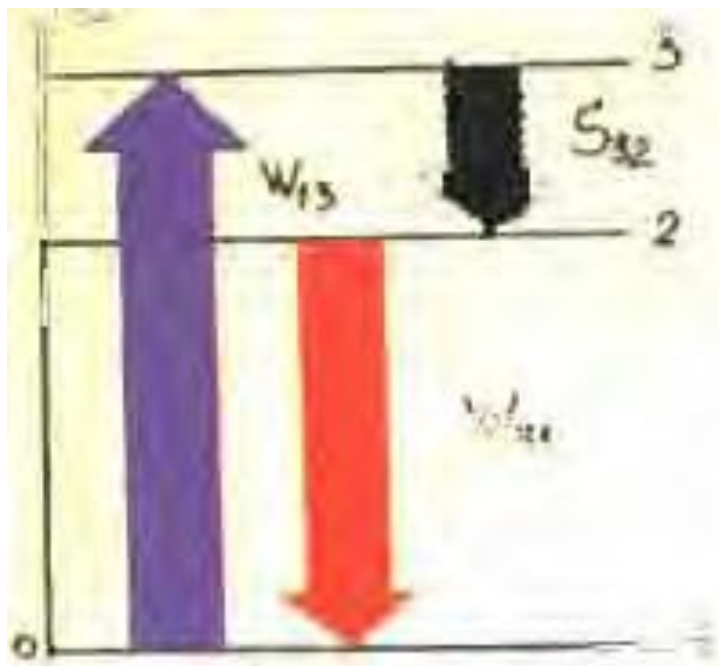


МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ДВНЗ «УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ»  
ФІЗИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
КАФЕДРА КВАНТОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

ШУАІБОВ О. К.

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ З  
НАВЧАЛЬНОЇ ДИСЦИПЛІНИ «КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНІКА І  
СВІЛОТЕХНІКА»



Ужгород-2021

Шуаїбов О.К. Навчальний посібник «Методичні вказівки до лабораторних робіт з навчальної дисципліни «Квантова електроніка і світлотехніка»: – ДВНЗ «УжНУ», кафедра квантової електроніки, фізичний факультет. 2021. - 105 с.

В навчальному посібнику «Методичні вказівки до лабораторних робіт з навчальної дисципліни «Квантова електроніка і світлотехніка», який призначений для студентів спеціальності «163 Біомедична інженерія» наведені методичні до 10 – ти лабораторних робіт з квантової електроніки і основ світлотехніки.

У вказівках з тематики квантової електроніки розглянуто лабораторні роботи з вивчення вихідних характеристик напівпровідникового, галій-неонового та азотного і експлексного газорозрядних лазерів. Приводяться вказівки до виконання роботи з вивчення генератори другої гармоніки твердотільного лазера, що випромінював в режимі синхронізації мод. Наведено також методичні вказівки з вимірювання вихідних характеристик лазерів, зокрема, розбіжності, довжини хвилі випромінювання і ступені поляризації.

В методичних вказівках з світлотехніки приведено дві роботи з вивчення оптичних характеристик точкової лампи на парах міді і рідинного плазмо-хімічного реактора.

У додатку приведено інформацію з техніки безпеки при роботі з лазерами.

«Методичні вказівки до лабораторних робіт з навчальної дисципліни «Квантова електроніка і світлотехніка» можуть бути використані студентами і аспірантами спеціальностей 104 «Фізика і астрономія» та 105 «Прикладна фізика і наноматеріали».

***Автор:***

*Шуаїбов Олександр Камілович*, доктор фізико-математичних наук, професор кафедри квантової електроніки фізичного факультету ДВНЗ «Ужгородський національний університети».

***Рецензенти:***

кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри квантової електроніки фізичного факультету ДВНЗ «Ужгородський національний університет»

Бондар І.І.

кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри квантової електроніки фізичного факультету ДВНЗ «Ужгородський національний університет»

Миня О.Й.

Рекомендовано до друку методичною комісією фізичного факультету  
(протокол № 11 від 30 червня 2021 року).

© Шуаїбов О.К

© ДВНЗ «Ужгородський національний університет», 2021 р.

## ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА .....	4
1. ВИВЧЕННЯ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ .....	6
2. ВИМІРЮВАННЯ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОГО ГЕЛІЙ - НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА .....	14
3. ДОСЛІДЖЕННЯ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОГО ІМПУЛЬСНО-ПЕРІОДИЧНОГО УЛЬТРАФІОЛЕТОВОГО ЛАЗЕРА НА МОЛЕКУЛАХ АЗОТУ .....	21
4. ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК УФ-ЛАЗЕРА З НАКАЧУВАННЯМ ПОПЕРЕЧНИМ РОЗРЯДОМ .....	29
5. ГЕНЕРАЦІЯ ДРУГОЇ ГАРМОНІКИ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА.....	36
6. ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗБІЖНОСТІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	52
7. ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ .....	56
8. ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	64
9. ДОСЛІДЖЕННЯ ЕМІСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ТОЧКОВОЇ УФ-ЛАМПИ НА ПАРАХ МІДІ .....	73
10. ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОГО ПЛАЗМО-ХІМІЧНОГО РЕАКТОРА З ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИМ КАТОДОМ .....	80
ДОДАТОК. ПРАВИЛА І НОРМИ БЕЗПЕЧНОЇ РОБОТИ З ЛАЗЕРАМИ.....	90

## ПЕРЕДМОВА

Спеціальний курс для студентів бакалаврату з біомедичної інженерії при кафедрі квантової електроніки «Квантова електроніка і світлотехніка» включає десять лабораторних робіт з найбільш актуальних питань квантової електроніки і світлотехніки. З яких вісім за тематикою квантової електроніки і дві по світлотехніці.

Вибір тематики лабораторних робіт зумовлений в першу чергу широким застосуванням приладів квантової електроніки, світлотехніки такими та методів квантової електроніки, техніки лазерів і світлотехніки в приладах медико-біологічного призначення та різних способів їх застосування в біомедичній інженерії.

Теоретична частина лабораторних робіт базується на лекційній частині навчальної дисципліни «квантова електроніка і світлотехніка» та курсах, що вивчались студентами на 1-4 курсах: «Вступ у спеціальність», Розділах «Електрика», «Оптика і атомна фізика» загального курсу фізики», «Імпульсна електроніка», «Спектроскопія

Питання, що розглядаються в даному методичному посібнику, формують в студентів-бакалаврів з спеціальності «Біомедична інженерія» фундамент для дальнішого успішного навчання в магістратурі, а також важливі для їх успішного працевлаштування і ефективній роботі на підприємствах і фірмах, які спеціалізуються в галузі біомедичної інженерії, медицини, фізичного приладобудування та використанню лазерів і ламп в сільському господарстві.

Для лабораторних робіт приведена мета, яка виділяє основне в роботі. Наводять короткі теоретичні відомості, в яких розглянуто явища, що досліджуються в роботі, і їх основні характеристики. Після теоретичних відомостей, та опису експериментальної установки, наведені завдання, які студент повинен виконати в процесі виконання лабораторної роботи. В кінці методичних вказівок до кожної роботи приведено контрольні запитання і список рекомендованої літератури.

Виконання лабораторної роботи характеризується наступними етапами: а) попередня підготовка студента, яка дає можливість освоєння основної частини теоретичних відомостей; б) перед виконанням роботи студенту необхідно ознайомитись з схемою експериментальної макету лабораторної роботи, методикою проведення вимірювань в розрізі завдань роботи та слід коротко законспектувати

одержану інформацію; в) після допуску викладачем студент допускається до виконання лабораторної, якщо він успішно засвоїв п. а) і б); г) оформлення звіту за результатами досліджень проводиться студентом з поясненням одержаних результатів, вказаних у висновках, аналізується використаний метод досліджень і похибки вимірювань; д) захист лабораторних робіт відбувається у відповідності до виконання попередньо вказаних вимог.

## Лабораторна робота – 1.

### ВИВЧЕННЯ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

**1. ДЛЯ РОБОТИ ПОТРІБНІ:** напівпровідниковий лазер на гетероструктурах з середньою потужністю генерації – 0,3-0,5 Вт в спектральному діапазоні 430-560 нм вимірювач середньої потужності і енергії імпульсів ОКГ ИМО-2Н, екран, оптична лава, блок живлення лазера, монохроматор, фотоприймач, блок живлення фотоприймача.

**2. МЕТА РОБОТИ:** вивчення будови та роботи напівпровідникового лазера, освоєння апаратури та експериментальних методів, що використовуються в дослідженнях його характеристик.

#### **3. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ ПРОГРАМИ, ЗНАННЯ ЯКИХ НЕОБХІДНІ ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ:**

1. Активне середовище напівпровідникового лазера на гетероструктурах.
2. Умови збудження лазерної генерації.  
Резонатори напівпровідникових лазерів.
4. Методика вимірювання спектральних характеристик і середньої потужності генерації.

#### **4. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ І ОПИС СТЕНДУ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАПІВПРОВІДНИ- КОВОГО ЛАЗЕРА НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ**

Напівпровідникові лазери (НЛ) володіють рядом факторів, що привели до їх масового застосування, а саме: безпосереднє живлення від низьковольтних джерел струму, високий ККД, простота і компактність пристрою, особливо інжекційних лазерів, висока швидкодія. Вони визначають переваги їх використання у волоконно-оптичному зв'язку, оптичних системах пам'яті, в знакодрукуванні, спектроскопічній діагностиці різних середовищ та матеріалів (вологометрія, моніторинг оточуючого середовища і т.п.), а також у наукових дослідженнях і промислових випробуваннях (спектроскопія високої роздільної здатності, атестація фотоприймачів, стандартизація

інтенсивності джерел випромінювання, різні види метрологічного калібрування і т. д.).

Промисловістю випускається декілька різних типів (НЛ), а також спеціалізованих модулів, які включають такі лазери.

НЛ характеризуються як наймініатюрніші, надійні і довговічні вироби квантової електроніки.

Залежно від методів створення інверсної заселеності існує класифікація НЛ:

1 - інжекційні, в яких інверсний стан утворюється шляхом зустрічної дифузії електронів і дірок у діоді при прямій напрузі;

2 - з електронним накачуванням, в яких інверсія створюється швидкими електронами;

3 - з оптичним накачуванням, в яких інверсія створюється фотонами;

4 - стримерні, в яких сильне електричне поле за рахунок лавини носіїв створює у вузькому каналі (стримері) інверсну заселеність.

Можливі й інші методи отримання інверсії. Фізичні закономірності ті ж, що і при електронному збудженні.

НЛ мають високий коефіцієнт підсилення ( $CaAs - \alpha \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$  при  $T = 300 \text{ К}$  і  $\alpha \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$  при  $T = 77 \text{ К}$ ). Це дозволяє реалізувати лазерний ефект при дуже малих розмірах активних елементів — частки мікрометра і, відповідно, мати НЛ малих розмірів. Малі розміри активних елементів обмежують потужність. При розмірах  $[(0,2 - 1) \cdot (3 - 20)] \text{ мкм}^2$  потужність в імпульсі становить не більше  $(10 - 20) \text{ Вт}$ . Звичайно, їх можна зібрати в матрицю і тоді потужність можна довести до кількох кіловат. З іншого боку малі розміри випромінюючої поверхні і нерівномірність їх світіння зумовлюють велику розбіжність випромінювання НЛ у площині  $p-n$  переходу. Вона становить в цій площині  $6^\circ - 12^\circ$ , а в перпендикулярній —  $20^\circ - 40^\circ$ .

Довжина хвилі генерації НЛ визначається шириною забороненої зони матеріалу, оскільки ефект підсилення у напівпровідникових матеріалах зумовлений переходом електронів із зони провідності у валентну зону. Основна кількість рекомбінуючих електронів і дірок знаходиться біля дна зони провідності і стелі валентної зони, відповідно. Тому енергія кванта, який випромінюється,  $E = h\nu \geq \Delta E$ , де  $\Delta E$  — ширина забороненої зони, звідки довжина хвилі випромінювання

$\lambda_T \sim \frac{c}{\nu} = \frac{ch}{\Delta E}$ , де  $c$  - швидкість світла. Діапазон генерації НЛ складає біля 0,32 (ZnS) - 8,5 (PbSe) мікрметрів.

Втрати на нерезонансне поглинання і на струми втечі можливо значно зменшити, застосовуючи для виготовлення напівпровідникових лазерів гетероструктури. На відміну від звичайних р-n переходів, де з права і зліва від точки контакту розміщені однакові напівпровідники, які відрізняються лише складом домішок і типом провідності, в гетероструктурах по обі сторони контакту розміщені різні за хімічним складом напівпровідники. Ці напівпровідники мають різну ширину забороненої зони, тому в точці контакту буде спостерігатись «стрибок» потенціальної енергії електрона (типу «гак» або «стінка» (рис.1.1).

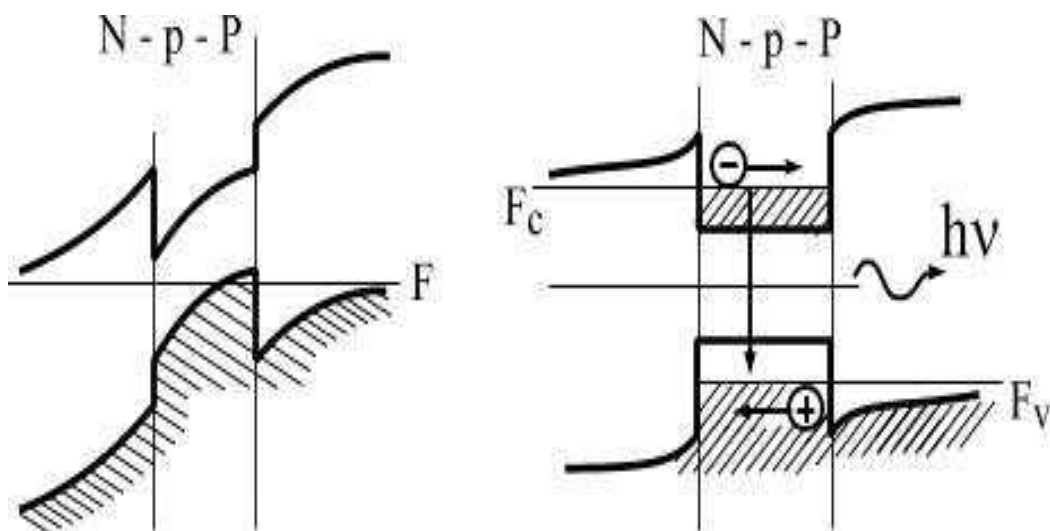


Рис.1.1. Інжекційний лазер на основі двосторонньої гетероструктури в стані термодинамічної рівноваги (зліва) і в робочому режимі (зправа).

В залежності від типу провідності напівпровідників гетероструктури можуть бути *ізотипними* (p-P, n-N гетероструктури) або *анізотипними* (p-N, n-P гетероструктури). Великими буквами в гетероструктурах прийнято позначати напівпровідник з більшою шириною забороненої зони. Далеко не любі напівпровідники здатні утворювати якісні гетероструктури, придатні для створення на їх основі електронних пристроїв. Для того, щоб границя розділу містила мало дефектів, компоненти гетероструктури повинні мати *однакову*



кристалічну структуру и дуже близькі значення постійної кристалічної решітки. Серед напівпровідників групи АІІВV тільки дві пари сполук відповідають даним вимогам: GaAs-AlAs и GaSb-AlSb і їх тверді розчини, тобто GaAs-Ga<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>As; GaSb-Ga<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>Sb. Ускладнюючи склад напівпровідників, можливо підібрати і інші пари, придатні для створення гетероструктур, наприклад InP-In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>; InP-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>Sb<sub>1-y</sub>.

Інжекційні лазери виготовляють також на основі гетероструктур типу: АІVВVI, таких як PbTe-Pb<sub>x</sub>Sn<sub>1-x</sub>Te; PbSe-Pb<sub>x</sub>Sn<sub>1-x</sub>Se – ці лазери випромінюють в далекій інфрачервоній області спектру.

Втрати на струми втечі в гетеролазерах практично повністю зникають завдяки різниці в ширинах заборонених зон напівпровідків, які формують відповідну гетероструктуру. Дійсно, ширина області d поблизу звичайного p-n переходу, де виконується умова створення інверсії заселеності, складає всього близько 1 мкм, а інжектвані через перехід носії заряду рекомбінують в значно більшій за розмірами області L<sub>n</sub> + L<sub>p</sub> шириною більшою за 10 мкм. Рекомбінація носіїв в цій області не чинить внесок в когерентне випромінювання. В двосторонній N-p-P гетероструктурі (рис.1.1) область з інверсною заселеністю співпадає з товщиною шару вузькозонного напівпровідника в центрі гетеролазера. Практично всі іжектвані в цю область з широкозонних напівпровідників електрони і дірки там і рекомбінують. Потенціальні барери на границі розділу широкозонного і вузькозонного напівпровідника не дають «розтікаться» носіям заряду, що різко збільшує ефективність такої структури в порівнянні з звичайним p-n переходом. В шарі вузькозонного напівпровідника будуть зосереджені не тільки нерівноважні електрони і дірки, але і більша частина випромінювання.

Причина даного явища заключається в тому, що напівпровідники-складові гетероструктури, відрізняються величиною показника заломлення світла. Як правило, показник заломлення вищий у вузькозонного напівпровідника. Тому всі промені, які мають кут падіння на границю двох напівпровідників:

$$Q \geq Q_{12} = \arcsin(n_2/n_1)$$

будуть піддані повному внутрішньому відбиванню. Тому випромінювання буде «заперто» в активному шарі (рис.1.2.), що значно зменшить втрати на нерезонансне поглинання світла, яке ще називають «поглинання вільними носіями заряду».

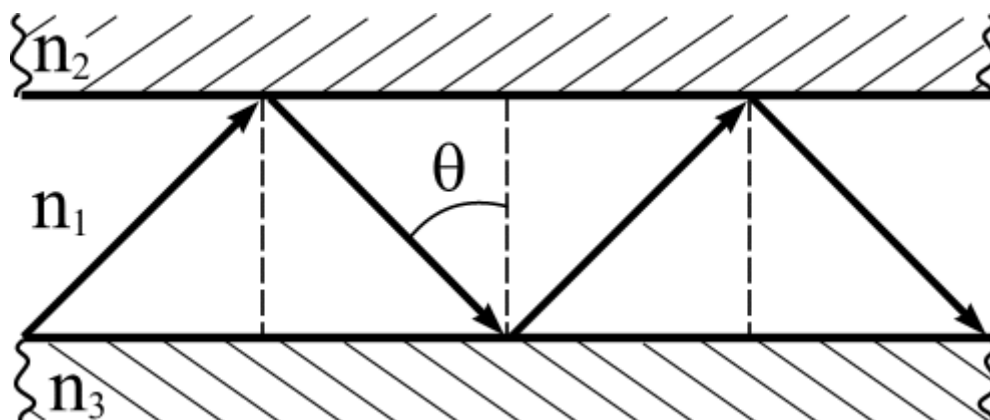


Рис.1.2. Оптичне обмеження при поширенні світла в гетероструктурі. При куті падіння, більшому за  $\theta$ , відбувається повне внутрішнє відбивання від границі розділу напівпровідників, які складають гетероструктуру.

Всі перераховані вище чинники і дозволяють одержувати в гетеролазерах гігантське оптичне підсилення при мікроскопічних розмірах активної області: товщина активного шару  $d$  порядку 1 мкм, довжина резонатора  $L$  близько 100 мкм. Гетеролазери працюють при кімнатній температурі в неперервному режимі, а характерна густина робочого струму не переважає 500 А/см<sup>2</sup>.

Спектр випромінювання лазерів на основі арсениду галію представляє собою вузьку лінію з максимумом в ближній інфрачервоній ділянці спектру в околі - 0,9 мкм. Лазери на основі інших напівпровідникових матеріалів випромінюють у видимій ділянці спектру  $\Delta\lambda = 0,4-0,7$  мкм, а також в інфрачервоній області з довжинами хвилі більшими за 10 мкм.

Робоча схема установки представлена на рис.1.3.

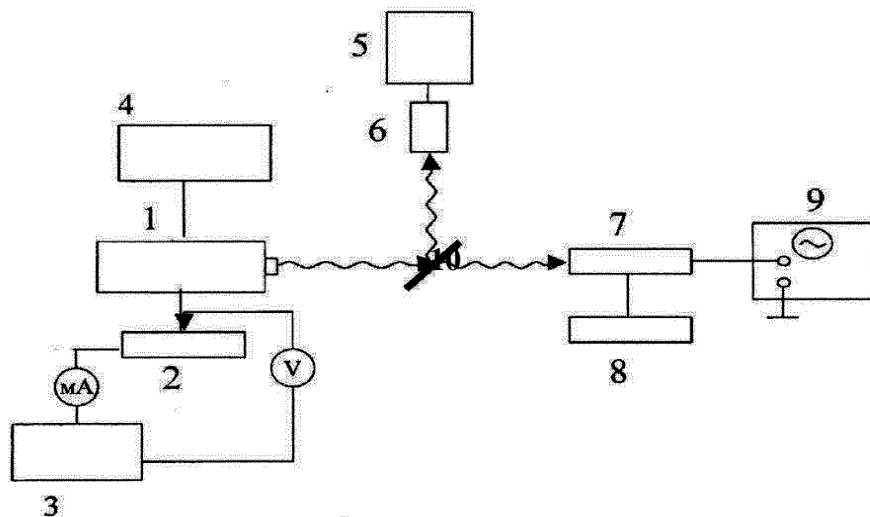


Рис.1.3 Схема установки: 1 – напівпровідниковий лазер; 2 –змінний опір, 3 – блок живлення лазера; 4 –генератор Г5-15 (Г5-54), 5 – вимірювач середньої потужності ИМО-2Н; 6 - вимірювальна головка; 7 - фотоелемент ; 8 – блок живлення фотоелементу; 9 – осцилограф С1-72, mA - міліамперметр, V-вольтметр. 10. Розподільна пластина.

Генератор Г5-15 (Г5-54) дозволяє змінювати значення амплітуди, тривалості та частоти імпульсів, що забезпечують накачку лазера.

Для вивчення залежності потужності випромінювання лазера від потужності, що надається блоком живлення, використовуються міліамперметр та вольтметр. Форма і тривалість імпульсів генерації вивчається осцилографічним методом, а саме: випромінювання лазера за допомогою фотоелементу перетворюється в електричний сигнал, який подається на осцилограф, за осцилографічними даними визначається тривалість і частота лазерних імпульсів, досліджується залежність амплітуди лазерного імпульсу від величини амплітуди і частоти електричних імпульсів накачки.

Середня потужність випромінювання вимірюється інерційним градуїованим термостовпчиком за допомогою вимірювача середньої потужності типу ИМО – 2Н. Виміри її проводяться як в неперервному, так і в імпульсно – періодичному режимах генерації випромінювання лазера.

Пікова потужність розраховується за формулою:

$$P = P_{\text{сеп.}} \cdot T/\Delta t,$$

де  $P_{\text{сер.}}$ -середня потужність випромінювання в імпульсно-періодичному режимі генерації лазера,  $T$ -період імпульсів генерації,  $\Delta t$ - тривалість імпульсів генерації.

## 5. ЗАВДАННЯ ТА ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

1. Освоїти методику юстування оптичної системи експериментальної установки.

2. Виміряти залежності потужності випромінювання лазера від величини напруги і струму та визначити поріг генерації. Провести розрахунок ККД. Знайти оптимальний режим генерації.

3. Виміряти залежності потужності випромінювання лазера від параметрів імпульсів накачки: а) від частоти слідування, б) тривалості, г) скважності. Знайти оптимальний режим генерації. Визначити енергію імпульсу випромінювання і пікову потужність.

4. Визначити розбіжність променя.

1. Від'юстувати всі оптичні елементи експериментальної установки. Для цього необхідно пропустити промінь лазера по центру всіх оптичних елементів установки (за рахунок зміщення лазера чи оптичних елементів добитись максимального сигналу у фотоприймачах 6 і 7).

2. Добитись генерації напівпровідникового лазера.

3. Дослідити спектральні характеристики лазера в синьо-зеленій області довжин хвиль.

4. Виміряти середню потужність генерації лазера і максимуму генерації у зеленій та синій ділянці спектру.

4. Виміряти залежності потужності випромінювання лазера від величини напруги і струму та визначити поріг генерації. Провести розрахунок ККД. Знайти оптимальний режим генерації при якому спостерігається максимальна потужність генерації при максимальному ККД.

5. Оцінити точність всіх вимірів.

## **6. Контрольні запитання.**

1. Як створюється інверсна населеність в напівпровідникових системах?
2. Порівняйте основні переваги і недоліки напівпровідникових лазерів та інших квантових генераторів.
3. Поясніть залежність порогової густини струму інжекційного лазера від температури.
4. Чому в напівпровідникових лазерах як робочі тіла використовуються тільки прямозонні напівпровідники?
5. Які фізичні причини поліпшення характеристик лазерів на гетероструктурах порівняно з лазерами на гомоструктурах?

## **ЛІТЕРАТУРА**

1. В.Г. Беспалов, В.Н. Крылов, В.Н. Михайлов Основы оптоинформатики. Раздел I. СПб: СПбГУ ИТМО. 2008. 204 с.
2. О.М. Малінін, М.М. Повч, Л.Л., Шимон Квантова електроніка. Лабораторний практикум. Навчальний посібник. Ужгород, УжНУ. 2007. 196 с.

## Лабораторна робота – 2.

### ВИМІРЮВАННЯ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОГО ГЕЛІЙ - НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА

**1. ДЛЯ РОБОТИ ПОТРІБНІ:** He-Ne лазер на  $\lambda 0,63$ ,  $\lambda 1,15$  і  $\lambda 3,39$  мкм, вимірювач потужності випромінювання ИМО - 2, поляризатор, оптична лава, екран, лінза, набір щілин, фотоприймач з гальванометром, фотоапарат, ЕОП.

**2. МЕТА РОБОТИ:** Вивчення принципу дії та конструкції неперервного гелій - неоновому лазера з накачуванням поздовжнім тліючим розрядом низького тиску. Освоєння методики вимірювання енергетичних характеристик лазера.

#### **3. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ ПРОГРАМИ, ЗНАННЯ ЯКИХ НЕОБХІДНІ ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ:**

1. Механізм створення інверсної населеності в He-Ne лазері.

2. Умови одержання інверсної населеності в двокомпонентному газі.

3. Зв'язок потужності лазерного випромінювання з величиною заселеності лазерних рівнів.

4. Будова гелій- неоновому лазера і призначення основних елементів.

5. Основні характеристики лазерного випромінювання: потужність (енергія), направленість, монохроматичність, когерентність, поляризація, ширина лінії випромінювання.

6. Методи вимірювання: довжини хвилі генерації, величини потужності лазерної генерації, ККД і когерентності випромінювання.

#### **4. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ І ОПИС СТЕНДУ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОГО ГЕЛІЙ - НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА**

В даній лабораторній роботі вивчається універсальний гелій-неоновий лазер, який генерує на трьох довжинах хвиль. Перемикання  $\lambda_{\text{ген}}$  здійснюється з допомогою револьверної головки, на якій закріплені

три різні діелектричні дзеркала з високими коефіцієнтами відбивання на  $\lambda 0,63$  мкм,  $\lambda 1,15$  мкм і  $\lambda 3,39$  мкм відповідно.

Газорозрядна трубка наповнена сумішами газів гелію і неону при тисках:

$$P_{\text{He}} \approx 1,33 \text{ Па,}$$

$$P_{\text{Ne}} \approx 0,133 \text{ Па.}$$

Газовий розряд збуджується джерелом постійної напруги 2-3 кВ при струмах 20-100 мА.

Конструкція і паспортні дані описані в технічній інструкції до лазера.

*А). Вимірювання потужності генерації He-Ne лазера.*

У видимому і ІЧ-діапазоні спектру поширеним приладом для вимірювання середньої потужності і енергії лазерного випромінювання є ИМО-2. Приймачем лазерного випромінювання є термобатарея, яка видає еквівалентне значення термоерс і вимірюється блоком реєстрації. Функціональна схема приладу приведена на рис.2.1. Вимірювальна головка складається з двох термоелектричних

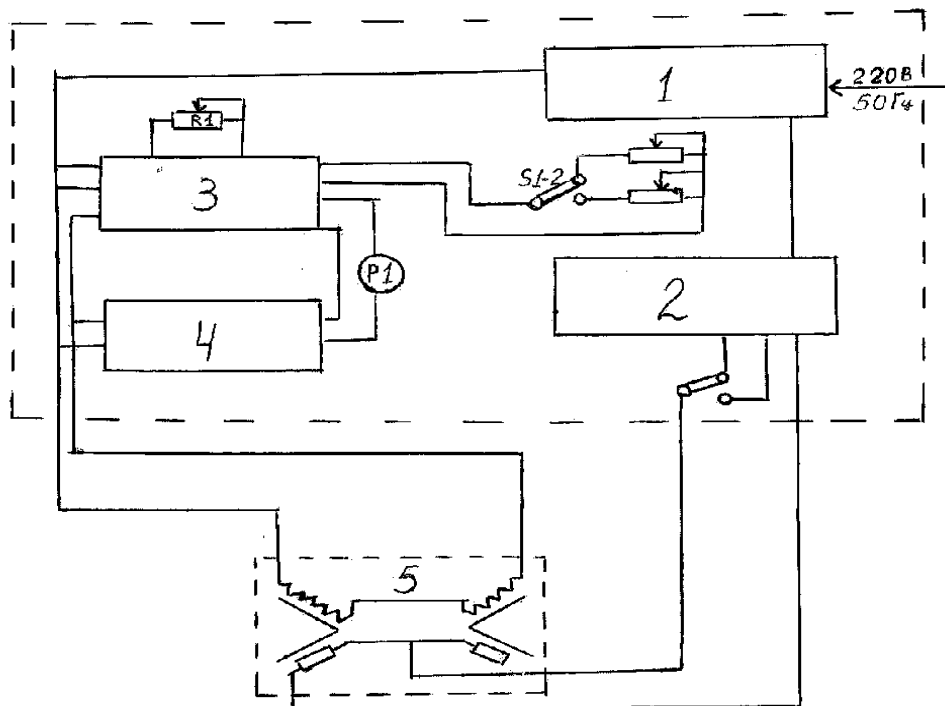


Рис.2.1. Функціональна схема ИМО-2: 1 – трансформатор, 2 – калібратор, 3 – підсилювач постійного струму, 4 – подільник, 5 – вимірювальна головка.

секцій - робочої і компенсаційної, які розміщені в конусних приймачах масивного термостату. До блоку реєстрації входить підсилювач постійного струму із вимірним приладом М2027 ( $P_1$ ), перемикач  $S_{1-2}$ , подільник і калібратор. Вимірний прилад відградуваний в одиницях потужності Вт або енергії Дж. Перемикач служить для вибору режиму роботи і меж вимірювання. На передній панелі є ручка точного виставлення нуля приладу  $P_1$ , а на задній - резистор грубого установлення нуля.

Процес вимірювання полягає у відліку показів приладу  $P_1$  при попаданні лазерного випромінювання у вимірну головку.

Для вимірювання середньої потужності лазерного випромінювання 1-100 Вт використовується обтюраторний ослаблювач. Величина коефіцієнту послаблення визначається числом секторних вікон і величиною кута сектора. Змінні диски забезпечують додаткові межі вимірювання середньої потужності лазерного випромінювання 3, 10, 30 і 100 Вт.

З допомогою ИМО-2 вимірюється середня потужність випромінювання неперервних і імпульсних лазерів з частотою не менше 5Гц при максимальній густині потужності не більше 3 Вт/см<sup>2</sup> і густині енергії не більше 20 Дж/см<sup>2</sup> з тривалістю не менше 0,1нс. Робочий діапазон вимірювань з ослаблювачем:

середня потужність, Вт	$3 \cdot 10^{-4} \dots 100$
енергія, Дж	$3 \cdot 10^{-3} \dots 10$
діаметр пучка, мм	4.....12
діапазон довжин хвиль, мкм	0,4.....10,6.

*Б). Вимірювання коефіцієнта корисної дії лазера.*

Коефіцієнт корисної дії лазера:

$$\eta = \frac{P_{ген}}{P_{ел}} = \frac{P_{ген}}{I \cdot U}, \quad (2.1)$$



де  $P_{\text{ген}}$  -потужність генерації лазера,  $P_{\text{ел.}} = I \cdot U$  електрична потужність, яка вкладається в активне середовище,  $I$ ,  $U$ - електричний струм і напруга відповідно.

*Б). Вимірювання когерентності гелій-неонового лазера.*

Лазерне випромінювання є когерентним. Це є найбільш важлива характеристика лазера. Розрізняють часову і просторову когерентність.

Часова когерентність характеризує властивість світлових хвиль інтерферувати між собою в різні моменти часу. Її можна описати інтервалом часу  $\Delta t$  (час когерентності) або довжиною когерентності  $\Delta l = c \Delta t$ , в межах яких випромінювання зберігає когерентні властивості. Теоретично показано, що часова когерентність зв'язана з шириною спектральної смуги випромінювання:

$$\Delta t = \frac{1}{\Delta \nu} = \frac{\lambda^2}{c \Delta \lambda}, \quad (2.2)$$

$$\Delta l = \frac{c}{\Delta \nu} = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}, \quad (2.3)$$

Для звичайних гелій- неонових лазерів в багатомодовому режимі  $\Delta l = 20$  см, для спеціальних (типу ЛГ - 36А)-  $\Delta t \approx 10^{-8}$  с, а  $\Delta l \approx 3$ м. В одномодовому режимі довжина когерентності може досягти десятки метрів.

Часова когерентність визначає монохроматичність випромінювання і може досліджуватись приладами високої роздільної здатності.

Просторова когерентність характеризує кореляцію фаз світлових хвиль з різних точок простору в один і той же момент часу. З просторовою когерентністю тісно пов'язана висока направленість випромінювання. У лазерів з багатьма повздовжніми модами просторова когерентність погіршена. Ще слід зауважити, що випромінювання з низькою просторовою когерентністю неможливо сфокусувати до розмірів порядку  $\lambda$ .

Значення параметрів когерентності для різних лазерів має практичне значення, наприклад, при голографуванні час експозиції повинен узгоджуватись з часом когерентності, а розміри об'єкту - з довжиною когерентності.

В даній лабораторній роботі пропонується провести дослідження просторової когерентності гелій-неонового лазера, методом реєстрації інтерференційної картини від двох щілин. Схема досліду показана на рис.2.2.

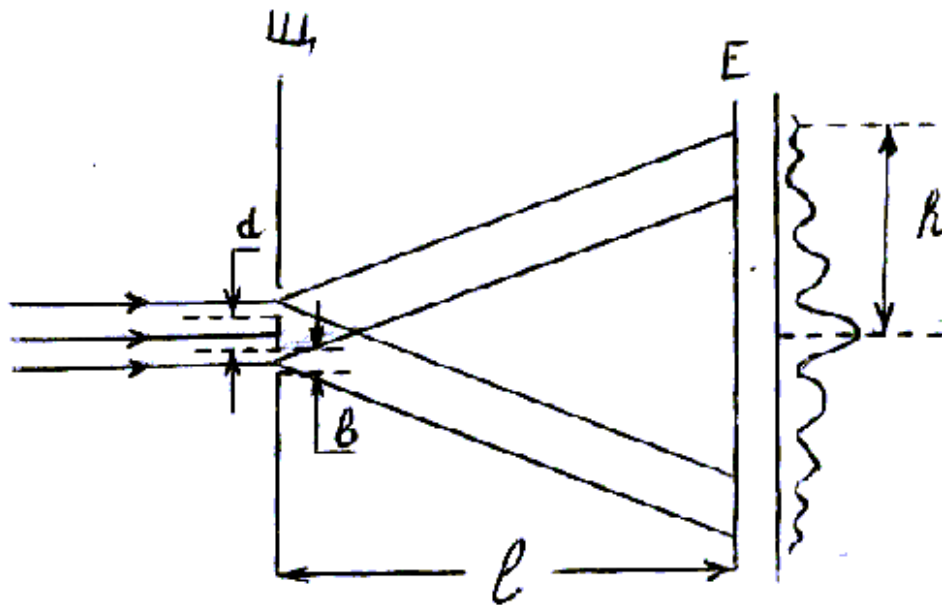


Рис.2.2 Схема досліду Юнга для визначення просторової когерентності випромінювання лазера і розподіл інтенсивності випромінювання вздовж інтерференційної картини: Щ – набір щілин, Е – екран,  $l$ - відстань від щілин до екрану (фотопластинки),  $h$ - відстань виміряна на фотопластинці від центру інтерференційної картини до максимуму інтерференційної смуги,  $d$ - відстань між щілинами,  $b$ - ширина щілини.

Ставлячи на шляху лазерного променя дві щілини, необхідно одержати інтерференційну картину. Якщо сфотографувати цю картину і профотометрувати, то можна визначити контраст видимості смуг  $K$ :

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.4)$$

Інтерференція двох плоских хвиль з однаковими амплітудами, які поширюються від двох щілин, на віддаленому екрані дає такий розподіл інтенсивності:

$$I = I_0 \left( \frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \cos^2 \varphi, \quad (2.5)$$

$$\text{де } \beta = \frac{\pi \cdot b}{\lambda} \sin \Theta, \quad \varphi = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \sin \Theta, \quad \Theta = \arctg \frac{h}{l}.$$

Такий розподіл інтенсивності графічно показано на рис.2.2.

## 5. ЗАВДАННЯ ТА ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

1. Збудити лазерну генерацію на  $\lambda$  0,63 мкм і якісно оптимізувати вихідну потужність випромінювання.
2. Виміряти потужність лазерного випромінювання і залежність її від величини розрядного струму для  $\lambda$  0,63; 1,15 і 3,39 мкм. Побудувати графіки.
3. Визначити коефіцієнти корисної дії лазера на  $\lambda$  0,63; 1,15 і  $\lambda$  3,39 мкм.
4. Дослідити просторову когерентність лазерного випромінювання від двох щілин.

## 5. ЗАВДАННЯ ТА ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

1. Включити лазер ЛГ-108 і перевірити наявність лазерної генерації на  $\lambda$  0,63 мкм.
2. Включити прилад ИМО-2 і вивести його на стабільний режим роботи.
3. Виміряти і порівняти потужність випромінювання на трьох довжинах хвиль генерації.
4. Виміряти залежність потужності генерації від величини розрядного струму для: а) 0,63 мкм, б) 1,15 мкм, в) 3,39 мкм. Побудувати графіки.
5. Визначити діапазон лазерної генерації. Дати пояснення різної величини потужності випромінювання і оптимальних умов генерації.
6. Розрахувати коефіцієнт корисної дії лазера на різних довжинах хвиль. Порівняти експериментальні дані з теоретичними.
7. Зібрати схему згідно рис. 2. Перевірити область лінійності реєструючого пристрою. Визначити  $I_{\max}$  і  $I_{\min}$ . Розрахувати ступінь поляризації випромінювання. Визначити залежність інтенсивності

випромінювання, яке пройшло через аналізатор, від кута повороту аналізатора. Побудувати графік цієї залежності і визначити азимут.

8. Зібрати схему для досліду Юнга (рис. 3). Самостійно виготовити набір двох щілин з різними діаметрами і різними відстанями між ними. Добитися інтерференційної картини, що доказує когерентність лазерного променя. Сфотографувати (замалювати) інтерференційну картину. Визначити величину просторової когерентності.

## **6. Контрольні запитання.**

1. Основні характеристики випромінювання He-Ne лазера: потужність, монохроматичність, когерентність, направленість. Методи їх визначення.
2. Укажіть зв'язок когерентності з шириною спектральної смуги.
3. Механізм утворення інверсної населеності в He-Ne лазері.

## **ЛІТЕРАТУРА**

1. Н.В. Карлов. Лекции по квантовой электронике. - М.: Наука, 1988.-336 с.
2. Справочник по лазерам. /Под ред. А.М. Прохорова. Т.1. - М.: Сов. радио, 1978.-504 с.
3. О.М. Малінін, М.М. Повч, Л.Л., Шимон Квантова електроніка. Лабораторний практикум. Навчальний посібник. Ужгород. УжНУ. 2007. 196 с.
4. Технічні описи приладів ЛГ-108, ИМО-2].

### **Лабораторна робота – 3.**

#### **ДОСЛІДЖЕННЯ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОГО ІМПУЛЬСНО-ПЕРІОДИЧНОГО УЛЬТРАФІОЛЕТОВОГО ЛАЗЕРА НА МОЛЕКУЛАХ АЗОТУ**

**1. ДЛЯ РОБОТИ ПОТРІБНІ:** азотний лазер ЛГ-21, люмінофор, фотоелемент коаксіальний ФЭК22-СПУ, осцилограф типу С7-5 або інші широкосмугові, вимірювач потужності випромінювання ИМО-2Н, блок живлення “Сфера” для ФЕК 22-СПУ.

**2.МЕТА РОБОТИ:** ознайомити студентів з конструкцією та роботою імпульсно-періодичного ультрафіолетового азотного лазера з поздовжнім розрядом низького тиску та дослідити його енергетичні характеристики.

#### **3. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ ПРОГРАМИ, ЗНАННЯ ЯКИХ НЕОБХІДНІ ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ:**

1. Особливості молекулярних лазерів.
2. Створення інверсії в електричному розряді.
3. Умови створення інверсії на електронно-коливних переходах молекули азоту.
4. Пікова та середня потужності генерації, їх залежність від умов.

#### **4. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ І ОПИС СТЕНДУ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОГО ІМПУЛЬСНО-ПЕРІОДИЧНОГО УЛЬТРАФІОЛЕТОВОГО ЛАЗЕРА НА МОЛЕКУЛАХ АЗОТУ**

Молекулярні лазери на двоатомних електронноколивних переходах молекул складають один із найбільш важливих класів газових лазерів. До них належать лазери на молекулах азоту, водню, ексимерних молекулах та багато інших. Одним з найбільш простих і поширених є  $N_2$  –лазер. Він застосовується для виконання фізичних експериментів, накачки рідинних лазерів, в лазерній фотохімії тощо.

Ультрафіолетовий азотний лазер працює на електронно-коливальних смугах другої позитивної системи молекули азоту  $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$  ( $\lambda = 337,1$  нм) (рис.3.1). Інверсна населеність між вказаними станами утворюється при збудженні прямим електронним ударом із основного стану молекули згідно принципу Франка-Кондона.

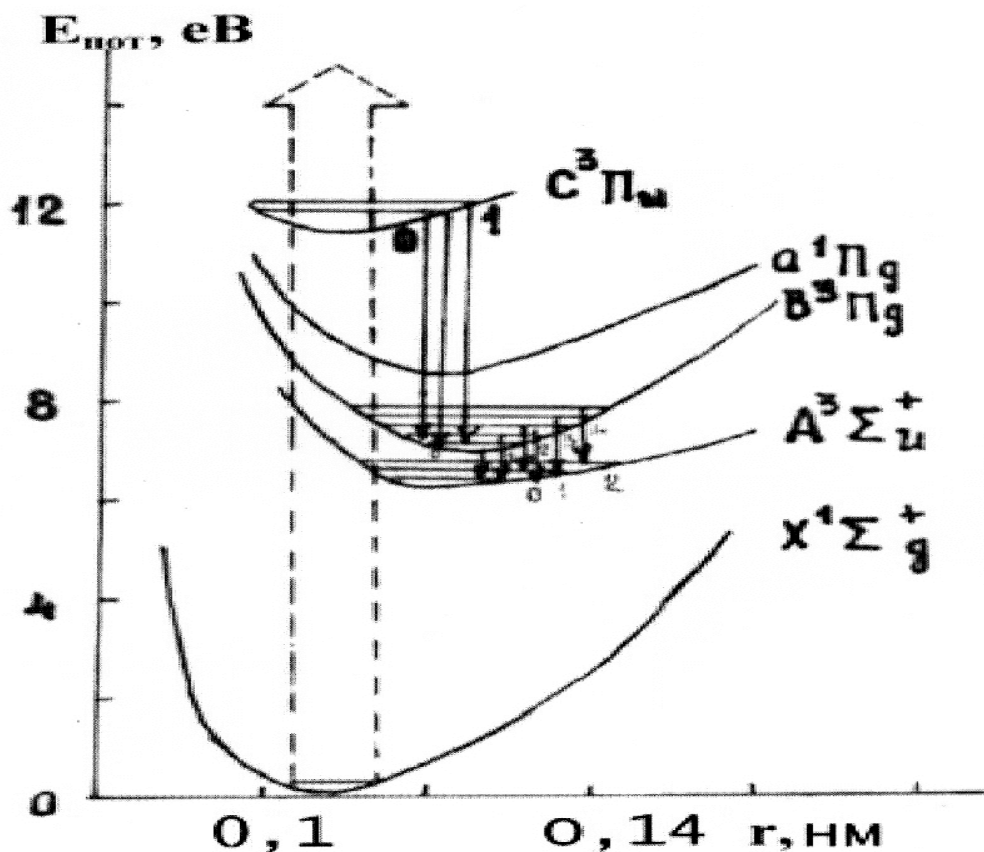


Рис.3.1 Схема енергетичних рівнів молекули азоту.

Для азоту, як і для інших молекулярних систем, характерною є складна структура рівнів і наявність великої кількості спектральних переходів. Тому збуджені молекули розподілені на великій кількості коливальних і обертальних рівнів певного електронного стану, що приводить до специфіки розподілу інверсної населеності і підсилюючих властивостей для молекулярних переходів.

Населеність на електронних станах молекули можна описати за трьохрівневою системою. Для цього введемо такі позначення:

$N_1, N_2, N_3$ , - населеність відповідно на основному, нижньому і верхньому лазерному рівнях:  $n(t)$ - густина числа фотонів в каналі 3-2,  $w_{13}$  - імовірність збудження по каналу 1-3 електронним ударом і  $\sigma_{32}$  - ефективний переріз вимушеного переходу.

Тоді система диференціальних рівнянь, яка описує кінетику нестационарних процесів запишеться наступним чином:

$$\frac{dN_3}{dt} = w_{13}N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \sigma_{32}cn(N_3 - N_2), \quad (3.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} + \sigma_{32}cn(N_3 - N_2), \quad (3.2)$$

$$\frac{dn}{dt} = \sigma_{32}cn(N_3 - N_2) + \frac{N_3}{\tau_{32}}, \quad (3.3)$$

де  $\tau_{32}$  - час життя верхнього лазерного стану,  $c$  - швидкість світла.

Величина інверсії  $N_3 - N_2 = \Delta N$  (3.4) при  $n=0$  визначається із:

$$\frac{dN_3}{dt} = w_{13}N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad (3.5)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_3}{\tau_{32}} \quad (3.6)$$

$$w_{13} = N_e(t) \langle \sigma_{13} v_e \rangle, \quad (3.7)$$

де  $N_e(t)$  - густина електронів,  $\langle \sigma_{13} v_e \rangle$  - усереднене значення перерізу збудження.

Густина електронів  $N_e(t)$  може бути розрахована за виразом:

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e N_i \langle \sigma_i v_e \rangle. \quad (3.8)$$

$$\text{Тоді } N_3 = w_{13}N_1 \tau_{32} [1 - e^{-\tau_{32}^{-1}t}], \quad (3.9)$$

$$N_2 = w_{13}N_1 t - [1 - e^{-\tau_{32}^{-1}t}] w_{13}N_1 \tau_{32} \quad (3.10)$$

$$\text{Звідки } N(t) = 2w_{13}N_1 \tau_{32} [1 - e^{-\tau_{32}^{-1}t}] - w_{13}N_1 t \quad (3.11)$$

залежить від часу:

а)  $\Delta N \rightarrow 0$  при  $t = 0, t = t_2$  що визначається рівністю

$$e^{-\tau_{32}^{-1}t} = 1 - \frac{1}{2} \tau_{32} t,$$

б)  $\Delta N \rightarrow \max$  при  $e^{-\tau_{32}^{-1}t} = \frac{1}{2}$ .

Оскільки  $\tau_{32} = 40$  нс, то по цих даних можна побудувати  $\frac{\Delta N(t)}{\Delta N^{\max}} = f(t)$ .

Лазерна генерація буде розвиватись у більш вузькому інтервалі часу внаслідок заселення нижнього лазерного рівня.

Із рівняння (3.11) визначимо крутизну росту інверсії:

$$S = \left. \frac{d\Delta N}{dt} \right|_{t=0} = w_{13} \cdot N_1 = N_1 N_e \langle \sigma_{13} v_e \rangle, \quad (3.12)$$

Звідси випливає: щоб інверсія за короткий час доросла до максимальної величини, необхідно високі значення  $N_1$  і  $N_e$ . В азотному лазері тиск азоту  $\sim 4-5$  кПа, а величина струму досягає кілоамперів.

Другою важливою характеристикою лазерних середовищ є коефіцієнт підсилення.

Класичний вираз для коефіцієнту підсилення в центрі лінії (при  $v=v_0$ ) має вигляд:

$$k(v_0) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \nu} \frac{g'}{4\pi} A \left( \frac{N'}{g'} - \frac{N''}{g''} \right), \quad (3.13)$$

де  $A$ -коефіцієнт Ейнштейна для робочого переходу,  $g', g''$  - статистичні ваги для нижнього і верхнього лазерних станів,  $\Delta \nu = \Delta \nu_D = \frac{2v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_{mol}}{M^*} \ln 2} = 7,158 \cdot 10^{-7} v_0 \sqrt{\frac{T_{mol}}{M}}$  - ширина лінії на половині висоти її контура,  $M^*$  - маса молекули,  $M$  - молекулярна вага.



З врахуванням електронно-коливально-обертальних переходів  $n'v'J' \rightarrow n''v''J''$  рівняння для коефіцієнту підсилення (3.13) представляється в такому виді:

$$k(\nu_0) = \frac{g_a}{g_a^s + g_a^a} \frac{hc^4}{8\pi k} \sqrt{\frac{M}{2\pi k}} \frac{A_{v'v''}}{\nu_0^3 \sqrt{T_{mol}}} S_{J'J''} \left\{ \frac{B'_v N'_v \exp\left[-B'_v hc / kT'_{ob}\right] J'(J'+1)}{T'_{ob} \exp\left[-B'_v hc / kT'_{ob}\right] \Omega'(\Omega'+1)} - \frac{B''_v N''_v \exp\left[-B''_v hc / kT''_{ob}\right] J''(J''+1)}{T''_{ob} \exp\left[-B''_v hc / kT''_{ob}\right] \Omega''(\Omega''+1)} \right\}, \quad (3.14)$$

де  $k$ - стала Больцмана,  $\nu$ ,  $J$  - коливальні і обертальні квантові числа,  $\Omega$  - проекція кутових моментів електронів молекули на міжядерну вісь. Суперскриптами ' , '' позначено параметр для верхнього і нижнього рівнів,  $q_{v'v''}$ -фактор Франка-Кондона для коливального переходу  $v' \rightarrow v''$ .  $q_{v'v''} = \left[ \int \psi'_{кол} \psi''_{кол} \partial r \right]^2 S_{J'J''}$  - обертова сила лінії (фактор Хенля-Лондона) для обертального переходу  $J' \rightarrow J''$ . Обертальні вітки P,Q і R відповідають переходам  $J=-1,0,+1\dots$ ,  $B_v$ -обертальна стала для коливного рівня,  $g_a$  - ядерна статистична вага для симетричного (s)або антисиметричного (a)  $\Lambda$ -стану.

По правилам відбору для випромінюючих дипольних переходів в молекулах виконуються умови:  $\Delta J = J' - J'' = 0, \pm 1$ ,  $\Delta \Omega = \Omega' - \Omega'' = 0, \pm 1$ .

Серії переходів для яких  $\Delta J = -1$  прийнято називати P-віткою,  $\Delta J = 0$  - Q-віткою,  $\Delta J = +1$  - R-вітка.

Згідно виразу (14) типовий вигляд розподілу коефіцієнту підсилення по обертальній структурі (R, Q і P-віткам) електронно-коливального переходу з  $\Delta \Omega=0$  для  $N_2 C^3\Pi - V^3\Pi$  смуги 0-0 представлена на рис. 2. Видно, що  $k(\nu_0)$  є максимальним для  $J'=8$ .

Форма кривої суттєво залежить від величини  $S_{J'J''}$ . Інші члени виразу (14) змінюють лише масштаб по осі координат. Крім того, на величину  $k(\nu_0)$  впливає і температура, що також є важливим.

### СХЕМА УСТАНОВКИ І МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ

Робоча схема установки представлена на рис.3.3. Основними елементами схеми є: азотний лазер ЛГ-21, фотоприймач ФЕК і осцилограф наносекундних імпульсів.

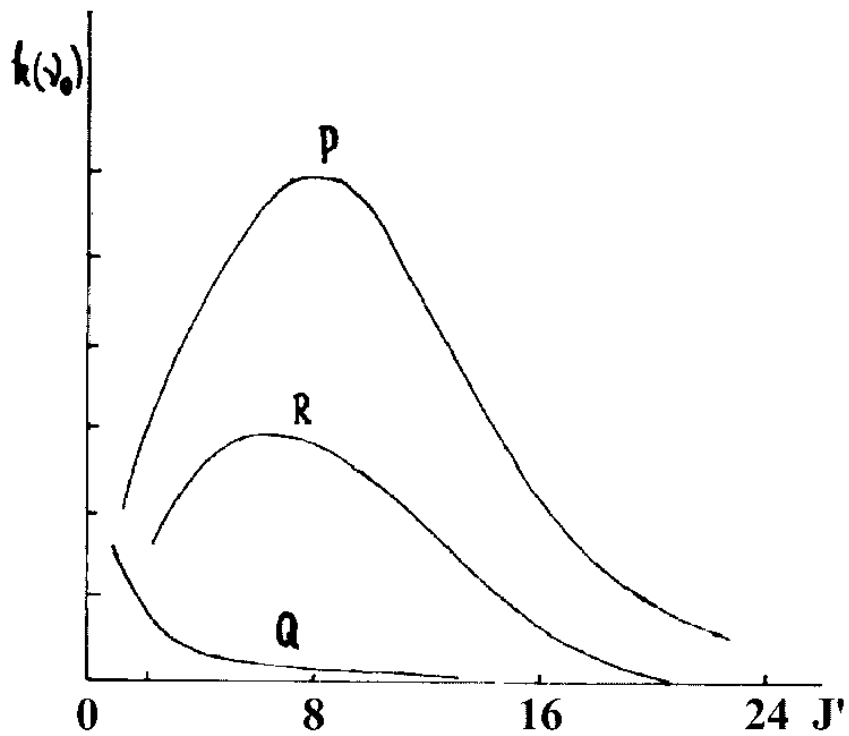


Рис.3. 2 Розподіл коефіцієнтів підсилення по обертальних P, R, Q вітках на електронному переході  $N_2$  при  $\Delta\Omega = 0$  для системи  $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ , смуга 0-0.

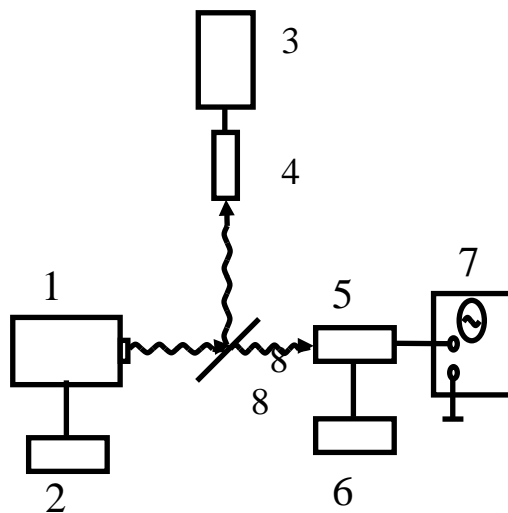


Рис.3.3 Схема установки: 1 – лазер ЛГ-21; 2 – блок живлення лазера; 3 – вимірювач середньої потужності ИМО-2Н; 4 - вимірювальна голівка; 5 - коаксіальний елемент ФЕК-22СПУ; 6 – блок живлення “Сфера”; 7 – осцилограф С7-10А. 8 - розділова пластина.

Лазер ЛГ-21 генерує наносекундні імпульси на  $\lambda 337,1$  нм  $N_2$ . Для вивчення форми і тривалості імпульсів генерації застосовується коаксіальний елемент (ФЕК), з якого сигнал подається на наносекундний осцилограф.

Осцилографічно проводиться запис форми імпульсів генерації, визначається тривалість і частота лазерних імпульсів. По окремому завданню може бути виконано вимірювання збуджуючих електричних імпульсів і вивчена часова кореляція збуджуючих і лазерних імпульсів.

Вимірювання енергії і пікової потужності імпульсів лазерного випромінювання проводиться при деякій фіксованій частоті слідування імпульсів. Середня потужність вимірюється інерційним градуїованим термостовпчиком за допомогою вимірювача середньої потужності типу ИМО – 2Н.

Енергія лазерного імпульсу визначається по середній потужності і частоті повторення.

Пікова потужність розраховується по енергії імпульсу і його тривалості.

Необхідно також дослідити залежність амплітуди лазерного імпульсу від величини амплітуди і частоти електричних імпульсів накачки. Дослідження проводиться в межах паспортних даних до ЛГ-21.

## **5. ЗАВДАННЯ ТА ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.**

1. Вивчити роботу азотного лазера імпульсно-періодичної дії:

- умови збудження імпульсної лазерної генерації,
- будову і принцип дії азотного лазера,
- теорію азотного лазера,
- енергетичні і спектральні характеристики азотного лазера,
- схему і принцип роботи наносекундного генератора збудження.

2. Освоїти методику юстування резонаторів імпульсних ОКГ.

Отримати генерацію на  $\lambda = 337,1$  нм.

3. Побудувати часову залежність відносної населеності для лазерного переходу  $\lambda = 337,1$  нм.

4. Виміряти енергетичні характеристики  $N_2$ - лазера:

- а) середню потужність генерації,
- б) форму і тривалість лазерних імпульсів,
- в) частоту слідування імпульсів генерації,

г) енергію імпульсу і пікову потужність.

5. Дослідити залежність виходу лазерної генерації від амплітуди і частоти електричних імпульсів накачки.

1. Включити лазер ЛГ-21 і перевірити наявність лазерної генерації на люмінофорі.

2. Включити прилад ИМО-2Н і вивести його на стабільний режим роботи.

3. Виміряти залежність середньої потужності генерації від амплітуди та частоти імпульсів накачки.

4. Встановити фотоелемент ФЕК 22-СПУ та осцилограф С7-5 (С7-10А).

5. Виміряти форму та тривалість лазерних імпульсів.

6. Розрахувати енергію імпульсу та пікову потужність..

7. Визначити максимальний ККД. Оцінити точність вимірів.

## **6. Контрольні запитання.**

1. Принцип роботи лазера на молекулах азоту. Створення інверсії в електричному розряді.

3. Пікова та середня потужності генерації, їх залежність від умов експерименту.

4. Які особливості молекулярних лазерів? Схема рівнів молекули азоту.

## **ЛІТЕРАТУРА**

1. Н.В. Карлов. Лекции по квантовой электронике. - М.: Наука, 1988.-336 с.
2. В.М. Каслин, Г.Г. Петраш. Импульсные газовые лазеры на электронных переходах двухатомных молекул. // Труды Физического института АН СССР. –1975. - Т. 81. - С. 88 – 183.
3. Г.А.Месяц, В.В Осипов, В.Ф. Тарасенко. Импульсные газовые лазеры. - М.: Наука, 1991. - 272 с.
4. О.М. Малінін, М.М. Повч, Л.Л., Шимон Квантова електроніка. Лабораторний практикум. Навчальний посібник. Ужгород. УжНУ. 2007. 196 с.
5. Технічний опис до лазеру ЛГ-21 та вимірювача енергії і потужності ИМО-2Н.

## Лабораторна робота – 4.

### ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК УФ – ЛАЗЕРА З НАКАЧУВАННЯМ ПОПЕРЕЧНИМ РОЗРЯДОМ

1. **ДЛЯ РОБОТИ ПОТРІБНІ:** макет ультрафіолетового лазера, вимірювач середньої потужності лазерного випромінювання **ИМО-2**, імпульсний осцилограф **6-ЛОР**, імпульсні давачі для вимірювання осцилограм струму і напруги.
2. **МЕТА РОБОТИ.** Ознайомити студентів з будовою, принципом роботи та механізмом генерації ультрафіолетового лазера на молекулах азоту і хлоридах інертних газів з накачуванням поперечним наносекундним розрядом та іскровою передіонізацією. Лазер перспективний для використання в фотохімії, фотобіології та медицині.

### 3. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ ПРОГРАМИ, ЗНАННЯ ЯКИХ НЕОБХІДНІ ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

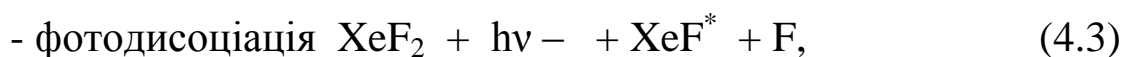
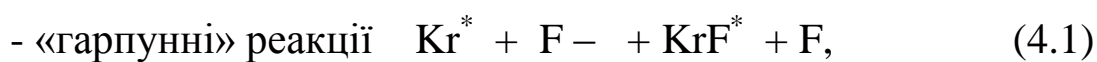
Будова і схема енергетичних рівнів ексиплексних молекул. Процеси утворення інферсної заселеності. Вихідні характеристики лазерів. Оптимальні умови одержання лазерної генерації.

### 4. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ І ОПИС СТЕНДУ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗБІЖНОСТІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

*Ексиплексні газорозрядні лазери* є одним з типів хімічних лазерів, які випромінюють на електронних переходах *ексиплексних* (коли нестійку молекулу утворюють два різних атоми) молекулах. Вперше лазер на моногалогенідах інертних газів –  $RX^*$  (де: R=Ar, Kr, Xe; X=F, Cl, Br, J) в 1975 р. Лазерний перехід в цих молекулах відбувається між верхнім електронним станом, який має потенціальний мінімум і нижнім відштовхувальним або слабозв'язаним станом. Використання незв'язаних нижніх рівнів означає, що генерація не обмежена процесом накопичення часток

на нижньому лазерному рівні, оскільки останній дисоціює за час одного періоду коливання. Відсутність зв'язаних коливальних рівнів у нижньому енергетичному стані приводить до утворення неперервного спектру випромінювання. Тому профіль коефіцієнта підсилення цих лазерів є досить широким і безструктурним, що сприяє перебудові спектрів лазерної генерації в широкому спектральному діапазоні. Оскільки лазерні рівні ексиплексних молекул відносяться до самих низькорозміщених електронних станів, то у них висока стійкість до процесів гасіння.

Благоприємним чинником для цих ексиплексних лазерних систем є значна селективність процесів заселення верхнього лазерного рівня у трьох різних типах хімічних процесів:



Значна кількість ексиплексних лазерів генерує в УФ-ВУФ діапазоні спектру, де вони займають перше місце за середньою потужністю, енергією в імпульсі та ККД, що для інших типів газових лазерів є проблематичним. Розглянемо дане питання більш детально.

Труднощі освоєння короткохвильового діапазону спектру лазерами мають не лише технічний, а і принциповий характер. Це зумовлено значним зменшенням довжини хвилі генерації і збільшенням її частоти -  $\nu$ . Якщо лінія підсилення уширена внаслідок зіткнень, коефіцієнт підсилення  $\alpha$  пропорційний частоті. В більшості же випадків коли має місце природне і доплерівське уширення  $\alpha \sim \nu^3$ , а у випадку лише природного уширення  $\alpha \sim \nu^5$ . Це призводить до значного зменшення підсилення при зменшенні довжини хвилі лазерної генерації. Частково це можливо компенсувати збільшення інтенсивності накачування, зростанням тиску робочої суміші газів та вибором переходів з високою імовірністю вимушеного випромінювання. Дослідження УФ- азотного та водневого лазерів вказує на значне збільшення інтенсивності накачування при переході від генерації на смузі 337,1 нм  $\text{N}_2$  до генерації на смузі Лаймана з довжиною хвилі 161 нм  $\text{H}_2$ . Крім цього, генераційні переходи між електронно-коливальними

станами стійких молекул характеризуються тим, що час життя верхнього лазерного рівня значно менший ніж у нижнього.

Виходячи з такого положення перспективним є перехід від лазерів на стійких молекулах до ексиплексних лазерів.

Генерація на переходах із верхнього стійкого в нижній розлітний стан одержана на моногалогенідах інертних газів -  $RX^*$  і ртуті  $HgX^*$ , а також окислах інертних газів  $RO^*$ . Найвищі енергетичні характеристики і ККД одержані для  $RX^*$  - лазерів з накачування високовольтним пучком електронів, електроіонізаційним способом і поперечним розрядом.

Як впливає із схеми потенціальних кривих моногалогенідів інертних газів, нижній лазерний рівень (що є основним станом молекули) утворюється в результаті ковалентного зв'язку і представляє собою сукупність двох станів слабозв'язаного з найменшою енергією  $X^2\Sigma$  і відштовхувального стану  $A^2\Pi$ . При атмосферних тисках робочої газової суміші в лазерах В і С – стани перемішані внаслідок зіткнень. Спектр випромінювання молекул  $RX^*$  складається переважно із двох смуг, які відповідають переходам В – Х, С – А. Смуга В – Х характеризується найвищим перерізом вимушеного випромінювання і дає тому найбільш інтенсивне лазерне випромінювання.

Смуга С – А є широкою і малоінтенсивною, бо закінчується розлітним станом А. Типова ширина спектру люмінесценції на смузі В – Х молекули  $KrF^*$  а часи життя ексиплексних молекул в В – стані знаходяться в діапазоні 5 – 15 нс.

Ексиплексні молекули мають і ряд метастабільних станів з ковалентним зв'язком, які відповідають збудженим станам  $R^*$  і  $X^*$ . При відповідному розміщенні цих рівнів може виникати переддисоціація молекул  $RX^*$ , що є причиною відсутності лазерної генерації на деяких молекулах (наприклад,  $ArBr^*$ ,  $KrI^*$ ).

Одним із головних параметрів, які характеризують роботу ексиплексних лазерів є переріз вимушеного випромінювання ( $\sigma$ ), який залежить від форми і ширини смуги люмінесценції:

$$\sigma \tau = (4\pi)^{-1} (\ln 2/\pi)^{1/2} (\lambda^4/c \Delta\lambda), \quad (4.4)$$

де  $\tau$  – час життя ексиплексної молекули в В – стані,  $\lambda$  – довжина хвилі генерації,  $\Delta\lambda$  – напівширина смуги випромінювання,  $c$  –

швидкість світла, Наприклад, для молекули  $\text{KrF}^*$  :  $\Delta\lambda = 2 \text{ нм}$ ,  $\tau = 9 \text{ нс}$ , а  $\sigma = 2,4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ .

4. Конструкція лазерного випромінювача, методика дослідження і основні характеристики макета ультрафіолетового лазера ( $\lambda=308 \text{ нм XeCl}$ ;  $222 \text{ нм KrCl}$ ;  $337.1 \text{ нм N}_2$ ) з автоматичною іскровою передіонізацією

Основні елементи конструкції експлексного лазера: система електродів, розрядна камера і ГІН приводяться на рис.4.1.

Розрядна камера складалася з поліетиленової труби з внутрішнім діаметром  $14,4 \text{ см}$  і довжиною  $65 \text{ см}$ . Пасивний об'єм розрядної камери –  $10,3 \text{ л}$ . Електроди ПОР довжиною  $54 \text{ см}$ , шириною  $2 \text{ см}$  виготовлені з нержавіючої сталі і мали радіус кривизни робочої поверхні  $1,7 \text{ см}$ . Міжелектродна віддаль може регулюватися в межах  $1,5\text{-}3,0 \text{ см}$ . Електродами іскрової передіонізації служили голки з нержавіючої сталі діаметром  $3 \text{ мм}$  і довжиною  $3,2\text{-}4,0 \text{ см}$ . Два ряди голок кріпилися біля верхнього електроду ПОР, а два других - в спеціальних тримачах. Віддаль між вістрями голок в системі іскрової передіонізації складала  $0,2 \text{ см}$ .

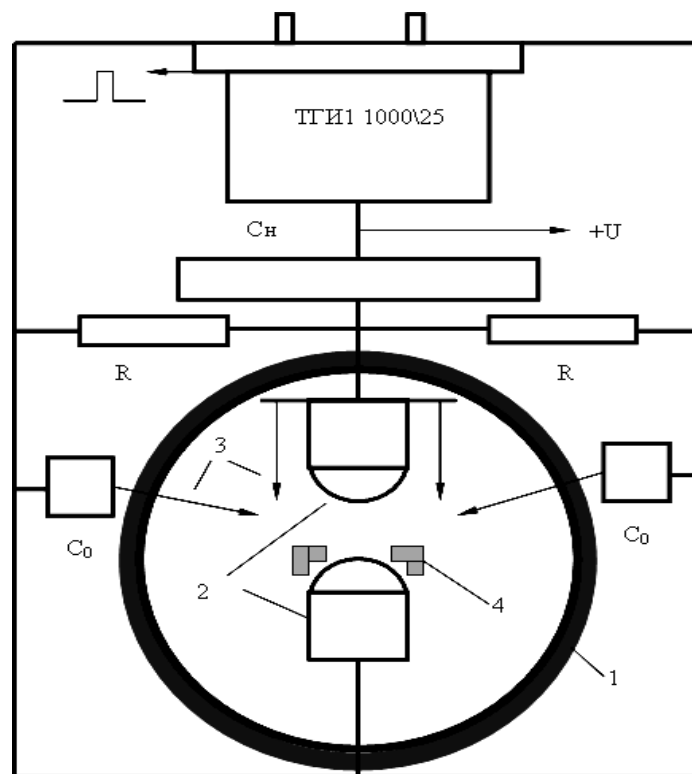




Рис.4.1 Конструкція лазерного джерела випромінювання з елементами ГН-а : 1 - розрядна камера, 2 - електроди ПОР, 3 - електроди іскрової передіонізації, 4 - ізолятор,  $C_0$  - конденсатори системи загострення та передіонізації,  $C_H$  - накопичувальні конденсатори,  $R$  - зарядний опір ТВО-20 ( $R = 1,1$  кОм).

Для запалювання ПОР використовувалась двоконтурна LC-схема. Конденсатори системи загострення та передіонізації встановлювалися поблизу розрядної камери рівномірно по її довжині і з'єднувалися з нижнім електродом та вводами (6) нікелевою фольгою (рис.1.8). Сумарна ємність блоків конденсаторів системи загострення і передіонізації складала 32 нФ.

Основна робоча ємність ГН виготовлена з чотирьох конденсаторів К15-10 (10 нФ, 40 кВ) була рівною 40 нФ. Комутатором LC - схеми служив тиратрон ТГИ І 1000-25.

При визначенні вихідних характеристик УФ- лазера з довжиною активного середовища 54 см, міжелектродній віддалі  $d=2$  см, при основній робочій ємності 40 нФ і ємності системи передіонізації та загострення - 32 нФ; використанні плоско-паралельного резонатора з "глухим" алюмінієвим дзеркалом і кварцовим вікном при частоті повторення імпульсів в межах 1-7 Гц, експериментальний стенд лазера характеризувався наступними параметрами.

Тривалість імпульсів генерації  $\text{XeCl}(B-X)$  в гелієвих та неонових сумішах слабо залежала від величини загального тиску сумішей і складала по основі 28 і 63 нс. Оптимальна величина енергії генерації  $\text{XeCl}$ -лазера спостерігалась при парціальних тисках  $\text{HCl}$  в межах 0,4-0,5 кПа і відношенні парціальних тисків  $P(\text{Xe})-P(\text{HCl})=2-1$ . Максимальна енергія генерації в неонмістких середовищах переважала енергію генерації в гелієвих сумішах майже в 2,5 рази, що пов'язано з різними умовами утворення  $\text{XeCl}^*$  в даних середовищах. При зростанні тиску буферних газів ( $\text{He}$  або  $\text{Ne}$ ) і фіксованій зарядній напрузі енергія генерації спочатку збільшується, досягає максимуму, а потім починає зменшуватись. З підвищенням величини зарядної напруги максимум на залежностях  $E_{\text{ген}}=f(P)$  зміщувався в область вищих тисків робочої суміші.

При виборі оптимальних газових сумішей енергія генерації зростала при збільшенні зарядної напруги. З ростом тиску буферного газу для подібних залежностей збільшувався кут нахилу. Максимальна енергія лазерної генерації на  $\lambda=308$  нм  $\text{XeCl}$  досягала 100 мДж в суміші  $P(\text{Ne})-P(\text{Xe})-P(\text{HCl})=300-8-0.4$  кПа, а на  $\lambda=222$  нм  $\text{KrCl}$  - 10 мДж в

суміші  $P(\text{He})-P(\text{Ne})-P(\text{Kr})-P(\text{HCl})=9-250-20-0.4$  кПа при величині  $U_{\text{зар.}}=25$  кВ.

Залежності  $E_{\text{ген.}} = f(U)$  для  $\text{XeCl}^*$  і  $\text{KrCl}^*$ - лазерів значно відрізнялись між собою як по формі, так і за пороговою величиною  $U_{\text{зар.}}$ . Енергія генерації  $\text{KrCl}^*$  була на порядок меншою, ніж  $\text{XeCl}^*$ - лазера. Тривалість імпульсів генерації  $\text{KrCl}^*$  була близькою до відповідних даних для  $\text{XeCl}^*$ - лазера. Оптимальним буферним газом для  $\text{KrCl}$ - лазера була суміш  $\text{He-Ne}$ .

Залежності величин  $E/U^2$ , які пропорційні ККД лазерного джерела випромінювання, від величини зарядної напруги при різних тисках буферних газів показали, що оптимальним є використання наступних робочих сумішей:  $P(\text{Ne})-P(\text{Xe})-P(\text{HCl})=212-8-0,4$  кПа і  $P(\text{He})-P(\text{Xe})-P(\text{HCl}) = 142-8-0,4$  кПа при  $U_{\text{зар.}}=20-25$  кВ, а ККД  $\text{XeCl}^*$ - лазера дорівнював 0,6 %.

При застосуванні пасивування та максимально чистих газів результати вимірювання ресурсу роботи  $\text{XeCl}^*$ - лазера в оптимальних середовищах наведені на рис.6. Зменшення енергії генерації на  $\lambda=308$  нм  $\text{XeCl}$  за  $1,5 \cdot 10^5$  імпульсів складало 15% для суміші  $\text{Ne-Xe-HCl}$  і 10% для суміші  $\text{He-Xe-HCl}$ . Ресурс роботи цього лазерного джерела був досить високим, що дозволяє використовувати його в експериментах з одержання лазерної плазми та інших експериментах. Це вказує на оптимальний підбір матеріалів розрядної камери ексиплексного лазера, здатних до тривалого застосування в агресивному середовищі (кислоти -  $\text{HCl}$ ). Подальше суттєве збільшення ресурсу роботи  $\text{XeCl}$ -лазера можливо при застосуванні малих домішок молекул гідрогену.

## **5. ЗАВДАННЯ ТА ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.**

- 5.1. Зібрати схему експериментальної установки для дослідження характеристик УФ-газового лазера з поперечним розрядом.
- 5.2. Відкачати розрядну камеру лазера до залишкового тиску 0,1-0,01 мм рт ст.
- 5.3. Напустити робочу суміш в лерну камеру: для дослідження азотного лазера 100 мм рт ст азота.

- 5.4. Ввімкнути блок живлення лазера. Після прогрівання тиратрона на протязі 5-10 хвилин, подати на його анод напругу 15-22 кВ. Виставити частоту слідування імпульсів 1-5 Гц.
- 5.5. За допомогою He-Ne лазера провести юстування оптичного резонатора лазера, що складається з «глухого» алюмінієвого дзеркала і кварцової пластинки.
- 5.6. Зареєструвати осцилограми струму розряду та напруги на розрядному проміжку.
- 5.7. Одержати лазерну генерцію на азоті, виміряти залежність середньої потужності генерації від тиску азоту при різних зарядних напругах.
- 5.8. Зробити висновки.

## **6. Контрольні запитання**

1. Охарактеризуйте основні механізми створення інверсії в азотному та ексиплексних лазерах з поперечним розрядом.
2. Охарактеризуйте будову лазера і механізм роботи високовольтного модулятора.
3. В чому полягають основні відмінності в характеристиках ХеСІ – лазерів з буферними газами – гелієм і неоном.
4. В чому полягає фізичний зміст дослідження залежностей  $E/U^2$  (де:  $E$  – енергія в імпульсі генерації) від величини напруги заряджання високовольтного модулятора.
5. Охарактеризуйте ресурс роботи ексиплексних лазерів в газостатичних умовах.

## **ЛІТЕРАТУРА**

1. Газовые лазеры / Под редакцией И. Мак-Даниеля и У. Нигэна.- М.: Мир, 1986. – 512 с.
2. В.Ю. Баранов, В.М. Борисов Ю. Ю. Степанов. Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов. -М.: Энергоатомиздат, 1988. - 216 с.
3. О.К. Шуаібов, І.І. Опачко, І.Е. Качер, М.П. Чучман «ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ В МІКРОЕЛЕКТРОНІЦІ», Навчальний посібник. Ужгород. ДВНЗ «УжНУ», фізичний та інженерно технічний факультети. Видавництво ДВНЗ «УжНУ» «Говерла». 2009. 238 с.
- 4.

## Лабораторна робота – 5.

### ГЕНЕРАЦІЯ ДРУГОЇ ГАРМОНІКИ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА

**1. ДЛЯ РОБОТИ ПОТРІБНІ:** неодимовий лазер, генератор другої оптичної гармоніки, автоколіматор, вимірювач середньої потужності і енергії імпульсів ОКГ ИМО-2Н, фотоплівка, фотопапір, фотоапарат, фільтри, лінзи, діафрагми, екран, оптична лава.

**2. МЕТА РОБОТИ:** ознайомити студентів із взаємодією хвиль в нелінійному середовищі в результаті чого генеруються хвилі, що являються як сумою так і різницею первинних хвиль.

#### **3. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ ПРОГРАМИ, ЗНАННЯ ЯКИХ НЕОБХІДНІ ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ:**

1. Основні характеристики і механізм генерації неодимового лазера.
2. Умови збудження лазерної генерації.
3. Нелінійна поляризація середовища.
4. Зв'язок між поляризацією речовини (**P**) та електричним полем (**E**) падаючої хвилі.
5. Явище подвійного променезаломлення.
6. Подвоєння частоти світла в нелінійному кристалі.
7. Умова фазового синхронізму.

#### **4. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ І ОПИС СТЕНДУ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗБІЖНОСТІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ**

Генерація другої гармоніки є одним із нелінійних процесів, який проявляється при взаємодії інтенсивного когерентного випромінювання з речовиною.

Між поляризацією **P** і електричним полем **E** існує певний зв'язок:

$$P = \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots, \quad (5.1)$$

де  $\chi^{(1)}$ ,  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$  і т.д. – нелінійні сприйнятливості (по порядку величини  $\chi^{(1)} \sim 1/E_a$ ,  $\chi^{(2)} \sim 1/E_a^2$ ;  $E_a$ -напруженість внутріатомного поля ( $10^{10}$ - $10^{11}$  В/м).

Якщо на поверхню середовища падає монохроматична світлова хвиля  $E=E_0\cos(\omega_1 t-kx)$ , де  $E_0$  - амплітуда,  $\omega_1$  - частота,  $k$  - хвильове число,  $x$  - координата точки в напрямку розповсюдження хвилі,  $t$ -час, то у відповідності з (1), поляризація середовища поряд з лінійним членом  $P=\chi^{(1)} E_0\cos(\omega_1 t-kx)$  складає ще і нелінійний член 2-го порядку:

$$P^{нл}=\chi^{(2)}E^2=\frac{\chi^{(2)}E_0^2}{2}+\frac{\chi^{(2)}E_0^2}{2}\cos 2(\omega_1 t-kx). \quad (5.2)$$

Другий доданок у (2) описує поляризацію, що змінюється з частотою  $2\omega_1$ , тобто генерацію другої гармоніки.

У зв'язку з тим, що оптична хвиля розповсюджується у середовищі, розміри якого  $L$  суттєво більші за довжину хвилі  $\lambda$ , сумарний ефект генерації другої гармоніки на виході із середовища залежить від фазових співвідношень між основною хвилею і другою гармонікою, оскільки всередині середовища виникає інтерференція, що здатна або підсилити, або послабити ефект. Взаємодія двох хвиль  $\omega_1$  і  $2\omega_1$  є максимальною, а відповідно і максимальною є і перекачка енергії від основної хвилі  $\omega_1$  до гармоніки  $2\omega_1$ , якщо їх фазові швидкості рівні (умова фазового синхронізму). З квантової точки зору ця умова відповідає закону збереження імпульсу при об'єднанні чи розпаді фотонів.

Для генерації другої гармоніки придатні лише анізотропні речовини (якими є кристали), що не мають до того ж центру інверсії.

Ще важливе обмеження, що накладається на випромінювання вищих гармонік, є оптична дисперсія кристалу. Якщо б показники заломлення для основної частоти і для другої гармоніки були рівними, то завжди можна було би досягти великої інтенсивності на подвоєній частоті, використовуючи кристали значної довжини. Обставина, що ці два показники заломлення є різними, накладає обмеження на інтенсивність випромінювання другої гармоніки в заданому кристалі.

Внаслідок наявності дисперсії хід залежності інтенсивності другої гармоніки від довжини кристалу має вигляд биття, а максимально можлива інтенсивність така, що може бути отримана в кристалі з характерною довжиною  $l_{\text{ког.}}$ :

$$l_{\text{коз.}} = \frac{1}{4} \lambda_1 \left( \frac{1}{n_1 - n_2} \right), \quad (5.3)$$

і яка називається когерентною довжиною. Ця довжина в оптично прозорих кристалах доходить за розмірами приблизно до 20 довжин хвиль ( $n_1 - n_2 \sim 0,01$  для хвиль однакової поляризації), тобто при  $\lambda_1 = 1 \text{ мкм}$  -  $l_{\text{ког.}} \sim 0,02 \text{ мм}$ . Таким чином, когерентна довжина виявляється значно меншою за довжину кристалів (декілька см), які могли б бути використаними для отримання інтенсивного випромінювання другої гармоніки.

Вихід із цього положення знайдений при використанні хвиль різної поляризації у двопробених кристалах. В деяких кристалах можливо вибрати такий напрямок розповсюдження, для якого показник заломлення звичайного променя основної частоти рівний показнику заломлення незвичайного променя другої гармоніки. На рис.5.1 схематично показаний перетин поверхонь показників заломлення для кристалу дигідрофосфату калія (КДР). Кристал є одновісним (оптична вісь позначається через  $Z$ ) і він є негативним: для нього на даній фіксованій частоті значення показника заломлення незвичайного променя  $n_e$  менше, ніж звичайного, тобто  $n_e < n_o$ .

Поточні значення показників заломлення незвичайних променів (при довільному куті  $\theta$  - куті між хвильовим вектором і оптичною віссю кристалу) ми будемо позначувати індексом "e" -  $n_i^e$ . Очевидно, що  $n_{ie} = n_i^e|_{\theta=90^\circ}; n_{io} = n_i^e|_{\theta=0^\circ}$ .

Для КДР умова  $n_{10} = n_{2e}$  виконується при куті  $\theta_c$  (кут синхронізму). В цьому напрямку виконується рівність

$$2k_1 = k_2, \quad (5.3)$$

яка називається умовою синхронізму. Оскільки кристал КДР є одновісним, то умова синхронізму виконується у всіх напрямках уздовж твірних конуса з кутом при вершині  $2\theta_c$ . Оптимальна ефективність генерації другої гармоніки має місце у випадку азимутального кута  $\varphi = 45^\circ$  - цей факт ґрунтовно висвітлюється в літературі.

Знаючи значення показників заломлення  $n_{10}$ ,  $n_{20}$ ,  $n_{2e}$ , можна розрахувати кут синхронізму  $\theta_c$ .

Для взаємодії  $O_1O_1E_2$  [або просто (ооe) при умові синхронізму  $n_{10} = n_2^e$ ]:

$$\cos^2 \theta_c^{oe} = \frac{1}{\varepsilon_2} \left[ 1 - \left( \frac{n_{2e}}{n_{10}} \right)^2 \right], \quad (5.4)$$

де  $\varepsilon_2 = \sqrt{1 - \left( \frac{n_{2e}}{n_{20}} \right)^2}$  - ексцентриситет еліпса.

Символ “ооe” означає, що дві звичайні хвилі основного випромінювання взаємодіють з незвичайною хвилею другої гармоніки. Коли мова іде про дві хвилі основного випромінювання, то мається на увазі, що генерацію другої гармоніки можна розглядати як генерацію сумарної частоти ( $\omega_1 + \omega_1 = \omega_2$ ) двох хвиль з однаковою частотою  $\omega_1$ . При цьому інші характеристики цих хвиль (орієнтація площини поляризації, хвильові вектори, амплітуди) можуть у загальному випадку бути різними.

При взаємодії “ооe” площини поляризації двох хвиль основного випромінювання співпадають (обидві хвилі звичайні) і, якщо рівні їхні амплітуди, фази і хвильові вектори  $\mathbf{k}_1$  і  $\mathbf{k}_1'$ , то хвилі не можна буде відрізнити, однак слід мати на увазі, що це лише частковий випадок.

Для кристала КДР виявляється можлива синхронна генерація другої гармоніки при взаємодії звичайної і незвичайної хвиль основного випромінювання з незвичайною хвилею другої гармоніки ( $o_1e_1e_2$ ). Умова синхронізму для цієї взаємодії має наступний вигляд (у випадку, коли всі хвилі розповсюджуються по цьому напрямку так, як в одномірному, або скалярному випадках):

$$K_{10} + K_1^e = K_2^e, \quad \text{звідки} \quad \frac{n_{10} + n_1^e}{2} = n_2^e \quad (5.5)$$

і кут синхронізму з достатньою ступінню точності можна знайти з виразу:

$$\cos^2 \theta_c^{ee} \cong 2 \frac{\frac{n_{10} + n_1^e}{2} - n_{2e}}{n_{2e} \cdot \varepsilon_2^2 - \frac{1}{2} n_{1e} \cdot \varepsilon_1^2}. \quad (5.6)$$

**Лабораторна робота виконується** на експериментальній установці, блок-схема якої наведена на рис.5.1. Вона складається з трьох частин: 1) лазер; 2) генератор другої гармоніки; 3) схема реєстрації і юстування.

*Лазер.*

Активним елементом генератора є стержень із скла, активованого іонами  $\text{Nd}^{3+}$ , довжина його 120 мм і діаметр 7 мм. В якості джерел оптичної накачки використовуються дві імпульсні лампи ИФП-2000 (номінальна електрична енергія спалаху 2000 Дж) або ИФП-1200 (номінальна електрична енергія спалаху 1200 Дж).

Оптичний резонатор генератора створений зовнішніми дзеркалами  $Z_1, Z_2$ , що виставляються паралельно одне одному.

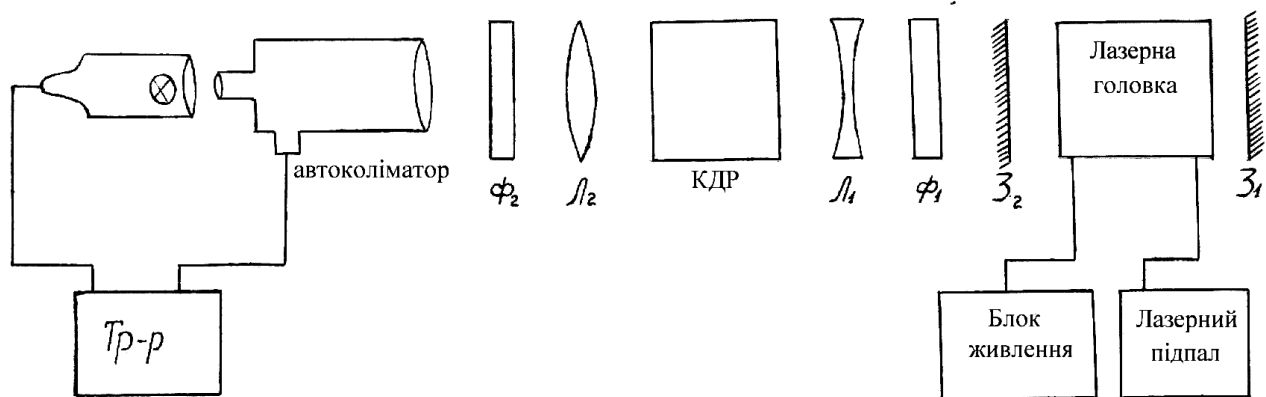


Рис.5.1. Блок-схема експериментальної установки.

Лазер працює в імпульсному режимі. Від блока живлення заряджаються конденсатори, сумарна ємність яких складає 600 мкФ, а зарядна напруга: 2 - 3 кВ. Після підпалу ламп-спалахів конденсатори розряджаються через ці лампи. Тривалість спалаху складає  $\sim 0,5 \div 1,0$  мс. Цей час набагато перевищує час розвитку генерації в лазері. Тому



випромінювання лазера являє собою набір спалахів - піків, тривалість кожного - порядку 0,1 - 0,3 мкс. Довжина хвилі випромінювання неодимового лазера лежить у ближньому інфрачервоному діапазоні і складає 1,06 мкм. Для фільтрування випромінювання накачки використовується фільтр  $\Phi_1$  (фільтри марки ИКС з набору кольорового скла - див. опис цього набору).

#### *Лазерна голівка.*

У склад голівки входять: активний елемент, лампи-спалахи, відбивач, що концентрує випромінювання ламп на активному елементі. У поперечному розрізі відбивач являє собою сукупність двох еліпсів, що перетинаються, в загальному фокусі яких знаходиться кварцова трубка, всередині якої розміщується активний елемент і через яку протікає дистильована вода, що охолоджує цей елемент. Трубка й стержень закріплюються в торцевих стінках голівки за допомогою герметичних гумових прокладок, втулок, гайок.

Подача й вивід води здійснюється через штуцери.

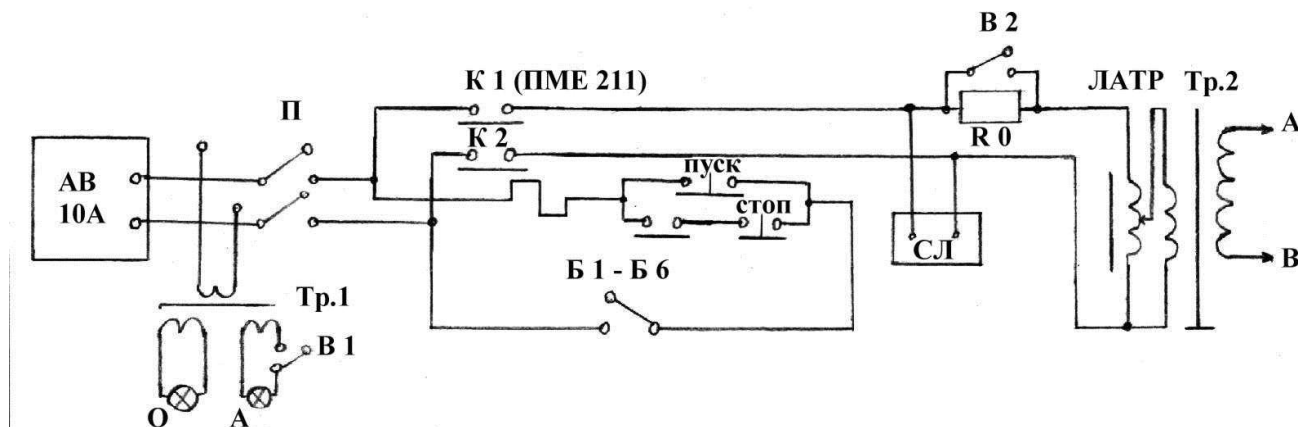
Лампи охолоджуються повітрям, що надходить у голіку від загальної системи стислого повітря. Вони закріплені в цангах, надітих на електроди ламп.

Лазерна голівка закріплена на юстуючому столику, який дозволяє переміщення по вертикалі і також поворот в вертикальній і горизонтальній площинах.

Циркуляція рідини, що охолоджує лазерну голівку здійснюється помпою термостата. Включення мотора, за допомогою якого працює помпа, здійснюється тумблером "Електродвигун включений".

#### *Схема живлення й блокування лазера.*

Схема живлення установки (рис.5.2) складена так, що напруга мережі 220 В



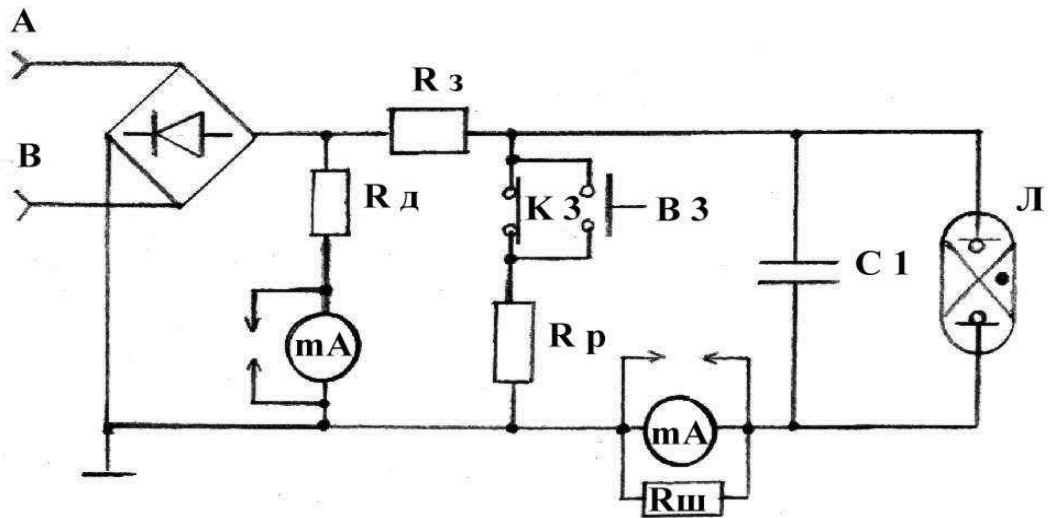


Рис. 5.3 Схема живлення установки.

може бути подана або на лазер, або на трансформатор, через який живляться лампочки автоколіматора і освітлювача. Для перемикання мережі служить перемикач "П". Це приводить до того, що робота з коліматором (юстування) можлива лише при виключеному лазері, що виключає можливість попадання випромінювання лазера в око при юстуванні. У свою чергу, напруга на блок живлення лазера буде подана лише у випадку, якщо замкнуті всі блокувальні вимикачі  $B_1 - B_6$  і розімкнені контакти магнітного пускача (ПМЕ-211). Як видно зі схеми, напруга 220 В та 0 подадуться на вхідну обмотку лабораторного автотрансформатора (ЛАТР) через контакти  $K_1$  і  $K_2$ , які будуть замкнуті тільки в тому випадку, якщо через обмотку ПМЕ-211 протікає струм, а це буде мати місце, якщо замкнуті блокувальні вимикачі  $B_1 - B_6$  та натиснута кнопка "Пуск".

Паралельно вхідним клемам ЛАТРа підключена сигнальна лампочка "С Л" (вона вмонтована в ліхтар, на склі якого зроблений напис "включено високе").

При перемиканні тумблера "П" в положення "лазер" напруга 220 В подається на обмотку ПМЕ-211 (якщо замкнуті блокувальні вимикачі  $B_1 - B_6$ ) ПМЕ спрацьовує, замикаючи контакти  $K_1 - K_2$  і, розмикаючи контакти  $K_3$ , напруга подається на ЛАТР і сигнальний ліхтар (світить надпис "включено високе").

В якості запобіжника служить автоматичний запобіжник, розташований на лабораторному щитку, від якого живиться установка.

Запобіжник розриває коло, якщо струм перевищує 10А. Саме це відбувається в момент включення установки. Для обмеження струму у момент включення у схему введено опір  $R_0$ , який закорочується (тумблер  $B_2$  переводиться в положення "закорочено") після того, як установка включена.

Необхідна частина напруги мережі знімається з ЛАТРа і подається на підвищувальний високовольтний трансформатор Тр.2. Коефіцієнт трансформації Тр. становить 1:20 і напруга на вторинній обмотці може змінюватися (при повороті ручки ЛАТРа) від 0 до 4,4 кВ.

Випрямлення здійснюється діодами Д 1002. Напруга з випрямляча через зарядний опір  $R_3$ , який обмежує струм заряду, подається на високовольтні конденсатори  $C_1$ . марки К4ІІ-7 (ємність кожного конденсатора 100 мкФ, робоча напруга 5 кВ). Напруга на конденсаторах вимірюється кіловольтметром, який виконано на базі міліамперметра з включенням послідовно додаткового опору  $R_d$ , а струм заряду - міліамперметром.

#### *Блок підпалу.*

Схема блоку підпалу приведена на рис.5.3. Від джерела постійної напруги (випрямляч ВС-12) через опір  $R_3$  заряджається конденсатор  $C_2$  - до напруги 250 -

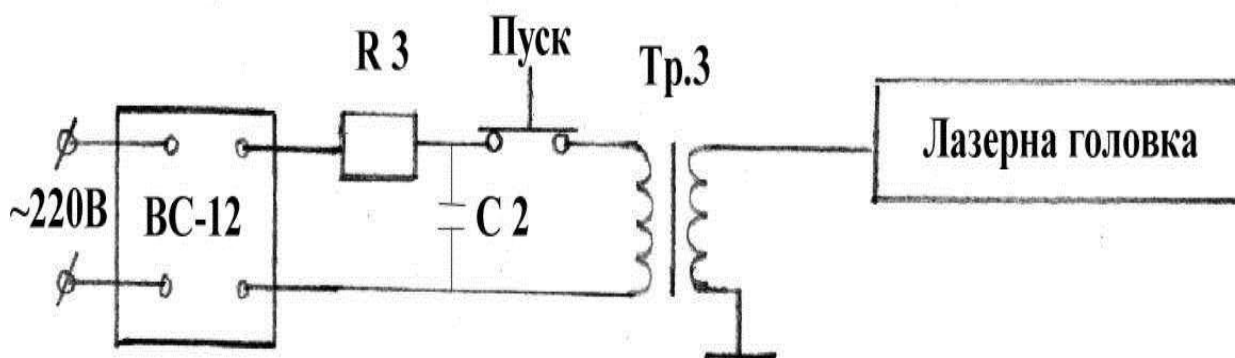


Рис. 5.3. Схема блоку підпалу.

300 В. Шляхом натиску кнопки "пуск" конденсатор з'єднується з первинною обмоткою імпульсного високовольтного трансформатора Тр. Стрибки напруги, що виникають при цьому, передаються у вторинну обмотку трансформатора з більшим коефіцієнтом

трансформації. При цьому амплітуда першого стрибка досягає у вторинній обмотці 10 кВ і більше. Один кінець вторинної обмотки трансформатора Тр. з'єднаний з корпусом лазерної головки (що ізолюваний від столика, а отже, від загальної “землі”), а другий - із “землею”.

Імпульс підпалу ємнісним способом надходить на лампи й іонізує газ ксенон, яким вони заповнені. По іонізованим каналам починається розряд конденсаторів, у результаті чого іонізується весь газ у лампі й утворюється яскравий спалах.

### *Дзеркала.*

В лазерній техніці застосовуються дзеркала з багат шаровими діелектричними покриттями. Варіюючи число шарів (шари мають товщину  $\lambda/4n$ ,  $\lambda$  - довжина хвилі лазера,  $n$  - показник заломлення речовини покриття), можна забезпечити будь-яке задане значення коефіцієнта відбивання дзеркала навіть близького до 100%, що неможливо для дзеркал з металевими покриттями, наприклад, алюмінієвими. Крім того, діелектричні дзеркала більш стійкі до потужного лазерного випромінювання, ніж металеві. В лазері коефіцієнт відбивання дзеркала  $Z_1$  складає 99%, а  $Z_2$  (вихідного) - 40-50%.

### *Генератор другої оптичної гармоніки.*

Подвоєння частоти лазера відбувається в кристалі КДР якщо він вирізаний так, що нормаль до полірованих торців приблизно співпадає з напрямком синхронізму (зазвичай, точність такого збігу коливається від декількох хвилин до 1-2 град.)

У даній лабораторній роботі використовуються два зразки: зразок № 1 - синхронна взаємодія  $o_1o_1 \rightarrow e_2$ ; зразок № 2 - синхронна взаємодія  $o_1e_1 \rightarrow e_2$  (довжини зразків указані на кюветах, в яких вони знаходяться). Грань зразка, у площині якої лежить оптична вісь кристалу й нормаль до його торця, позначена стрілкою (ця стрілка лише символізує оптичну вісь кристалу, але не обов'язково точно співпадає з нею за напрямком). Дигідрофосфат калію є гігроскопічним матеріалом, тому зразки поміщені в захисні кювети.

Для дослідження генерації другої гармоніки в пучках різної структури використовуються лінзи. Фільтр служить для виділення випромінювання другої гармоніки. Він поглинає випромінювання

неодимового лазера  $\lambda=1,06$  мкм і пропускає його другу гармоніку ( $\lambda=0,53$  мкм). Хорошим фільтром є розчин мідного купоросу у воді (на установці є кювета з таким розчином).

Усі елементи оптичної системи розміщені на оптичній лаві ОСК-3 (див. опис схеми). Для юстування системи і для реєстрації кутової структури другої гармоніки використовується автоколімаційна трубка, освітлювач, екран та кришка з отвором, яка надівається на автоколіматор.

Фіксація наявності генерації й вимірювання енергії випромінювання лазера здійснюється вимірювачем середньої потужності й енергії імпульсів ИМО-2Н.

Для зручності роботи ряд вузлів установки (лазерна головка, вихідне дзеркало, столик з кристалом, вимірювальна головка ИМО-2Н та освітлювач) установлені на направляючих, що прикріплені перпендикулярно до основної рейки.

#### *Порядок включення експериментальної установки.*

1. Включити термостат, для чого:

а) Включити тумблер "Електродвигун включений" б) переконалися, що по шлангу протікає вода.

2. Включити подачу повітря - шляхом повороту тримача на щитку, переконалися, що повітря надходить на лазерну головку.

3. Включити випрямляч ВС-12, який живить блок підпалу, для чого: переконалися, що тумблер "вихідна напруга" знаходиться у положенні "150-300", тумблер "регулювання напруги" у положенні "220-300", а ручка "регулювання напруги" - у крайньому положенні по годинниковій стрілці, включити тумблер "випрямляч 150-300 В."

4. Тумблер  $B_2$  поставити в положення " $R_3$ ", а  $B_2$  - в положення "заряд", ручку "регулювання високого" – у крайнє положення, проти годинникової стрілки ("0").

5. Перемикач П - в положення "лазер". При цьому загориться сигнальний ліхтарик СЛ ("Включене високе").

6. Тумблер  $B_2$  перевести в положення "виключено".

7. Зарядити конденсатори шляхом плавного повороту ручки ЛАТРа "Регулювання високого" по годинниковій стрілці до тих пір, доки кіловольтметр "висока напруга" не покаже необхідну напругу (2-3 кВ), після чого ручку вивести в крайнє положення, проти годинникової стрілки.

**Увага!** При зарядці конденсаторів стежити за струмом заряду (прилад "струм заряду"). Струм залежить від швидкості повороту ручки "Регулювання високого" і не повинен перевищувати 80 мА (чорна риска на приладі).

8. Зробити спалах лазера шляхом натиску кнопки "Пуск", встановленої на кінці шнура, який іде від блоку підпалу (частота слідування спалахів обмежується тільки часом зарядки конденсатора).

9. Для того, щоб розрядити конденсатори (якщо після зарядки конденсаторів відпала необхідність в отриманні спалаху або внаслідок неполадки блоку підпалу спалаху не відбувається), тумблер  $B_3$  перевести в положення "скидання заряду". Того ж результату можна досягнути, якщо розімкнути один з блокувальних вимикачів, наприклад, зсунути захисний екран ( $K_3$  замкне мережу розряду).

**Увага!** Кожний раз, перш ніж включити лазер, необхідно тумблер  $B_2$  перевести у положення " $R_0$ ". У протилежному випадку при включенні буде "вбитий" запобіжник ПР1.

## ЮСТУВАННЯ ОПТИЧНОЇ СИСТЕМИ

Метою юстування є виставлення всіх елементів схеми по оптичній осі, що задається в просторі направляючими оптичної лави, а також виставлення на паралельність резонатора лазера. Обидві задачі вирішуються за допомогою автоколіматора, який дає направлений пучок світла.

Юстування рекомендується виконувати в наступній послідовності:

1. Юстування автоколіматора та екрану з перехрестям.

Спочатку треба зняти всі елементи з оптичної лави, окрім екрану, автоколіматора і заднього дзеркала. Включити автоколіматор, для чого шнур від лампочки підсвітки автоколіматора під'єднати до трансформатора (розетка "коліматор"), перемикач П (див. схему на рис. 3) поставити в положення "коліматор", а вимикач трансформатора Тр.1 - в положення "вкл". Яскравість підсвітки можна регулювати, обертаючи ручку трансформатора. Автоколіматор закрити кришкою з отвором, що вирізує вузький пучок світла. Обертаючи лампочку підсвітки коліматора, добитися найкращої яскравості освітлення екрану (оскільки яскравість променя автоколіматора незначна, це необхідно виконувати при затемненій установці). Юстування автоколіматора по оптичній осі лави виконується методом послідовних наближень. Юстування можна вважати виконаним, якщо при переміщенні екрану

вздовж лави не спостерігається зміщення променя відносно перехрестя екрану. Перед виконанням цієї справи необхідно розібратися в призначенні юстувальних гвинтів автоколіматора (зорова труба, дивись опис ОСК-3).

2. Виставлення всіх елементів схеми по променю автоколіматора і грубе юстування на паралельність.

Для кращої роботи при з'юстованому автоколіматорі можна, помістивши за ним освітлювач, отримати більш яскравий промінь світла (шнур освітлювача під'єднати до розетки "освітлювач" на трансформаторі).

Суміщення цього променя з перехрестям здійснюється зміщенням освітлювача.

Після цього всі елементи схеми (рис. 2) послідовно виставляються по променю (переміщенням в просторі) і грубо виставляються на паралельність (поворотом у просторі, щоб відбитий промінь влучив у отвір на кришці коліматора.

Останнє необхідно для того, щоб відбивання від поверхні, що виставляється, попало в поле коліматора (спостерігалось в окулярі). Після чого можна буде виконати точне юстування.

1. Точне юстування на паралельність елементів резонатора лазера.

Якщо грубе юстування виконане правильно, то у полі коліматора буде спостерігатися хрест (з квадратом у центрі), що відповідає променю, відбитому від юстуючого об'єкту. Завдання полягає в тому, щоб сумістити хрести від всіх поверхонь, які необхідно виставити паралельно одна одній. В нашому випадку це - два дзеркала й торці неодимового стержня. В якості опорної точки, на яку "нанизуються" всі хрести, служить перехрестя окуляра (чорний хрест). Юстування виконується в наступному порядку:

а) на лаві залишається одне заднє ("глухе") дзеркало; виконується грубе, а потім і точне юстування, отже відбитий хрест суміщається з перехрестям окуляра;

б) установлюється лазерна головка і шляхом її повороту юстуються торці неодимового стержня. При цій операції слід мати на увазі наступні два важливі моменти. Перше: якщо при юстуванні пройшлося повернути лазерну головку на значні кути, то стержень повинен відхилитися від променя коліматора. Тому після юстування стержня треба надіти кришку з отвором на коліматор, включити освітлювач і провести (якщо необхідно) зміщення головки, щоб знову

сумістити стержень з променем. Після цього під'юстувати стержень і т. д. Указану процедуру треба виконувати обов'язково і якомога більш ретельно, бо в протилежному випадку промінь лазера може не влучити в апертуру елементів оптичної схеми (лінзи, кристалу, коліматора), що виставляються по променю коліматора. Друге: після юстування неодимового стержня перевірити, чи не змістилося відбивання від глухого дзеркала (хрест від заднього дзеркала через неодимовий стержень видно, як правило, слабо; він пофарбований у червоний колір), що має місце за наявності у неодимового стержня клину між торцями. В випадку зміщення додатково під'юстувати заднє (глухе) дзеркало.

## ВИМІРЮВАННЯ ЕНЕРГІЇ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЛАЗЕРА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ПОРОГУ ГЕНЕРАЦІЇ

В даному завданні вимірюється залежність потужності випромінювання лазера від рівня накачки, тобто від енергії, випроміненої лампами-спалахами, і визначається поріг генерації - енергія накачки, при якій генерація виникає.

Енергія вимірюється ИМО-2Н. Вимірювальна головка встановлюється так, щоб промінь лазера влучав у центр вхідного отвору. Оскільки промінь лазера повинен іти по променю коліматора, то установка вимірювальної головки ИМО-2Н проводиться по променю коліматора.

Рекомендується наступний порядок виконання цього завдання:

1. Включити блок живлення та підпалу лазера.
2. Виміри слід починати з найбільшої енергії накачки, яка відповідає в нашій установці величині  $U$ , рівній  $U_{\max}=3$  кВ. Якщо при цій напрузі генерація буде відсутня, то це означає, що або лазер з'юстований погано, або вимірювальна головка ИМО-2Н не виставлена по променю лазера.

Показником доброго юстування служить енергія  $W > 0,5$  Дж при  $U=3$  кВ. Енергія випромінювання  $W$  вимірюється при  $U=3$  кВ; 2,8 кВ; 2,6 кВ і т. д. через 0,2 кВ до зриву генерації.

По результатах вимірів будується графік  $W=f(W_H)$ .

**Примітка:** В цьому завданні і в усіх інших після лазера повинен бути встановлений фільтр марки ІКС (див. опис набору кольорового скла),



що пропускає випромінювання лазера 1,06 мкм і "відрізує" видиму область спектру.

## ЗНАХОДЖЕННЯ НАПРЯМКУ СИНХРОНІЗМУ (ВІЗУАЛЬНО)

### У КРИСТАЛІ КДР

Спостерігаючи в коліматорі відбивання від граней кристалу, встановити кристал так, щоб одне з відбивань (кристал, звичайно, має клиноподібність) співпадало з хрестом коліматора. Зафіксувати відрахунок поворотного барабана в цьому положенні. Для знаходження напрямку синхронізму слід послідовно виконати цілий ряд операцій.

1). Після кристалу КДР (тобто між кристалом і коліматором, але якомога ближче до кристала) встановити збиральну лінзу, в фокальній площині якої розташувати екран (фокусна відстань цієї лінзи вказана на тримачі, в якому вона розміщена). До екрану прикріпити засвічений фотопапір (емульсією до лазера). Провести спалах лазера і відмітити положення опіку на фотопапері,

2). Встановити розсіювальну лінзу - 2,0 Д перед кристалом КДР. Розсіювальна лінза - 2,0 Д збільшує розбіжність випромінювання лазера, що прискорює знаходження напрямку синхронної генерації другої гармоніки. Щоб знайти цей напрям в кристалі КДР, необхідно повертати кристал від спалаху до спалаху на кут, менший розбіжності лазера ( $\alpha_{\text{лаз}} \approx 10'$ ). У випадку використання лінзи розбіжність променя після неї рівна  $\alpha = d/f$  радіан, де  $d$  - діаметр лазерного пучка ( $d=5-7$  мм),  $f$  - фокусна відстань лінзи, що в метрах рівна  $f = \frac{1}{D}$ ; кристал КДР вирізаний так, що відхилення напрямку синхронізму від нормалі до торця кристалу може досягати декількох градусів.

Для того щоб використати весь конус променів, лінзу слід розташувати якомога ближче до кристалу. Для цього лінза закріплена на кронштейні, що дозволяє наблизити її впритул до отвору у кришці, під який розміщується кристал.

3). Після кристалу встановити фільтр марки СЗС або ЗС (див. набір кольорового скла), що пропускає випромінювання гармоніки ( $\lambda=0,53$  мкм) і "що відрізає" випромінювання лазера ( $\lambda=1,06$  мкм).

4). Повертаючи кристал кроками, рівними половині кута при вершині конуса після розсіюючої лінзи, знайти таке положення, при

якому на екрані з'явиться вертикальна зелена смуга (випромінювання гармоніки).

5). Заміряти відстань від смуги до опіку, залишеного лазерним променем (див. П. 2.). Поділимо цю відстань на фокусну відстань збірної лінзи, отримаємо кут (у радіанах), на який треба повернути кристал, щоб смуга пройшла через пік. Повернути кристал і переконатися, що бажане досягнуте. Це буде означати, що напрям синхронізму виставлений по променю лазера, і генерація гармоніки буде мати місце без розсіюючої лінзи. Під час спалаху ні в якому випадку не дивитися на фотопапір. **Увага! Це небезпечно для зору.**

6). Зняти розсіюючу лінзу і тонкою підстройкою кристалу (кроками порядку 1-3' знайти генерацію в колімованому пучку лазера. Зафіксувати положення кристалу, відповідне максимуму генерації гармоніки і її зникненню в обох напрямках від максимуму.

Основним результатом цього завдання є визначення кута  $\Delta\theta$ , на який відхилено напрям синхронізму від нормалі до торця кристалу. При цьому необхідно вказати, в який бік має місце це відхилення - пояснити малюнком.

## 5. ЗАВДАННЯ ТА ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

1. Освоїти методику юстування оптичної системи експериментальної установки.

2. Виміряти енергію випромінювання лазера та визначити поріг генерації.

3. Освоїти методику знаходження синхронізму у кристалі КДР.

1. З'юстувати на паралельність всі оптичні елементи експериментальної установки.

2. Добитися оптимального режиму генерації неодимового лазера та генерації 2-ї гармоніки

3. Виміряти енергію випромінювання лазера і визначити поріг генерації.

4. Виміряти енергію випромінювання 2-ї гармоніки лазера та знайти коефіцієнт перетворення випромінювання неодимового лазера в другу гармоніку.

5. Знайти напрямок синхронізму (візуально) в кристалі КДР.

6. Зареєструвати кутову структуру другої гармоніки на фотоплівку.

7. Зробити висновки про розбіжність лазерного променя, про "смугасту" структуру випромінювання другої гармоніки та про структуру випромінювання другої гармоніки, що одержується в результаті двохмірної взаємодії (експеримент з фокусуючою лінзою).

8. Оцінити точність всіх вимірів.

## **6. Контрольні запитання.**

1. Коли спостерігається максимальна перекачка енергії від основної хвилі  $\omega$  до гармонік  $2\omega$ ?
2. Яка будова генератора другої оптичної гармоніки?
3. Як знайти напрямок синхронізму у кристалі КДР?
4. Як досліджується кутова структура другої гармоніки?
5. По якому закону змінюється інтенсивність другої гармоніки від розстройки?

## **ЛІТЕРАТУРА**

1. Н.В. Карлов. Лекции по квантовой электронике. - М.: Наука, 1988.-336 с.
2. И.И. Кондиленко, П.А. Коротков, А.И. Хижняк. Физика лазеров. - К. : Вища школа, 1984.- 232 с.
3. Ю. В. Байбородин. Основы лазерной техники. -К. : Вища школа, 1988. - 383 с.
4. О.М. Малінін, М.М. Повч, Л.Л., Шимон Квантова електроніка. Лабораторний практикум. Навчальний посібник. Ужгород. УжНУ. 2007. 196 с.

## Лабораторна робота - 6.

### ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗБІЖНОСТІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

**1. ДЛЯ РОБОТИ ПОТРІБНІ:** лазер, оптична лава, два білі екрани.

**2. МЕТА РОБОТИ:** 1) Ознайомити студентів з фізичними причинами, що призводять до розбіжності лазерного випромінювання; 2) Дослідити розбіжності лазерного випромінювання і виміряти ступінь його розбіжності.

### **3. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ ПРОГРАМИ, ЗНАННЯ ЯКИХ НЕОБХІДНІ ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ:**

- а) фізичні причини розходження лазерного випромінювання.
- б) геометричні причини розходження лазерного пучка як межа мінімально можливого кута розходження.

### **4. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ І ОПИС СТЕНДУ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗБІЖНОСТІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ**

Довільний лазер містить: а) активне середовище; б) систему формування активного середовища і створення інверсної заселеності відповідного робочого середовища; в) відкритий оптичний резонатор, який складається з двох дзеркал, одне з яких називають «глухим», з коефіцієнтом відбивання  $\approx 0,998$ , а друге на 1-2% меншим.

Активне середовище акумулює енергію на верхніх рівнях з великими часами життя. Появляється можливість отримувати вимушене випромінювання. Вимушене випромінювання забезпечує когерентність променя, а резонатор формує просторові і, в деякій мірі, спектральні властивості променя, наприклад, поздовжні моди.

В оптичному діапазоні використовують резонатори з розмірами, набагато більшими від довжин хвиль фотонів. Ці резонатори називають відкритими, оскільки складаються вони з двох паралельних дзеркал, розміщених на віддалі  $F$ , набагато більшій від довжини хвилі.

Розбіжність лазерного випромінювання є особливо важливою характеристикою оптичного резонатора. Значний внесок в утворення розбіжності дають дифракційні втрати, оскільки вони задають кут розходження лазерного випромінювання, меншого від якого не можна реалізувати.

В залежності від форми поверхні фронту світлової хвилі ( плоска або сферична) внесок в дифракційну розбіжність пучка може різнитися. Один з основних випадків представляє плоский фронт хвилі, отриманий на круглій апертурі, що різко обмежує пучок. При дифракції хвилі з плоским фронтом на малому круглому отворі на екрані лазерний пучок створює картину у вигляді круглої плями, обмеженої тонким світлим кільцем. Центральна пляма в такій картині називається диском «Ейрі». Кут розбіжності лазерного випромінювання визначають як плоский або тілесний кут, під яким з центра оправы видно перше темне кільце на дифракційній картині Ейрі. Величина кута дифракції задається наступною формулою:

$$\theta_{\text{дифр}} = 2,44 \frac{\lambda}{D} \quad (6.1)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі в пучку,  $D$  – діаметр отвору оправы.

В межах цього кута поширюється 0,84 повної енергії лазерного випромінювання.

Другим важливим випадком дифракційної розбіжності лазерних пучків є випадок плоского хвильового фронту з розподілом інтенсивності за Гаусом, де кут дифракційної розбіжності задається виразом:

$$\theta_{\text{дифр}} = 1,27 \frac{\lambda}{D} \quad (6.2)$$

При теоретичній наявності ідеальних дзеркал і ідеального активного середовища, дифракційну розбіжність не можна усунути в принципі. Розрахунки показують, що після порядку 300 відбиттів електромагнітної хвилі від поверхні дзеркал, встановлюється стаціонарний розподіл поля, при цьому амплітуда хвилі зменшується до краю дзеркала.

На практиці кут розходження суттєво більший від дифракційного. Причина в тому, що насправді плоский або сферичний хвильовий фронт має значні нерівності. Ця складова розбіжності значно перевищує дифракційну, і називається «фізичною». Фізична і дифракційна розбіжності принципово обмежують можливості фокусувати пучки в якомога менший переріз, тобто концентрувати енергію в малому об'ємі. Слід відмітити, що для лазерних пучків Гауса кут розбіжності приблизно в два рази менший, ніж при різко обмежуючій апертурі і

плоскому фронті. Тому, враховуючи, що розбіжність кута на поперечних модах і неоднорідностях активного середовища значно перевищують дифракційні втрати, на практиці кут розходження лазерного пучка вимірюють експериментально, по схемі, зображеній на рис.6.1.

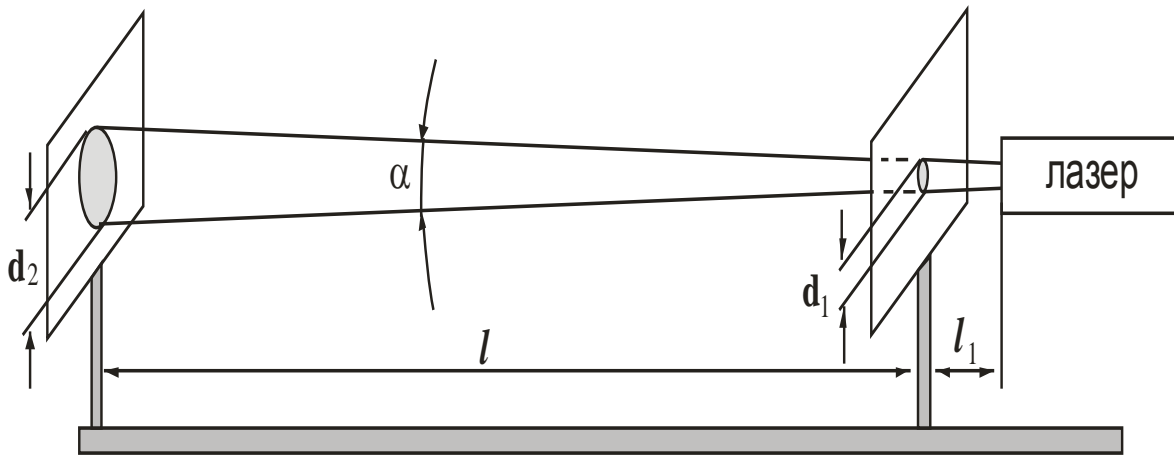


Рис.6.1 Схема вимірювання розбіжності лазерного випромінювання

### 5. ЗАВДАННЯ ТА ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

Для вимірювання кута розбіжності потрібно:

- 1) Досліджуваний лазер закріпити на оптичній лаві. Направити промінь на білий екран, розміщений на невеликій віддалі  $l_1$  від лазера, рис.1. Виміряти діаметр  $d_1$  світлової плями на екрані від променя.
- 2) Пересунути екран на віддаль  $l$  від попереднього його положення, – наскільки дозволяє оптична лава. Виміряти діаметр  $d_2$  плями при новому положенні екрану. Дані занести в таблицю.
- 3) Вирахувати значення  $\alpha$  по формулі (6.2). Дані занести в таблицю.

Із рис. 6.2 випливає, що

$$\frac{d_2 - d_1}{2} : l = \operatorname{tg}(\theta/2) \quad (6.3)$$

$$\theta/2 = \operatorname{arc\,tg} \left( \frac{d_2 - d_1}{2l} \right) \quad (6.4)$$

звідки одержимо:

$$\theta = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{d_2 - d_1}{2l} \right) \quad (6.5)$$

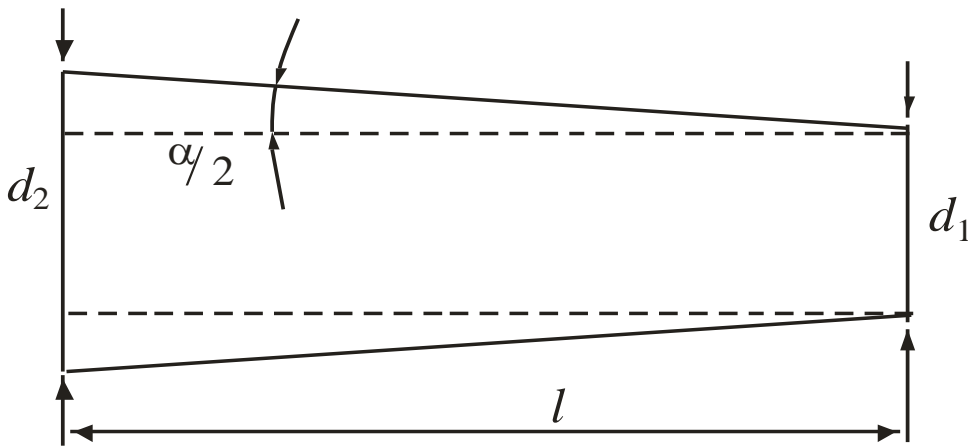


Рис.6.2 До визначення кута розбіжності лазерного променя.

Вимірявши в досліді величини  $d_1$ ,  $d_2$  і  $l$ , по формулі (5) можна знайти величину розбіжності лазерного променя в градусах.

## 6. Контрольні запитання.

1. Вивести робочу формулу. Для чого треба знати величину кута розбіжності лазерного променя?
- 2) Чим обумовлена розбіжність лазерного променя?
- 3) Яке значення має величина  $l$  для точності вимірювання кута розбіжності лазерного променя?
- 4) Що таке фізична розбіжність лазерного пучка, що є причиною появи фізичної розбіжності?
- 5) Назвіть основні елементи, необхідні для створення лазера і отримання когерентного випромінювання.
6. Що таке закритий і відкритий резонатори?
7. Що таке поздовжня і поперечна моди лазерного пучка? Що є фізичною причиною їх появи?

## 7. ЛІТЕРАТУРА

1. Карлов Н.В. Лекции по кв. электронике. М. Н. 1988 г.
2. [www.lamet.ru/distributionmeasurement](http://www.lamet.ru/distributionmeasurement).
3. Савельев И.В. Курс общей физики, т.2.- М.: Наука, 1982.
4. Мухин В.К. Дифракция Френеля на круглом отверстии. Ярославский государственный педагогический университет им. К.Д.Ушинского, 2013.

## Лабораторна робота - 7

### ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ

**1. ДЛЯ РОБОТИ ПОТРІБНІ:** прохідна дифракційна ґратка, відбиваюча (дзеркальна) дифракційна ґратка, лазер на напівпровідникових наноструктурах з максимумами генерації при довжинах хвиль 430-450; 510-530 нм і середньою потужністю 03-05 Вт, два білі екрани для спостереження дифракційних максимумів.

**2. МЕТА РОБОТИ:** освоєння методики вимірювання довжини хвилі лазерного випромінювання за допомогою дифракційної ґратки.

#### **3. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ, ЗНАННЯ ЯКИХ НЕОБХІДНІ ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ:**

1. Дифракція сферичних і плоских хвиль.
2. Дифракція на одній та на двох щілинах.
3. Дифракційна ґратка, її основні характеристики та застосування.

#### **4. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС УСТАНОВКИ:**

В основі роботи дифракційної ґратки лежить фізика дифракції фотонів на щілині, оскільки дифракційна ґратка є набором вузьких щілин, де проміжок між щілинами співрозмірний з шириною щілин. Ґратки поділяються на прохідні і відбиваючі. В прохідних світло проходить крізь щілини, дифрагує і реєструється з протилежної сторони ґратки у вигляді спектра. У відбиваючих ґратках світло дифрагує, відбивається як від дзеркала, після чого реєструється у вигляді спектра.

Якщо на прохідну дифракційну ґратку направити паралельний пучок фотонів, то після проходження щілин вони будуть відхилятися під певними кутами по закону:

$$d \sin \varphi_k = k \lambda \quad (7.1)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі фотонів,  $d$  – постійна ґратки, дорівнює сумі ширини щілини і проміжку між щілинами,  $\varphi_k$  – кут дифракції,  $k$  – порядок спектру,  $k=0, \pm 1, \pm 2 \dots$



На рис.7.1 показано, як утворюється спектр при проходженні фотонами прохідної ґратки. Для спрощення показано утворення нульового максимуму ( $k=0$ ), першого лівого максимуму, що утворюється при відхиленні фотонів на кут  $\varphi_1$  ( $k = -1$ ) і другого лівого, що утворюється під кутом  $\varphi_2$  ( $k=-2$ ). Такий результат отримується тому, що лінза  $L$  збирає всі фотони з даним кутом дифракції в одній точці на фокальній площині. Якщо потік фотонів немонахроматичний, у фокальній площині спостерігається емісійний спектр джерела світла.

На практиці прохідні дифракційні ґратки застосовуються дуже рідко, переважно в учбовому процесі. В сучасних спектральних приладах використовують відбивні ґратки – як плоскі, так і ввігнуті.

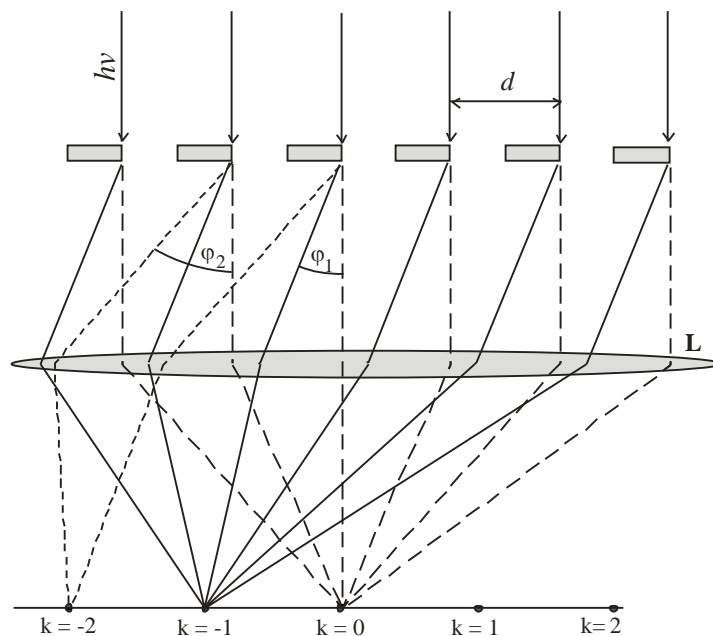


Рис.7.1 Дифракція світла на щілинах прохідної ґратки

В цій лабораторній роботі для визначення довжини хвилі лазерного випромінювання застосовується плоска відбиваюча ґратка з 600 *штрихів/мм*, а також прохідна ґратка. Для спостереження спектру (тобто положення головних дифракційних максимумів, оскільки ми використовуємо лазер в ролі джерела світла), в екрані 4 зроблено отвір  $O$ , через який промінь лазера потрапляє в центр ґратки, рис.7.2. Розкладене в спектр випромінювання лазера спостерігається в вигляді кількох максимумів першого і другого порядків на екрані 4.

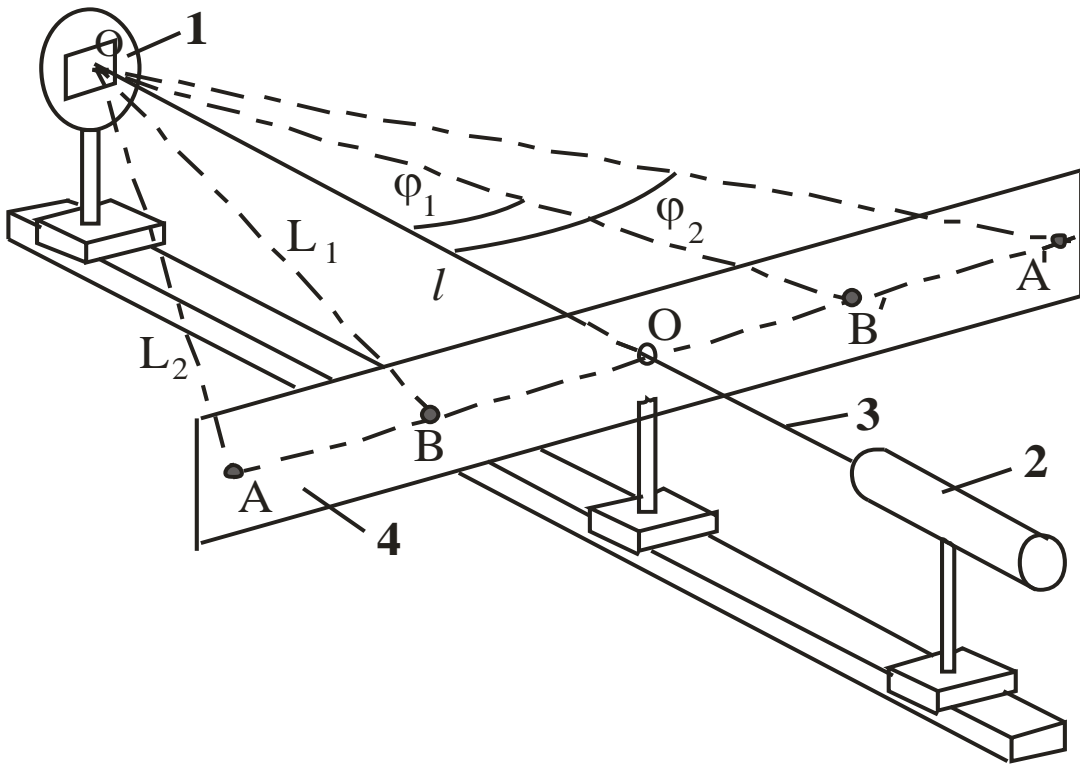


Рис.7.2. Схема експериментального стенду на основі відбиваючої ґратки:  
 1 – дифракційна ґратка, 2 – лазер, 3 – лазерний промінь, 4 – екран,  $l$  – віддаль від ґратки до екрану,  $L$  – віддаль від ґратки до дифракційного максимуму,  $h_1 = OB$ ,  $h_2 = OA$  – віддалі від нульового максимуму до  $k$ -го.

Очевидно, що в даному випадку спектр джерела світла представлений всього однією лінією. Якби в ролі джерела застосовувалася лампочка розжарення, то на екрані ми би спостерігали спектр у вигляді райдуги (так званий спектр сірого тіла, по формі близький до спектру абсолютно чорного тіла, наприклад від Сонця), а від неонові лампочки (газовий розряд низького тиску) спектр мав би вигляд ряду яскравих ліній атома неону, переважно червоного кольору.

Як впливає з рисунка,

$$L_k^2 = l^2 + h_k^2 \quad (7.2)$$

де  $h_k = OB, OA, OB', OA'$  і т.д., звідси

$$L_k = \sqrt{l^2 + h_k^2} \quad (7.3)$$

Враховуючи, що

$$h_k/L_k = \sin \varphi_k \quad (7.4)$$

отримуємо:

$$\sin \varphi_k = \frac{h_k}{\sqrt{l^2 + h_k^2}} \quad (7.5)$$

Підставимо це значення в (1)

$$d \frac{h_k}{\sqrt{l^2 + h_k^2}} = k \lambda \quad (7.6)$$

звідси

$$\lambda = \frac{d h_k}{k \sqrt{l^2 + h_k^2}} \quad (7.7)$$

Якщо світло падає на ґратку під кутом  $\alpha$ , то

$$d (\sin \varphi + \sin \alpha) = k \lambda \quad (7.8)$$

*Характеристики дифракційної ґратки:*

Однією з характеристик дифракційної ґратки є кутова дисперсія. Припустимо, що максимум якого-небудь порядку спостерігається під кутом  $\varphi$  при довжині хвилі  $\lambda$  і під кутом  $\varphi + \Delta\varphi$  для довжини хвилі  $\lambda + \Delta\lambda$ . Кутовою дисперсією ґратки називають відношення

$$D = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} \quad (9)$$

Вираз для  $D$  можна отримати, якщо продиференціювати формулу дифракційної ґратки:

$$D = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi} \quad (7.10)$$

Як бачимо, кутова дисперсія  $D$  збільшується при зменшенні періоду ґратки  $d$  і при збільшенні порядку спектру  $k$ .

Інша важлива характеристика дифракційної ґратки – роздільна здатність. Вона визначає можливість роздільного спостереження двох близьких спектральних ліній.

Хороші ґратки потребують дуже високої точності виготовлення. Якщо хоча би один із штрихів виготовлений з помилкою, то в спектрі появляються додаткові лінії низької інтенсивності (так звані «духи»). Для відбивної ґратки умова головних максимумів записують у вигляді

$$d(\sin \varphi - \sin \theta) = m \lambda \quad (m=1), \dots \quad (7.11)$$

## 5. ЗАВДАННЯ І ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

*1. Визначення довжини хвилі за допомогою дзеркальної дифракційної ґратки.*

1) Зібрати на оптичній лаві установку по схемі рис.7.2. Включити лазер, направити його промінь крізь отвір в екрані на центр О дифракційної ґратки так, щоб відбитий нульовий максимум співпав з падаючим променем. Встановити вертикальність штрихів ґратки. Для цього гвинтами на оправі ґратки добитись такого положення, щоб дифракційні максимуми розміщувалися по прямій АА’.

2) Виміряти віддаль  $l$  = від екрана до дифракційної ґратки. Дані занести в таблицю.

3) Три рази виміряти віддаль  $h_1=BB'/2$ , результат занести в таблицю.

4) Три рази виміряти віддаль  $h_2=AA'/2$ , результат занести в таблицю.

5) По формулі (2) вирахувати значення  $\lambda$  для першого і другого порядку. Порівняти результати.

б) За виразом

$$\varphi_k = \arcsin \left( \frac{h_k}{\sqrt{l^2 + h_k^2}} \right) \quad (7.12)$$

розрахувати кути дифракції для обох порядків, результат занести в таблицю.

*2. Визначення довжини хвилі лазерного випромінювання за допомогою прохідної дифракційної ґратки.*

Хід променів лазерного пучка через прохідну ґратку показаний на рисунку 7.1. Математично хід променів в прохідній і відбиваючій (дзеркальній) ґратках описується однаково. З іншого боку, ґратка, виконана на прозорому матеріалі має свої особливості. Внаслідок різниці в коефіцієнтах заломлення, прохідна ґратка (якщо вона не виконана у вигляді набору дротинок), досить значну частину фотонів все-таки відбиває. В зв'язку з цим дослідження роботи прохідної ґратки представляє інтерес в учбовому плані. Якщо на таку ґратку направити інтенсивний промінь лазера, головні дифракційні максимуми можна спостерігати як в прохідному, так і у відбитому варіантах, рис. 7.3.

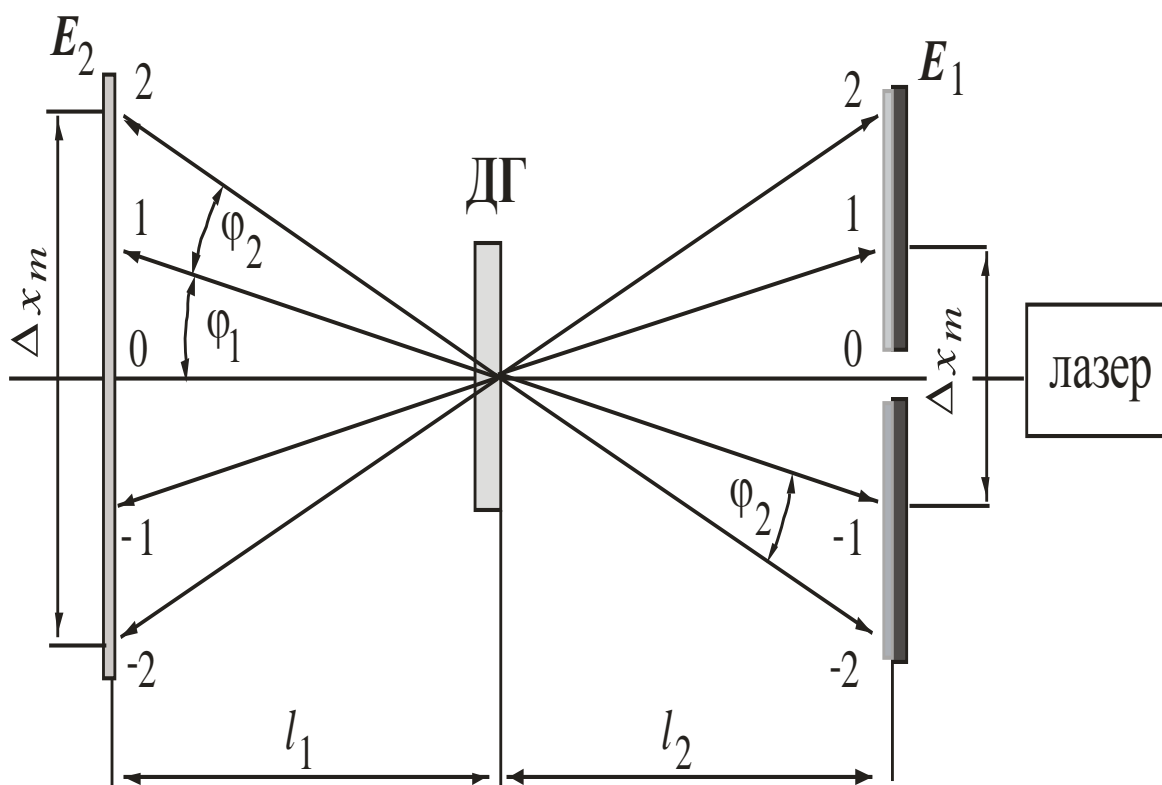


Рис.7.3 Дифракція лазерного пучка на прохідній дифракційній ґратці, при якій частина падаючого світла відбивається в напрямку екрана  $E_1$ .

По ходу виконання роботи треба промінь лазера направити через отвір в екрані  $E_1$  на дифракційну ґратку. В результаті на екранах  $E_1$  і  $E_2$  будуть спостерігатися дифракційні картини. За допомогою рулетки виміряти величини  $\Delta x_m$  для першого і другого порядків як у

прохідному, так і у відбитому варіанті дифракції, а також величини  $l_1$  і  $l_2$ . За допомогою формули

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta x_m}{2l} \quad (7.13)$$

знайти кути дифракції для різних головних максимумів. Переконайтеся, що відповідні кути дифракції для відбитого і прохідного варіантів співпадають. При відомій постійній ґратки  $d$ , визначити довжину хвилі випромінювання лазерного пучка

$$d \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (7.14)$$

$E_1$  – екран з отвором для проходження лазерного пучка, на якому спостерігається дифракційна картина віддзеркалених фотонів.  $E_2$  – екран для спостереження дифракції в прохідного променя. Цифрами позначені перші і другі порядки головних дифракційних максимумів, як лівого, так і правого порядків.

Результати вимірів і підрахунків занести в таблиці. Розрахунки виконати для визначення постійної ґратки  $d$ , вважаючи, що довжина хвилі лазерного пучка становить 632,8 нм.

Зробити відповідні висновки про точність проведених вимірів, знайти кількість штрихів на заштрихованій частині ґратки. Порівняти результати для випадку прохідного і відбитого спектрів однієї і тої ж самої ґратки.

## 6. Контрольні запитання

- 1) Як встановлюється вертикальність штрихів ґратки?
- 2) В яких одиницях вимірюють довжини хвиль фотонів? Співвідношення між одиницями Ангстрем і нанометр.
- 3) Як точність вимірювання довжини хвилі залежить від величини  $l$ ?
- 4) Для чого призначена ділильна машина?
- 5) Що таке оригінал, репліка і копія дифракційної ґратки?
- 6) Чому на практиці застосовують переважно відбиваючі дифракційні ґратки?
- 7) Для чого на заштриховану частину ґратки наносять дзеркальне покриття?
- 8) В яких випадках застосовують сферичні дифракційні ґратки?
- 9) Намалювати дифракційний спектр білого світла.

10. Що називають роздільною здатністю дифракційної ґратки і від чого вона залежить?
11. Чому спектр нульового порядку білий (при освітленні щілини білим світлом)?
12. Що називають сталою (періодом) дифракційної ґратки?

## ЛІТЕРАТУРА

1. Ладсберг Г.С. Оптика. М. «Наука», 1975 г.
2. Трофимова, Т.И. Курс физики: учебное пособие. – Москва: Высшая школа, 2004. – 544с. - §§179, 180.
3. Сивухин, Д.В. Общий курс физики: учебное пособие. – Москва: Физматлит, 2006. – 792с. - Т.IV. Оп-тика. §§44, 46.
4. Володина Л.А., Серебряков С.Г. Лабораторные работы, № 254. Волновая оптика, - М.; РГУ нефти и газа; 1999. - 19 с.

## Лабораторна робота - 8

### ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

**1. ДЛЯ РОБОТИ ПОТРІБНІ:** оптична лава, гелій-неоновий і напівпровідниковий лазер, що генерують в червоній області спектру, поляризатор з високим ступенем поляризації, приймач світла з системою індикації величини сигналу.

**2. МЕТА РОБОТИ:** а) Перевірити закон Малюса експериментально. б) Дослідити графічну залежність інтенсивності променя від кута між площиною аналізатора і площиною поляризації лазерного випромінювання He-Ne і напівпровідникового лазерів.

### **3. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ ПРОГРАМИ, ЗНАННЯ ЯКИХ НЕОБХІДНІ ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ.**

1. Явище поляризації світла. Відмінність поляризованого світла від неполяризованого. Повне внутрішнє відбивання. Кут Брюстера.
2. Лінійна поляризація, еліптична поляризація, кругова поляризація. Закон Малюса. Поняття екстинкції.
3. Матеріали, які мають властивість поляризації світла. Застосування поляризованих елементів в лазерній техніці.

### **4. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС СТЕНДУ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.**

Більшість фотонів у природі породжуються збудженими атомами, іонами, молекулами, атомними і молекулярними іонами, кластерами. Такі фотони завжди лінійно поляризовані, але макроскопічні джерела світла складаються із величезної кількості атомів і молекул, при цьому кожна квантова система випромінює фотони з довільною орієнтацією поляризації. В підсумку промінь від природного джерела містить фотони з хаотично орієнтованими поляризованими фотонами. Такі промені називають неполяризованими, або ж променями природного світла.

В багатьох випадках, хоча і не завжди, промінь лазера є поляризованим. Як правило, це лінійна поляризація, тобто вектор електричної компоненти електромагнітної хвилі коливається тільки в одній площині, перпендикулярно до осі променя. Промені з такою



властивістю мають застосування в ряді випадків, наприклад, в інтерферометрії, голографії, в напівпровідникових оптичних підсилювачах, особливо в оптичних модуляторах.

Поляризація лазерних променів не буває стопроцентною. Для характеристики ступеня поляризації вводиться поняття екстинкції і коефіцієнта екстинкції – відношення інтенсивності випромінювання в напрямку максимальної поляризації до інтенсивності в перпендикулярному напрямку. Коефіцієнт екстинкції визначають шляхом вимірювання інтенсивності випромінювання після проходження його через поляризатор при орієнтації поляризатора на максимум і мінімум. Відзначимо, що поляризатор також характеризується своїм коефіцієнтом екстинкції.

На початку ХІХ століття при дослідженнях властивостей світла спочатку допускали, що світло представляє собою поздовжні хвилі, які поширюються в гіпотетичному середовищі – ефірі. На той час питання поздовжності/поперечності світлових хвиль вважалося другорядним, а гіпотеза поперечності хвиль вважалася неправдоподібною. У випадку виявлення поперечності електро-магнітних хвиль треба було допускати, що світлоносний ефір має властивості твердого тіла, а з механіки вже було відомо, що поперечні механічні хвилі не можуть поширюватися в газоподібному середовищі, або в рідинах.

Поступово накопичувалися експериментальні факти, які свідчили на користь поперечності електромагнітних хвиль. Ще з ХVІІ століття було відомо, що кристал ісландського шпату ( $\text{CaCO}_3$ ) роздвоює промені, які проходять крізь з нього – явище подвійного променезаломлення.

В 1809 році французький інженер Е. Малюс експериментально відкрив залежність величини світлового сигналу від величини кута  $\varphi$  між осями поляризації двох поляроїдів, через які пройшло світло, рис.8.1, а.

Відповідно до нових стандартів, площиною поляризації (ПП) називають площину, в якій коливається вектор величини  $E$  – напруженості електричної складової кванта світла. Нехай ПП – площина, в якій коливається вектор  $E$ , рис.8.1.

Якщо АА – площина пропускання аналізатора, то через аналізатор пройдуть коливання, амплітуда яких дорівнює

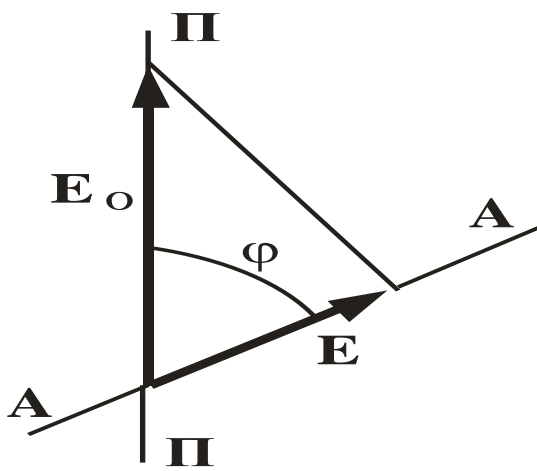
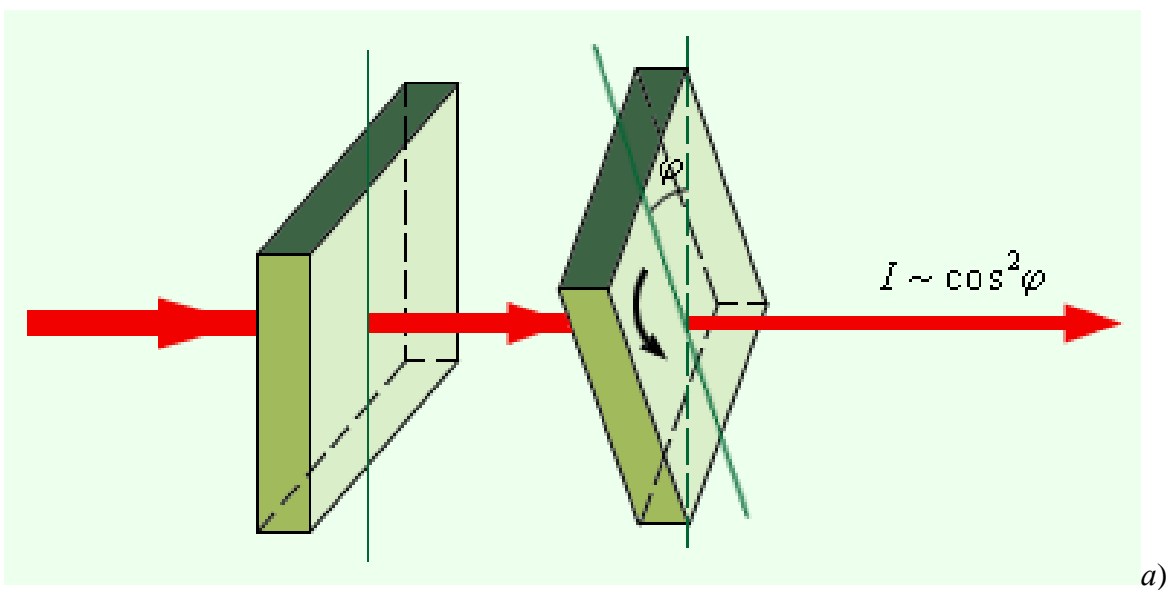
$$E = E_0 \cdot \cos\varphi \quad (8.1)$$

Сигнал на приймачі світла пропорційний інтенсивності світла, яка рівна квадрату напруженості,  $I \sim E^2$ , отже:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (8.2)$$

де  $I_0$  – інтенсивність світла, що падає на аналізатор,

$I$  – інтенсивність світла, що пройшла крізь аналізатор



б)

Рис.8.1. а – дослід Малюса; б) – вивід закону Малюса

Це і є закон Малюса, перевірку якого заплановано виконати в даній лабораторній роботі.

Ні подвійне променезаломлення, ні закон Малюса, не мають пояснення в рамках теорії поздовжніх хвиль. В поздовжній хвилі всі напрямки в площині, перпендикулярній напрямку поширення променя, рівноправні. В поперечній хвилі (наприклад в хвилі на поверхні води, в хвилі, що поширюється в гумовому джгуті) напрямок коливання і напрямок поширення хвилі не співпадають, не рівноправні.

В багатьох кристалах поглинання світла сильно залежить від напрямку електричного вектора світлової хвилі. Якщо на такий кристал (наприклад, турмалін) направити неполяризоване світло, то світло з однією орієнтацією проходить кристал майже стовідсотково (при відносно невеликій товщині кристалу), а світло з перпендикулярною орієнтацією до напрямку коливання, буде майже стовідсотково поглинатися. В результаті через кристал будуть лише світлові пучки однієї орієнтації. Це явище називається **дихроїзмом**, а самі елементи називають «поляроїдами».

Джерелом світла з високим ступенем поляризації вважається гелій-неоновий газорозрядний лазер, а випромінювання напівпровідникового лазера характеризується меншим ступенем поляризації. Отже, суть перевірки закону в нашій роботі заключається в тому, щоб виміряти інтенсивність пучка цих лазерів при різних значеннях кута  $\phi$  між площинами поляризації лазерного променя і аналізатора, після чого порівняти результати вимірів з теоретичними розрахунками.

Лазери типу гелій-неонового генерують промені з високим ступенем поляризації, оскільки розрядна трубка має на кінцях прозорі пластинки, приклеєні під кутом Брюстера. Кут Брюстера, це такий кут, при якому настає повне внутрішнє відбивання тої частини променя, в якій вектор напруженості електричної компоненти коливається в горизонтальній площині, рис.8.2. При цьому відбитий промінь виявляється повністю поляризованим, а заломлений – частково поляризованим рис.8.2. При цьому кут між променями 2 і 3 дорівнює 90 градусів. Якщо на поверхню розділу середовищ падає поздовжньо поляризована хвиля, відбитий промінь при куті Брюстера відсутній. Цей ефект називається «повне заломлення».

Приймачем світла може служити невеличка сонячна батарея, або фоторезистор. Залежно від того, що є приймачем світла, схема приймача має дещо різний вигляд. Якщо приймачем світла є

фоторезистор, його опір залежить від інтенсивності світла, яке падає на нього – чим більша інтенсивність, тим менший опір. В цьому випадку в електричне коло треба включити джерело електричної енергії (рис.8.3.a). Корисний сигнал знімається з шкали мікроамперметра. Особливістю цього варіанту є те, що фоторезистор швидко входить в стан насичення фотоструму, тобто за межі лінійності сигналу. Для контролю лінійності треба робити додаткові вимірювання, а величину струму обмежити послідовно підключеним змінним резистором.

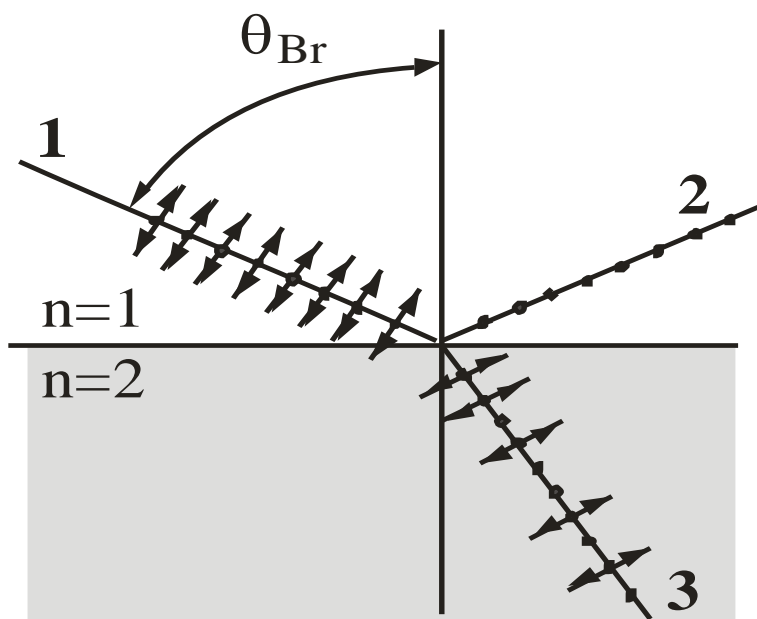


Рис.8.2. До визначення поняття кута Брюстера

Якщо приймачем світла служить сонячна батарея, то потреба в сторонньому джерелі електричної енергії відпадає, а величина струму так само регулюється резистором R (рис.8.3.б).

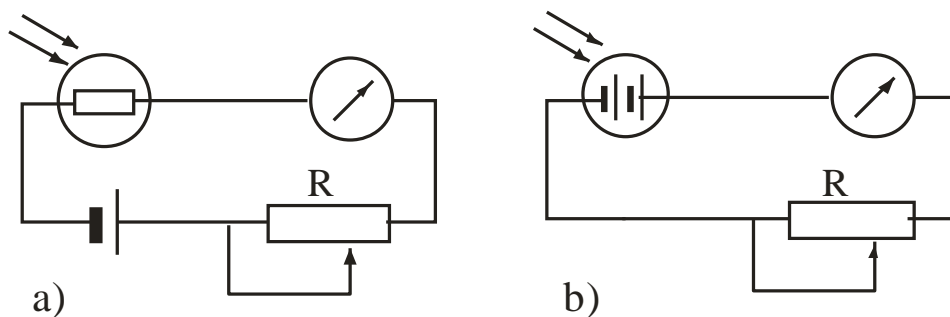


Рис. 8.3. Схеми приймачів світла

а – із застосуванням фоторезистора, б – із застосуванням сонячної батареї.

### 5. ЗАВДАННЯ ТА ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

Установка для дослідження поляризаційних властивостей лазерного променя складається з газового He-Ne лазера або напівпровідникового лазерів 1, аналізатора 2, приймача світла 3, рис.8.4. Всі вузли розміщені на одній оптичній лаві.

Суть лабораторної роботи заключається в перевірці закону (2). Поляризований промінь He-Ne -го лазера направляєтся на аналізатор 2, виготовленого з турмаліну. Величина сигналу з приймача 3 залежить від кута між площинами поляризації променя і аналізатора. Сигнал є максимальним, якщо цей кут дорівнює нулю. Для побудови діаграми в полярних координатах (величина сигналу – кут між площинами) треба встановити початок відліку на круговій ( $0^{\circ}$ - $360^{\circ}$ ) шкалі аналізатора. Якщо спробувати це виконати по куту при максимальному сигналі ( $\varphi=0$ ), то помилка встановлення нуля на шкалі буде максимальною, оскільки в такому випадку діаграма має плавний хід, відхилення стрілки слабо залежить від зміни кута.

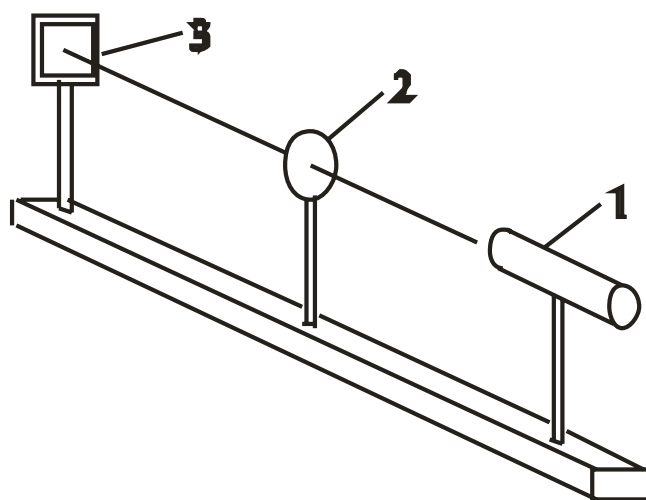


Рис.8.4. Схема установки для дослідження поляризаційних властивостей лазерного випромінювання: 1 – лазер, 2 – аналізатор, 3 – приймач випромінювання зі схемою індикації величини сигналу.

Для суттєвого підвищення точності вимірів треба площину аналізатора орієнтувати перпендикулярно площині поляризації променя. В такому

положенні сигнал є мінімальним, а в ідеальному випадку (коли промінь поляризований на 100%, поляризаційна здатність аналізатора дорівнює 100% а також відсутня паразитна засвітка від зовнішніх джерел) покази приладу взагалі повинні бути нульовими. Отже, знайшовши таке положення аналізатора, при якому сигнал приймача світла є мінімальним, треба поставити стрілку аналізатора напроти поділки  $90^\circ$ , і почати вимірювання сигналу з приймача через кожні  $10^\circ$ .

- 1) Зібрати установку, як показано на рисунку 8.4. Включити лазер, направити промінь на центр приймача випромінювання.
- 2) Максимально усунути паразитну підсвітку – виключити верхнє світло, затемнити вікна шторами, промінь від лазера до аналізатора і від аналізатора до приймача ізолювати трубками з чорного паперу.
- 3) Повертаючи аналізатор, знайти таке положення, при якому сигнал з приймача є мінімальним. Повернути лімб так, щоб він в цьому положенні показував  $\varphi=90^\circ$ . Записати покази інтенсивності з приймача, при цьому шкалу чутливості підібрати так, щоб система реєстрації працювала в межах лінійності.
- 4) Виміряти інтенсивність шумового сигналу  $I_{ш}$ . Для цього зняти покази приймача при перекритому промені лазера.
- 5) Повертати аналізатор з кроком  $10^\circ$ , записати покази приймача  $I_\varphi$ , в таблицю занести різницю між сигналами  $I_\varphi - I_{ш}$ .
- 6) Побудувати діаграму в полярних координатах, де на радіусах відкласти  $I_\varphi - I_{ш}$  при відповідних значеннях кута  $\varphi$ .
- 7) На цю ж систему координат нанести теоретичну криву  $I = I_0 \cos^2 \varphi$ , де  $I_0$  – максимальне значення  $I_\varphi - I_{ш}$ , тобто при  $\varphi=0$ .
- 8) Порівняти теоретичну і експериментальну криві. Зробити висновки. Для того, щоб коректно порівняти криві, їх треба привести до одного масштабу, і побудувати їх на одній системі координат. В даному випадку систему координат треба вибрати полярну – віддаль  $r$  від центру координат і кут  $\varphi$  від нуля до  $360$  градусів. Через кожні  $10$  градусів нанести лінію радіус-вектора. Що стосується теоретичної кривої, то зручно вибрати  $I_0=100$  одиниць інтенсивності, нормувати результати на  $100$  одиниць, тобто в таблицю занести розрахунки для

$$I = I_0 \cos^2 \varphi = 100 \cos^2 \varphi \quad (8.3),$$

третій рядок в таблиці.

Експериментальні результати також треба нормувати на 100 в максимумі, тобто при  $0^\circ$ . Для цього треба користуватися пропорцією:

$I_{\text{експ. при } 0^\circ} - 100 \text{ одиниць шкали,}$

$I_{\text{експ}} - x \text{ одиниць шкали.} \quad (8.4)$

Звідси:

$$x = \frac{I_{\text{експ}} * 100}{I_{\text{експ. при } 0}} \quad (8.5)$$

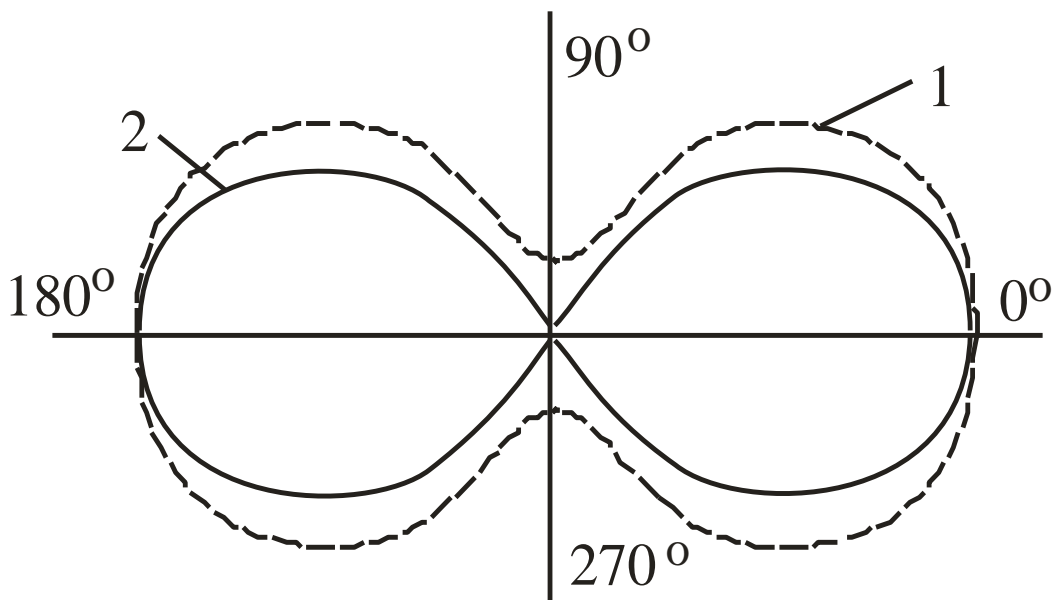


Рис.8.5. Перевірка закону Малюса : 1 – експериментальна крива, 2 – теоретична крива.

Результати (8.5) занести в другий рядок таблиці. Як уже було сказано, перш ніж дані вставляти в (8.5), від експериментальних даних  $I_{\text{експ}}$  треба відняти сигнал шуму  $I_{\text{ш}}$ .

Орієнтовні графіки залежності інтенсивності від кута  $\varphi$  (експериментальний і теоретичний), представлені на рис.8.5.

## 6. Контрольні запитання.

- 1) Пояснити причину відмінності експериментальної кривої від теоретичної.
- 2) Які промені називають поляризованими?
- 3) Який вектор коливається в площині поляризації?
- 4) Які знаєте способи отримання плоскополяризованого світла?
- 5) Як утворюються електромагнітні хвилі з круговою і еліптичною поляризацією?
- 6) Що таке «кут Брюстера»?
- 7) Чому є не бажаним встановлювати положення нуля шкали аналізатора при максимальному сигналі з приймача світла?
- 8) Для чого треба експериментальну і теоретичну діаграми нормувати на максимум?
- 9) Як на діаграмах проявиться факт, що промінь лазера не є поляризованим на 100%?
- 10) Як на діаграмах проявиться факт, що аналізатор не дає 100% поляризації?
- 11) Як на діаграмах проявиться факт наявності зовнішньої підсвітки?

## ЛІТЕРАТУРА

1. [www.laser-portal.ru/content\\_744](http://www.laser-portal.ru/content_744)
2. Мухин В.К., Жусь Г.В. Лабораторные работы по физике. Ярославль, 2013.
3. Ландсберг Г.С. Оптика. М.Наука, - 1976.
4. Савельев И.В. Курс Общей физики. М. Наука, 1971. т.3.



## Лабораторна робота - 9.

### ДОСЛІДЖЕННЯ ЕМІСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ТОЧКОВОЇ УФ-ЛАМПИ НА ПАРАХ МІДІ

**1. ДЛЯ РОБОТИ ПОТРІБНІ.** Високовольтний генератор імпульсу, розрядна камера, система електродів, монохроматор МДР-2, фотопомножувач ФЭУ-106, підсилювач постійного струму У1-2, самописець КСП-4.

**2. МЕТА РОБОТИ.** Ознайомити студентів з основним станом досліджень та застосуваннями перенапруженого наносекундного повітрі атмосферного тиску між електродами з міді і халькопіриту ( $\text{CuInSe}_2$ ); ознайомити з основами методики і технікою досліджень оптичних характеристик імпульсно-періодичних ультрафіолетових (бактерицидних) ламп.

### **3. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ ПРОГРАМИ, ЗНАННЯ ЯКИХ НЕОБХІДНІ ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ.**

- 1). Методи накачування точкових газорозрядних ламп на парах перехідних металів.
- 2). Характеристики точкових ламп на парах міді з накачуванням біполярним наносекундним розрядом.
- 3). Методи вимірювання енергетичних і спектральних характеристики точкових УФ ламп на парах металів.

### **4. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ І ОПИС СТЕНДУ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ЕМІСІЙНИХ ХАРАК-ТЕРИСТИК ТОЧКОВОЇ УФ-ЛАМПИ**

Перенапружений наносекундний розряд в повітрі атмосферного тиску між електродами перехідних металів і сполук на їх основі (Мідь, Цинк, Залізо, халькопіриту перехідних металів) перспективний для застосування в точкових УФ – лампах імпульсно періодичної дії і тривалістю імпульсі випромінювання 50-100 нс. Такий розряд, одночасно з одержанням потоку УФ бактерицидного випромінювання, дозволяє осаджувати з плазми на твердій підклаці з скла чи кварцу плівкі наноструктури на основі оксидів перехідних металів. Він також

може використовуватись як джерело спектрів випромінювання в емісійному спектральному аналізі, при електроіскровому легуванні і нанесенні покриттів, його дослідження важливо також для підвищення ерозійної стійкості електричних контактів. При емісійному спектральному аналізі з іскровим збудженням спектрів відома проблема впливу складу матеріалів на відносну інтенсивність спектральних ліній – так званий, вплив «третіх складових». Цій проблемі присвячена численна література, однак досі не існувало теоретичної моделі і достатньої кількості експериментальних досліджень, які б дозволяли кількісно методами математичного моделювання встановити залежність параметрів іскрового розряду, його складу та інтенсивності спектральних ліній від матеріалу електродів, швидкості випаровування, тиску та потужності розряду. Створення моделі є необхідною складовою для розвитку теорії емісійного спектрального аналізу, а також для правильної інтерпретації експериментальних результатів при спектроскопічній діагностиці процесів в іскровому розряді, електроіскровому легуванні, дослідження ерозії електричних контактів.

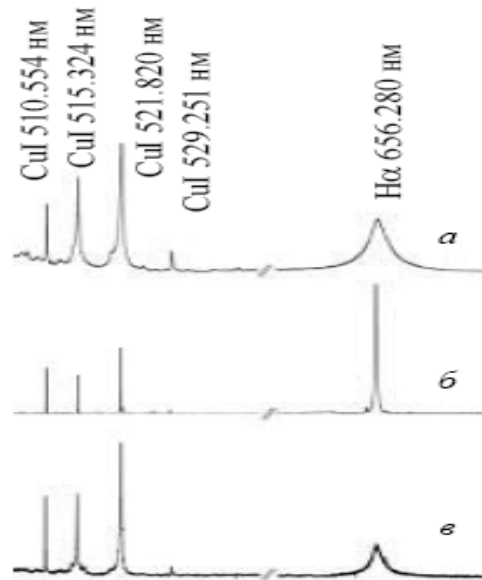
Крім цього, перенапружений наносекундний розряд між електродами з перехідних металів є перспективним для отримання наночастинок металів різних розмірів у воді та етанолі.

Іскровий розряд виникає при тисках повітря порядку атмосферного і вище при не дуже коротких проміжках – порядку 1 см і більше, тобто при  $pd$  більше 1000 Тор·см, а до електродів прикладається напруга вище пробивної. Для пробою проміжків з настільки великими  $pd$  потрібні значні напруги, що складають десятки і сотні кіловольт. Іскровий розряд проходить швидко, нестационарним чином і в загальному представляє собою саме те явище, про яке в побуті говорять: "проскакує іскра". Іскровий розряд - явище комплексне і дуже складне. Його першою стадією є процес стримерного або лідерного пробою, який проходить набагато більш складним шляхом, ніж при низьких тисках (темний або тліючий розряд).

Характерні спектри випромінювання електророзрядної плазми в спектральних ділянках 500-545 і 640-685 нм представлені на рис.1.

У зазначені інтервали спектру попадають атомні лінії міді і лінія  $H_{\alpha}$  з довжиною хвилі 656,3 нм. Найбільш інтенсивні в спектрі – лінії збуджених атомів міді: CuI 521,820 нм, CuI 515,324 нм, CuI 510,554 нм і спостерігається також менш інтенсивна лінія CuI 521,29 нм. Ці спектральні характеристики дають можливість визначити електронну

температуру плазми. Як правило в дуговому розряді реєструвались більш вузькі лінії порівняно з іскровим режимом. Наприклад ширина спектральної лінії  $H_{\alpha}$  на піввисоті в режимі

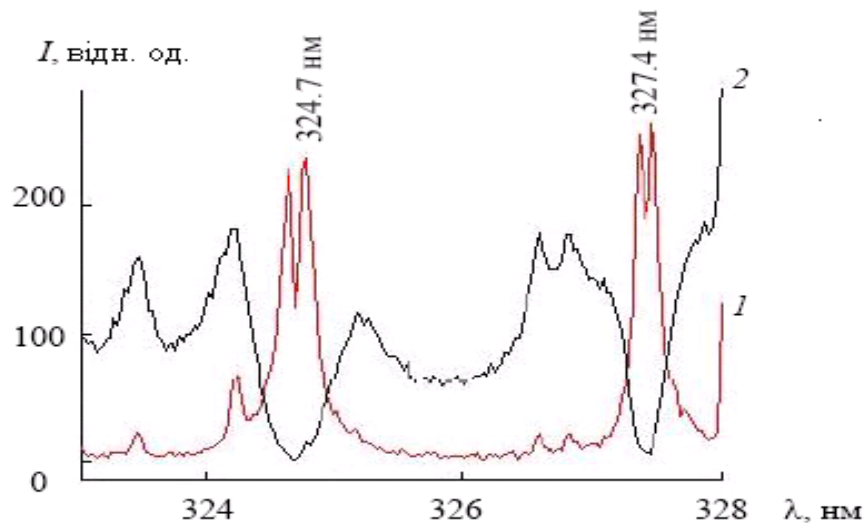


**Рис.9.1** Спектр випромінювання електророзрядної плазми іскрового розряду у воді (а), в повітрі (б) і етанолі (в).

іскрового розряду у воді 4-8 раз більше порівняно з дуговим режимом розряду. Параметри плазми електричного розряду в рідині у значній степені залежить від параметрів джерела живлення, зокрема від пікової потужності енерговкладу.

Слід зазначити істотну відмінність іскрового і дугового режимів розряду в області резонансних ліній збуджених атомів міді  $CuI$  324,7 нм і  $CuI$  327,4 нм. Фрагменти спектрів приведені на рис.2.

*Методика і техніка досліджень. Експериментальна установка.*



**Рис.9.2** Фрагмент спектру випромінювання електророзрядної плазми у воді (1-дуга, 2- іскра)

Експериментальна установка складалася з джерела випромінювання на основі наносекундного іскрового розряду в повітрі, систем реєстрації його емісійних характеристик. Блок-схема установки приведена на рис.7.

Основні вузли установки – розрядна камера з електродами, високовольтний імпульсний блок живлення, спектральний прилад МДР-2.

Формування імпульсів напруги наносекундної тривалості відбувається наступним чином. Імпульсний конденсатор з ємністю 6,6 нФ від джерела постійної напруги заряджається до напруги 10 кВ, після чого відбувається його розряд через імпульсний водневий тиратрон і первинну обмотку підвищуючого імпульсного (кабельного) трансформатора. До вторинної обмотки трансформатора через високовольтний кабель підключався один з композиційних електродів. Використання кабельного трансформатора дозволяло отримати імпульсну напругу величиною до 30-35 кВ. Тривалість імпульсів напруги і струму складала 10 нс, а частота їх повторення могла змінюватися в межах 10-100 Гц. Наступний важливий елемент експериментальної установки - це розрядна камера з двома кварцовими вікнами. Система електродів установлювалась на діелектричному фланці (вініпласт). У якості електродів використовували полікристали  $\text{CuInSe}_2$ . Тиск повітря у камері складав 1 атм.

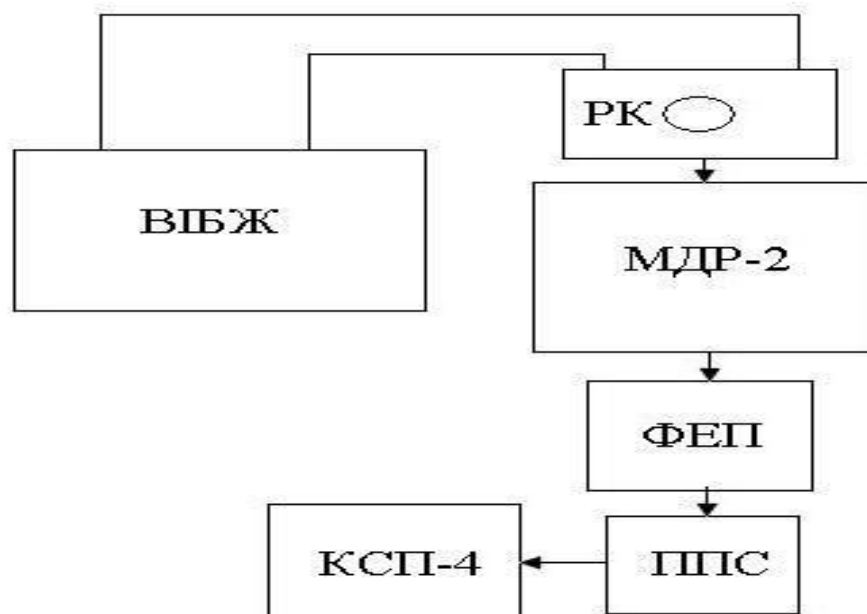
Випромінювання плазми у спектральному діапазоні 200-630 нм поступало через вхідну щілину монохроматора МДР-2 з дифракційною

решіткою 1200 штрих./мм. На виході монохроматора для детектування випромінювання використовувався фотоелектронний помножувач ФЕП-106, підключений до підсилювача постійного струму У1-2. Фотопомножувач має високу чутливість в діапазоні спектру 200-450 нм, з максимальною чутливістю на довжині хвилі 254 нм. На рис. 8 і рис 9 зображені залежності чутливості системи реєстрації (ФЭУ-106, МДР-2) від довжини хвилі, а також від напруги на фотопомножувача.

Спектри випромінювання іскрового наносекундного розряду та інтенсивність атомарних ліній і молекулярних смуг реєструвалися фотоелектронним помножувачем та самописцем КСП-4.

Юстування системи проводилося в два етапи. На першому етапі потрібно було виставити всі елементи системи на одній осі, а саме розрядну камеру, а також щілину монохроматора для цього був використаний гелій-неоновий лазер. Промінь лазера був націлений на середину щілини і перпендикулярно до неї. Розрядна камера була розташована таким чином, щоб промінь лазера проходив між електродами.

Систему ФЭУ-106 і МДР-2 калібрували за випромінюванням дейтерієвої та вольфрамової ламп. Це дозволило виміряти відносні інтенсивності спектральних ліній випромінювання ( $I/k_\lambda$ , де  $k_\lambda$  – відносна спектральна чутливість системи реєстрації). Ототожнення спектрів здійснювалось з використанням довідників.



**Рис.9.3** Загальна схема експериментальної установки: ВІБЖ- високовольтний імпульсний блок живлення; РК – розрядна камера; МДР-2 – спектральний монохроматор; ФЕП – фотоелектричний помножувач: ФЭУ-106; ППС – підсилювач постійного сигналу; КСП-4 – самописець.

## 5. ЗАВДАННЯ ТА ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

1. Згідно схеми, яка представлена на рис.3, перевірити чи всі прилади підключені до електромережі. Перевірити заземлення всіх приладів.
2. Включити тумблер «СЕТЬ» високовольтного імпульсного блоку живлення (ВІБЖ) і прогрівати на протязі 30 хв.
3. Включити блок живлення фотоелектронного помножувача «ФЭУ-106» і прогрівати на протязі 60 хв.
4. Включити тумблер «СЕТЬ» на підсилювачі постійного струму У1-2 і прогрівати на протязі 60 хв.
5. Включити тумблер «Високе» на високовольтному імпульсному блоці живлення (ВІБЖ).
6. Подати напругу на «ФЭУ-106» приблизно 1200 В.
7. Виставити нуль на підсилювачі постійного струму У1-2.
8. Включити самописець КСП-4.
9. Виставити на високовольтному імпульсному блоці живлення напругу  $0,85 U_{\max}$ .
10. Включити тумблер «Частота» на 25 Гц і перевірити стабільність розряду.
11. Якщо немає шумів на самописці тоді можна записувати спектр розряду.
12. Отриманий спектр розшифрувати і зробити ототожнення найбільш інтенсивних спектральних ліній

## 6. Контрольні запитання.

1. Що Ви розумієте під терміном «іскровий розряд» ?
2. Наведіть приклади виникнення іскрового розряду у природі та в лабораторних умовах.
3. Які фізичні величини визначають умову виникнення іскрового розряду?
4. Які спектральні лінії спостерігаються при дослідженні плазми іскрового розряду з мідними електродами в повітрі?
5. Чим відрізняються спектри плазми іскрового і дугового розрядів у повітрі?

## ЛІТЕРАТУРА

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Москва: Наука, 1992, 536 с.
2. Г.Е. Ласлов, О.К. Шуаїбов Лабораторний практикум з курсу «Актуальні проблеми квантової фізики». Видавництво УжНУ «Говерла» 2014. 151 с. тираж- 100 прим.
3. NIST 2011 National Institute of Standard and Technologies <http://www.nist.gov>.

## Лабораторна робота - 10

### ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОГО ПЛАЗМО - ХІМІЧНОГО РЕАКТОРА З ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИМ КАТОДОМ

**1. ДЛЯ РОБОТИ ПОТРІБНІ.** Розрядна комірка з катодом на основі розчинів солей цинку, міді чи алюмінію в дистильованій воді, імпульсна система живлення наносекундного розряду, імпульсний осцилограф 6–ЛОР, імпульсні давачі для вимірювання осцилограм струму і напруги, монохроматор МДР-2 (1200 штр./мм), фотопомножувач ФЕУ-106, підсилювач постійного струму У5-9 та система для автоматичної реєстрації спектрів на базі аналогово-цифрового перетворювача і ЕОМ Pentium-2.

**2. МЕТА РОБОТИ.** Ознайомити студентів з методикою і технікою вимірювання оптичних характеристик газорозрядного плазмо-хімічного реактора з електролітичним катодом, в якому проводиться синтез наноструктур оксидів перехідних металів в наносекундному розряді атмосферного тиску в повітрі над поверхнею розчинів солей перехідних металів.

### **3. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ ПРОГРАМИ, ЗНАННЯ ЯКИХ НЕОБХІДНІ ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ.**

1). Фізика і техніка одержання тліючих розрядів в повітрі з електролітичним катодом.

2). Методи вимірювання енергетичних і спектральних характеристик газорозрядних ламп.

### **4. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ І ОПИС СТЕНДУ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРОЗРЯДНОГО ПЛАЗМО-ХІМІЧНОГО РЕАКТОРА З ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИМ КАТОДОМ**

Наноструктури на основі металів і їх оксидів все ширше використовуються в металургії, мікроелектроніці, виробництві каталізаторів та змащуючих матеріалів, тому актуальним є розроблення



високоєфективних методів їх синтезу в макроскопічних кількостях. Але це вимагає ретельного дослідження впливу методів та умов одержання наночастинок, а також їх фізико-хімічних і структурних властивостей.

Досить простими при використанні і такими, що дозволяють проводити синтез наноструктур в макроскопічній кількості на сьогодні є способи синтезу в імпульсних чи дугових розрядах всередині рідини та в імпульсних і тліючих розрядах атмосферного тиску в повітрі над поверхнею електроліту. Розглянемо ці способи більш детально.

Електророзрядна обробка води відбувалась в діелектричній розрядній камері (рис.1). На електроди подавалась імпульсна напруга амплітудою 35 кВ і частотою 10-1000 Гц з генератора, який ініціював іскрові розряди з амплітудою струму  $\sim 150$  А тривалістю 10 мкс.

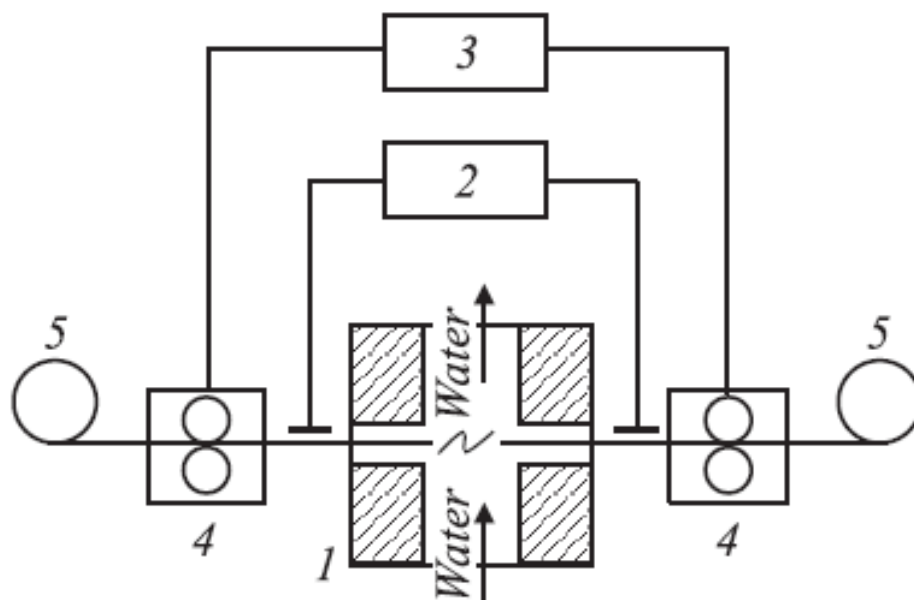


Рис.1 Блок-схема пристрою для синтезу наноструктур: 1 – розрядна камера, 2 – генератор електричних імпульсів, 3 – система контролю і керування, 4 – пристрій подачі електродів, 5 – матеріал для електродів.

Імпульсний розряд у воді супроводжує ерозія електродів, в результаті якої частина металу електродів переходить в рідкий і газоподібний стан, тому розряд відбувається в парі води і металу електродів та продуктах їх дисоціації, іонізації і супроводжується окисно-відновними реакціями. Пари і частинки розплаву

охолоджуються з утворенням зародків критичного розміру, які в дальнішому стабілізуються з утворенням наночастинок.

Форма і розміри синтезованих частинок залежать від параметрів імпульсу струму, температури і витрат води. Тривалий режим роботи установки забезпечує система керування пристроями подачі електродного матеріалу, яка автоматично підтримує необхідну віддаль між електродами при зміні провідності води, яка піддається обробці, і при збільшенні міжелектродної віддалі, яка спричинена ерозією електродів.

*Методика вимірювання імпульсів напруги, струму та потужності газового розряду*

Для того отримання інформації про часовий хід величини падіння напруги на газорозрядному проміжку і потужності збудження використана наступна методика. Вона полягає у розв'язку рівняння Кірхгофа для електричного кола джерела випромінювання. Падіння напруги на розрядному проміжку  $U_G(t)$  залежить від часу протягом активної фази і змінюється від напруги пробією до напруги згасання. Для розрахунку потужності  $P(t)$ , яка вводиться в плазму, достатньо знати падіння напруги  $U_G(t)$  і величину активної складової струму в розрядному проміжку  $I_A(t)$ :

$$P(t)=U_G(t) \cdot I_A(t). \quad (10.1)$$

Величина  $U_G(t)$  може бути знайдена за другим правилом Кірхгофа з використанням вимірної величини часового ходу напруги на розрядній комірці  $U(t)$  та падіння напруги на ємності діелектрика  $U_D(t)$  (якщо він використаний в реакторі) :

$$U_G(t)=U(t)-U_D(t). \quad (10.2)$$

Величину  $U_D(t)$  можна обчислити знаючи величини заряду  $Q(t)$  і ємність  $C_D$  :

$$U_D(t)=\frac{Q(t)}{C_D}. \quad (10.3)$$

Заряд в колі можна визначити або інтегруванням струму

$$Q(t) = \int_0^t I(t') dt' + Q_0, \quad (10.4)$$

або вимірюючи падіння напруги  $U_{ADD}(t)$  на додатковій ємності  $C_{ADD}$ :

$$Q(t) = \frac{U_{ADD}(t)}{C_{ADD}}. \quad (10.5)$$

Величина  $C_D$  визначається з геометричних розмірів комірки і діелектричної проникності діелектрика. Тоді величину  $U_G(t)$  можна записати як:

$$U_G(t) = U(t) - \frac{Q(t)}{C_D}. \quad (10.6)$$

Величина активної складової струму  $I_A(t)$  може бути визначена з використанням повного струму  $I(t)$ :

$$I_A(t) = I(t) \cdot \frac{C_G + C_D}{C_D} - C_G \cdot \frac{\partial U}{\partial t} = I(t) - C_G \cdot \frac{\partial U_G}{\partial t}. \quad (10.7)$$

Потужність  $P(t)$ , що вводиться в плазму, знаходиться за наступним виразом:

$$P(t) = \left( U(t) - \frac{Q(t)}{C_D} \right) \cdot I_A(t). \quad (10.8)$$

*Методика вимірювання абсолютної потужності випромінювання реактора*

Ефективність випромінювання плазми реактора визначається потужністю випромінювання і його електричною потужністю. Електрична потужність розряду може бути розрахована як добуток

значень імпульсів струму розряду на значення напруги на проміжку між двома електродами.

Виміри абсолютної потужності випромінювання плазми бар'єрного розряду з відносно вузької спектральної ділянки діаметром 0.3 см проводились за допомогою каліброваного приладу «Кварц 01». Спектральна вузька ділянка, з якої відбиралося випромінювання розряду, знаходилась на віддалі  $L=60$  см від голівки приймача (рис.4.2).

Якщо  $L > 10 \cdot d$ , то спектральну вузьку ділянку можна розглядати як точкове джерело випромінювання.

Для виділення з усієї поверхні розряду випромінювання визначеної спектральної ділянки використовувався світофільтр УФС-5 з відомим коефіцієнтом пропускання  $k_{\phi}=0.98$  в спектральній ділянці 280 - 350 нм.

Випромінювання точкового джерела, яке реєструє голівка приймача діаметром  $D=1.2$  см складає  $4\sin^2\alpha$ , де  $\alpha=\arctg(D/2L)$ . Для обчислення абсолютної потужності випромінювання потрібно ввести коефіцієнт спектральної чутливості  $K_1$ , який враховує реєстрацію випромінювання приладом «Кварц 01» в спектральному діапазоні 240-350 нм та коефіцієнт  $K_2$ , який враховує поправку на чутливість в діапазоні 150-350 нм. Тоді формула для визначення потужності випромінювання приймає наступний вигляд:

$$P = \frac{S}{\pi d^2} \cdot 4 \cdot \frac{2}{\sin \alpha} \cdot \frac{1}{k_{\phi}} \cdot K_1 K_2 W, \quad (4.9)$$

де  $S=\pi dL$  – площа усієї поверхні джерела випромінювання;  $\pi d^2$  – площа діафрагми;  $W$  – потужність зареєстрована приладом «Кварц 01».

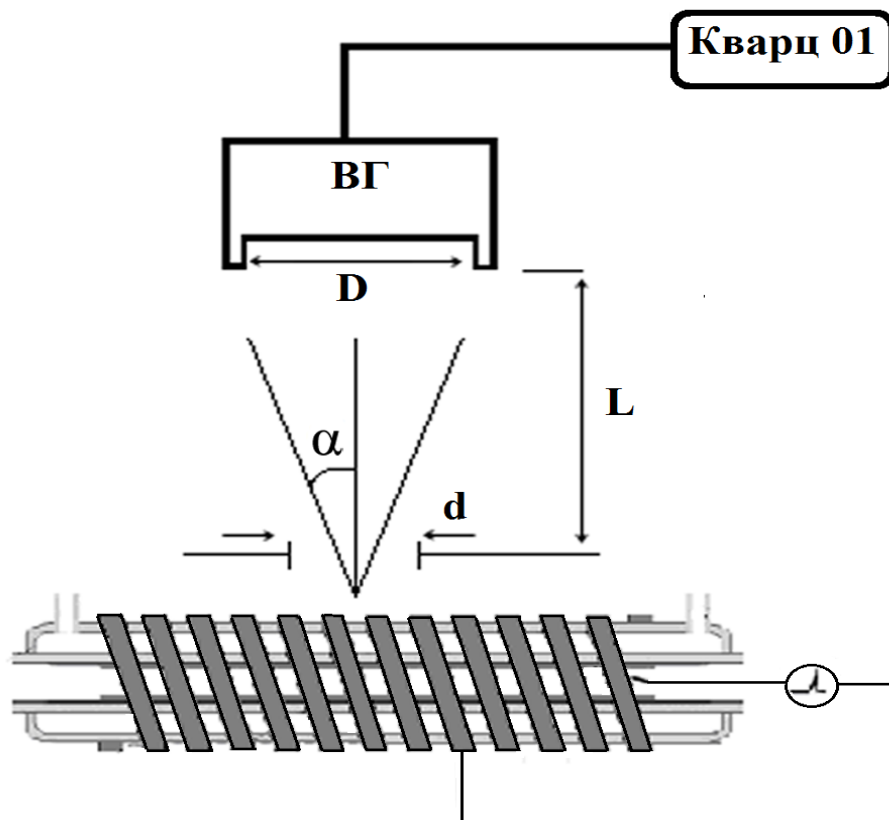


Рис.4.2 Схема дослідження потужності випромінювання ексилампи: ВГ – вимірювальна голівка; D – діаметр голівки приймача; d – діаметр діафрагми; L – довжина від діафрагми до вимірювальної голівки.

Коронний розряд над поверхнею рідини реалізовувався в кюветі (рис.4.3) з системою електродів: електрод-лезо (верхній електрод) та електрод-площина (нижній електрод).

Відстань між електродами можна було варіювати за допомогою кріплень електродів, нижній металевий електрод був зафіксований, а регулювання міжелектродної віддалі здійснювалося положенням верхнього електрода. Визначення віддалі між електродами здійснювалося за міліметровим еталоном і за різьбовим обертом кріплення електроду. Для визначення товщини шару рідини над нижнім електродом використовувався медичний шприц з мілілітровою шкалою, чим забезпечувалася точність визначення товщини шару рідини близько 0,1 мм.

Кювета (1) була виготовлена з органічного скла і облаштована кварцовим віконцем (7) діаметром 50 мм. Товщина стінок становила 8 мм, внутрішні розміри кювети склали 100×100×100 (мм). Верхній електрод виготовлений з 15 неіржавіючих побутових лез, товщиною 0,1

мм, та віддаллю між лезами - 1 мм. Площа робочої поверхні електрода на основі системи лез складала  $37 \times 16 \text{ мм}^2$ . Електроди були закріплені металевими стрижнями на рівні центру кварцового віконця. Нижній електрод виготовлений з неіржавіючої сталі, розміри його склали  $60 \times 40 \times 14 \text{ мм}$ . Розрядна комірка розташована в металевому екрані (8) з метою зменшення впливу електромагнітних полів на систему реєстрації спектральних і часових характеристик випромінювання.

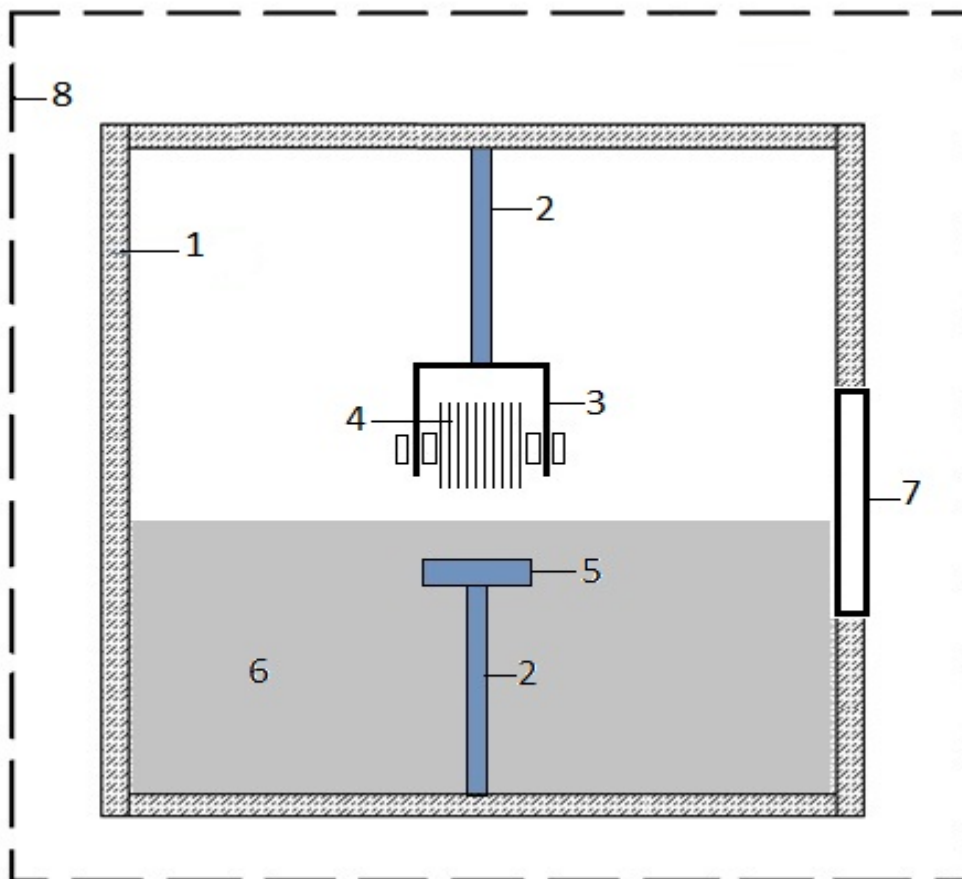


Рис.4.3 Будова розрядної комірки: 1 – кювета; 2 – регулювальні електродні гвинти; 3 – кріплення електрода; 4 – система лез; 5 – електрод-площина; 6 – розчин сульфату цинку 7 – кварцове віконечко; 8 – металевий екран.

Для дослідження електричних і оптичних характеристик імпульсного наносекундного розряду над поверхнею сульфату цинку, використовувався експериментальний модуль, блок-схема якого приведена на рис.4.4.

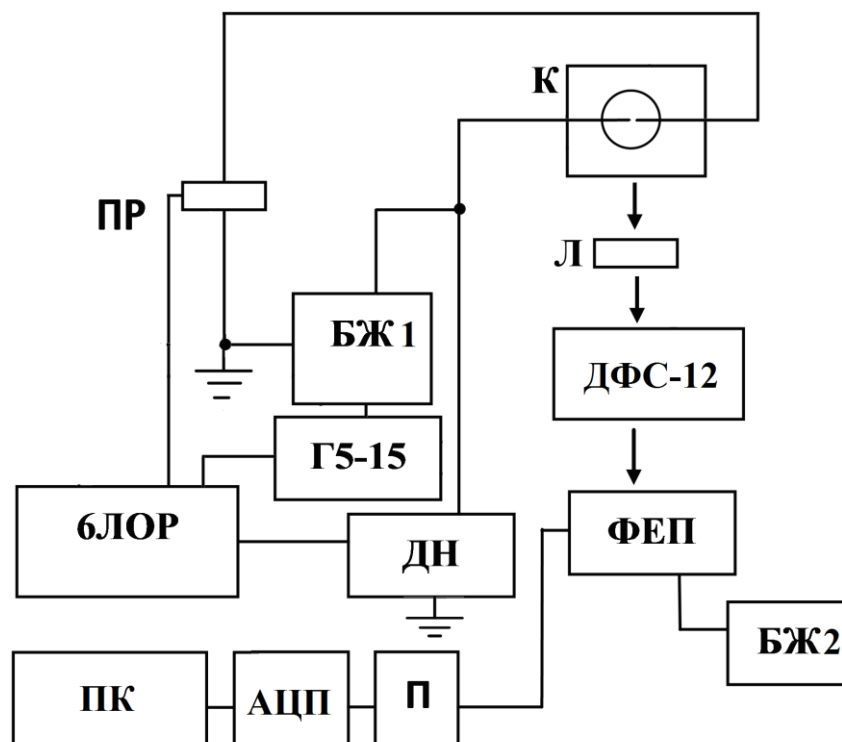


Рис.4.4 Загальна схема експериментальної установки: БЖ1 – блок живлення розряду; К – розрядна комірка; Л – збиральна лінза; ДФС-12 – спектрометр; ФЕП – фотоелектричний помножувач; БЖ2 – блок живлення ФЕП; П – підсилювач; АЦП – аналогово-цифровий перетворювач сигналу; ПК – персональний комп’ютер; ПР – пояс Роговського; ДН – дільник напруги для визначення спаду напруги в колі; Г5-15 – генератор імпульсів; 6-ЛОР – осцилограф.

Випромінювання плазми, що реєструвалося у спектральному діапазоні  $\lambda=196 - 663$  нм поступало через вхідну щілину спектрометра з дифракційною решіткою 1200 штрихів на мм. На виході спектрометра для детектування випромінювання використовувався фотоелектронний помножувач ФЕП-106, підключений до підсилювача постійного струму. Сигнал з останнього надходив на аналогово-цифровий перетворювач і далі подавався на персональний комп’ютер. Робоча величина чутливості фотопомножувача ФЕП-106 знаходилась в діапазоні спектру 150-500 нм, з максимумом чутливості для довжини хвилі 254 нм. Живлення фотопомножувача здійснювалось від стабілізованого джерела високої напруги ВС-22.

Спектри випромінювання розряду реєструвалися в on-line режимі персональним комп'ютером у графічному вигляді з збереженням у цифровому форматі.

Для оцінки енерговнеску в плазму розряду реєструвались осцилограми струму, напруги та свічення з допомогою шестиканального осцилографа БЛОР-04. Імпульси напруги на електродах подавались через ємнісний дільник на перший канал осцилографа. Імпульси сили струму через калібрований пояс Роговського подавались на другий канал осцилографа. Синхронізація імпульсів блоку живлення розряду з запуском наносекундного осцилографа здійснювалась за допомогою генератора імпульсів Г5-15.

## **5. ЗАВДАННЯ ТА ХІД ВИКОНАННЯ РОБОТИ.**

1. Зібрати схему експериментальної установки зображеної на рис.2.
2. Зареєструвати спектр випромінювання плазми із середини розрядного проміжку наносекундного розряду над поверхнею 10 – ти відсоткового розчину сульфату цинку в дистильованій воді при віддалі між анодом і поверхнею рідинного катода – 8 мм. Провести ідентифікацію спектральних смуг та спектральних ліній.
3. Зареєструвати осцилограми струму розряду та напруги на розрядному проміжку.
4. Методом графічного множення осцилограм напруги і струму розрахувати залежність електричної (імпульсної) потужності від часу.
5. Шляхом графічного інтегрування імпульсної потужності за часом визначити енергію, яка вноситься в плазму наносекундного розряду за один імпульс.
6. Зробити висновки.

## **4. Контрольні запитання.**

1. Охарактеризуйте переваги і недоліки основних способів синтезу наноструктур, що сформовані на основі оксидів металів.
2. Якими є основні фізичні методи дослідження характеристик наноструктур з оксидів металів ?
3. В чому полягає перспективність синтезу магнітних наночастинок ?



## ЛІТЕРАТУРА

1. Месарош Л.В., Шуаїбов О.К. Актуальні проблеми квантової фізики. Практикум з лабораторних робіт. Видавництво ДВНЗ «УжНУ»: «Говерла» 2015. 84 с.
2. Рутберг Ф.Г., Гусаров В. В., Коликов В.А., Воскресенская И.П., Снетов В.Н., Стогов А.Ю., Черенкова И.А. Исследование физико-химических свойств наночастиц, полученных с помощью импульсных электрических разрядов в воде // ЖТФ. 2012. Т.82, вып.12. С.33-36.
3. Шуаибов А.К., Шевера И.В., Козак Я.Ю., Кентеш Г.В. Характеристики наносекундного разряда в воздухе атмосферного давления с жидким электролитическим электродом // Журнал технической физики. 2014. Т.84, вып.6. С.143-146.

## ДОДАТОК

### ПРАВИЛА І НОРМИ БЕЗПЕЧНОЇ РОБОТИ З ЛАЗЕРАМИ

#### 1. Загальні положення

1.1. Дія на людину різних небезпечних для організму факторів при експлуатації лазерів може бути обумовлено:

- прямим або розсіяним лазерним випромінюванням;
- випромінюванням зони взаємодії лазерного променя з мішенню;
- випромінюванням (світловим, ультрафіолетовим) ламп накачки;
- супутнім іонізуючим випромінюванням;
- електромагнітним ВЧ та НВЧ випромінюванням;
- високовольтною напругою в електричних мережах лазера;
- інфрачервоним, тепловим випромінюванням;
- токсичними речовинами, що використовуються в конструкції лазера.

1.2. При організації робіт із застосуванням лазерів необхідно забезпечити зниження величини небезпечних для організму факторів нижче допустимих рівнів.

1.3. Проведення робіт з застосуванням лазерів повинно відповідати вимогам “Санітарних норм і правил побудови і експлуатації лазерів”.

1.4. Приміщення та установка повинні мати знаки лазерної небезпеки.

1.5. Величина біологічно негативної дії лазерного випромінювання залежить від енергетичної експозиції, довжини хвилі, тривалості імпульсу, частоти повторення імпульсів, тривалості дії і площі опроміненої ділянки.

1.6. При дії лазерного випромінювання на організм людини виникають дві групи біологічних ефектів:

- первинні ефекти - органічні зміни, що виникають безпосередньо в опромінюваних тканинах,
- вторинні ефекти - неспецифічні зміни, що виникають в організмі у відповідь на опромінення.

1.7. Лазерне випромінювання у діапазоні довжин хвиль 0,2-1000 мкм поділяється на:

- ультрафіолетову область (0,2-0,4 мкм),
- видиму область (0,4-0,75 мкм),

- близьку інфрачервону область (0,75-2,5 мкм),
- середню інфрачервону область (2,5-50 мкм),
- дальню інфрачервону область (більше 50 мкм).

## 2. Основні поняття, термінологія

2.1. Блокіровка і сигналізація - системи, що інформують про роботу лазера (установки), режим його роботи та перешкоджають доступу персоналу в лазерну небезпечну зону і до електричних мереж високої напруги.

- a. Небезпечні речовини - шкідливі здоров'ю людини.
- b. Тривалість дії – час дії лазерного випромінювання на людину на протязі робочого дня.
- c. Тривалість серії імпульсів - час випромінювання сукупності імпульсів лазерного випромінювання, що повторюються.
- d. Дифузно відбите лазерне випромінювання - випромінювання, що відбите від поверхні по всім можливим напрямкам в межах напівсфери.
- e. Дозиметричний контроль (ДК) – вимірювання за допомогою різних приладів рівнів лазерного випромінювання та порівняння здобутих величин з гранично допустим рівнем опромінення (ГДРО).
- f. Дзеркально відбите лазерне випромінювання – випромінювання, що відбите від поверхні під кутом, рівним куту падіння випромінювання.
- g. Імпульсне лазерне випромінювання – випромінювання з тривалістю не більше 0,25 с.
- h. Класифікація лазерних установок – поділ лазерів за ступенями безпеки генерованого ними випромінювання .
- i. Колімоване лазерне випромінювання (пучок лазерного випромінювання) – лазерне випромінювання, що міститься в обмеженому тілесному куті.
- j. Коефіцієнт пропускання – відношення потоку випромінювання, що проходить крізь тіло, до потоку випромінювання, яке падає на нього.
- k. Лазер - генератор електромагнітного випромінювання оптичного діапазону, що заснований на використанні вимушеного (індукованого) випромінювання.

l. Лазерна безпека (ЛБ) – сукупність технічних, санітарно – гігієнічних і організаційних заходів, що забезпечують безпечні умови праці персоналу при використанні лазерів.

m. Лазер (установка) закритого типу – установка з екранованим пучком лазерного випромінювання.

n. Лазер (установка) відкритого типу – установка з відкритим пучком лазерного випромінювання.

o. Лазерно безпечна зона (ЛБЗ) – частина простору, в межах якої рівень лазерного опромінення не перевершує ГДРО.

p. Лазерний дозиметр – прилад (сімейство приладів), що дозволяє реєструвати величину прямого, відбитого та розсіяного лазерного випромінювання у всіх діапазонах довжин хвиль з порогом чутливості в десять разів нижче ГДРО.

q. Неперервне випромінювання – лазерне випромінювання тривалістю 0,25с і більше.

r. Небезпечні і шкідливі виробничі фактори (класифікація) – по ДЕРЖСТ.

s. Оптична щільність – десятковий логарифм оберненої величини коефіцієнту пропускання.

t. Відмова лазера (установки) – випадок (інцидент), який не приводить до дії небезпечних та шкідливих виробничих факторів на організм персоналу, але пов'язаний з зупинкою роботи лазера, проведенням ремонтних та інших робіт.

u. Відбите лазерне випромінювання – дифузно або дзеркально відбитий лазерний промінь від поверхні.

v. Гранично допустимий рівень опромінення лазерним випромінюванням – рівні лазерного опромінення, які при щоденній роботі не визивають у працюючих захворювань або відхилення в стані здоров'я, що виявляються сучасними методами дослідження безпосередньо в процесі роботи або у віддалені терміни.

w. Протилазерні окуляри – засіб індивідуального захисту (ЗІЗ) очей від лазерного випромінювання.

x. Протяжне джерело - джерело, кут бачення якого більший  $10^{-3}$  рад.

y. Пряме лазерне випромінювання (промінь лазерного випромінювання) – лазерне випромінювання, що знаходиться в обмеженому тілесному куті.

z. Розсіяне лазерне випромінювання – випромінювання, що розсіяне речовиною середовища, через яке проходить випромінювання.

aa. Розходження лазерного випромінювання – плоский або тілесний кут, що характеризує ширину діаграми направленості лазерного випромінювання в дальній зоні по заданому рівню кутового розподілу енергії або потужності лазерного випромінювання, що визначається по відношенню до його максимального значення.

bb. Режим роботи лазера – процес генерації лазерного випромінювання.

cc. Спектральна характеристика – залежність коефіцієнта ослаблення світла, що проходить через матеріал, від довжини хвилі.

dd. Точкове джерело – джерело, кут бачення якого менший  $10^{-3}$  рад.

ee. Рівень лазерного випромінювання - енергетична характеристика лазерного випромінювання.

ff. Частота повторення імпульсів лазерного випромінювання – число імпульсів лазерного випромінювання за одиницю часу.

gg. Енергетичні, часові і просторо-часові параметри лазерного випромінювання - сукупність параметрів і характеристик лазерного випромінювання.

hh. Енергетична освітленість (опромінення) ( $\text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ ) – відношення потоку випромінювання, що падає на виділену ділянку поверхні, до площі цієї ділянки.

ii. Енергетичне розходження лазерного випромінювання - плоский або тілесний кут, всередині якого поширюється задана частка енергії або потужності лазерного випромінювання.

jj. Енергетична експозиція (експозиція) ( $\text{Дж}\cdot\text{см}^{-2}$ ) – відношення енергії випромінювання, що падає на виділену ділянку поверхні, до площі цієї поверхні, інакше: добуток енергетичної освітленості ( $\text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ ) на тривалість опромінення (с).

kk. Енергетична яскравість ( $\text{Дж}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{ср}^{-1}$ ) – відношення потоку випромінювання, що пройшов в певному напрямку в межах малого тілесного кута, до площі ділянки і косинуса кута між вибраним напрямком нормальної ділянки.

ll. Юстування лазера – сукупність операцій по регулюванню оптичних елементів лазерної установки для здобуття потрібних просторово-енергетичних характеристик лазерного випромінювання.

### 3. Класифікація лазерів

3.1. Лазери по ступені небезпечності генерованого ними випромінювання поділяються на чотири класи.

До лазерів першого класу відносяться такі лазери, вихідне випромінювання яких не представляє небезпеки для очей та шкіри.

До лазерів другого класу відносяться такі лазери, вихідне випромінювання яких представляє небезпеку при опроміненні очей прямим або дзеркально відбитим випромінюванням.

До лазерів третього класу відносяться такі лазери, вихідне випромінювання яких представляє небезпеку при опроміненні очей прямим або дзеркально відбитим випромінюванням, а також дифузно відбитим випромінюванням на відстані 10 см від дифузно відбиваючої поверхні, і (або) при опроміненні шкіри прямим дзеркально відбитим випромінюванням.

До лазерів четвертого класу відносяться такі лазери, вихідне випромінювання яких представляє небезпеку при опроміненні шкіри дифузно відбитим випромінюванням на відстані 10 см від дифузно відбиваючої поверхні.

3.2. Технологічні лазерні установки класифікуються підприємством – виготовлювачем шляхом виміру рівнів лазерного випромінювання у робочій зоні і порівняння їх з ГДРО.

3.3. Клас небезпечності лазерів, які не відносяться до технологічних – рекомендованих виготовлювачем по вихідним характеристикам випромінювання у відповідності з таблицями 1 і 2.

Таблиця 1.

Класифікація лазерів по ступенях безпечності генерованого випромінювання (по первинних біологічних ефектах).

Клас лазера	Довжина хвилі $\lambda$ , мкм	Енергія ( $E_e$ , Дж), генерована лазером за час дії (t)
I	Від 0,2 до 0,4, більше 1,4 від 0,4 до 1,4	$E_e \leq 0,8 \text{Hd}_{\text{л}}^2$ $E_e \leq 7,710^{-5} \text{H}_{\text{г.т.}}$
II	від 0,4 до 1,4	$7,710^{-3} \text{H}_{\text{п.т.}} < E_e \leq 3,210^2 \text{H}_{\text{п.т.}}$
III	Від 0,2 до 0,4, більше 1,4 від 0,4 до 1,4	$0,8 \text{Hd}_{\text{л}}^2 < E_e \leq 10^2 \pi \text{H}$ $3,210^2 \text{H}_{\text{п.т.}} < E_e \leq 10^2 \pi \text{H}$
IV	Більше 0,2	$E_e > 10^2 \pi \text{H}$

Таблиця 2.

Класифікація лазерів: ступені небезпечності генерованого випромінювання для довжин хвиль від 0,4 до 0,85 мкм (по вторинних біологічних ефектах).

Клас	Енергія ( $E_e$ , Дж), що генерується лазером за робочий день
I	$E_e \leq 4,6 \cdot 10^{-4} \pi N_B$
II	$4,810^{-4} \pi N_B < E_e \leq 10^{-2} \pi N_e$
III	$E_e > 10^{-2} \pi N_B$

Примітки до таблиць 1, 2:  $N$  – ГДР опромінення шкіри для часу дії  $t$ ,  $N_{г.т.}$  - ГДР опромінення рогівки очей для точкового джерела для часу дії  $t$ ,  $N_{гх}$  - ГДР опромінення рогівки очей при кутовому розмірі джерела  $\alpha = 10^{-1} d_L$  для часу дії  $t$ ,  $N_B$  - ГДР енергетична експозиція на рогівці ока для часу дії по вторинним біологічним ефектам при фоновій освітленості рогівки ока  $\Phi_p = 10^{-2}$  лк,  $t$  - час дії лазерного випромінювання. Приймається рівним  $3 \cdot 10^4$  с при визначенні величин  $N$ ,  $N_B$  та не повинен перевищувати 0,25 с при визначенні величин  $N_{г.т.}$ ,  $N_{г}$ ,  $d_L$  - початковий діаметр пучка (см) по рівню  $e^{-2}$ .

3.4. Лазери (установки), що генерують випромінювання у видимій області спектру, класифікуються по первинних і вторинних біологічних ефектах, при цьому вибирається найбільший вплив променів із відповідних класів.

3.5. Супутні небезпечні і шкідливі виробничі фактори, які можуть мати місце при експлуатації лазерів різних класів, наведені в таблиці 3.

Таблиця 3.

Супутні небезпечні і шкідливі виробничі фактори

Небезпечні та шкідливі фактори на підприємстві	Класи лазерів			
	I	II	III	IV
Електрична напруга	- (+)	+	+	+
Світлове випромінювання імпульсних ламп або газового розряду	-	-	-(+)	+
Шум, вібрація	-	-	-(+)	+
Аерозоль	-	-	-	-
Гази	-	-	-	+
Електромагнітне випромінювання (ВЧ, НВЧ)		-	-	-(+)
Іонізуюче випромінювання		-	-	-(+)

#### 4. Гранично-допустимі рівні лазерного випромінювання

4.1. За гранично-допустимі рівні лазерного випромінювання ГДРО приймається енергетична експозиція опромінених тканин.

4.2. ГДРО лазерного випромінювання відносяться до спектрального діапазону від 0,2 до 20 мкм і регламентуються на рогівці, сітківці очей і шкірі.

4.3. ГДРО виключає появу первинних біологічних ефектів для всього спектрального діапазону і вторинних- для видимої області спектру.

4.4. ГДРО залежить від наступних параметрів:

- довжини хвилі лазерного випромінювання –  $\lambda$ , мкм,
- тривалості імпульсу –  $\tau$ , с,
- частоти повторення імпульсів- $f$ , Гц,
- тривалості дії –  $t$ , с.

В діапазоні 0,4-1,4 мкм ГДРО додатково залежить від:

- кутового розміру джерела випромінювання –  $\alpha$  рад або від діаметру ділянки засвітки на сітківці очей- $d_c$ , см,
- діаметра зіниці ока- $d_3$ , см.

В діапазоні 0,4-75 мкм залежить також від фонові освітленості рогівки -  $\Phi_p$ , лк.

#### 5. ГДРО ПРИ МОНОІМПУЛЬСНОМУ І НЕПЕРЕРВНОМУ ЛАЗЕРНОМУ ВИПРОМІНЮВАННІ

5.1. Для лазерного випромінювання довжиною хвилі від 0,2 до 0,4 мкм нормується енергетична експозиція ( $H_{yf}$ ) на рогівці очей і шкірі за загальний час опромінення в проміжку робочого часу (таблиця 4).

Таблиця 4.

ГДРО енергетичної експозиції ( $H_{yf}$ ) створений лазерним випромінюванням з довжиною хвилі ( $\lambda$ ) від 0,2 до 0,4 мкм на рогівці очей або шкірі.

$\lambda$ , мкм	$H_{yf}$	$\lambda$ , мкм	$H_{yf}$ , Дж·см <sup>-2</sup>
від 0,200 до 0,210	$1 \cdot 10^{-8}$	Більше 0,290 до 0,300	$1 \cdot 10^{-5}$
Більше 0,210 до 0,215	$1 \cdot 10^{-7}$	Більше 0,300 до 0,370	$1 \cdot 10^{-4}$
Більше 0,215 до 0,290	$1 \cdot 10^{-6}$	більше 0,370	$2 \cdot 10^{-3}$



5.2. ГДРО лазерного випромінювання з довжиною хвилі 0,4-0,75 мкм, що не викликає первинних ( $H_p$ ) і вторинних ( $H_b$ ) біологічних ефектів, регламентується на рогівці очей і визначається по формулах 1 і 2.

Для первинних ефектів

$$H_p = H_1 \cdot k_1, \quad (1)$$

де  $H_1$ - енергетична експозиція на рогівці очей залежно від тривалості дії ( $\tau$ ) і кутового розміру джерела випромінювання при максимальному діаметрі зіниці ока (таблиця 5),

Таблиця 5.

Залежність енергетичної експозиції ( $H_1$ ) на рогівці очей від тривалості дії ( $\tau$ ) і кутового розміру джерела випромінювання ( $\alpha$ ) при максимальному діаметрі зіниці ока.

$\tau, c$	$\alpha, \text{рад}$							
	до $10^{-3}$ точк.	$6, 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$ до $10^{-2}$	$6, 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-2}$	$6, 5 \cdot 10^{-2}$ до $10^{-1}$	$6, 10^{-1}$ до $5 \cdot 10^{-1}$	$6, 5 \cdot 10^{-1}$ до 1	$6, 1$ до 2,5
$10^{-9}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$5,5 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$
$10^{-8}$	$4,0 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$
$10^{-7}$	$7,1 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$
$10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$9,8 \cdot 10^{-5}$	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$9,8 \cdot 10^{-4}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$
$10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$
$10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$7,0 \cdot 10^{-2}$
$10^{-3}$	$7,1 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$
$10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$9,8 \cdot 10^{-4}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$9,8 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$
$10^{-1}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$
1	$4,0 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$7,0 \cdot 10^{-1}$
$10^1$	$7,1 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$5,3 \cdot 10^{-1}$	1,2
$10^2$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$9,8 \cdot 10^{-2}$	$3,9 \cdot 10^{-1}$	$9,8 \cdot 10^{-1}$	2,3
$10^3$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$6,6 \cdot 10^{-1}$	1,6	3,8
$10^4$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	1,2	3,0	7,0
$3 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$4,0 \cdot 10^{-1}$	1,6	4,0	12

$k_1$  – поправочний коефіцієнт на довжину хвилі лазерного випромінювання і діаметру зіниці ока (таблиця 6).

Таблиця 6.

Поправочний коефіцієнт ( $k_1$ ) на довжину хвилі лазерного випромінювання і діаметру зіниці ока ( $d_3$ ).

$\alpha_3$ , см	$\lambda$ , мкм						
	від 0,40 до 0,42	від 0,42 до 0,45	від 0,45 до 0,90	від 0,90 до 1,10	від 1,10 до 1,20	від 1,20 до 1,30	від 1,30 до 1,40
0,8	2,3	1,4	0,8	1,0	2,3	7,0	$2,3 \cdot 10^1$
0,7	3,0	1,8	1,0	1,3	3,0	9,1	$3,0 \cdot 10^1$
0,6	4,1	2,5	1,4	1,8	4,1	1,3	$4,1 \cdot 10^1$
0,5	6,0	3,6	2,1	2,6	6,0	$1,8 \cdot 10^1$	$6,0 \cdot 10^1$
0,4	9,2	5,6	3,2	4,0	9,2	$2,8 \cdot 10^1$	$9,2 \cdot 10^1$
0,3	$1,6 \cdot 10^1$	9,9	5,7	7,1	$1,6 \cdot 10^1$	$5,0 \cdot 10^1$	$1,6 \cdot 10^1$
0,2	$3,7 \cdot 10^1$	$2,2 \cdot 10^1$	$1,3 \cdot 10^1$	$1,6 \cdot 10^1$	$3,7 \cdot 10^1$	$1,1 \cdot 10^1$	$3,7 \cdot 10^2$

Для вторинних ефектів:

$$H_B = 10^{-1} \cdot H_2 \cdot \Phi_p, \quad (2)$$

де  $H_2$ -енергетична експозиція на рогівці очей залежно від довжини хвилі випромінювання і діаметру зіниці ока (таблиця 7).

Таблиця 7.

Енергетична експозиція ( $H_2$ ) на рогівці очей в залежності від довжини хвилі випромінювання і діаметру зіниці ока.

$\alpha_3$ , см	$\lambda$ , мкм						
	від 0,40 до 0,44	біл. 0,44 до 0,48	біл. 0,48 до 0,62	біл. 0,62 до 0,67	біл. 0,67 до 0,71	біл. 0,71 до 0,73	біл. 0,73 до 0,75
0,8	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-1}$	2,6
0,7	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$8,4 \cdot 10^{-4}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$8,1 \cdot 10^{-1}$	3,4
0,6	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$8,3 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-2}$	1,1	4,7
0,5	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$9,9 \cdot 10^{-2}$	1,6	5,8
0,4	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	2,5	$1,6 \cdot 10^1$
0,3	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-1}$	4,4	$1,8 \cdot 10^1$
0,2	$4,5 \cdot 10^{-1}$	$7,4 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-1}$	9,9	$4,2 \cdot 10^1$

$\Phi_p$  – фонові освітленість рогівки очей.

Діаметр зіниці ока в залежності від фонові освітленості рогівки  $\Phi_p$  визначається по таблиці 8.

Таблиця 8.

Залежність діаметру зіниці ока ( $d_3$ ) від фонові освітленості рогівки ( $\Phi_p$ ).

$\Phi_p$ , лк	$d_3$ , см	$\Phi_p$ , лк	$d_3$ , см
$1 \cdot 10^{-2}$	0,8	$2 \cdot 10^3$	0,4
$4 \cdot 10^{-1}$	0,7	$3 \cdot 10^4$	0,3
$8 \cdot 10^0$	0,6	$3 \cdot 10^5$	0,2
$1 \cdot 10^2$	0,5		

При визначенні ГДРО лазерного випромінювання по формулах (1 і 2) в якості ГДР вибирається найменше значення.

5.3. ГДРО лазерного випромінювання з довжиною хвилі 0, 75-1,4 мкм визначається по пункту (4.6 формула (1)).

5.4. ГДРО лазерного випромінювання з довжиною хвилі 1,4 – 9.0 мкм на рогівці очей і шкірі визначається згідно таблиці 9.

**Примітка:** ГДРО лазерного випромінювання для шкіри в діапазоні 0,4-1,4 мкм також визначається по таблиці 9.

Таблиця 9.

ГДРО енергетичної експозиції роговиці очей лазерним випромінюванням з довжиною хвилі більше 1,4 мкм і шкіри більше 0,4 мкм в залежності від довжини хвилі і тривалості імпульсу

$\tau$ , с	$\lambda$ , мкм				
	від 0,4 до 0,73	від 0,73 до 2,4	від 2,4 до 5,63	від 5,6 до 9,3	від 9,3 до 20
$10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-5}$
$10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-5}$
$10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
$10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$
$10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$
$10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
$10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-1}$	2	$2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-3}$
$10^{-2}$	1	5	$5 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
$10^{-1}$	4	$2 \cdot 10^1$	2	$2 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-2}$
1	10	$6 \cdot 10^1$	6	$6 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$
$10^1$	$4 \cdot 10^1$	$2 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^1$	2	$8 \cdot 10^{-1}$
$10^2$	$2 \cdot 10^2$	$10^3$	$10^2$	10	4
$10^3$	$8 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^1$	$2 \cdot 10^1$

$10^4$	$4 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^2$	$8 \cdot 10^1$
$3 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^2$

## 6. ГДРО ПРИ ІМПУЛЬСНО-ПЕРІОДИЧНОМУ ЛАЗЕРНОМУ ВИПРОМІНЮВАННІ

6.1. Для лазерного випромінювання з довжиною хвилі від 0,2 до 0,4 мкм нормується енергетична експозиція ( $H_{\text{уф.імп.}}$ ) від кожного імпульсу на рогівці і шкірі, яка визначається за формулою:

$$H_{\text{уф.імп.}} = H_{\text{уф.імп.}} / f \cdot t \quad (3)$$

6.2. ГДРО кожного імпульсу лазерного випромінювання з довжиною хвилі від 0,4 до 0,75 мкм, що не викликають первинних і вторинних біологічних ефектів, регламентується на рогівці ока і визначається по формулах 4,5,6.

Для первинних ефектів:

$$H_{\text{п. імп}} = H_{\text{п}} \cdot k_2, \quad (4)$$

де  $k_2$  – поправочний коефіцієнт на частоту повторення імпульсів і тривалість дії серії імпульсів (таблиця 10).

Таблиця 10.

Поправочний коефіцієнт ( $k_2$ ) на частоту повторення імпульсів ( $f$ ) і тривалість дії серії імпульсів ( $t$ ).

t, с	f, Гц					
	до 10	Біл.10 До 50	біл.50 до 100	біл.100 до 250	біл.250 до 500	біл.500 до 1000
$10^{-1}$	$5,7 \cdot 10^{-1}$	$3,9 \cdot 10^{-1}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$8,4 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$
1	$3,8 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
$10^1$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$9,2 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
$10^2$	$6,9 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$
$10^3$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
$10^4$	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$
$3 \cdot 10^4$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$

Для вторинних ефектів

$$H_{\text{в.імп.}} = H_{\text{в.імп.}} / f \cdot t \quad (5)$$

При визначенні ГДРО лазерного випромінювання за формулами (4 і 5) в якості ГДРО вибирається найменше значення.

6.3. ГДРО кожного імпульсу лазерного випромінювання з довжиною хвилі 0, 75-1,4 мкм визначається по пункту 4.10 формула (4).

6.4. ГДРО кожного імпульсу лазерного випромінювання з довжиною хвилі 1,4 - 20 мкм на рогівці ока визначається по формулі:

$$H_{\text{імп}} = H \cdot \kappa_3, \quad (6)$$

де  $\kappa_3$ - поправочний коефіцієнт на частоту повторення імпульсів і тривалість дії серії імпульсів (таблиця 11).

Таблиця 11.

Поправочний коефіцієнт ( $\kappa_3$ ) на частоту повторення імпульсів ( $f$ ) і тривалість дії серії імпульсів ( $t$ ).

t, c	f, Гц					
	до 10	біл.10 до 50	біл.50 до 100	біл.100 до 250	біл.250 до 500	Біл.500 До 1000
$10^{-1}$	$3,6 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$8,3 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$8,7 \cdot 10^{-3}$
1	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$7,7 \cdot 10^{-3}$
$10^1$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$9,2 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$
$10^2$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$
$10^3$	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
$10^4$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$7,1 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$9,1 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$
$3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$

## 7. ГДРО ІМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ДЛЯ ШКІРИ

7.1. ГДРО кожного імпульсу лазерного випромінювання з довжиною хвилі від 0,4 до 1, 4 мкм визначається по формулі:

$$H_{\text{імп}} = H \cdot \kappa_2, \quad (7)$$

7.2. ГДР кожного імпульсу лазерного випромінювання з довжиною хвилі від 1,4 - 20 мкм визначається по формулі:

$$H_{\text{імп}} = H \cdot \kappa_3, \quad (8)$$

7.3. При одночасній дії лазерного випромінювання з різними параметрами на одну і ту ж ділянку тіла людини і при умові додавання біологічних ефектів, сума відношень рівнів лазерного випромінювання ( $H^{(1,2,3,\dots,B)}$ ) до величини їх ГДР ( $H^{(1,2,3,\dots,\Gamma)}$ ) не повинна перевищувати одиниці, що визначається співвідношенням:

$$H^{(1)}/H_{\text{ГДР}}^{(1)} + H^{(2)}/H_{\text{ГДР}}^{(2)} + \dots + H^{(n)}/H_{\text{ГДР}}^{(n)} \leq 1 \quad (9).$$

Органи, по яких додаються біологічні ефекти, приведені в таблиці 12.

Таблиця 12.

## Органи по яким сумують біологічні ефекти.

Діапазон довжин хвиль мкм	від 0,2 до 0,4	від 0,4 до 0,75	від 0,77 до 1,4	від 1,4 до 20
від 0,2 до 0,4	рогівка або шкіра			
від 0,4 до 0,75		сітчатка (первинні, вторинні ефекти) або шкіра	сітчатка (первинні, ефекти) або шкіра	Шкіра
від 0,77 до 1,4		сітчатка (первинні, ефекти) або шкіра	сітчатка (первинні, ефекти) або шкіра	Шкіра
від 1,4 до 20		шкіра	шкіра	шкіра або рогівка

7.4. При наявності дозиметрів, що дозволяють визначити енергетичні експозиції безпосередньо на сітківці ока в діапазоні 0,4 - 1,4 мкм ГДР для первинних ефектів залежно від тривалості дії і діаметру плями засвітки на сітківці визначається по таблиці 13.

Таблиця 13.

ГДРО енергетичної експозиції сітчасті ( $H_c$ ), що не визиває первинних біологічних ефектів.

$\tau$ , с	$d_c$ , см							
	$1,7 \cdot 10^{-3}$ точк.	$6,1,7 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$ до $10^{-2}$	$6,10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$ до $10^{-1}$	$6,10^{-1}$ до $5 \cdot 10^{-1}$	$6,5 \cdot 10^{-1}$ до 1	$6,1$ до 4
$10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
$10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$
$10^{-7}$	1	$4 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$
$10^{-6}$	2	$8 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$
$10^{-5}$	3	1	$6 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
$10^{-4}$	6	2	1	$2 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$
$10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-1}$	4	2	$4 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$
$10^{-2}$	$2 \cdot 10^1$	6	3	$6 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-3}$
$10^{-1}$	$3 \cdot 10^1$	$1 \cdot 10^{-1}$	6	1	$6 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$
1	$6 \cdot 10^1$	$2 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^1$	2	1	$2 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-2}$
$10^1$	$1 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^1$	$2 \cdot 10^1$	4	2	$4 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-2}$
$10^2$	$2 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^1$	$3 \cdot 10^1$	6	3	$6 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-2}$
$10^3$	$3 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^1$	$1 \cdot 10^1$	6	1	$6 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$

$10^4$	$6 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^1$	$3 \cdot 10^1$	2	1	$2 \cdot 10^{-1}$
$3 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^1$	$1 \cdot 10^1$	3	1	$3 \cdot 10^{-1}$

В діапазоні 0,4 - 0,75 мкм ГДР енергії (Q) для вторинних біологічних ефектів залежно від фонові освітленості рогики визначається по таблиці 14.

Таблиця 14.

ГДРО енергії на сітчасті (Q, Дж), що не визиває вторинних ефектів.

$\Phi_p$ , лк	$\lambda$ , мкм						
	від 0,4 до 0,44	від 0,44 до 0,48	від 0,48 до 0,63	від 0,63 до 0,67	від 0,67 до 0,71	від 0,71 до 0,74	від 0,74 до 0,75
від $1 \cdot 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-3}$
від $5 \cdot 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$
від $5 \cdot 10^{-1}$ до 5	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$
від 5 до $5 \cdot 10^1$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	3
від $5 \cdot 10^1$ до $5 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	2	$3 \cdot 10^1$
від $5 \cdot 10^2$ до $5 \cdot 10^3$	1	$2 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	1	$2 \cdot 10^1$	$3 \cdot 10^2$
від $5 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^1$	2	$2 \cdot 10^1$	1	$1 \cdot 10^1$	$2 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^3$
від $5 \cdot 10^4$ до $10^5$	$1 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^1$	2	$1 \cdot 10^1$	$2 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^4$

7.5. Величина (Q), що визначена по таблиці 14, порівнюється з величиною ( $Q^1$ ), значення якої залежно від тривалості імпульсу і діаметру плями засвітки на сітківці визначається по таблиці 15.

Якщо (Q) більше ( $Q^1$ ), то ГДР опромінення очей приймається  $H_Q$ , в протилежному випадку за ГДР опромінення очей приймається (Q).

Залежність величини ( $Q^1$ ) від тривалості імпульсу ( $\tau$ )  
і діаметру плями засвітки на сітчатці ( $d_c$ ).

$\tau, c$	$d, cm$							
	$1,7 \cdot 10^{-3}$ точк.	$6,1,7 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$ до $10^{-2}$	$6,10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$ до $10^{-1}$	$6, 10^{-1}$ до $5 \cdot 10^{-1}$	$6, 5 \cdot 10^{-1}$ до 1	$6, 1$ до 4
$10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$
$10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$
$10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
$10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$
$10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$
$10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-2}$
$10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$
$10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-2}$
$10^{-1}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$
1	$1 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-1}$
$10^1$	$2 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-1}$
$10^2$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-1}$
$10^3$	$7 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-1}$	1
$10^4$	$1 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-1}$	3
$3 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-1}$	1	4

## ЛІТЕРАТУРА

- «Санітарні норми і правила пристрою і експлуатації лазерів №2392-81», затверджених Міністерством охорони здоров'я СРСР (далі СНиП);





## **ШУАІБОВ ОЛЕКСАНДР КАМІЛОВИЧ**

Фахівець в галузі квантової електроніки, фізики і техніки газових розрядів, оптики і спектроскопії атомів, іонів і молекул та світлотехніки і нанотехнологій, які засновані на використанні плазми газових розрядів; професор кафедри квантової електроніки, доктор фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник, «Заслужений діяч науки і техніки України».

**Сфера наукових інтересів:** УФ-ВУФ ексиплексні лазери, газорозрядні лампи на галогенідах інертних газів і ртуті, молекулах і атомах галогенів та радикалах гідроксили.

**Автор** понад 550 наукових праць та 40 патентів на винаходи.