою у C+L вікнах прозорості ми вирішували в два етапи. По-перше, шляхом декомпозиції на кілька гаусових коливних модах в розділі 2 було отримано практично точну апроксимацію складних профілів ВКР підсилення цих кварцових. Отримані на цьому етапі параметри гаусових компонент для всіх профілів складають фундаментальну основу побудови відповідних аналітичних функцій для наступних обчислень, що суттєво спрощує другий етап нашого моделювання – аналіз можливостей

вирівнювання смуги підсилення в області від 1530 нм до 1625 нм (C+L вікна) у ВКРП із множинною конфігурацією помпування.

Переваги ВКР підсилення добре відомі [24,163]. Практично всі волокна, що є середовищем передачі даних, зокрема True Wave^{RS}, одночасно використовують як активне підсилювальне середовище у ВКРП. Завдяки такій універсальності ВКР підсилення зараз стає домінуючим.

Раніше навпаки невід'ємною частиною наддалеких волоконно-оптичних систем зв'язку був ербієм легований волоконний підсилювач (ЕЛВП) [164]. Двосторонні схеми помпування, що зазвичай використовують для обох ЕЛВП та ВКРП, показано на рис.3.1.

Генераційні властивості волокна, що леговане іонами Er^{3+} [161], використовували для підсилення сигналу в далеких лініях передачі впродовж останніх декількох десятиліть. Якщо область серцевини активного волокна в ЕЛВП була рівномірно легована 3 мас. % іонів Er^{3+} , то величина лінійного коефіцієнта підсилення досягала 5 дБ/см на довжині хвилі 1535 нм з накачуванням на $\lambda_p = 976$ нм. Тільки цю довжину хвилі помпування можна використати для інверсії населеності Er^{3+} , щоб отримати ефективне оптичне підсилення шляхом вимушеного випромінювання домішками.

Завдяки високому оптичному підсиленню ЕЛВП використовують виключно в зосереджених конфігураціях із активною довжиною волокна 5-10 см [161]. Навпаки, ВКРП можна знайти на практиці як у зосереджених, так і в розподілених конфігураціях.

Окрім подвійної схеми помпування в усіх типах волоконно-оптичних підсилювачів, показаних на рис.3.1, односторонні джерела помпування (як вперед, так і назад) можна часто спостерігати на практиці.

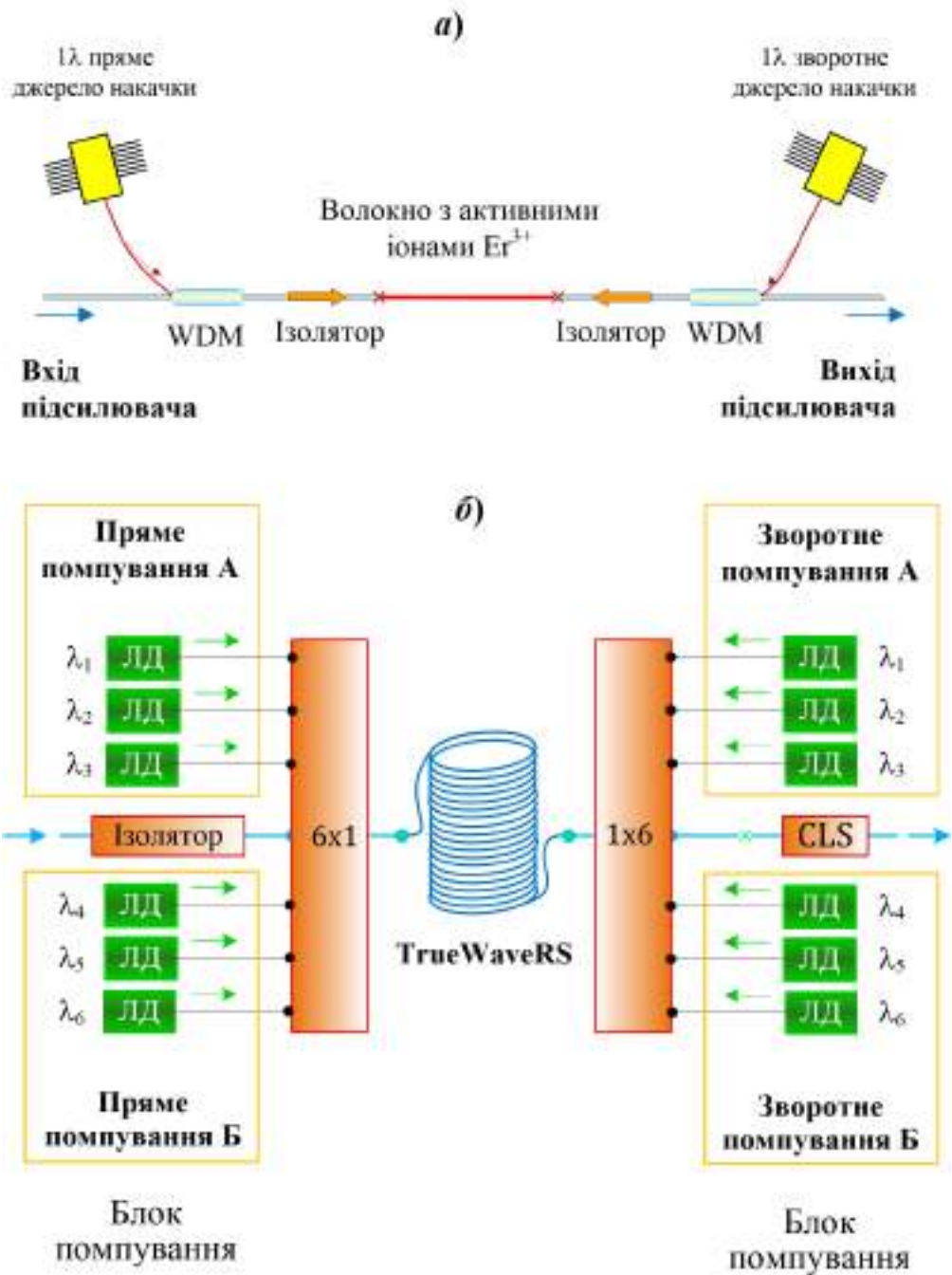


Рис.3.1. Звичайні схеми двостороннього помпування, що використовуються у

a) Er^{3+} -легованому волоконному підсилювачі (ЕЛВП) та

б) ВКР підсилювачі з декількома джерелами помпування (до восьми), як активне волокно якого використане волокно True Wave^{RS}.

Найбільш ефективним помпуванням ЕЛВП є потужний монохромний лазерний діод, що випромінює на резонансі поглинання Er^{3+} та утворює інверсну населеність верхнього електронного рівня саме для цього іону домішки. Принциповою відмінністю ВКРП є нелінійний характер ВКР підсилення без інверсної населеності будь-яких легуючих домішок в серцевині волокна.

Зазначимо також, що зовнішня подібність схем двостороннього помпування (рис.3.1) ЕЛВП та ВКРП насправді приховує принципову різницю в технічних та експлуатаційних характеристиках цих типів волоконних підсилювачів.

Ця різниця є наслідком фундаментальної відмінності оптичного підсилення в ЕЛВП за рахунок інверсії населеностей електронних рівнів в активних домішках Er^{3+} від безінверсного ВКР підсилення світла на молекулярних коливаннях серцевини волокна. У результаті ЕЛВП має як фіксовану смугу підсилення у С-вікні (рис.3.2а), так і монохромне (1λ) накачування, причому джерело накачування не впливає ані на спектральне положення, ані на рівномірність смуги підсилення.

У ВКРП альтернативно існує два додаткових ступені свободи для динамічного регулювання ширини та нерівномірності смуги підсилення – частотне положення та відповідна потужність окремих випромінювачів у мультитихвильовому джерелі накачування. Крім того, ВКР підсилення можна отримати в межах стоксового зсуву в будь-якому вікні прозорості ОМВ на основі кварцового скла.

Зокрема, досліджуваний тип активного волокна True Wave^{RS} з мінімізованою дисперсією широко використовують сьогодні в телекомунікаційних системах зв'язку на далекі відстані [23, 165]. Відносно високий коефіцієнт ВКР підсилення $g_{Rmax} = 0,74 \text{ (Вт}\times\text{км)}^{-1}$ дозволяє розглядати цей тип волокна як активне середовище для нелінійного підсилення світла.

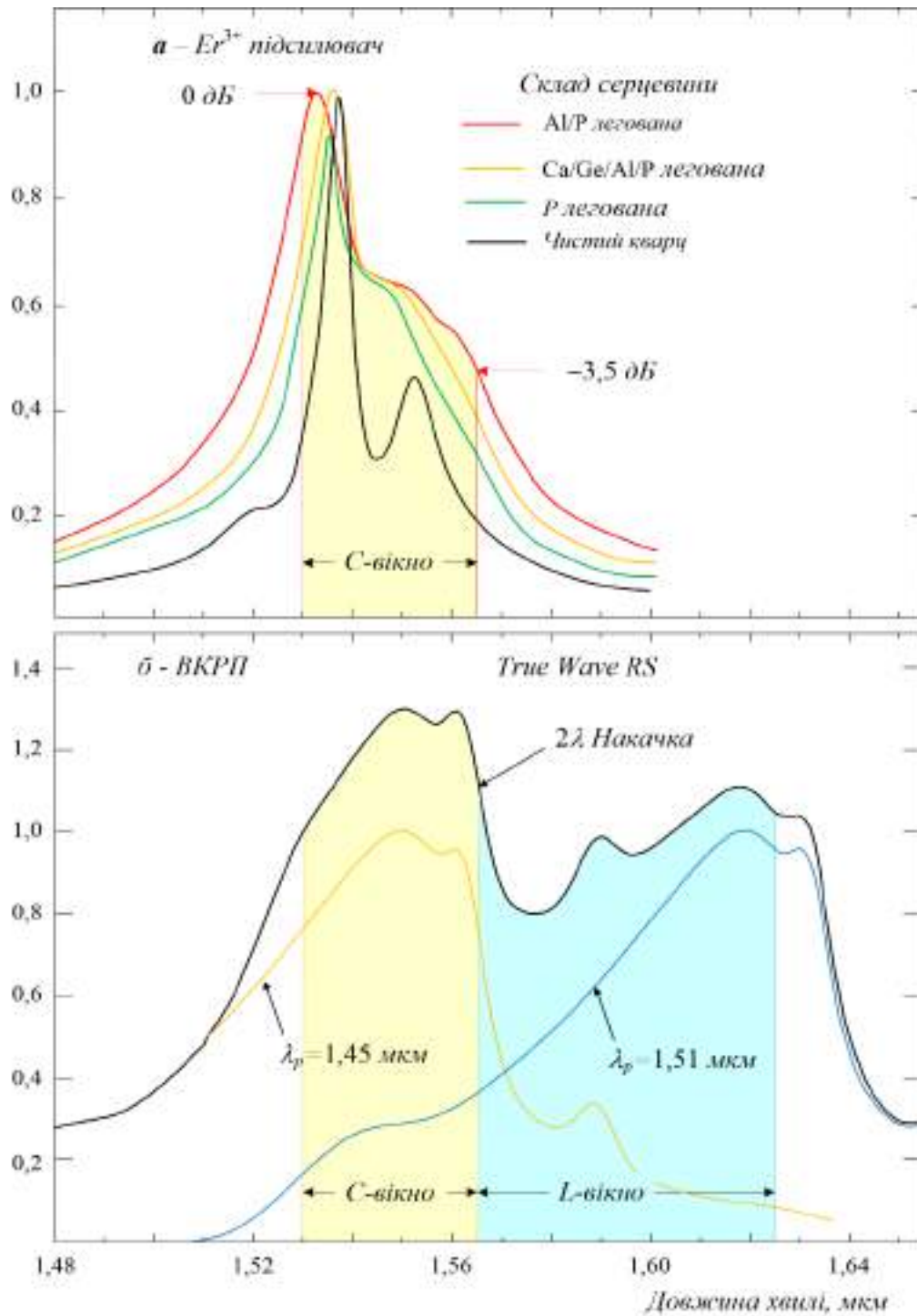


Рис.3.2. Робочі смуги частот для двох типів оптичних підсилювачів на одномодових волокнах:

- а) Er³⁺ волоконний підсилювач із додатковими домішками в матриці скла серцевини;
- б) ВКР підсилювач на стандартному True Wave^{RS} волокні з двома джерелами помпування з $\lambda_p = 1,45$ і $1,51$ мкм.

Справді, достатнє оптичне підсилення для повної компенсації втрат волокна можна отримати на довжині $L_{eff} \sim 16$ км з використанням помпування потужністю $P_p \sim (100-300)$ мВт. До того ж такий ВКРП матиме нижчі оптичні рівні шуму і потенційно більш широкі смуги, ніж ЕЛВП [165].

3.1.2 Робоча смуга волоконних підсилювачів

Відзначимо, що лише меншу частину головного вікна прозорості кварцового волокна поблизу 1,55 мкм покриває робоча смуга ЕЛВП (рис. 3.2а).

Для забезпечення потрібних параметрів ербієвого волоконного світловода принциповим є вибір легуючих домішок у серцевині активного світловода, суттєвий вплив при цьому має і підбір концентрації іонів ербію. Ця концентрація фактично визначає довжину оптичного волокна в ЕЛВП для заданих рівнів потужності вихідного сигналу і накачування. Підсилення в таких підсилювачах зменшується у разі зменшення довжини волокна.

На рис. 3.2а подано спектри люмінесценції іонів ербію в кварцовому склі, що визначають смугу підсилення ЕЛВП, з деякими поширеними домішками, які часто застосовують у технології волоконних світловодів. Легуючі домішки в серцевині активного ербієвого волоконного світловода змінюють характер штарківського розщеплення рівнів енергії іонів ербію, що своєю чергою приводить до зміни спектрів поглинання і випромінювання. Так досягають деякого вирівнювання смуги підсилення ЕЛВП. Найбільшої рівномірності ($-3,5$ дБ відносно 0 дБ в максимумі) та ширини спектру люмінесценції (а отже, і спектру підсилення), як бачимо, досягають легуванням серцевини домішками Al/P. Однак смуга підсилення становить ~ 40 нм за напіввисотою і ЕЛВП перекриває діапазон довжин хвиль 1530 - 1560 нм, що відповідає смузі підсилення 4,3 ТГц. Завдяки цим параметрам та багаторічним заслугам ЕЛВП в освоєнні кварцових волокон для телекомунікацій його смуга підсилення в 4 ТГц дала назву С-вікну (*англ.* Conventional – звичайне).

Проте жодна з легуючих домішок, яку введено в серцевину активного волокна ЕЛВП, не дозволяє розширити його смугу підсилення. Крім того, статичне вирівнювання смуги підсилення легуючими домішками залишається недостатнім і потребує додаткової обробки сигналів після підсилення.

Більш радикальним чином проблему розширення смуги підсилення вирішує ВКР багатохвильове помпування, в найпростішому випадку – це 2λ накачування активного волокна True Wave^{RS}, як показано на рис. 3б. Це вдосконалення ВКРП є принциповим, оскільки подвоює ширину його терагерцової робочої смуги та перекриває обидва (С+L) вікна. Сусідні до С-діапазону зони довжин хвиль, як відомо, – це S-діапазон (короткі хвилі від 1460 нм до 1530 нм; 9 ТГц ширина смуги) та L-діапазон (довгі хвилі від 1565 нм до 1625 нм; 7 ТГц ширина смуги) можуть бути прийнятними для передачі даних на далекі відстані лише під час використання ВКРП. Якщо ширину смуги підсилення ВКРП обмежено 13 ТГц, то він може покрити окремо або С+L-вікна або S-діапазон. Разом із цим гранична простота технічної реалізації багатохвильового помпування ВКРП супроводжується винятковою складністю нелінійних процесів взаємодії сотень хвиль сигналу з багатьма хвилями накачування. До того ж ускладнення теорії значно збільшуються завдяки нерегулярному характеру профілів ВКР підсилення континуального типу, що властивий всім аморфним волокнам на основі кварцового скла.

3.1.3 Теоретичні основи моделювання

Під час описання фундаментальних особливостей та ВКР підсилення оптичного сигналу в розділі 1.1 ми зазначали, що чисте підсилення світла виникає при подоланні порогу підсилення, який визначено умовою компенсації сумарних енергетичних втрат на поширення хвиль сигналу в активному середовищі. У найпростішому випадку взаємодії двох неперервних хвиль – накачування на частоті ω_p і сигналу на стоксовій частоті ω_s – ми наводили базові теоретичні співвідношення для моделювання нелінійного оптичного підсилення

світла, що описують динаміку ВКР підсилення у вигляді системи двох зв'язаних рівнянь (1.6) – (1.7).

Рівняння (1.6) – (1.7) описують динаміку зміни потужності стоксової хвилі P_s та хвилі накачування P_p у квазістаціонарному наближенні, яке припускає повільну зміну амплітуд хвиль у процесі їх поширення вздовж волокна. Особлива точка рівняння (1.6), коли права частина обертається в нуль, визначає порогові умови нелінійного підсилення. Важливо, що квазістаціонарне наближення, а разом з ним і зазначена система рівнянь залишаються справедливими для опису всіх сучасних цифрових систем із часовими дискретами $\gg 1$ пс, оскільки перехідні процеси ефекту ВКР описуються набагато коротшими часовими інтервалами $\sim 100 \div 200$ фс [150, 166].

За зовнішньою простотою базової системи рівнянь приховано факт відсутності компактного аналітичного розв'язку в загальному випадку. Крім того, під час моделювання реальних ВКР процесів порядок системи значно зростає та безпосередньо визначається кількістю хвиль, що взаємодіють. У розділі 2 ми вже зазначали, що реальність телекомунікаційних систем потребує включення до розгляду кількох хвиль накачування та сотень хвиль сигналів [30].

Тому проблема моделювання, зважаючи на велику кількість рівнянь системи із близькою до нуля правою частиною, полягає у нестійкості результату числових розв'язків відносно малих збурень або відхилень коефіцієнтів рівнянь від їхніх вимірних значень. Однак цю досить серйозну проблему стійкості розв'язків базових рівнянь моделювання можна принципово пом'якшити шляхом дотримання найвищих вимог до точності визначення профілю ВКР підсилення $g_R(\omega)$.

З точки зору моделювання параметрів ВКРП у нашій роботі значний інтерес являє частковий випадок розв'язку базової системи рівнянь, для якого існує аналітичний розв'язок у наближенні заданого накачування у такому вигляді:

$$P_s(L) = P_s(0) \exp(g_R P_0 L_{eff} - \alpha_s L), \quad (3.1)$$

де ефективна довжина L_{eff} дорівнює:

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha_p} [1 - \exp(-\alpha_p L)]. \quad (3.2)$$

Розв'язок (3.1) дозволяє знайти повний коефіцієнт підсилення потужності $K = P_s(L)/P_s(0)$ на довжині волокна L , хоча, як відомо [14], в результаті загасання накачування реальне підсилення стоксової хвилі відбувається не на повній довжині волокна L , а обмежено ефективною довжиною взаємодії L_{eff} (3.2).

Зазначимо, що наближення заданого накачування полягає у нехтуванні першим доданком у правій частині (1.7), якщо $(\omega_p/\omega_s)g_R P_s \ll \alpha_p$, який реалізовано за $P_s \ll P_p$, тобто коли витрати потужності помпування на підсилення сигналу малі порівняно із власним загасанням накачування. В одноканальній системі це наближення є правомірним за $P_s \approx 1$ мВт та $P_p \sim 100 \div 1000$ мВт, однак його обмеження можуть проявлятися в системах із кількома сотнями сигналів.

Під час моделювання ВКРП із багатохвильовим накачуванням ми вважали, що від кожного джерела помпування підсилення потужності матиме експоненціальний вигляд типу виразу (3.1). Для спрощення обчислювальної процедури вважаємо також, що джерела накачування підключені каскадно. Це дозволяє представити повний коефіцієнт передачі ВКРП як добуток коефіцієнтів передачі для окремих джерел помпування. Тоді загальний профіль ВКР підсилення в частотній області можна знайти простою сумою профілів окремих джерел.

За таких умов у ВКРП із багатохвильовим помпуванням загальне ВКР підсилення може бути представлено з використанням лінійної комбінації функції підсилення $G_R(\lambda)$ з нормалізованими ваговими коефіцієнтами a_j ($0 < a_j < 1$), як:

$$G_R(\lambda) = \frac{1}{G_{Rmax}} \sum_{j=1}^M a_j G_j(\lambda), \quad (3.3),$$

де M позначає кількість джерел помпування; G_{Rmax} – максимальне значення оптичного підсилення по всій області стоксового зсуву, зокрема від 1,53 мкм до 1,625 мкм.

Спектральна функція оптичного підсилення від окремого джерела накачування на довжині хвилі $\lambda_{p,j}$ має такий вигляд:

$$G_j(\lambda) = \begin{cases} g_R[c(\lambda_{p,j}^{-1} - \lambda^{-1})], & \lambda > \lambda_{p,j}, \\ 0, & \lambda < \lambda_{p,j}, \end{cases} \quad (3.4),$$

де g_R – профіль ВКР підсилення, c – швидкість світла. Згідно з (3.4), функція $G_j(\lambda)$ є відмінною від нуля тільки в області стоксового зсуву $\lambda > \lambda_{p,j}$ та має форму профілю ВКР підсилення $g_R(\omega_v)$. Справді, змінна частота $\omega_v = c(\lambda_{p,j}^{-1} - \lambda^{-1})$ відповідає частоті стоксового зсуву від накачування на довжині хвилі $\lambda_{p,j}$.

3.1.4 Вирівнювання смуги підсилення ВКРП із багатохвильовим помпуванням

Відповідно до виразу (3.3) форму смуги ВКР підсилення $G_R(\lambda)$ можна регулювати шляхом зміни двох параметрів – $\lambda_{p,j}$ та a_j . Під час проведення розрахунків ми розглядали ці параметри як M -вимірні вектори $\{\lambda_{p,j}\}$ та $\{a_j\}$, де M – кількість джерел накачування, а індекс $j=1, \dots, M$. У кожному випадку під час застосування виразу (3.3) обчислене значення коефіцієнта нормування G_{Rmax} знаходимо в абсолютних одиницях по відношенню до g_{Rmax} – максимуму підсилення від окремого джерела помпування. Оскільки максимум профілю ВКР підсилення $g_{Rmax} = 0,74 \text{ (Вт}\times\text{км)}^{-1}$ для волокна True Wave^{RS} розміщено на частоті стоксового зсуву 447 см^{-1} (13,4 ТГц), то для формування оптимальної смуги підсилення у C+L вікнах всі довжини хвилі накачування мають належати інтервалу $\lambda_{p,j} \in [1,422; 1,515]$ мкм. Справді, якщо неперервно змінювати довжину хвилі накачування всередині зазначеного інтервалу, то максимум ВКР

підсилення також буде неперервно переміщуватись від лівої межі С-вікна на 1,53 мкм до правої межі L-вікна на 1,625 мкм.

Таким чином, в усіх підходах до моделювання ВКРП визначальну роль відіграє точність відображення профілю ВКР підсилення $g_R(\omega)$. У нашій роботі цей перший етап моделювання, проведений шляхом декомпозиції експериментальних профілів ВКР підсилення на гаусові компоненти, ми детально розглядали у Розділі 2. Тут уже переходимо безпосередньо до моделювання ВКР підсилувача у волокні типу True Wave^{RS}.

3.2 Моделювання ВКР підсилувача в активному волокні True Wave^{RS} з рівномірною смугою у C+L телекомунікаційних вікнах

На першому етапі моделювання (Розділ 2) ми отримали розклад профілю ВКР підсилення на кілька гаусових компонент у такому вигляді:

$$g_R(\omega) = g_{Rmax} \cdot \varphi(\omega),$$

де $\varphi(\omega)$ – аналітична функція від частоти ω , за допомогою якої описано нормований профіль ВКР підсилення:

$$\varphi(\omega) = \sum_{i=1}^N A_i \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_{v,i})^2}{\Gamma_i^2} \right] \quad (3.5),$$

де g_{Rmax} – максимальне значення коефіцієнта ВКР підсилення; N – кількість компонентів, A_i , $\omega_{v,i}$ і Γ_i – відповідно амплітуда, центральна частота та стала загасання i -ої гаусової компоненти.

За даними з таблиці 2.1 та згідно із виразом (3.5) аналітичний вираз нормованої функції $\varphi(\omega)$ профілю ВКР підсилення телекомунікаційного волокна True Wave^{RS} має такий вигляд:

$$\begin{aligned}
\varphi(\omega) &= \sum_{i=1}^N A_i \cdot \exp[-(\omega - \omega_{v,i})^2 / \Gamma_i^2] = \\
&= 0,1 \cdot \exp[-1,16 \cdot (\omega - 1,9)^2] + \\
&+ 0,17 \cdot \exp[-0,37 \cdot (\omega - 3,4)^2] + \\
&+ 0,22 \cdot \exp[-0,13 \cdot (\omega - 6,1)^2] + \\
&+ 0,69 \cdot \exp[-0,08 \cdot (\omega - 11,2)^2] + \\
&+ 0,55 \cdot \exp[-0,22 \cdot (\omega - 14,0)^2] + \\
&+ 0,21 \cdot \exp[-3,08 \cdot (\omega - 14,9)^2] + \\
&+ 0,25 \cdot \exp[-1,32 \cdot (\omega - 18,1)^2] + \\
&+ 0,08 \cdot \exp[-1,93 \cdot (\omega - 16,7)^2] + \\
&+ 0,05 \cdot \exp[-1,09 \cdot (\omega - 19,6)^2] + \\
&+ 0,11 \cdot \exp[-0,09 \cdot (\omega - 21,1)^2], \tag{3.6}
\end{aligned}$$

причому числові коефіцієнти в цьому виразі мають найбільш компактний вигляд, якщо центральні частоти $\omega_{v,i}$ та сталі загасання Γ_i в (3.5) задавати в одиницях ТГц.

Таким чином, із використанням функції (3.6) та співвідношень (3.3) – (3.4) ми суттєво спрощуємо моделювання надширокосмугових ВКРП з можливістю здійснення прямих теоретичних оцінок величини мінімально досяжної нерівномірності у заданій смузі підсилення.

У цій роботі ми зробили аналіз можливостей вирівнювання смуги підсилення у С+L вікнах шляхом варіації параметрів багатохвильового накачування. Під час аналізу ми порівнювали ВКР підсилювачі, джерела помпування яких містили від двох до восьми окремих лазерів, що генерували на довжинах хвилі із зазначеного вище інтервалу. З метою вирівнювання робочої смуги підсилення довжини хвилі лазерів накачування розміщувались не рівномірно, а підбиралися спеціальним чином.

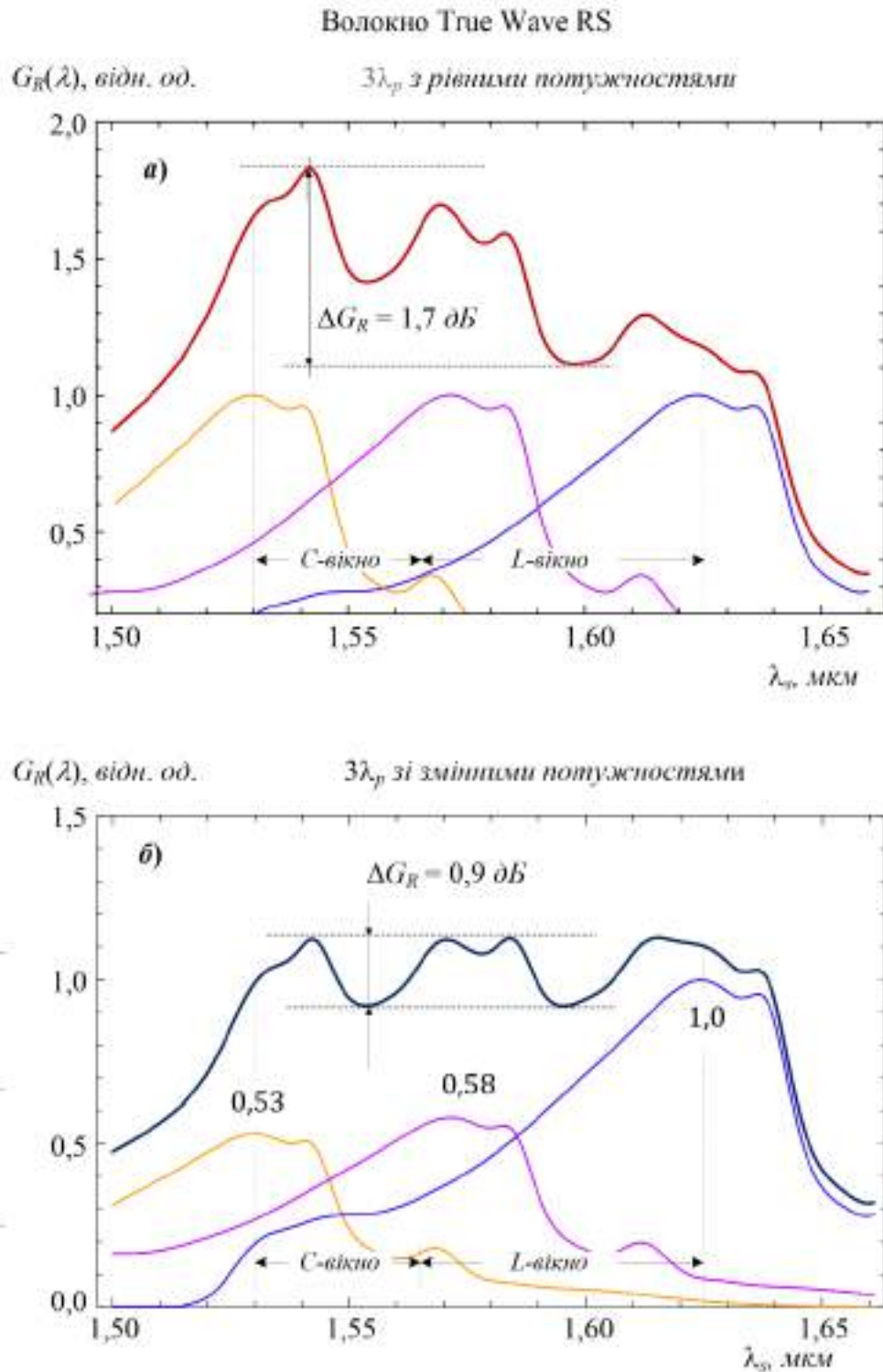


Рис.3.3 Смути ВКР підсилення, що формується у волокні TrueWave RSTM за допомогою трьох довжин хвилі помпування: а) 3λ смуга підсилення, що сформована джерелом із чотирьох лазерів з рівними потужностями;
б) 3λ смуга підсилення із оптимізованими потужностями накачування.

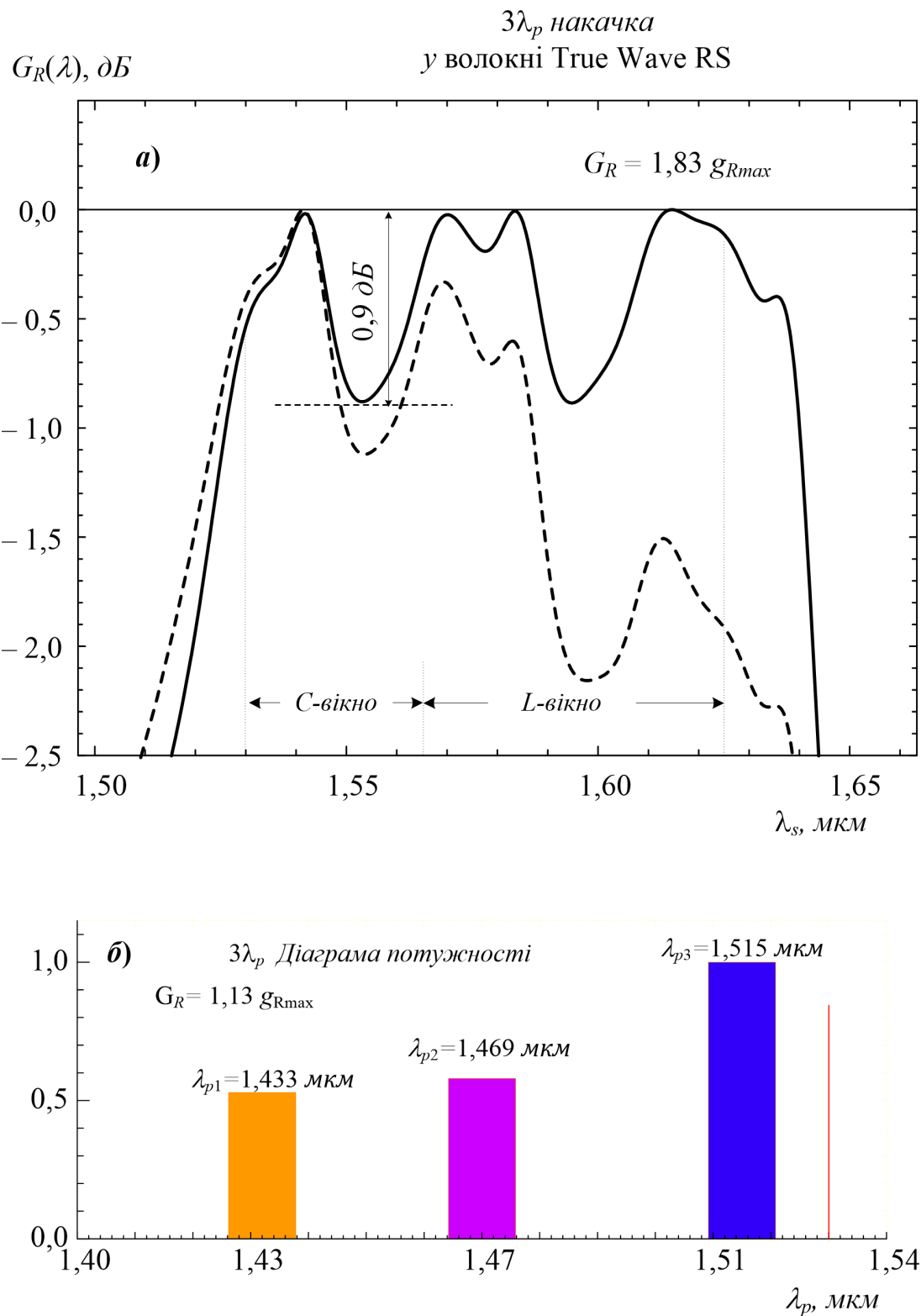


Рис.3.4 а) С+L 3λ смуга ВКР підсилення з рівномірним (пунктир) та оптимізованим (суцільна лінія) розподілом потужності помпування у логарифмічному масштабі; б) діаграма розподілу потужності помпування за довжиною хвилі.

Необхідність такого вибору пояснюють асиметрією профілю ВКР підсилення $g_R(\omega)$, який має пологий схил у короткохвильовій (малі ω_ν) області та більш різкий спад в області довгих хвиль (великі ω_ν) після основних максимумів поблизу 440 см^{-1} (рис.2.6). У результаті ступінь перекриття ВКР профілів, а отже і сумарні потужності помпування можуть значно відрізнятись між собою в різних частинах робочої смуги підсилення, що радикально впливає на вирівнювання частотної характеристики ВКР підсилювача. Тому під час оптимізації схеми помпування ВКРП довжини хвилі $\{\lambda_{p,j}\}$ накачування розміщуються більш щільно в короткохвильовій частині загальної смуги підсилення. Ретельному вибору підлягають також і компоненти вектора $\{a_j\}$, що відповідають значенням відносної потужності випромінювання кожного лазера накачування.

На рис.3.3 представлено розраховані смуги ВКР підсилення, що формується у волокні TrueWave RSTM за допомогою трьох довжин хвилі помпування: а) 3λ смуга підсилення, сформована джерелом із чотирьох лазерів із рівними потужностями та б) 3λ смуга підсилення із оптимізованими потужностями накачування. На рис.3.4 ми наводимо: а) C+L 3λ смуга ВКР підсилення з рівномірним (пунктир) та оптимізованим (суцільна лінія) розподілом потужності помпування у логарифмічному масштабі; б) діаграма розподілу потужності помпування за довжиною хвилі. Результати моделювання смуги підсилення ВКРП у волокні True Wave^{RS} з 4λ помпуванням подано на рис.3.5 а-г. Частотну характеристику, яку показано на рис.3.5а в лінійному масштабі, сформовано 4λ джерелом помпування з рівними вихідними потужностями кожного лазера накачування. Майже регулярну періодичність локальних максимумів на смузі підсилення можна забезпечити, якщо згрупувати перші 3 довжини хвилі накачування у короткохвильовій області з кроком приблизно 23 нм, а четвертий лазер має генерувати на $\lambda_{p4}=1515 \text{ нм}$, забезпечуючи підсилення стоксового сигналу в довгохвильовій області L-вікна. Однак за рівної вихідної потужності

всіх чотирьох лазерів накачування отримано значну нерівномірність смуги підсилення зі спадом майже у 2 рази (2,7 дБ) у довгохвильовій області (рис.3.5а).

Результат вирівнювання смуги підсилення шляхом регулювання вихідної потужності лазерів накачування представлено на рис.3.5б в лінійному масштабі за вертикальною віссю. Оптимальні значення компонент вектора відносної потужності помпування $\{0,46; 0,37; 0,39; 1\}$, як видно на рис.3.5б, можуть забезпечити широку смугу підсилення на повне C+L вікно прозорості з нерівномірністю в межах 0,6 дБ ($\sim 13\%$).

Обидві попередньо синтезовані смуги представлено на рис.3.5в у логарифмічному масштабі для демонстрації ефекту вирівнювання частотної характеристики за рахунок регулювання потужності окремих лазерів накачування. Мінімальної нерівномірності смуга підсилення досягає за суттєвого придушення потужності (у 2-3 рази) для перших 3-х лазерів на шкалі довжин хвилі по відношенню до четвертого на $\lambda_{p4}=1515$ нм. У результаті можна отримати відносно рівномірну смугу підсилення впродовж обох C+L вікон з абсолютним коефіцієнтом підсилення $G_{Rmax}=1,19g_{Rmax}=0,88$ ($Bm \times km$)⁻¹.

Діаграму розподілу вихідної потужності лазерів накачування за довжинами хвилі в області помпування подано на рис.3.5г.

Під час порівняння результатів моделювання 4λ накачаних ВКРП із підсилювачами, що мають більш складне помпування, підтверджується загальна тенденція вирівнювання смуги підсилення шляхом збільшення кількості лазерів накачування за умови належної оптимізації їх параметрів. На наступних рис. 3.6а-г та рис. 3.7а-г за схемою, аналогічною до рис.3.5, подано результати синтезу смуги підсилення для C+L телекомунікаційних вікон у ВКРП відповідно з 5λ та 6λ помпуванням в оптичному волокні True Wave^{RS}.

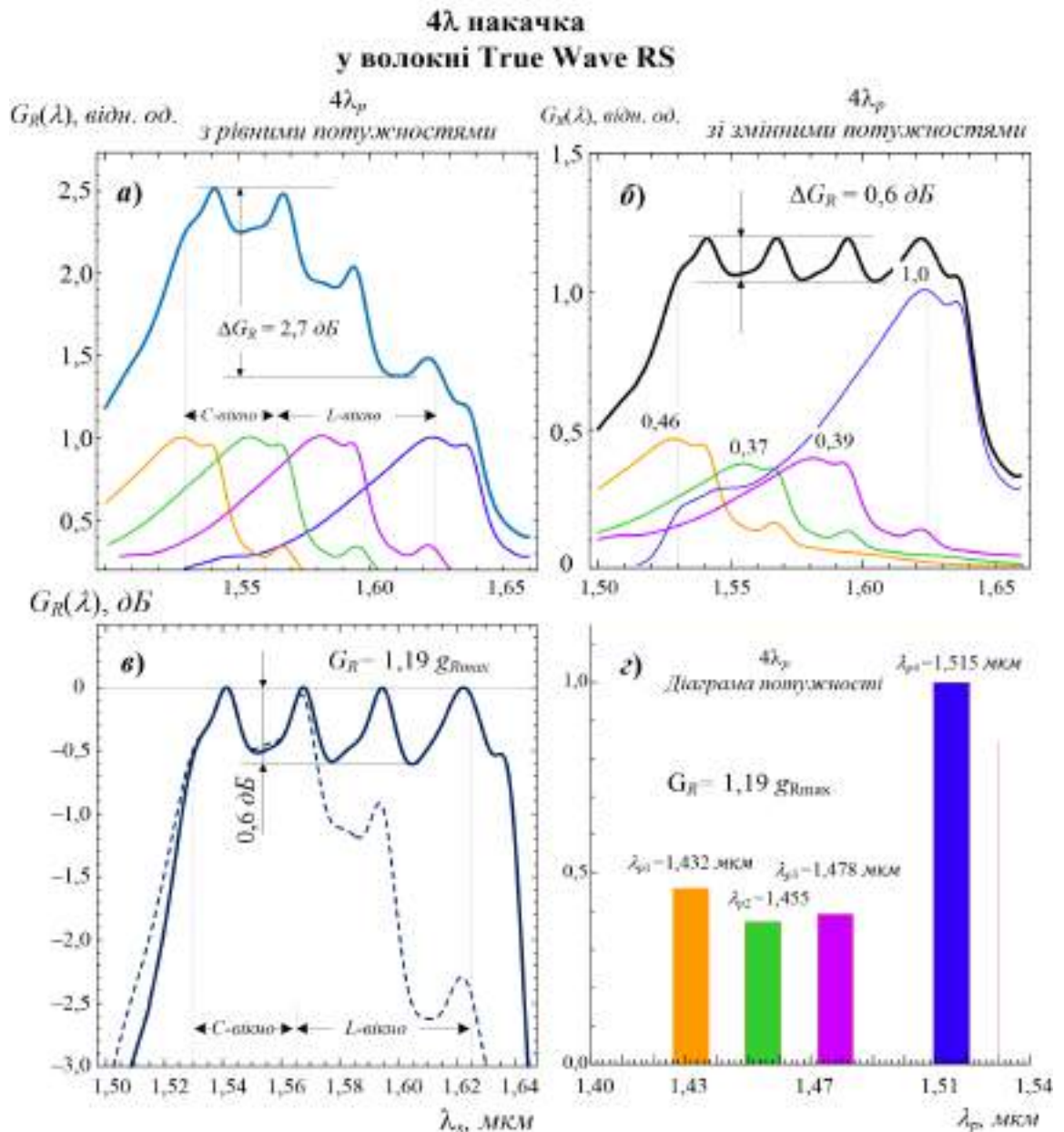


Рис.3.5 Результати моделювання рівномірної смуги підсилення ВКРП на основі оптичних волокон True Wave^{RS} з 4 λ помпуюванням у діапазоні С+L телекомунікаційних вікон:

- 4 λ смуга підсилення, сформована джерелом із чотирьох лазерів з рівними потужностями;
- 4 λ смуга підсилення з оптимізованими потужностями накачування;
- попередні смуги підсилення в логарифмічному масштабі;
- діаграма розподілу вихідної потужності лазерів накачування за довжинами хвилі в області помпуювання.

5λ накачка у волокні True Wave RS

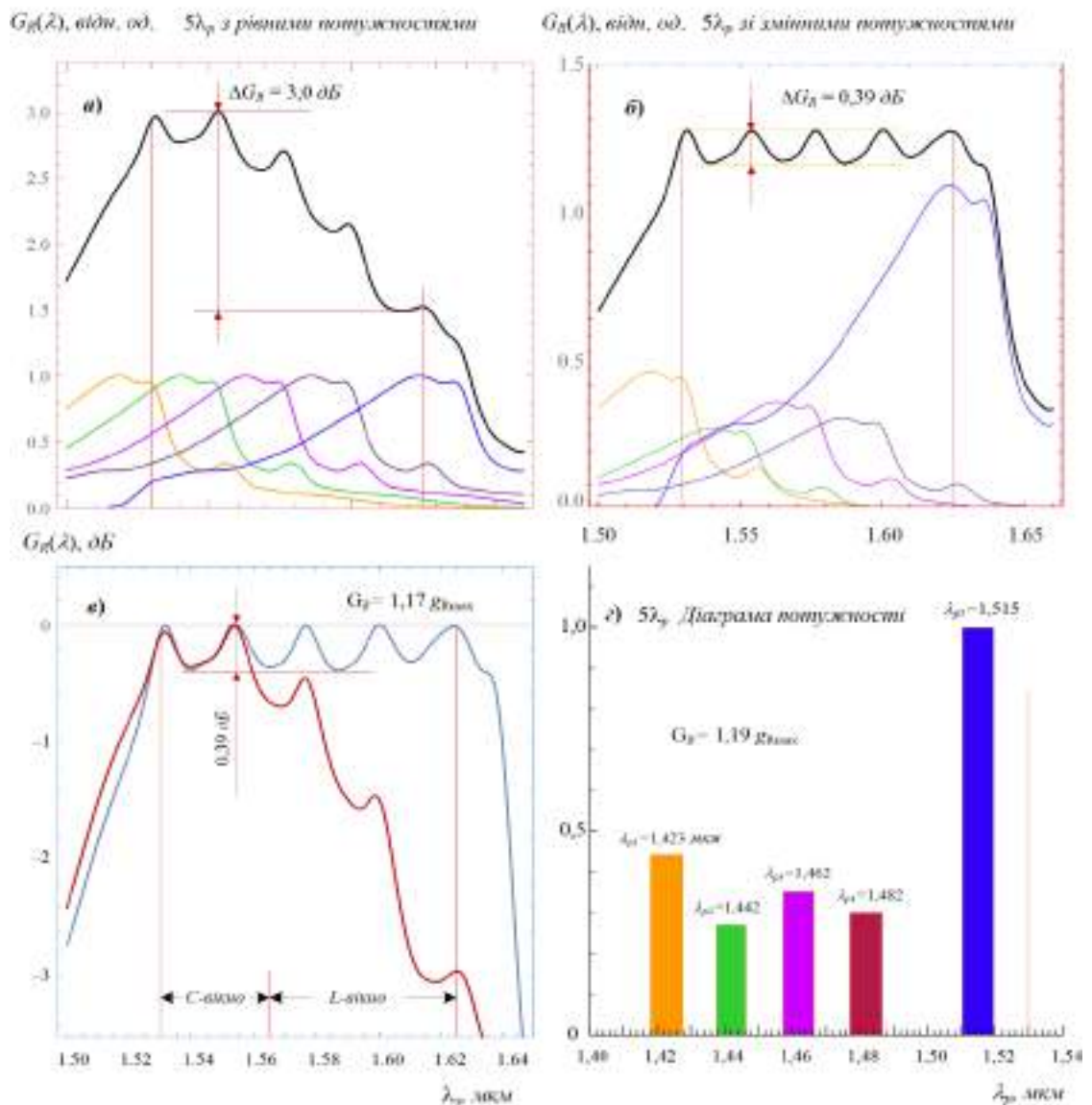


Рис.3.6 Результати моделювання рівномірної смуги підсилення ВКРП на основі оптичних волокон True Wave^{RS} з 5λ помпуванням у діапазоні С+L телекомунікаційних вікон:

- 5λ смуга підсилення, сформована джерелом із чотирьох лазерів з рівними потужностями;
- 5λ смуга підсилення з оптимізованими потужностями накачування;
- попередні смуги підсилення в логарифмічному масштабі;
- діаграма розподілу вихідної потужності лазерів накачування за довжинами хвилі в області помпування.

6λ накачка у волокні True Wave RS

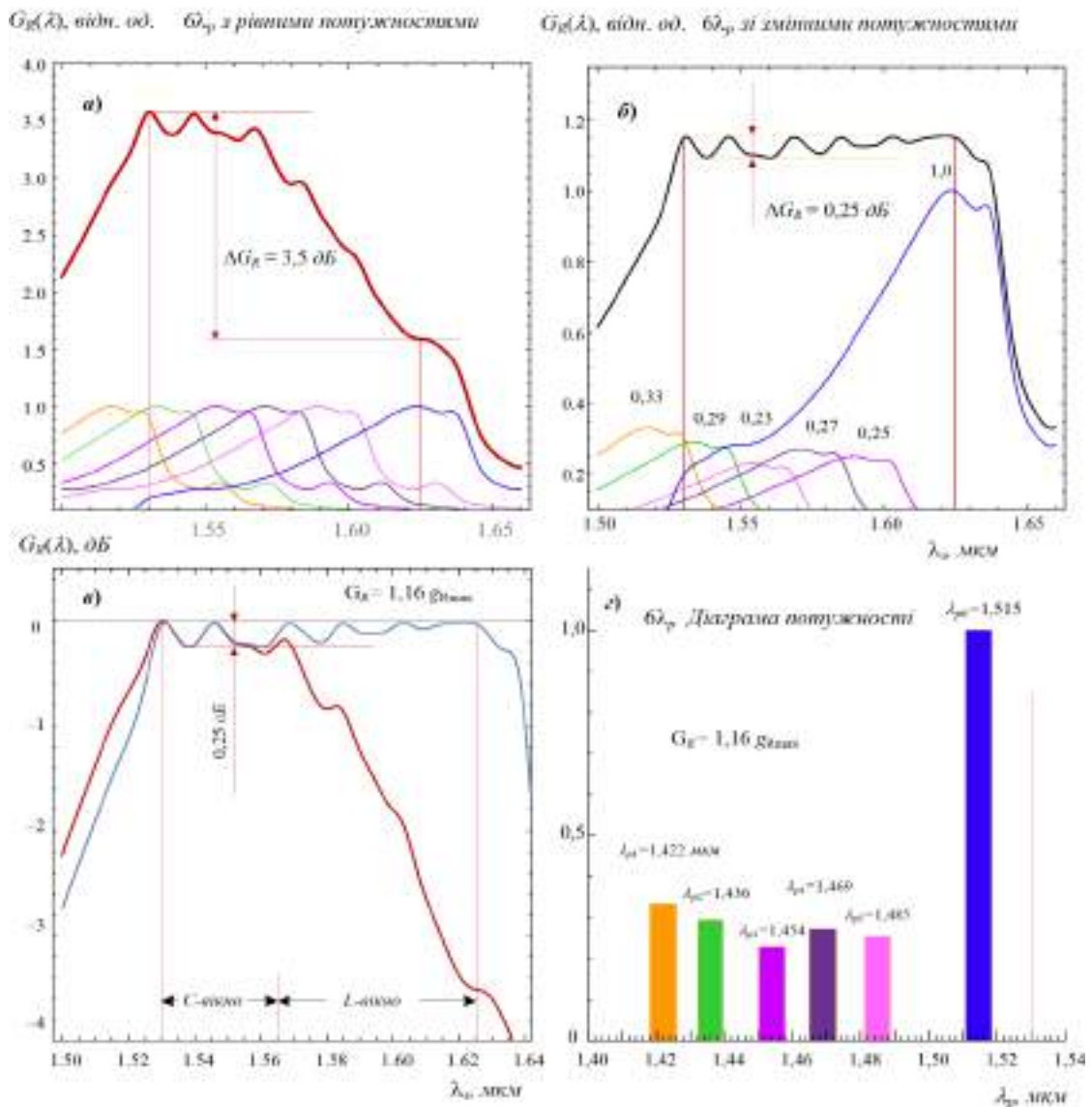


Рис.3.7 Результати моделювання рівномірної смуги підсилення ВКРП на основі оптичних волокон True Wave^{RS} з 6λ помпуванням у діапазоні С+L телекомунікаційних вікон:

- 6λ смуга підсилення, сформована джерелом із чотирьох лазерів з рівними потужностями;
- 6λ смуга підсилення з оптимізованими потужностями накачування;
- попередні смуги підсилення в логарифмічному масштабі;
- діаграма розподілу вихідної потужності лазерів накачування за довжинами хвиль в області помпування.

За рівної потужності всіх багатохвильових джерел накачки нерівномірність смуги підсилення, яку показано на цих рисунках, визначають основним чином ще більшим спадом у довгохвильовій області (відповідно 3,0 дБ та 3,5 дБ) за рахунок надмірного накопичення потужності накачувань, сконцентрованих в області більш коротких довжин хвилі. Тому для вирівнювання смуги підсилення потрібно ще більше придушення потужності генерації короткохвильових лазерів (у 3-4 рази) порівняно з домінантним накачуванням на $\lambda_{pj}=1515$ нм.

Відповідні компоненти 6-мірних векторів відносних потужностей та довжин хвилі ми наводимо у зведеній таблиці 3.1.

Таблиця 3.1.

Результати оптимізації нерівномірності смуги підсилення, що перекриває C+L вікна прозорості (від 1530 нм до 1625 нм) для ВКРП на активному волокні типу True Wave^{RS}

<i>M</i>	Оптимальні значення відносних потужностей <i>a_j</i> та довжин хвилі λ_{pj} накачок у вигляді <i>M</i> -вимірних векторів		<i>G_{Rmax}</i>	ΔG_{Rmax} , дБ
	1	2		
3λ	<i>a_j</i> ,	(0,65; 0,6; 1)	<i>1,2g_{Rmax}</i>	0,9
	λ_{pj} , МКМ	(1,432; 1,47; 1,515)		
4λ	<i>a_j</i> ,	(0,43; 0,42; 0,34; 1)	<i>1,19g_{Rmax}</i>	0,6
	λ_{pj} , МКМ	(1,432; 1,455; 1,48; 1,515)		
5λ	<i>a_j</i> ,	(0,3; 0,3; 0,3; 0,25; 1)	<i>1,16g_{Rmax}</i>	0,4
	λ_{pj} , МКМ	(1,432; 1,45; 1,465; 1,485; 1,515)		
6λ	<i>a_j</i> ,	(0,31; 0,35; 0,23; 0,28; 0,16; 1)	<i>1,19g_{Rmax}</i>	0,25
	λ_{pj} , МКМ	(1,426; 1,44; 1,46; 1,475; 1,485; 1,515)		
7λ	<i>a_j</i> ,	(0,46; 0,46; 0,43; 0,43; 0,5; 1,0; 0,89)	<i>1,19g_{Rmax}</i>	0,2
	λ_{pj} , МКМ	(1,422; 1,434; 1,448; 1,462; 1,476; 1,504; 1,515)		
8λ	<i>a_j</i> ,	(0,5; 0,405; 0,405; 0,43; 0,36; 0,167; 0,76; 1)	<i>1,7g_{Rmax}</i>	0,2
	λ_{pj} , МКМ	(1,422; 1,434; 1,448; 1,462; 1,476; 1,484; 1,504; 1,515)		

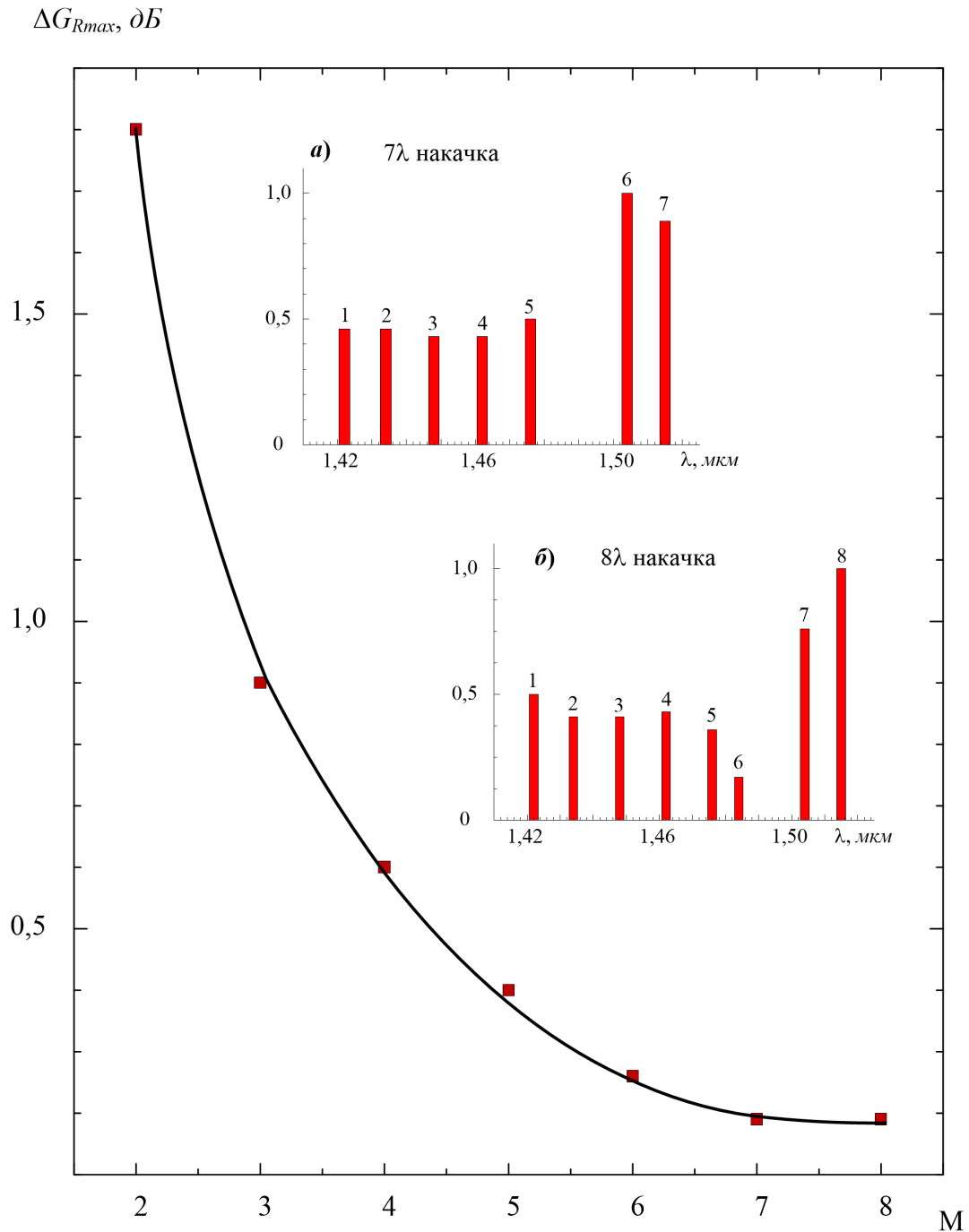


Рис.3.8 Залежність мінімуму нерівномірності підсилення ΔG_R від числа джерел накачування M у ВКРП на основі оптичного волокна True Wave^{RS} з багатохвильовим помпунням. На вставках показано діаграми розподілу потужності помпуння за довжиною хвилі – а) 7λ та б) 8λ.

Разом з цим, 6λ помпування за оптимального вибору потужності та спектрального розподілу лазерів накачування може забезпечити, як видно на рис.3.7б,в, нерівномірність смуги підсилення в межах 0,25 дБ ($\leq 10\%$). Відзначимо, що оптимізований загальний коефіцієнт підсилення встановлюють приблизно на одному рівні, що майже не залежить від числа накачувань M , причому $G_{Rmax} \approx 0,9 (Вт \times км)^{-1}$.

У табл. 3.1 зведено результати оптимізації нерівномірності смуги підсилення, що перекриває C+L вікна прозорості (від 1530 нм до 1625 нм) для ВКРП на активному волокні типу True Wave^{RS} з багатохвильовим ($3\lambda - 8\lambda$) помпуванням. Зазначена вище тенденція теоретичного зниження нерівномірності підсилення у C+L телекомунікаційних вікнах, як видно з табл.3.1, досягає свого насичення на мінімально розрахованому рівні $\sim 0,2$ дБ вже у конфігурації ВКРП із $M \geq 6$.

Збільшення кількості хвиль помпування ВКРП для $M \geq 6$ вже не призводить до помітного покращення рівномірності смуги підсилення, що демонструє рис.3.8.

На рис.3.8 параметр ΔG_R , який описує межі нерівномірності підсилення, наведено залежно від числа джерел накачування M у ВКРП на основі оптичного волокна True Wave^{RS} з багатохвильовим помпуванням.

3.3 Особливості моделювання ВКР підсилювача на основі волокна з компенсованою дисперсією з рівномірною смугою підсилення у C+L телекомунікаційних вікнах

За даними із Таблиці 2.2 та згідно з виразом (3.5) аналітичний вираз нормованої функції $\varphi(\omega)$ профілю ВКР підсилення DCF волокна має такий вигляд:

$$\begin{aligned}
\varphi(\omega) &= \sum_{i=1}^N A_i \cdot \exp[-(\omega - \omega_{v,i})^2 / \Gamma_i^2] = \\
&= 0,06 \cdot \exp[-1,52 \cdot (\omega - 1,7)^2] + \\
&+ 0,16 \cdot \exp[-0,32 \cdot (\omega - 3,0)^2] + \\
&+ 0,24 \cdot \exp[-0,1 \cdot (\omega - 6,1)^2] + \\
&+ 0,59 \cdot \exp[-0,08 \cdot (\omega - 11,3)^2] + \\
&+ 0,58 \cdot \exp[-0,18 \cdot (\omega - 13,8)^2] + \\
&+ 0,10 \cdot \exp[-2,10 \cdot (\omega - 14,7)^2] + \\
&+ 0,17 \cdot \exp[-0,69 \cdot (\omega - 17,6)^2] + \\
&+ 0,17 \cdot \exp[-0,09 \cdot (\omega - 20,2)^2], \tag{3.7}
\end{aligned}$$

причому числові коефіцієнти у виразі (3.7) мають найбільш компактний вигляд, якщо центральні частоти $\omega_{v,i}$ та сталі загасання Γ_i в (3.5) задавати в одиницях ТГц.

Як і під час моделювання у п.3.2, використання функції (3.7) для одномодових волокон типу DCF суттєво спрощує моделювання надширокосмугових ВКРП з можливістю здійснення прямих теоретичних оцінок величини мінімально досяжної нерівномірності у заданій смузі підсилення.

Оскільки максимуми коефіцієнта підсилення для волокон DCF й True Wave RS розміщено на достатньо близьких частотах стоксового зсуву 440 см^{-1} (13,2 ТГц) та 447 см^{-1} (13,4 ТГц) відповідно, то для формування оптимальної смуги підсилення у C+L телекомунікаційних вікнах всі довжини хвилі накачки для них мають належати таким інтервалам: $\lambda_{p,j} \in [1,425; 1,515]$ мкм – для волокна DCF і $\lambda_{p,j} \in [1,422; 1,515]$ мкм – для волокна True Wave RS.

Результати моделювання рівномірності смуг підсилення ВКРП у C+L телекомунікаційних вікнах в оптичному волокні типу DCF шляхом зміни кількості лазерів у джерелі помпування від 3λ до 6λ ми наводимо нижче на рис.3.9 – 3.12 відповідно.

3 λ накачка у DCF волокні

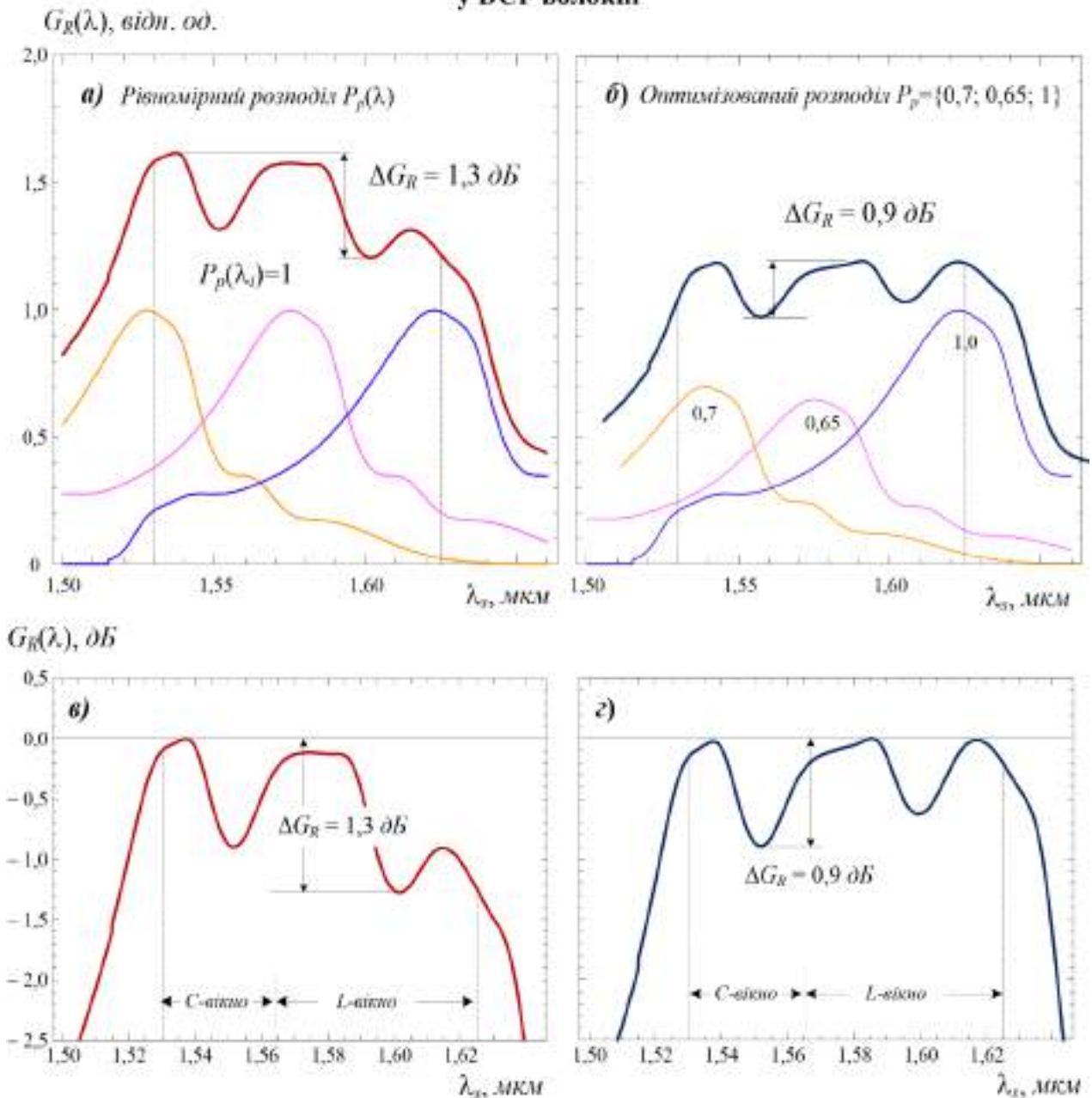


Рис.3.9 Результати моделювання рівномірної смуги підсилення ВКРП на основі оптичних волокон типу DCF з 3 λ помпуванням у діапазоні С+L телекомунікаційних вікон:

- 3 λ смуга підсилення, сформована джерелом із трьох лазерів з рівними потужностями;
- 3 λ смуга підсилення з оптимізованими потужностями накачування;
- та г) попередні смуги підсилення в логарифмічному масштабі.

4λ накачка у DCF волокні

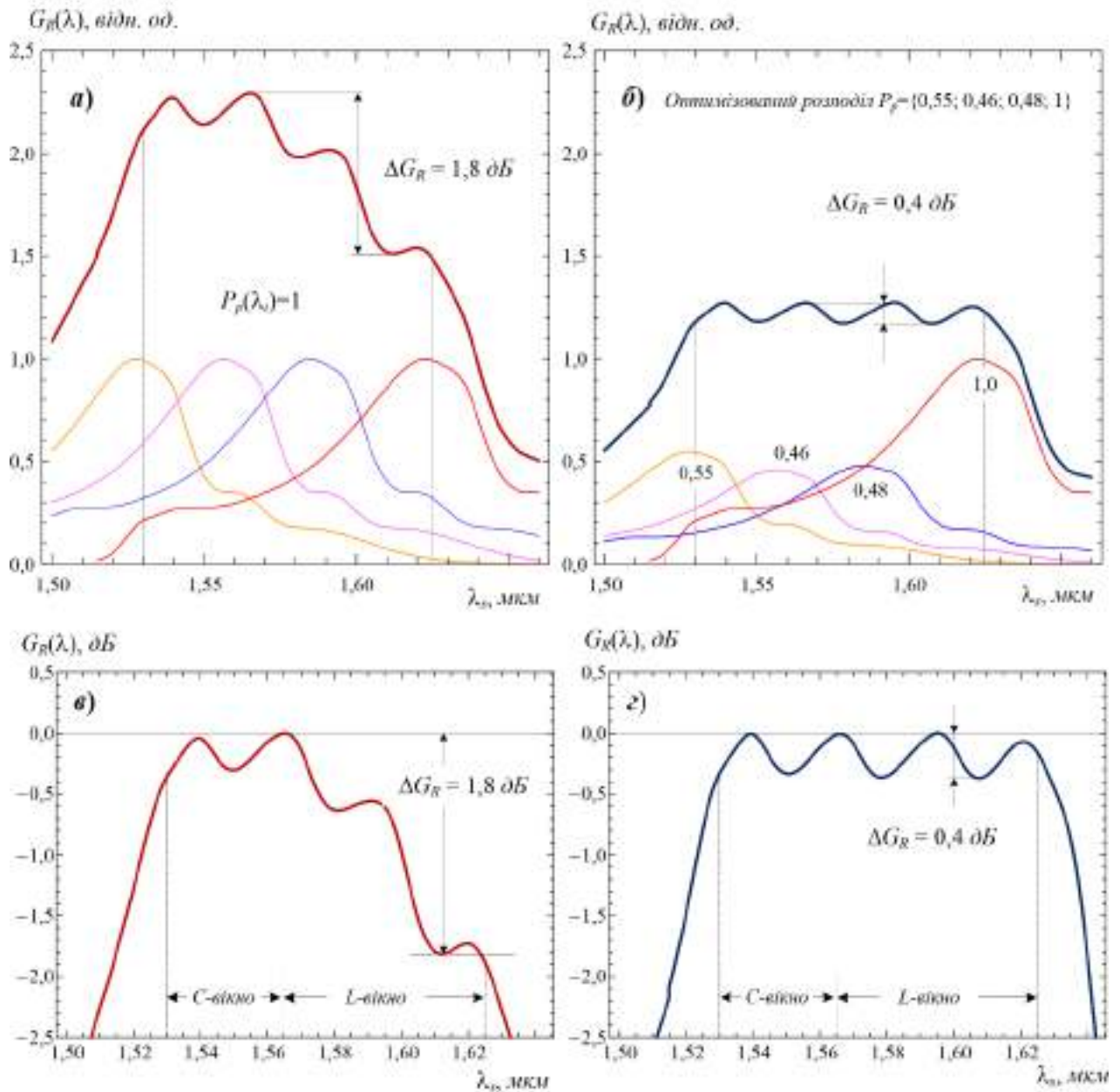


Рис.3.10 Результати моделювання рівномірної смуги підсилення ВКРП на основі оптичних волокон типу DCF з 4λ помпуванням у діапазоні C+L телекомунікаційних вікон:

- а) 4λ смуга підсилення, сформована джерелом із чотирьох лазерів з рівними потужностями;
- б) 4λ смуга підсилення з оптимізованими потужностями накачування;
- в) та г) попередні смуги підсилення в логарифмічному масштабі.

5λ накачка
у DCF волокні

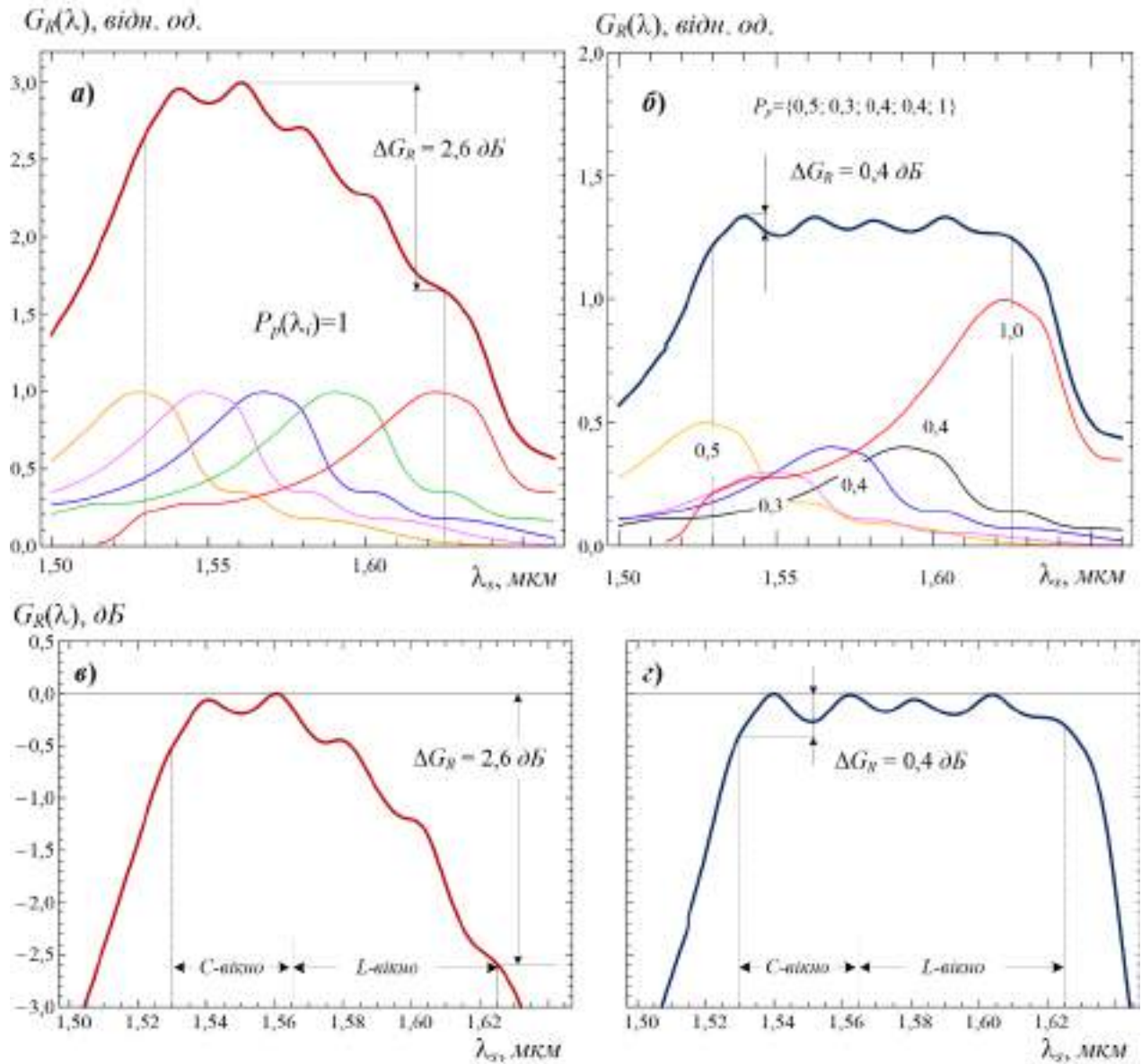


Рис.3.11 Результати моделювання рівномірної смуги підсилення ВКРП на основі оптичних волокон типу DCF з 5λ помпуванням у діапазоні C+L телекомунікаційних вікон:

- а) 5λ смуга підсилення, сформована джерелом із п'яти лазерів з рівними потужностями;
- б) 5λ смуга підсилення з оптимізованими потужностями накачування;
- в) та г) попередні смуги підсилення в логарифмічному масштабі.

бλ накачка
у DCF волокну

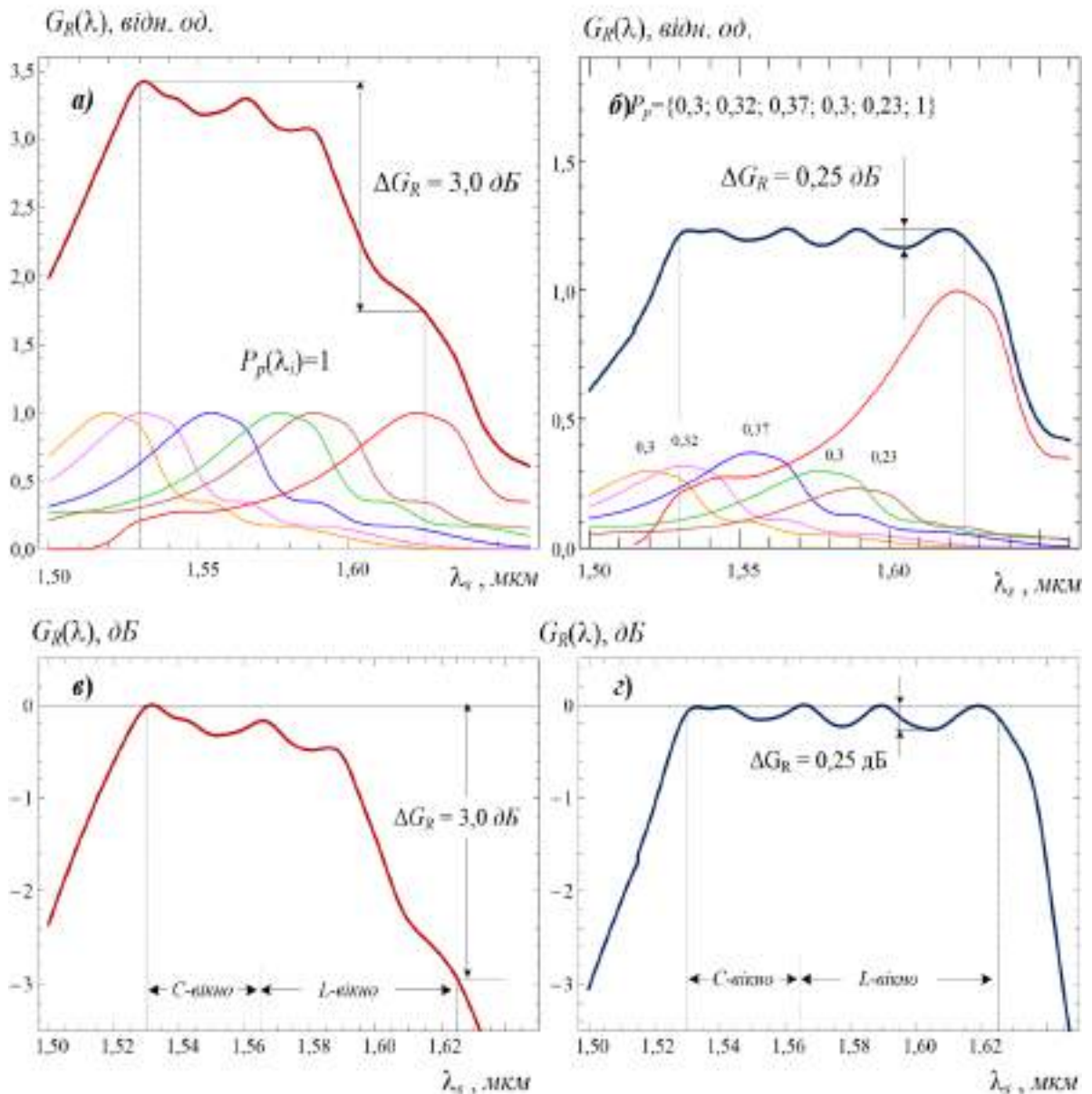


Рис.3.12 Результати моделювання рівномірної смуги підсилення ВКРП на основі оптичних волокон типу DCF з бλ помпуванням у діапазоні С+L телекомунікаційних вікон:

- а) бλ смуга підсилення, сформована джерелом із шести лазерів з рівними потужностями;
- б) бλ смуга підсилення з оптимізованими потужностями накачування;
- в) та г) попередні смуги підсилення в логарифмічному масштабі.

Аналіз можливостей вирівнювання смуги підсилення у C+L вікнах ми провели шляхом варіації параметрів багатохвильової накачки, при цьому довжини хвилі лазерів накачки з метою вирівнювання робочої смуги підсилення розміщувались не рівномірно, а підбиралися спеціальним чином.

Для випадку 3 λ джерел помпування, за рівної вихідної потужності всіх 3 лазерів накачки (рис.3.9а, в) має місце значна нерівномірність смуги підсилення зі спадом 1,3 дБ для волокна DCF, тоді як ця величина складала 1,7 дБ для волокна True Wave RS (рис.3.3).

За результатами вирівнювання смуги підсилення шляхом регулювання вихідної потужності лазерів накачки (рис.3.9 б, г) показано можливість забезпечити широку смугу підсилення в повному C+L вікні прозорості з нерівномірністю в межах 0,9 дБ для волокна DCF, тоді як вона складала 1,2 дБ для волокна True Wave RS (рис.3.4).

Під час оптимізації схеми помпування ВКРП довжини хвилі $\{\lambda_{p,j}\}$ накачки розташовуються більш щільно в короткохвильовій частині загальної смуги підсилення. Ретельному вибору підлягають також і компоненти вектора $\{a_j\}$, що відповідають значенням відносної потужності випромінювання кожного лазера накачки.

Для випадку 4 λ джерел помпування (рис.3.10 а - г) за допомогою регулювання вихідної потужності лазерів накачки досягається зменшення нерівномірності смуги підсилення на повному C+L вікні прозорості з 1,8 дБ до 0,4 дБ для волокна DCF, тоді як для волокна True Wave RS таке зниження спостерігають від 2,7 дБ до 0,6 дБ.

Суттєве вирівнювання смуги підсилення за рахунок регулювання вихідної потужності лазерів накачки досягають для 5 λ джерел помпування (рис. 3.11 а - г), а саме: до 0,4 дБ для волокна DCF, а для волокна True Wave RS – до 0,6 дБ.

Таблиця 3.2

Результати оптимізації нерівномірності смуги підсилення, що перекриває C+L вікна прозорості (від 1530 нм до 1625 нм) для ВКРП на оптичному волокні DCF

<i>M</i>	Оптимальні значення відносних потужностей a_j та довжин хвилі λ_{pj} накачок у вигляді <i>M</i> -вимірних векторів: - для волокна DCF		G_{Rmax} , (Вт х км) <i>I</i>	ΔG_{Rmax} , дБ	
	<i>1</i>	<i>2</i>			<i>3</i>
3λ	a_j ,	(0,7; 0,65; 1)		3,69	0,9
	λ_{pj} , МКМ	(1,432; 1,47; 1,515)			
4λ	a_j ,	(0,55; 0,46; 0,48; 1)		3,94	0,4
	λ_{pj} , МКМ	(1,432; 1,457; 1,482; 1,515)			
5λ	a_j ,	(0,5; 0,3; 0,4; 0,4; 1)		4,15	0,4
	λ_{pj} , МКМ	(1,432; 1,45; 1,467; 1,487; 1,515)			
6λ	a_j ,	(0,3; 0,32; 0,37; 0,3; 0,23; 1)		3,84	0,25
	λ_{pj} , МКМ	(1,425; 1,435; 1,455; 1,475; 1,485; 1,515)			

Зрештою 6λ джерело помпування, як видно з рис. 3.12 а - г, за оптимального вибору потужності та спектрального розподілу лазерів накачки дозволяє забезпечити нерівномірність смуги підсилення, яка не перевищує 0,25 дБ для обох типів волокон.

З табл. 3.2 видно, що для ВКРП на основі обох типів волокон із багатохвильовим помпуванням у всьому діапазоні C+L телекомунікаційних вікон мінімально розраховану нерівномірність підсилення на рівні ~0,25 дБ можливо отримати для 6-ти довжин хвиль джерел помпування.

Шляхом оптимізації основних параметрів джерел помпування (спектрального розподілу довжин хвилі та відносної потужності лазерів накачки), що містять від 3-х до 6-ти лазерів накачки, в межах повного C+L вікна прозорості для волокна DCF було досягнуто зменшення нерівномірності смуги підсилення з 0,9 дБ до 0,25 дБ, а для волокна True Wave RS таке зменшення становить від 1,2 дБ до 0,25 дБ.

Зазначені мінімальні нерівномірності смуги підсилення було досягнуто під час використання 6 джерел накачки. Подальше покращення нерівномірності через нарощування кількості лазерів у джерелі помпування вже не спостерігають.

Висновки до розділу 3

Таким чином, у нашій роботі представлено спрощену аналітичну модель широкосмугового ВКРП, у якому стандартні телекомунікаційні волокна DCF та True Wave RS застосовують як активне підсилювальне середовище. Запропонована модель дозволяє швидко отримувати теоретичні оцінки основних параметрів робочої смуги довжин хвилі ВКР підсилювача з довільною кількістю лазерів накачування у мультихвильовому джерелі помпування.

Шляхом оптимізації основних параметрів джерел помпування, що містять від 2-х до восьми лазерів накачування, отримано теоретичні оцінки мінімально досяжної нерівномірності смуги підсилення. Показано, що для ВКР підсилювача на волокні True Wave^{RS} можна реалізувати досить широку смугу підсилення, що охоплює телекомунікаційні вікна C+L та має нерівномірність не більше 0,2 дБ. Мінімальної нерівномірності такої широкої смуги, за даними нашого моделювання, можна досягти під час використання не менше ніж 6 джерел накачування ($M=6$). Однак подальше нарощування кількості лазерів у джерелі помпування можна вважати недоцільним, оскільки за $M > 6$ покращення нерівномірності нижче рівня 0,2 дБ вже не спостерігають.

У роботі представлено оптимальні значення параметрів джерел помпування, а саме спектрального розподілу довжин хвилі та відносної потужності всіх лазерів накачування, за яких можна отримати мінімальну нерівномірність смуги підсилення. В основі достовірності наданих теоретичних оцінок лежить практично точна апроксимація профілю ВКР підсилення у волокні True Wave^{RS},

що отримана нами у вигляді аналітичної функції від частоти, яка збігається з експериментальними вимірюваннями в діапазоні частот стоксового зсуву до 24 ТГц.

РОЗДІЛ 4. ВДОСКОНАЛЕННЯ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТЕРАГЕЦОВОГО ДІАПАЗОНУ ДЛЯ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ СИСТЕМ МЕТОДАМИ ВКР РАДІОФОТОНІКИ

4.1 Вступ. Стан та перспективи освоєння терагерцового діапазону для бездротового зв'язку

У цьому розділі ми описуємо ідеологію побудови двохвильового (2λ) волоконного лазера, в якому генерацію створено за рахунок ефекту вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР). Цей пристрій було запропоновано нами [167] та розроблено з метою вдосконалення терагерцових технологій та підвищення ефективності джерел випромінювання для телекомунікаційних систем терагерцового діапазону.

Основною перевагою запропонованого терагерцового джерела є суттєве зменшення фазових шумів, яке варто очікувати за рахунок генерації обох лазерів від спільного джерела помпування. Визначено головні параметри волоконних бреггівських ґраток для 2λ лазерних резонаторів, сукупність яких доводить їх відповідність сучасним вимогам монолітної інтеграції пристрою у повністю волоконну конструкцію. Шляхом моделювання у різних типах волокна встановлено можливість зменшення порогової потужності накачки щонайменше у 400 разів, що дозволить значно зменшити масогабаритні характеристики такого лазера.

Стрімке зростання вимог до підвищення швидкості передачі даних та їх обсягу в кабельних і бездротових комунікаціях спостерігається вже впродовж останніх десятиліть [104,105]. Таку тенденцію обумовлено насамперед збільшенням кількості користувачів мереж із одночасним підвищенням їх вимог до послуг, які надають провайдери телекомунікаційного контенту (дані надвисокої чіткості, завантаження великого обсягу інформації у найкоротші терміни, надшвидкий обмін даними між окремими користувачами та групами

користувачів, швидке відновлення мережевих підключень у районах стихійного лиха тощо). За прогнозами аналітиків таке зростання триватиме впродовж наступного десятиліття [106-109]. Високошвидкісні з'єднання на основі технології “волокно до будинку” вже широко застосовують, однак вони не здатні задовольнити усіх вимог, що висувають користувачі, через велику кількість обмежень, до яких, зокрема, належать такі: ускладнене географічне розташування телекомунікацій, неузгодженість стратегій постачальників послуг, руйнування у разі природних (неприродних) катастроф. У цьому сенсі бездротові мережі у сполученні з волоконно-оптичним зв'язком стають ключовим будівельним блоком для розгортання наступного покоління телекомунікаційних мереж, здатних надавати послуги у довільному місці та в будь-який час [110,111]. З технічної точки зору волоконно-оптичні лінії з великою інформаційною ємністю, що поєднані із бездротовим зв'язком, який вирізняється простотою установки та меншою вартістю, можуть бути синергетично об'єднані з метою задоволення зазначених вимог взагалі та реалізації мобільного зв'язку більшої пропускної спроможності зокрема [112, 113].

За цих умов стає актуальною проблема узгодження швидкостей оптичних та бездротових мереж доступу. Тому для бездротових систем передачі даних потрібне значне збільшення пропускної спроможності для забезпечення швидкості передачі даних більше ніж 100 Гбіт/с, яку вже типово забезпечують волоконно-оптичні комунікації, зокрема з використанням ефекту комбінаційного розсіювання (КР) світла в одномодових волокнах. Крім того, швидкості передачі даних понад 100 Гбіт/с (навіть до 10 Тбіт/с) забезпечено зараз завдяки застосуванню оптичних підсилювачів на ефекті вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР).

На відміну від волоконно-оптичних комунікацій у сфері бездротового зв'язку звичайні смуги частот до 60 ГГц майже повністю заповнені [114, 115]. Тому багато зусиль зараз зосереджено на освоєнні смуг на вищих частотах,

зокрема в міліметровому діапазоні та у майже невивченому терагерцовому діапазоні [116-120].

Дотепер значна частина терагерцового діапазону електромагнітного спектру залишається неосвоєною через такі суттєві проблеми [120-123]:

- надвелике згасання сигналів цього діапазону в земній атмосфері;
- відсутність дієвих схемотехнічних рішень та апаратної реалізації (у промислових масштабах) джерел і приймачів сигналів терагерцового діапазону.

4.1.1 Особливості розповсюдження сигналів терагерцового діапазону

З використанням терагерцового діапазону постають значні обмеження на умови функціонування сучасних телекомунікаційних систем, оскільки втрати в атмосфері збільшуються пропорційно квадрату значення частоти-носія. Тому передача сигналу терагерцового діапазону в атмосфері можлива тільки на невеликі відстані (до 100 м) і тільки у певних вікнах (смугах) прозорості. У роботах [122, 123] опубліковано результати досліджень особливостей розповсюдження і згасання сигналів у діапазоні 0,1 ТГц ... 1,0 ТГц. Показано, що передача сигналу зазначеного діапазону у вільному просторі можлива справді на невеликі відстані і тільки у трьох вікнах (смугах) прозорості із загальною смугою частот 28 ГГц, а саме:

- смуга 1: 0,44 ... 0,52 ТГц ($f_{\text{центр}} = 0,48$ ТГц);
- смуга 2: 0,56 ... 0,72 ТГц ($f_{\text{центр}} = 0,64$ ТГц);
- смуга 3: 0,82 ... 0,86 ТГц ($f_{\text{центр}} = 0,84$ ТГц),
у яких згасання сигналу становить 125 дБ ... 140 дБ.

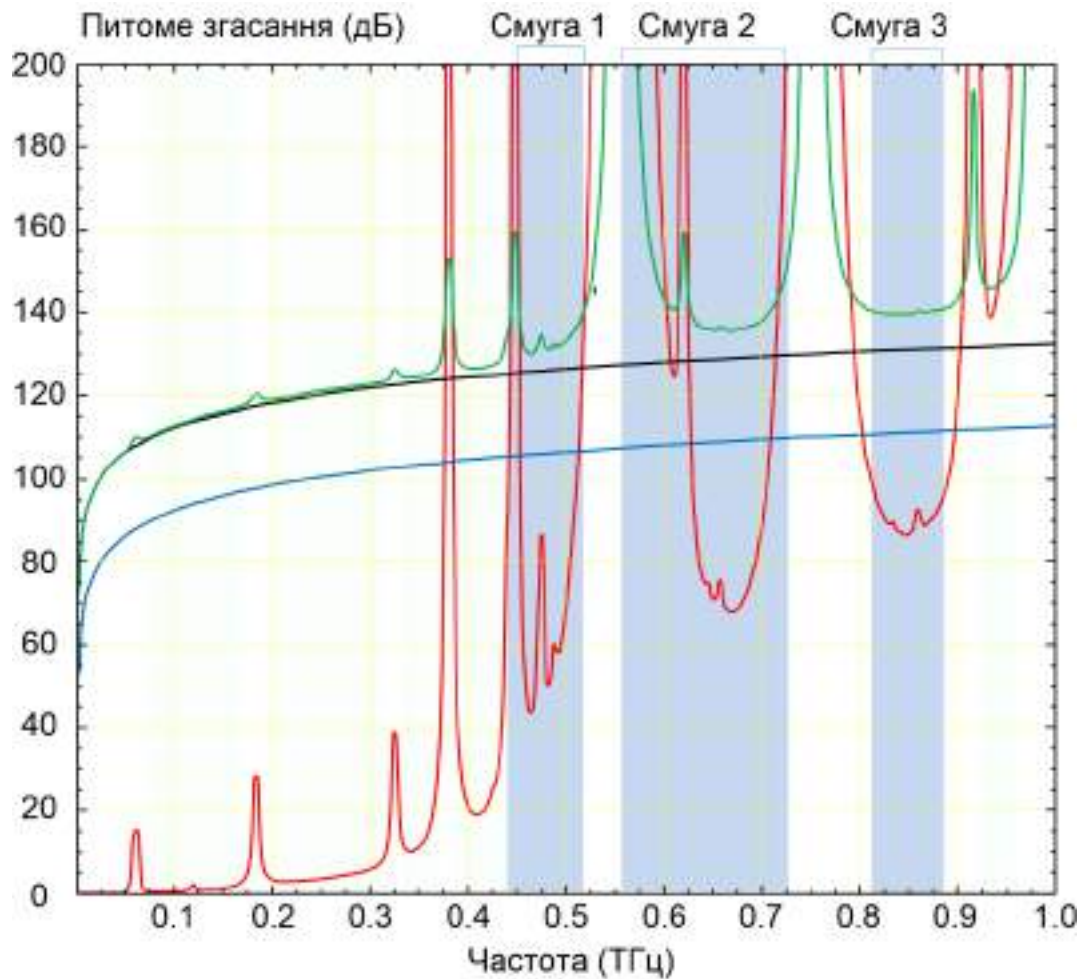


Рис.4.1 Частотна залежність загасання сигналу терагерцового діапазону та смуги відносної прозорості атмосфери

Отже, такі значення втрат сигналу варто враховувати під час формування технічних вимог до потужності передавача та енергетичного потенціалу лінії зв'язку.

Залежність питомого згасання сигналу терагерцового діапазону від частоти [121] показано на рис. 4.1, на якому також зазначено 3 смуги прозорості, і саме вони зараз становлять предмет найбільш актуальних досліджень [122].

4.1.2 Аналіз схемотехнічної реалізації джерел випромінювання терагерцового діапазону

Нові фотонні системи [121–123] дозволяють вирішувати проблеми застосування терагерцового діапазону для бездротового зв'язку шляхом їхнього поєднання з потенціалом оптико-волоконних технологій. Саме це дозволяє принципово уникнути основної проблеми надзвичайно великих втрат під час розповсюдження сигналів в атмосфері та перевести зв'язок у терагерцовому діапазоні у практичну площину для задоволення вимог усе більшої пропускної здатності сучасних систем зв'язку. Водночас одним із головних та не вирішених дотепер завдань терагерцових технологій є розробка і реалізація ефективного джерела випромінювання.

У телекомунікаційних системах терагерцового діапазону, які описано в літературі (див. зокрема [121]), у тракці формування та передавання сигналів застосовують два незалежні (зазвичай напівпровідникові) лазери. Накачка одного із цих лазерів модулюється інформаційними сигналами (інформаційна складова), використовуючи амплітудну модуляцію. Інший лазер зі зміщеною частотою генерації використовують як гетеродин. За допомогою змішувача, який виділяє різницеву частоту обох лазерів, формується терагерцова несуча частота, модульована корисним сигналом. Саме цей сигнал у терагерцовому діапазоні буде використано для бездротової передачі до пристрою користувача шляхом випромінювання у вільному просторі.

Основним недоліком елементів такої системи є некогерентність сигналів у випадку двох незалежних лазерів, що призводить до появи у змішувачі значних фазових шумів. Цей додатковий шум, що заважає прийому корисного сигналу, може набувати принципового значення, особливо після великих втрат в атмосфері.

Уже досить тривалий час волоконні лазери, які використовують ефект вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР), знаходять широке застосування

як джерела накачки ВКР та ербієвих підсилювачів [24]. ВКР волоконні джерела, які випромінюють на кількох довжинах хвиль, було запропоновано для розширення спектру підсилення ВКР волоконних підсилювачів та покращення їх шумових характеристик [37]. Зазвичай у таких пристроях як активне середовище використовують спеціалізоване волокно, а генерації на декількох довжинах хвиль досягають встановленням відповідного числа пар волоконних бреггівських ґраток (ВБГ), які утворюють резонатори волоконного лазера. У нашій роботі двохвильовий (2λ) ВКР лазер запропоновано використати для генерації терагерцового випромінювання.

Науковим завданням цієї роботи є доведення можливості створення двохвильового ВКР лазера для джерела терагерцової несучої частоти, два резонатори якого побудовано з використанням ВБГ (вхідних і вихідних) за різних значень коефіцієнтів відбиття цих ВБГ.

4.2 Обґрунтування можливості реалізації двохвильового ВКР лазера із терагерцовою різницею довжин хвиль їх випромінювання

У цій роботі запропоновано нове джерело випромінювання тракту формування і передавання сигналів телекомунікаційної системи терагерцового діапазону, в якому два окремі лазери замінено на один 2λ волоконний лазер. У такому лазері як активне середовище можна використовувати будь-який тип волокна, а генерацію можна отримати за рахунок ефекту ВКР світла [122]. Використання 2λ ВКР лазера дає змогу позбутися некогерентності сигналів лазерів (генерацію отримують від спільного джерела лазерної накачки), зменшити рівень фазових шумів і покращити якість сигналу, що передається до пристрою користувача.

Крім того, у роботі проведено порівняльний аналіз і обґрунтовано переваги КР волокна, легованого 20% GeO_2 у серцевині, порівняно зі звичайним “чистим” кварцовим волокном SiO_2 .

Основою вибору 2λ ВКР лазера є тип волокна, яке використовують як активне середовище. Саме властивості цього середовища й визначають параметри такого лазера. У роботах [13, 14, 23] детально розглянуто та досліджено існуючі типи волокон, які використовують у 2λ ВКР лазерах.

4.2.1 Вибір активного волокна для ВКР лазера

На рис. 4.2 показано залежність порогу ВКР підсилення під час помпування деяких поширених волокон джерелом з $\lambda_p = 1,45$ мкм від довжини хвилі в стоксовій області. Експериментальні профілі $g_R(\omega)$ та пікові значення коефіцієнтів КР підсилення $g_{R\max}$ становлять відповідно: $g_{R\max} = 6,1$ (Вт·км)⁻¹ для спеціалізованого КР волокна; $g_{R\max} = 0,4$ (Вт·км)⁻¹ – для стандартного волокна на основі плавленого кварцу; $g_{R\max} = 0,74$ (Вт·км)⁻¹ – для магістрального волокна True Wave RS™.

Профілі ВКР підсилення $g_R(\omega)$ майже точно було апроксимовано за допомогою моделі багатомодової декомпозиції (див. розділ 2). Значення оптичної потужності на рис. 4.2 наведено в одиницях дБм і в міліватах (на правій вертикальній осі). Якщо помпування має довжину хвилі $\lambda_p = 1,45$ мкм, мінімальний поріг підсилення, як видно з рисунку, для сигналу з $\lambda_s = 1,55$ мкм настає за потужності $P_p = 100$ мВт на:

- | | |
|------------------------------|---|
| $P_p = 8,9$ дБм (7,8 мВт) | – для спеціалізованого КР волокна; |
| $P_p = 18,0$ дБм (63 мВт) | – для волокна типу True Wave RS™; |
| $P_p = 20,7$ дБм (117,5 мВт) | – для стандартного волокна на основі плавленого кварцу. |

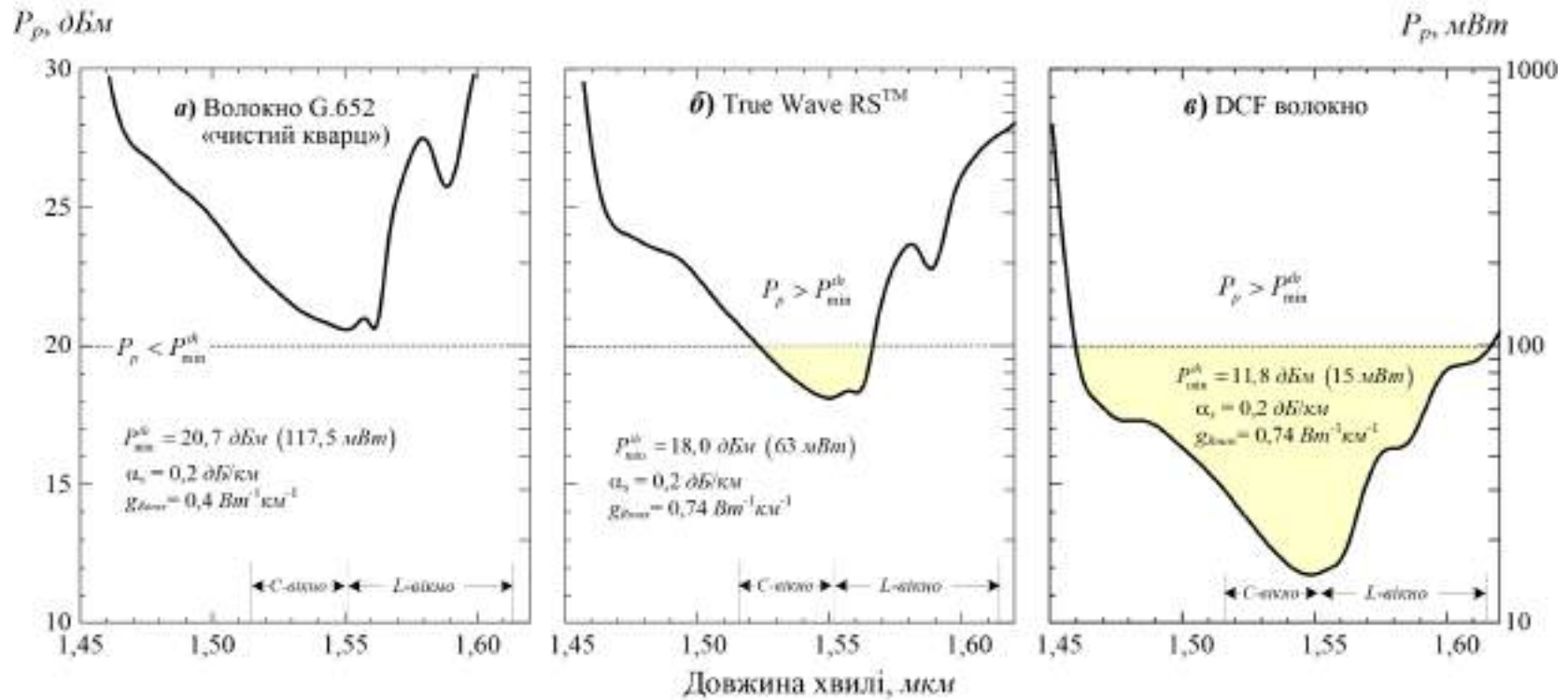


Рис. 4.2. Функції прозорості, порогові потужності помпування та смуги ВКР підсилення за $P_p=100$ мВт у стандартних одномодових волокнах на основі кварцового скла (за постійного загасання у С+L вікнах, що дорівнює 0,2 дБ/км):

- волокно стандарту G.652, за $P_p < P_{\text{min}}^{\text{th}}$ оптичне підсилення відсутнє;
- True Wave RS, смуга підсилення частково перекриває С+L вікна;
- DCF волокно, смуга підсилення повністю перекриває С+L вікна.

У розрахунках лазерного порога, наведених на рис. 4.2, прийнято, що власні втрати на стоксовій частоті $\alpha = 0,2$ дБ/км.

Варто зазначити, що під час виготовлення КР-волокна значного збільшення його КР-підсилення досягають за рахунок підвищеного вмісту GeO_2 (типово $\sim 20\%$), але цей процес супроводжує помітне підвищення власних втрат у волокні з мінімальними значеннями $\alpha \sim 0,3-1,0$ дБ/км.

На рис. 4.3 показано залежності лазерного порога ВКР ($\lambda_p = 1,45$ мкм) для КР-волокна із різними значеннями власних втрат, що змінюються у діапазоні від 0,2 до 1,0 дБ/км. Під час зростання власних втрат від 0,2 до 1,0 дБ/км порогова потужність для монохромного стоксового сигналу на $\lambda_s = 1,55$ мкм, природно, зростає від ≈ 9 до ≈ 40 мВт. За допорогових значень потужності помпування стоксові хвилі затухають, а ВКР підсилення реалізується в ділянці над кривими.

Наведені розрахунки показують, що незалежно від реальних втрат у волокні, якщо потужність накачки досягає кількох міліват, поріг підсилення для монохромного стоксового сигналу реалізовано в достатньо широкому спектральному діапазоні – у цьому разі за накачування з $\lambda_p = 1,45$ мкм лазерну генерацію можна отримати в діапазоні від $\approx 1,5$ до 1,6 мкм, тобто у всій смузі максимальної прозорості волокон. Варто ще раз наголосити, що спектральне положення смуги лазерної генерації можна змінювати простою зміною довжини хвилі помпування. Причому абсолютні значення порогової потужності можна знайти, якщо взяти до уваги частотні залежності параметрів волокна – коефіцієнта підсилення ВКР $g_R(\omega)$ і загасання $\alpha(\omega)$. Ці теоретичні оцінки підтверджують численні експериментальні результати, що більш детально розглянуто далі.

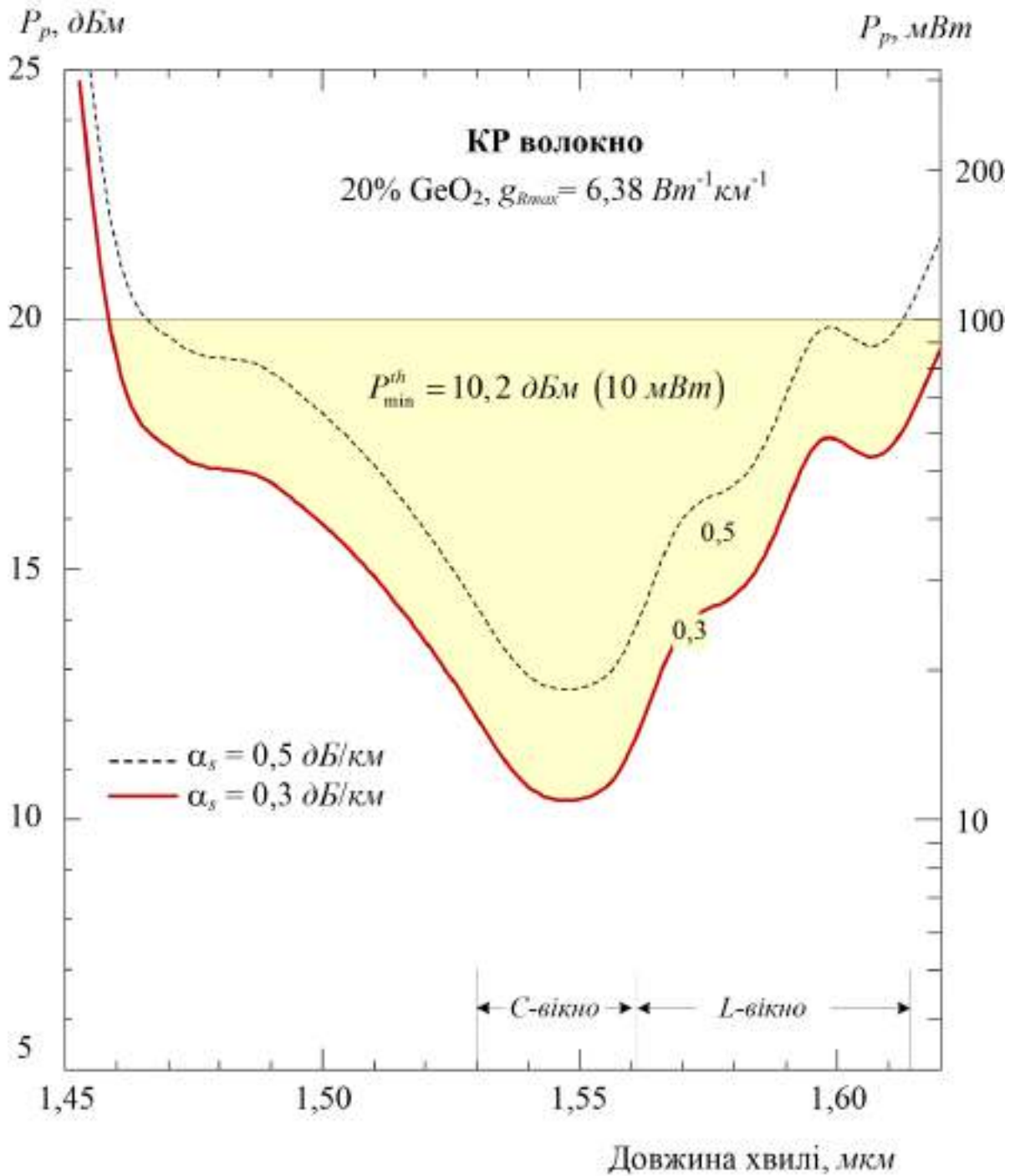


Рис. 4.3. Функція прозорості та смуга ВКР підсилення за $P_p=100$ мВт в одномодовому волокні з підвищеним вмістом домішок GeO_2 та максимальним коефіцієнтом ВКР підсилення за двох значень сталої загасання: $0,2$ дБ/км (суцільна лінія) та $0,5$ дБ/км (пунктир).

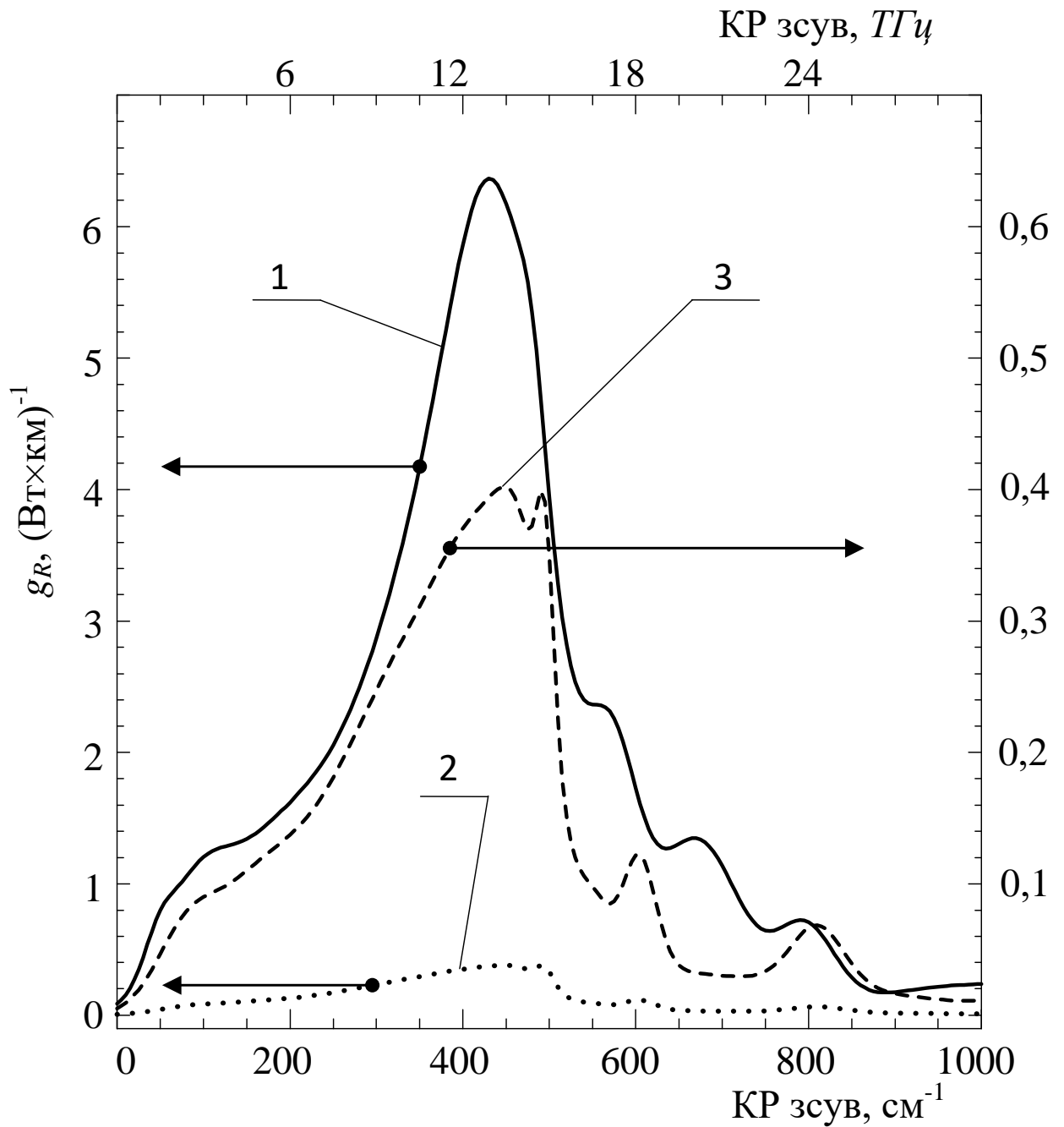


Рис. 4.4. Профілі ВКР підсилення: 1 – КР волокна, легованого 20% GeO₂ у серцевині; 2 – звичайного “чистого” кварцового волокна SiO₂; 3 – звичайного “чистого” кварцового волокна SiO₂, збільшений у 10 разів.

У роботі [168] описано ВКР лазер із робочою довжиною хвилі 940 нм. Для цього лазера як активне середовище розглянуто лише звичайне “чисте” кварцове волокно SiO_2 , генерацію (накачку) якого здійснюють за допомогою лазерного діода (ЛД). Термін “чисте” кварцове волокно SiO_2 є загальноприйнятим для позначення волокон з відносно малими концентраціями (не більше, ніж 3% ... 4%) домішок GeO_2 , які потрібні для утворення серцевини. Для такого типу волокна максимальне значення коефіцієнта ВКР підсилення становить $g_{Rmax}=0,4 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ [168].

Утім, у КР волокну, легваному 20% GeO_2 у серцевині, виміряне значення g_{Rmax} щонайменше на порядок перевищує коефіцієнт ВКР підсилення звичайного “чистого” кварцового волокна SiO_2 . Профілі ВКР підсилення волокон зазначених типів зображено на рис. 4.4.

На рис. 4.4 пунктирною лінією позначено криву, якій відповідає збільшений у 10 разів профіль ВКР підсилення “чистого” кварцового волокна SiO_2 . На цьому самому рисунку суцільною лінією позначено криву, яка відповідає профілю ВКР підсилення КР волокна, легваного 20% GeO_2 у серцевині.

Ліва шкала (див. рис. 4.4) належить до профілів ВКР підсилення “чистого” кварцового волокна SiO_2 і КР волокна, легваного 20% GeO_2 у серцевині. Права шкала (див. рис. 4.4) відповідає збільшеному в 10 разів профілю ВКР підсилення “чистого” кварцового волокна SiO_2 .

Аналіз профілів ВКР підсилення показує, що КР волокно, легване 20% GeO_2 у серцевині, має $g_{Rmax}=6,38 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$, а у “чистому” кварцовому волокну SiO_2 $g_{Rmax}=0,4 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$. Таким чином, використання КР волокна, легваного 20% GeO_2 у серцевині як активне середовище для створення 2л ВКР лазера є більш доцільним. Крім того, частотна залежність профілю ВКР підсилення КР волокна, легваного 20% GeO_2 у серцевині, має суттєво меншу нерівномірність в ділянці головного максимуму.

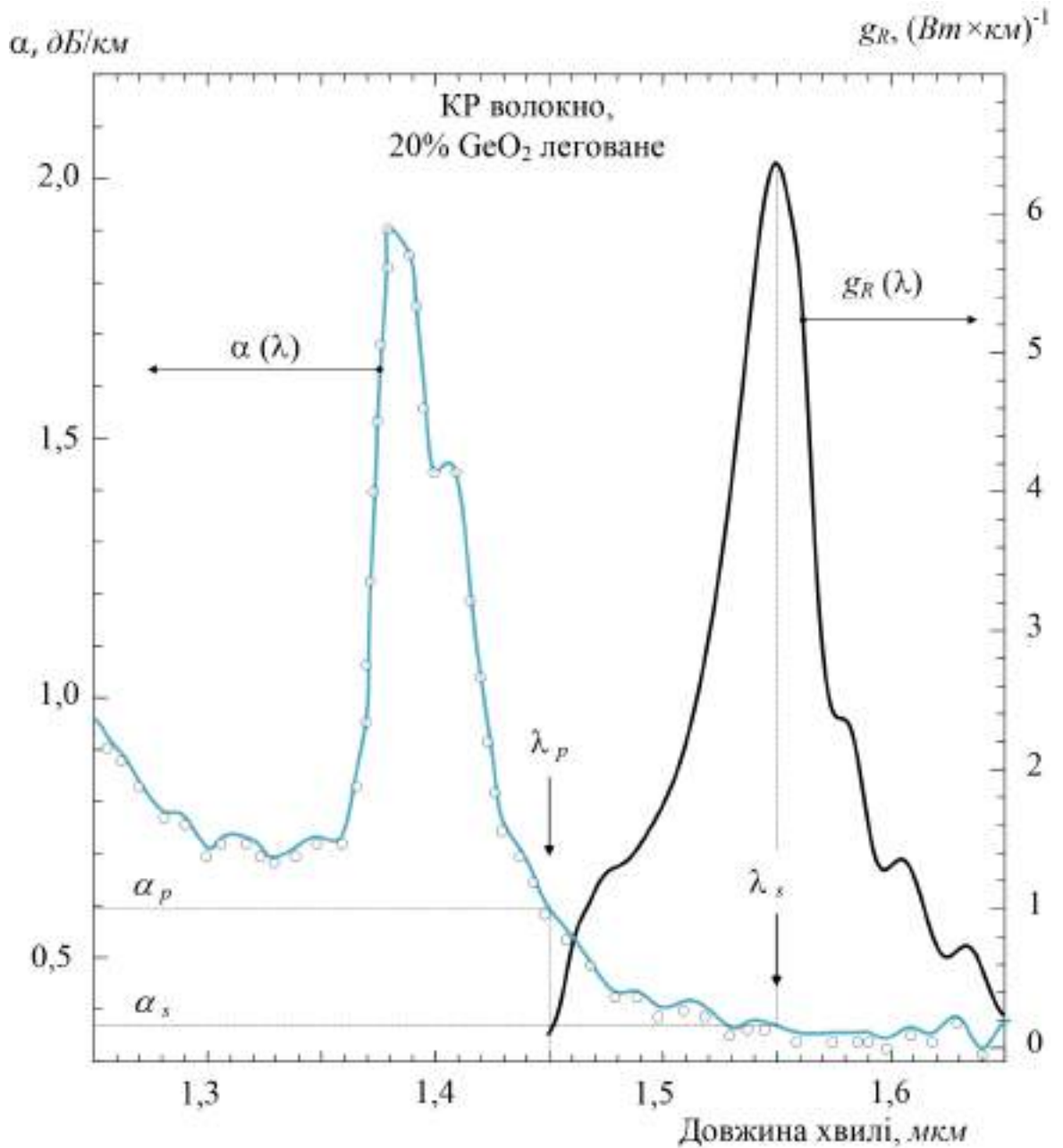


Рис. 4.5. Профіль ВКР підсилення $g_R(\lambda)$ КР волокна, легованого 20% GeO₂ у серцевині, та профіль коефіцієнта втрат $\alpha(\lambda)$ в діапазоні довжин хвиль від 1,25 мкм до 1,7 мкм.

Збільшення g_{Rmax} майже у 16 разів у КР волокні, легованому 20% GeO₂ у серцевині, порівняно зі звичайним “чистим” кварцовим волокном SiO₂ дозволяє суттєво зменшити потужність накачки.

Профіль ВКР підсилення $g_R(\lambda)$ та спектр втрат $\alpha(\lambda)$ кварцового ВКР волокна в діапазоні від 1,25 мкм до 1,7 мкм показано на рис. 4.5. Для усіх стандартних телекомунікаційних кварцових волокон максимум стоксового зміщення в спектрі ВКР підсилення становить близько 13 ТГц. Це дозволяє стверджувати, що максимум профілю ВКР підсилення для ВКР волокна розміщено на $\lambda_s = 1,55$ мкм у випадку, коли довжина хвилі накачки дорівнює $\lambda_p = 1,45$ мкм. Таким чином, коефіцієнти втрат α_p і α_s для подальшого розрахунку параметрів резонатора може бути визначено безпосередньо з рис. 4.5.

На рис.4.5 характерні точки відмічено стрілками, а їх числові значення відраховуються на вертикальній та горизонтальній шкалі, відповідно.

Особливо варто відзначити, що для довжини накачки 2λ ВКР лазера $\lambda_p = 1,45$ мкм коефіцієнт втрат α_p дорівнює 0,77 дБ/км, а у той же час на стоксовій довжині хвилі $\lambda_s = 1,55$ мкм, як бачимо, коефіцієнт втрат α_s набуває свого мінімального значення, яке дорівнює 0,55 дБ/км. Саме тому згідно з (4.1), порогова потужність помпування, яка перетворює волокно в активне лазерне середовище, також буде мінімальною.

4.2.2 Схемотехнічна реалізація двоххвильового ВКР лазера

За умови забезпечення потужності випромінювання, яка перевищує поріг генерації [168], як джерело накачки у 2λ ВКР лазері можливо використовувати як напівпровідникові ЛД, так і будь-який інший лазер.

Запропоновану схему ВКР лазера зображено на рис. 4.6. Вхідна і вихідна бреггівські ґратки, які позначено ВБГ_{λ1}, формують область першого резонатора. Відповідно, вхідна і вихідна бреггівські ґратки, які позначено ВБГ_{λ2}, формують область другого резонатора. Періоди кожної з пар ВБГ, що використано як дзеркала з власними коефіцієнтами відбиття R_1 та R_2 , відповідають довжинам

хвиль λ_1 і λ_2 відповідно. Кожна пара ВБГ, безпосередньо нанесена на активне волокно, фактично формує лазерний резонатор. Монолітне виконання ВБГ суттєво покращує якість лазерних резонаторів і стабільність їхніх характеристик.

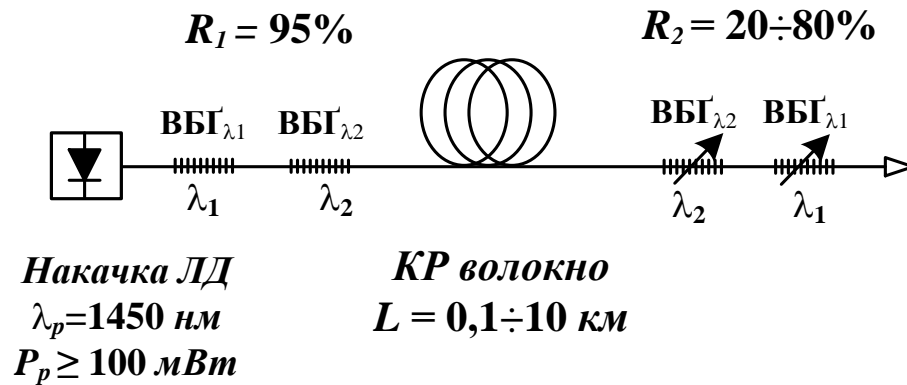


Рис. 4.6. Схема двохчастотного ВКР лазера

Вибір як активне середовище КР волокна, легованого 20% GeO_2 у серцевині, обумовлений тим, що цей тип волокна має найбільший коефіцієнт підсилення ($g_{Rmax} = 6,38 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$, див. рис. 4.3). Лазерний діод накачки має параметри $\lambda_p = 1450 \text{ нм}$ і $P_p = 100 \text{ мВт}$ для того, щоб забезпечувати відповідне зміщення частоти (генерація має відбуватися на частоті $\lambda_0 = 1550 \text{ нм}$), а потужність на виході була б достатньою для подачі сигналу на наступні елементи тракту формування і передавання сигналів телекомунікаційної системи терагерцового діапазону. Довжина КР волокна обрана 0,1 км ... 10 км, впливаючи з потреби забезпечення можливості генерації сигналу стоксової хвилі на виході 2 λ ВКР лазера.

Для схемотехнічної реалізації 2 λ ВКР лазера обрано такі початкові дані:

- активне середовище – КР волокно, леговане 20% GeO_2 у серцевині;
- лазерний діод накачки генерує на частоті, яка відповідає $\lambda_p = 1450 \text{ нм}$;
- потужність накачки не менше 100 мВт;
- довжина КР волокна обраного типу становить 0,1 км ... 10 км.

Генерація сигналу на будь-якій заданій довжині хвилі λ_i можлива, якщо значення потужностей накачки вище кривої, зображеної на рис. 4.7. Значення ж потужностей накачки нижче цієї кривої відповідають режиму згасання стоксових хвиль. У роботі [168] розраховано значення порогових потужностей накачки 2λ ВКР лазера і коефіцієнти підсилення для смуг прозорості з центральними частотами в 0,48 ТГц, 0,6 ТГц і 0,84 ТГц.

4.3 Моделювання двохвильового ВКР лазера

Порогову потужність помпування або функція повної прозорості, що забезпечує режим повної прозорості КР волокна для ВКР лазера, визначають за такою формулою [168]:

$$P_p^{th}(\omega) = \frac{\alpha_s}{g_R(\omega)} \quad (4.1),$$

де α_s – коефіцієнт втрат на стоксовій частоті, $g_R(\omega)$ – профіль ВКР підсилення, який можна отримати в аналітичному вигляді.

4.3.1 Забезпечення повної прозорості та терагерцової смуги лазерної генерації в активному волокні

Оцінити параметри підсилення у КР волокні за умов $P_p > P_p^{th}$ на заданих частотах стоксового зсуву та $\lambda_p = 1450$ нм можна, використовуючи функцію повної прозорості $P_p^{th}(\omega)$, яку визначають за допомогою формули (1).

На рис. 4.7 показано профіль надпорогового підсилення у КР волокні обраного типу або функцію повної прозорості цього волокна. Як видно з рис. 4.7, ВКР волокно, леговане 20% GeO_2 у серцевині, перетворюється в активне середовище у всьому діапазоні довжин хвиль від 1,51 мкм до 1,59 мкм за умови потужності накачки $P_p = 100$ Мвт, що відповідає зсуву частоти ~ 10 ТГц.

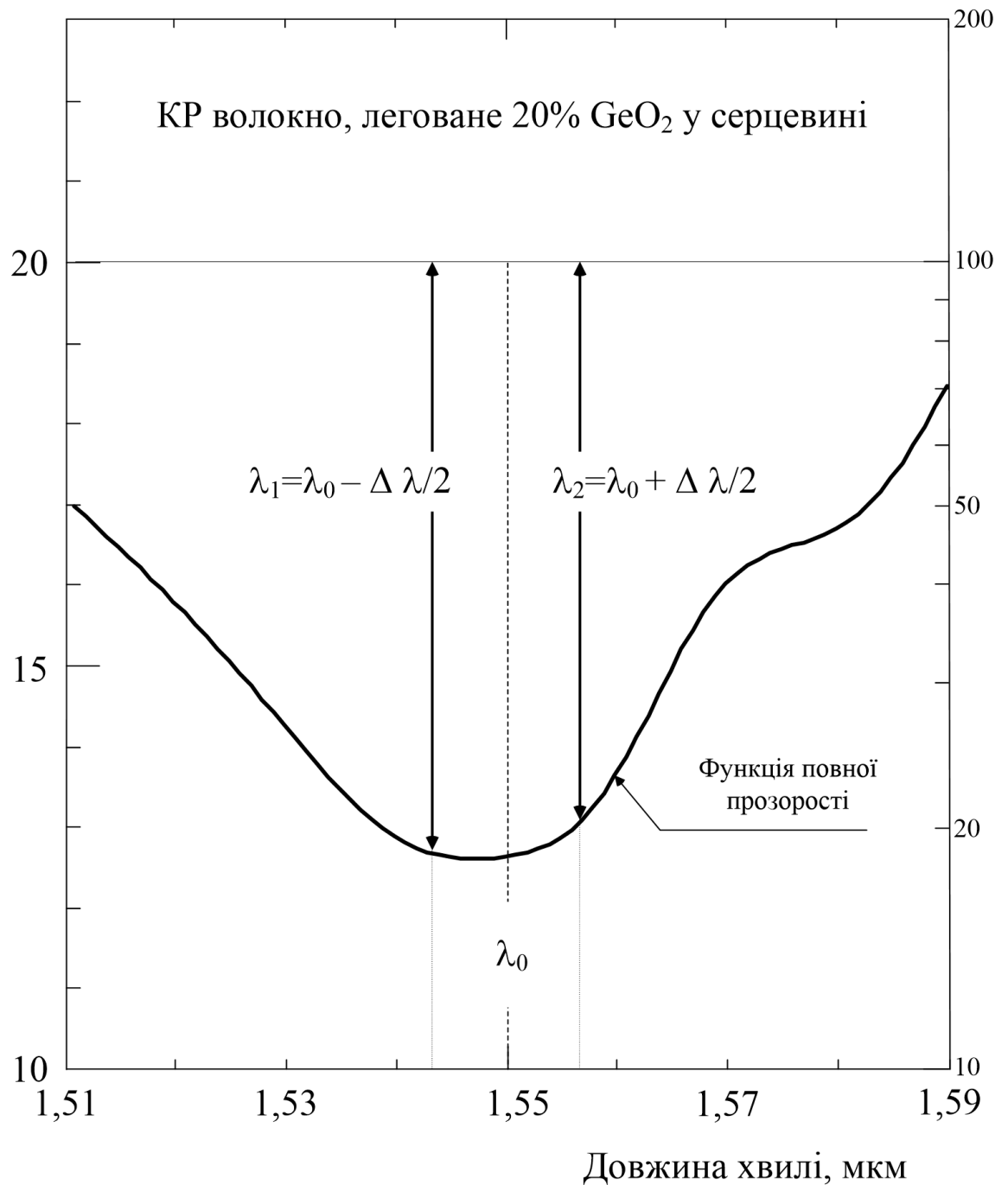
$P_p(\lambda)$, дБм $P_p(\lambda)$, мВт

Рис. 4.7. Функція повної прозорості у КР волокні, що зображена суцільною кривою, а вертикальними стрілками позначено чисте підсилення для $\lambda_p = 1450$ нм та $P_p = 100$ мВт. Зсув $\Delta \lambda$ між довжинами хвиль λ_1 та λ_2 вибрано симетричним відносно $\lambda_0 = 1,55$ мкм.

Тому стоксові частоти навколо $\lambda_s = 1550$ нм будуть забезпечувати роботу у 1-3 смугах вищезазначених терагерцових телекомунікаційних вікон. Крім того, відповідна вихідна потужність має бути достатньою для сигналів, які надходять на подальші елементи шляху формування і передачі сигналів терагерцової телекомунікаційної системи.

4.3.2 Аналіз резонатора двохвильового ВКР лазера

Аналіз було проведено у такій послідовності:

- i. Оптимізація спектру ВКР підсилення активного волокна відносно мінімуму коефіцієнта втрат;
- ii. Оцінка порогу генерації на стоксовій частоті для різних значень коефіцієнта відбиття R_2 вихідної бреггівської ґратки;
- iii. Розрахунок довжини резонатора та порогових потужностей генерації в 2λ ВКР лазері для трьох реальних терагерцових діапазонів.

Поріг генерації на стоксовій частоті потужності накачки визначається як [27]:

$$P_{th} = \frac{2\alpha_s L - \ln(R_1 R_2)}{2g_R L_{eff}}, \quad (4.2)$$

де L – довжина волокна між двома бреггівськими ґратками, R_1 і R_2 – коефіцієнти відбиття вхідної та вихідної бреггівських ґраток відповідно, L_{eff} – ефективна довжина взаємодії хвиль накачки та стоксової хвилі, що визначено як [28]

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p}, \quad (4.3)$$

де α_p – коефіцієнт поглинання (втрат) на довжині хвилі накачки.

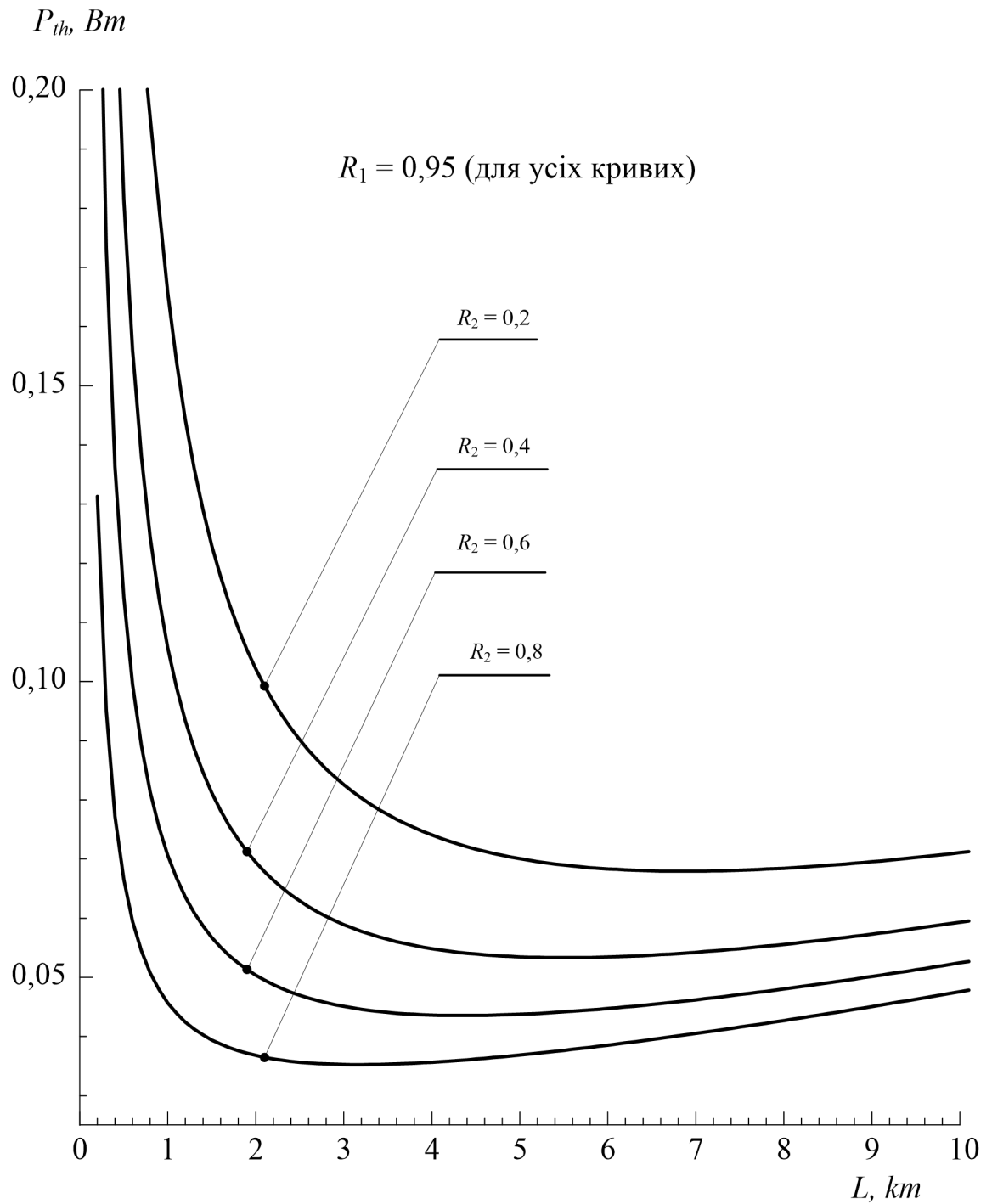


Рис. 4.8. Порогова потужність стоксової хвилі як функція довжини волокна між двома бреггівськими ґратками за різних значень коефіцієнта відбиття вихідної бреггівської ґратки.

Залежність порогової потужності накачки від довжини волокна L між двома бреггівськими ґратками (теоретично вона може варіюватися від 0 км до 10 км) для сталого значення коефіцієнта відбиття вхідної бреггівської ґратки $R_1 = 0,95$ та чотирьох значень коефіцієнта відбиття вихідної бреггівської ґратки $R_2 (0,2; 0,4; 0,6; 0,8)$ наведено на рис. 4.8.

Очевидним висновком з рис. 4.8 є те, що навіть за значень довжини волокна L до 1 км можлива генерація сигналу стоксової хвилі на виході. Очевидним також є той факт, що менші величини порогової потужності стоксової хвилі може бути досягнуто шляхом збільшення значень коефіцієнта відбиття вихідної бреггівської ґратки R_2 . Наприклад, за довжини волокна $L = 1,5$ км та значень коефіцієнта відбиття вихідної бреггівської ґратки $R_2 = 0,2$ і $R_2 = 0,8$ порогова потужність стоксової хвилі буде дорівнювати 110 мВт і 25 мВт відповідно. За значень довжини волокна L від 2 км і більше порогова потужність майже не змінюється і визначається в межах від 40 мВт до 70 мВт для усіх значень R_2 .

Порогова потужність, виходячи з рис. 4.8, різко збільшується для довжини волокна менше одного кілометра. За потреби використання менших довжин волокон мають забезпечувати більш високі потужності накачки і навпаки. Оптимальну довжину визначають як $(1,5 \pm 0,1)$ км за допомогою використання критерію мінімальної порогової потужності стоксової хвилі для ВКР волокна.

Нами визначено параметри всіх трьох пар ВБГ у 2λ ВКР лазерах, кожний із яких призначено для роботи у відповідній смузі прозорості терагерцового діапазону, а саме з центральними частотами, які становлять 0,48 ТГц, 0,64 ТГц та 0,84 ТГц. Ці параметри зведено до табл. 4.1. Згідно з аналізом у п.3.4 як активне середовище лазерів варто використовувати КР волокно, що леговане 20% GeO_2 у серцевині. Це є оптимальним вибором з точки зору забезпечення мінімальних значень як порогової потужності помпування P_p^{th} згідно з (2) (див. також рис. 3), так і порогу генерації лазерних резонаторів згідно з виразом (3).

Табл. 4.1. Параметри лазерних резонаторів та коефіцієнтів підсилення двохвильового ВКР лазера для трьох смуг прозорості у терагерцовому діапазоні

№	Параметр	Смуга 1 ($f_{\text{центр}} = 0,48$ ТГц)		Смуга 2 ($f_{\text{центр}} = 0,64$ ТГц)		Смуга 3 ($f_{\text{центр}} = 0,84$ ТГц)	
		Перший резонатор	Другий резонатор	Перший резонатор	Другий резонатор	Перший резонатор	Другий резонатор
1.	Довжина хвилі, мкм	1,5483	1,5517	1,5476	1,5524	1,5466	1,5534
2.	Поріг підсилення, мВт	18,2	18,8	18,1	18,9	18,1	19,2
3.	Коефіцієнт підсилення ^a , дБ/км км ⁻¹	2,25 0,518	2,16 0,498	2,26 0,520	2,14 0,493	2,26 0,521	2,11 0,485
4.	Довжина волокна, км	1	1	0,5	0,5	1,5	1,5
5.	Коефіцієнт відбиття ВБГ R_2^b , %	60	60	80	80	20	20
6.	Порогова потужність генерації, Вт	0,072	0,072	0,075	0,075	0,123	0,123

^a підсилення одиниці довжини активного волокна між ВБГ₁ та ВБГ₂ за $P_p = 100$ мВт.

^b вважається $R_1 = 95\%$

Саме завдяки найвищим значенням ВКР підсилення згідно з даними табл. 4.1 усі параметри трьох 2 λ ВКР лазерів для кожного заданого діапазону можна реалізувати за значень потужності накачки не більше 100 мВт із застосуванням довжини волокна не більше, ніж $(1,5 \pm 0,1)$ км. Зауважимо, що значна лінійна довжина волокна не заперечує можливості його досить компактного укладання у реальному пристрої. Справді, для стандартного зовнішнього діаметру волокна у 125 мкм загальний об'єм кварцового скла (без захисних покриттів) становить всього 12,3 см³ на кожний кілометр довжини, а відповідна маса скла не перевищує $m \leq 27$ г.

Отже, наше моделювання показує можливість створення високоефективних 2 λ ВКР лазерів у суцільноволоконному виконанні, яке забезпечує високу надійність оптичних компонентів із цілком прийнятним для практики масогабаритними характеристиками пристрою.

4.3.3 Перспективи застосування 2λ ВКР лазерів у верхній частині терагерцового діапазону

Проблему створення ефективного джерела випромінювання відносять до головних та не вирішених дотепер завдань терагерцових технологій. Освоєння терагерцового діапазону для бездротового зв'язку потребує застосування нових фотонних систем, зокрема побудованих на 2-х напівпровідникових лазерах, шляхом їх поєднання з потенціалом оптико-волоконних технологій. Основний недолік традиційної схеми полягає у некогерентності сигналів, що призводить до появи на виході змішувача значних фазових шумів.

Для виправлення вищезазначеного недоліку як альтернативне джерело випромінювання запропоновано схему ВКР лазера, зображену на рис. 4.9.

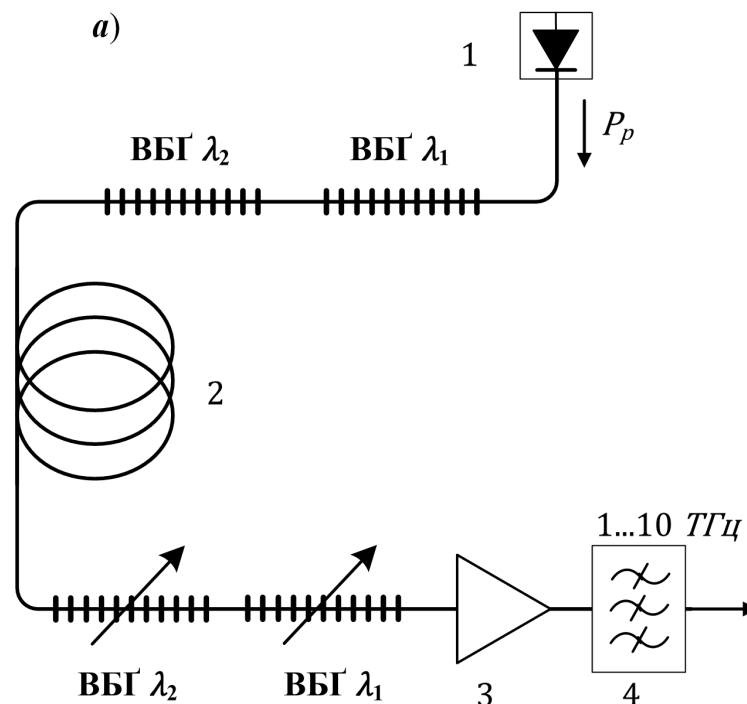


Рис. 4.9 Схема 2λ ВКР лазера: 1 – лазерний діод (ЛД) накачки, 2 – волокно, леговане 20% GeO_2 у серцевині, 3 – змішувач (фотодіод або фотоміксер), 4 – смуговий фільтр.

Для моделювання схемотехнічної реалізації ВКР лазера (рис.4.9) обрано такі початкові дані: ЛД генерує на довжині хвилі $\lambda_p = 1450$ нм, потужність накачки 100...400 мВт; довжина активного КР волокна 20% GeO₂ у серцевині становить 0,1 км ... 10 км. Розрахунок параметрів 2 λ лазера (рис.4.10) було проведено з використанням функції повної прозорості, яка для нашого волокна ($\alpha_s=0,5$ дБ/км, $g_{Rmax}=6,38$ Вт⁻¹км⁻¹) має такий вигляд:

$$P_p^{th}(\omega) = \frac{\alpha_s}{g_R(\omega)} = P_{min} / \varphi(\omega), \quad P_{min} = \alpha_s / g_{Rmax} = 0,018 \text{ Вт}, \quad (4.4)$$

де

$$\begin{aligned} \varphi(\omega) = & 0,02\exp[-0,17(\omega - 34)^2] + \\ & + 0,04\exp[-0,04(\omega - 30)^2] + \\ & + 0,09\exp[-0,5(\omega - 24)^2] + \\ & + 0,2\exp[-0,2(\omega - 20)^2] + \\ & + 0,25 \exp[-0,6(\omega - 17)^2] + \\ & + 0,08\exp[-2,6(\omega - 14)^2] + \\ & + 0,7 \exp[-0,17(\omega - 13)^2] + \\ & + 0,5 \exp[-0,08(\omega - 11)^2] + \\ & + 0,2 \exp[-0,11(\omega - 5,4)^2] + \\ & + 0,09 \exp[-0,4(\omega - 2,7)^2] + \\ & + 0,04 \exp[-1,9(\omega - 1,4)^2] \end{aligned} \quad (4.5)$$

Вхідна і вихідна бреггівські ґратки (ВБґ), які позначено ВБґ_{λ1}, формують область першого резонатора. Відповідно, вхідна і вихідна бреггівські ґратки, які позначено ВБґ_{λ2}, формують область другого резонатора. За допомогою наведених співвідношень та рис.4.10 розраховано основні параметри 2 λ ВКР лазера для генерації всього спектру терагерцового випромінювання від 1 ТГц до 10 ТГц у повністю волоконному виконанні, а числові дані відносно порогу підсилення для обох резонаторних ВБґ наведено у табл. 4.2.

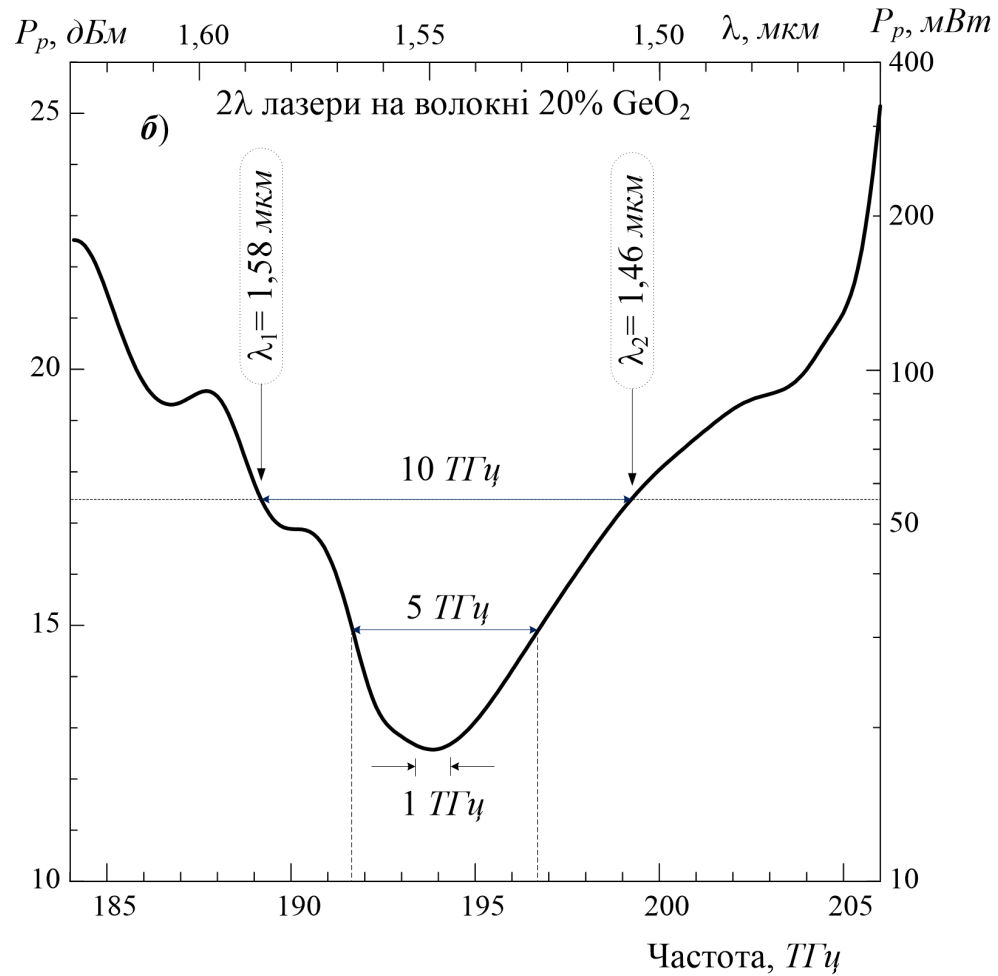


Рис.4.10 Функція повної прозорості активного волокна, що визначає поріг генерації обох лазерів.

Таблиця 4.2. Параметри волоконних бреггівських ґраток для лазерних резонаторів та пороги підсилення двохвильового ВКР лазера для трьох частот генерації терагерцового випромінювання

№	Параметр	$f_r = 10 \text{ ТГц}$		$f_r = 5 \text{ ТГц}$		$f_r = 1 \text{ ТГц}$	
		ВБГ_{λ_1}	ВБГ_{λ_2}	ВБГ_{λ_1}	ВБГ_{λ_2}	ВБГ_{λ_1}	ВБГ_{λ_2}
1.	Довжина хвилі, мкм	1,5845	1,4624	1,5639	1,5241	1,5509	1,5421
2.	Поріг підсилення, мВт	55		31		18,7	

Таким чином, у кварцовому волокні із 20% GeO_2 у серцевині порогові потужності помпування не перевищують $P_p \leq 55$ мВт для $\lambda_p = 1,45$ мкм, що підтверджує можливість генерації всього діапазону терагерцового випромінювання засобами ВКР фотоніки. Застосування схеми двохчастотного ВКР лазера, побудованого на одному волоконному лазері, дозволить покращити якість корисного сигналу шляхом зменшення рівня фазових шумів, зменшити порогову потужність накачки в десятки або навіть сотні разів, а це своєю чергою дозволить значно зменшити масогабаритні характеристики двохвильового ВКР лазера шляхом оптимізації його конструкції.

Висновки до розділу 4

У цьому розділі ми навели детальний опис запропонованої універсальної схеми монолітної конструкції 2λ ВКР лазера для використання як активне середовище будь-яких типів волокон у терагерцовому діапазоні від 0,1 ТГц до 10 ТГц. Вибрано оптимальний тип активного волокна – 20% GeO_2 леговане, в якому за довжини хвилі помпування $\lambda_p = 1450$ нм генерацію обох лазерів можна забезпечити за потужності накачки $P_p \ll 100$ мВт. Показано, що параметри 2λ ВКР лазера, створеного відповідно до запропонованої схеми, будуть залежати тільки від параметрів лазерних резонаторів, побудованих на основі волоконних бреггівських ґраток. Результати моделювання волоконних бреггівських ґраток в GeO_2 активному ВКР волокні однозначно вказують на можливість повністю волоконної реалізації двохвильового ВКР лазера для використання як джерела випромінювання в терагерцових телекомунікаційних системах. Крім того, регулювання порогу генерації та вихідної потужності лазерів можна здійснювати зміною коефіцієнтів відбиття вихідних бреггівських ґраток. Параметри лазерних резонаторів за результатами моделювання представлено для трьох актуальних смуг у низькочастотній області терагерцового діапазону, що мають найменші показники згасання.

Детальний аналіз переваг 2λ ВКР лазера, побудованого на КР волокні, легovanому 20% GeO_2 у серцевині, представлено порівняно зі звичайним “чистим” кварцовим волокном SiO_2 . У результаті доведено, що порогову потужність накачки можна зменшити як мінімум у 400 разів, а саме з 40 Вт чи більше в чистому SiO_2 до 100 мВт у КР волокні, легovanому 20% GeO_2 у серцевині. Таким чином показано можливість значного зменшення масогабаритних характеристик 2λ ВКР лазера шляхом оптимізації його конструкції. Представлені результати дають можливість кількісної оцінки перспектив вдосконалення запропонованих лазерів, зокрема зменшення довжини КР волокна до величин $L < 0,5$ км.

Таким чином, у розділі наведено оригінальну схему та розроблено технічні вимоги до елементної бази волоконного 2λ ВКР лазера, призначеного для формування джерела когерентного терагерцового випромінювання. На це технічне рішення щодо способу формування терагерцового випромінювання на базі двохвильового лазера отримано патент України на корисну модель за № 148586.

Можливість створення повністю волоконного 2λ лазера для джерела когерентного випромінювання у терагерцовій області спектру доведено числовими методами як результат його моделювання. Тестовий аналіз технічної реалізації пристрою виконано у трьох актуальних вікнах прозорості терагерцового діапазону – 0,48 ТГц, 0,64 ТГц та 0,84 ТГц. Перспективи застосування запропонованої схеми 2λ ВКР лазерів у верхній частині терагерцового діапазону від 1 ТГц до 10 ТГц також підтверджено числовими оцінками порогових потужностей помпування для заданих довжин хвилі.

ВИСНОВКИ

У результаті дисертаційних досліджень сформульовано та обґрунтовано наукові положення, які за своєю сукупністю вирішують важливу науково-прикладну проблему розробки моделей та методів вдосконалення терабітних телекомунікаційних систем, причому моделювання базується на останніх результатах вивчення особливостей підсилення оптичних сигналів на ефекті ВКР в одномодових оптичних волокнах на основі кварцового скла.

Основні результати, що одержані під час виконання дисертаційної роботи, такі:

1. Уперше розроблено математичну модель ВКР підсилювачів із багатохвильовим помпуванням, яка дозволяє оцінити теоретичну межу максимально досяжної рівномірності смуги підсилення у С+L телекомунікаційних вікнах під час використання активних волокон на основі кварцового скла.

2. Апробацію моделі проведено на стандартних волокнах TrueWave^{RS} та DCF з досить складними профілями ВКР підсилення континуального вигляду в терагерцовій області спектру, які типово використовують у сучасних телекомунікаційних системах із терабітною пропускнуою спроможністю. Числовим моделюванням встановлено теоретичну межу ($\sim 0,3$ дБ) для нерівномірності смуги підсилення у С+L телекомунікаційних вікнах. Максимальну рівномірність можна забезпечити за оптимального вибору довжини хвилі кожної з кількох (M) накачок джерела помпування, які розміщені у діапазоні від 1,422 мкм до 1,515 мкм.

3. Показано, що для вирівнювання робочої смуги підсилювачів у С+L телекомунікаційних вікнах в обох активних волокнах кількість джерел накачки на різних довжинах хвилі доцільно обмежити значенням $M \leq 6$. Для кожного з досліджених типів волокна розроблено рекомендації щодо оптимальної кількості випромінювачів, їх розподілу за довжинами хвилі та потужностями випромінювання окремих лазерів у складі багатохвильового джерела накачки.

4. Для всіх досліджуваних типів телекомунікаційних волокон, а саме TrueWave^{RS}, DCF та G.652, шляхом застосування високоефективних методів нелінійної регресії модернізовано методику багатомодової декомпозиції профілів ВКР підсилення, яка вперше дозволила зменшити похибку аналітичної апроксимації кожної дискретної вибірки експериментальних даних до рівня $< 0,1\%$. Аналітичний вигляд гаусової апроксимації у сполученні із практично точним відтворенням експериментальних профілів ВКР підсилення створює надійну основу для моделювання реальних пристроїв ВКР фотоніки, зокрема лазерів та підсилювачів оптичного випромінювання.

5. Уперше запропоновано джерело когерентного терагерцового випромінювання, в якому монолітні елементи 2λ лазера реалізуються засобами волоконної ВКР фотоніки. Розроблено схему, технічні вимоги для елементної бази пристрою, а також обґрунтовано можливість їх практичної реалізації. На цей спосіб формування терагерцового випромінювання на базі двохвильового лазера отримано патент України на корисну модель за № 148586.

6. Числовими методами досліджено можливість створення та виконано моделювання повністю волоконного 2λ лазера для джерела когерентного випромінювання у терагерцовій області спектру. Тестовий аналіз технічної реалізації пристрою проведено для трьох актуальних вікон прозорості у нижній частині терагерцового діапазону – 0,48 ТГц, 0,64 ТГц, та 0,84 ТГц. Числовими оцінками порогових потужностей помпування для заданих довжин хвилі підтверджено можливість та перспективність застосування запропонованої схеми 2λ ВКР лазерів у верхній частині терагерцового діапазону, а саме для трьох частот генерації терагерцового випромінювання – від 1 ТГц до 10 ТГц.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. G. Landsberg, L. Mandelstam. Eine neue Erscheinung bei der Lichtzertreuung // *Naturwissenschaften*. – 1928.– В.16. – S. 557. <https://doi.org/10.1007/BF01506807>
2. Г.С. Ландсберг, Л.И. Манделъштам. Новое явление при рассеянии света (предварительное сообщение) // *Журнал Русского физ.-хим. об-ва*. – 1928. – Т. 60.– С. 335.
3. C.V. Raman, K.S. Krishnan. The Optical Analogue of the Compton Effect // *Nature*. – 1928. – Vol. 121. – P. 711.
4. В.С. Горелик. Комбинационное рассеяние света // *Соросовский образовательный журнал. Физика*. – 1997. – Т.2, №6. – С.91-96.
5. Н. Бломберген. *Нелинейная оптика*. М.: «Мир», 1966, 424 с.
6. J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. “Interactions between light waves in a nonlinear dielectric”, *Phys. Rev.*, v.127, no.6, p.1918-1939 (1962).
7. R.H. Stolen, E.P. Ippen, A.R. Tynes. Raman oscillation in glass optical waveguide // *Appl. Phys. Lett.* – 1972. – Vol. 20. – P. 62–63.
8. G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Second ed. – San Diego, CA: Academic, 1995. – 592P.
9. В.І. Григоруk, П.А. Коротков, Г.С. Фелінський. *Нелінійні та лазерні процеси в оптичних волокнах*. – К.: ВПЦ „Київський університет”, 2008. –576с.
10. E. M. Dianov, A. M. Prokhorov. Medium-power CW Raman fiber lasers // *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* – 2000. – Vol. 6, N 6. – P. 1022-1028.
11. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський. Волоконні ВКР лазери неперервної дії // *УФЖ. Огляди*. – 2007. – Т.4, № 1. – С. 36-60.
12. M.N. Islam. Raman amplifiers for telecommunications // *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* – 2002. – Vol. 8, N 3. – P. 548-559.
13. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський. ВКР підсилення світла в одномодових кварцових волокнах // *УФЖ. Огляди*. – 2009. – т.6, № 2. – С. 103-169.
14. І.В. Сердега, В.І. Григоруk, Г.С. Фелінський. Спектроскопічні особливості профілів ВКР підсилення в одномодових волокнах на основі кварцового скла // *УФЖ*. 2018. Т. 63, № 8, с. 681-699.
15. В.J. Puttnam, et al. “319 Tb/s Transmission over 3001 km with S, C and L band signals over >120nm bandwidth in 125 μm wide 4-core fiber”, *Opt. Fiber Comm. Conf. and Exhib. (OFC)* – 2021. P. 1-3.

16. W. Shi, Q. Fang, X. Zhu, R. A. Norwood, and N. Peyghambarian. Fiber lasers and their applications. *Appl. Opt.* 53, 6554-6568 (2014).
17. D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson. “High-power fiber lasers: current status and future perspectives”, *J. Opt. Soc. Am.* B27, 63-92 (2010).
18. M. N. Zervas and C. A. Codemard. High power fiber lasers: a review. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 20, 219-241 (2014). doi: 10.1109/JSTQE.2014.2321279
19. P. Zhou, H. Xiao, J. Leng, J. Xu, Z. Chen, H. Zhang, and Z. Liu. High-power fiber lasers based on tandem pumping. *J. Opt. Soc. Am.* B34, A29- A36 (2017).
20. P. Ma, H. Zhang, L. Huang, X. Wang, P. Zhou, and Z. Liu. Kilowatt-level near-diffraction limited and linear-polarized Ytterbium-Raman hybrid nonlinear amplifier based on polarization selection loss mechanism. *Opt. Express* 23(20), 26499-26508 (2015).
21. Q. Xiao, P. Yan, D. Li, J. Sun, X. Wang, Y. Huang and M. Gong. Bidirectional pumped high-power Raman fiber laser. *Opt. Express* 24(6), 6758-6768 (2016).
22. Y. Feng, L. R. Taylor, and D. B. Calia. 150 W highly efficient Raman fiber laser. *Opt. Express* 17(26), 23678-23683 (2009).
23. J. Bromage, K. Rottwitt, M.E. Lines. A method to predict the Raman gain spectra of germanosilicate fibers with arbitrary index profiles // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2002. – Vol. 14, N 1. – P.24-26.
24. В. І. Григорук, І. В. Сердега, Г. С. Фелінський, П. А. Коротков «Волоконні ВКР лазери та підсилювачі оптичного випромінювання», Розділ 2 у монографії «Взаємодія фізичних полів з наноструктурованими матеріалами». – К:Каравела, 2018. – 382с., с. 62-128. ISBN 978-966-2229-77-6.
25. R.H. Stolen, C. Lee, R. K. Jain. Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode fibers. *J. Opt. Soc. Am. B.* 1, 652-657 (1984).
26. R.H. Stolen, M.A. Bosch. Low frequency and low temperature Raman scattering in silica fibers. *Phys. Rev. Lett.* 48 805-808 (1982).
27. Y. Emori, Y. Akasaka, S. Namiki “Broadband lossless DCF using Raman amplification pumped by multichannel WDM laser diodes”, *Electr. Lett.*, Vol. 34, No 22, 29 Oct 1998, pp. 2145-2146.
28. S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, J.R. Taylor, “Triple wavelength pumped silica-fibre Raman amplifiers with 114 nm bandwidth”, *Electr. Lett.*, Vol. 35, No 20, 30 Sep 1999, pp. 1761-1762.

29. Y. Emori, K. Tanaka, S. Namiki, "100 nm bandwidth flat-gain Raman amplifiers pumped and gain-equalised by 12-wavelength-channel WDM laser diode unit", *Electr. Lett.*, Vol. 35, No 16, 5 Aug 1999, pp. 1355-1356.
30. H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov et. All, "Pump interactions in a 100-nm bandwidth Raman amplifier", *IEEE Phot. Techn. Lett.*, Vol. 11, No 5, May 1999, pp. 530-532.
31. S.V. Chernikov, S.A.E. Lewis, J.R. Taylor, "Broadband Raman amplifiers in the spectral range of 1480-1620 nm", *in: Opt. Fiber Comm. Conf., 1999, and Int. Conf. on Integr. Opt. and Opt. Fiber Comm. OFC/IOOC '99. Technical Digest, San Diego, CA , USA, 02/21/1999 -02/26/1999, vol.2, pp117-119.*
32. S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, J.R. Taylor "Gain and saturation characteristics of dual-wavelength-pumped silica-fibre Raman amplifiers", *Electr. Lett.*, Vol. 35, No 14, Aug 1999, pp. 1178-1179.
33. S. Namiki, Y. Emori, "Recent advances in ultra-wideband Raman amplifiers", *in: Opt. Fiber Comm. Conf., 2000, Baltimore, MD , USA, 03/07/2000 -03/10/2000, vol.4, pp.98-99.*
34. S. Namiki, Y. Emori, "Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes", *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, Vol. 7, No 1, Jan/Feb 2001, pp. 3-16.
35. A. Mori, H. Masuda, K. Shikano, M. Shimizu, "Ultra-Wide-Band Tellurite-Based Fiber Raman Amplifier", *J. Lightwave Techn.*, Vol. 21, No. 5, May 2003, pp. 1300-1306.
36. N. Kikuchi, K.K.Y. Wong, K. Uesaka, et. All, "Novel in-service wavelength-band upgrade scheme for fiber Raman amplifier", *IEEE Phot. Techn. Lett.*, Vol. 15, No.1, Jan 2003, pp. 27- 29.
37. M.D. Mermelstein, C. Horn, J.C. Bouteiller et. All, "Six wavelength Raman fiber laser for C+L-band Raman amplification", *in CLEO 2002, paper CThJ1, p.478.*
38. H.S. Seo, K. Oh, U.C. Paek, "Simultaneous amplification and channel equalization using Raman amplifier for 30 channels in 1.3- μ m band", *J. Lightwave Techn.*, Vol. 19, No 3, Mar 2001, pp. 391-397.
39. H.S. Seo, K. Oh, U.C. Paek, "Gain optimization of germanosilicate fiber Raman amplifier and its applications in the compensation of Raman-induced crosstalk among wavelength division multiplexing channels", *IEEE J. Quant. Electr.*, Vol. 37, No 9, Sep 2001, pp. 1110-1116.

40. H.S. Seo, K. Oh, W. Shin, U.C. Ryu, U.C. Paek, “Compensation of Raman-induced crosstalk using a lumped germanosilicate fiber Raman amplifier in the 1.571-1.591- μm region”, IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 13, No 1, Jan 2001, pp. 28-30.
41. Toge Kunihiro, Kazuo Hogari, “Evaluation of Raman gain coefficient distribution independent of imperfection contributions”, IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 16, No. 1, January 2004, pp.75-77.
42. Alferov Z.I. “Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology”, Rev. Mod. Phys., Vol. 73, July 2001, pp.767-782.
43. Happer, W. “Optical pumping”, Rev. Mod. Phys., Vol. 44, No.2, April 1972, pp.169-249.
44. Zenteno, L. “High-power double-clad fiber lasers.” // J. Lightwave Techn., Vol. 11, No. 9, September 1993, pp.1435-1446.
45. K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson, and B.S. Kawasaki, “Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication”, Appl. Phys. Lett., vol. 32, pp. 647–649, 1978.
46. G. Meltz, W.W. Morey, and W. H. Glenn, “Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method,” Opt. Lett., vol. 14, pp. 823–825, 1989.
47. Giles C. R. “Lightwave Applications of Fiber Bragg Gratings”, J. Lightwave Technology, Vol. 15, No. 8, August 1997, pp.1391-1404.
48. Kashyap, R. *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, San Diego, USA, (ISBN 0-12-400560-8), 1999.–458p.
49. A. Othonos, K. Kalli. *Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing*. Artech House, Boston, (ISBN 0-89006-344-3), 1999 – 424p.
50. С.А. Васильев, О.И. Медведков, И.Г. Королев и др. “Волоконные решетки показателя преломления и их применения”, «Квантовая электроника», 35, № 12 (2005), с. 1085-1103.
51. E. Snitzer, “Proposed fiber cavities for optical masers,” J. Appl. Phys., vol. 32, pp. 36–39, 1961.
52. C. J. Koester and E. Snitzer, “Amplification in a fiber laser,” Appl. Opt., vol. 3, pp. 1182–1186, 1964.

53. T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, pp. 493–494, 1960.
54. A.E. Willner, R.L. Byer, C.J. Chang-Hasnain, S.R. Forrest-Kressel, H. Kogelnik, G.J. Tearney, C.H. Townes, and M.N. Zervas, "Optics and photonics: Key enabling technologies," *Proc. IEEE*, vol. 100, pp. 1604–1643, 2012.
55. A. E. Siegman, *Lasers*. Mill Valley, CA, USA: Univ. Science, 1986.
56. J.L. Archabault and S.G. Grubb, "Fiber gratings in lasers and amplifiers," *J. Lightw. Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1378–1390, Aug. 1997.
57. M.J. Cole, W.H. Loh, R.I. Laming, M.N. Zervas, and S. Barcelos, "Moving fibre/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 17, pp. 1488–1490, 1995.
58. J. Limpert, S. Hofer, A. Liem, H. Zellmer, A. Tunnermann, S. Knoke, and H. Voelckel, "100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier," *Appl. Phys. B*, vol. 75, pp. 477–479, 2002.
59. S. Bohme, S. Fabian, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tunnermann, "End cap splicing of photonic crystal fibers with outstanding quality for high power applications," *Proc. SPIE*, vol. 8244, 824406, 2012.
60. Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 6088–6092, 2004.
61. C.-H. Liu, B. Ehlers, F. Doerfel, S. Heinemann, A. Carter, K. Tankala, J. Farroni, and A. Galvanauskas, "810 W continuous-wave and singletransverse-mode fibre laser using 20 μm core Yb-doped double-clad fibre," *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 1471–1472, 2004.
62. J. Nilsson, W. A. Clarkson, R. Selvas, J. K. Sahu, P. W. Turner, S. U. Alam, and A. B. Grudinin, "High-power wavelength tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 10, pp. 5–30, 2004.
63. J. D. Minelly, L. Spinelli, R. Tumminelli, S. Govorkov, D. Anthon, E. Pooler, R. Pathak, D. Roh, D. Grasso, D. Schleuning, B. Perilloux, and P. Zambon, "All-glass kW fibre laser end-pumped by MCCP-cooled diode stacks," in *Proc. 12th Eur. Quantum Electron. Conf. Lasers Electro-Opt. Eur.*, 2011, p. 1.
64. V. Gapontsev, D. Gapontsev, N. Platonov, O. Shkurikhin, V. Fomin, A. Mashkin, M. Abramov, and S. Ferin, "2 kW CW Ytterbium fiber laser with record

- diffraction-limited brightness,” in Proc. Conf. Lasers Electro-Opt. Eur., 2005, p. 508.
65. S. Norman, M.N. Zervas, A. Appleyard, P. Skull, D. Walker, P. Turner, and I. Crowe, “Power scaling of high-power fiber lasers for micromachining and materials processing applications,” Proc. SPIE, vol. 6102, p. 61021P, 2006.
 66. S. Norman and M.N. Zervas, “Fiber lasers prove attractive for industrial applications,” Laser Focus World, vol. 43, no. 8, pp. 93–96, 2007.
 67. D. Gapontsev, “6 kW CW single mode ytterbium fiber laser in all-fiber format,” Proc. 21st Annu. Solid State Diode Laser Technol. Rev., p. 258, 2008.
 68. W. Rath, “Lasers for industrial production processing: Tailored tools with increasing flexibility,” in Proc. SPIE, 2012, vol. 8239, 823908.
 69. D.A.V. Kliner, “4-kW fiber laser for metal cutting and welding,” Proc. SPIE, vol. 7914, 791418, 2011.
 70. M.N. Zervas, “High power fiber lasers: From lab experiments to real world applications,” in Proc. AIP Conf. Emerging Trends Novel Mater. Photon., 2010, vol. 1288, pp. 63–66.
 71. M. O’Connor and B. Shiner, “High power fiber lasers for industry and defense,” in *High Power Laser Handbook*, H. Injeyan and G. D. Goodno, Eds. New York, NY, USA: McGraw-Hill, 2011.
 72. E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B. C. McCollum, “Double-clad, offset core Nd fiber laser,” presented at the Opt. Fiber Commun. Conf., New Orleans, LA, 1988, Paper PD5.
 73. H. Po, E. Snitzer, R. Tuminelli, L. Zenteno, F. Hakimi, N.M. Cho, and T. Haw, “Double clad high brightness Nd fiber laser pumped by GaAlAs phased array,” presented at the Opt. Fiber Commun. Conf., Houston, TX, 1989, Paper PD7.
 74. M. H. Muendel, “Optimal inner cladding shapes for double-clad fiber lasers,” presented at the Conf. Lasers Electro-Opt., Washington, DC, USA, 1996, p. 209.
 75. A. Liu and K. Ueda, “The absorption efficiency of circular, offset, and rectangular double-clad fibers,” *Opt. Commun.*, vol. 132, pp. 511–518, 1996.
 76. A. Liu, J. Song, K. Kouichi, and K. Ueda, “Effective absorption and pump loss of double-clad fiber lasers,” *Proc. SPIE*, vol. 2986, pp. 30–38, 1997.
 77. P. Leproux, S. Fevrier, V. Doya, P. Roy, and D. Pagnoux, “Modeling and optimization of double-clad fiber amplifiers using chaotic propagation of the pump,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 6, pp. 324–339, 2001.

78. V. Doya, O. Legrand, and F. Mortessagne, "Optimized absorption in a chaotic double-clad fiber amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 872–874, 2001.
79. D. Kouznetsov, J. Moloney, and E. Wright, "Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers—Part I: Fiber with circular symmetry," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 18, pp. 743–749, 2001.
80. D. Kouznetsov and J. Moloney, "Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers—Part II: Broken circular symmetry," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 19, pp. 1259–1263, 2002.
81. J. J. Morehead and M. H. Muendel, "Nearly circular pump guides," *Proc. SPIE*, vol. 7914, 79142Y, 2011.
82. J. K. Sahu, C. C. Renaud, K. Furusawa, R. Selvas, J. A. Alvarez-Chavez, D. J. Richardson, and J. Nilsson, "Jacketed air-clad cladding pumped ytterbium-doped. Fibre laser with wide turning range," *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 1116–1117, 2001.
83. W. J. Wadsworth, R. M. Percival, G. Bouwmans, J. C. Knight, T. A. Birks, T. D. Hedley, and P. S. J. Russell, "Very high numerical aperture fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 3, pp. 843–845, Mar. 2004.
84. R. Selvas, J. K. Sahu, L. B. Fu, J. N. Jang, J. Nilsson, A. B. Grudinin, K. H. Yl'a-Jarkko, S. U. Alam, P. W. Turner, and J. Moore, "Highpower, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980 nm," *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 1093–1095, 2003.
85. M. Aslund, S. D. Jackson, J. Canning, A. Teixeira, and K. Lyytikainen-Digweed, "The influence of skew rays on angular losses in air-clad fibres," *Opt. Commun.*, vol. 262, pp. 77–81, 2006.
86. A. Liu and K. Ueda, "Propagation losses of pump light in rectangular double-clad fibers," *Opt. Eng.*, vol. 35, pp. 3130–3134, 1996.
87. D. A. V. Kliner, J. P. Koplw, L. Goldberg, A. L. G. Carter, and J. A. Digweed, "Polarization-maintaining amplifier employing doubleclad bow-tie fiber," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 184–186, 2001.
88. C. Pare, "Influence of inner cladding shape and stress-applying parts on the pump absorption of a double-clad fiber amplifier," *Proc. SPIE*, vol. 5260, pp. 272–277, 2003.
89. D. Gloge, "Bending loss in multimode fibers with graded and ungraded core index," *Appl. Opt.*, vol. 11, pp. 2506–2513, 1972.

90. D. Marcuse, "Coupled power equations for lossy fibers," *Appl. Opt.*, vol. 17, pp. 3232–3237, 1978.
91. J. Nilsson, S. U. Alam, J. A. Alvarez-Chavez, P. W. Turner, W. A. Clarkson, and A. B. Grudinin, "High power and tunable operation of erbium-ytterbium co-doped cladding-pumped fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 8, pp. 987–994, Aug. 2003.
92. A. Tunnermann, T. Schreiber, and J. Limpert, "Fiber lasers and amplifiers: An ultrafast performance evolution," *Appl. Opt.*, vol. 49, pp. F71–78, 2010.
93. V. Filippov, Y. Chamorovskii, J. Kerttula, K. Golant, M. Pessa, and O. G. Okhotnikov, "Double clad tapered fiber for high power applications," *Opt. Exp.*, vol. 16, pp. 1929–1944, 2008.
94. Y. Wang, "Heat dissipation in kilowatt fiber power amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 6, pp. 731–740, Jun. 2004.
95. J. R. Leger and W. C. Goetsos, "Geometrical transformation of linear diode-laser arrays for longitudinal pumping of solid-state lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 4, pp. 1088–1100, Apr. 1992.
96. M. H. Muendel, R. Farrow, K. H. Liao, D. Woll, J. Luu, C. Zhang, J. Morehead, J. Segall, J. Gregg, K. Tai, B. Kharlamov, H. Yu, and L. Myers, "Fused fiber pump and signal combiners for 4-kW Ytterbium fiber laser," *Proc. SPIE*, vol. 7914, p. 791431, 2011.
97. H. Zellmer, U. Willamowski, A. Tunnermann, H. Welling, S. Unger, V. Reichel, H.-R. Muller, T. Kirchhof, and P. Albers, "High-power cw neodymium-doped fiber laser operating at 9.2W with high beam quality," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 578–80, 1995.
98. D. B. S. Soh, S. Yoo, J. Nilsson, J. K. Sahu, K. Oh, S. Baek, Y. Jeong, C. Codemard, P. Dupriez, J. Kim, and V. Philippov, "Neodymium-doped cladding-pumped aluminosilicate fiber laser tunable in the 0.9 μm wavelength range," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 9, pp. 1275–1282, Sep. 2004.
99. J. K. Sahu, Y. Jeong, D. J. Richardson, and J. Nilsson, "A 103 W erbium–ytterbium co-doped large-core fiber laser," *Opt. Commun.*, vol. 227, pp. 159–163, 2003.
100. Y. Jeong, S. Yoo, C. A. Codemard, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. N. Payne, R. Horley, P. W. Turner, L. Hickey, A. Harker, M. Lovelady, and A. Piper, "Erbium:Ytterbium codoped large-core fiber laser with 297-W continuous-wave output power," *J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 13, pp. 573–579, 2007.

101. S. D. Jackson, "Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser," *Nature Photon.*, vol. 6, pp. 423–431, 2012.
102. P. F. Moulton, G. A. Rines, E. V. Slobodtchikov, K. F. Wall, G. Frith, B. Samson, and A. L. G. Carter, "Tm-doped fiber lasers: Fundamentals and power scaling," *J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 15, pp. 85–92, 2009.
103. A. Hemming, N. Simakov, J. Haub, and A. Carter, "Power scaling of resonantly pumped holmium-doped fibre lasers," in *Proc. 23rd Annu. Solid State Diode Laser Technol. Rev.*, Jun. 2013, pp. 24–27.
104. Hesler, J., Prasankumar, R., and Tignon, J. Advances in terahertz solid-state physics and devices. *J. App. Phys.*, vol.126, no.11, p.110401, (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5122975>.
105. Shi Jia, Xianbin Yu, Hao Hu, Jinlong Yu, Pengyu Guan, Francesco Da Ros, Michael Galili, Toshio Morioka, and Leif K. Oxenlowe. THz photonic wireless links with 16-QAM modulation in the 375-450 GHz band. *OPTICS EXPRESS*, Vol. 24, No. 21, 17 Oct 2016, 23777- 23783.
106. M. Tonouchi, "Cutting-edge terahertz technology," *Nat. Photonics* 1(2), 97–105 (2007).
107. H. J. Song and T. Nagatsuma, "Present and future of terahertz communications," *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* 1(1), 256–263 (2011).
108. S. Cherry, "Edholm's law of bandwidth," *IEEE Spectr.* 41(7), 58–60 (2004).
109. Y. Choi, J. W. Choi, and J. M. Cioffi, "A geometric-statistic channel model for THz indoor communications," *J. Infrared Milli. Terahz Waves* 34(7-8), 456–467 (2013).
110. A. Kanno, T. Kuri, I. Hosako, T. Kawanishi, Y. Yoshida, Y. Yasumura, and K. Kitayama, "Optical and millimeter-wave radio seamless MIMO transmission based on a radio over fiber technology," *Opt. Express* 20(28), 29395–29403 (2012).
111. A. J. Seeds, H. Shams, M. J. Fice, and C. C. Renaud, "Terahertz photonics for wireless communications," *J. Lightwave Technol.* 33(3), 579–587 (2015).
112. M. J. Fice, E. Rouvalis, F. van Dijk, A. Accard, F. Lelarge, C. C. Renaud, G. Carpintero, and A.J. Seeds, "146-GHz millimeter-wave radio-over-fiber photonic wireless transmission system," *Opt. Express* 20(2), 1769–1774 (2012).
113. J. Yu, G. K. Chang, Z. Jia, A. Chowdhury, M. F. Huang, H. C. Chien, Y. T. Hsueh, W. Jian, C. Liu, and Z. Dong, "Cost-effective optical millimeter technologies and field demonstrations for very high throughput wireless-over-fiber access systems," *J. Lightwave Technol.* 28(16), 2376–2397 (2010).

114. T. Shao, H. Shams, P. M. Anandarajah, M. J. Fice, C. C. Renaud, F. V. Dijk, A. J. Seeds, and L. P. Barry, "Phase noise investigation of multicarrier sub-THz wireless transmission system based on an injection-locked gainswitched laser," *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* 5(4), 590–597 (2015).
115. G. Ducournau, P. Szriftgiser, A. Beck, D. Bacquet, F. Pavanello, E. Peytavit, M. Zaknour, T. Akalin, and J.-F. Lampin, "Ultrawide-bandwidth single-channel 0.4-THz wireless link combining broadband quasi-optic photomixer and coherent detection," *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* 4(3), 328–337 (2014).
116. T. Ishibashi, Y. Muramoto, T. Yoshimatsu, and H. Ito, "Unitraveling-carrier photodiodes for terahertz applications," *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* 20(6), 79–88 (2014).
117. A. Dyson, I. D. Henning, and M. J. Adams, "Comparison of type I and type II heterojunction unitravelling carrier photodiodes for terahertz generation," *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* 14(2), 277–283 (2008).
118. X. Yu, Y. Chen, M. Galili, T. Morioka, P. U. Jepsen, and L. K. Oxenlowe, "The prospects of ultra-broadband THz wireless communications," in *Proceedings of IEEE 16th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON, 2014)*, paper Th.A3.3.
119. J. Federici and L. Moeller, "Review of terahertz and subterahertz wireless communications," *J. Appl. Phys.* 107(11), 111101 (2010).
120. H. Shams, M. J. Fice, K. Balakier, C. C. Renaud, F. van Dijk, and A. J. Seeds, "Photonic generation for multichannel THz wireless communication," *Opt. Express* 22 (19), 23465–23472 (2014).
121. H. Shams and A. Seeds "Photonics, fiber and THz wireless communication," *Optics and Photonics News* 28 (3), 24-31, 2017.
122. Fiber Bragg Grating Cavities in Two-Wave Raman Laser for Terahertz Telecommunication Application / M.I. Reznikov, G.S. Felinskyi, A.V. Korchak, and I.V. Tarashchuk // *Conference proceedings of the 2019 IEEE 39th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute. April 16-18, 2019. Kyiv, Ukraine.
123. Y. Khlaponin, G. Zhyrov, "Analysis and Monitoring of Telecommunication Networks Based on Intelligent Technologies" *CEUR Workshop Proceedings, Selected Papers of the XVI International Scientific and Practical Conference "Information Technologies and Security" (ITS 2016)*. Vol-1813 urn:nbn:de:0074-1813-0 pp. 32 – 39.

124. Chen T., Sun J., Li L. et al. Design of a Photonic Crystal Waveguide for Terahertz-Wave Difference-Frequency Generation /. *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 11. 2012. P. 921-923. DOI : 10.1109/LPT.2012.2190890.
125. Saito K., Tanabe T., Oyama Y. THz-Wave Generation from GaP THz Photonic Crystal Waveguides under Difference-Frequency Mixing. *Optics and Photonics Journal*, vol. 2. 2012. P. 201–205.
126. Yixin H. et al. “High-energy and ultra-wideband tunable terahertz source with DAST crystal via difference frequency generation”, *Applied Physics B*. 124. 2017. DOI : 10.1007/s00340-017-6887-4.
127. Корисна модель RU 187 069 U1 від 18.02.2019, Паняев И.С., Санников Д.Г., Дадоев Ю.С., Золотовский И.О.
128. Ярив А. *Квантовая электроника*: Пер. с англ. / Под ред. Я.И. Ханина. – 2-е изд. - Москва: Сов. радио, 1980. – Пер. изд.: Yariv A. Quantum electronics, США, 1975. – 488 с., ил.
129. Grubb S.G. et al. High-Power 1.48 μm Cascaded Raman Laser in Germanosilicate Fibers”, *Optical Amplifiers and Their Applications*, vol. 18 of 1995 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1995), paper SaA4.
130. Moon D.S., Chung Y. Switchable dual-wavelength erbium-doped fiber ring laser assisted with four-wave mixing of dispersion-shifted fiber. *Optics Communications*, vol. 286. 2013. P. 239–243. DOI: 10.1016/j.optcom.2012.07.112.
131. Villanueva G.E. et al. High-frequency microwave signal generation using dual-wavelength emission of cascaded DFB fiber lasers with wavelength spacing tunability”, *Opt. Comm.*, vol. 283, 2010, P. 5165–5168.
132. Lin B., Tjin S.C., Jiang M. et al. “Dual-wavelength fiber laser using an inverse-Gaussian apodized fiber Bragg grating for tunable microwave generation”, *Proc. 16th Opto-Electronics and Communications Conference, Taiwan*. 2011. P. 196–197.
133. Feng S., Lu S., Peng W. et al. “Photonic generation of microwave signal using a dual-wavelength erbium-doped fiber ring laser with CMFBG filter and saturable absorber”, *Optics Laser Technology*, vol. 45. 2013. P. 32–36. DOI: 10.1016/j.optlastec.2012.08.002.
134. F. Wang, X. Zhang, Y. Zhang, and E. Xu, “A Tunable and Switchable Single-longitudinal-mode Dual-wavelength Fiber Laser for Microwave Generation”, *Optoelectronic Materials and Devices*, vol. 7987 of Proceedings of SPIE-OSA (Optical Society of America, 2010), paper 79870L. P. 728–729.

135. B. Min, W.J. Lee, N. Park, "Efficient formulation of Raman amplifier propagation equations with average power analysis", *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2000. – Vol. 12, N 11. – P. 1486- 1488.
136. S. Wang, C. Fan. "Generalised attenuation coefficients and a novel simulation model for Raman fiber amplifiers", *IEE Proc.-Optoelectron.* – 2001. – Vol. 148, N 3. – P.156-159.
137. W. Zhang, X. Feng, J. Peng, X. Liu, "A simple algorithm for gain spectrum adjustment of backward-pumped distributed fiber Raman amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2004. – Vol. 16, N 1. – P.69-71.
138. M. Achtenhagen, T.G. Chang, B. Nyman, *et al.* "Analysis of a multiple-pump Raman amplifier", *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – Vol. 78. – P. 1322–1324.
139. V.E. Perlin, H.G. Winful, "On distributed Raman amplification for ultrabroad-band long-haul WDM systems", *J. Lightwave Technol.* – 2002. – Vol. 20, N 3. – P. 409–416.
140. I. Mandelbaum, M. Bolshtyansky, "Raman Amplifier Model in Single-Model Optical Fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2003. – Vol. 15, N 12. – P.1704-1706.
141. M.Yan, J.Chen, W.Jiang, *et al.* "Automatic Design Scheme for Optical-Fiber Raman Amplifiers Backward-Pumped With Multiple Laser Diode Pumps", *IEEE Photon. Techn. Lett.* – 2001. – Vol. 13, N 9. – P.948-950.
142. P. Xiao, Q. Zeng, J. Huang, *et al.* "A new optimal algorithm for multipump sources of distributed fiber Raman amplifier", *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2003. – Vol. 15, N 2. – P. 206- 208.
143. X. Zhou, C. Lu, P. Shum, *et al.* "A simplified model and optimal design of a multiwavelength backward-pumped fiber Raman amplifier", *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2001. – Vol. 13, N 9. – P. 945-947.
144. N.R. Newbury. "Raman gain: pump-wavelength dependence in single-mode fiber", *Opt. Lett.* – 2002. – Vol. 27, N 14. – P. 1232-1234.
145. X. Liu, H. Zhang, Y. Guo, "A novel method for Raman amplifier propagation equations", *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2003. – Vol. 15, N 3. – P. 392- 394.
146. C. Fukai, K. Nakajima, J. Zhou, *et al.* "A study of the optimum fiber design for a distributed Raman amplification transmission system", *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2003. – Vol. 15, N 11. – P. 1642-1644.
147. A. Kobayakov, M. Vasilyev, S. Tsuda, *et al.* "Analytical model for Raman noise figure in dispersion-managed fibers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2003. – Vol. 15, N 1. – P. 30-32.

148. K. Rottwitt, J. Bromage, A.J. Stentz, *et al.* “Scaling of the Raman Gain Coefficient: Applications to Germanosilicate Fibers”, *J. Lightwave Technol.* – 2003. – Vol. 21, N 7. – P. 1652-1662.
149. G.E. Walrafen, P.N. Krishnan. “Model analysis of the Raman spectrum from fused silica optical fibers” *Appl. Opt.* – 1982. – Vol.21, N3. – P.359-360.
150. D. Hollenbeck, C.D. Cantrell. “Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function”, *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2002. – Vol.19, N12. – P. 2886-2892.
151. G.S. Felinskyi. “Spectroscopic methods of active SRS photonics devices modeling for telecommunication systems with terabyte velocity”, *Photoelectronics.* – 2008.–v.17. – P. 18-22.
152. G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov, “Raman threshold and optical gain bandwidth in silica fibers”, *Semicond. Phys., Quant. Electron, & Optoelectronics.* – 2008.– Vol.11, N4. – P. 360-363.
153. G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov, “Full transparency regime for optical transmission and lasing threshold in silica fibers due to nonlinear Raman interaction”, *Proc. 9th Int. Conf. Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, LFNM 2008*, October 2-4, Alusta, Crimea, Ukraine. – P.79-81.
154. K. Levenberg. “A method for the solution of certain non-linear problems in least squares” *Quart. Appl. Math.* 2 (1944), 164-168. DOI: <https://doi.org/10.1090/qam/10666>.
155. D. W. Marquardt, “An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters,” *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, vol. 11, no. 2, pp. 431–441, 1963, doi: 10.1137/0111030.
156. OFS. TrueWave[®] RS Optical Fiber / Інформаційний бюлетень OFS Marketing Communications. – Режим доступу: <https://fiber-optic-catalog.ofsoptics.com/documents/pdf/TrueWaveRSLWP-120-web.pdf> (дата звернення 06.09.2021).
157. I.V. Serdeha, V.I. Grygoruk, G.S. Felinskyi “Spectroscopic Features of Raman Gain Profiles in Single-Mode Fibers Based on Silica Glass”, *Ukr. J. Phys.* – 2020. Vol. 63, No. 8. – P. 683–700. DOI: 10.15407/ujpe63.8.683.
158. L. Galdino, M. Tan, A. Alvarado, *et al.* “Amplification schemes and multi-channel DBP for unrepeated transmission”, *J. Lightwave Technology.* – 2016. – Vol. 34, No. 9. – P. 2221-2227. DOI:10.1109/JLT. 2016.2521002.

159. P.A. Andrekson and M. Karlsson, “Fiber-based phase-sensitive optical amplifiers and their applications”, *Adv. Opt. Photon.* – 2020. – Vol. 12. – P. 367-428. DOI: 10.1364/AOP.382548.
160. H. Takara, T. Mizuno, H. Kawakami et al., “120.7-Tb/s MCF-ROPA unrepeated transmission of PDM-32QAM channels over 204 km” *J. Lightwave Technology.* – 2015. – Vol. 33, No. 7. – P. 1473-1478. DOI: 10.1109/JLT.2015.2397009.
161. S. Fu, W. Shi, Y. Feng, et. al., “Review of recent progress on single frequency fiber lasers [Invited]”, *J. Opt. Soc. Amer. B.* – 2017. Vol. 34, No. 3. – P. A49-A62. DOI: 10.1364/JOSAB.34.000A49.
162. D.J. Richardson, J. Nilsson, W.A. Clarkson, “High-power fiber lasers: current status and future perspectives”, *J. Opt. Soc. Amer. B.* – 2010. Vol. 27, No. 11. – P. B63-B92. DOI: 10.1364/JOSAB.27.000B63.
163. G. Felinskyi, V. Grygoruk, I. Serdeha, “Modelling of gain profiles and Raman lasing in TiO₂/GeO₂-doped silica fibres”, *Ukr. J. Phys. Opt.* – 2020. Vol. 21, No. 1. – P. 15-25. DOI: 10.3116/16091833/21/1/15/2020.
164. L. Lundberg, P.A. Andrekson, M. Karlsson, “Power consumption analysis of hybrid EDFA/Raman amplifiers in long-haul transmission systems”, *J. Lightwave Technology.* – 2017. – Vol. 35, No.11. – P. 2132-2142. DOI: 10.1109/JLT.2017.2668768.
165. Y.V. Krutin, A.V. Korchak, M.I. Reznikov, G.S. Felinskyi, “Modeling of multiwave pumped fiber Raman amplifier for C+L telecommunication windows”, *IEEE 40th Int. Conf. Electronics and Nanotechnology (ELNANO).* – 2020. – P. 319-321. DOI: 10.1109/ELNANO50318.2020.9088755.
166. R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson, et al., “Raman response function of silica-core fibers”, *J. Opt. Soc. Amer. B.* – 1989. Vol. 6, No. 6. – P. 1159-1166. DOI: 10.1364/JOSAB.6.001159.
167. Григорук В.І., Корчак О. В., Резніков М. І., Фелінський Г. С. Спосіб формування терагерцового випромінювання на базі двохвильового лазера. Патент України на корисну модель № 148586, публ. 25.08.2021, Бюл. № 34. <https://iprop-ua.com/inv/3g4h2kbt/>.

168. Дружинін В. А., Корчак О. В., Резніков М. І., Фелінський Г. С., Суцільно-волоконний двохчастотний ВКР лазер для телекомунікаційних систем терагерцового діапазону. Вісник НТУУ "КПІ". Серія Радіотехніка, Радіоапаратобудування, 2020, вип. 80, с. 63–72. DOI: 10.20535/RADAR.2020.80.63-72.

Список публікацій здобувача

Статті у наукових фахових виданнях України, які входять до міжнародних

наукометричних баз даних Scopus та/або Web of Science Core Collection:

1. Я.В. Крутін, О.В. Корчак, М.І. Резніков, Г.С. Фелінський. «Моделювання ВКР підсилювача в активному волокні True Wave RS з рівномірною смугою у С+L телекомунікаційних вікнах» Вісті вищих учбових закладів. Радіоелектроніка, 2021, Vol. 64, No. 12, pp. 715–730. (Scopus)
<https://doi.org/10.20535/S0021347021120013>.
Ya. V. Krutin, O. V. Korchak, M. I. Reznikov, and G. S. Felinskyi “Simulation of Raman amplifier using TrueWave RS active fiber with uniform bandwidth in C+L telecommunication windows”, Radioelectronics and Communications Systems, 2021, Vol. 64, No. 12, pp. 619–632, ISSN 0735-2727, DOI: 10.3103/S0735272721120013. (Scopus)
2. Дружинін В. А., Корчак О. В., Резніков М. І., Фелінський Г. С., Суцільно-волоконний двохчастотний ВКР лазер для телекомунікаційних систем терагерцового діапазону. Вісник НТУУ "КПІ". Серія Радіотехніка, Радіоапаратобудування, 2020, вип. 80, с. 63–72. doi: 10.20535/-RADAP.2020.80.63-72 .
Druginin V. A., Korchak A. V., Reznikov M. I., Felinskyi G. S. “All-fiber dual-frequency Raman laser for terahertz telecommunication systems,” Visnyk NTUU KPI Serii – Radiotekhnika Radioaпаратobuduvannia, 2020, Iss. 80, pp. 63–72. (Web of Science)

Статті в іноземних наукових виданнях:

3. A. Korchak, Ya. Krutin, M. Reznikov, G. Felinskyi. “Actual aspects of modeling the fiber Raman amplifier (FRA) based on DCF fiber” Journal of science. Lyon №27, pp 54-62, 2021, ISSN 3475-3281.
http://www.joslyon.com/wp-content/uploads/2022/01/Lyon_27.pdf.

Статті у наукових фахових вітчизняних виданнях

4. Корчак О.В., Крутін Я. В., Резніков М. І., Фелінський Г. С. Моделювання надширокосмугових ВКР підсилювачів для терабітних телекомунікаційних систем // Вчені записки ТНУ імені В.І. Вернадського. Серія: Технічні науки, Том 32 (71), № 6, 2021, с.24-32. DOI <https://doi.org/10.32838/2663-5941/2021.6/05>

5. Корчак О.В., Крутін Я. В. Особливості моделювання ВКР підсилювача на основі волокна з компенсованою дисперсією з рівномірною смугою підсилення у С+L телекомунікаційних вікнах // Збірник наукових праць Військового інституту Київського національного університету імені Тараса Шевченка. К.: ВІКНУ, 2021. № 72. с. 56-65. DOI: <https://doi.org/10.17721/2519-481X/2021/72>.
6. Корчак О.В., Крутін Я.В., Резніков М.І., Фелінський Г.С. «Терагерцове джерело випромінювання на основі лазерної ВКР фотоніки» // Вчені записки ТНУ імені В.І. Вернадського. Серія: Технічні науки, Том 33 (72). № 1, 2022, с.45-52. DOI: <https://doi.org/10.32838/2663-5941/2022.1/08>.

Патентні документи

7. Григорук В.І., Корчак О. В., Резніков М. І., Фелінський Г. С. Спосіб формування терагерцового випромінювання на базі двохвильового лазера. Патент України на корисну модель № 148586, публ. 25.08.2021, Бюл. № 34. <https://iprop-ua.com/inv/3g4h2kbt/>.

*Тези доповідей конференцій, які засвідчують
апробацію результатів дисертації та входять до міжнародних
наукометричних баз даних Scopus та/або Web of Science Core Collection:*

8. M. I. Reznikov, G. S. Felinskyi, A. V. Korchak, and I. V. Tarashchuk. Fiber Bragg Grating Cavities in Two-Wave Raman Laser for Terahertz Telecommunication Application / 2019 IEEE 39th International Conference on ELECTRONICS AND NANOTECHNOLOGY (ELNANO), April 16-18, 2019 Kyiv, Ukraine, p.770-773. DOI: 10.1109/ELNANO.2019.8783925.
9. M. Reznikov, G. Felinskyi, and A.V. Korchak. Effect of amplified spontaneous emission on fiber span in backward pumped Raman amplifier / 2019 IEEE 8th Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL*2019, September 6-8, Sozopol, Bulgaria, p. 259-262. DOI: 10.1109/CAOL46282.2019.9019507.
10. Krutin Y.V., Korchak A.V., Reznikov M.I., Felinskyi G.S. Modeling of multiwave pumped fiber Raman amplifier for C+L telecommunication windows / in Proc. 2020 IEEE 40th Int. Conf. on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), April 22-24, 2020 Kyiv, Ukraine, p.319-321. DOI: 10.1109/ELNANO50318.2020.9088755.

*Тези доповідей конференцій, які засвідчують
апробацію результатів дисертації:*

11. С.В. Гоненко, М.І. Рєзніков, Г.С. Фелінський, О.В. Корчак. Забезпечення цілісності передачі інформації в телекомунікаційних мережах, які використовують технологію “Fiber to the home” // Н.-т. конф. “Інформаційна безпека”, Київ, 25-26 квітня 2019.
<https://indico.knu.ua/event/8/contributions/authors>.
12. Krutin Y. V., Korchak A. V., Reznikov M.I., Felinskyi G.S. Multimode Gaussian decomposition of Raman gain profile in the telecommunication fiber type True Wave RS™ // in Proc. XV Int. conf. “Electronics and Applied Physics”, October, 22-26, 2019, Kyiv, Ukraine, pp.116-117.
13. Крутін Я.В., Корчак А.В, Рєзніков М.І, Фелінський Г.С. Гаусова апроксимація профілю ВКР підсилення у волокні з компенсованою дисперсією / Тези доповідей на IV Всеукраїнській науково-практичній конференції MEICS-2019, м. Дніпро, 27-29 листопада 2019 р., с. 154-155.
<http://meics.dnure.dp.ua/files/MEICS-2019.pdf>.
14. Krutin Y.V., Korchak A.V., Reznikov M.I., Felinskyi G.S. Modeling of regular ultrawideband Raman amplifier in True Wave RS active fiber. Proc. XVII International scientific conference Electronics and Applied Physics, October, 19-23, 2021, Kyiv, Ukraine, p. 91-92.
http://aphys.univ.kiev.ua/images/Contents_ARHYS_2021.pdf.
15. Я. Крутін, О. Корчак, М. Рєзніков, Г. Фелінський. Генерація терагерцового випромінювання засобами ВКР фотоніки / Тези доповідей на VI Всеукраїнській науково-практичній конференції «Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних та комп'ютерних систем» MEICS-2021, 24-26 листопада 2021 р., Дніпро, Україна, с. 101-102.

Документ підписано у сервісі Вчасно (продовження)

Дисертація Корчака О.В. остаточний варіант_compressed (1).pdf

Документ відправлено: 13:43 30.11.2022

Власник документу

Електронний підпис

13:43 30.11.2022

Ідентифікаційний код: 2691518435

КОРЧАК ОЛЕКСАНДР ВОЛОДИМИРОВИЧ

Власник ключа: КОРЧАК ОЛЕКСАНДР ВОЛОДИМИРОВИЧ

Час перевірки КЕП/ЕЦП: 13:43 30.11.2022

Статус перевірки сертифікату: Сертифікат діє

Серійний номер: 248197DDFAB977E504000000D250E000798EC003

Тип підпису: удосконалений