

Міністерство освіти і науки України
Чернівецький національний університет
імені Юрія Федьковича

Підлягає поверненню на кафедру

ЕЛЕКТРОННІ ТА КВАНТОВІ ПРИСТРОЇ ТА ПРИЛАДИ

**Методичні рекомендації
до лабораторного практикуму**

(Електронне видання)

Чернівці
Чернівецький національний університет
2021

УДК 535
Е 50

Е 50 Електронні та квантові пристрої та прилади: метод. реком. до лабор. практикуму/ укл. **Вікторівська Ю.Ю., Єрмоленко С.Б.**. – Чернівці : Чернівецький нац. ун-т, 2021. – 86 с.

У методичній розробці наведено роботи лабораторного практикуму з курсу «Електронні та квантові пристрої та прилади». Зміст робіт охоплює основні розділи курсу.

Для студентів технічних факультетів за спеціальністю «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка», «Телекомунікації та радіотехніка».

УДК 535

© Чернівецький
національний
університет, 2021

ЗМІСТ

Лабораторна робота 1	
Вивчення джерел оптичної накачки імпульсних ОКГ.....	4
Лабораторна робота 2	
Налаштування резонатора та юстування газового ОКГ за допомогою лазерного променя	17
Лабораторна робота 3	
Налаштування резонатора та юстування твердотілого ОКГ за допомогою автоколіматора	27
Лабораторна робота 4	
Налаштування резонатора та юстування газового ОКГ за допомогою діоптрійної трубки	39
Лабораторна робота 5	
Вивчення характеристик і параметрів випромінювання ОКГ неперервної дії...	43
Лабораторна робота 6	
Вивчення кореляційних характеристик когерентних джерел випромінювання.....	57
Лабораторна робота 7	
Вивчення властивостей спонтанного та вимушеного випромінювання	62
Лабораторна робота 8	
Вивчення методів реєстрації короткочасних світлових імпульсів та часових характеристик імпульсного ОКГ	66
Лабораторна робота 9	
Вимірювання та дослідження параметрів діодного оптрону.	73
Лабораторна робота 10	
Дослідження напівпровідникового фотоелемента	78
Список рекомендованої літератури	86

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 1

Вивчення джерел оптичної накачки імпульсних ОКГ.

Мета роботи: ознайомитися з будовою, принципом дії імпульсних газорозрядних ламп та навчитися визначати їх характеристики та параметри.

Завдання

1. Вивчити будову, принцип дії, характеристики та параметри імпульсних газорозрядних ламп (ІЛ).
2. Вивчити основні схеми включення ІЛ та основні елементи схем їх живлення.
3. Вивчити основні методи визначення параметрів та характеристик імпульсних ламп.
4. Зібрати схему для визначення параметрів та характеристик ІЛ.
5. Визначити напругу підпалення імпульсних ламп.
6. Дослідити залежності протяжності τ та форми імпульсного випромінювання ІЛ, від напруги живлення та параметрів розрядної мережі (L,C). За результатами дослідження побудувати графіки залежностей:

$$\tau = \tau(u_c) \quad \tau = \tau(L) \quad \tau = \tau(C)$$

7. Проаналізувати одержані залежності та написати висновки про виконану роботу.

Обладнання:

1. Імпульсна лампа з блоком живлення.
2. Електронний осцилограф ADS1022C

Порядок виконання роботи

1. Зібрати схему для дослідження форми світлових спалахів ІЛ, встановивши ємність накопичувального конденсатора $C=500\text{мкф}$ та індуктивність розрядної мережі $L=0$ (короткозамкненою перемичкою). Схема наведена на рис. 3.
2. Після перевірки схеми керівником, зарядити накопичувальний конденсатор до $U=250\text{В}$ та перевірити підпалення лампи (при натисканні кнопки лампа повинна давати спалах).
3. Встановлюючи все менші напруги на накопичувальному конденсаторі, визначити мінімальну напругу, при якій лампа ще дає спалах (напруга підпалення).

4. Провести спостереження зміни форми світлового імпульсу при зміні :
 - а) напруги на накопичувальному конденсаторі (U змінюється від напруги підпалення до 160В). L і C при цьому залишаються незмінними (L=37мкГн; C=500мкФ).
 - б) індуктивності розрядної мережі: послідовно з лампою вмикаються котушки індуктивності L=0; L=37мкГн; L=898мкГн (U та C при цьому лишаються незмінними: U=160В , C=500мкФ).
 - в) ємності накопичувального конденсатора (C= 250мкФ, C= 500мкФ, C= 1000мкФ). L і U при цьому залишаються незмінними (L=37мкГн; U=160В).

Ємність C змінюється шляхом послідовного та паралельного з'єднання двох конденсаторів з C=500мкФ.

5. Для спостереження змін світлових імпульсів та визначення тривалості спалахів $\tau_{\text{імп.}}$ при зміні параметрів схеми вмикаємо електронний осцилограф ADS1022C і працюємо в такій послідовності:

- 1) впевнитись, що включений режим SINGLE (зелений), RUN – червоний;
- 2) встановити необхідні параметри по п.4;
- 3) натиснути кнопку RUN – зелений;
- 4) натиснути кнопку «спалах»;
- 5) на екрані повинен з'явитись імпульс, який необхідно оцифрувати (I_{max} , $I_{0,37}$, $\tau_{\text{імп.}}$); визначення амплітуди I_{max} здійснюється натисканням кнопки MEASURE, вихід – кнопка MENU

ON/OFF

- 6) значення $I_{0,37} = I_{\text{max}} * 0,37$ (1,26V*0,37=0,47V);
«Вертикальним зміщенням» змістити імпульс на $I_{0,37}$ вниз, що Volts Pos=0,47V=470mV
- 7) визначити ціну поділки шкали часу M 1,00 ms (1 клітинка = 1 мілісекунда (мс));
- 8) змістити «Горизонтальним зміщенням» сигнал на початок клітинки для зручності та виміряти по осцилографу $\tau_{\text{імп.}}$ (2,2мс);
- 9) перейти в режим RUN – червоний;
- 10) встановити наступні параметри;
- 11) натиснути кнопку RUN – зелений;
- 12) повторити пункти 4) - 8).

Таким чином визначити $\tau_{\text{імп.}}$ для всіх параметрів по п.4.

6. Після визначення тривалості спалахів побудувати графіки залежності: $\tau = \tau (U)$; $\tau = \tau (C)$; $\tau = \tau (L)$.

Контрольні запитання

1. Поясніть що таке оптична накачка.
2. Поясніть принцип роботи імпульсних ламп.
3. Наведіть приклади систем оптичної накачки.
4. Опишіть схему живлення імпульсної лампи.
5. Проаналізуйте одержані залежності $\tau(U)$, $\tau(C)$, $\tau(L)$

ТЕОРЕТИЧНА ЧАСТИНА.

1. Імпульсні газорозрядні лампи та схеми їх включення.

Основне призначення імпульсних ламп (ІЛ) – створювати багатократні світлові імпульси великої сили та дуже короткої тривалості. ІЛ компактні, мають великий термін служби, високий ККД та велику світловіддачу. Спектр випромінювання ІЛ по складу близький до сонячного. Електричні схеми включення дуже прості та дозволяють легко керувати моментом спалаху, тривалістю імпульсу та силою світла.

До початку розряду ІЛ має практично безмежний опір. У момент спрацьовування опір падає до $0,1 - 1$ Ом, а струм, що протікає крізь лампу досягає сотень і навіть десятків тисяч ампер.

ІЛ використовуються у одному з двох режимів: створення рідких (періодом $1 - 10$ сек.) потужних імпульсів, або створення частих (з частотою до 20000 Гц), але порівняно слабких імпульсів. Перший режим називають фотоосвітлювальним, а другий – стробоскопічним.

Потужні ІЛ використовуються як джерела накачки імпульсних лазерів (оптично квантових генераторів).

1.1. Будова, характеристика та параметри ІЛ.

ІЛ представляє собою скляну або кварцеву трубку (балон), у яку впаяні два масивних електроди – анод і катод. Третій допоміжний (підпалюючий електрод) у деяких лампах також впаяний у балон, в деяких типах ІЛ розміщується на зовнішній поверхні балону. Внутрішній об'єм ІЛ заповнюється ксеноном, криптоном або їх сумішшю під тиском $100 - 500$ мм. рт. ст. у трубчатих та до $3 - 5$ атм. у кулькових ІЛ.

Основна особливість ІЛ полягає в тому, що джерело живлення підключається до джерела струму безпосередньо без обмежуючих елементів. При порівняно малих напругах живлення ніяких змін у стані лампи не відбувається: тиск газу та відстань між електродами забезпечують електричну міцність розрядного проміжку. Якщо

підвищувати напругу на електродах, то після досягнення деякої величини U між електродами виникає електричний розряд. Напругу, при якій виникає електричний розряд, називають напругою самопробою. Електричний розряд, що виник, швидко розвивається (приблизно за 10^{-6} сек.), опір розрядного проміжку падає до дуже малої величини, і якщо джерело живлення достатньо потужне, то розряд переходить у сильнострумову стадію. Струм крізь лампу зростає до сотень та тисяч ампер. Протікання через розрядний проміжок таких великих струмів супроводжується яскравим свіченням газу. Процес, що виник у лампі, можна підтримати тільки малу долю секунди, інакше лампа буде зруйнована потужністю, що в ній виділяється. Щоб зупинити розряд, треба зняти з електродів лампи напругу або зменшити її до малої величини, і лампа знову буде готова до роботи. Напряга, при якій цей розряд припиняється, називають напругою гасіння U_g . Величина її залежить від конструкції та розмірів лампи і для різних типів в межах від 40-50 до 300-400В. Відновлення стану розрядного проміжку триває $10^{-5} - 10^{-4}$ с. У спрощеному вигляді такі процеси можуть бути представлені наступним чином. Газ, що заповнює внутрішній об'єм лампи, складається з великої кількості електрично-нейтральних атомів. Крім нейтральних атомів, у газі від зовнішніх причин (космічні промені, радіоактивне випромінювання і т. п.) завжди існує певна кількість вільних електронів та додатньо заряджених іонів. Під впливом електричного поля між електродами електрони прискорено рухаються до анода, а позитивно заряджені іони до катода. У процесі свого русі вони стикаються з атомами газу. Доки напруженість електричного поля у розрядному проміжку мала, кінцева швидкість навіть найшвидкісніших частинок – електронів, недостатня для іонізації атомів при зіткненні з ними. При збільшенні напруги на електродах (а відповідно і напруженості поля) швидкість частинок збільшується та при певній величині $U_{сп}$ кінетична енергія спадає достатньо для того, щоб при зіткненні з атомом відірвати від нього один або декілька електронів, тобто іонізувати його. Електрони та іони, що утворилися в результаті іонізації, прискорюються в електричному полі, іонізуючи атоми. Цей процес лавиноподібно зростає. Разом з процесами іонізації завжди відбувається зворотній процес рекомбінації (відновлення) різнозаряджених частинок. Частинки, які не встигають рекомбінувати, досягають основних електронів та нейтралізуються. Час перебування у розрядному проміжку більш рухомих частинок (електронів) коротший ніж іонів. Тому там виникає надлишок додатних іонів, які створюють сильне електричне поле біля катода. Це поле та бомбардування катода

додатними іонами забезпечує неперервність емісії нових електронів, з поверхні катода за рахунок енергії джерела живлення. Електричний розряд у газах буде продовжуватись до тих пір, доки напруга на електродах буде достатня для підтримання іонізації.

Електрична енергія джерела живлення, що витрачена на іонізацію газу, перетворюється в теплову та променисту енергію. Перша причина свічення іонізованого газу полягає в збудженні його атомів. Тільки деяка частина вільних електронів до моменту зіткнення з атомом має енергію, необхідну для його іонізації. Значна частина вільних електронів при зіткненні тільки збуджує атом.

Потім збуджений атом приходиться у нормальний стан, а отриману порцію енергії випромінює у вигляді елементарної частинки світла – фотона. Друга причина випромінювання іонізованого газу полягає в рекомбінації (з'єднанні) елементів з іонами. При цьому випромінюється фотон такої енергії, яка затрачена на іонізацію.

Використання рідких газів ксенону і криптона для наповнення імпульсних ламп пояснюється їх світловою віддачею (у ксенону вона вища), сприятливим спектральним складом і тим, що ці гази хімічно нейтральні.

Електричний розряд у лампах може виникати і при напругах менших, ніж $U_{сп}$.

Для цього необхідно певним чином створити у розрядному проміжку певну кількість заряджених частинок, які мають енергію, достатню для початкової іонізації. Ці частинки, почавши свій рух в електричному полі між електронами, забезпечують розвиток розряду, подібно до вище описаного. В більшості практичних випадків напруга, що подається на лампу, має величину меншу за величину напруги самопробою, а іонізація створюється шляхом подачі на спеціальний підпалюючий електрод високого імпульсу (10–20кВ).

Для створення і підтримки розрядів в ІЛ потрібне джерело високої напруги, здатне короткочасно створювати великий струм. Найчастіше для цього використовують електричні конденсатори відповідної ємності. В інтервалах між розрядами конденсатор заряджався від батарей. Так як час між спалахами набагато більший від їх тривалості, струм заряду може бути невеликим, а джерело живлення відносно малопотужним. Друга перевага цього методу – для припинення розряду у лампі не треба спеціальних приладів. Лампа гасне у той момент, коли напруга на обкладках конденсатора досягає напруги гасіння.

Енергія, яку має заряджений контур, виражається формулою:

$$E = \frac{CU_C^2}{2} \quad (1),$$

де C – ємність конденсатора, U_C – напруга на контактах конденсатора.

У зв'язку з тим, що задній фронт кривої часткового розподілу світлового потоку має плавний спад, тривалість світлового імпульсу може бути оцінена тільки умовно часом, на протязі якого світловий потік спадає до певної частини від амплітудного значення, наприклад 0,5 або 0,1. В якості критерію беруть час, за який світловий потік зменшується до 37% від максимального значення. Вибір коефіцієнта 0,37 пояснюється тільки практичною зручністю – в цьому випадку тривалість світлового імпульсу може бути розрахована, якщо відомий внутрішній опір лампи R_L та ємність конденсатора C по формулі:

$$t = \frac{R_L C}{2} \quad (2)$$

де t – тривалість світлового імпульсу, мкс; За цей час лампа випромінює приблизно 85% променистої енергії. Якщо відома залежність ІЛ від часу, то тривалість імпульсу може бути визначена по цій характеристиці. Цей спосіб пояснюється рис. 1.

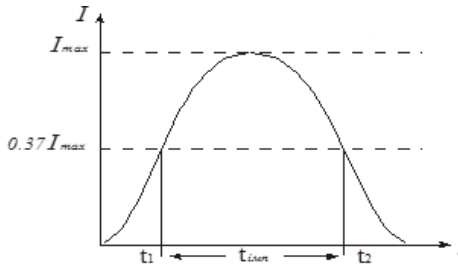


Рис. 1 Залежність інтенсивності імпульсу від тривалості $I(t)$

1.2. Схема включення і живлення імпульсних ламп

На рис. 2 наведена типова схема, покладена в основу більшості пристроїв, які застосовуються в практиці.

Для створення розряду в лампі використовують конденсатор C_1 , для запуску – підпалюючий трансформатор T_p і конденсатор C_2 . Після включення джерела живлення C_1 заряджається через опір R_1 , а конденсатор C_2 через опір R_2 та первинну обмотку трансформатора. В момент замикання синхроконтраків (СК) конденсатор C розряджається через первинну обмотку підключеного конденсатора, створюючи у ній імпульс струму. Високовольтний імпульс, який виникає на вторинній обмотці, іонізує газ у лампі L_l , викликаючи розряд конденсатора C_1 . Після

того, як цей конденсатор розрядився, лампа гасне і починається повторний заряд конденсаторів для наступного циклу. Дільник із опорів R_2 , R_3 обмежує напругу на конденсаторі C_2 застосовується у тому випадку, якщо напруга U_C неприпустима для контактів СК.

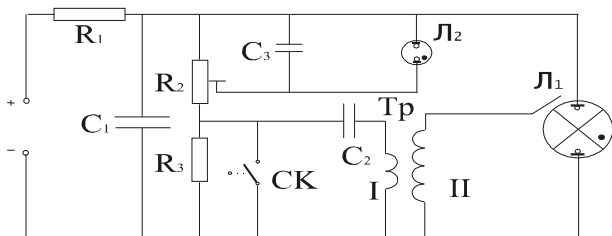


Рис.2. Схема живлення імпульсної лампи

Постійні часу зарядного ланцюга R_1C_1 і ланцюга R_2C_2 обирають так, щоб при замикаванні синхроконттактів між спалахами не виникало розряду.

Так як енергія спалаху пропорційна квадрату напруги живлення на конденсаторі C_1 перед спалахом, неонева лампа L служить індикатором напруги на основному конденсаторі. Ця лампа і конденсатор C_3 разом з опорами дільника створюють редакційний генератор. Коли напруга на конденсаторі C_3 досягає потенціалу підпалення лампи L , вона спалахує і відбувається частинний розряд конденсатора. Коли конденсатор C з дозаряджається лампа спалахує знову. По частоті спалахів можна казати про напругу на конденсаторі C_1 : з її збільшенням лампа L_2 спалахує частіше. Параметри такого ланцюга підбирають так, щоб при зарядженому конденсаторі C_1 мерехтіння лампи L_2 здавалось неперервним світлом. Величину опорів R_2 і R_3 обирають достатньо великою, щоб подільник не споживав великого струму від джерела живлення. Потенціометр для налаштування – R_2 можна замінити двома постійними опорами.

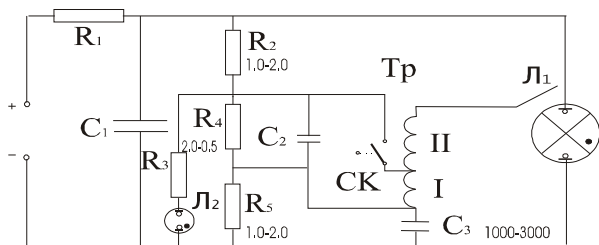


Рис.3. Загальна електрична схема для лабораторної роботи

2. Твердотільні лазери.

Твердотільними лазерами будемо називати квантові генератори, в яких у якості активного підсилюючого середовища використовується кристалічний чи аморфний діелектрик. Історично твердотільні лазери стали першими генераторами когерентного оптичного випромінювання. Вони одержали широке поширення завдяки тому, що дозволяють отримувати потужне когерентне випромінювання від ультрафіолетової до ближньої ІЧ області спектра, працювати як у імпульсному, так і у неперервному режимах.

В наш час генерацію можна отримати у багатьох активних середовищах, але найбільшого поширення одержали лазери на рубіні ($\lambda=0,69\text{мкм}$), ітрій-алюмінієвому гранаті ($\lambda=1,06\text{мкм}$) і на склі ($\lambda=1,06\text{мкм}$).

Характерною рисою твердих активних середовищ є висока концентрація активних центрів, що дозволяє отримувати великі потужності при відносно невеликих об'ємах активних середовищ. Збудження твердотільних лазерів здійснюється за допомогою оптичної накачки. ККД твердотільних лазерів для окремих видів лазерних матеріалів досягає значень більше 5%.

2.1. Системи оптичної накачки.

Конструктивно твердотільний лазер являє собою випромінювач, який включає у себе активний елемент, дзеркала резонатора і систему оптичної накачки.

Оптичною накачкою називається спосіб створення інверсії при опроміненні активного елемента випромінюванням спеціального зовнішнього джерела. Система оптичної накачки включає в загальному випадку лампу накачки, яка випромінює променевий потік і світлооптичну апертуру, яка концентрує потік накачки на активному елементі (рис. 4).

Розрізняють когерентну і некогерентну накачку. При когерентній накачці джерелом випромінювання служить допоміжний лазер.

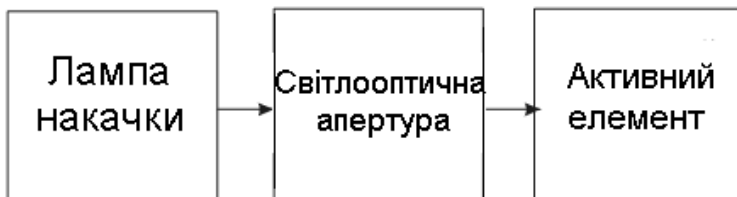


Рис. 4. Схема оптичної накачки

При накачуванні твердотільних лазерів найбільшого розповсюдження набула некогерентна накачка. Джерелом некогерентного випромінювання може служити випромінювання звичайних джерел, наприклад сонця і люмінесцентної лампи неперервної роботи (газорозрядних і накалювання), іскрові розрядники, полум'я і т.д. Найбільш широко застосовують газорозрядні лампи.

Ефективність системи накачки можна визначити як відношення поглинаючого в активному матеріалі променистого потоку до потужності, яка споживається усіма лампами накачки. Ефективність системи накачки залежить від ККД лампи накачки, світлооптичної арматури та ефективності використання випромінювання накачки.

Найбільш важливими параметрами газорозрядних ламп з точки зору використання їх для накачки лазерів є: ефективність перетворення електричної енергії в світлове випромінювання, спектральний склад випромінювання, гранична потужність, при якій не порушується нормальна робота лампи.

В якості джерел накачки найбільше розповсюдження одержали ксенонові та криптонові лампи прямої трубчастої конструкції, які є найбільш економними перетворювачами електричної енергії в енергію оптичного випромінювання. Їхній спектр випромінювання близький до спектра абсолютно чорного тіла з температурою 8000 – 12000 К.

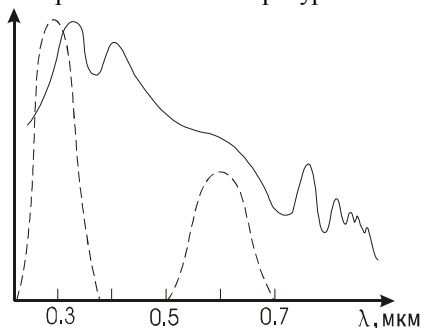


Рис. 5. Спектр випромінювання імпульсної ксенонової лампи накачування (—); спектр поглинання рубіна (-----).

Спектр випромінювання імпульсної ксенонової лампи являє собою накладання ліній й суцільного фону (рис. 5). Фон найбільш сильно виражений у видимій та ультрафіолетовій частинах спектра. Якщо тепер для прикладу, порівняти, його з графіком спектра поглинання рубіна (рис. 5), то можна зауважити, що на спектр

поглинання рубіна приходиться менше 30% повної світлової енергії випромінювання лампи накачування. Інша частина енергії є зайвою і навіть шкідливою, так як вона використовується на нагрівання активного елемента, оболонки лампи накачування й відбивача.

Для накачування лазерів, що працюють у неперервному режимі, використовуються потужні дугові криптонові лампи неперервної роботи. Ці лампи мають порівняно невеликий термін служби (500-1000 год.), що обмежує ресурс роботи генераторів когерентного випромінювання. Одним зі способів збільшення ресурсу роботи лазерів є використання безелектродних ламп, які збуджуються високочастотним розрядом.

Вони одночасно виконують функцію відбивача. В зв'язку з відсутністю електродів довговічність лампи істотно більша, ніж у ламп звичайної конструкції, але розподілене джерело випромінювання зменшує ККД лазера.

Основний недолік газорозрядних ламп полягає в порівняно низькій ефективності перетворення електричної енергії у світлове випромінювання, яке відповідає смугам поглинання активного матеріалу.

Перспективним видом накачки є використання випромінювання напівпровідникових люмінесцентних світлодіодів, наприклад $\text{CaAs}_x\text{P}_{1-x}$. Люмінесцентний напівпровідниковий діод допускає температурну перебудову, так що максимум його випромінювання можна сумістити, наприклад, з максимальним положенням YAG: Nd^{3+} . В цьому випадку ККД джерела накачки максимальний.

Для підвищення ефективності накачки лампу і активну речовину розташовують в освітлювачі. Ефективність світлопередачі освітлювача дуже сильно впливає на ККД всього лазера в цілому. Втрати в освітлювачі складають від 20 до 70%, що в основному і обумовлює низький ККД твердотільних лазерів. Покриття освітлювача може бути дифузійне і дзеркальне. Відбивачі з дифузійним покриттям забезпечують більш рівномірне розподілення енергії випромінювання лампи накачки по поверхні активного елемента, відрізняються стійкістю до впливу агресивних середовищ і потужного оптичного випромінювання. Їх виготовляють з чотирьох хлористого кремнію або кераміки на основі аморфного діоксиду кремнію, які в області 0,5 – 1 мкм мають коефіцієнт відбивання 0,92 – 0,97.

Дзеркальні відбивачі володіють великим коефіцієнтом відбивання, дозволяють здійснювати селективне відбивання тієї частини спектра випромінювання лампи накачки, яка припадає на лінії поглинання активного елемента. Але вони менш стійкі до дії

випромінювання ламп накачки, не забезпечують рівномірності розповсюдження відбитої енергії на поверхні активного елемента, особливо при підвищених енергіях накачки. В якості відбивача використовують шар золота, срібла або багато діелектричних покриттів, а матеріали захисних шарів Gr, Cu, Ni, Al та інші вибирають з врахуванням їх корозійної стійкості, адгезії, стійкості до механічних і кліматичних впливів.

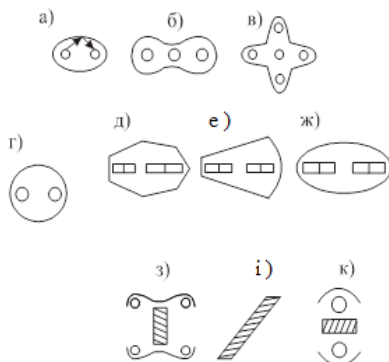


Рис. 6. Схеми конструкцій освітлювачів.

Найбільшого застосування дістали освітлювачі, в яких використовується фокусування випромінювання на активний елемент. Прикладом такої системи служить еліптичний освітлювач, який представляє собою циліндр еліптичного перетину, в середині якого вздовж фокусної лінії розміщений активний елемент і лампа (рис. 6 а). Так як лампа має кінцеві розміри, її зображення займає деяку область поблизу фокальної лінії. Якщо діаметр активного елемента перевищує поперечні розміри зображення джерела, то ефективність системи буде максимальною. У протилежному випадку частина променів на зразок не потрапляють. Таким чином, ефективність еліптичної системи залежить від поперечних розмірів джерела накачування, активного зразка і відбивача. Крім того, вона визначається також ексцентриситетом еліпса, так як зменшення останнього покращує фокусування. У ряді випадків з метою збільшення енергії накачування застосовуються пристрої, які являються розвитком системи з еліптичним відбивачем. Вони представляють собою відбивач, утворений декількома еліптичними циліндрами, що мають спільну фокальну лінію (рис. 6 б, в).

Зазвичай використовують системи з двома або чотирма циліндрами. Це дозволяє фокусувати на активному зразку

випромінювання від декількох джерел. Ефективність такого освітлювача виявляється більш низькою, ніж освітлювача з одноеліпсним циліндром, що пов'язано із зменшенням фокусуєної поверхні кожного еліпса. На практиці також отримала розповсюдження система, яка має освітлювач кругового перерізу (рис. 6 г), в якій лампа і активний елемент розташовані симетрично відносно поздовжньої осі циліндра. Така система дещо поступається в ефективності еліптичному освітлювачу, але зате вона простіша у використанні. В окремих випадках при невеликих габаритних розмірах циліндричні відбивачі виготовляються із монолітної заготовки легованого європієм кварцового скла. У відбивачі паралельно осі свердять дві дірки, в середині яких розміщують активний елемент і лампу накачки. Одноламповий освітлювач з відбивачем такої конструкції забезпечує високу ефективність накачки в одномодовому режимі генерації за рахунок фокусування випромінювання накачки в центральну частину активного елемента, а також фільтрацію ультрафіолетового випромінювання лампи.

На практиці, у зв'язку з великою різноманітністю конструкцій і призначень лазерів, використовуються і інші типи освітлювачів. Відомі так звані вісесиметричні системи (рис. 6 д, е, ж). До них відносяться аксикони, сферокони, сфероїдальні відбивачі. Їх перевагою є висока рівномірність освітлення активного елемента на площині, перпендикулярній його осі. Але вісесиметричні системи мають обмежене використання, так як отримання високого коефіцієнта відбивання в них пов'язано із значними технічними труднощами при виробництві.

Для накачки потужних лазерів і в каскадах квантових підсилювачів використовуються освітлювачі з фокусуванням випромінювання накачки на активний елемент. Їх конструкційні особливості зумовлені конкретним видом активного елемента (рис. 6 з, і, к).

У більшості лазерів накачка здійснюється через бокову поверхню, що, як правило, призводить до вагомій нерівномірності розподілу енергії накачки в поперечному перерізі елемента. Наслідком цього процесу є нерівномірний розподіл інверсії в поперечному перерізі активного елемента, що вагомо впливає на енергетичні, а також просторові характеристики випромінювання. Змінюються типи коливальних резонаторів, розбіжність випромінювання лазера. Для вивчення основних закономірностей, які приводять до нерівномірного розподілу енергії, розглянемо діелектричний циліндр радіусом R з показником заломлення n , на який падає випромінювання накачки

(рис. 7 а). Припустимо що всі промені, які падають в точку A на поверхні стержня, приходять з будь-якого боку на межу кута π радіан.

Так як показник заломлення активного середовища значно більший від одиниці, то кут заломлення завжди буде меншим від кута падіння. Граничний кут θ , який відповідає куту падіння $\pi/2$, рівний $\sin\theta = 1/n$. Таким чином, всі промені, які приходять від лампи накачки, будуть заломлюватися під меншими кутами і лежати між променями 1 і 2. Використовуючи аналогічні міркування для всіх точок поверхні, приходимо до висновку, що в центральній частині середовища виникає область, яка характеризується підвищеною густиною потужності випромінювання накачки. Розмір цієї області рівний $r = R \sin\theta = R/n$.

На рис. 7 б приведений розподіл щільності потужності випромінювання накачування в активному елементі. При розгляді двовимірної моделі й відсутності поглинання в середовищі на графічній залежності існує різкий злам, який відповідає області максимальної концентрації випромінювання. При розгляді тривимірної моделі, коли припускається, що направлення падаючого випромінювання рівномірно розподіляється у просторі, ці залежності згладжуються, але, все одно, в центральній області щільність більше, ніж на периферії.

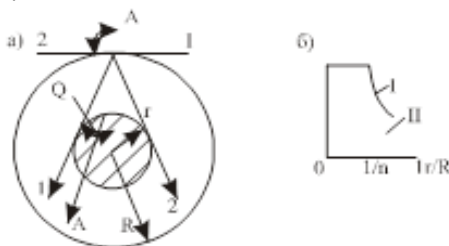


Рис. 7. Концентрація променів у центральній зоні циліндричного стержня обумовлена рефракцією: а – схема; б – розподіл густини потужності випромінювання в активному елементі: I – двовимірна модель; II – тривимірна модель.

Фізично це пов'язано з фокусуванням випромінювання, обумовленого тим, що показник заломлення активного середовища більше, ніж показник заломлення навколишнього середовища.

Зменшити небажані явища можливо, якщо помістити активний елемент у циліндричну оболонку з прозорого матеріалу, показник заломлення якого дорівнює показнику заломлення речовини активного елемента. Замість прозорої оболонки для тих же цілей можуть використовуватись імерсійні рідини, які одночасно можуть виконувати функції охолоджуючої рідини.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 2

Налаштування резонатора та юстування газового ОКГ за допомогою лазерного променя

Мета роботи: навчитися юстувати газовий ОКГ за допомогою лазерного променя.

Завдання:

1. Вивчити будову газового ОКГ неперервної дії (He-Ne) та типи резонаторів, що використовуються в ОКГ.
2. Вивчити методи та засоби настройки резонаторів та юстування ОКГ.
3. Провести настройку резонатора та юстування макету газового ОКГ неперервної дії за допомогою лазерного променя.
4. Написати висновки про виконану роботу.

Обладнання:

1. Макет газового ОКГ неперервної дії.
2. Лазер неперервної дії ЛГН-207.
3. Юстувальна лава та інструменти.

Порядок виконання роботи

1. Встановити у спеціальні утримувачі макету ОКГ активний елемент (розрядну трубку).
2. Відрегулювати гвинти утримувачів активного елементу (АЕ) так, щоб повздовжня вісь АЕ була приблизно перпендикулярна до дзеркал резонатору та проходила приблизно крізь центри дзеркал, після чого зняти утримувачі дзеркал резонатору з макету.
3. Встановити на юстувальну лаву діючий ОКГ так, щоб його промінь проходив крізь АЕ, вздовж центральної повздовжньої вісі. При цьому промінь повинен проходити в середині, вздовж всього АЕ, не торкаючись його стінок. Якщо зміною установки діючого лазера не вдається досягти такого положення, то припускається невелике під'юстування положення АЕ.
Якщо промінь лазера проходить точно по вісі АЕ, то стінки останнього не світяться, а пляма на екрані, що встановлений на виході променя ОКГ, повинна мати правильну круглу форму без ореолів.
4. Встановити юстувальний непрозорий екран з невеликим отвором (2-3мм) у вихідного вікна діючого лазера так, щоб промінь, який виходить, не чіпав країв отвору.

5. Встановити на своє місце утримувач з заднім дзеркалом та відрегулювати його положення юстувальними гвинтами так, щоб відбитий від нього промінь пройшов назад по вісі АЕ (не чіпляючи стінок АЕ) та потрапив в отвір юстувального екрану. Після цього рахується, що заднє дзеркало резонатору налаштоване правильно.
6. Встановити на своє місце переднє дзеркало резонатора макету ОКГ, закріпити його оправу та юстувальними гвинтами встановити його так, щоб промінь, відбитий від нього, потрапив в отвір юстувального екрану.
Після завершення усіх цих операцій можна вважати резонатор ОКГ налаштованим.

Контрольні запитання

1. Які функції виконує резонатор ОКГ? Розкрийте зміст строгої (хвильової) теорії відкритих резонаторів.
2. Як впливає точність налаштування резонаторів на характеристики випромінювання ОКГ?
3. Які типи резонаторів вимагають дуже точного налаштування?
4. Які типи резонаторів забезпечують найбільший ККД ОКГ?
5. Які типи резонаторів кращі для одержання випромінювання з часовою когерентністю? Опишіть тип мод.
6. Які методи налаштування резонаторів ОКГ ви можете запропонувати?
7. Які дзеркала використовуються у резонаторах ОКГ ?
8. Які існують основні типи газових лазерів?
9. Опишіть принцип роботи лазерів на нейтральних атомах.

ТЕОРЕТИЧНА ЧАСТИНА.

1. Методи налаштування резонатору та юстування ОКГ

Резонатор оптичного квантового генератору (ОКГ) являє собою систему плоских (або сферичних) дзеркал, встановлених паралельно (або так, щоб співпадали їхні головні оптичні вісі). Неточність паралельної (співвісної) установки дзеркал резонатору повинна бути не більшою декількох кутових секунд. При більших у відхиленнях від паралельності (співвісності) значно збільшується величина енергії накачування, яка необхідна для виникнення генерації або ж генерація стає неможливою.

У сучасних ОКГ використовуються інтерференційні спектрально селективні дзеркала.

Дзеркала резонатору закріплюються в металевих оправах, які забезпечують точну та стабільну установку і разом з тим припускають необхідну настройку та юстування.

У макеті ОКГ, який використовується у даній роботі, встановлені кріплення, у яких фіксація дзеркал у певному положенні забезпечується трьома плоскими пружинами, настройка дзеркал здійснюється юстувальними гвинтами з дрібною різьбою.

Настроювання резонатору ОКГ полягає в установці активного елементу (розрядної труби) між дзеркалами резонатору так, щоб повздовжня вісь активного елементу співпадала з центральною повздовжньою віссю резонатору. Для настройки резонаторів та юстування ОКГ використовуються у загальному три засоби:

- а) за допомогою автоколіматору (АКМ-1000) ;
- б) за допомогою лазерного променя від іншого працюючого ОКГ неперервної дії;
- в) за допомогою автоколімаційної труби. У даній роботі використовується другий засіб.

2. Режим синхронізації мод.

В умовах вільної генерації залежність інтенсивності вихідного випромінювання лазера від часу, як правило, має вид нерегулярних пучків, однією з причин цього є генерування більшої частини різних поперечних і повздовжніх мод. Наявність усередині резонатора лазера різних оптичних елементів звичайно приводить до виникнення локальних резонаторів, що перешкоджають збудженню деяких типів коливання за рахунок інтерференційної селекції мод, яка має місце завдяки наявності ряду відбиваючих площин. Кожен такий резонатор має визначену смугу пропускання, тому спільна дія усіх резонаторів може істотно обмежити число мод, які збуджуються в системі. Для усунення цього явища використовують так звані неселективні резонатори, у яких дзеркальне покриття наносять на клиноподібні підложки 1 і 2, а торці активного елемента АЕ зрізають під кутом Брюстера (Рис.1).

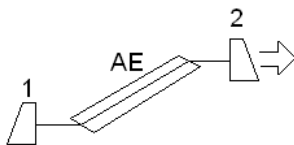


Рис. 1 .Схема лазера з неселективним резонатором.

У такій системі виникає багаточастотна генерація із спектральною шириною, близькою до дійсної ширини емісійної лінії даного лазерного переходу, що найбільше зручно для синхронізації мод, тому що ефективність даного режиму зростає зі збільшенням числа подовжніх мод, що генеруються. Під синхронізацією мод розуміють процес, у результаті якого різниці фаз між сусідніми модами залишаються постійними. У результаті інтерференції подовжніх мод з'являються флуктуації інтенсивності і відбувається генерація дуже коротких світлових імпульсів дуже великої потужності.

Синхронізація фаз подовжніх мод лазера дозволяє одержувати імпульси лазерного випромінювання тривалістю $10^{-10} - 10^{-12}$ з піковою потужністю до 10^{12} Вт. Такі світлові імпульси називають надкороткими чи ультракороткими.

Ідею синхронізації подовжніх мод з погляду їхньої інтерференції можна пояснити в такий спосіб. Припустимо, що в резонаторі всі моди генерують одночасно, амплітуди їх однакові, а фази синхронізовані. Нехай число таких мод дорівнює $2N+1$, амплітуди мод однакові і рівні E_0 , а різниця фаз $\Phi_K - \Phi_{K-1} = \alpha = \text{const}$. Тоді результуюче електричне поле $E(t)$ електромагнітної хвилі можна представити у вигляді

$$E(t) = \sum_{l=-N}^N E_0 e^{i[(\omega_0 + l\Delta\omega)t + l\alpha]}, \quad (1)$$

де ω_0 - центральна частота моди; $\Delta\omega = \pi C/L$ - відстань між сусідніми модами. Для простоти припускаємо, що фаза центральної моди дорівнює нулю. Виконуючи подані припущення у виразі (1), знайдемо

$$E(t) = A(t) e^{i\omega_0 t}$$

де

$$A(t) = \frac{\sin[(2n+1)(\Delta\omega t + \alpha)/2]}{\sin[(\Delta\omega t + \alpha)/2]} E_0, \quad (2)$$

З (2) випливає, що $E(t)$ являє собою несучу синусоїдальну хвилю з центральною частотою ω_0 й амплітудою $A(t)$. Вихідна потужність випромінювання пропорційна $A^2(t)$. Часова залежність інтенсивності випромінювання при генерації $2N+1=4$ і $2N+1=15$ мод приведена на рис.2.

Таким чином, поле в резонаторі виявляється промодульованим по амплітуді функцією $A(t)$. Виконання умови синхронізації мод призводить до їхньої взаємної інтерференції, і генерація випромінювання приймає вид послідовності світлових імпульсів. Максимуми амплітуди огинаючої послідовності імпульсів відповідають тим моментам часу, коли знаменник виразу (2)

перетворюється в нуль. Отже, часовий інтервал між сусідніми імпульсами рівний

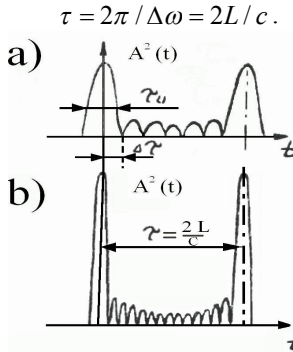


Рис.2. Часова залежність потужності випромінювання у випадку генерації семи (а) і п'ятнадцяти (б) подовжніх мод.

Цей час є так званий період модуляції і відповідає повному проходу резонатора. Отже, генерацію можна представити, як імпульс випромінювання, що поширюється в резонаторі туди і назад. Часовий інтервал $\Delta\tau$ між піком імпульсу і першим нульовим рівнем дається, виразом $\Delta\tau = 1/\Delta\nu$ де $\Delta\nu = (2N+1)\Delta\omega/2\pi l$ – повна ширина спектру випромінювання, що генерується. Тривалість імпульсу τ_i виміряна на половині висоти, також приблизно дорівнює $\Delta\tau$. Таким чином, для одержання коротких світлових імпульсів вимагаються активні матеріали з великою шириною контуру лінії посилення лазера. Пікова потужність випромінювання в режимі синхронізації мод пропорційна $(2N+1)^2 A^2 t$ тоді як, якщо фази мод випадкові, потужність випромінювання пропорційна сумі потужностей окремих мод. Звідси випливає, що завдяки синхронізації мод пікова потужність зростає пропорційно числу синхронізованих мод, у той час як середня потужність практично не залежить від синхронізації мод.

3. Синхронізація мод в лазерах

У методах синхронізації мод, як і в методах модуляції добротності резонаторів, розрізняють активну і пасивну синхронізацію. Перша здійснюється під дією зовнішнього сигналу, що керує роботою модулятора, друга під впливом поля випромінювання спонтанно за допомогою відповідного нелінійного оптичного середовища.

Для ілюстрації активної синхронізації мод припустимо, що здійснюється періодична модуляція параметрів резонатору з частотою Ω , яка рівна чи кратна різниці частот сусідніх мод. Розглянемо модуляцію амплітуди центральної моди

$$E(t) = E_0[1 + \beta \cos(\Omega t)e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)}] ,$$

де β - глибина модуляції ($0 \leq \beta \leq 1$). Використовуючи формулу Ейлера для представлення \cos , одержимо

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)} + (\beta E_0 / 2) e^{i(\omega_0 + \Omega)t + i\varphi_0} + (\beta E_0 / 2) e^{i(\omega_0 - \Omega)t + i\varphi_0} .$$

У такий спосіб, періодична амплітудна модуляція з частотою Ω приводить до перетворення моди на несучій частоті ω_0 у три синфазні моди на частотах $\omega_0, \omega_0 + \Omega, \omega_0 - \Omega$, що викликає обмін енергією з двома сусідніми модами. Поля бічних складових відповідають власним частотам резонатору і лежать у межах контуру лінії посилення лазерного переходу, що приводить до їх посилення. Вони також піддаються модуляції з частотою Ω , в результаті чого виникають бічні складові з частотами $\omega_0 \pm 2\Omega$. Цей процес продовжується доти, поки всі аксіальні моди усередині області генерації не виявляються синхронізованими.

Лазер з активною синхронізацією мод містить амплітудний чи фазовий модулятор, розташований поблизу одного із дзеркал резонатору. Амплітудна модуляція здійснюється акустооптичним чи електрооптичним модулятором, застосовуваним спільно зі схрещеними поляризаторами.

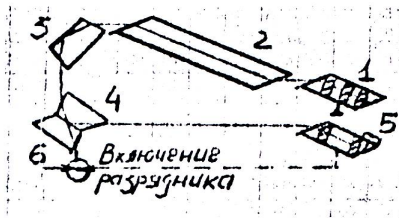


Рис. 3. Пікосекундний лазер з активною синхронізацією мод. 1,5 – електрооптичний відбивачі; 2 – активний елемент; 3 – поворотна призма; 4 – дві поворотні призми з повітряним зазором для виведення частини випромінювання з резонатору; 6 – світлоіскрової розрядник.

Для синхронізації мод з наступним виведенням пікосекундного імпульсу з резонатора може бути використана схема, приведена на рис.3. Встановлюючи два чи більше електрооптичних керованих

відбивачі, можна здійснити включення добротності, періодичну модуляцію для фазування мод і виведення імпульсу з резонатору. Для переключення електрооптичних пристроїв у режим виведення частина випромінювання повинна виводитися з резонатору на світлоіскровий розрядник.

Коли інтенсивність виведеного випромінювання стає достатньою для пробою світлоіскрового розрядника, останній спрацьовує і формує електричний імпульс, який переключає один з керованих відбивачів в режим виведення, завдяки чому один пікосекундний імпульс виводиться з резонатору. Тут один керований відбивач використовується для включення добротності і періодичної модуляції, другий керований відбивач включається від світлоіскрового розрядника і здійснює виведення пікосекундного імпульсу.

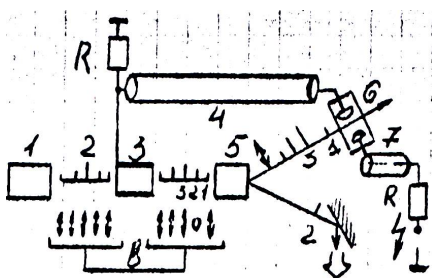


Рис. 4 Схема виділення пікосекундного імпульсу:

- 1 – лазер;
- 2 – цуг пікосекундних імпульсів;
- 3 - комірка Поккельса;
- 4 – розрядний кабель;
- 5 – поляризаційний відхиляючий пристрій;
- 6 – іскровий проміжок;
- 7 – зарядний кабель;
- 8 – напрямок поляризації імпульсів у цугу.

При наявності лазера, працюючого в режимі синхронізації мод, виведення одиночного імпульсу з кращими параметрами може бути виконане зовнішніми пристроями. За схемою на рис.4 лазер повинен випромінювати цуг лінійно поляризованих імпульсів. Цей цуг проходить через комірку Поккельса, а потім через поляризаційний відхиляючий пристрій. При відсутності напруги на комірці Поккельса вісь цугу повинна була б відхилитися в напрямку, обумовленому поляризацією випромінювання лазера. При включенні високої напруги

кабель заряджається через опір R і напруга прикладена до іскрового проміжку. При відповідному виборі порога спрацьовування імпульс, позначений на рис.4 цифрою 1, який є в цугу першим, запалює в розрядному проміжку іскру. У результаті цього високовольтний кабель за короткий проміжок часу розряджається. Протягом цього проміжку до комірки Поккельса прикладається імпульс напруги, котрий змінює поляризацію другого імпульсу цуга. Для керування коміркою Поккельса може бути використаний і швидкодіючий фотоприймач.

Пасивна синхронізація мод технічно здійснюється набагато простіше. У цьому випадку періодична модуляція параметрів резонатору може бути виконана за допомогою нелінійного оптичного елемента, що знаходиться усередині резонатора, наприклад просвітлюючого фільтра.

З точки зору інтерференційних представлень, кожна пара подовжніх мод, що збуджується у лазері з фільтром, що просвітлюється, буде періодично модулювати коефіцієнт резонансного поглинання фільтра з частотою, рівною різниці частот розглянутих мод, що приведе до амплітудної модуляції всіх мод. В результаті цього може реалізуватися процес синхронізації між фазами різних мод, тобто режим синхронізації мод.

Синхронізація повздовжніх мод у лазері з фільтром, який просвітлюється може бути розглянута на основі використання флуктуаційних представлень. Під дією імпульсу накачки відбувається порушення активного середовища і починається спонтанне випромінювання на частоті робочого переходу. Спонтанне випромінювання є по своїй природі флуктуаційним процесом і його інтенсивність флюктує з характерним часом кореляції $\tau_{\text{кор}} \approx 1/\Delta\omega$. До того моменту, коли внесок посиленних спонтанних шумів починає перевищувати внесок прямого спонтанного випромінювання, з'являється періодична кореляція поля в моменти τ і $t + T$, де T – повний час проходу випромінювання по резонатору. На спектральній мові наявність періодичної кореляції означає формування окремих дискретних мод складових еквідистантний набір частот $\omega_k = \omega_0 + k(2\pi/T)$. Важливо, що утворення квазіперіодичної флуктуаційної картини відбувається ще до досягнення лазером порога. Ці вихідні флуктуації виявляються існували для формування остаточної часової картини випромінювання.

Коефіцієнт посилення активного середовища на деякій частоті пропорційний виконанню різниці заселеності робочих рівнів на функцію $G(\Omega_k)$, яка описує спектральний профіль лінії люмінесценції. Тому в процесі росту інверсії під дією накачування граничні умови

виконання спочатку для центральної частоти, потім поступово входять в генерацію й інші частоти, причому процес регенеративного підсилення шумів неперервно переходить в процес генерації.

Таким чином, до моменту, коли починається просвітлення фільтра, випромінювання представляє собою квазіперіодичну шумову картину із шириною спектру $\Delta\omega_0$, багато меншої вихідної ширини лінії $\Delta\omega_{\text{ліом}}$.

У процесі просвітлення фільтра відбувається перетворення профіля поля, яке встановилося до початку просвітлення. Перетворення поля складається в переважному рості тих точок профілю, де інтенсивність максимальна. В результаті багаторазових проходів випромінювання через фільтр, який просвітлюється, кожен окремий пік інтенсивності скорочується по тривалості. Одночасно з цим відбувається підкреслення найбільш інтенсивних піків: їх ріст відбувається швидше, ніж ріст менш інтенсивних піків.

Звуження імпульсів і виділення найбільш інтенсивних імпульсів відбуваються одночасно, у єдиному процесі взаємодії поля з фільтром. Однак лише другий ефект рівнозначний фазуванню мод вихідного спектра. Саме цей ефект може приводити до формування часової картини випромінювання із початкової хаотичної часової структури. Ефект звуження імпульсів означає появу нових додаткових спектральних компонентів, а до фазування вихідного компонента спектру прямого відношення не має.

Умова і характер фазового узгодження залежать від оптичної схеми і параметрів лазера. Велике значення має положення фототропного затвора щодо дзеркал резонатора, що впливає на відстань між максимумами імпульсів і їх інтенсивностями. Розташування затвора в положеннях $X=L/m$ (L – база резонатора, m – ціле число, X – відстань затвора від 100% - ого дзеркала) приводить до збільшення частоти слідування імпульсів. Розташування затвора впритик до глухого дзеркала найбільш зручно з точки практичного використання, тому що дозволяє одержати цуг імпульсів з максимальною піковою потужністю і найбільшою скважністю.

Синхронізацію мод можна здійснити також за допомогою періодичної модуляції посилення, що досягається шляхом накачування лазера цугом імпульсів іншого лазера з активною синхронізацією мод. Перевага такого методу полягає в тому, що він дозволяє одержувати при періодичному накачуванні імпульси, тривалість яких істотно менше тривалості імпульсів накачування. Крім того, для лазера на барвнику із синхронним накачуванням можливо у визначених

діапазонах безупинно перебудувати частоту генеруючих ультракоротких імпульсів.

Довжина резонатора лазера із синхронним накачуванням повинна бути досить близька до довжини резонатора лазера накачування чи кратна їй. Найбільший практичний інтерес представляє метод синхронного накачування в лазерах на барвниках. Метод синхронного накачування може застосовуватись і у напівпровідникових лазерах, де можливе як оптичне накачування, так і неоптичне при модуляції інжекційного струму.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 3

Налаштування резонатора та юстування твердотілого ОКГ за допомогою автоколіматора

Мета роботи: Навчитися юстувати твердотілий ОКГ за допомогою автоколіматора АКМ-1000.

Завдання

1. Вивчити будову та принцип дії твердотілого ОКГ.
2. Вивчити будову, принцип дії та застосування автоколіматора АКМ-1000
3. Вивчити методику настройки резонатора та юстування твердотілого ОКГ.
4. Написати висновки про виконану роботу.

Обладнання:

1. Макет твердотілого ОКГ неперервної дії.
2. Автоколіматор АКМ-1000.
3. Юстувальна лава та інструменти.

Порядок виконання роботи

1. Встановити автоколіматор співвісно з резонатором макету ОКГ.
2. Зняти або вилучити в сторону дзеркала резонатору.
3. Відрегулювати положення автоколіматора по висоті та напрямку так, щоб середина пучка променів, які виходять з автоколіматора, припадала на передню торцеву поверхню АТ, а у центрі поля зору окуляру спостерігалася автоколімаційна марка.
4. Точним під'юстуванням положення труби АКМ-1000 досягти найбільш яскравого зображення колімаційної марки та записати відліки по шкалі окулярного мікрометра, які визначають положення марки.
5. Вивести з резонатору освітлювач АТ.
6. Встановити на місце заднє дзеркало резонатора та відрегулювати його так, щоб світловий віблиск (відбивання від заднього дзеркала) попадав у центр об'єктиву АКМ-1000 (спостереження проводяться оком збоку заднього дзеркала)
7. Точним налаштуванням заднього дзеркала досягти такого положення, при якому зображення колімаційної марки в полі зору окуляру АКМ-1000 займе теж положення, яке воно займало при налаштуванні автоколіматора по торцевій поверхні АТ.

8. Встановити в робочий стан освітлювач з робочим тілом (АТ), якщо при цьому його установка не порушилася, то в полі зору повинні спостерігатися два зображення колімаційної марки, які співпадають, або майже співпадають
 9. Після ретельного під'юстування заднього дзеркала необхідно досягти повного накладання зображення колімаційної марки, сформованого відбиванням світла від нього, та зображення колімаційної марки від торцової поверхні АТ.
 10. Встановити на місце, що знаходиться ближче до автоколіматору, дзеркало та налаштуваючи його положення досягти такої ситуації, щоб усі три зображення колімаційних марки співпали.
- Зауваження: При виконанні операцій, вказаних у п.п.5-9 та 10 потрібно зберігати строго незмінним положення автоколіматора. Якщо при виконанні будь-якої операції, вказаної у вищезазначених пунктах, положення АКМ-1000 було збито, то все налаштування потрібно починати спочатку (починаючи з п.2).

Настроювання резонатору вважається завершеною, якщо усі три зображення колімаційних марок співпадають.

Контрольні запитання

1. Загальні відомості про резонатори.
2. Опишіть процес розповсюдження електромагнітних хвиль на межі розділу двох середовищ.
3. Опишіть різницю між металевими та діелектричними дзеркалами.
4. Охарактеризуйте резонатори з плоскими дзеркалами.
5. Як відбувається процес селекції мод?

ТЕОРЕТИЧНА ЧАСТИНА.

1. Методика юстування твердотільних ОКГ

У якості активних тіл (АТ) твердотільних ОКГ використовуються рубінові стержні діаметром від 6 до 20 мм та довжиною від 60 до 300 мм. Або стержні зі скла, активованого неодимом. Найбільше розповсюдження одержали стержні круглого або багатогранного перерізу.

1. АТ твердотільних ОКГ закріплюються у освітлювачі так, щоб їх повздожня вісь була паралельна повздожній вісі джерела накачки (імпульсної лампи або іншого джерела випромінювання).
2. Освітлювач разом з джерелом випромінювання накачки та АТ встановлюються у корпусі ОКГ між дзеркалами резонатора на

спеціальних пристроях, які забезпечують можливість грубого та тонкого юстування АТ у резонаторі ОКГ. Дзеркала резонатору (спектрально-селективні, інтерференційні) встановлюються у спеціальних оправах, які забезпечують можливість тонкої фіксації їх положення та в той самий час і їх точне налаштування. У макеті ОКГ, який використовується у даній роботі, фіксація та налаштування дзеркал резонатору забезпечується трьома плоскими пружинами та регулювальними гвинтами з дрібною різьбою.

3. Налаштування резонатору та юстування твердотілого ОКГ полягають у тому, що дзеркала резонатора та торцеві поверхні АТ встановлюються паралельно з точністю до декількох кутових секунд. При цьому повздовжня вісь АТ повинна бути перпендикулярна до відбиваючих поверхонь дзеркал резонатору та проходити крізь їх центри. Для виконання цієї задачі може бути використаний автоколіматор типу АКМ-1000.
4. Будова, принцип дії та правила експлуатації АКМ-1000 наведені у додатковій інструкції, яку потрібно ретельно вивчити перед початком виконання робіт по налаштуванню ОКГ.

2. Автоколіматор АКМ-1000

2.1. Призначення і область застосування

Автоколіматор АКМ-1000 є оптичним вимірювальним приладом, що служить для точних кутових вимірів.

Прилад може бути використаний для перевірки прямолінійності напрямних довжиною до 30м і для інших вимірювальних робіт.

При наявності у комплекті столика з багатогранником прилад може бути використаний для перевірки похибок показів оптичних кутомірних шкал ділильних головок з високою точністю. У цьому випадку принцип дії приладу полягає в порівнянні кута повороту шпінделя оптичної голівки, встановленого по своїй кутомірній оптичній шкалі, з кутами між сторонами зразкового багатогранника, атестованих з необхідною точністю.

Процес порівняння проводиться спостереженням у полі зору автоколіматора сполучення автоколімаційної марки, отриманої відображенням від площини багатогранника, зі штрихами постійної шкали поля зору.

Результат виміру, виправлений на похибку багатогранника, і характеризує похибку ОДГ.

Прилад застосовується в заводських, цехових лабораторіях і в науково-дослідних інститутах.

2.2. Основні параметри і розміри.

Збільшення приладу.....	46-48
Фокусна відстань об'єктиву.....	1000 мм.
Поле зору.....	48,34
Межа дозволу не більш.....	3''
Діаметр зіниці виходу.....	1,2 мм
Видалення зіниці виходу від останньої поверхні окуляра:	
а) окуляра з кубіком.....	16,6 мм
б) окуляра Гаусса.....	11,2 мм.
в) окуляра Кельнера.....	7,4 мм.
Ціна розподілу точної шкали в поле зору:	
а) автоколіматора.....	0,25''
б) якщо користатися приладом як зоровою трубою.....	0,5''
в) ціна розподілу шкали в поле зору окуляра Гаусса.....	10''
Ціна розподілу грубої шкали в поле зору:	
а) автоколіматора.....	15''
б) якщо користатися приладом як зоровою трубою.....	30''
Межа виміру не менш:	
а) автоколліматора.....	6
б) якщо користатися приладом як зоровою трубою.....	12
Переміщення стовпчика по висоті.....	60 мм
Поворот труби в горизонтальній площині не менш.....	15
Поворот труби у вертикальній площині не менш.....	+20
Напруга живильної мережі.....	220-127 В
Габарит автоколіматора.....	670x350x390 мм
Вага приладу.....	45 кг
Кут між сторонами багатогранника.....	30°
Розмір граней.....	30x20 мм
Габарит столика.....	150x220 мм
Вага столика.....	5 кг

2.3. Оптична схема і принцип дії приладу.

Схема оптики приладу з освітлювальною системою і окуляром і кубіком представлена на рис.1. Оптичні характеристики – в табл. 1.

Основні оптичні показники автоколіматора в цілому для будь-якої комбінації, що входять у комплект приладу окулярів, дані в таблиці №2.

Таблиця №1
Характеристики окулярів

	Фокус	Поле зору	Збільшення
Окуляр з кубиком	21,53 мм	14 мм	11,3 ^x
Окуляр Гаусса	20,62 мм	12 мм	12,1 ^x
Окуляр Кельнера	20,7 мм	14 мм	12,1 ^x

Пучок променів від джерела світла (1), після проходження конденсатора (2) і світлофільтра (4), попадає на автоколімаційну марку (5).

Лампочка накалювання поміщена у фокус конденсатора, тому промені після конденсатора йдуть рівнобіжними пучками, освітлюючи всю марку. Марка являє собою пластинку, що складається з двох склеєних між собою скелець, одне з яких напилено срібною плівкою. На цій плівці вигравійована автоколімаційна марка. Так як срібна плівка знаходиться між двома склеєними скельцями, вона захищена від розкладання і псування.

Окуляр з кубиком			Окуляр Гаусса			Окуляр Кельнера		
Збільшення	Поле зору	Діаметр з'їниці входу	Збільшення	Поле зору	Діаметр з'їниці входу	Збільшення	Поле зору	Діаметр з'їниці входу
46x	48	1,2 мм	48 x	34	1,16 мм	48 x	8	1,16 мм

Дзеркало (3) направляє пучок променів змінюючи його хід на 90° від первісного на призму-куб (6), склеєну з двох прямокутних призм. У площині склейки нанесений шар, що відбиває 41% світла. Розгорнута відстань від автоколімаційної марки до об'єктива (7) дорівнює фокусній відстані останнього, тому промені виходять з об'єктива рівнобіжними пучками, відбивши назад від фіксованої поверхні, збираються об'єктивом у його фокальній площині,

пройшовши крізь призму-куб з ослабленням 41% у напрямку до окуляра (11).

У фокальній площині об'єктива розміщений оптичний окуляр-мікрометр, що включає в себе лінзи компенсатора (8), секундну шкалу(9) і хвилинну шкалу (10).

Оптичним окуляром-мікрометром фіксується зсув зображення світлової марки

Для підсвічування поля зору приладу при відліку показань передбачена: лампочка (12), світлофільтр (13) і дзеркало (14).

Вид поля зору окуляра з кубиком показаний на рис. 2. Поле зору окуляра типу Гауса показано на рис. 3, а окуляра типу Кельнера – на рис. 4. Всі окуляри мають діоптрійне наведення для фокусування на шкали в поле зору.

Посадкові місця всіх окулярів однакові. Окуляри кріпляться на трубі за допомогою затискного гвинта (19). Для установки вимірального напрямку мікрометра під будь-яким кутом у 90° окуляр у цілому може бути повернутий навколо своєї осі і відповідно закріплений.

Схема оптики приладу при роботі з багатогранником представлена на рис. 5 і особливих пояснень не вимагає.

2.4. Конструкція приладу

Конструкція автоколіматора представлена на рис.6 і містить у собі зорову трубу (23) з автоколімаційним пристроєм, тримач і основу (30).

Об'єктив зорової труби вкладений в оправу, що кріпиться в трубі на різьбі. Між оправою і трубою кріпиться проміжне кільце, що служить для юстування усунення паралакса. На трубі є два пояси (виступи), за які труба кріпиться в кронштейні. У трубу вкручений гвинт, а в оправі окулярів – паз, що обмежує можливість розвороту окуляра кутом у 90° . Зверху до оправі окуляра з кубіком прикручений корпус (21), що має лампочку з патроном освітлення, конденсор, світлофільтр і автоколімаційну марку. Остання має юстувальне переміщення в двох взаємно-перпендикулярних напрямках за допомогою двох гвинтів.

Патрон освітлення кріпиться в корпусі на різьбі.

Оптичний окуляр-мікрометр вкладений в оправу окуляра (18). Секундна шкала окуляра-мікрометра жорстко зв'язана з позитивною лінзою компенсатора і переміщається в направляючих каретці щодо хвилинної шкали на ± 3 мм від середнього положення. Це переміщення здійснюється обертанням маховичка (17).

Кронштейн складається з двох чавунних відливків: кронштейна (28) і сідла (27), закріплених між собою пружинною пластиною.

Кронштейн кріпиться до стовпчика (29) за допомогою різьби. Колонка переміщається в підставі по гладкому діаметру і закріплюється в необхідному по висоті положенні за допомогою затискного гвинта (20).

Точне горизонтальне наведення отримується поворотом труби навколо вертикальної осі обертанням настановних гвинтів (16), що штовхають сідло, а разом з ним і трубу. Поворот труби в горизонтальній площині обмежений у межах 10'-15'.

Точне вертикальне наведення здійснюється поворотом сідла навколо горизонтальної осі за допомогою гвинта (15). Контакт гвинта вертикального наведення і важеля забезпечується пружиною, закріпленою навколо сідла.

Для запобігання мертвого ходу в гвинтах, останні обертаються в різних втулках. Ступінь щільності нарізного сполучення може регулюватися затяжною гайкою.

Джерелом освітлення автоколімаційної марки і поля зору служать маленькі лампи накалювання 6,3В. Для можливості використання живлення від звичайної мережі 127 чи 220В в підставці автоколیمатора вмонтований трансформатор.

Для включення приладу в мережу застосовується провід з колодкою (32), що надягається на штеккер, Середній штеккер цілий, крайній увертається чи ліворуч праворуч від середнього, у залежності від напруги ланцюга.

У комплект входить насадка з діагональним дзеркалом (рис 7) і кругле дзеркало в оправі.

Площини круглого дзеркала рівнобіжні між собою з високою точністю (3') і тому дзеркало може бути використане при всіх точних вимірах. Воно може застосовуватися для кріплення на рухливій каретці при вимірі прямолінійності напрямних; воно може бути використано для виміру паралельності двох площин і для інших робіт.

Насадка з діагональним дзеркалом застосовується для зміни напрямку візирної лінії приладу. Вона працює разом із круглим дзеркалом.

Насадка надівається на об'єктивну частину труби у фіксованому шпонкою положенні і закріплюється гвинтом (26).

Для можливості виробництва змін у вертикальній площині окуляр приладу має можливість розвороту навколо горизонтальної осі. Для цього необхідно попередньо звільнити затискної гвинт 19.

Кріплення окуляра в необхідному положенні виконується за допомогою того ж гвинта.

Низький штатив з відстанню від осі до підстави – 120 мм застосовується для кріплення автоколіматора в тих випадках, коли по характеру своєї роботи він повинен переноситися з місця на місце.

Зокрема його можна рекомендувати для використання при перевірці прямолінійності напрямних і відступу від площинності.

Конструкція штатива представлена на рис. 8 і містить у собі підставку (35), хомути (36) і гвинти (37) для горизонтальної установки підставки. Усередині штатива знаходиться пристрій для освітлення, аналогічний великому штативу. Кріплення автоколіматора в штативі (рис. 9) особливих пояснень не вимагає.

2.5. Правила користування

1. Загальні вказівки

Через те, що прилад має велику чутливість і ціна його поділки складає 0,25сек дуги, робота з приладом вимагає обережності.

1. Роботу з приладом варто проводити в темному чи затемненому приміщенні або екранувати об'єktiv і запобігати від попадання прямого чи відбитого світла в систему. Гарне екранування буде в тому випадку, якщо в полі зору не буде сірого фону, що є результатом попадання в прилад розсіяного світла.

2. Вся установка повинна бути розташована на масивному твердому столі чи плиті.

3. До початку роботи варто відрегулювати систему освітлення. Для цього перед автоколіматором необхідно помістити дзеркало з поверхнею, що відбиває, не менше вхідного отвору об'єктива і відступ від площини, що має, не більше 0,00005мм.

При спостереженні автоколімаційного зображення в полі зору можуть бути видні окрім основної світлової щілини додаткові відблиски. Вони виходять унаслідок неправильного центрування лампочки щодо осі системи. Для усунення цих відблисків необхідно обертати патрон освітлення (22), поки вони не зникнуть.

Конструкція приладу дозволяє повертання лампочки відносно рухливої гайки, діючи на виступаючу частину патрона.

У результаті регулювання лампочки і підбору відповідного фону за рахунок регулювання кількості розсіяного світла, що попадає в прилад, можна отримати чітку границю світлової щілини в полі зору без відблисків, що заважають, рефлексів і т.д. при максимальній контрастності зображення.

4. Через те, що в приладі не повинно бути розсіяного світла, секундна шкала не видна. Для отримання відліків на об'єктивну частину приладу надівається спеціальний освітлювач. Включення освітлювача відбувається тільки в момент отримання відліку, для чого передбачена спеціальна кнопка (31).

Ступінь освітленості секундної шкали може бути регульована обертянням патрона освітлення. Після регулювання патрон закріплюється гвинтом (34).

5. Через те, що окуляр може розвертатися навколо горизонтальної осі на 90° з наступним закріпленням у будь-якому положенні, необхідно при отриманні відліків встановити його таким чином, щоб напрямок переміщення каретки мікрометра збігалось з площиною l виміру.

У цьому відношенні прилад можна вважати правильно встановленим, якщо при повороті поверхні, що відбиває, перед автоколіматором навколо своєї робочої осі на величину, що відповідає всій шкалі в полі зору (6), зображення автоколімаційного перехрестя не буде мати зсуву по висоті більше, ніж на ширину світлової щілини.

6. При обертанні маховичка (17) оптичного мікрометра варто намагатися прикладати тільки обертальний момент, уникаючи тиску руки уздовж осі маховичка. Можна рекомендувати при сполученні осі світлової щілини (марки) зі штрихами хвилинної шкали в полі зору до початку відліку зняти руку з маховичка і перевірити немає чи яких-небудь змін у зробленому сполученні.

7. При роботі з приладом треба стежити, щоб регульовальні гвинти в кронштейні для горизонтального наведення були закриті по обидва боки.

8. Для людей, що мають невеликий досвід роботи з автоколіматором, можуть виникнути труднощі у правильній установці приладу і одержанні в полі зору зображення автоколімаційного перехрестя.

Для полегшення одержання в полі зору зображення автоколімаційної марки в конструкції механізму дзеркала вмонтована зорова трубка (схема 4),

Конструкція виконана таким чином, що дзеркало перпендикулярне осі зорової трубки. І тому при зустрічній установці автоколіматора і дзеркала, якщо в поле зору зорової трубки видно буде автоколімаційну марку, то значить у полі зору автоколіматора також буде видне зображення автоколімаційної марки.

Установка нульового положення досягається регулювальними гвинтами, спостерігаючи в поле зору через окуляр.

2.6. Робота з приладом.

Автоколіматор може бути використаний для всіляких точних кутових вимірів.

Важко передбачити усі випадки застосування автоколіматора як засобу дослідження і виміру, з якими зіткнеться дослідник.

У місці з тим вважаємо корисним провести тут кілька випадків застосування приладу.

1. Вимір прямолінійності горизонтальних напрямних.

Для цього випадку досить прикріпити будь-яким способом кругле дзеркало, що прикладається до приладу, чи оправу з дзеркалом до деталі, що переміщається по направляючій. Кругле дзеркало повинне бути закріплене хоча б на око, таким чином, щоб поверхня, що відбиває, була перпендикулярна напрямним. Ця обставина має особливо важливе значення, коли необхідно робити перевірку прямолінійності довгих напрямних.

Необхідно пам'ятати, що чим більше довжина направляючих, тим точніше повинне бути встановлене дзеркало перпендикулярне до напрямку переміщення.

При дуже довгих напрямках (30 м.), перпендикулярність дзеркала до напрямних повинна бути витримана з точністю порядку 2-3 хв. Для забезпечення цього необхідно за допомогою індикатора годинного типу перевіряти паралельність спеціально введених на оправі дзеркала повірочних площадок напрямку переміщення (схема 3). Відхилення по індикатору не повинно перевищувати 0,005 мм. При довжині переміщення 20 мм. Автоколіматор встановлюють таким чином, щоб його вісь була на одній осі з дзеркалом, і гвинтами юстування і встановлюють вісь приладу перпендикулярно осі дзеркала, тоді буде сполучення із середнім розподілом хвилинної шкали в полі зору, при нульовій установці секундної шкали.

При переміщенні оправ з дзеркалом вздовж направляючої, спостерігають положення зображення автоколімаційної марки в полі зору.

Вимірний окуляр-мікрометром зсув цього зображення, характеризує величину непрямолінійності направляючої в даній ділянці. Вимір варто робити в двох площинах: у горизонтальній і у вертикальній. В останньому випадку необхідно окуляр повернути на 90°.

2. Вимір прямолінійності вертикальних напрямних.

У цьому випадку доцільно використовувати автоколіматор з насадженим діагональним дзеркалом. У залежності від зручності, поміщають трубу або вище, або нижче вимірюваних направляючих (див. схему №1). Методика роботи аналогічна описаній вище.

3. Перевірка паралельності вимірювальних площин.

Нехай потрібно перевірити паралельність двох площин будь-якої деталі (див. схему №2), зрозуміло, що маються на увазі площини, виготовлені з оптичною точністю.

У цьому випадку можна рекомендувати наступне: до задньої площини деталі прикласти кругле дзеркало, Автоколіматор поставити перед досліджуваною деталлю таким чином, щоб вхідний отвір об'єктива одночасно перекривав б обидві досліджувані площини, як показано на схемі №2 і розглядати розташування зображень автоколімаційної марки в полі зору приладу, отриманих відображенням променів від кожної площини окремо. Для цього досить по черзі перекрити кожну з площин, що відбивають, і вимірити при цьому окуляром-мікрометром положення зображення автоколімаційної марки. Різниця показань окуляра-мікрометра при обох вимірах дає куткову величину непаралельності площин.

Величину не паралельності можна вимірювати в двох площинах. Для цього необхідно повернути окуляр на 90° . По такому методу можна виставити паралельно між собою скільки завгодно площин.

Для останнього випадку можна рекомендувати послідовну установку кожної площини, починаючи із самої дальньої.

Встановивши саму далеку площину в потрібне положення, встановлюють автоколімаційну трубу перпендикулярно встановленій площини, тобто механізмами наведення домагаються сполучення зображення автоколімаційної марки із середнім розподілом хвилинної шкали в поле зору. Потім встановлюють наступні площини таким чином, щоб зображення автоколімаційної марки залишалось сполученим із середнім розподілом хвилинної шкали в полі зору.

4. Визначення відхилення від площини.

Кругле дзеркало закріплюється на пристосуванні, що має три опорних наконечники (див. схему №3). Розгорнути окуляр автоколіматора таким чином, щоб переміщення каретки окуляра-мікрометра відбувалося у вертикальній площині. Автоколіматор встановлюється перпендикулярно дзеркалу (як описано раніше). Переміщаючи пристосування з дзеркалом у напрямку оптичної осі приладу і вимірюючи увесь час положення зображення автоколімаційної марки в поле зору, можна визначати в кутовій мірі

величину відступу про площину в напрямку переміщення дзеркала. Лінійний відступ від площини виходить як добуток довжини переміщення дзеркала на вимірюваний кут, варто мати на увазі, що при переміщенні пристосування зображення автоколімаційної марки може іти з поля зору в горизонтальному напрямку внаслідок неправильного переміщення пристосування. У цьому випадку невеликим поворотом пристосування навколо вертикальної осі домагаються перед кожним виміром збігу зображення автоколімаційної марки з розподілами хвилинної шкали.

5. Використання автоколіматора як зорової труби.

У цьому випадку можна використовувати кожен з наявних окулярів, у тому числі і з призмою-кубом. Наявність у приладі біля фокальної площини окуляра призми-кубу з напівпрозорим шаром не заважає використовувати автоколіматор як просту зорову трубу. Ця обставина дає можливість використовувати автоколіматор у багатьох випадках як допоміжну трубу при спостереженні якості зображення оптичної системи, як частина установки, що складає з коліматора і зорової труби (зустрічна установка). Для усіляких вимірів вивірок.

Окуляром-мікрометром також можна користатися при цьому для кутових вимірів: варто тільки пам'ятати що в цьому випадку одному розподілу окуляр-мікрометра буде відповідати кут не $0.25''$, а $0,5''$, а великим розподілам у полі зору відповідає кут у $30''$.

6. Використання автоколіматора з багатогранником.

Дана установка (рис.10) використовується для перевірки похибок показів оптичних кутомірних шкал ділильних голівок з ціною поділки $5''$ і $2''$. Столик зі зразковим багатогранником (38) має затиск і механізм перевірки перпендикулярності площини головного перетину зразкового багатогранника до вертикальної осі.

Верхня частина столика складається з 2 частин: робочого столика і підставки. Робочий столик лежить на кулі і двох гвинтах і скріплюється з підставою пружинами. Гвинти і куля розташовані так, що їхні осі утворюють прямокутний трикутник, катети якого є лініями, що з'єднують центр кулі з осями гвинтів.

Визначення похибки показів оптичної ділильної головки за допомогою даного приладу полягає в порівнянні кутів повороту шпинделя, встановлених по кутомірній оптичній шкалі, з кутами зразкового багатогранника. Роль автоколіматора зводиться до фіксації з великою точністю різниці цих кутів.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 4

Налаштування резонатора та юстування газового ОКГ за допомогою діоптрійної трубки

Мета роботи: Навчитися юстувати газовий ОКГ за допомогою діоптрійної трубки.

Завдання

1. Визначити будову газового ОКГ неперервної дії (He-Ne) та типи резонаторів, що застосовуються у ОКГ.
2. Вивчити методи та засоби налаштування резонаторів та юстування лазерів
3. Провести налаштування резонатора та юстування діючого газового лазера за допомогою діоптрійної трубки.
4. Написати висновки про виконану роботу.

Обладнання:

1. Газовий ОКГ неперервної дії (He-Ne).
2. Діоптрійна трубка.
3. Юстувальна лава та інструменти.

Порядок виконання роботи

1. Юстування резонатора проводиться при знятих передній та задній кришках, при прикладенні напруги до газорозрядної трубки.
2. Встановити діоптрійну трубку з боку плоского дзеркала по вісі резонатора та сфокусувати її на відбивання розрядної трубки у сферичному дзеркалі.
3. Почерговим обертанням юстувальних гвинтів сферичного дзеркала досягти появи у полі зору однієї яскравої плями оточеної темним кільцем.



Рис. 1. Картина, що спостерігається при юстуванні першого (сферичного) дзеркала резонатора

4. Перефокусувати діоптрійну трубку на відбивання розрядної трубки у плоскому дзеркалі. При цьому у полі зору повинна спостерігатися типова інтерференційна картина (світлі та темні

концентричні кільця) та світла пляма, зміщена від центру концентричних кілець.

5. Почерговим обертанням юстувальних гвинтів плоского дзеркала досягти суміщення яскравої плями з центром концентричних кілець. При цьому повинна виникнути генерація.



Рис. 2. Картина, що спостерігається при юстуванні другого (плоского) дзеркала резонатора

Контрольні запитання

1. Опишіть принцип роботи резонаторів з сферичними дзеркалами.
2. Опишіть будову та принцип роботи призмових, кутових та складених резонаторів.
3. Які резонатори називають нестійкими?
4. Як відбувається процес здійснення інверсії у газовому розряді?
5. Опишіть будову і принцип роботи іонних лазерів
6. Опишіть будову і принцип роботи молекулярних газорозрядних лазерів.

Теоретичні відомості

1. Резонатори з плоскими і сферичними дзеркалами.

Найбільш широко в лазерних резонаторах використовують плоскі або сферичні дзеркала прямокутної (частіше круглої) форми, які розташовані на деякій відстані L один від одного. Величина L зазвичай складає від сантиметрів до декількох метрів, а розміри дзеркал лежать межах від міліметрів до декількох сантиметрів.

1.1 Плоскопаралельний резонатор (або резонатор Фабрі-Перо).

Плоскопаралельний резонатор зображений на рисунку 3.

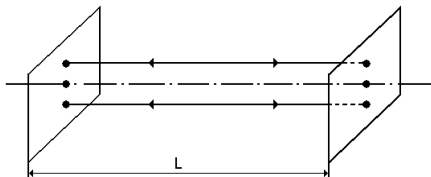


Рис. 3. Плоскопаралельний резонатор

Такий резонатор складається з двох плоских дзеркал, які розташовані паралельно одне до одного.

Моди такого резонатора можна уявити, як суперпозицію двох плоских електромагнітних хвиль, які розповсюджуються в протилежних напрямках вздовж вісі резонатора. Якщо накласти умову, що $L = n(\lambda/2)$, де n додатне ціле число. Ця умова необхідна для того, щоб на обох дзеркалах електричне поле електромагнітної стоячої хвилі було рівно нулю. Звідси випливає, що резонансні частоти будуть визначатися наступним співвідношенням

$$\nu = n(c/2L) \quad (1)$$

Такий самий вираз можна отримати, якщо накласти умову, що набіг фази плоскої хвилі після повного проходу (в прямому і зворотному напрямках) дорівнював би цілому числу, помноженому на 2π , тобто $2kL = 2n\pi$. Якщо частота плоскої хвилі рівна частоті моди резонатора, то набіг фази хвилі при повному проході резонатора повинен дорівнювати нулю (без врахування цілого, кратного 2π), оскільки тільки в цьому випадку завдяки послідовним відбиванням амплітуди хвиль у будь-якій довільній точці будуть додаватися у фазі і давати значне сумарне поле.

1.2 Концентричний (або сферичний) резонатор.

Такий резонатор показаний на рисунку 4.

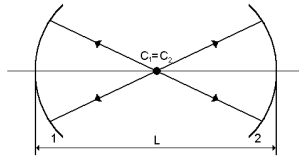


Рис.4. Концентричний резонатор.

Концентричний резонатор утворюється з двох сферичних дзеркал, які мають однакові радіуси R і розташовані на відстані L один від одного таким чином, щоб центри кривизни дзеркал C_1 і C_2 співпадають, тобто $L = 2R$. В цьому випадку моди резонатора являють собою суперпозицію двох сферичних хвиль, які виходять з точки C і розповсюджуються в протилежних напрямках. Для резонансних частот справедливе рівняння (4).

1.3 Конфокальний резонатор.

Конфокальний резонатор показаний на рисунку 5.

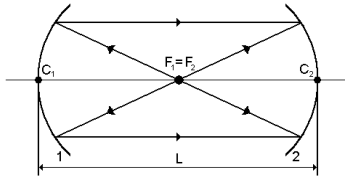


Рис. 5. Конфокальний резонатор.

Такий резонатор складається з двох сферичних дзеркал, які мають однакові радіуси R і розташовані на відстані L один від одного таким чином, щоб фокуси дзеркал F_1 і F_2 співпадали. Звідси витікає, що центр кривизни C одного дзеркала лежить на поверхні іншого, тобто $L = R$. Необхідна конфігурація не може бути отримана з допомогою плоских і сферичних хвиль.

1.4 Резонатор, що утворені з допомогою плоского і сферичного дзеркала.

Приклади таких пристроїв показані на рисунку 6.

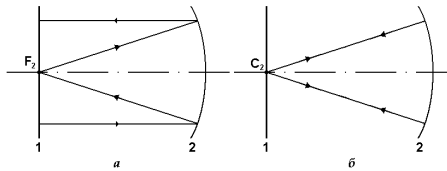


Рис.6. *a* – напівконфокальний резонатор, *б* – напівсферичний резонатор.

1.5 Сійки і не сійки резонатори.

Резонатори можна поділити на сійки і не сійки. Резонатор називають нестійким, якщо довільний промінь, послідовно відбиваючись від кожного з двох дзеркал, віддаляється на необмежено велику відстань від осі резонатору. І навпаки, резонатор, в якому промінь залишається в межах обмеженої області, називають сійким. Умову сійкості довільного сферичного резонатора можна записати таким чином

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (2)$$

де

$$g_1 g_2 = \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right)$$

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 5

Вивчення характеристик і параметрів випромінювання ОКГ неперервної дії

Мета роботи: Навчитися досліджувати просторові і частотні характеристики випромінювання ОКГ.

Завдання

1. Вивчити методи селекції мод резонаторів ОКГ.
2. Вивчити методи вимірювання характеристик ОКГ.
3. Дослідити поляризацію випромінювання He-Ne ОКГ.
4. Виміряти кут розходження випромінювання He-Ne ОКГ.
5. Дослідити розподіл інтенсивності випромінювання у поперечному перерізі пучка лазера (у дальньому полі в режимі одномодової генерації). Одержаний розподіл співставити з теоретичним (Гаусовим).
6. Дослідити розподіл інтенсивності в поперечному перерізі поля, що пройшло крізь коригуючий транспарант.
7. Обговорити одержані результати та написати висновки про виконану роботу.

Обладнання:

1. Газовий ОКГ неперервної дії (He-Ne).
2. Аналізатор.
3. Фотоелектронний приймач, амперметр
4. Юстувальна лава та інструменти.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати установку для дослідження стану поляризації випромінювання ОКГ (рис.1).
- 2.



Рис.1. Схема для дослідження стану поляризації випромінювання ОКГ
А – аналізатор, Е – екран.

3. Обертаючи аналізатор в оправі, спостерігати за зміною інтенсивності на екрані. На основі спостережень дати заключення про характер і ступінь поляризації і випромінювання ОКГ та про орієнтацію площини поляризації і для трьох положень вихідних вікон ОКГ
4. Зібрати установку для вимірювання розбіжності пучка випромінювання ОКГ. Для цього безпосередньо біля вихідного вікна ОКГ встановити спектральну щілину так, щоб промінь ОКГ проходив скрізь рівно по центру. Екран встановити на відстані декількох десятків сантиметрів. Зменшуючи ширину щілини (обертанням барабанчика зі шкалою), встановити таку її мінімальну ширину, при якій пучок випромінювання ще не торкається краю щілини, після чого знімається відлік N_0 по шкалі барабанчика. Потім щілину закривається та знімається відлік N_1 . Очевидно, що $\Delta N = N_0 - N_1$ дає максимальний діаметр пучка при виході з ОКГ (d) Далі необхідно пересунути щілину в положення 2 (рис.2) та виміряти щілиною діаметр D пучка випромінювання і відстань від першого положення щілини до другого положення.

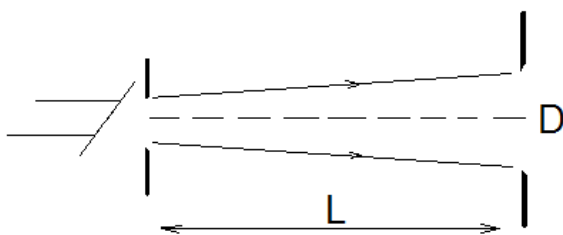


Рис.2. Схема для дослідження кута розбіжності випромінювання ОКГ

5. Кут розбіжності θ розраховують за співвідношенням:

$$\theta = \arctg \frac{D-d}{2L}$$

$$\theta_{\text{теор}} = 1,22 \frac{\lambda}{D};$$

де $D=1.5\text{мм}$, $\lambda=0.00063\text{мм}$

Одержані результати співставити з мінімально можливим кутом розбіжності (дифракційною межею). Діаметр активного елементу – 1,5 мм.

6. Зібрати установку для дослідження розподілу інтенсивності в поперечному перерізі пучка випромінювання ОКГ, для чого встановити на оптичну лаву фотоелектронний приймач зі скануючим пристроєм (рис.3).

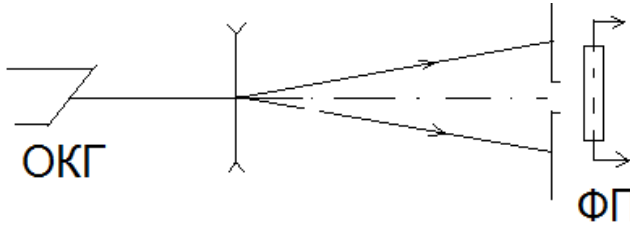


Рис.3. Схема для дослідження розподілу інтенсивності в поперечному перерізі пучка випромінювання ОКГ

7. Від'юстувати установку таким чином, щоб лазер, скануючий пристрій та фотоелектронний приймач були співвісні. Скануючий пристрій повинен знаходитися у середньому положенні. Середнє положення визначається по шкалі скануючого пристрою. Потім встановлюють розсіюючу лінзу L так, що центр розсіюючого пучка співпадає з отвором діафрагми фотоелектронного приймача.
8. Переміщуючи скануючим пристроєм фотоелектронний приймач, уточнити положення максимуму інтенсивності.
9. Змінюючи положення фотоприймача (скануючи вздовж горизонтального перерізу пучка випромінювання) через кожні 2 мм, зняти покази амперметра. Вимірювання провести по 3 рази праворуч і ліворуч від центру пучка. Результат вимірювань занести у таблицю:

N	x	I_1	I_2	I_3	I_c	\bar{I}_c	a	ax^2	e^{-ax^2}	$I = \frac{1}{e^{-ax^2}}$
---	---	-------	-------	-------	-------	-------------	---	--------	-------------	---------------------------

10. По усередненим значенням \bar{I} побудувати залежність:

$$I = \frac{I}{I_{\max}} = f(x)$$

На цьому ж графіку побудувати нормований розподіл Гауса.

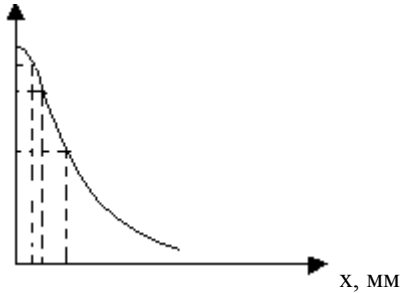


Рис.4. Нормований розподіл Гауса

$$\frac{1}{e^{ax^2}} = \bar{I} \quad , \text{ для } x=0.5 \div 0.7$$

$$\ln \frac{1}{e^{ax^2}} = \ln \bar{I}$$

$$\ln 1 - ax^2 \ln e = \ln \bar{I}$$

$$a = \frac{\ln \bar{I}}{x^2} ; a_1 = -\frac{\ln I_1}{x_1^2} ; a_2 = \frac{\ln I_2}{x_2^2} ;$$

11. Провести комплекс вимірювань, аналогічних до п.3 з використанням коригуючого оптичного транспаранту. Побудувати залежності.
12. Провести вимірювання потужності лазерного випромінювання з використанням двох незалежних методів (на базі пристрою “Кварц” та “Імо”).

Контрольні запитання:

1. Назвіть загальні властивості і характеристики випромінювання ОКГ.
2. Опишіть режим стаціонарної генерації.
3. Опишіть режим синхронізації мод.
4. Які існують методи синхронізації мод?
5. Які існують методи селекції мод.
6. Чим обумовлена розбіжність пучка випромінювання ОКГ?
7. Які є методи вимірювання і аналізу параметрів лазерного випромінювання?

Теоретичні відомості

1 Властивості лазерних пучків.

Лазерне випромінювання характеризується надзвичайно високим ступенем монохроматичності, когерентності, спрямованості і яскравості. До цих властивостей можна додати генерацію світлових імпульсів малої тривалості.

1.1 Монохроматичність.

Ця властивість визначається наступними двома обставинами: 1) підсилюватись може електромагнітна хвиля лише з частотою ν ; 2) оскільки пристрій з двох дзеркал утворює резонатор, генерація може виникнути лише на резонансних частотах цього резонатору. Остання обставина приводить до того, що ширина лінії лазерного випромінювання часто буває набагато більшою, ніж звичайна лінія переходу $2 \rightarrow 1$, яка спостерігається при спонтанному випромінюванні.

1.2 Когерентність.

Для будь-якої електромагнітної хвилі можна визначити два незалежних поняття когерентності, а саме просторову і часову когерентність.

Для того, щоб визначити просторову когерентність, розглянемо дві точки P_1 і P_2 , вибрані таким чином, що у момент часу $t = 0$ через них проходить хвильовий фронт деякої електромагнітної хвилі, і нехай $E_1(t)$ і $E_2(t)$ - відповідні електричні поля в цих точках. Згідно нашої умови, у момент часу $t = 0$ різниця фаз електричних полів у даних точках рівна нулю. Якщо ця різниця фаз залишається рівною нулю в будь-який момент часу $t > 0$, то кажуть, що між двома точками є повна когерентність. Якщо така умова виконується для будь-яких пар точок хвильового фронту, то дана хвиля характеризується повною просторовою когерентністю. Практично для будь-якої точки P_1 , якщо маємо достатню кореляцію фаз, точка P_2 повинна розташовуватись всередині деякої кінцевої області, що включає точку P_1 . В цьому випадку говорять, що хвиля характеризується частковою просторовою когерентністю, при чому для будь-якої точки P можна відповідно визначити область когерентності $S_r(P)$.

Для того щоб визначити часову когерентність розглянемо електричне поле хвилі в даній точці P в момент часу t і $t + \tau$. Якщо для даного інтервалу часу t різниця фаз коливань поля залишається

однією і тією ж у будь-який момент часу t , то говорять, що існує часова когерентність для інтервалу часу t . Якщо така умова виконується для будь-якого значення t , то хвиля характеризується повною часовою когерентністю. Якщо ж це має місце лише для певного інтервалу часу τ , такого, що $0 < \tau < \tau_0$, то хвиля характеризується частковою часовою когерентністю з часом когерентності τ_0 . На рис. 2 для прикладу наведена електромагнітна хвиля з часом когерентності τ_0 , яка має вигляд синусоїдального електричного поля із стрибкоподібною зміною фази через інтервал часу τ_0 . Можна побачити, що поняття часової когерентності безпосередньо пов'язано з поняттям монохроматичності. Можна показати, що електромагнітна хвиля з часом когерентності, рівним τ_0 , має спектральну ширину $\Delta\nu \approx 1/\tau_0$.

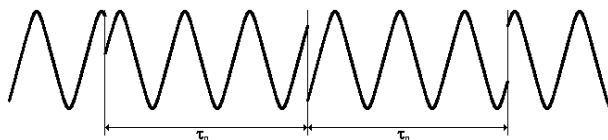


Рис. 2. Приклад електромагнітної хвилі з часом когерентності τ_0

Слід зауважити, що поняття часової і просторової когерентності не залежать один від одного.

1.3 Направленість.

Ця властивість є простим наслідком того, що активне середовище розміщено в резонаторі, наприклад в плоско паралельному рис. 3. В такому резонаторі можуть підтримуватись тільки такі електромагнітні хвилі, які розповсюджуються вздовж вісі резонатора або в дуже близькому до вісі напрямку. Для більш глибокого розуміння властивості спрямованості лазерних пучків (або в загальному випадку будь-якої електромагнітної хвилі) зручно розглянути окремо випадки, коли пучок має повну і часткову просторову когерентність.

Розглянемо спочатку пучок з повною просторовою когерентністю. Навіть в цьому випадку пучок з кінцевою апертурою неминує розходитися в наслідок дифракції. Це неважко зрозуміти з допомогою рис. 3. На цьому рисунку пучок з постійною інтенсивністю і плоским хвильовим фронтом падає на екран S , в якому є отвір діаметром D . Згідно з принципом Гюйгенса хвильовий фронт в деякій

площині P за екраном може бути отриманий шляхом суперпозиції елементарних хвиль, що випромінюються кожною точкою отвору. Очевидно, що через кінцевий розмір отвору D пучок має кінцеву розбіжність θ_d . Її значення можна визначити за допомогою теорії дифракції. Для довільного розподілу амплітуди маємо

$$\theta_d = \beta \lambda / D \quad (1)$$

де λ - довжина хвилі, D - діаметр пучка

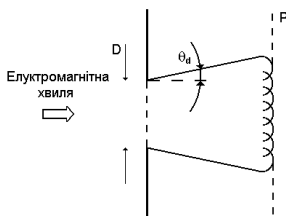


Рис. 3. Розходження плоскої електромагнітної хвилі в результаті дифракції.

В співвідношенні (1) β - числовий коефіцієнт порядку одиниці, значення якого залежить від форми розподілу амплітуд і способу, яким визначаються розбіжність і діаметр пучка. Пучок, розбіжність якого описується виразом (1) називають дифракційно-обмеженим.

Якщо хвиля має часткову просторову когерентність, то її розбіжність буде більшою, ніж мінімальне значення розбіжності, обумовленої дифракцією. Дійсно, для будь-якої точки P' хвильового фронту принцип Гюйгенса може бути застосований тільки до точок, розташованих в межах області когерентності S_c біля P' . Таким чином, область когерентності діє як обмежуюча апертура для когерентної суперпозиції елементарних хвиль. Розбіжність пучка тепер запишеться у вигляді

$$\theta_c = \beta \lambda / [S_c]^{1/2} \quad (2)$$

де β - числовий коефіцієнт порядку одиниці

Слід зауважити, що за відповідних умов роботи вихідний пучок лазера можна зробити дифракційно-обмеженим.

1.4 Яскравість.

Визначимо яскравість будь-якого джерела електромагнітних хвиль як потужність випромінювання, що випускається з одиничної поверхні джерела в одиничний тілесний кут. Точніше кажучи,

розглянемо елемент площі dS поверхні джерела в точці O (рис.4). Тоді потужність dP , випромінена елементом поверхні dS в тілесний кут $d\Omega$ у напрямку OO' , може бути записана таким чином

$$P = B \cos \theta dS d\Omega \quad (3)$$

де θ - кут між напрямком OO' і нормаллю до поверхні n . Величина B залежить, як правило, від полярних координат θ і ϕ , тобто від напрямку OO' і від точки O . Ця величина B називається яскравістю джерела в точці O у напрямку OO' .

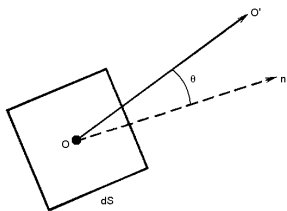


Рис. 4. Поверхнева яскравість джерела електромагнітного випромінювання в точці.

У виразі (3) множник $\cos \theta$ обумовлений тим, що фізично важливою величиною є проекція dS на площину, перпендикулярну напрямку OO' . Якщо B не залежить від θ і ϕ , то говорять, що джерело є ізотропним (джерелом Ламберта). Яскравість лазера навіть невеликої потужності (наприклад, декілька міліват) на декілька порядків перевищує яскравість звичайних джерел. Ця властивість, переважно є наслідком високої спрямованості лазерного пучка.

2. Режим роботи лазерів.

Лазерна генерація практично завжди є нестационарною. Причиною нестационарної генерації є часто застосована на практиці нестационарна накачка, наприклад, накачка випромінюванням імпульсних ламп або імпульсним електричним розрядом. Також причиною нестационарності генерації може бути внесення в резонатор нелінійних елементів, наприклад, просвітлюючих фільтрів. Також існують фактори, які діють без втручання в резонатор. Ці фактори можуть мати як технічну, так і фізичну природу. До технічних факторів відносять нестабільність параметрів резонатора, активного середовища, системи накачки. Звертаючись до факторів фізичної природи, відмітимо багатомодовість випромінювання лазера, яка має

місце в більшості практичних випадків. Різним модам відповідає різна структура поля в резонаторі, різна величина коефіцієнтів підсилення і втрат. Характер режиму генерації залежить від кількості мод, що одночасно збуджуються, вхід в генерацію кожної нової моди супроводжується порушенням стабільності генерації. В різні моменти часу енергія випромінювання може по різному розподілятися між модами. Відмітимо також, що процеси заселення і релаксації робочих рівнів характеризується деякою інерційністю. Це призводить до того, що відбувається періодична зміна в часі величини інверсної заселеності біля її порогового значення, що приводить до пульсації потужності випромінювання. Також треба зауважити, що лазерне випромінювання починається в результаті спонтанного випромінювання. Обумовлена цими процесами нерегулярна в часі і просторі картина впорядковується при переході лазера в режим генерації, однак це впорядкування не є повним.

2.1 Режим вільної генерації.

Припустимо, що в резонаторі лазера знаходиться тільки активний елемент і нема будь-яких інших нелінійних елементів. В такому випадку говорять про режим вільної генерації. Фактично, цей термін об'єднує декілька різних режимів; їх загальна риса полягає у відсутності будь-якого спеціального керування генерацією, будь-якої дії з зовні на неї. Відсутня будь-яка модуляція (як активна, так і пасивна) добротності резонатора. Вільна генерація може мати місце, як у випадку імпульсної, так і неперервної накачки.

Найбільш цікава картина вільної генерації в твердотільних лазерах. Вільне випромінювання твердотільного лазера, являє собою, як правило, послідовність відносно коротких імпульсів, або як прийнято говорити пічків. Тривалість окремого пічка $10^{-7} \div 10^{-6}$ с, а потужність досягає значення $10^4 \div 10^5$ Вт. Часовий інтервал між сусідніми пічками складає приблизно $1 \div 10$ мкс.

На рисунку 7.6. наведені три осцилограми випромінювання твердотільного лазера, які відповідають трьом характерним видам пульсацій: а) режим регулярних затухаючих пульсацій з виходом на генерацію з постійним рівнем потужності; б) режим регулярних незатухаючих пульсацій; в) режим нерегулярних незатухаючих пульсацій. На основі одномодової моделі лазера можна показати, що регулярні затухаючі пульсації пов'язані з перехідними процесами, які супроводжують початок генерації при появі чергового імпульсу

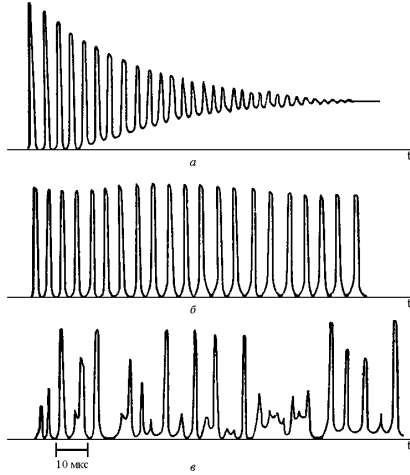


Рис. 5. Осцилограми випромінювання твердотілого лазера.

накачки. Інакше кажучи, ці пульсації пов'язані з інерційністю процесів заселення і релаксації рівнів. Істотний вплив на характер пічкового режиму здійснює багатомодовість генерації, така багатомодовість може вносити в картину пульсацій невпорядкованість.

2.2 Режим генерації гігантських імпульсів при активній модуляції добротності.

Керуючи добротністю резонатора, спочатку забезпечують високий рівень шкідливих втрат, тобто спеціально підіймають поріг генерації. Це дозволяє створити значну інверсію заселеностей в активному середовищі. Потім за сигналом рівень втрат, а відповідно і поріг генерації, різко знижують до мінімально можливого значення; в результаті початкова величина інверсії заселеностей виявляється значно вищою нового порогу, який відповідає малим втратам. В цих умовах замість послідовності пічків, випромінюється одиничний короткий світловий імпульс великої потужності (так званий гігантський імпульс). Потужність гігантського імпульсу тим більша, чим значніше перевищення початкової інверсії заселеностей над пороговим значенням інверсної заселеності. Потужність отриманих на практиці гігантських імпульсів досягає 10^9 Вт. Тривалість такого імпульсу може складати 10–100 нс. Мінімальна тривалість імпульсу може досягати 1–3 нс.

Для реалізації такого режиму генерації в резонатор лазера поміщують модулятор (перемикач втрат), який керується зовнішніми

сигналами. Під дією зовнішнього сигналу модулятор швидко змінює рівень шкідливих втрат в резонаторі (переходить з стану, який відповідає високим втратам в стан, який відповідає низьким втратам і назад). Оскільки такі перемикання відповідають дії ззовні, такий режим модуляції добротності резонатора називають активною модуляцією. Застосовують різні типи модуляторів, а саме оптико-механічні, електрооптичні та акустооптичні модулятори. На рисунку 6 показано процес розвинення гігантського імпульсу при активній модуляції добротності резонатора. Крива $P(t)$ описує зміни в часі потужності випромінювання, що генерується.

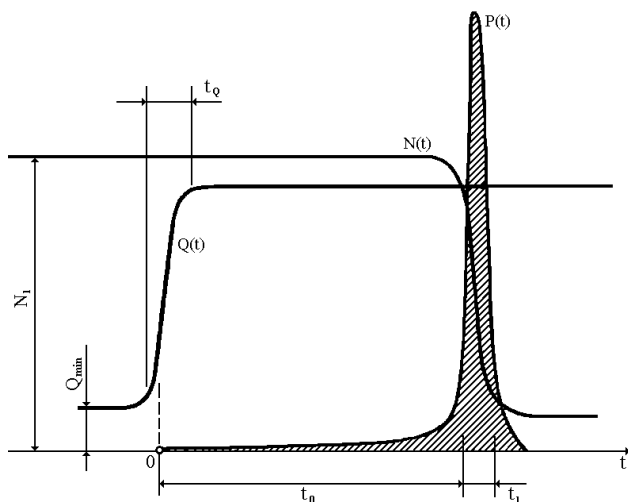


Рис.6. Процес розвитку гігантського імпульсу при активній модуляції добротності резонатора.

Крива $Q(t)$ відповідає зміні в часі добротності резонатора, зміна в часі густини інверсної заселеності ілюструється з допомогою кривої $N(t)$. В первинному стані маємо низьку добротність ($Q = Q_{\min}$) і високу початкову густину інверсної заселеності ($N = N_1$). Під дією керуючого сигналу добротність Q починає зростати і відповідно починає зменшуватись порогове значення густини інверсної заселеності. Як тільки поріг зменшуючись, зрівняється з величиною N_1 , починається процес генерації. З рисунка видно, що процес генерації гігантського імпульсу складається з двох етапів: відносно довгого етапу повільного

(лінійного) розвитку імпульсу (тривалість цього етапу $t_0 \approx 100$ нс) і короткого етапу швидкого (нелінійного) розвитку (тривалість цього етапу $t_1 \approx 10$ нс). Практично вся енергія випромінюється під час другого етапу і тому прийнято вимірювати тривалість гігантського імпульсу по тривалості цього етапу t_1 .

2.3 Режим генерації гігантського імпульсу при пасивній модуляції добротності резонатора.

Пасивна модуляція добротності заснована на застосуванні нелінійних елементів, характеристики яких змінюються в залежності від потужності випромінювання, яке генерується в активному елементі. Широко застосовують фільтри, що просвітлюються – оптичні затвори, які працюють на основі нелінійно-оптичного явища просвітлення середовища. Також використовують різні нелінійні комірки.

На рисунку 7. показано процес розвитку генерації гігантського імпульсу при пасивній модуляції добротності резонатора лазера з імпульсною накачкою.

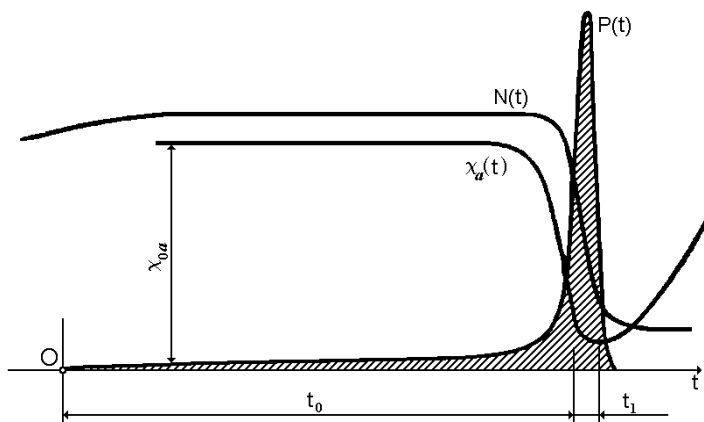


Рис. 7. Процес розвитку гігантського імпульсу при пасивній модуляції добротності резонатора.

Модуляція добротності відбувається з допомогою фільтра, що просвітлює. Крива $P(t)$ описує зміни в часі потужності випромінювання, що генерується, крива $\chi_a(t)$ показує зміну в часі коефіцієнта резонансного поглинання фільтра на частоті генерації,

крива $N(t)$ показує зміну в часі густини інверсної заселеності рівнів активного середовища. Первинний стан відповідає стану, коли фільтр непросвітлений $\chi_a = \chi_{0a}$; у цьому стані порогове значення густини інверсної заселеності достатньо велике, позначимо його як $N_{por\ max}$. У міру потрапляння в активний елемент випромінювання накачки величина N буде зростати. Як тільки вона досягне значення $N_{por\ max}$, почнеться процес генерації. Процес формування гігантського імпульсу складається з двох етапів: довгого етапу повільного (лінійного) розвитку (тривалість етапу t_0) і короткого етапу швидкого (нелінійного) розвитку (тривалість етапу t_1). При пасивній модуляції добротності етап лінійного розвитку приблизно на порядок довший, ніж при активній модуляції і складає приблизно 1 мкс, це пояснюється тим, що розвиток імпульсу проходить при умові високих втрат, з рисунка видно, що фільтр просвітлюється лише на другому, нелінійному етапі розвитку імпульсу. Тривалість другого етапу складає приблизно 10нс. Після випромінювання гігантського імпульсу коефіцієнт резонансного поглинання фільтра знову зростає за рахунок спонтанних переходів в фільтрі. Час T_a , на протязі якого фільтр повертається в первинний (непросвітлений) стан, називають часом релаксації фільтра.

2.4 Режим синхронізації повздовжніх мод (режим генерації над коротких світлових імпульсів).

Припустимо, що лазерне випромінювання містить m повздовжніх мод, частоти яких розташовуються еквідистантно на відстані Ω одна від одної $\Omega = \pi v / L$, де L - довжина резонатора. Ширина лінії підсилення пов'язана з $\Delta\omega$ пов'язана з Ω і m співвідношенням $\Delta\omega = \Omega m$. Припустимо, що моди синхронізовані по фазі, тобто різниця фаз двох будь-яких сусідніх мод має визначене фіксоване значення. В цьому випадку буде мати місце взаємна інтерференція повздовжніх мод, в результаті чого виникає послідовність надкоротких світлових імпульсів. Тривалість окремого імпульсу τ визначається шириною лінії підсилення або інакше кажучи кількістю синхронізованих мод

$$\tau \approx 1 / \Delta\omega = 1 / \Omega m \quad (46)$$

Потужність надкороткого імпульсу виявляється приблизно в m разів більшою середньої потужності випромінювання у відсутності

синхронізації мод. Період прямування імпульсів T визначається наступним чином

$$T \approx 1/\Omega \quad (5)$$

Для реалізації режиму генерації надкоротких світлових імпульсів необхідне виконання двох основних умов. По-перше, лазер повин генерувати достатньо велику кількість повздовжніх мод. По-друге, ці моди повинні бути еквідистантними по частоті і синхронізовані по фазі.

Існує також багато інших режимів роботи лазера, наприклад, режим синхронізації поперечних мод, режим розвантаження резонатора, також можлива генерація послідовності коротких імпульсів в лазерах з неперервною накачкою.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 6

Вивчення кореляційних характеристик когерентних джерел випромінювання

Мета роботи: Дослідити кореляційну характеристику випромінювання ОКГ.

Завдання

1. Вивчити принцип дії резонаторів ОКГ та теорію формування спектру випромінювання ОКГ.
2. Вивчити теоретичні положення про когерентність оптичних полів та експериментальні методи вимірювання кореляційних характеристик випромінювання ОКГ.
3. Написати короткий реферат по пунктах 1,2, скласти план дослідження.
4. Зібрати та від'юстувати схему для вимірювання часової когерентності випромінювання гелій-неонового лазера; провести дослідження по результатах вимірювань побудувати графік автокореляційної функції.
5. Обговорити одержані результати та написати висновки про виконану роботу.

Обладнання:

1. Інтерференційна установка з лазером ЛГН – 207
2. Спеціальний мікроскоп для спостереження інтерференційної картини.
3. Світлоподільвач, дзеркала, лінзи, утримувачі.

Порядок виконання роботи

1. Встановити світлоподільник та інші елементи установки (згідно оптичної схеми) так, щоб різниця ходу між інтерференційними пучками $\delta_1=0$ та обидва пучки накладалися у предметній площині мікроскопу. При цьому у полі зору мікроскопу повинна спостерігатися чітка інтерференційна картина з контрастом = 1 (рис. 1а)
2. Змінюючи різницю ходу між інтерференційними пучками (шляхом відсування поворотного дзеркала "З₂", слідкувати за зміною контрасту інтерференційної картини і що спостерігається у

мікроскоп. Знайти таке положення "З₂", при якому інтерференційна картина зникне та виміряти відповідне $\Delta = l$

Зауваження:

- 1) При кожній зміні положення дзеркала "З₂" необхідно проводити підлаштування так, щоб обидва інтерференційних пучки накладалися у предметній площині мікроскопу.
- 2) При спостереженні інтерференційної картини не торкатися установки та зберігати повну тишу.

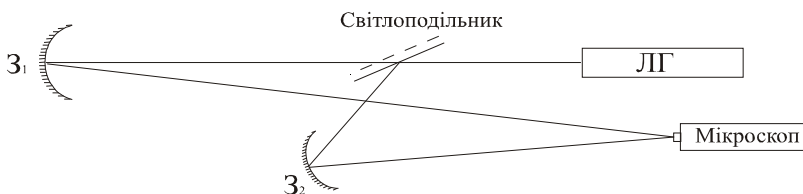


Рис. 1а. Схема для вимірювання часової когерентності випромінювання гелій-неонового лазера

3. Збільшуючи далі різницю ходу Δl , переконатися у тому, що при $\Delta l = 2L$ резонатору знову спостерігається максимум автокореляційної функції (рис. 1б)

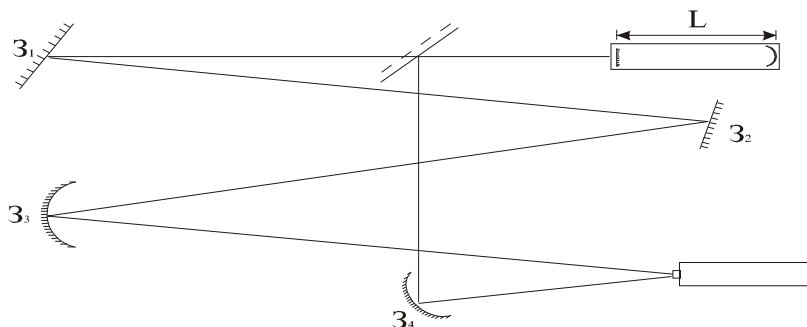


Рис. 1б. Схема для вимірювання часової когерентності випромінювання гелій-неонового лазера

4. Використовуючи результати вимірювання та теоретичні положення, намалювати приблизний хід автокореляційної функції випромінювання досліджуваного ОКГ.

Контрольні запитання:

1. Охарактеризуйте спонтанне та вимушене випромінювання.
2. Які ви знаєте характеристики випромінювання лазерів?
3. Дайте визначення часової когерентності лазерного випромінювання.
4. Дайте визначення просторової когерентності лазерного випромінювання.
5. Які інтерференційні схеми використовуються для дослідження когерентних характеристик лазерних променів?
6. Проаналізуйте різницю між авто та взаємкореляційними функціями лазерного випромінювання.

Теоретичні відомості

1. Когерентність

Які закони розповсюдження випадкових хвиль, як вони інтерферують, як дифрагують – питання в першу чергу важливі для оптики. Тому в оптиці існують спеціальні позначення для таких важливих статистичних характеристик, як моменти другого порядку, і які називають функції когерентності. Із появою і широким розповсюдженням лазерів дослідження когерентності випромінювання набуло надзвичайної ваги. Згідно із визначенням, сформульованим Борном та Вульфом, функцію $\Gamma_{12}(\tau)$, що дається формулою (1), називають функцією взаємної когерентності (взаємної інтенсивності). Нормовану кореляційну функцію:

$$\gamma(\bar{r}_1, t_1; \bar{r}_2, t_2) = \frac{B(\bar{r}_1, t_1; \bar{r}_2, t_2)}{\sqrt{I(\bar{r}_1, t_1)I(\bar{r}_2, t_2)}}$$

називають комплексним ступенем когерентності. Згідно із визначенням

$$B(\bar{r}_1, t_1; \bar{r}_1, t_1) = I(\bar{r}_1, t_1)$$

звідки, очевидно, що за модулем $|\gamma| < 1$. Абсолютне значення γ називають модулем ступеня когерентності, або просто ступенем когерентності.

Якщо випромінювання від двох джерел (неважливо реальних чи віртуальних) зберігає стале фазове співвідношення, то вважають, що вони взаємно когерентні. В такому випадку сумарне поле утворене полями від двох джерел розраховується згідно із принципом суперпозиції. Кажуть, що два світлових променю інтерферують один з одним. Розділяють таке поняття, як часова когерентність – спроможність світлового променю інтерферувати із затриманим

варіантом цього ж променю та просторова когерентність – спроможність променю інтерферувати із зміщеним у просторі (проте не затриманим у часі) варіантом цього променю. Отже, згідно із визначенням при $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$ значення $|\gamma|$ дає нам уявлення про степінь часової когерентності, а значення $|\gamma|$ при $\tau=0$ – про степінь просторової когерентності, відповідно.

2. Часова когерентність, методи вимірювання

Для вимірювання часової та просторової когерентності використовують різноманітні схеми інтерферометрів, які всі можна розділити на два типи.

Перший варіант розділення пучка без зміщення у просторі називають розділення амплітуди. В цьому методі вихідний промінь поділяють на частково відбитий та той, що частково пройшов через розподільну систему, утворюючи таким чином часову затримку одного відносно іншого.

Другий метод – розділення хвильового фронту. В цьому методі промінь, що аналізується ділиться на декілька променів у просторі. Щоб зробити названі поняття більш наочними, розглянемо класичні експерименти, в яких функції когерентності можна безпосередньо виміряти.

Інтерферометр Майкельсона. Паралельний пучок світла (наприклад сформований з допомогою лінзи) падає на світлоподільну платівку. Частина світла, що відбивається від платівки, в подальшому відбивається від рухомого дзеркала і пройшовши через ту ж таки платівку попадає в фотоприймач.

Одночасно друга частина світла, що пройшла через платівку, відбивається від нерухомого дзеркала і відбившись від світлоподільної платівки теж попадає в фотоприймач (Рис. 2).

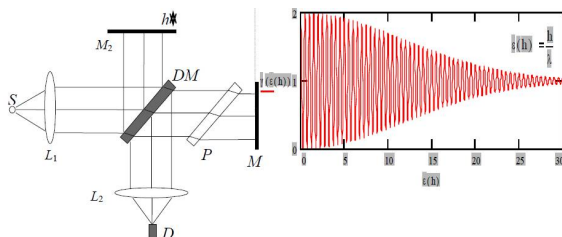


Рис. 2 Інтерферометр Майкельсона – спосіб вимірювання кореляційної функції. Праворуч – типовий вигляд інтерферограми, що детектується детектором D

Середню інтенсивність на фотоприймачі можна описати як:

$$\langle I \rangle = \left\langle \left| K_1 E(t) + K_2 E\left(t + 2\frac{h}{c}\right) \right|^2 \right\rangle = K_1^2 \langle |E(t)|^2 \rangle + K_2^2 \langle |E\left(t + 2\frac{h}{c}\right)|^2 \rangle + K_1 K_2 \left\langle E(t) \cdot E^*\left(t + 2\frac{h}{c}\right) \right\rangle + K_1 K_2 \left\langle E^*(t) \cdot E\left(t + 2\frac{h}{c}\right) \right\rangle = \langle I_0 \rangle \left\{ K_1^2 + K_2^2 + 2K_1 K_2 \operatorname{Re} B\left(2\frac{h}{c}\right) \right\}$$

де K_1 та K_2 втрати в відповідних плечах інтерферометру,

$$B(2h/c) = B(\tau)$$

кореляційна функція джерела світла. Для квазіпласкої та квазімонохроматичної хвилі типу:

$$E(t) = A(\vec{r}, t) \exp(j(\omega_0 t - k_0 z))$$

кореляційна функція становить:

$$B(\tau) = \left\langle A(t) A^*\left(t + 2\frac{h}{c}\right) \exp(j(-\omega_0 \tau)) \right\rangle = \left| \Gamma\left(2\frac{h}{c}\right) \right| \exp\left(j\left(\alpha\left(2\frac{h}{c}\right) - \omega_0 2\frac{h}{c}\right)\right) \quad \alpha(\tau) \stackrel{\text{def}}{=} \arg B(\tau)$$

Тоді, зваживши на те, що $\gamma(0) = I_0$ вираз можна переписати:

$$I(\tau) = I_0 (K_1^2 + K_2^2) \left\{ 1 + \frac{2K_1 K_2}{K_1^2 + K_2^2} |\gamma(\tau)| \cos(\alpha(\tau) - \omega_0 \tau) \right\}$$

Тобто, інтенсивність в області фотоприймача безпосередньо залежить від коефіцієнту кореляції світлового поля. Для характеристики глибини інтерференційних смуг, що спостерігаються поблизу довільної різниці ходу h існує кількісна характеристика – видність інтерференційної картини, яка визначається як:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

За малих значень різниці ходу h $\alpha(2h/c) \approx 0$ та за умов коли втрати в обох плечах інтерферометру однакові, інтерферограма має видність:

$$V = \gamma \frac{2h}{c}$$

При збільшенні величини різниці ходу видність смуг зменшується до нуля. Кажуть тоді, що оптична довжина ходу перевищила довжину когерентності, або відносний час затримки перебільшив час когерентності.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 7

Вивчення властивостей спонтанного та вимушеного випромінювання

Мета роботи: Дослідити властивості спонтанного та вимушеного випромінювання ОКГ.

Завдання

1. Вивчити тему: Спонтанне і вимушене випромінювання, поглинання. Монохроматичність лазерних пучків. Комплексне уявлення поліхроматичних полів. Статистичні властивості лазерного випромінювання і випромінювання теплових джерел.
2. Вивчити будову і принцип дії монохроматора "МУМ".
3. По п. 1 написати короткий реферат.
4. Зібрати схему для дослідження спектральних характеристик когерентного (ЛГН-207) і теплового джерела випромінювання.
5. Побудувати спектральні залежності потужності вимушеного і спонтанного випромінювання.
6. Проаналізувати отримані залежності і визначити спектральну яскравість лазерного випромінювання.
7. Написати висновки про виконану роботу.

Обладнання:

1. Лазер ЛГН – 207 та джерело теплового випромінювання
2. Монохроматор «МУМ».
3. Фотоприймач «Кварц».

Порядок виконання роботи

1. Зібрати схему для дослідження спектральних характеристик випромінювання когерентного і теплового джерел (рис. 1).
2. Встановити на рейтер Джерело 2, сфокусувати його зображення на вхідній щілині Монохроматора 3.
3. Обертаючи барабан зміни довжин хвиль (з кроком 10 нм), записати покази Відлікового пристрою 4.
4. Пронормувати одержані дані за максимальним значенням спектральної потужності та побудувати відповідну графічну залежність.

$$I(\lambda)/I_{\max} = \bar{I}(\lambda) \cdot$$

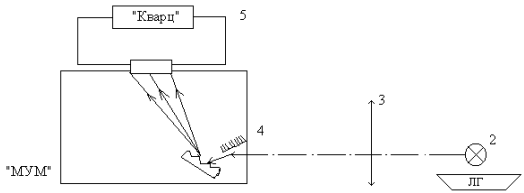


Рис. 1. Схема для дослідження спектральних характеристик випромінювання когерентного і теплового джерел

5. Співставити одержану залежність $\bar{I}(\lambda)$ з кривою спектральної чутливості фотоприймача монохроматора; побудувати графічну залежність розподілу спектральної потужності випромінювання теплового джерела спонтанного випромінювання.
6. Встановити на рейтер лазерне Джерело 1 і провести виміри, що описані в п.п. 3-5.
7. Написати короткі висновки

Контрольні запитання:

1. Запишіть рівняння Шредингера і рівні квантування внутрішньої енергії.
2. Яке випромінювання називають спонтанним?
3. Яке випромінювання називають вимушеним?
4. Дайте визначення коефіцієнтам Ейнштейна?
5. Проведіть порівняльний аналіз когерентного і некогерентного випромінювання?
6. Які оптичні поля є монохроматичними?
7. Що впливає на форму спектральної лінії?
8. Дайте визначення однорідно і неоднорідно розширеної лінії.

Теоретичні відомості

1. Спонтанне випромінювання.

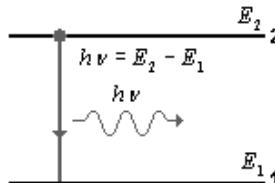


Рис. 2 Спонтанне випромінювання

Розглянемо в деякому середовищі два енергетичні рівні 1 і 2 з енергіями E_1 і E_2 ($E_1 < E_2$) рис. 6.1.

В подальшому розгляді – це можуть бути будь-які два рівні з необмеженого набору рівнів, властивих даному середовищу. Проте зручно прийняти рівень 1 за основний. Припустимо, що атом (або молекула) речовини знаходиться спочатку в стані, що відповідає рівню 2. Оскільки $E_1 < E_2$, атом буде прагнути перейти на рівень 1. Отже, з атома повинна виділитися відповідна різниця енергії $E_2 - E_1$. Коли ця енергія виділяється у вигляді електромагнітної хвилі, процес називають спонтанним випромінюванням. При цьому частота випроміненої хвилі ν визначається за формулою Планка.

$$\nu = (E_2 - E_1) / h \quad (1)$$

де h - стала Планка. Таким чином, спонтанне випромінювання характеризується випусканням фотону з енергією $h\nu = E_2 - E_1$ під час переходу атома з рівня 2 на рівень 1. Значимо, що спонтанне випромінювання тільки один з двох можливих шляхів переходу атома з одного стану в інший. Перехід може відбуватися також і безвипромінювальним шляхом. В цьому випадку решта енергія $E_2 - E_1$ виділяється в будь-якій іншій формі (наприклад, різниця енергій може перейти в кінетичну енергію оточуючих молекул).

Імовірність спонтанного випромінювання можна визначити наступним чином. Припустимо, що в момент часу t на рівні 2 знаходяться N_2 атомів (в одиниці об'єму). Швидкість переходу $(dN_2/dt)_{\text{спонт}}$ цих атомів унаслідок спонтанного випромінювання на нижній рівень буде пропорційна N_2 . Отже, можна записати

$$(dN_2/dt)_{\text{спонт}} = -AN_2 \quad (2)$$

Множник A є ймовірністю спонтанного випромінювання і називається коефіцієнтом Ейнштейна A (вираз для A вперше було отримано Ейнштейном з термодинамічних міркувань). Величину $\tau_{\text{спонт}} = 1/A$ називають спонтанним часом життя. Чисельне значення величини A залежить від конкретного переходу, що бере участь у випромінюванні.

2 Вимушене випромінювання.

Припустимо, що атом спочатку знаходиться на верхньому рівні 2, а на речовину падає електромагнітна хвиля з частотою ν , що

визначається виразом (1) (тобто з частотою, рівною частоті спонтанно випроміненої хвилі) рис. 6.2.

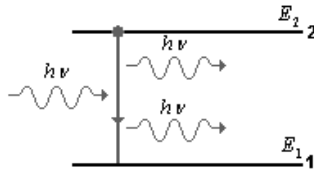


Рис. 3 Вимушене випромінювання

Оскільки частоти падаючої хвилі і випроміненої, пов'язаної з атомним переходом, рівні між собою, є велика імовірність того, що падаюча хвиля викличе перехід ($2 \rightarrow 1$) атома з рівня 2 на рівень 1. При цьому різниця енергій $E_2 - E_1$ виділиться у вигляді електромагнітної хвилі, яка додається до падаючої. Це і є явище вимушеного випромінювання. Між процесами спонтанного і вимушеного випромінювання є істотна різниця. У випадку спонтанного випромінювання атом випускає електромагнітну хвилю, фаза якої не має певного зв'язку з фазою хвилі, що випромінює інший атом. Тим більше, випромінена хвиля може мати будь-який напрямок розповсюдження. У випадку вимушеного випромінювання, оскільки процес ініціюється падаючою хвилею, випромінювання будь-якого атома додається до цієї хвилі в тій же фазі. Падаюча хвиля також визначає напрямок розповсюдження випроміненої хвилі.

Процес вимушеного випромінювання можна описати з допомогою рівняння

$$(dN_2/dt)_{\text{вимуш}} = -W_{21}N_2 \quad (3)$$

де $(dN_2/dt)_{\text{вимуш}}$ - швидкість переходу $2 \rightarrow 1$ за рахунок вимушеного випромінювання, W_{21} - імовірність вимушеного переходу. Величина W_{21} має розмірність $(\text{час})^{-1}$. Проте на відміну від A імовірність W_{21} залежить не тільки від конкретного переходу, але і від інтенсивності падаючої електромагнітної хвилі. Для плоскої хвилі можна записати

$$W_{21} = \sigma_{21}F \quad (4)$$

де F - густина потоку фотонів в падаючій хвилі, а σ_{21} - величина, що має розмірність площі (вона називається перетином вимушеного випромінювання) і залежить від характеристик конкретного переходу.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 8

Вивчення методів реєстрації короткочасних світлових імпульсів та часових характеристик імпульсного ОКГ

Мета роботи: Вивчити особливості методу реєстрації короткочасних світлових імпульсів випромінювання.

Завдання

1. Вивчити особливості схем включення фотоелементів у ФЕП при реєстрації короткочасних імпульсів випромінювання.
2. Вивчити будову, принцип дії та правила експлуатації електронного осцилографу С9-1, звернути особливу увагу на його роботу у режимі чекаючої розгортки.
3. Вивчити будову, принцип дії та правила експлуатації установки «Квант-3р».
4. Вивчити методику дослідження часових характеристик випромінювання і імпульсних ОКГ.
5. Зібрати схему для реєстрації імпульсів ОКГ та апробувати її, застосовуючи імпульсну лампу («фотоблискавку»).
6. Дослідити часові характеристики випромінювання рубінового ОКГ пристрою «Квант-3р» при різних енергіях накачки.
7. Написати висновки про виконану роботу

Обладнання:

1. Установка «Квант-3р»
2. Осцилограф С9-1.

Порядок виконання роботи

Як відомо, імпульсні ОКГ можуть працювати у режимі вільної генерації (багатопічковий режим) або у режимі з модуляцією добротності резонатору (одно-пічковий режим або режим гігантських імпульсів). При цьому тривалість імпульсів випромінювання може змінюватися від 10^{-4} сек до 10^{-9} сек в залежності від режиму роботи.

У режимі вільної генерації імпульс випромінювання має дрібну часову структуру (пічкову структуру). Тривалість окремих пічків може скласти 10^{-8} – 10^{-9} сек при дуже крутих фронтах .

Для дослідження часових характеристик таких імпульсів випромінювання необхідно застосувати реєструючі схеми та пристрої,

що володіють високою часовою роздільною здатністю, маючи малу постійну часу.

Вакуумні фотоелементи та ряд типів ФЕП характеризуються дуже малою інерційністю ($\tau_i < 10^{-9}$ сек) та при ввімкненні їх до спеціальних схем дозволяють реєструвати короткочасні імпульси випромінювання. Для візуалізації часових характеристик у цьому разі використовуються швидкодіючі (імпульсні) електронні осцилографи.

Виконання роботи починається з вивчення даної інструкції, рекомендованої літератури та складання короткого реферату у відповідності з пунктами 1-4 завдання. Потім виконуються пункт 3 та 4. Спочатку необхідно прочитати методичні вказівки, додані до цієї інструкції.

1. Зібрати реєструючу схему (рис. 1), приєднати її до осцилографа та підготувати його до роботи у режимі чекаючої розгортки.
2. Підготувати до роботи установку “Квант-3р” (див. інструкцію до установки “Квант-3р”), встановити фотоелемент навпроти вихідного отвору установки “Квант-3р”, закрити вхідне вікно фотоелементу світлорозсіюючим послаблявачем.
3. Розрахувати максимально допустиму величину опору навантаження фотоелементу, яка забезпечує реєстрацію імпульсів тривалістю 10^{-7} сек та за допомогою перемикача ПК-1 встановити його (або близький до нього). При розрахунку зважити, що ємність фотоелементу складає 6,5 пкф.

Після перевірки схеми та знань студента керівником занять провести спостереження часових характеристик випромінювання ОКГ при різних енергіях накачки, починаючи з порогового значення.

УВАГА!!! РОБОТА З ОКГ ПРОВОДИТЬСЯ ТІЛЬКИ З УЧАСТЮ КЕРІВНИКА ЗАНЯТЬ АБО ЛАБОРАНТА!!!

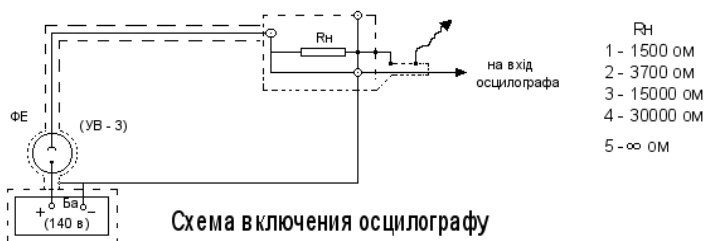


Схема включення осцилографу

Рис.1. Реєструюча схема

Контрольні запитання:

1. Опишіть стаціонарний режим генерації.

2. Охарактеризуйте роботу лазерів у режимі модуляції добротності.
3. Як проводиться модуляція добротності резонаторів?
4. Охарактеризуйте режим синхронізації мод.
5. Як забезпечується синхронізація мод у резонаторах?
6. Що може бути активним середовищем твердотільних лазерів.
7. Опишіть принцип роботи трьохрівневих лазерів.
8. Опишіть принцип роботи чотирьохрівневих лазерів.
9. Окресліть перспективи розвитку твердотільних лазерів.

Теоретичні відомості

1. Установка “Квант –3Р”

1.1. Призначення

Установка К-ЗМБ є модифікацією установки К-ЗМ і призначена для припасування прецизійних опорів виконаних у виді самостійних чи виробів, що входять до складу інтегральних чи інших мікросхем, шляхом випарування резисторного шару сфокусованим променем оптичного квантового генератора (ОКГ) установки.

Установка К-ЗМБ може бути успішно застосована для прошивання отворів, зварювання різних матеріалів, а також для наукових досліджень (спектроскопа, хімії, фізики, твердого тіла, мікробіології та ін.)

Умови експлуатації:

А) температура навколишнього повітря $-20^{\circ}\text{C}_{-10}^{+5}$

Б) відносна вологість повітря $-65\% \pm 15\%$

1.2. Технічні дані

Технічні дані відповідають приведеним у таблиці № I,

Таблиця № I

№	Найменування	Одиниця виміру	Номинальна величина	Примітка
1	Енергія на виході зі знятим об'єктивом	дж	Не менше 1	
2	Тривалість імпульсу	мсек.	1	
3	Режим роботи	Імп/мін	8	
4	Лампа оптичного накачування		імпульсна лампа ІФП-800	
5	Накопичувач енергії		Конденсатори МГБ-1000-100	

6	Активний елемент		Рубін з напиленими торцями $\Phi=6,5\text{мм}$, $l=80\text{мм}$	
7	Довжина хвилі світла, що генерується	Å	6943	
8	Напруга, що відповідає порогові генерації	в	Не більш 700	
9	Діаметр фокальної плями	Мк	100-300	
10	Збільшення оптичної системи для спостереження	крат	29,6; 72	
11	Точність відліку переміщення робочого столика	Мм	0,01	
12	Охолодження активного елемента і лампи накачки		примусове, повітряне	
13	Параметри повітря для охолодження: а/ тиск б/ точка роси в/ температура	атм. °C °C	1,5-3 10 не більш 20	Повітря повинне бути очищене від пилу, олії і інших домішок
14	Напруга живлення мережі	в	220±10%	Змінний струм
15	Частота живлення мережі	Гц	50	
16	Споживана потужність	квт	1	
17	Габаритні розміри	мм	1100•700•1800	
18	Вага установки	кг	300	

Установка готова до роботи після подачі повітря для охолодження в оптичну голівку.

1.3. Склад виробу

Установка К-ЗМБ складається з наступних основних вузлів:

- а) оптична голівка;
- б) стіл;
- в) блок трансформатора;
- г) випрямляч;

- д) блок конденсаторів;
- е) блок індуктивностей;
- ж) фільтр для повітря;
- з) комутаційний пристрій.

1.3. Принцип роботи

Принцип дії лазера заснований на явищі індукованого випромінювання світлової енергії збудженими атомами хрому з кристала рубіна під дією опромінення імпульсної лампи.

При розрядці батареї конденсаторів блоку живлення, через імпульсну лампу кристал опромінюється потужним спалахом білого світла, при цьому іони хрому, поглинаючи світло в синьо-зеленій частині спектра, переходять у збуджений стан, у якому вони знаходяться протягом 10^{-8} сек.

За цей час більшість іонів переходить у проміжний стан, що характеризується меншою енергією, причому енергія, що виділилася при переході, перетворюється в тепло. У проміжному (метастабільному) стані іони хрому можуть знаходитися 10^{-3} - 10^{-4} сек. За час спалаху імпульсної лампи відбувається нагромадження збуджених іонів.

З проміжного стану іони хрому можуть переходити як спонтанно, так і під дією випромінювання, частота якого дорівнює частоті переходу ($\lambda=6943 \text{ \AA}$). Останні переходи називаються індукованими, а випромінювання, що відбувається при цьому індукованим випромінюванням.

При індукованих переходах випромінюється світло, що має ту ж довжину хвилі, напрямок, фазу і поляризацію, що і світло, що викликало індуковане випромінювання.

Для збільшення потужності індукованого випромінювання використовується ефект багаторазового проходження випромінювання через кристал рубіна за рахунок відображення від дзеркальних поверхонь резонатора.

Основною ланкою схеми є ОКГ, що складається з резонатора системи оптичного накачування.

Резонатор являє собою імпульсну лампу с активним елементом (2-І), на торці якого нанесені спеціальні дзеркальні покриття з коефіцієнтом відображення 0,5 у напрямку до об'єктива і близько 1 із протилежної сторони.

Випромінювання триває $1 \cdot 10^{-3}$ сек і характеризується великою миттєвою потужністю (10^3 вт), високої спрямованість до когерентністю.

Регулювання енергії при визначеному рівні накачування виробляється зміною світлового діаметра ірисової діафрагми (2-2).

Оброблювана деталь установлюється на предметному столику. Спостереження за об'єктом виробляється через окуляр (2-6), дзеркало (2-3) і об'єктив (2-4). При включенні спалаху дзеркало автоматично убирається і не заважає проходженню променів ОКГ.

Сітка (2-5) встановлюється у фокальній площині окуляра і служить для оцінки величини оброблюваної зони. Масштаб сітки виставляється при юстуванні.

Енергія випромінювання виміряються рівнем накачки, тобто величиною напруги, що подається на електроди імпульсної лампи. ІФП-800, а діаметр сфокусованої плями регулюється величиною відкриття діафрагми і коливається в межах 100-300мк.

При роботі з об'єктивом ОМ-2Н співвідношення між відкриттям діафрагми і діаметром сфокусованої плями складає 9:1.

Наприклад, діаметр відкриття діафрагми (по лімбу приводу діафрагми) дорівнює $1,68 \text{ мм} : 9 = 0,2 \text{ мм}$ і т.д.

При роботі з об'єктивом ОМ-3 співвідношення між діаметрами відкриття діафрагми і сфокусованої плями дорівнює 3,5:1.

Наявність двох об'єктивів дозволяє варіювати величину сфокусованої плями і рівня енергії в більш широкому діапазоні.

1.4. Інструкція з експлуатації

I. Склад обслуговуючого персоналу

Установка при роботі обслуговується одним оператором.

Для ремонту і налаштування установки повинен бути використаний кваліфікований персонал, атестований комісією на знання правил техніки безпеки при роботі з високовольтними установками і маючий кваліфікаційну групу не нижче 4.

II. Указівки по техніці безпеки

Напруги, що розвиваються установкою, **НЕБЕЗПЕЧНІ ДЛЯ ЖИТТЯ!!!**

Обслуговуючий персонал, перш ніж почати роботу, повинен вивчити матеріальну частину і правила її експлуатації.

До роботи допускаються тільки працівники, перевірені на знання правил техніки безпеки при роботі з установками високої напруги.

Є обов'язковим виконання усіх вимог і мір, передбачених "Правилами технічної експлуатації і безпеки обслуговування електроустановок промислових підприємств".

При роботі на установці **СТРОГО ЗАБОРОНЯЄТЬСЯ:**

- а) включати установку з несправними шинами заземлення і ушкодженими кабелями;
- б) застосовувати при заміні запобіжників будь-які інші типи запобіжників, крім типів, що додаються в ЗІП;
- в) відкривати захисний кожух на блоці живлення і голівці при включеній апаратурі;
- г) розташовувати на шляху світлового пучка прояснені оптичні деталі і незахищені дзеркала;
- д) дивитися на місце концентрації світлового випромінювання незахищеними очима.

III. Підготовка установки до роботи

Для підготовки установки до роботи необхідно:

1. Оглянути і перевірити ланцюг заземлення і кабелів живлення;
2. підвести повітря для охолодження оптичної голівки;
3. Натиснути клавішу "Вкл" на передньої панелі блоку керування установки і перевірити роботу підсвічування.

IV. Порядок роботи.

Включити клавішу "Включено" на лицьовій панелі блоку управління.

Тумблером ВІ включити підсвічування мікроскопа. Ручкою "Яскравість" встановити необхідне висвітлення оброблюваної зони.

Встановити оброблювальний виріб на предметний столик, виставити перехрестя трубки в потрібну точку виробу.

Ручкою "накачування" встановить необхідний рівень енергії.

Натиснути клавішу "ЗАРЯД". При досягненні заданого рівня накачування загоряється сигнальна лампочка усередині клавіші "ЗАРЯД".

По шкалі вольтметра визначити напругу заряду конденсаторів. При необхідності зробити зміну рівня накачування необхідно натиснути клавішу "РОЗРЯД" і перевести ручку "накачування", "грубо" чи "точно" у потрібне положення.

Подальше повторення заданої напруги проводиться автоматично.

Подача підпалу на імпульсну лампу виконується одним з наступних способів:

1. натисканням клавіші "ВСПЫШКА";
2. Ножною педаллю;
3. Виносною кнопкою, приєднаною до гнізда "Дистанційне керування" на лицьовій панелі блоку керування.

Кількість спалахів повинна бути не більш 8 у хвилину.

Після закінчення роботи установку відключити, натиснувши клавішу "ОТКЛ" і припинити подачу охолодного повітря.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 9

Вимірювання та дослідження параметрів діодного оптрону.

Мета роботи: вивчити принцип дії і методику вимірювання основних параметрів і характеристик діодних оптронів.

Завдання

1. Ознайомитися з будовою та принципом дії діодних оптронів.
2. Визначити основні характеристики діодних оптронів, які будуть отримані у роботі
3. Зібрати робочу схему і провести вимірювання

Обладнання:

1. Блок живлення,
2. Оптопара
3. Амперметр, вольтметр

Порядок виконання роботи

1. Зібрати схему для вимірювання параметрів і характеристик оптрону згідно рис.1
2. Виставити робочу напругу на світлодіоді. Виставляючи значення струму світлодіоду в колі світлодіоду в межах від 2-20 мА з кроком 2 мА, зняти значення напруги на світлодіоді, Значення занести в таблицю.
3. Виставляючи значення струму світлодіоду в колі світлодіоду в межах від 2-20 мА з кроком 2 мА, зняти значення струму на фотодіоді. Значення занести в таблицю.
4. Побудувати графіки вхідної вольт – амперної характеристики оптрону, передаточної характеристики оптрону по струму.
5. Обговорити одержані результати та написати висновки про виконану роботу.

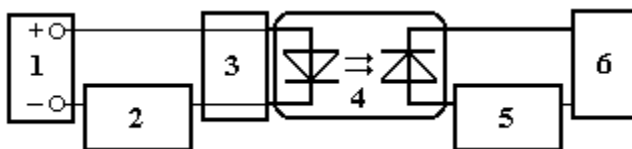


Рис.1. Схема для вимірювання параметрів і характеристик оптрону
1-блок живлення; 2,5- міліамперметр; 3,6- вольтметр; 4- оптрон

Контрольні запитання:

1. Що таке оптрон? Окресліть області його застосування.
2. Які параметри має елементарна оптопара і чим вони відрізняються для різних типів оптопар?
3. Як впливає на роботу оптрону швидкість вмикання і вимикання джерела та приймача?

Теоретичні відомості

1. Будова оптрону

Оптрон – це прилад, який містить джерело та приймач випромінювання, які оптично та конструктивно пов'язані між собою. Джерелами випромінювання можуть служити лампи розжарювання, неонові лампи, електролюмінісцентні панелі, однак найчастіше використовують світлодіоди. В якості приймача випромінювання використовують фоторезистори, фотодіоди, фототранзистори та фототеристори. Середовищем оптичного каналу може служити повітря, скло, пластмаса або інші прозорі речовини.

Елементарний оптрон, який містить одне джерело і один приймач випромінювання, також називають *оптопарою*. Будучи пов'язана в мікросхему разом з одним чи де кількома узгоджувачами або підсилювачами пристроями, оптопари утворюють *оптоелектронну інтегральну мікросхему*.

В оптронах відбувається подвійне перетворення енергії (Рис. 2).

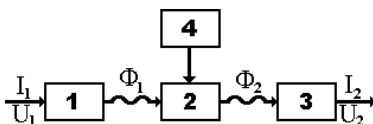


Рис.2. Складові частини оптрону

1-випромінювач; 2-середовище розповсюдження; 3-приймач; 4-пристрій керування

Вхідний електричний сигнал (струм I_1 або напруга U_1) перетворюється джерелом в світловий потік Φ_1 , який передається по оптичному каналу до фотоприймача 3. Фотоприймач перетворює світловий сигнал в електричний (струм I_2 або напруга U_2). Середовище оптичного каналу може керуватися (наприклад, мати електрооптичні властивості), що відображено на рис. 1 з допомогою пристрою керування 4, яке перетворює світловий потік Φ_1 в потік Φ_2 . Для узгодження параметрів оптронів з іншими елементами електронних схем можуть використовуватись додаткові вхідні та вихідні пристрої.

2. Параметри, що характеризують роботу оптронів.

Елементарний оптрон являє собою чотирьох полюсний прилад, властивості якого перш за все визначаються трьома основними характеристиками – вхідною, передаточною та вихідною. Вхідною є вольт амперна характеристика випромінювача, а вихідною – відповідна характеристика фотоприймача (при заданому струмі на вході оптопарі).

Передаточною характеристикою називають залежність струму I_2 на виході оптрона від струму I_1 на його вході; в загальному випадку ця залежність є нелінійною, що приводить до деякого спотворення сигналу, що передається.

Параметр який тісно пов'язаний з залежністю $I_2(I_1)$ і який часто використовується на практиці є коефіцієнт передачі по струму (статичний)

$$k_i = I_2 / I_1 \quad (1)$$

В загальному випадку, особливо при високих температурах, коли істотним є темновий струм I_T на виході фотоприймача,

$$k_i = (I_2 - I_T) / I_1 \quad (2)$$

Для більшості типів оптопар k_i є паспортним параметром, при чому він може складати від 0,5% (діодні оптопарі) до ~1000% (транзисторні оптопарі з збірним фототранзистором).

Важливим параметром для оптопарі є параметри її ізоляції. Серед цих параметрів – максимально допустима напруга між входом і виходом (статичне U_{iz}). Крім того, оптопарі характеризуються опором ізоляції R_{iz} і прохідною ємністю C_{pr} (ємність між входом і виходом оптопарі). У більшості типів оптопар R_{iz} може досягати 1×10^{12} Ом, що викреслює можливість зворотного зв'язку між фотоприймачем та випромінювачем по постійному струму. В той же час зв'язок по змінному струму може бути суттєвим. Дійсно, стрибок напруги ΔU_2 на виході оптопарі (за час Δt) може привести до того, що через випромінювач оптопарі потече ємнісний струм, який може привести до помітного сигналу на виході навіть при малій прохідній ємності.

$$I \cong C_{pr} \frac{\Delta U_2}{\Delta t} \quad (3)$$

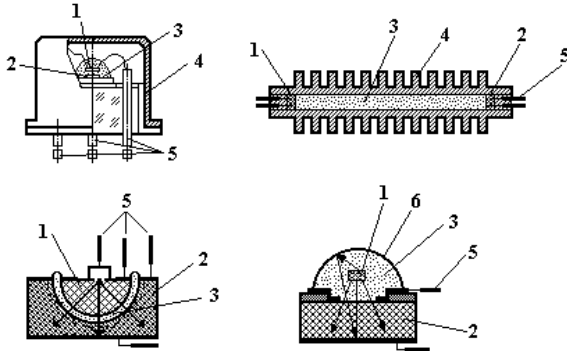


Рис.3. Різні види оптронів

Конструктивно – технологічне оформлення оптронів (рис. 3) визначається потребами по оптимізації тих чи інших параметрів цих приладів (1-випромінювач, 2-фотоприймач, 3-оптичний канал, 4-корпус, 5-електричні виводи). Наприклад, при введенні полімерного клею в простір між випромінювачем та фотоприймачем дозволяє збільшувати R_{iz} і зменшити C_{pr} до 0,01 пФ. Ще більшого ефекту можна досягнути, використовуючи в якості оптичного каналу волоконний світловод (Рис. 3 б). Прилади зображені на Рис.3 в,г характеризуються підвищеним значенням коефіцієнту передачі по струму: втрати світла в приладах цього типу зведені до мінімуму в першому випадку, завдяки тому, що потік випромінювання падає на границю розділу елементів оптопари перпендикулярно, в другому – завдяки введенню в конструкцію додаткової відбиваючої поверхні 6.

3. Діодні оптопари.

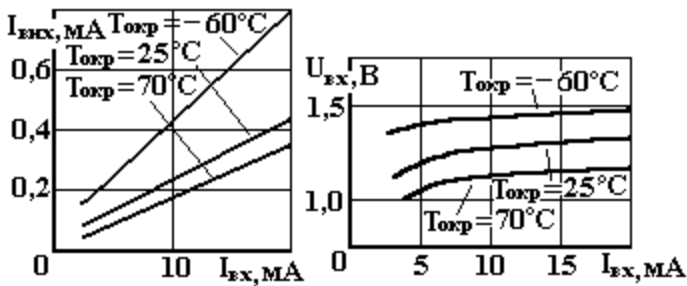


Рис.3. Характеристики діодних оптопар

Оптопари цього типу виготовляють на основі кремнієвих $p-i-n$ фотодіодів і арсенідгалієвих світлодіодів. На рис. 3 показані паспортна передаточна характеристика та вхідна ВАХ діодної оптопари АОД101Г.

Довідкова інформація.

АОД101Г

Оптопара діодна. Випромінювач – діод арсенідгалієвий; приймач – кремнієвий фотодіод. Випускаються в метало скляному корпусі. Маса не більше 1,1г.

Електричні параметри при $T=25^{\circ}C$

Вхідна напруга при $I_{ex} = 10mA$, не більше 1,5В

Коефіцієнт передачі по струму при $I_{ex} = 10mA$, не менше 1,5%

Час наростання і спадання вихідного імпульсу при $I_{ex} = 20mA$, не більше 500нс

Вихідний зворотній темновий струм, не більше 8мкА

Опір ізоляції не менше $10^9\Omega$

Прохідна ємність не більше 2пФ

Граничні експлуатаційні данні

Вхідний постійний струм 20мА

Вхідний імпульсний струм при $\tau_n = 100\mu s$ 100мА

Вхідна зворотна напруга 3,5В

Вихідна зворотна напруга 40В

Вихідна зворотна імпульсна напруга при $\tau_n = 100\mu s$ 100мА 60В

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 10

Дослідження напівпровідникового фотоелемента

Мета роботи: вивчення роботи кремнієвого елемента мікрокалькулятора; дослідження спектральної чутливості та навантажувальної кривої; визначення струмів короткого замикання, напруги холостого ходу і коефіцієнту корисної дії (за умов штучного освітлення).

Завдання

1. Ознайомитися з будовою та принципом дії діодних оптронів.
2. Визначити основні характеристики діодних оптронів, які будуть отримані у роботі
3. Зібрати робочу схему і провести вимірювання
4. Побудувати залежності і записати висновки

Обладнання:

1. Лампа розжарення,
2. Фотоелемент
3. Амперметр, вольтметр, люксметр

Порядок виконання роботи

1. Зібрати схему, зображену на рис.4а
2. Ввімкнути лампу розжарення та зняти відліки амперметра і вольтметра з кроком, вказаним лаборантом.
3. Побудувати графік залежності $P(U)$ і визначити $P_{кор}$
4. Розрахувати $P_{пад}$ та ККД фотоелементу
5. Виміряти освітленість та розрахувати світлову чутливість S
6. Обговорити одержані результати та написати висновки про виконану роботу.

Контрольні запитання

1. Що таке фотоелемент? Яка історія його створення?
2. Опишіть механізм створення фото е.р.с. в р-n-переході.
3. Чим визначається коефіцієнт корисної дії сонячного елемента?
4. У чому полягає методика визначення к.к.д. фотоелемента?

Теоретичні відомості

1. Фотоелемент

Фотоелементом називається напівпровідниковий прилад, призначений для прямого перетворення оптичної енергії в електричну. Робота фотоелемента ґрунтується на фотовольтанічному ефекті – виникненні електрорушійної сили при опроміненні контакту двох різнорідних матеріалів. Такими матеріалами можуть бути метал і напівпровідник, два різні напівпровідники, або навіть однакові напівпровідники, але по-різному леговані (*p-n* перехід). Фотоелектрорушійна сила виникає без накладання зовнішньої напруги, тобто фотоелемент є своєрідним джерелом електричної енергії.

Вперше фотовольтанічний ефект, правда на контакті металевого електрода з електролітом, спостерігав французський фізик Бекерель ще в 1839 році. Пізніше фотовольтанічний ефект було досліджено на контакті золото-селен, мідь-окис міді. Ефективність перетворення світлової енергії в електричну η таких контактів були низькою (<1%), проте це не перешкодило їх практичному застосуванню, зокрема в фотометрах і експонометрах для фотографічних апаратів (починаючи з 1930 року). Важливою подією стала розробка фотоелементів на основі кремнію, ефективність перетворення сонячної енергії в електричну яких досягла в 1950-ті роки ~6%, що дозволило розглядати фотоелемент не тільки як засіб реєстрації і вимірювання інтенсивності світла, але й вже як джерело електричної енергії. Значні зусилля були зосереджені на підвищення ефективності як кремнієвих фотоелементів, так і пошуку інших матеріалів. В кінці 1980-х років ефективність сонячних фотоелементів наблизилась до теоретично можливої. За межами земної атмосфери вона складає для кремнієвого фотоелемента 14%, а для арсенід-галієвого (GaAs) – більше 20%. Сонячні елементи стали основними джерелом живлення космічних об'єктів (електрична потужність кремнієвого елемента площею 1 м² складає 170 Вт).

Унікальність сонячних елементів полягає в тому, що на відміну від електричних батарей і елементів на паливі в них не застосовуються хімічні реакції, а на відміну від електричних генераторів вони не мають жодних рухомих частин і тому не потребують сервісного обслуговування. Сонячні елементи застосовуються не тільки в космосі, але й для живлення інших віддалених об'єктів, наприклад, водяних насосів в пустелі, навігаційних вогнів і інших пристроїв у відкритому морі і таке інше.

Широкого розповсюдження набули фотоелементи в пристроях, електричне живлення яких від мережі є незручним, наприклад

портативних радіоприймачів, кишенькових калькуляторів, іграшок. У цьому випадку використовується не тільки сонячне світло, але й будь-які штучні джерела світла (лампи розжарення, люмінесцентні лампи). Ефективність таких фотоелементів не є критичним параметром.

2. Конструкція і принцип дії напівпровідникового фотоелемента

Незалежно від призначення, чи то живлення космічної станції, чи дешевого кишенькового калькулятора, від того, яке випромінювання застосовується, сонячне чи штучне, конструкція і принцип дії напівпровідникового елемента однакового за своїми основними рисами. Прикметник "сонячний" вживається, якщо фотоелемент призначений для перетворення як раз сонячної енергії (зрозуміло, сонячний елемент може працювати і при електричному освітленні). На рис. 1 схематично показана конструкція сонячного або фотоелемента.

Основою фотоелемента є $p-n$ перехід – контакт напівпровідників n - і p -типу провідності. При їх тісному контакті електрони в результаті їх дифузії намагаються перейти з n -області, де їх багато, в p -область, де їх мало. Аналогічно дірки з p -області переходять в n -область. В результаті цього p -область заряджається від'ємно, а n -область – додатньо. Іншими словами в $p-n$ переході виникає різниця потенціалів, причому такої полярності, що створене електричне поле намагається повернути дірки і електрони відповідно в ті області, звідкіля вони прийшли. Кажуть, що дифузійним потокам носіїв заряду протидіють зустрічні дрейфові потоки носіїв. За умов рівноваги ці потоки урівноважують один одного, чому відповідає певна різниця потенціалів, яка називається константою V_c . Діючи в такому прошарку $p-n$ переходу, контактна різниця потенціалів створює там доволі сильне електричне поле. Скажімо, при $V_c=0,5$ В і товщині $p-n$ переходу $W=10^{-5}$ см = 0,1 мкм (реальні значення) напруженість електричного поля $F=V_c/W$ дорівнює 5×10^3 В/см! Цей факт є принципово важливим для роботи фотоелемента.

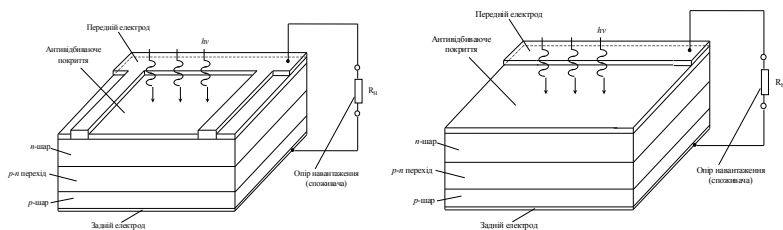


Рис. 1. Типова конструкція фотоелемента (сонячного елемента)

При опроміненні фотоелемента фотонами з енергією $h\nu$ більшою від ширини забороненої зони напівпровідника відбуваються переходи електронів з валентної зони в зону провідності (рис. 2). Електричне поле в p - n переході діє на електрони і дірки в протилежних напрямках, тобто розводить, запобігаючи їх від'єднанню (рекомбінації), що енергетично вигідно. Отже, створені світлом електрони опиняються в n -області, а дірки – в p -області. Під дією світла, таким чином, створюється нерівноважний стан, коли n -область заряджається від'ємно, а p -область – додатньо. Іншими словами, в результаті опромінення p - n переходу виникає фотоелектрорушійна сила. Якщо n - і p -області сполучити провідником, у колі під дією цієї електрорушійної сили піде струм – фотострум I_{ph} . За цих умов це так званий струм короткого замикання $I_{кз}$. Напруга, яка виникає між n - і p -областями при розімкнутому колі, називається напругою холостого ходу $V_{хх}$.

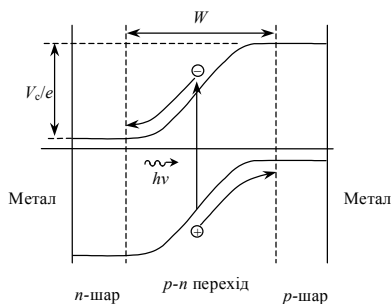


Рис. 2. Енергетична діаграма фотоелемента

Для практичного застосування фотоелемента потрібні омичні контакти до n - і p -областей. Звичайно до однієї з областей, наприклад, p -області цей контакт виготовляють у вигляді електрода, нанесеного на всю поверхню p -шару. Для можливості проникнення світла в p - n перехід n -область не повинна бути закритою електродом. Тому цей електрод виготовляють у вигляді вузьких смужок металу. Щоб послабити відбивання світла від n -шару, на його поверхню наносять так званий *антивідбиваючий (просвітлюючий) шар*. Його призначення – зменшення коефіцієнту відбивання світла, який, наприклад, для кремнію в робочій спектральній області перевищує $\sim 0,3$, тобто від поверхні кремнію відбивається значна частина випромінювання ($>30\%$).

Як відомо з оптики, дія просвітлюючого покриття ґрунтується на явищі інтерференції в тонких плівках. В результаті інтерференції світла,

відбитого від передньої і задньої поверхні плівки, відбувається взаємне "гасіння" відбитого світлового потоку і, як наслідок інтенсивності світла, яке проходить через плівку. Ця умова виконується, якщо (1) товщина плівки кратна непарному числу $\lambda/4$ (λ - довжина хвилі) і (2) показники заломлення напівпровідника n_1 , плівки n_2 і зовнішнього середовища n_3 задовільняють умові $n_2^2 = n_1 n_3$ (для повітря $n_3=1$).

Можлива дещо відмінна від зображеної на рис. 1 концентрація фотоелемента. Верхній електрод виготовляють не у вигляді вузьких металевих смужок, а суцільним з *прозорого провідного матеріалу*. Таким матеріалом є оксид олова (SnO_2), оксид індію (In_2O_3) або їх суміш (скорочене позначення ІТО). Товщину такого прозорого електрода підбирають такою, щоб він одночасно виконував просвітлюючу функцію.

3. Спектр чутливості і коефіцієнт корисної дії сонячного елемента

Ефективність перетворення енергії оптичного випромінювання в електричну в фотоелементі визначається цілим рядом факторів. Коефіцієнт корисної дії фотоелемента дорівнює відношенню енергії падаючого випромінювання до електричної енергії, яка виділяється на опорі навантаження:

$$\eta = \frac{\text{електрична енергія, що виділяється в навантаженні}}{\text{енергія падаючого на фотоелемент випромінювання}} \quad (1)$$

Як вже згадувалось, для того, щоб світло генерувало в напівпровіднику електрони і дірки, енергія кванту $h\nu$ повинна перевищувати ширину забороненої зони напівпровідника E_g , $h\nu \geq E_g$. На рис. 3 схематично показаний спектр випромінювання – залежність енергії випромінювання якогось джерела E від енергії квантів $h\nu$. Там же показаний і спектр поглинання напівпровідника – залежність коефіцієнта поглинання α від $h\nu$. В області $h\nu < E_g$ поглинання фотонів не відбуваються і електрони і дірки не генеруються. При $h\nu > E_g$ практично кожний фотон народжує електрон в зоні провідності і дірку у валентній зоні.

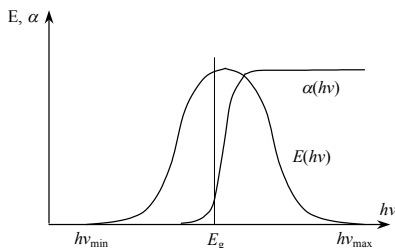


Рис. 3. Спектр випромінювання джерела і поглинання напівпровідника

Вочевидь, найбільше число фотонів виникне, якщо значення E_g припаде на низькоенергетичну границю спектру випромінювання $h\nu_{\min}$, і найменше, якщо значення E_g буде близьким до $h\nu_{\max}$. Тобто напівпровідник з вузькою забороненою зоною поглинає більшу частку випромінювання ніж з широкою. Проте, чим вужча заборонена зона, тим менша контактна різниця потенціалів в $p-n$ переході і менша фотоелектрорушійна сила, збуджування його опроміненням. Із зменшенням фотоелектрорушійної сили, зменшується і електрична енергія, яка виділяється в опорі навантаження споживача. Отже, існує якоесь оптимальне з точки зору досягнення максимального η значення E_g . Це значення залежить від спектру випромінювання і ряду інших параметрів напівпровідника. Для сонячного випромінювання максимальне значення η досягається, якщо E_g лежить в інтервалі від 1 до 2 еВ, а точніше для $E_g \approx 1,5$ еВ. Таку заборонену зону мають цілий ряд напівпровідників, зокрема добре освоєний арсенід галію (GaAs, $E_g = 1,46$ еВ). Проте, з огляду на вартість матеріалу і технологічні витрати найбільш широкого вжитку набули кремнієві фотоелементи. Розробка фотоелементів на інших *перспективних* напівпровідниках продовжується, зокрема на основі фосфіду індію (InP) селеніду індію-міді (InCuSe₂).

(2) Критичним з точки зору досягнення максимального к.к.д. є узгодження параметрів фотоелемента з величиною опорного споживача (опором навантаження) R_H (рис. 4,б). Якщо величина R_H набагато більша внутрішнього опорного фотоелемента, напруга на R_H наближається до свого максимального значення – напруги холостого ходу V_{xx} . При великому R_H через навантаження протікає сильний струм I , і тому добуток IV , рівний потужності P (енергії в одиницю часу), теж малий. При дуже малому R_H струм досягає свого максимального значення струму короткого замикання $I_{кз}$, але напруга стає близькою до нуля і тому добуток IV стає теж малим. Максимальне значення $IV = P$ досягається при певному значенні R_H . Це значення можна знайти, знімаючи так звану навантажувальну характеристику фотоелемента (рис. 4,б). Для цього підтримуючи опромінення незмінним, змінюють R_H в широких межах і змінюють значення, які перебігає струм і напруга I і V . Далі будують залежність $P = IV$ від величини R_H . Очевидно ця крива при певному значенні R_H буде мати максимум P_{\max} . Відношення P_{\max} до потужності випромінювання, яке падає на фотоелемент, дасть максимальний за даних умов коефіцієнт корисної дії фотоелемента.

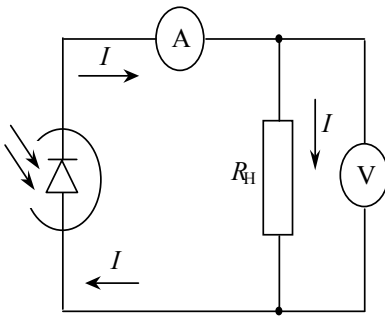


Рис. 4.а. Схема вклучення фотоелемента

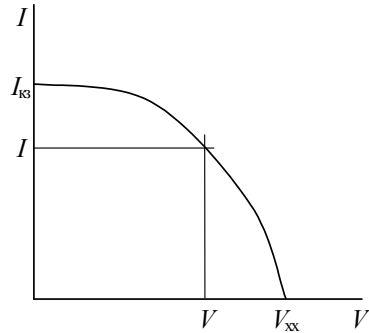


Рис. 4.б. Навантажувальна характеристика фотоелемента

За інших умов (інший спектр і інтенсивність випромінювання) коефіцієнт випромінювання буде іншим. Щоб можна було порівнювати ефективність фотоелемента, умови роботи стандартизують. Наприклад, визначають коефіцієнт корисної дії при опроміненні Сонцем за межами земної атмосфери, на рівні моря коли Сонце знаходиться в зеніті, або при певних кутах до горизонту (30° , 60°).

Коефіцієнт корисної дії є важливим параметром фотоелемента, але в багатьох випадках є не критичним. Якщо, наприклад, фотоелемент є джерелом живлення якогось пристрою, то єдиною умовою, яка ставиться до фотоелемента, є належне живлення цього пристрою, а не ефективність перетворення енергії випромінювання в електричну. В багатьох випадках важливішим є вартість фотоелемента.

В даній роботі визначаються два основні параметри фотоелемента, які характеризують ефективність перетворення енергії оптичного випромінювання в електричну.

1) *Коефіцієнт корисної дії* η є відношення електричної потужності, яка виділяється у фотоелементі до потужності випромінювання, яке падає на фотоелемент.

У застосовувані в даній роботі лампи розжарювання ($P=150$ Вт) не вся споживана з мережі енергія перетворюється в випромінювання. Частина енергії перетворюється в тепло через газ, що наповнює лампу і держачи спіралі. Для типової конструкції лампи ці втрати складають 15-19% (для розрахунків можна прийняти 17%, тобто потужність рівна $P \times 0,83$). Не допускаючи значної помилки, будемо вважати застосовану лампу точковим джерелом (розмір спіралі менший віддалі більш ніж 10 раз), з сферично-симетричним розподілом сили світла. Отже в одиничний

тілесний кут падає $(P \times 0,83)/4\pi$, а потужність випромінювання, яке падає на фотоелемент дорівнює

$$P_{\text{пад.}} = \frac{(P \times 0,83)}{4\pi} \frac{A}{R^2}$$

де A – площа ФЕ, R – віддаль між фотоелементом і лампою.

Корисна потужність залежить від умов освітлення і величини опору навантаження R_H . Оптимальне значення R_H відповідає максимальному значенню електричної потужності в колі фотоелемента $P_{\text{кор}} = I_{\text{опт}} \cdot U_{\text{опт}}$. Значення $P_{\text{кор}}$ знаходиться за результатами проведених вимірів і побудови залежності $P_{\text{кор}} = I \cdot U$ від U . В результаті к.к.д.

$$\eta = \frac{P_{\text{кор}}}{P_{\text{пад}}}$$

(2) В техніці застосовується ще один параметр фотоелемента – світлова чутливість S , рівна відношенню фотоструму (звичайно виражений в мкА), до падаючого на ФЕ світлового потоку, який виражається в люменах. Якщо світловий потік, рівний 1 лм падає на одиничну площину рівну 1 м², то це відповідає освітленості рівній 1 лк (люкс). В роботі освітленість вимірюється за допомогою люксметра.

Знаючи освітленість E і площину фотоелемента A легко знайти значення падаючого на ФЕ світлового потоку L ($L = EA$) і розрахувати світлову чутливість.

$$S = \frac{I_{\text{ф}}}{L}$$

де $I_{\text{ф}}$ – значення фотоструму короткого замикання.

Список рекомендованої літератури

1. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. - М., Наука, 1977, гл. 18: 2-е изд., 1988.
2. З.Готра, І.Є.Лопатинський, В. З. Микитюк, Б.А.Лукаєць, І. В. Петрович. Фізичні основи електронної техніки. – Л.: Бескид Біт, 2004. – 880 с.
3. Колесник Ю.І. Елементи та пристрої квантової електроніки : навч. посіб. / Ю.І. Колесник, А.В. Кіпенський. – Х. : НТУ «ХП», 2016. – 318.
4. О. Звелто. Физика лазеров. М. 1979.
5. В.Є.Погорелов. Фізичні основи квантової електроніки. – К.: ВПЦ «Київський університет», 2007. – 133 с.
6. Я. О. Довгий. Лазерний практикум / Навчальний посібник. — Л.: ЛНУ, 2004. — 210 с.
- 7 О. О. Птащенко, Основи квантової електроніки. – О.: Астропринт, 2010. - 390 с.