

Лекція 5а Волоконні лазери.

Оптичне волокно складається з серцевини та оболонки, які мають різні показники заломлення (рис. 1).

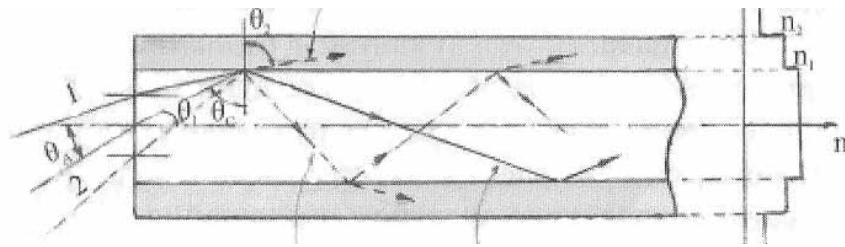


Рис. 1. Структура оптичного волокна.

Серцевина оптичного волокна виготовляється з матеріалу з більшим показником заломлення n_1 ніж показник заломлення оболонки n_2 . Розповсюдження світла по оптичному волокну можна пояснити на основі геометричної оптики з використання закону заломлення світла:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1)$$

де n_1 - показник заломлення серцевини, θ_1 та θ_2 кути падіння та заломлення відповідно, n_2 - показник заломлення оболонки. Оскільки серцевина має більший показник заломлення ($n_1 > n_2$) то існує критичний кут падіння (кут внутрішнього відбивання) θ_c - внутрішній кут падіння на границю у серцевини і оболонки, при якому заломлений промінь йде вздовж границі середовищ, він дається виразом:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2, \text{ тобто } \theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (2)$$

При куті падіння на границю розділу менше критичного кута падіння (промінь 2) частина енергії розсіюється назовні (в оболонку у вигляді заломленого променя), що призводить у кінцевому рахунку до загасання світла. При кутах більших кута повного внутрішнього відбивання (промінь 1) при відбиванні від границі вся енергія повертається у серцевину завдяки повному внутрішньому відбиванню. Промені траєкторія яких повністю лежить в оптично більш густій речовині (серцевина), не ослаблюються при відбиванні від оболонки і забезпечують розповсюдження світла вздовж волокна на великі відстані.

Важливим параметром, що характеризує волокно є числова апертура NA . Вона зв'язана з максимальним кутом θ_A випромінювання, що вводиться у волокно з вільного простору, при

якому світло потерпає повне внутрішнє відбивання і розповсюджується по волокну, наступним виразом:

$$NA = \sin \theta_A \quad (3)$$

Кут θ_A визначає максимальний кут конічного снопа променів, які можуть розповсюджуватися по світловоду. Якщо конічний сноп променів, що падають на вхідний торець волокна має у верху кут $\theta_1 < \theta_A$, то він весь пройде наскрізь нього. Числова апертура залежить від показників заломлення серцевини та оболонки. Дійсно (див. **рис. 1.**) можливо використав вираз (1) для торцевої діляки волокна і вважаючи при цьому показник заломлення вільного простору n_0 рівним 1, записати наступний ланцюг рівнянь, що характеризують розповсюдження променів:

$$\begin{aligned} n_0 \sin \theta_A &= n_1 \sin \theta_1 = n_1 \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta_c \right) = n_1 \cos \theta_c = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_c} = \\ &= n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \end{aligned} \quad (4)$$

Таким чином числова апертура дорівнює

$$NA = \sin \theta_A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5)$$

Іншим важливим параметром, що характеризує волокно і світло, що розповсюджується по ньому, є так звана нормована частота ν , яка визначається виразом:

$$\nu = \pi d \frac{NA}{\lambda} \quad (6)$$

де d - діаметр волокна, λ - довжина хвилі світла.

Розповсюдження світла по волокну було пояснено якісно. Строге рішення задачі про розповсюдження хвиль вздовж діелектричного волокна базується на рішенні хвильових рівнянь Максвела. Рішення цих рівнянь показує, що у діелектричному волокні можуть розповсюджуватися різні типи хвиль (моди), що відрізняються розподілом поля у поперечному напрямку (у площині, що

перпендикулярна вісі Z волокна) і наявністю або відсутністю електричних E_z і магнітної H_z складових у напрямку вісі Z волокна.

Моди позначаються літерами E або H з двома індексами n та m (E_{nm} та H_{nm}). Індекс n характеризує азимутальні властивості хвилі (число змін поля по колу), а m - радіальні (число змін по діаметру). По діелектричному волокну можуть розповсюджуватися тільки два типи хвиль: симетрично поперечно електричні (E_{0m} , у яких $H_z = 0$) і поперечно магнітні (H_{0m} , у яких $E_z = 0$), і несиметричні (змішані, гібридні) E_{nm} та H_{nm} , у яких присутні дві повздовжні E_z та H_z складові. При цьому, якщо переважає повздовжня складова - E_z , то хвиля позначається EH_{nm} , а якщо переважає повздовжня складова магнітного поля, то хвилю називають HE_{nm} . По волокну можуть розповсюджуватися як тільки одна мода – одномодовий режим, так і багато мод – башатомодовий режим.

Із рішення рівнянь Максвела випливає, що в волокні може розповсюджуватися тільки одна мода, коли $v < 2.405$. Це гібридна мода HE_{11} . Якщо v знаходиться в межах $2.405 \div 3.832$ у волокні можуть розповсюджуватися чотири моди ($HE_{11}, H_{01}, E_{01}, HE_{21}$), при $v = 3.832 \div 5.136$ можуть розповсюджуватися 7 мод і т.ін. З зростанням v збільшується число мод, що розповсюджуються.

У волоконних лазерах в якості підсилюючого середовища використовують оптичні волокна з серцевиною, що легована домішкою рідкоземельних елементів, які є активними елементами, в системі яких створюється інверсна населеність, і подвійної оболонки.

Оптичні волокна з серцевиною, які леговані рідкоземельними елементами, використовують в якості активного середовища. Конструкція лазерного світловода показана на **рис. 2**. Вона включає одномодову серцевину 1 з активними домішками, внутрішню оболонку 2 з показником заломлення меншим, ніж у серцевини, і зовнішню оболонку 3, що має показник заломлення менший ніж у оболонки 2.

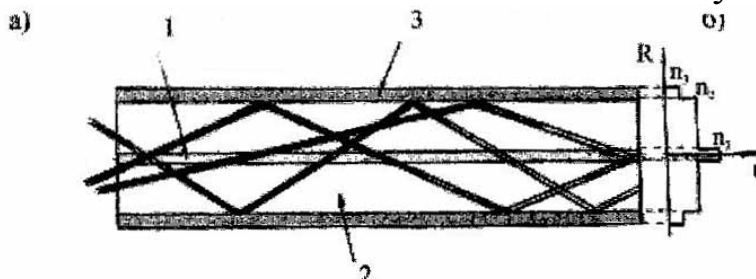


Рис. 2. Конструкція лазерного світловода (а), профіль показника заломлення (б).

Профіль показників заломлення світловоду показаний на **рис. 2.6.**(праворуч). Внутрішня оболонка разом із зовнішньою утворює багатомодовий світловід, по якому розповсюджується випромінювання накачування. Випромінювання накачування (в даному випадку воно вводиться із торця) розповсюджується по волокну, оскільки на границі внутрішня оболонка-зовнішня оболонка має місце повне внутрішнє відбивання. Перетинаючи активну серцевину випромінювання накачування поглинається іонами рідкоземельних елементів і забезпечує тим самим інверсію населеності в активній серцевині. Як джерела накачування використовують напівпровідникові лазери, випромінювання яких відповідає смугам поглинання активних іонів.

Активну одномодову серцевину і внутрішню оболонку виготовляють із кварцових стекол різного складу, які мають різні показники заломлення. Значення числової апертури одномодової серцевини для лазерного випромінювання звичайно складають величини $0.1 \div 0.15$. Полімери з низькими значеннями показників заломлення використовують як матеріали зовнішньої оболонки. Приклади таких полімерів є сіліконова гума, яка забезпечує числову апертуру багатомодового світловода $NA = 0.38$ і тефлон, використання якого дозволяє збільшити значення NA до 0.6. Поперечний розмір одномодової активної серцевини лазерних світловідів складає $5 \div 12$ мкм, діаметр внутрішньої оболонки має типовий розмір $100 \div 500$ мкм, а товщина зовнішньої оболонки біля 10 мкм.

Для збільшення ефективності накачування активної серцевини в лазерних світловідах з подвійною оболонкою використовують волокна з іншими геометричними формами волокна (відмінними від круглої форми, наприклад, прямокутні, квадратні та інші, див. **рис. 3**). Це зв'язано з тим, що в активних волокнах з подвійною оболонкою круглої геометрії значна доля потужності багатомодового поля накачування розповсюджується поза області активної серцевини і поглинається матеріалом оболонки.

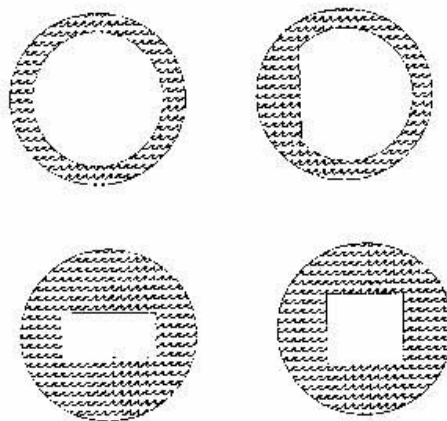


Рис. 3. Волокно з різними формами внутрішньої оболонки.

В **таблиці 1** наведені про ефективність поглинання випромінювання накачування в лазерному світловоді, легованим іонами Yb^{3+} для різних форм геометрії оболонки

Таблиця 1

| Геометрія оболонки | Геометричні розміри | Поглинання накачування на довжині хвилі $\lambda = 978$ нм (дБ/м) |
|--------------------|---|---|
| Кругла | Діаметр 125 мкм | 0.3 ± 0.05 |
| D-подібна | Одна грань сошліфована 125×100 мкм | 2.2 ± 0.05 |
| Прямокутна | 150×75 мкм | 3.5 ± 0.05 |
| Квадратна | 125×125 мкм | 3.3 ± 0.05 |

Як можна бачити з таблиці для лазерних світловодів з не круглою геометрією внутрішньої оболонки ефективність накачування значно більше ніж для круглої.

Накачування активних світловодів можна проводити не тільки з торця. На **рис. 4** Зображені дві інші схеми введення накачування в лазерне волокно: з використанням V – подібних канавок – (а) і дифракційних решіток виготовлених на боковій поверхні світловода – (б).

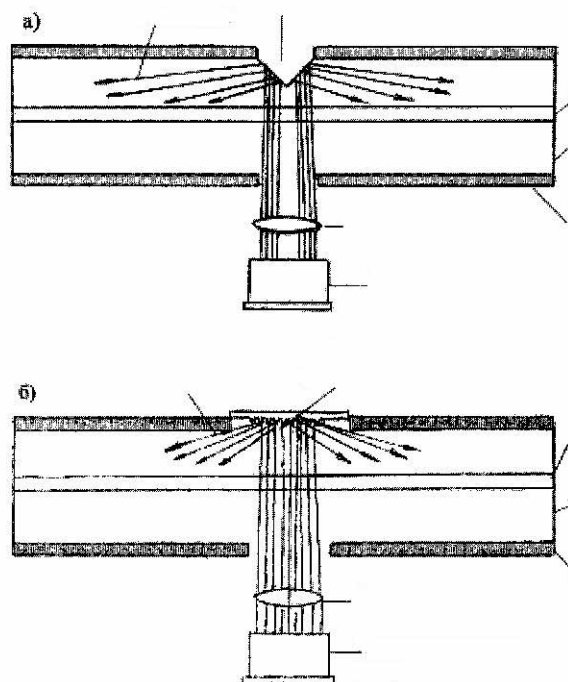


Рис. 4. Схеми введення накачування у лазерне волокно: а) з використанням V – подібних канавок; б) дифракційних решіток.

Випромінювання джерела - напівпровідникового лазера (внизу рисунка) за допомогою лінзи спрямовується на V -подібних канавку або дифракційну решітку і вводиться у волокно. Перевагою таких схем є можливість додавання джерел накачування по довжині активного світловода по мірі виснаження потужності від попереднього джерела накачування. Варіант накачування розподіленого по довжині активного волокна показано на **рис.5**. Один із світловодів (активний має серцевину, яка легована робочими іонами, інший (пасивний має серцевину із висок чистого кварцового скла. Випромінювання накачування від напівпровідникового випромінювача вводиться у пасивний світловод. В області контакту відбувається перекачування випромінювання накачування з пасивного світловоду в активний.



Рис. 5. Схема з розподіленням по довжині волокна накачуванням.

На **рис.6** наведена типова схема волоконного лазера з накачуванням в оболонку світловоду.

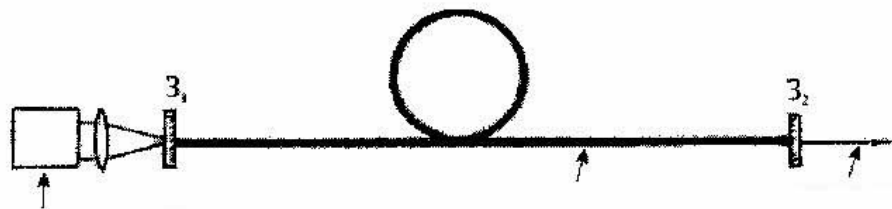


Рис. 6. Типова схема волоконного лазера з накачуванням в оболонку світловоду.

Резонатор лазера створений з двох діхроїчних дзеркал Z_1 та Z_2 . Вони є при стикованими до торців активного світловоду. Для цього торці виготовляються шляхом сколювання. Одне з дзеркал Z_1 (вхідне для випромінювання накачування) має малий ($\sim 1\%$) коефіцієнт відбивання R на довжині хвилі накачування λ_p і $R = 99\%$ на довжині хвилі генерації λ_g . Друге дзеркало Z_2 є вхідним для лазерного випромінювання і повинно мати зворотні характеристики $R \approx 99\%$ для λ_p і $R \approx (2 \div 10)\%$ для λ_g . Часто вихідне дзеркало Z_2 не встановлюють,

його замінює вихідний торець лазерного світловоду, який забезпечує неселективне ($\approx 4\%$) відбивання.

Випромінювання від напівпровідникового лазера лінзою накачування фокусується через дзеркало 3 на торець активного світловоду з подвійною оболонкою для забезпечення в ньому необхідної для генерації інверсної населеності.

Для накачування волоконних лазерів спеціально розроблені напівпровідникові лазери та напівпровідникові модулі, які складаються з решіток багатьох лазерних діодів, які випромінюють на різних довжинах хвиль (див. таблицю), що відповідають смугам поглинання активних іонів, які використані в них, вихідна потужність знаходиться в межах від декількох до десятків і сотень ватт.

Довжина лазерних світловодів знаходиться в межах від одиниць до декількох десятків метрів. Концентрація іонів рідкоземельних елементів в них складає величину приблизно декілька одиниць на 10^{19} см^3 . Поглинання випромінювання накачування, що розповсюджується по оболонці активного світловоду звичайно складає одиниці дБ/м. Надлишкові (не резонансні) втрати в оболонці в середньому складають величину ~ 50 дБ/км.

Наведена на **рис.6.** схема волоконного лазера має суттєвий недолік – присутність об'ємних елементів: дзеркал та лінз. Цей недолік вдалося ліквідувати шляхом формування і застосування брегівських дзеркал безпосередньо в волоконних світловодах. Формування брегівських дзеркал в волоконних світловодах є основаним на фоторефрактивному ефекті (зміні показника заломлення матеріалу серцевини світловоду під дією ультрафіолетового випромінювання. Брегівське дзеркало представляє собою ділянку хвилеводу довжиною в декілька сантиметрів в якій показник заломлення змінюється з періодом порядку довжини хвилі випромінювання, що розповсюджується. Така ділянка волокна є подібною до інтерференційного дзеркала в якому, завдяки інтерференції хвиль від шарів з різними показниками заломлення, забезпечується селективне відбивання. Шляхом зміни довжини ділянки волокна, на якому записана брегівська решітка та глибини модуляції показника заломлення, можна регулювати коефіцієнт відбиття такого дзеркала в широких межах (від $\sim 99\%$ до одиниць %).

На **рис. 7.** приведена схема цільноволокного лазера. Хрестиками (×) позначені місця зварювання волокон. Резонатор лазера утворюється двома брегівськими дзеркалами. Коефіцієнт відбиття першого дзеркала на частоті генерації звичайно є близьким до одиниці ($\sim 99\%$), другого, вихідного від 10% і менше. Накачування виконується напівпровідниковим лазером з вилоконним виходом.

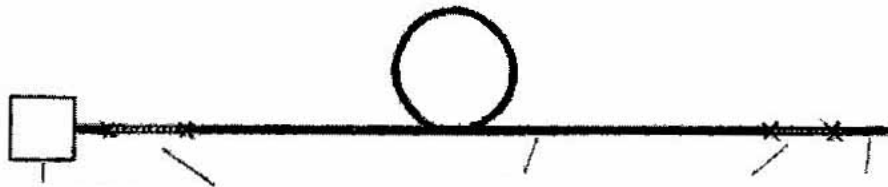


Рис. 7. Схема цільноволокноного лазеру.

Як вже відмічалось вище, в волоконних лазерах в якості активних частинок, в системі яких створюється інверсія населеностей, використовують іони рідкоземельних елементів. На **рис. 8.** представлені схеми енергетичних рівнів іонів рідкоземельних елементів, що застосовуються у волоконних лазерах, і показані оптичні випромінювальні (прямі стрілки) і безвипромінювальні (хвиляві стрілки) переходи, що використовуються.

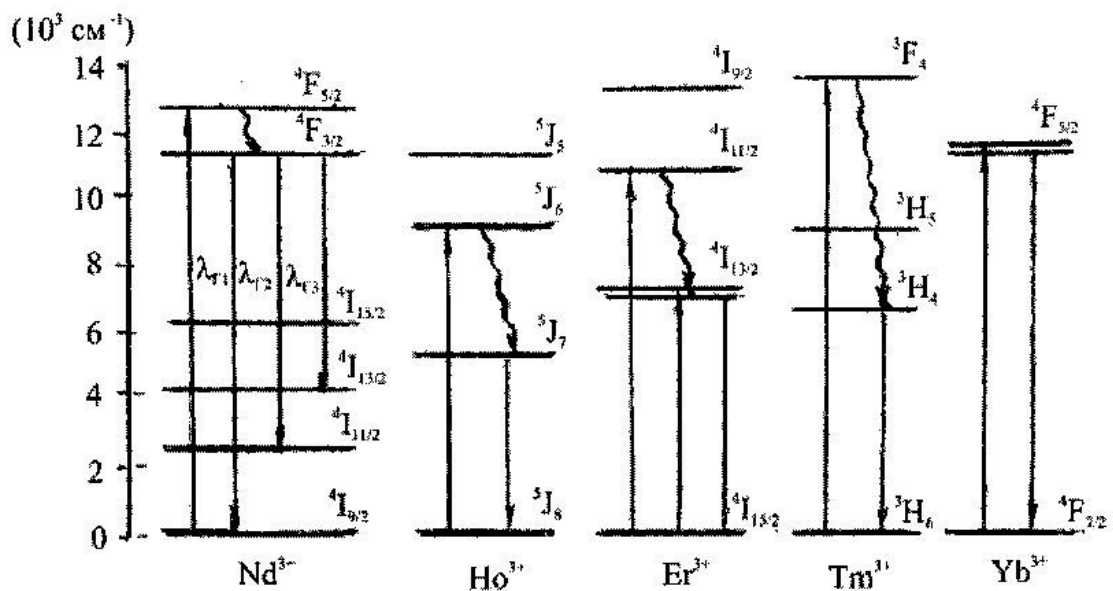


Рис. 8. Схеми енергетичних рівнів іонів рідкоземельних елементів, що застосовуються у волоконних лазерах.

В **таблиці 2** дані дані про спектральні області люмінесценції (генерації) і довжинах хвиль випромінювання накачування активних середовищ, які леговані різноманітними рідкоземельними елементами.

З таблиці видно, що випромінювання волоконних лазерів знаходиться в діапазоні довжин хвиль ($0.92 \div 2.1$) мкм.

Що стосується характеристик волоконних лазерів, які зроблені на основі світловодів легованих різними активними іонами, то загальним для них є лінійна залежність (**рис.9.**) потужності генерації (вісь ординат) від потужності накачування (вісь абсцис). Частота генерації і ширина спектра випромінювання, як і для всіх інших лазерів природно

індивідуальні і визначаються люмінесцентними властивостями активних середовищ, параметрами резонаторів і т.ін.

Таблиця 2

| Активний іон | Довжина хвилі накачування (мкм) | Область люмінесцен- ції, генерації, мкм |
|--------------------|------------------------------------|---|
| Неодиму Nd^{3+} | 0.8 | $\lambda_1 = 0.92 \div 0.94$; $\lambda_2 = 1.06 \div 1.1$ $\lambda_3 = 1.34$ |
| Гольмію Ho^{3+} | 1.15 | $1.9 \div 2.1$ |
| Ербію Er^{3+} | 1.53 | $1.53 \div 2.6$ |
| Туллю Tm^{3+} | 0.783 | $1.7 \div 1.9$ |
| Іттербію Yb^{3+} | 0.976; 0.915 | $0.98 \div 1.16$ |

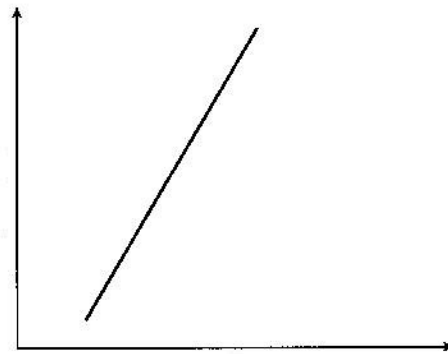


Рис. 9. Залежність потужності генерації волоконного лазеру від потужності накачування.

На теперішній час розроблені неперервні волоконні лазери у чистоволоконному виконанні (з брегівськими дзеркалами) з вихідною потужністю до десятків Ватт. При використанні об'ємних дзеркал потужність одномодових волоконних лазерів складає ~ 100 Вт. Отримання більшої потужності з використанням одномодового волокна обмежується виникненням оптичного пробоя волокна. Використання підсумовування потужностей набору таких лазерів у єдиний джгут створюють лазери з вихідною потужністю у декілька кіловат.

Коефіцієнт корисної дії (ККД) волоконних лазерів залежить від ККД лазерів, що використовуються при накачуванні, ефективності вводу випромінювання накачування в активне волокно, його параметрів, квантової ефективності робочого переходу активних частинок. Для іттрієвих та ербієвих волоконних лазерів, що мають високу квантову ефективність робочого переходу ($\sim 100\%$) ККД досягає величин $\sim 30\%$. ККД інших волоконних лазерів є меншим.

Основні області застосувань потужних волоконних лазерів – обробка матеріалів, медицина та оптоволоконний зв'язок. В оптоволоконному зв'язку важливе застосування в якості джерел і підсилювачів сигналу отримали активні світловоди, що були леговані іонами ербію. Це пов'язано з тим, що смуга люмінесценції таких світловодів (вона займає область 1.55-1.56 мкм) співпадає з спектральною областю мінімальних оптичних втрат волоконних світловодів, що виготовлені на основі кварцового скла і що використовуються у оптичних лініях зв'язку.