

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)
МОДЕЛЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ТВЕРДОТІЛЬНИХ ЛАЗЕРІВ З
ДІОДНОЮ НАКАЧКОЮ
(тема)

Виконав:
студент 2 курсу, групи ЛОЕТМ-22-1
Кязімов А.Т. О.
(прізвище, ініціали)

Спеціальність 152 Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма «Лазерна і оптична техніка»
(повна назва освітньої програми)

Керівник доц. каф. ФОЕТ Афанасьєва О.В.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри _____
(підпис)

Гнатенко О.С.
(прізвище, ініціали)

2024 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)
Рівень вищої освіти перший (бакалаврський)
Спеціальність 152 Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка
(код і повна назва)
Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)
Освітня програма «Лазерна і оптоелектронна техніка»
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:
Зав. кафедри _____
(підпис)
«___» _____ 20__ р.

ЗАВДАННЯ
НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові Кязімову Анару Тельман Огли
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Моделювання параметрів твердотільних лазерів з діодною накачкою

затверджена наказом університету від « 03 » листопада 2023 р. № 1284 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 23 січня 2024 р.

3. Вихідні дані до роботи _____

Режим роботи лазера: безперервний; вид модуляції: зовнішня; тип модулятора: електрооптичний; характеристики вихідного лазерного випромінювання: безперервне випромінювання потужністю 10 Вт; параметри оптичного відкритого резонатора: довжина резонатора не більше 100 мм; максимальний розмір лазера: 150 мм.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі: _____

1 Розробити математичну модель розрахунку основних параметрів лазера.

2 Провести моделювання та розрахунки лазера.

3 Представити результати моделювання та розрахунків.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій

Демонстраційний матеріал – 10 шт.

Лістинг коду моделювання та розрахунків – 2 арк.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про твердотільні лазери з діодною накачкою	01.09.23–30.09.23	Виконано
2	Дослідження конструкції твердотільних лазерів з діодною накачкою	01.10.23–20.10.23	Виконано
3	Створення математичної моделі для моделювання та розрахунку параметрів твердотільних лазерів	21.10.23–04.11.23	Виконано
4	Моделювання та розрахунок параметрів твердотільних лазерів	05.11.23–11.12.23	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	12.12.23–04.01.24	Виконано
6	Оформлення демонстраційних матеріалів	10.01.24–12.01.24	Виконано
7	Проходження нормоконтролю і отримання рецензії	13.01.24–15.01.24	Виконано
8	Проходження перевірки на плагіат	20.01.24–21.01.24	Виконано
9	Підготовка та захист кваліфікаційної роботи	22.01.24–24.01.24	

Дата видачі завдання 01 вересня 2023 р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ доц. каф. ФОЕТ Афанасьєва О.В.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка кваліфікаційної роботи: 49с., 20 рис., 2 додатки, 19 джерел.

ЛАЗЕР, ДІОДНА НАКАЧКА, ІНВЕРСІЯ ЗАСЕЛЕННОСТІ РІВНІВ, ЗОВНІШНІЙ МОДУЛЯТОР, НАПІВКОНФОКАЛЬНИЙ РЕЗОНАТОР, АКТИВНИЙ ЕЛЕМЕНТ.

Об'єкт дослідження – лазер на алюмоітрієвому гранаті з неодимом
Метою кваліфікаційної роботи є моделювання та розрахунок основних параметрів та характеристик лазера з урахуванням вихідних даних.

Метод – теоретичний.

В роботі був проведений розрахунок та моделювання чисельним методом основних параметрів та характеристик лазера. Представлено ескізні рішення конструкції активного елемента лазера, системи накачки, системи модуляції та юстировки дзеркал.

ABSTRACT

Explanatory note of the qualification work: 49 pp., 20 figures, 2 applications, 19 sources.

LASER, DIODE PUMPING, POPULATION INVERSION LEVEL, EXTERNAL MODULATOR, SEMI-CONFOCAL RESONATOR, ACTIVE ELEMENT.

The research object is a laser on an aluminum-yttrium garnet with neodymium.

The purpose of the qualification work is to model and calculate the main parameters and characteristics of the laser, considering the initial data.

The method is theoretical.

The work includes the calculation and numerical modeling of the main parameters and characteristics of the laser. Sketch solutions for the design of the laser's active element, pumping system, modulation system, and mirror adjustment system are presented.

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень.....	7
Вступ.....	8
1 Активне середовище $Y_3Al_5O_{12}: Nd^{3+}$	11
1.1 Загальна інформація про кристали $Y_3Al_5O_{12}: Nd^{3+}$	11
1.2 Фізико-хімічні властивості активного середовища	12
1.3 Енергетична діаграма нижчих рівнів активного середовища.....	15
1.4 Механізм збудження активної робочої речовини.....	17
1.5 Спрощена чотирирівнева схема активного середовища... ..	18
2 Активний елемент(квантрон)... ..	20
2.1 Вибір та обґрунтування конструкції активного елемента розрахункового лазера... ..	20
2.2 Загальний опис конструкції активного елемента та його вузлів... ..	23
3 Відкритий оптичний резонатор	25
3.1 Типи відкритих оптичних резонаторів.....	25
3.2 Вибір оптичного відкритого резонатора	27
3.3 Розрахунок оптичного відкритого резонатора.....	27
3.4 Конструкція та опис юстирувальних вузлів відкритого оптичного резонатораю... ..	29
4 Джерело накачування активного середовища... ..	32
5 Модуляція лазерного випромінювання... ..	34
5.1 Зовнішньорезонаторна електрооптична модуляція безперервного випромінювання	34
6. Моделювання та розрахунок інверсної населеності робочих рівнів за допомогою прикладних математичних пакетів.....	40
Висновки.....	47
Перелік джерел посилання	48
Додаток А Демонстраційний матеріал.....	50
Додаток Б Лістинг коду моделювання та розрахунків.....	55

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АІГ – алюмоітрієвий гранат;

τ_{21} – час безвипромінювального переходу з рівня 2 на рівень 1, с;

τ_{43} – час безвипромінювального переходу з рівня 4 на рівень 3, с;

τ_{ph} – час життя фотона у резонаторі (час приглушення поля у резонаторі), с;

A_{32} – ймовірність спонтанного (випромінювального) переходу, с⁻¹;

$D(\omega_0)$ – спектральний коефіцієнт Ейнштейна на частоті лазерного переходу

ω_0 , м³·с⁻¹;

R_f – коефіцієнт відбиття переднього дзеркала;

R_b – коефіцієнт відбиття заднього дзеркала;

$v_g = c / n_g$ – групова швидкість випромінювання в резонаторі;

V_a – об'єм активної частини;

$\alpha_{mir} = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_f R_b}\right)$ – втрати внаслідок виходу випромінювання з резонатора

через дзеркала (втрати на дзеркалах);

ω_0 – частота лазерного переходу;

ККД – коефіцієнт корисної дії.

ВСТУП

Лазер, як джерело оптичного випромінювання, використовується в різних галузях науки та техніки. У багатьох галузях знань він стає невід'ємним інструментом для проведення наукових досліджень, розробки приладів та технологічних процесів. Успіх лазера зумовлений унікальними властивостями оптичного (світлового) випромінювання, які він надає. Основними серед них є просторова і часова когерентність. Ці характеристики виділяють лазери серед інших джерел оптичного випромінювання, які не є лазерними.

Просторову когерентність часто визначають як здатність світлового пучка створювати чітке інтерференційне зображення променів, взятих в один і той же час із різних поперечних ділянок пучка [1–2, 5–19]. Іншими словами, світлові хвилі, що йдуть в різних поперечних ділянках променя, коливаються в фазі одна з одною. Якщо така умова виконується для всього поперечного перерізу пучка, то останній повністю просторово когерентний.

Теорія поширення світлових пучків, розвинута на основі вторинних джерел Гюйгенса [3], показує, що чим більша просторова когерентність пучка, тим меншою розбіжністю він володіє. Отже, лазерні пучки з високою просторовою когерентністю відрізняються невеликою розбіжністю порівняно з пучками звичайних джерел світла, таких як лампи накаливання. Ця невелика розбіжність дозволяє ефективно передавати енергію на великі відстані і фокусувати її в дуже малі об'єми. Ці властивості, в свою чергу, відкривають нові можливості для систем локації та зв'язку, а також для проведення тонких і спеціальних технологічних процесів, таких як мікросварка, пайка, різання, а також в галузі хірургії, офтальмології та інших областей.

В контексті часової когерентності розуміється здатність світлового пучка формувати чітке інтерференційне зображення променів, взятих з одного його участка, але в різні моменти часу [1–4]. Чим більший часовий

інтервал між цими моментами, тим вища часова когерентність. Це умова відповідає світловим пучкам з вузьким частотним спектром, іншими словами, монохроматичним пучкам. Поняття часової когерентності та монохроматичності повністю еквівалентні. Теплові джерела світла, як правило, мають широкий спектр випромінювання і, відповідно, низьку часову когерентність. Лазерні пучки, в більшості випадків, є монохроматичними, і саме тому їх широко використовують у дослідженнях та приладах, для яких ця властивість має вирішальне значення, наприклад, в оптичній голографії, спектроскопії високою роздільною здатністю, лазерних гіроскопах тощо [6–10].

Однією з ключових властивостей лазерних джерел є можливість генерації коротких і потужних світлових імпульсів. Такі лазери є невід'ємними для далекомірів, прожигу отворів у твердих матеріалах, локації тощо.

Основою функціонування лазерів є принцип змусеного (індукованого) випромінювання, який був передбачений А. Ейнштейном у 1916 році. У 1939 та 1951 роках В. А. Фабрикант запропонував спосіб посилення світлового випромінювання шляхом його проходження через спеціально підготовлене підсилювальне середовище.

Основні принципи побудови лазера, як генератора світлових коливань, були закладені в працях А. М. Прохорова, Н. Г. Басова та Ч. Таунса в 1955-1959 роках. Перший лазер (на рубіні) був запущений Т. Мейманом у 1960 році. Лазер на алюмоіттрієвому гранаті з неодимом вперше був запущений Г. Гейзіком у 1964 році.

Лазер, як генератор світлового випромінювання, повинен містити середовище, що посилює світло, та резонатор, який забезпечує позитивний зворотній зв'язок між генерованим світлом та підсилювальним середовищем. Роль підсилювального середовища в даному випадку відіграє кристал алюмоіттрієвого гранату з неодимом (АІГ-Nd). Цей кристал порівняно з іншими лазерними активними середовищами (наприклад, рубін, скло з

неодимом і т.д.) володіє вдалою комбінацією фізичних та спектральних властивостей, що дозволяють йому успішно працювати практично у всіх відомих режимах генерації (імпульсних і безперервних). Так, наприклад, в безперервному режимі лазери на гранаті з неодимом дозволяють досягати потужності випромінювання до 1 кВт. У імпульсному режимі досягаються потужності випромінювання до 100–1000 МВт.

Основне випромінювання лазерів на гранаті з неодимом знаходиться в ближньому інфрачервоному діапазоні спектра. За допомогою добре розроблених методів нелінійної оптики це випромінювання ефективно перетворюється в випромінювання видимого та ближнього ультрафіолетового діапазонів спектра. Ця можливість суттєво розширює області застосування АІГ-лазерів.

Метою даної кваліфікаційної роботи є розробка неодимового лазера на алюмоіттрієвому гранаті з неодимом, що володіє наступними вихідними параметрами:

- частота модуляції: 10^5 Гц;
- потужність: 10 Вт;
- тип резонатора: напівконфокальний;
- тип збудження: безперервний;
- вид модуляції: зовнішня.

1 АКТИВНЕ СЕРЕДОВИЩЕ $Y_3Al_3O_{12}: Nd^{3+}$

1.1 Загальна інформація про кристали $Y_3Al_3O_{12}: Nd^{3+}$

У лазері, як і в будь-якому генераторі електромагнітних хвиль, основою є активний елемент, який перетворює енергію зовнішнього джерела живлення в необхідне випромінювання. У нашому випадку таким елементом є кристал гранату із додатком неодимового тривалентного іону $Y_3Al_3O_{12}: Nd^{3+}$. Цей іон є найбільш поширеним активатором лазерних кристалів і володіє здатністю генерувати практично в 80 середовищах [3]. Однак з цього розмаїття середовищ виробництва широке практичне застосування знайшли лише деякі марки скла та кілька типів кристалів, серед яких найпоширенішим є гранат із неодимом [1–3]. Останнє обумовлено комбінацією корисних властивостей, які є характерними для гранатових кристалів із неодимом (YAG-Nd) і які будуть розглянуті нижче.

В промисловому виробництві існують інші типи кристалів, перш за все алюмінат іттрію, калій гадолінієвий, вольфрамат, галій скандієвий гадолінієвий гранат та інші. Кожен з них має певні переваги у порівнянні з кристалами YAG, що дозволяє розглядати питання можливої заміни кристалів YAG в окремих випадках новими кристалами. Однак в багатьох своїх застосуваннях кристали YAG залишаються неперевершеними, особливо в потужних лазерних установках. Перший штучний кристал YAG-Nd як лазерний елемент був створений в 1964 році. З того часу було розроблено кілька методів вирощування кристалу, найбільш вдосконаленим із яких є метод Чохральського [1, 3]. Суть цього методу полягає в тому, що вихідний матеріал кристала спочатку розплавляється в спеціальному тиглі, а подальша кристалізація відбувається за допомогою виведення частини розплаву із тигля за допомогою затравки. Температура затравки трошки нижча за температуру розплаву, і під час витягування розплав поступово кристалізується на поверхні затравки. Кристалографічна орієнтація зкристалізуваного розплаву відтворює орієнтацію затравки. У процесі

вирощування температура розплаву підтримується на рівні 1980 °С. Такі високі температури вимагають застосування стійкого матеріалу для тигля. Зокрема, для кристалів YAG-Nd найкращим є іридій. Висока ціна та великий дефіцит іридію є значущими недоліками для вирощування кристала YAG-Nd. Вирощування кристала відбувається в інертному середовищі (в атмосфері аргону або азоту при нормальному атмосферному тиску з невеликим (2 % об'єму) додатком кисню). Оптимальна швидкість росту з точки зору вдосконалення оптичних властивостей кристала становить 0,5 мм/год, що також є недоліком технології, оскільки для вирощування кристала середніх розмірів (довжина приблизно 15 см) потрібно 300 годин (2,5 дні) неперервної роботи ростової установки. Метод Чохральського дозволяє вирощувати досить великі кристали довжиною до 20 см і діаметром до 4 см. Під час росту в центральній частині кристалів виникають механічні напруги, що призводять до оптичних спотворень. Тому активні елементи вирізаються з периферійних областей кристала. Зазвичай активні елементи вирізають у вигляді тонких довгих циліндрів найрізноманітніших розмірів. Вісь активних елементів направлена вздовж вісі кристалічної заготовки, тобто фактично вздовж вісі вирощування кристала. З свого боку вирощування кристала, як вище вказано, задається орієнтацією затравки. Отже, змінюючи орієнтацію затравки, можна за бажанням змінювати напрямок кристалографічних осей у активному елементі.

1.2 Фізико-хімічні властивості активного середовища

Лазерні кристали АГ-Nd³⁺ отримують на основі чистого кристала АГ, в який під час його вирощування вводять, як примісь, додатні іони неодима Nd³⁺. Чистий кристал АГ є безбарвним прозорим кристалом, властивості якого досить добре вивчені [1]. Структура АГ відноситься до просторової групи Ia3d зі загальною кубічною симетрією кристалографічної решітки. З цього приводу за своїми оптичними властивостями кристал АГ є

ізотропним, тобто його показник заломлення не залежить від поляризації та напрямку поширення світла. Константа решітки кристала при кімнатній температурі дорівнює 12,008 Å. Кристал залишає свою кристалічну структуру в усьому діапазоні температур аж до температури плавлення $(930\pm 20)^\circ\text{C}$, що створює можливість стійкого вирощування однорідних із високою оптичною якістю зразків кристала. Кристал є оптично прозорим у діапазоні від 240 нм до 6000 нм, має високу твердість (близько 8,5 за шкалою Мооса) та хороші теплопровідні властивості.

Лазерні кристали АІГ-Nd отримують додаванням до початкового складу чистого кристала АІГ (суміш оксиду ітрію – Y_2O_3 та оксиду алюмінію – Al_2O_3) певної кількості оксиду неодима Nd_2O_3 . Тривалентні іони неодима, що входять у матрицю чистого кристала АІГ, заміщують іони ітрію. Оскільки іони ітрію (як і алюмінію) є додатними тривалентними іонами, зазначена заміна не вимагає додаткової зарядової компенсації (за рахунок спеціальної примісі). Радіуси ж заміщуваних іонів виявляються несумісними, що призводить до об'ємної деформації кристалічної решітки чистого кристала АІГ (радіуси іонів неодима близько 1,04 Å) трошки перевищують радіус іонів ітрію (92 Å). Цей факт обмежує допустиму концентрацію іонів неодима в кристалах АІГ. Об'ємна компенсація деформацій кристалічної решітки та відповідно усунення зазначеного обмеження можуть бути досягнуті додатковим введенням в матрицю АІГ іонів іншого металу, які мають менший радіус, ніж іони неодима, наприклад іонів лютецію Lu^3 (радіус близько 0,86 Å) [3].

Дослідження показали, що оптимальною концентрацією іонів неодима з точки зору всього комплексу вимог, включаючи і генераційні, є приблизно 1 ат. %, що відповідає об'ємній концентрації іонів $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Оскільки об'ємна концентрація іонів ітрію залишається несумісно більшою (близько $1,5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$), то основні властивості кристала з неодимом виявляються дуже близькими до властивостей чистого кристала, за винятком спектральних властивостей, де внесок іонів неодима суттєвий через сильне

відмінності спектрів поглинання та люмінесценції іонів неодима від таких для інших іонів кристала.

Лазерні кристали та, відповідно, активні елементи в основному вирощуються вздовж двох напрямків щодо кристалографічних осей: вздовж грані куба елементарної кристалічної ячейки [100] або вздовж діагоналі куба ячейки [111]. Вітчизняні кристали, як правило, вирощуються вздовж напрямку [100], а іноземні кристали (головним чином у США) вирощуються вздовж напрямку [111]. Основною відмінністю між цими двома напрямками росту є форма та розмір термооптичних спотворень активних елементів, які виникають при нагріванні внаслідок опромінення накачування.

Кристал має дуже велику твердість (на порівняння, алмаз має твердість 10, рубін 9, скло 4,5). Це дозволяє досягати під час полірування робочих поверхонь кристала максимально високого класу чистоти поверхні ($R_2 = 0,032-0,025$) та зберігати цей клас протягом експлуатації, оскільки іноземні частки, які подряпають кристал, зазвичай мають меншу твердість.

Теплові та механічні властивості кристалів з неодимом у YAG також досить високі порівняно з іншими матеріалами. Кристали гранату працюють при постійному тепловому впливі від джерела накачування, на відміну від склованих з неодимом, які дозволяють лише імпульсний вплив через слабку теплопровідність, великий коефіцієнт теплового розширення та невисоку міцність на розтяг.

Лазерна технологія на сучасному етапі дозволяє вирощувати та виготовляти активні елементи YAG-Nd досить великих розмірів, до 120 мм у довжину та 10 мм у діаметрі. Оскільки коефіцієнт преломлення кристала гранату досить високий, Френелявське відбиття випроміненого світла від його робочих поверхонь становить значну частку (близько 8,4 % від однієї поверхні). Це може призвести до помітних втрат корисної випромінювальної потужності лазера через велике відбиття від обох поверхонь елемента (приблизно 16,8 %). Щоб запобігти цьому негативному явищу, робочі

поверхні активних елементів покриваються спеціальним просвітлюючим покриттям, що знижує коефіцієнт відбиття від однієї поверхні до 0,2 %.

1.3 Енергетична діаграма нижчих рівнів активного середовища

Спектри поглинання та діапазони накачки кристалів YAG-Nd. Як показано на рис. 1.1, рівні ${}^4F_{3/2}$ та вище служать рівнями накачки кристалів YAG-Nd. Усі ці рівні також складаються з серії шарковських підрівнів, розширених за рахунок впливу коливань решітки на іони неодима. Очевидно, чим більше таких рівнів і чим ширше вони, тим більше світла накачки поглинається, тим ефективніше лазер. Крім того, ефективність поглинання світла накачки визначається січенням переходу. Всі ці фактори у сукупності і визначають рівні накачки, що використовуються в лазерах.

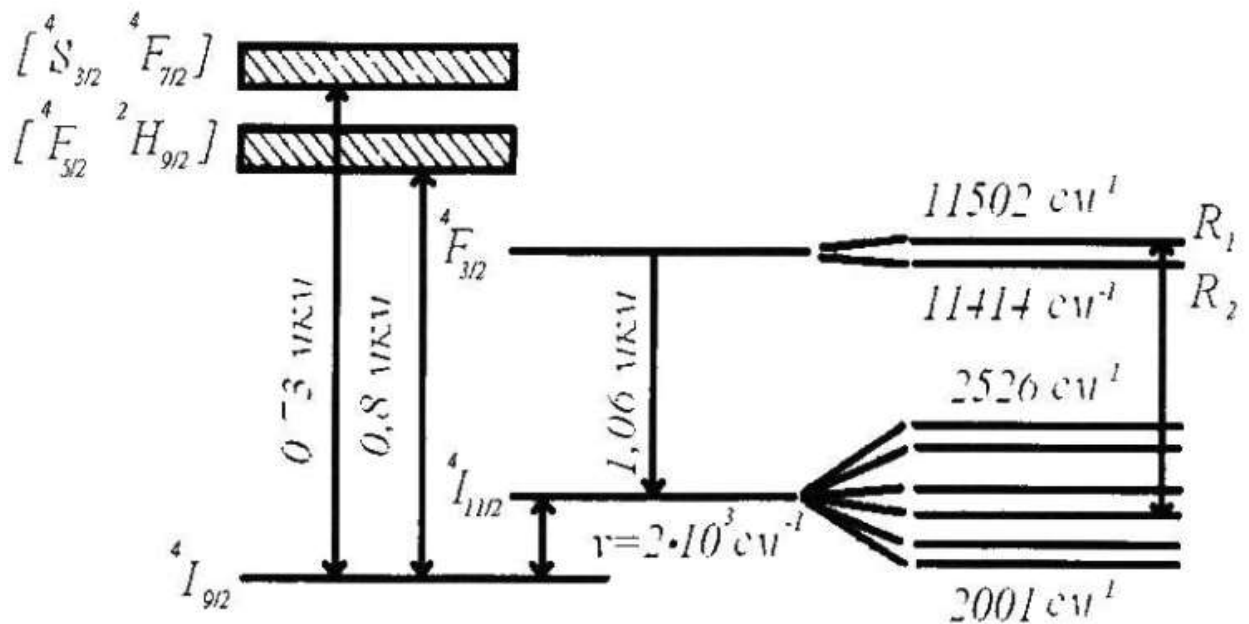


Рисунок 1.1 – Спрощена схема нижніх та верхніх енергетичних рівнів кристалу Nd

Оскільки переважна більшість іонів неодима в звичайному стані знаходиться на основному рівні ${}^4I_{9/2}$ (точніше, на підрівнях Z1–Z4), то

поглинання світла та перехід іонів на рівні накачки відбувається практично тільки з цього рівня. Таким чином, спостерігаючи спектри поглинання кристалів YAG-Nd, легко визначити рівні накачки, а за інтенсивністю поглинання світла – січення переходів. Крім іонів неодима, світло поглинається також матрицею алюмоіттрієвого гранату. Матриця прозора в діапазоні від 240 нм до 6000 нм. Тому в діапазоні видимого та ближнього інфрачервоного випромінювання, де знаходяться найсильніші лінії поглинання та посилення кристалів YAG-Nd, полоси поглинання матриці відсутні. Якщо в спектрі поглинання матриці з'являються полоси, то вони обумовлені домішками або дефектами структури, які виникають у кристалі через неповноту технології виробництва. З урахуванням цих зауважень розглянемо спектр поглинання кристалів YAG-Nd, показаний на рисунку 1.2 [1–3, 19].



Рисунок 1.2 – Спектр поглинання кристалу Nd

Як видно з рисунка, основний енергетичний внесок у поглинанні світла накачування вносять п'ять полос, що відповідають переходам на наступні рівні накачування: ${}^4F_{3/2} - 880$ нм; ${}^4F_{5/2} + {}^2H_{9/2} - 810$ нм; ${}^4F_{7/2} + {}^4S_{3/4} - 750$ нм; ${}^4G_{7/2} + {}^2G_{5/2} - 580$ нм; ${}^2K_{13/2} + {}^4G_{7/2} + {}^4G_{9/2} - 520$ нм. Інші полоси поглинання мають невеликий енергетичний внесок через малі значення січення переходу.

З п`яти відзначених полос дві (2-га, 3-тя) мають найбільше значення, як найінтенсивніші та найбільш вдало розташовані в спектрах випромінювання основних джерел світла накачування.

Ультрафіолетовий край представлений полосами поглинання іонів неодима в області 360 нм, 260 нм і крилом поглинання матриці, починаючи з 400 нм і зазнаючи сильного зростання з 240 нм (умовний край області прозорості матриці). Оскільки поглинання світла матрицею зазвичай не вносить внесок у корисне лазерне випромінювання, а лише призводить до шкідливого нагрівання кристалу, відповідне поглинання ультрафіолетового випромінювання накачування в реальних лазерах відфільтровується, не допускаючи його потрапляння на кристал. Ще однією причиною, яка вимагає фільтрації ультрафіолетового випромінювання накачування, є утворення під його впливом центрів забарвлення на залишкових домішках та дефектах матриці, зокрема невеликих домішок заліза [3]. Такі центри забарвлення поглинають випромінювання накачування та генерації, різко знижуючи ККД лазера.

1.4 Механізм збудження активної робочої речовини

Існує безліч способів створення збуджених центрів у робочій речовині. Для цих цілей використовують когерентне та некогерентне випромінювання, пучки швидких електронів, електричні розряди, інжекцію носіїв заряду через перехід, теплову енергію та енергію хімічних реакцій. Традиційним способом збудження твердотільних лазерів є оптична накачка. При оптичній накачці важливо, щоб спектр збуджуючого випромінювання максимально відповідав спектру поглинання активної речовини. Для збудження атомів неодима використовують різні газорозрядні лампи імпульсного та неперервного дії: ксенонові, вольфрамові, ртутні. Для імпульсної накачки зазвичай використовують імпульсні газорозрядні лампи з ксеноновим наповненням. Така лампа має форму прямої або закрученої у спіраль трубки, на кінцях якої

розташовані електроди. У деяких лампах для керування моментом запалювання є третій внутрішній або зовнішній електрод. При відсутності випромінювання накачки всі частинки концентруються на нижньому основному рівні. Зі зростанням щільності випромінювання накачки верхній та проміжний рівні починають населятися. Населеність основного стану при цьому зменшується. Однак останнім часом широко застосовується напівпровідникова накачка, яка працює як у імпульсному, так і у неперервному режимі. Основною перевагою напівпровідникової накачки є компактність, яка дозволяє зменшити розміри лазера до мінімуму, а також вартість лінійки напівпровідникових лазерів набагато дешевше, ніж кілька ламп.

1.5 Спрощена чотирирівнева схема активного середовища

Принцип роботи чотирирівневої схеми, зображеної на рис. 1.3, а, наступний. За допомогою накачки частинки з основного стану 1 збуджуються на рівень 4. При цьому можна вважати, що

$$f_{14} = \int B_{нак} \rho_{нак} d\nu = B_{14} \rho_{14} , \quad (1.1)$$

(інтеграл береться по всій області полос поглинання, які можуть мати кілька лабільних рівнів; для спрощення їх розглядають як один широкий рівень).

Потім, з великою ймовірністю, внаслідок безвипромінювального переходу квантові частинки переходять на метастабільний рівень 3. Переходи частинок $3 \rightarrow 2$ призводять або до люмінесценції, або, якщо створені необхідні умови, до індукованого випромінювання. І, нарешті, внаслідок безвипромінювального переходу $2 \rightarrow 1$ квантові частинки повертаються на основний рівень. Очевидно, якщо робоче тіло підібране так, щоб $h\nu_{12} \gg kT$, то n_2 в термодинамічній рівновазі дуже мале

$n_2 = N \exp\{-E_2/(kT)\}$. Таким чином, в такій системі, порівняно з трьохрівневою, відносно легко досягти інверсного стану. Для цього достатньо "загнати" на рівень 3 незначну кількість квантових частинок, оскільки рівень 2 практично порожній (рис. 1.3, а).

У системах з k рівнями енергії може бути $k(k-1)$ різних ймовірностей переходів f_{ik} (рис. 1.3, б). Тому для великих k розподіл частинок по рівнях в загальному вигляді є дуже громіздким. У зв'язку з цим при розгляді систем з $k > 4$ роблять відповідні спрощення виразів, зокрема, прирівнюють до нуля всі ймовірності переходів, які не відіграють суттєву роль у розглянутих процесах. Так, у випадку чотирьохрівневої системи, оскільки $h\nu_{14}$, $h\nu_{13}$, $h\nu_{23}$, $h\nu_{24}$, $h\nu_{34}$ набагато більше kT , а накачка відбувається на частоті ν_{14} , то:

$$f_{13} = f_{24} = f_{34} = 0 . \quad (1.2)$$

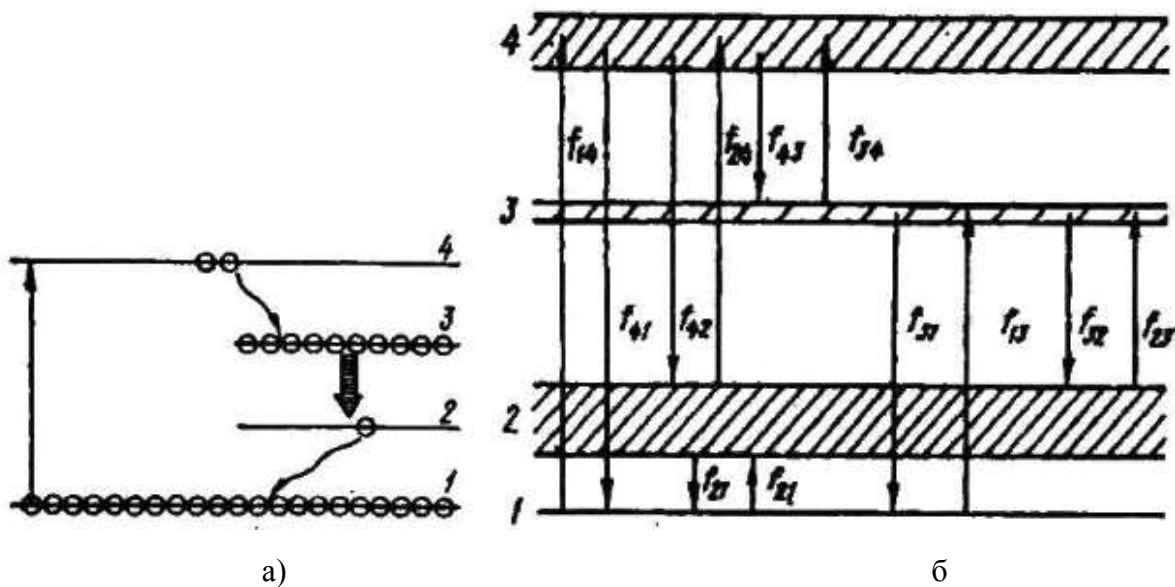


Рисунок 1.3 – Спрощена чотирьохрівнева схема

2 АКТИВНИЙ ЕЛЕМЕНТ(КВАНТРОН)

2.1 Вибір та обґрунтування конструкції активного елемента розрахункового лазера

Розробник камери для генерації імпульсів випромінювання ОКГ з частотою $f \geq 1$ Гц, опиняється в дуже жорстких умовах. Він повинен створити надійну конструкцію, що задовольняє суперечливим технічним вимогам, до яких можна віднести:

- тримання максимально можливого ККД камери при порівняно малому значенні коефіцієнта використання активним речовищем випромінювання лазерного діода або лампи;

- створення компактного резонатора, що дозволяє отримати мінімальну розбіжність випромінювання та максимально допустиму кількість спалахів як у режимі вільної генерації, так і в режимі модуляції добротності резонатора ОКГ;

- виконання умов герметизації, оскільки рідкі хладагенти, як правило, при впливі потужного оптичного та напівпровідникового збудження мають агресивні продукти розпаду;

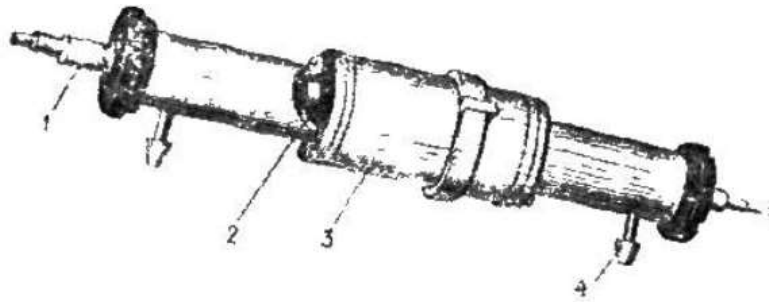
- забезпечення достатньо простої технології збірки та точної юстировки при одночасній взаємозамінності елементів конструкції камери.

Відомо, що на роботу ОКГ впливають такі фактори, як властивості активного середовища, конфігурація відбивача, значення коефіцієнта відбивання покриттів та форма дзеркал резонатора, світловіддача імпульсних ламп збудження та прозорість рідини системи охолодження. Все це та цілий ряд інших факторів необхідно враховувати при створенні камер різних конструкцій.

На рисунках (2.1–2.4) показані деякі типові конструкції камер малогабаритних імпульсних твердотільних ОКГ, розроблених для різних серійно випускаємих імпульсних ламп збудження [1–3]. В якості активних речовин в основному використовувалися рубінові та неодимові циліндричні

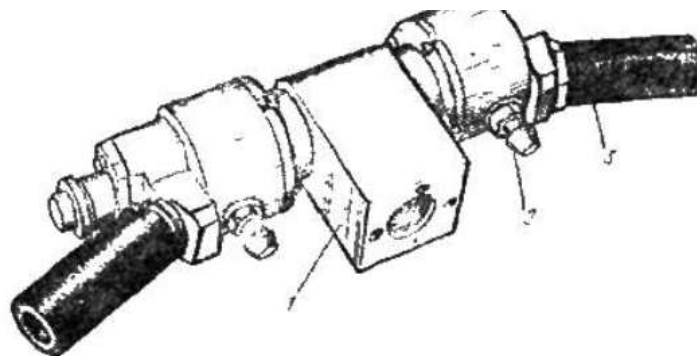
стержні. У камері на рисунку 2.1 резонатор утворений торцями кристала рубіна, на який нанесено багат шарове діелектричне покриття із коефіцієнтами відбивання $r_1 = 99\%$ та $r_2 = 50\%$ відповідно. У камерах на рис. (2.2–2.4) оптичні резонатори утворені зовнішніми дзеркалами, що мають діелектричні покриття. При високій щільності вихідної енергії після $(2,5 - 3) \times 10^3$ спалахів покриття дзеркал вигорають.

Ця обставина призвела до зміни оптичної схеми резонатора. Був розрахований і досліджений резонатор на двох призмах замість дзеркал. Але із-за складнощів юстирування та невеликого ККД камери, резонатор такого типу не знайшов подальшого використання.



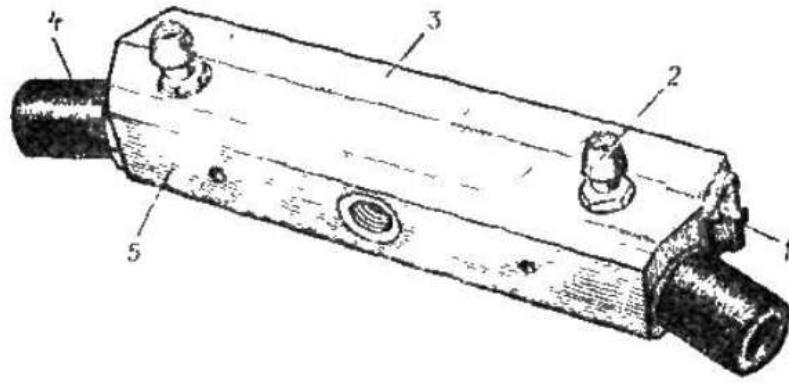
1 – лампа збудження ІПКХ-70/10; 2 – вихідна призма; 3 – корпус;
4 – вхідний штуцер системи охолодження.

Рисунок 2.1 – Камера ІТ-82 ($E_0 = 400$ Дж)



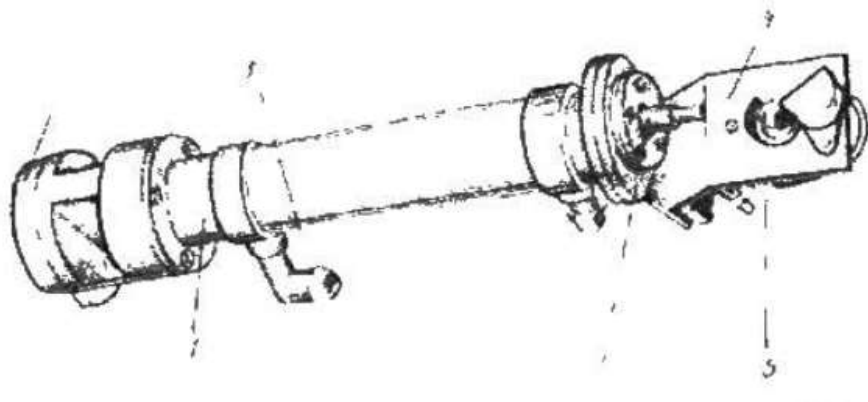
1 – корпус; 2 – штуцер; 3 – ізолятор лампи збудження.

Рисунок 2.2 – Камера К-1 ($E_0 = 400$ Дж)



1 – вузол призми БР-180°; 2 – штуцер; 3 – кришка корпусу;
4 – ізолятор лампи збудження; 5 – корпус.

Рисунок 2.3 – Камера ЮС ($E_0 = 300$ Дж)



1 – корпус; 2 – стопа плоскопаралельних пластин; 3 – штуцер;
4 – оптико-механічний вузол модулятора добротності; 5 – призма ПВВ;
6 – електрод імпульсної лампи.

Рисунок 2.4 – Камера «Арзні» ($E_0 = 250$ Дж)

В даній роботі був розраховано та підібрано основні компоненти та вузли для створення компактного твердотілого лазера з напівпровідниковою накачкою. Він складається з двох зовнішніх дзеркал, камери завдовжки 80 мм та поперечним перерізом 15 мм, кристала завдовжки

80 мм, проте активна область займає розмір 60 мм, решта його довжини використовується для приклеювання кристала до камери клеєм, причому не обов'язково прозорим.

Також, при проектуванні активного елемента, необхідно враховувати ще ряд пристроїв:

- пристрої керування лазерним випромінюванням: модулятори, дефлектори, фільтри і т.д.;
- джерела збудження: неперервні та імпульсні напівпровідникові лазери;
- резонатори;
- системи охолодження активної середовища;
- системи кріплення і юстировки дзеркал і активного елемента, і так далі.

2.2 Загальний опис конструкції активного елемента та його вузлів

При розробці конструкції лазерного елемента слід прагнути до отримання найбільш простого, компактного та надійного пристрою, що відповідає всім поставленим вимогам. У цій роботі використовується камера завдовжки 80 мм, де ключовими елементами камери є циліндричні лінзи, призначені для рівномірного передавання збудження від напівпровідникового лазера до активного тіла. Ці лінзи мають розміри 1×60 мм і розміщуються перед кристалом. Активний елемент виконаний у формі циліндра розміром 4×80 мм, проте його активна область має розміри 4×60 мм і закріплюється на краях камери за допомогою клею. Довжина напівконфокального резонатора становить 100 мм.

Корпус камери передбачено виготовити монолітним. Для охолодження діодів та активного стержня використовується проточна вода, яка подається в камеру через вісім отворів, розташованих на її торцях. Така схема подачі охолоджуючої рідини використовується для більш рівномірного

охолодження корпусу та активного зразка та уникнення застоювання охолоджуючої рідини, що призведе до нерівномірного нагрівання та деформації корпусу.

На рис. 2.5 зображена типова конструкція твердотілого лазера з напівпровідниковим збудженням.



Рисунок 2.5 – Випромінювач твердотілого лазера з напівпровідниковим збудженням

3 ВІДКРИТИЙ ОПТИЧНИЙ РЕЗОНАТОР

Ідеальний відкритий резонатор оптичного діапазону довжин хвиль представляє собою систему відбиваючих поверхонь, в якій можуть збуджуватися електромагнітні коливання високих частот [1]. У простішому випадку це два дзеркала з плоскою, сферичною або параболічною поверхнею, віддалені одне від одного на відстань від 0,1 мм до 5 м. Основне призначення відкритого резонатора оптичних генераторів та підсилювачів – створювати когерентне вихідне випромінювання та забезпечувати позитивний зворотний зв'язок, за допомогою якого, створене лазерне випромінювання багаторазово проходить через активне середовище.

3.1 Типи відкритих оптичних резонаторів

Основний поділ оптичних резонаторів проводять за типами використовуваних відбивачів та їх взаємним розташуванням. Для твердотільних лазерів зазвичай використовують такі елементи як: плоскі дзеркала, сферичні та параболічні дзеркала, призми повного внутрішнього відбиття, багаторівневі діелектричні покриття, нанесені на торці активного зразка, резонансні відбивачі у вигляді стопи кварцевих пластин. Найбільше поширення отримали наступні типи резонаторів:

– Фабрі-Перо – це система з двох плоских паралельних дзеркал круглої або прямокутної форми. На діаграмі стійкості розташована на межі областей стійкості та нестійкості. Пучок в такому резонаторі має однакову структуру на всій довжині, розходження променя дуже низький.

– конфокальний – резонатор, створений сферичними або параболічними дзеркалами. У випадку з сферичними дзеркалами вони мають однакову кривизну і їх фокуси співпадають $R_1 = R_2 = L$. Поле в такому резонаторі сильніше зосереджене на осі, ніж в резонаторі Фабрі-Перо, втрати також менші, розходження променя по довжині нерівномірне та мінімальне

посередині, криві рівної потужності мають форму гіперболоїда обертання. У такому резонаторі втрати різних мод значно відрізняються між собою, що полегшує реалізацію одномодового режиму генерації;

– кільцевий резонатор – оптична система, яка складається з трьох або більше дзеркал, в якій траєкторія лазерного променя замкнута, і лазерний промінь, пройшовши через всі оптичні елементи, сам замикається на себе в площині контура резонатора. В такому резонаторі може існувати як стояча, так і біжуча хвиля. Такий тип резонаторів знайшов широке застосування в лазерних гіроскопах – приладах для визначення відхилення від заданого напрямку;

– неконфокальний резонатор – сформований двома сферичними дзеркалами однакового чи різного радіуса кривизни, розташованими на відстані, не рівній подвійній фокусній відстані дзеркал. Існуючі в таких системах типи коливань і структура поля схожі на еквівалентну систему конфокального резонатора з відповідно введеною ефективною довжиною;

– резонатор, сформований плоским та сферичним дзеркалом (напівконфокальний) – широко застосовується в лазерній техніці. Особливо застосовуються напівконфокальні резонатори з плоским дзеркалом, розміщеним у його фокусі. Картина поля в такому резонаторі відповідає картині у резонаторі з сферичними дзеркалами удвічі більшої довжини;

– резонатор, створений призмою повного внутрішнього відбиття та плоским дзеркалом – зазвичай використовується в твердотільних лазерах високої потужності, що працюють в режимі модульованої добротності. Часто замість плоского дзеркала використовують резонансний відбивач – стопу кварцевих пластин. Коефіцієнт відбиття від такої системи визначається кількістю пластин, і основною перевагою перед звичайними дзеркалами є те, що такий відбивач не має тонкоплівкового покриття, яке вигорає внаслідок впливу потужного випромінювання лазера. Те ж саме стосується призми повного внутрішнього відбиття. Для модуляції добротності призму можна обертати механічним приводом або використовувати п'єзоелектричну

пластину, яка знаходиться в контактi з однією з граней призми та порушує умови повного внутрішнього відбиття.

3.2 Вибір оптичного відкритого резонатора

На практиці найчастіше використовують напівконфокальний резонатор з заднім сферичним та переднім плоским дзеркалом. Такий резонатор відносно стійкий та надає однорідний (одномодовий) пучок.

У цьому резонаторі налаштовується лише сферичне дзеркало щодо плоского, оскільки плоске дзеркало дуже важко налаштовувати. Довжина резонатора складає 100 мм, коефіцієнти відбивання рівні: $r_1 = 0,64$; $r_2 = 0,97$, радіуси кривизни: $R_1 = \infty$; $R_2 = 2 \cdot L = 200$ мм, $\lambda = 1,064$ мкм, поперечний розмір резонатора $D = 15$ мм.

3.3 Розрахунок оптичного відкритого резонатора

Для резонатора однією з основних характеристик є добротність. Спочатку розрахуємо добротність без дифракційних втрат:

$$Q = \frac{4\pi L}{\lambda(1-r_1)(1-r_2)} = 0,1 \cdot 10^9 \quad . \quad (3.1)$$

Але, реальна добротність може бути менше, ніж та, яку отримано при розрахунку відношення (3.1), через неточності налаштування, дифракційні втрати та неоднорідність поверхні дзеркал. З урахуванням дифракційних втрат на краях дзеркала та припущенням рівномірного розподілу поля по поверхні дзеркала, розрахунок добротності може бути проведений наступним чином:

$$Q = \frac{4\pi L}{\lambda(1-r_1 + \frac{\lambda L}{2D^2})(1-r_2 + \frac{\lambda L}{2D^2})} = 0,109 \cdot 10^9 . \quad (3.2)$$

Далі були розраховані сумарні втрати резонатора:

$$\beta_{\Sigma} = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_1 \cdot r_2}\right) = 2,38 . \quad (3.3)$$

Також в розрахунок резонатора повинні входити відстань між резонансними частотами $\Delta\nu$ та ширина спектральної резонансної кривої $\Delta\nu_p$:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} = 1,5 \text{ ГГц} , \quad (3.4)$$

$$\Delta\nu_p = \frac{\beta_{\Sigma} c}{2\pi L} = 1,137 \text{ ГГц} . \quad (3.5)$$

Враховуючи, що напівконфокальний резонатор складається з плоского та сферичного дзеркал, радіус пляма в перетяжці можна розрахувати наступним чином:

$$W_{0(\text{плоск.дзерк.})} = \sqrt{\frac{L\lambda}{\pi}} \cdot \sqrt[4]{\frac{(r_2 - L)}{L}} = 184 \text{ мкм} , \quad (3.6)$$

$$W_{0(\text{сфер.дзерк.})} = \sqrt{\frac{r_2\lambda}{\pi}} \cdot \sqrt[4]{\frac{L}{(r_2 - L)}} = 260 \text{ мкм} . \quad (3.7)$$

Час життя фотона в резонаторі визначається як:

$$\tau = \frac{-2L}{c \ln[r_1 r_2 (1 - T_l)^2]} = 1,4 \text{ нс} , \quad (3.8)$$

де T_l – відносні внутрішні втрати за один прохід по резонатору.

3.4 Конструкція та опис юстирувальних вузлів відкритого оптичного резонатора

Для юстирування дзеркал використовується така послідовність дій:

1. Встановлюються екрани з невеликими отворами перед дзеркалами. Лазерне випромінювання від газового лазера проходить через отвори в екрані.

2. За допомогою нахилів дальнього дзеркала досягається так, щоб відображений промінь лазера потрапляв в отвір екрана. Юстировка виконується тільки для дальнього дзеркала відносно вихідного.

3. Коли промінь газового лазера, відображаючись послідовно від дзеркал, потрапляє в отвір екрана, юстировка дзеркал вважається завершеною, оскільки резонатор суміщений.

4. Після завершення юстировки встановлюється робочий стрижень (активний елемент) між дзеркалами, і його положення регулюється так, щоб білки, відображені від торців стрижня, збігалися з отворами екрана.

Для досягнення потрібної точності взаємного положення елементів оптичної схеми використовуються спеціальні юстировочні механізми. Схема механізму юстировки дзеркал представлена на рисунку 3.1.

Дзеркало з оправою (2) жорстко закріплене на рухомій основі (3). Двохважільний ричаг (4) з винтами (5 і 6), через плоску пружину (7) з'єднаний з основою (3). Ще один двохважільний ричаг (8) також кріпиться до основи (3) за допомогою плоских пружин. Положення основи (3) і дзеркала (1) визначається трьома точками (I, II, III), розташованими під кутом 90° одна до одної. Куля (1) знаходиться в конусоподібних углибленнях, що є в фланці (12) та основі (3). Сферичний кінець гвинта (5) входить в призматичну канавку, виконану в фланці (12). Сферичний кінець (5) прижимається до плоскої поверхні фланця. Силове замикання основи (3) виконується двома циліндричними пружинами (10, 11). Ця конструкція забезпечує можливість послідовної (попередньої, грубої та остаточної,

точної) установки дзеркал в двох площинах. Нахили дзеркала виконується в двох взаємно перпендикулярних напрямках навколо осей ox та oy . Гвинти В служать для попередньої, а гвинти (6) – для остаточної точної установки дзеркал.

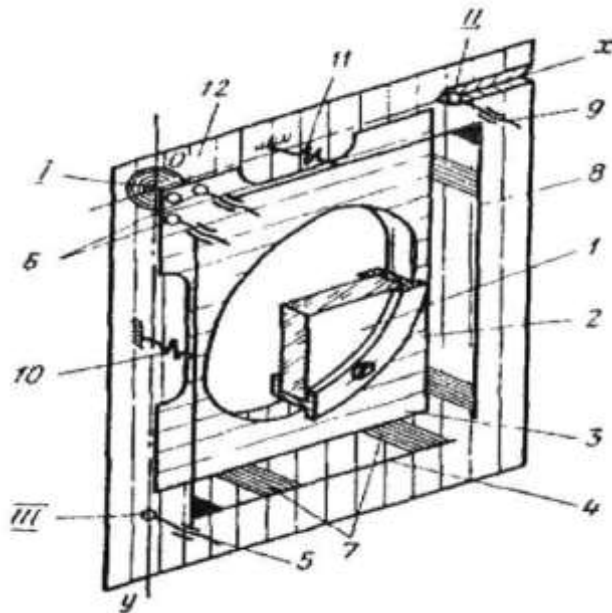
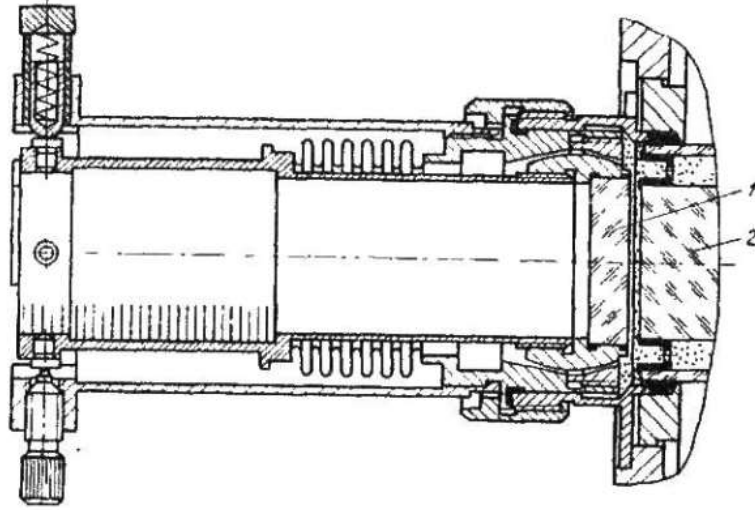


Рисунок 3.1 – Схема механізму нахилу дзеркал навколо двох взаємно-перпендикулярних осей

Регулювальний механізм, зображений на рис. 3.2, є герметичним і тому усуває необхідність використання ущільнень на торці активного елемента. Наявність іммерсії між торцем активного елемента 2 та дзеркалом 1 захищає торець від руйнування при великих потужностях і зменшує відбиття на межі розділу.



1 – дзеркало; 2 – активний елемент.

Рисунок 3.2 – Механізм нахилу дзеркала

4 ДЖЕРЕЛО НАКАЧУВАННЯ АКТИВНОГО СЕРЕДОВИЩА

Найбільш компактним і простим джерелом накачування активного середовища – є напівпровідникове накачування. Зазвичай це лінійка напівпровідникових лазерів різних розмірів та потужностей, що складається з кількох десятків лазерних діодів. Лазерні діоди мають різну форму та комплектацію. На рисунку 4.1 зображений лазерний діод, який додатково включає в себе циліндричну мікролінзу, що зменшує розходження випромінювання в 20 разів (у одній площині). У разі використання мікролінзи користувач може працювати з лазерним діодом без додаткових оптичних систем або використовувати недорогі довгофокусні лінзи.



Рисунок 4.1 – Зображення лазерного діода

У даній роботі для розрахунків використовувалася лінійка лазерних діодів, яка має довжину 1 см і включає в себе 40 діодів з довжиною хвилі випромінювання 809 нм. Лінійки також мають різні форми, наприклад, рис. 4.2.



Рисунок 4.2 – Зображення лінійки лазерних діодів

Структурна схема джерела накачки включає джерело струму, навантаження та лазерний діод або послідовно з'єднаний низка лазерних діодів. У роботі використовувалось 24 лінійки лазерних діодів, кожна з яких складається з 60 діодів, кожний з яких має потужність 301 мВт. З рівнянь швидкості було встановлено, що для отримання вихідної потужності лазера 10 Вт потрібно подавати потужність накачки 305 Вт. Це обумовило вибір кількості лінійок в даній роботі.

5 МОДУЛЯЦІЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

У роботі використовувався електрооптичний модулятор, оскільки було задано частоту модуляції 100 кГц, а за паспортними даними частота модуляції цього модулятора мала діапазон від 0 МГц до 1 МГц. Ще одним важливим параметром при виборі модулятора є можливість зробити його компактним, оскільки лазер має невеликі розміри.

5.1 Зовнішньорезонаторна електрооптична модуляція безперервного випромінювання

Розглянемо принцип побудови модулятора випромінювання з використанням керованого штучного подвійного променеломлення. Якщо поляризоване випромінюване лазера з електричним вектором (рис. 5.1, а) падає на середовище, що має подвійне променезаломлення, так що напрямок випромінювання не збігається з оптичною осі кристала, то в ньому з різною швидкістю будуть поширюватися дві хвилі, у яких площини коливань електричного вектора паралельні вісям відповідного перерізу оптичної індикатриси. Випромінювання поширюється вздовж осі z' пластинки, вирізаної з кристала типу XN_2PO_4 і до якої прикладено електричне поле E_z . Площини коливань електричного вектора будуть паралельні вісям x' і y' оптичної індикатриси. Характер поляризації випромінювання на виході з пластинки буде залежати від різниці фаз φ та амплітуд $E_{x'}$, $E_{y'}$.

Проекції вектора E на напрямки вісей x' і y' визначаються амплітудами коливань. Відношення амплітуд E_1 і E_2 залежить від кута α_1 між площиною коливань електричного вектора E в падаючому площинно-поляризованому випромінюванні і віссю x' (або віссю y') оптичної індикатриси. Різницю фаз $\varphi = 2\pi(n_o - n_e)/\lambda$ можна виразити через подвійне заломлення:

$$\varphi = V_z \cdot \frac{\pi l}{\lambda} = \frac{\pi n_o^3}{\lambda} r_{63} E_z l = \frac{\pi}{l} n_o^3 r_{63} U. \quad (5.1)$$

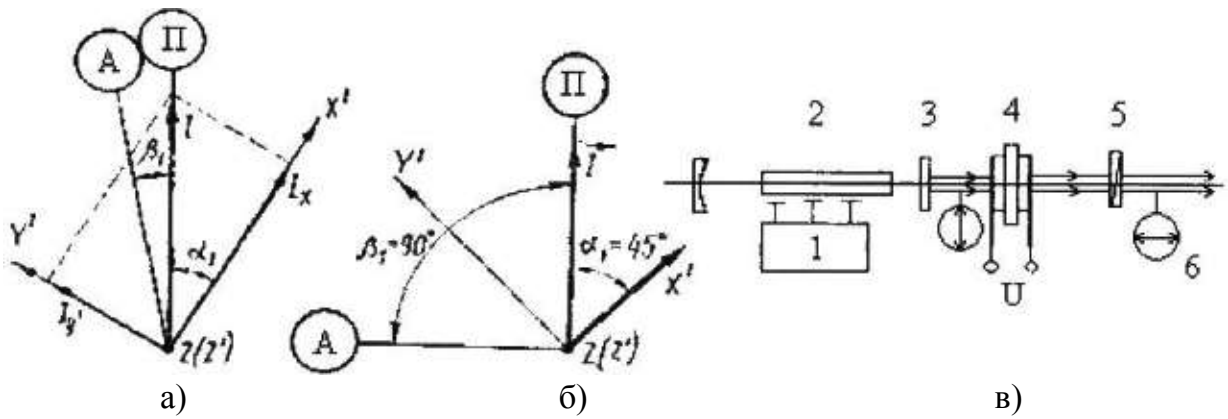


Рисунок 5.1 – Взаємне розташування площин поляризації випромінювання в елементах модулятора при довільних кутах α_1, β_1 (а); при $\alpha_1 = 45^\circ, \beta_1 = 90^\circ$ (б); та схема електрооптичного модулятора випромінювання газового лазера (в)

На рис. 5.1, б показані позначення: ЗП – площина поляризації поляризатора; ЗА – площина поляризації аналізатора; ZX', ZY' – слід площини коливання вектора Е. На рис. 5.1, наведені елементи газового лазера: 1 – система накачування; 2 – газовий лазер; 3 – вихідне дзеркало резонатора; 4 – кристал; 5 – аналізатор; 6 – стрілками в колах позначено напрямки коливань вектора Е.

Складові E_x та E_y електричного вектора напруженості взаємно перпендикулярні. При складанні двох коливань з однаковими амплітудами та різницею ходу $\lambda/4$ отримуємо так звані кругові коливання, коли кінець результуючого вектора описує в просторі гвинтову лінію, яка у проекції на площину, перпендикулярну до напрямку поширення коливань, утворює коло. У випадку, який розглядається, це означає, що випромінювання на виході з кристалічної пластинки, до якої прикладено напругу, створюючи різницю ходу в чверть хвилі, буде поляризованим по колу.

При складанні коливань із різницею ходу $\lambda/2$ результуюче коливання знову буде плоско-поляризованим, але його площина поляризації буде перпендикулярною до початкової. Таким чином, підведення критичної

напруги до кристалу буде обертати площу поляризації падаючого на нього випромінювання на кут $\pi/2$. Загалом, при складанні двох взаємно перпендикулярних коливань отримуємо еліптичну поляризацію. При цьому кінець результуючого вектора в просторі описує особливу гвинтову лінію, яка дає проекцію у вигляді еліпса на площину, перпендикулярну до напрямку поширення променів.

Якщо після пластинки поставити другий поляризатор – аналізатор (перший розташований перед пластинкою та формує падаючий на неї плоско-поляризований промінь), то залежно від значення еліптичної поляризації через аналізатор буде проходити різна кількість енергії, так як він пропустить лише коливання, які є проекціями на його головне січення (напрямок zA на рис. 5.1, а).

Позначимо:

β_1 – кут між площинами поляризатора та аналізатора;

F_{II} – світловий потік, виходячи з поляризатора;

F_a – світловий потік, виходячи з аналізатора. Можна показати, що потік випромінювання на виході з аналізатора буде мати вигляд:

$$F_a = F_{II} \left[\cos^2 \beta_1 - \sin 2\alpha_1 \sin(\alpha_1 + \beta_1) \sin^2(\varphi/2) \right], \quad (5.2)$$

де α_1 – кут між площиною коливань електричного вектора в падаючому плоско-поляризованому випромінюванні і віссю x' (або y') оптичної індикатриси. Таким чином, потік випромінювання на виході аналізатора залежить від φ , тобто від величини B_{ij} , який характеризує двопроменехаломлення.

Отже, можна використовувати принцип керованого подвійного заломлення для створення модуляторів випромінювання. Визначимо, які кути α_1 та β_1 є найбільш підходящими для здійснення модуляції.

Для цього розглянемо випадки, коли $F_a = 0$ і $F_a = F_{a \max} = F_{II}$ (рис. 5.1, б):

1. $F_a = 0$. При $\sin^2(\varphi/2) = 0, \beta_1 = \pi/2, \alpha_1$ – випадкове; при $\sin^2(\varphi/2) = 1, \beta_1 = 0, \alpha_1 = \pi/4$.

2. $F_a = F_{II}$. При $\sin^2(\varphi/2) = 1, \beta_1 = \pi/2, \alpha_1 = \pi/4$; при $\sin^2(\varphi/2) = 0, \beta_1 = 0, \alpha_1$ – випадкове.

Максимальне змінення інтенсивності випромінювання на виході модулюючого пристрою при різниці фаз $\varphi = 0 \dots \pi$ буде відбуватися у двох випадках: $\beta_1 = \pi/2, \alpha_1 = \pi/4$ і $\beta_1 = 0, \alpha_1 = \pi/4$. Формула (5.2) для цих випадків матиме наступний вигляд:

$$F_a = F_{II} [\sin^2(\varphi/2)] \text{ і } F_a = F_{II} [1 - \sin^2(\varphi/2)]. \quad (5.3)$$

Перший випадок – випадок перехрещених поляризаторів – є більш вигідним, оскільки він забезпечує повну глибину модуляції при найменших напругах на електродах кристалу. Таким чином, створюючи в кристалі змінне в часі подвійне відхилення, можна отримати модульований за інтенсивністю світловий пучок на виході системи (рис. 5.1, в). Джерело випромінювання (твердотільний лазер) створює плоско-поляризований паралельний пучок світла, який нормально падає на кристал. При перехрещених площинах поляризації випромінювання лазера та аналізатора і при відсутності напруги на електродах кристалу випромінювання через таку систему не проходить. При подачі напруги кристал стає подвійнопреломлюючим в напрямку вісі z' . Залежність інтенсивності випромінювання на виході аналізатора від прикладеної напруги до пластинки з урахуванням рівності (5.1) матиме наступний вигляд:

$$F_a = F_{II} \sin^2 \left[\left(\frac{\pi}{\lambda} \right) n_0^3 r_{63} U \right]. \quad (5.4)$$

Перше значення F_a стає рівним F_{II} при $\varphi = \pi$, тобто при критичній напрузі на кристалі. На рис. 5.2 показана статична характеристика модулятора, тобто залежність відношення F_a / F_{II} від прикладеної напруги до кристалу. Середню частину характеристики можна приблизно вважати лінійною. Таким чином, для отримання модуляції з найменшими спотвореннями використовують зсув робочої точки модулятора за допомогою постійної напруги U_{II} , яку називають поляризуючою. Як показують обчислення, з урахуванням нелінійних спотворень $U_{II} = 0,5 U_{кр}$. Отже, поляризуюча напруга буде створювати постійну різницю ходу, рівну $\lambda/4$ [1–3, 19].

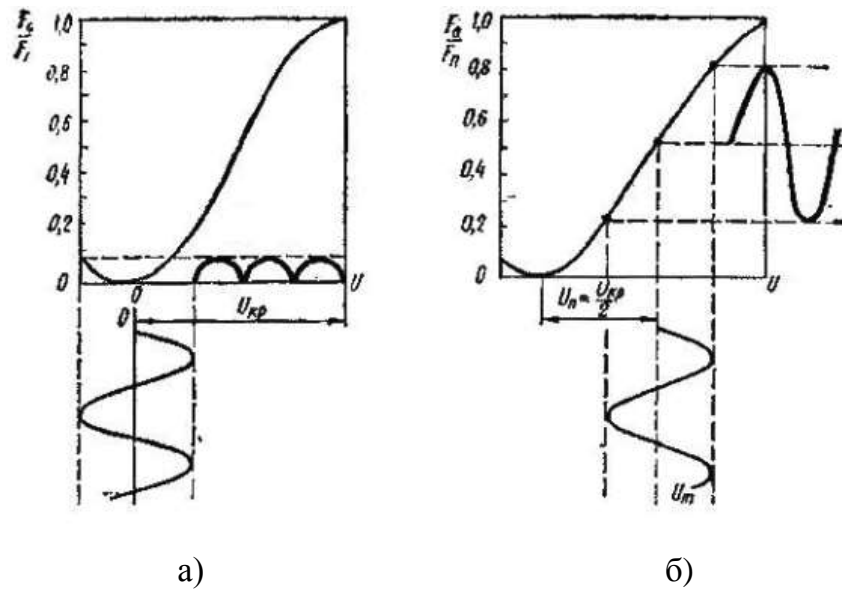


Рисунок 5.2 – Статична характеристика випромінювання та відносна інтенсивність в залежності від напруги на кристалі для нульового (а) та чвертьхвильового (б) зсувів

Замість поляризуючої напруги можна використовувати пластинку, товщина якої складає чверть довжини хвилі. Це може бути тонка пластинка кристалічного кварцу. При використанні пластинки чверті хвилі кристал не буде піддаватися впливу постійної високої напруги. Крім того, навіть при незначному відхилі U_{II} від $0,5 U_{кр}$ нелінійні спотворення зростають. Якщо

при $U_{II} = 0,5 U_{кр}$ нелінійні спотворення становлять 4 %, то при $U_{II} = 0,2 U_{кр}$ вони зростуть втричі, а при $U_{II} = 0,8 U_{кр}$ – більше, ніж в 15 разів. З цією метою необхідно стабілізувати поляризуючу напругу. Однак при використанні пластинки чверті хвилі та джерела випромінювання з широким спектром спотворення зростають, оскільки різниця фаз, внесена цією пластинкою, для різних ділянок спектра буде різною. Під час роботи зі зсувом з пластинкою чверті хвилі до кристалу подається лише змінна модулююча напруга. Оптимальне значення амплітуди модулюючої напруги визначається як:

$$U_{опт} = 0,61 U_{II} = 0,3 U_{кр} . \quad (5.3)$$

Модулятори на кристалах АОР і КОР можна використовувати лише в колімованому випромінюванні. При непаралельності пучка оптичної осі з різниця ходу виникає навіть тоді, коли до кристалу не прикладена напруга, і плоско-поляризоване випромінювання виявляється досить еліптично поляризованим, щоб пройти через другий поляризатор.

Прозорість модулятора становить від 20 % до 30 % падаючого на нього випромінювання. Глибина модуляції випромінювання при мінімальних спотвореннях (робота зі зсувом) становить приблизно 70 %. Розрахункова потужність джерела живлення становить 10 Вт, а діапазон частот синусоїдальної модуляції від 0 МГц до 1 МГц. Ширина смуги частот модуляції в пристроях такого роду практично обмежується частотою задаючого генератора.

6 МОДЕЛЮВАННЯ ТА РОЗРАХУНОК ІНВЕРСНОЇ НАСЕЛЕНОСТІ РОБОЧИХ РІВНІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ПРИКЛАДНИХ МАТЕМАТИЧНИХ ПАКЕТІВ

Обчислення заселеності робочих рівнів, навіть за урахуванням спрощеної схеми активного середовища, за допомогою динамічних рівнянь є нетривіальною задачею. Тому для вирішення цих рівнянь використовувалось чисельне моделювання. Обчислення проводилося за допомогою математичного пакету MathLab. Повний код розрахунку розташовано в додатку Б. Розрахунок розпочинається з визначення та введення основних параметрів та констант. Далі, для визначення енергетичних параметрів лазера, необхідно скласти систему з чотирьох балансових рівнянь та рівняння кількості фотонів [1, 3, 19].

Система рівнянь (6.1), що описує динаміку заселеності на кожному з чотирьох рівнів та кількість фотонів, має вигляд [1, 19]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial N_1}{\partial t} &= -W_p N_1 + \frac{N_2}{\tau_{21}} \\
 \frac{\partial N_2}{\partial t} &= -\frac{N_2}{\tau_{21}} + A_{32} N_3 S(\omega_0) + D(\omega_0) + N_3 S(\omega_0) \\
 \frac{\partial N_3}{\partial t} &= -A_{32} N_3 S - D(\omega_0) N_3 S(\omega_0) + \frac{N_4}{\tau_{43}}, \\
 \frac{\partial N_4}{\partial t} &= W_p N_1 - \frac{N_4}{\tau_{43}} \\
 \frac{\partial S(\omega_0)}{\partial t} &= A_{32} N_3 S + D(\omega_0) N_3 S(\omega_0) - \frac{S(\omega_0)}{\tau_{ph}}
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

9

де W_p – швидкість накачування, с^{-1} ;

N_i – заселеність i -го рівня, м^{-3} ;

S – концентрація фотонів у резонаторі, м^{-3} ;

τ_{21} – час безвипромінювального переходу з рівня 2 на рівень 1, с;
 τ_{43} – час безвипромінювального переходу з рівня 4 на рівень 3, с;
 τ_{ph} – час життя фотона у резонаторі (час приглушення поля у резонаторі), с;
 A_{32} – ймовірність спонтанного (випромінювального) переходу, с⁻¹;
 $D(\omega_0)$ – спектральний коефіцієнт Ейнштейна на частоті лазерного переходу ω_0 , м³·с⁻¹.

Швидкість накачування W_p є незалежним параметром у цьому випадку. Час життя фотона обчислюється на основі даних про коефіцієнти відбиття дзеркал та внутрішні втрати в резонаторі. Швидкість накачування пов'язана з потужністю накачування відношенням:

$$W_p = \frac{P_p}{V_a N_0 h c / \lambda_p}, \quad (6.2)$$

де: λ_p – довжина хвилі накачування, м;

P_p – оптична потужність джерела накачування, Вт;

V_a – об'єм активної частини стрижня, м³;

N_0 – концентрація іонів Nd⁺³;

c – швидкість світла, м/с;

h – константа Планка, Дж·с.

Концентрацію фотонів в резонаторі можна виразити зв'язком із оптичною потужністю на виході лазера за формулою:

$$P_f = \frac{\hbar \omega V_a \nu_g \alpha_{mir}}{1 + (R_f / R_b)^{0.5} (1 - R_b) / (1 - R_f)}, \quad (6.3)$$

де R_f – коефіцієнт відбиття переднього дзеркала;

R_b – коефіцієнт відбиття заднього дзеркала;

$v_g = c / n_g$ - групова швидкість випромінювання в резонаторі;

V_a – об'єм активної частини;

$\alpha_{mir} = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_f R_b}\right)$ – втрати внаслідок виходу випромінювання з резонатора

через дзеркала (втрати на дзеркалах);

ω_0 – частота лазерного переходу.

Груповий показник заломлення використовується $n_g=1,81$.

Щоб отримати вихідну потужність лазера в 10 Вт (рис. 6.1), необхідно використовувати потужність накачування в 305 Вт. Це значення було отримано шляхом зміни потужності накачування в програмі до тих пір, поки лазер не досягнув потрібної потужності на виході.

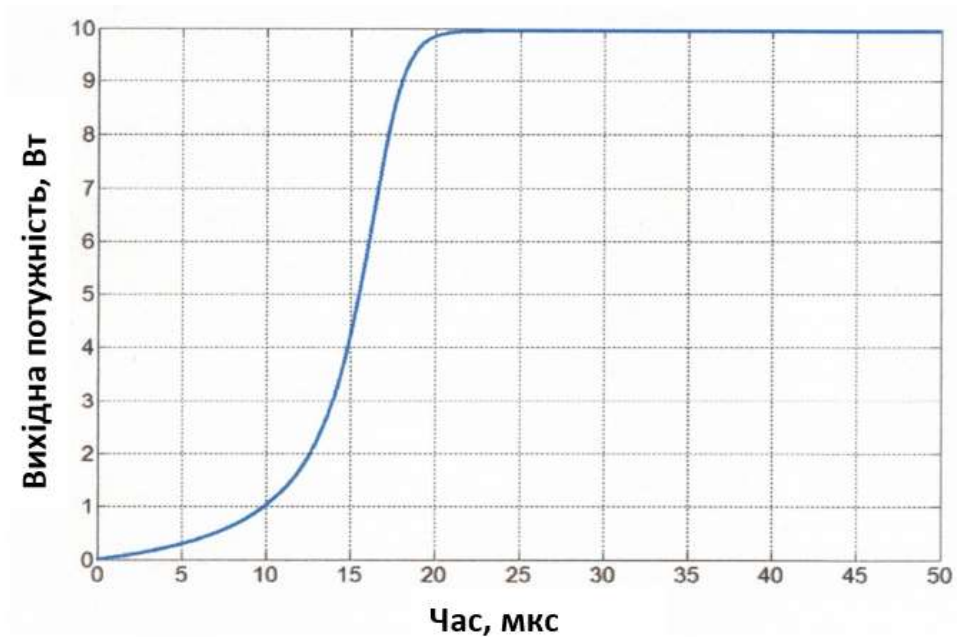


Рисунок 6.1 – Залежність вихідної потужності лазера від часу

Також було отримано залежність населення на кожному з рівнів від часу. На рисунку 6.2 зображено залежність населення на першому рівні (основному).

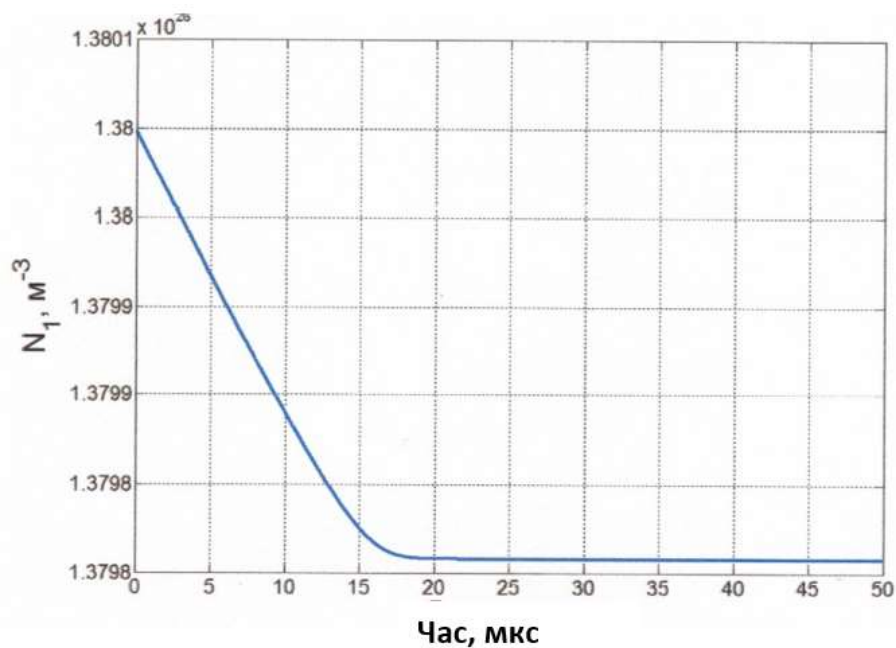


Рисунок 6.2 – Залежність населення на першому рівні лазера від часу

З цього рисунка видно, що під дією накачування частинки починають переходити з першого лазерного рівня на четвертий, що призводить до зменшення концентрації часток на першому рівні.

На рисунку 6.3 зображено населення на другому лазерному рівні (нижньому). З рисунка видно, що населеність другого рівня зростає до певного моменту, цей ріст пов'язаний з тепловими ефектами. Тобто через нагрівання кристалу частки переходять з першого рівня на другий.

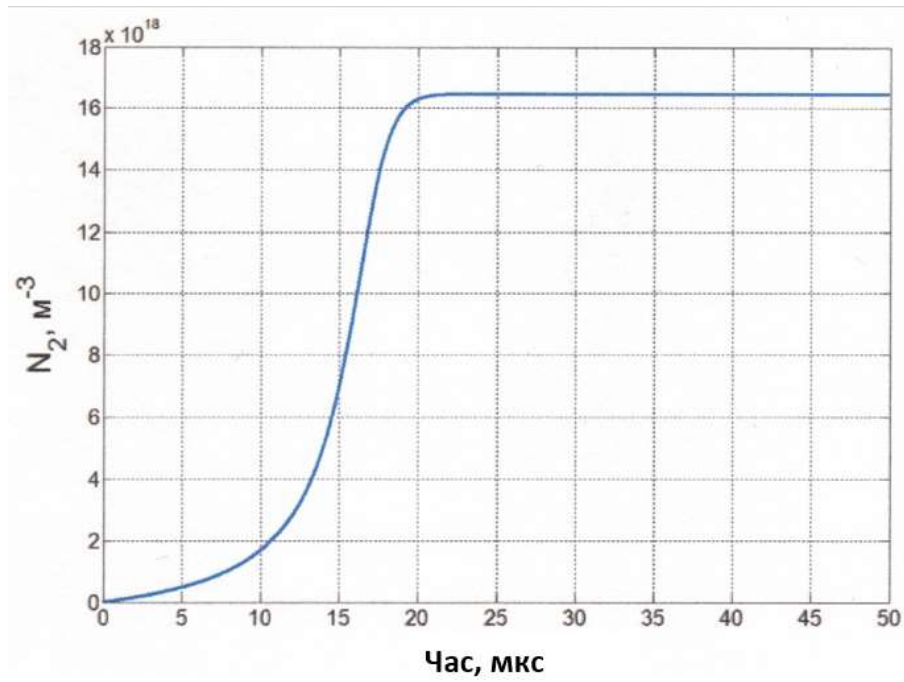


Рисунок 6.3 – Населеність на другому лазерному рівні

На рис. 6.4 зображено населення на третьому лазерному рівні.

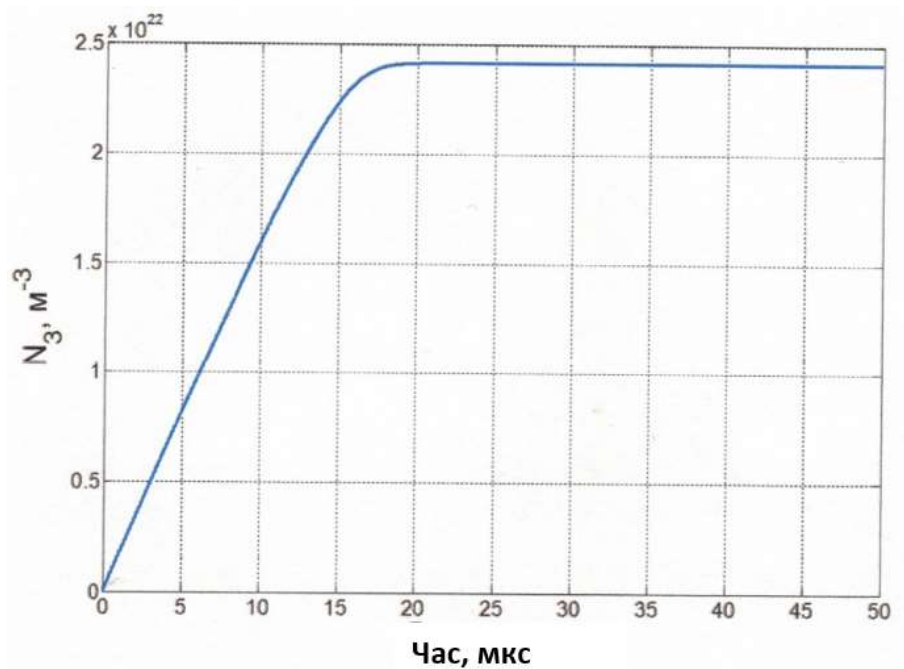


Рисунок 6.4 – Населення на третьому лазерному рівні

З рисунку 6.4 видно, що населеність частинок на цьому рівні зростає, це пов'язано з релаксацією частинок на нього з четвертого рівня (рівня накачки).

На рисунку 6.5 зображено населення на четвертому рівні (рівні накачки). З рисунка видно, що збільшення концентрації частинок на рівні відбувається дуже стрімко і швидко, це пов'язано з накачкою першого лазерного рівня. Під впливом накачки частинки швидко переходять з першого рівня на четвертий.

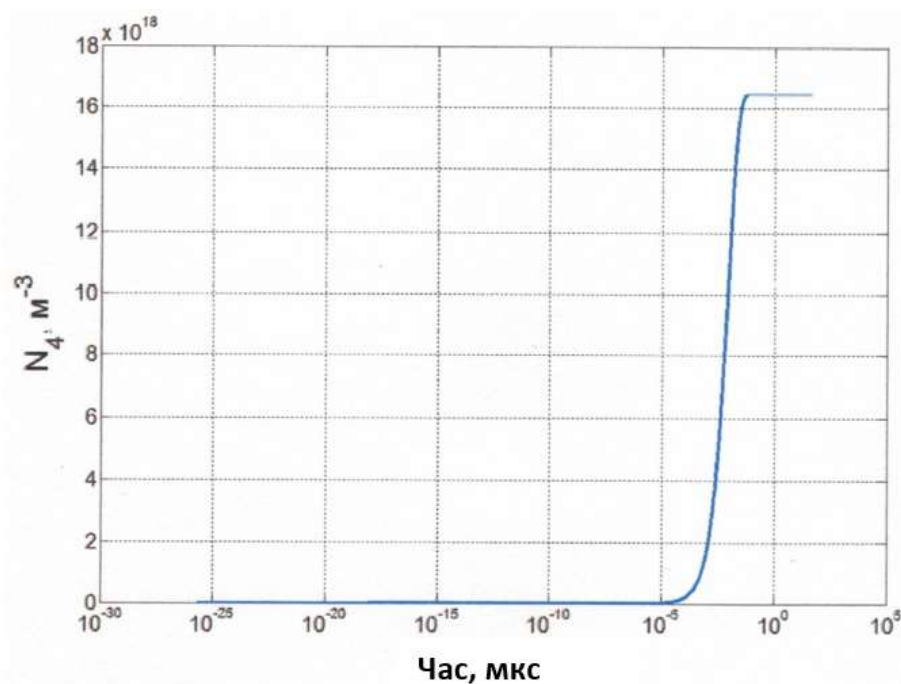


Рисунок 6.5 – Населеність на четвертому лазерному рівні

На рисунку 6.6 зображено інверсійну населеність між третім і другим лазерними рівнями. З рисунків 6.4 і 6.5 видно, що концентрація носіїв на третьому рівні на чотири порядки вище, ніж на другому. Через це між третім і другим рівнями відбувається лазерна генерація. Частинки дуже швидко і великою кількістю починають переходити на другий рівень.

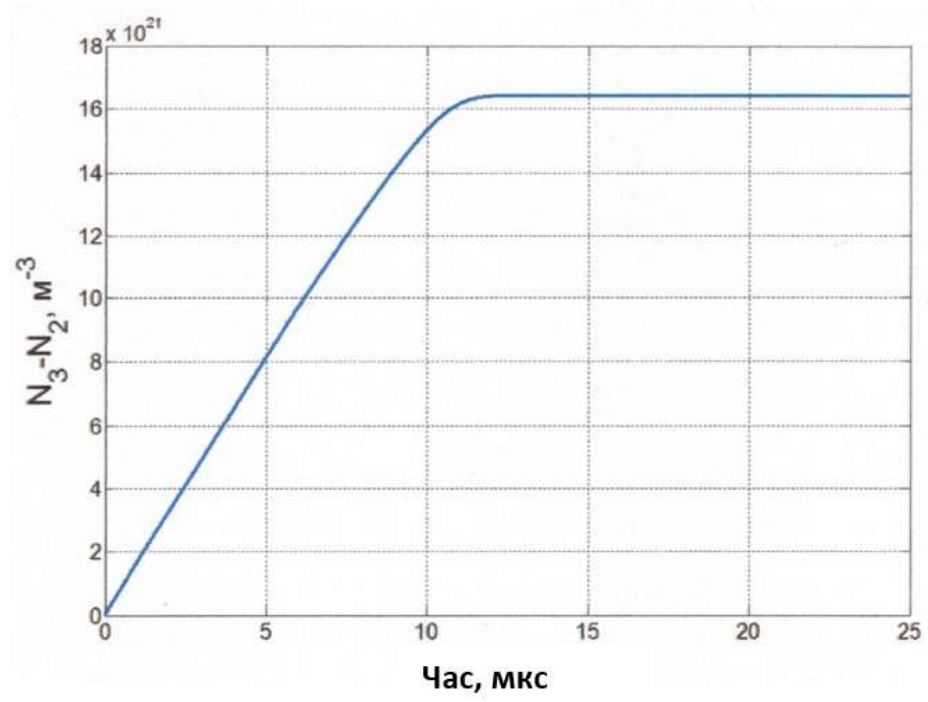


Рисунок 6.6 – Інверсійна населеність між третім і другим лазерними рівнями

ВИСНОВКИ

В ході виконання кваліфікаційної роботи було розраховано та промодельовано компактний Nd:YAG лазер. При моделюванні та розрахунках були використані такі параметри:

- розміри активної області стержня 4x80 мм;
- потужність накачки 305 Вт;
- довжина хвилі випромінювання накачки 809 нм;
- довжина резонатора 100 мм;
- тип модулятора: зовнішній електрооптичний;
- добротність резонатора
- тип резонатора: напівконфокальний;
- тип накачки: діодна

Всі ці параметри були вибрані з урахуванням того, що лазер створювався якнайкомпактнішим, а в нашому випадку довжина всього лазера становила 100 мм. Для зменшення розмірів лазера основним конструктивним рішенням було використання напівпровідникового збудження, яке замінило дорогоцінну і малокомпактну лампу. Відбивач був замінений парою циліндричних лінз для рівномірного розподілу випромінювання по кристалу. Довжина хвилі випромінювання збудження була вибрана відповідно до лінії поглиблення кристалу для кращої взаємодії випромінювання з речовиною.

Результати роботи можуть бути доведені та використовуватися в навчальному процесі та при розробці твердотільних лазерів.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. М.Ф. Бондаренко, М.М.Биков, М.І. Дзюбенко. Прилади та пристрої квантової електроніки з використанням ЕОМ для дослідження і аналізу; МОН Укратни, науково-метод. центр вищої освіти. Х.: ХНУРЕ, 2001. 388 с.
2. Лазерна техніка та технологія. Лазерне зварювання металів: навчальний посібник для вузів / А. Г. Григорьянц, І. Н. Шиганов; під редакцією А. Г. Григорьянца. М.: Висш. Школа, 1988. 207 с.
3. Orazio Svelto, Principles of Lasers, FIFTH EDITION Springer New York Dordrecht Heidelberg London, 2022 – 625 p.
4. Gnatenko, A. S., & Mchekhin, Y. P. (2015). Generation mode stability of a fiber ring laser. *Telecommunications and Radio Engineering*, 74(7), 641-647.
5. Gnatenko, A. S., Mchekhin, Y. P., Kurskoy, Y. S., & Obozna, V. P. (2018). Providing mode locking in fiber ring lasers. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 10(2).
6. Gnatenko, A. S., Mchekhin, Y. P., Kurskoy, Y. S., Obozna, V. P., & Vasianovych, A. V. (2018). Ring fiber lasers for telecommunication systems. *Telecommunications and Radio Engineering*, 77(6), 541-548.
7. Mchekhin, Y. P., Gnatenko, A. S., & Kurskoy, Y. S. (2018). Photonic crystal nanolasers as optical frequency standards. *Telecommunications and Radio Engineering*, 77(13), 1169-1177.
8. Vasyanovich, A. V., Gnatenko, A. S., & Pustyl'nikov, D. V. (2018). Optimization of thermal regime of continuous CO₂-lasers with diffusion cooling. *Telecommunications and Radio Engineering*, 77(19), 1685-1695.
9. Мачехін Ю.П., Гнатенко О.С., Курський Ю.С., Семенець В.В., Неофітний М.В. Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч. 1. Лазерна інформаційновимірювальна техніка для задач військового призначення. Харків. 2019. 156 с.

10. Hnatenko, O. S. (2021). Fiber Laser Based on Electronically Controlled Phase Plates. *Journal of Nano- & Electronic Physics*, 13(5).
11. Gnatenko, A. S., Machekhin, Y. P., & Natarova, Y. V. (2015). The control system of the pump diodes fiber ring femtosecond lasers. *Applied Radio Electronics: Sci. Journ*, 14(2), 185-188.
12. Hnatenko, O. S., V. V. Semenets, and M. V. Neofitnyi. *The usage of lasers in military equipment. Part1*. LAP LAMBERT Academic Publishing, 2020.
13. MacHekhin, Y. P., Kurskoi, Y. S., & Gnatenko, A. S. (2018). Physical and mathematical foundations of measurements in nonlinear dynamic systems. *Telecommunications and Radio Engineering*, 77(18), 1631-1637.
14. Gnatenko, A. S., Machechin, Y. P., & Obozna, V. P. (2017). Investigation of the properties of electrically controlled phase plates for use in laser technology. *Applied Radio Electronics: Sci. Journ*, 16(1), 2.
15. Гнатенко О. С., Жданова Ю. В. Моделювання лазерних прецизійних інформаційно-вимірювальних пристроїв. 10-та Всеукраїнська науковопрактичної конференції молодих учених і студентів, 16-17 травня 2019 р. м. Одеса, 2019. Одеса. С. 213–214.
16. Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч. 3. Фемтосекундні лазери для інформаційно-вимірювальних технологій / О. С. Гнатенко ; Харків : Факт, 2023 - 130 с. ISBN 978-966-617-8072-88-9
17. Бітюков, А. Ю., & Гнатенко, О. С. (2019). Розрахунок та моделювання оптики приймальних вузлів лазерних систем.
18. Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч.2. Параметри лазерного випромінювання: монографія / Ю. П. Мачехін, О. С. Гнатенко ; Харків : ФОП Панов А.М., 2021. – 145 с. ISBN 978-966-637-975-0
19. Machekhin Yu. P. Design and Optimal Parameters of a Small-sized Diode-Pumped Nd:YAG Laser Setup / Yu. P. Machekhin, S. S. Herasymov, O. S. Hnatenko // *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2023. Vol. 15, № 5. P. 05010-1–05010-5.