



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

**ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ РАДІОЕЛЕКТРОНІКИ**

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ З ДИСЦИПЛІНИ

“ЛАЗЕРНІ ПРЕЦИЗІЙНІ ПРИСТРОЇ”

Харків 2016

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ РАДІОЕЛЕКТРОНІКИ

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ З ДИСЦИПЛІНИ

“ЛАЗЕРНІ ПРЕЦИЗІЙНІ ПРИСТРОЇ”

для студентів напрямку 6.051004 – Оптотехніка

ЗАТВЕРДЖЕНО
кафедрою ФОЕТ.
Протокол №12 від 24.05.2016

Харків 2016

Конспект лекцій з дисципліни “Лазерні прецизійні пристрої” для студентів напрямку 6.051004 – Оптотехніка / Упоряд.: Ю.П. Мачехін, Ю.С. Курський. – Харків: ХНУРЕ, 2016. – 140 с.

Упорядники: Ю.П. Мачехін,
Ю.С. Курський.

ЗМІСТ

Вступ.....	4
1 Частота та частотні характеристики лазерного випромінювання.....	6
2 Газові стандарти частоти.....	15
3 Твердотільні чіп-лазери для стандартів частоти	22
4 Одночастотний лазерний інтерферометр Майкельсона. Принципи вимірювання відстаней і лінійних переміщень	35
5 Двочастотні лазерні інтерферометри.....	44
6 Абсолютний балістичний гравіметр	59
7 Лазерний доплерівський анемометр	65
8 Волоконний гіроскоп.....	77
9 Аспекти лазерної медицини	98
10 Лазерне охолодження частинок.....	122
Рекомендована література.....	136

ВСТУП

Протягом останніх 40-ти років інтенсивно розвивалася лазерна техніка, їхні конструкції, типи використовуваних лазерів, досліджувались особливості їхнього випромінювання та вдосконалювались характеристики. Функції, виконувані цими пристроями, надзвичайно різноманітні. До лазерних пристроїв належать технічні засоби, що використовуються для виконання контрольно-діагностичних і вимірювальних робіт, термічного впливу на речовини й матеріали, в аудіо-, відеозаписуючій та відтворюючій апаратурі, в системах передачі даних та в медицині.

Основою цих технічних засобів є газові, твердотільні та напівпровідникові лазери. Властивості лазерних пристроїв визначаються насамперед такими основними параметрами лазерного випромінювання, як:

- частота (довжина хвилі у вакуумі);
- поляризація;
- потужність (енергія);
- розбіжність і форма пучка.

Залежно від принципів роботи й конструкції лазерів, ці параметри можуть набувати різних значень.

Вже давно пройшли часи, коли сам факт лазерної генерації в газовому або твердому середовищі з інверсною заселеністю дозволяв розвивати численні пропозиції, спрямовані на використання лазерів як джерел оптичної потужності й енергії. Висока спектральна щільність потужності лазерного випромінювання забезпечує ефективну взаємодію оптичного випромінювання з речовиною. Напевно, тільки початок і середина 60-х років минулого століття були пов'язані з розвитком і використанням лазерів як джерел оптичної потужності й енергії та, відповідно, розроблялися лазерні пристрої, засновані на енергетичних характеристиках лазерного випромінювання.

Використання лазерного випромінювання не тільки як концентрованої оптичної енергії, але й як унікального за своїми частотними і просторовими характеристиками оптичного випромінювання, дозволило здійснити прорив у вимірювальному, діагностичному та інформаційному приладобудуванні.

У більшості випадків для забезпечення лазерних пристроїв потрібні лазери зі стабілізацією частоти випромінювання, а це дозволило створити новий напрямок у вимірювальній техніці як лазерне вимірювальне приладобудування.

Ключовим терміном курсу є прецизійність. Під прецизійністю розуміють ступінь близькості один до одного незалежних результатів вимірювань,

отриманих в конкретних встановлених умовах. Екстремальні показники прецизійності — повторюваність, збіжність і відтворюваність. Прецизійні прилади — це вимірювальні прилади з високим ступенем точності.

У конспекті лекцій подано десять напрямків використання прецизійних лазерних приладів, які використовуються у промисловості та наукових дослідженнях. До конспекту додатково введено питання використання лазерів у медицині. Необхідність контролювати параметри лазерного випромінювання під час використання у цій галузі приводить до прецизійного керування енергетичними параметрами лазерного випромінювання.

Закінчується конспект лекцій актуальною науковою темою — лазерним охолодженням частинок (молекул, атомів, іонів).

1 ЧАСТОТА Й ЧАСТОТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

1.1 Ширина спектральної лінії випромінювання лазера

Частота (довжина хвилі у вакуумі) лазерного випромінювання визначається властивостями активного середовища та параметрами оптичного резонатора. Математичний вираз електричного поля лазерного випромінювання має вигляд

$$U(t, r) = U_0(t, r) \exp \left[i \sum_{n=1} (\omega_n t - \vec{k}_n \vec{r}) \right].$$

Спектр випромінювання (кількість мод у випромінюванні) залежить від геометричних властивостей резонатора й активного середовища та може бути:

- багаточастотним ($n > 1$) або одночастотним ($n = 1$) у залежності від значення міжмодового інтервалу – $\Delta\nu = c/2L$, де c — швидкість розповсюдження світла у середовищі, L — довжина резонатора, та шириною полоси посилення активного середовища;

- багатомодовим або одномодовим (вищі моди TEM_{nm}) у залежності від діафрагми резонатора.

У тому випадку, коли реалізується одночастотний та одномодовий режим, можна ввести такий параметр, як ширина лінії випромінювання $\Delta\omega$. Ця величина залежить від природної ширини $\Delta\omega_e$ та технічної ширини $\Delta\omega_t$ лінії випромінювання.

Природна ширина спектральної лінії набагато менше технічної, $\Delta\omega_e \ll \Delta\omega_t$. Тому у лазерів поведінка частоти випромінювання залежить від технічної ширини. Величина $\Delta\omega_t$ відмінна для різних типів лазерів. Перехід до високостабільних систем, наприклад, таких, як лазери, стабілізовані за надвузькими оптичними резонансами в атомах і молекулах, дозволяє одержати ширину спектральної лінії $\approx 0,5$ Гц. У випадку високостабільних лазерів, технічні флуктуації зменшуються і таким чином природні флуктуації стають істотними. Форма природної спектральної лінії є лоренцівською з шириною, яка описується виразом:

$$\Delta\omega_e = \frac{8\pi h\nu}{P} (\Delta\omega_{\text{рез}})^2, \quad (1.1)$$

де h — стала Планка, P — тиск, $\Delta\omega_{\text{рез}}$ — .

Технічна ширина $\Delta\omega_t$ формується за рахунок природних флуктуацій, для опису яких використовується модель гаусових флуктуацій:

$$G(\omega) = \frac{\rho^2}{\sqrt{2\pi}\sigma_\omega} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}\right], \quad (1.2)$$

де ρ — щільність, σ_ω^2 – дисперсія частоти, $\sigma_\omega^2 \sim \int_0^\omega G_n(\omega) d\omega$.

Тому вираз для технічної ширини має вигляд $\Delta\omega_t = \sigma_\omega$, підкреслюючи цим, що причиною розширення лінії в розглянутому випадку виявляються фактори технічного порядку, внесок яких залежить від конструкції лазера, стабілізації параметрів тощо.

Потрібно враховувати, що характеристикою «часова когерентність» визначають часовий інтервал Δt , протягом якого джерело є монохроматичним. Довжина когерентності – це відстань Δl , що відповідає відстані поширення хвилі протягом часу когерентності $l = c\Delta\tau$.

Час та довжина когерентності вводяться також і для багаточастотного випромінювання, але тоді ширина частотного спектра визначається кількістю мод у випромінюванні.

Для одержання необхідних частотних характеристик насамперед необхідно домагатися звуження технічної ширини лінії випромінювання. На наступному етапі шляхом використання природних ліній поглинання охолоджених атомів та іонів домагаються звуження природної ширини лінії випромінювання.

Лазери можуть бути зі стабілізацією частоти випромінювання за природними оптичними частотними реперами. У таких лазерах до основних частотних характеристик належать:

- номінальне значення частоти поглинання, обумовлене квантовими переходами, що беруть участь як оптичні реperi;
- відтворюваність частоти випромінювання;
- нестабільність частоти випромінювання.

Загальне, широко використовуване, рівняння осцилятора, у якого існують малі статистичні модуляції амплітуди та фази:

$$U(t) = [U_0 + \Delta U_0(t)] \cos(2\pi\nu_0 t + \phi(t)) = [U_0 + \Delta U_0(t)] \cos(\varphi(t)). \quad (1.3)$$

Миттєва частота являє собою похідну від фази коливань:

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (2\pi\nu_0 t + \phi(t)) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (1.4)$$

Динамічна складова миттєвої частоти визначається через залежну від часу фазу $\Delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}$.

Для зручності опису стандартів частоти, що працюють на різних оптичних частотах ν_0 , зазвичай використовується нормована фаза:

$$x(t) = \frac{\phi(t)}{2\pi\nu_0} = \int y(t) dt. \quad (1.5)$$

Часова похідна фази $x(t)$ являє собою нормований частотний зсув

$$y(t) = \frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{dx(t)}{dt} = x'(t). \quad (1.6)$$

Безперервна нормована функція $y(t)$ описує часову залежність флуктуацій частоти $\Delta\nu(t)$. У процесі послідовного виконання N вимірів величини $\Delta\nu(t)$, які здійснюються зазвичай за допомогою частотомірів, що працюють у радіодіапазоні, встановлюється ряд дискретних значень y_i ($1 < i < N$). Оскільки кожен вимір частоти за допомогою частотомірів здійснюється протягом часу усереднення τ , що є встановлюваним параметром частотоміра, то величина y_i являє собою $\bar{y}_i = \frac{1}{\tau} \int_{t_i}^{t_i+\tau} y(t) dt$.

У практиці частотних вимірів зазвичай послідовність \bar{y}_i являє ряд випадкових значень. Тому для них можна ввести середнє значення:

$$\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \bar{y}_i, \quad (1.7)$$

стандартне відхилення:

$$s_y^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{y}_i - \bar{y})^2, \quad (1.8)$$

і стандартне відхилення середнього:

$$s_{\bar{y}} = \frac{s_y}{\sqrt{N}}, \quad (1.9)$$

де s_y – величина, що являє собою ширину гістограми F_y , побудованої за величинами $y(t)$ або y_i , які згруповані в межах смуг із шириною Δy .

Часто флуктуації $y(t)$ являють результат впливу статистичних процесів. Якщо ці процеси стаціонарні, то відповідно до центральної граничної теореми теорії ймовірностей, F_y трансформується в гаусову функцію щільності ймовірності

$p(y) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y-\bar{y})^2}{2\sigma^2}\right)$ із варіацією σ^2 . Тому властивості статистичних процесів забезпечують оцінку очікуваного значення $\langle y \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} yp(y)dy$ і варіації $\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (y-\langle y \rangle)^2 p(y)dy$.

Використовуючи вираз для очікуваного значення, вираз для σ^2 можна записати в такий спосіб:

$$\sigma^2 = \langle (y - \langle y \rangle)^2 \rangle = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2. \quad (1.10)$$

Очікуване значення $\langle y \rangle$ й варіація σ^2 статистичного процесу може бути тільки оцінене за допомогою кінцевої послідовності флуктуючої величини, для якої \bar{y} оцінює очікуване значення $\langle y \rangle$ гаусового процесу, а стандартне відхилення s_y^2 оцінює варіацію σ^2 .

Крім того, визначення величини середнього й стандартного відхилення за результатами вимірів частоти одиночного осцилятора аналогічно середній величині та стандартному відхиленню, що може бути визначене за статистичним усередненим ідентичних осциляторів. Фактично можливість

використання такої умови впливає з ергодичності випадкових процесів, що впливають на поведінку частоти осциляторів.

Використання статистичних методів для визначення середнього значення та стандартної девіації зустрічається із труднощами, якщо застосовуються до флюктуючих величин із кореляцією.

Для того щоб зробити оцінку середнього статистичного процесу за наявності кореляції, необхідно встановити характеристики процесу вимірювання. Так, якщо кількість виконаних вимірів – N , час вимірів – τ , час між початковими моментами окремих вимірів – T (слід врахувати, що зазвичай мертвий час $T - \tau$ між вимірами величина позитивний), то можна ввести варіацію у такому вигляді:

$$\sigma^2(N, T, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{y}_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{y}_j)^2. \quad (1.11)$$

Дисперсія Алана $\sigma_y^2(2, \tau, \tau)$ являє собою двоточкову дисперсію за умови $T = \tau$ та описується виразом:

$$\sigma_y^2(\tau) = \left\langle \sum_{i=1}^2 (\bar{y}_i - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \bar{y}_j)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_2 - \bar{y}_1)^2 \rangle. \quad (1.12)$$

Дисперсія Алана та її квадратний корінь, що іноді називають стандартне відхилення Алана, ґрунтується на відмінності суміжних частотних значень вірніше, ніж частотні відмінності від середнього значення.

Альтернативою дисперсії Алана може бути визначення через девіацію фази $\phi(t)$ або девіацію нормалізованої фази $x(t)$. Для заданого інтервалу τ

$$\bar{y}_i = \frac{\bar{x}_{i+1} - \bar{x}_i}{\tau}. \quad (1.13)$$

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2\tau^2} \langle (\bar{x}_{i+2} - 2\bar{x}_{i+1} + \bar{x}_i)^2 \rangle.$$

1.2 Особливість виміру абсолютних частот лазерного випромінювання за допомогою спектра випромінювання фемтосекундного лазера

Зазвичай відтворюваність частоти (довжини хвилі) – важлива характеристика, але для лінійних вимірів необхідно знати абсолютне значення довжини хвилі випромінювання (абсолютну частоту оптичного випромінювання). Для виміру абсолютних оптичних частот створювалися радіочастотні мости та з їхньою допомогою дотепер вимірювали частоту лазерів в оптичному діапазоні. Сучасна техніка для виміру оптичних частот заснована на технології з використанням фемтосекундних лазерів. Слід зазначити, що розвиток цієї технології (комбтехнології) тільки розпочався, тому вартість експериментального обладнання дуже висока. Через це роботи з фемтосекундними лазерами не стали ще широкомасштабнішими. Щоб виміряти з використанням цієї техніки абсолютне значення оптичної частоти, необхідно знати параметри оптичного дискретного спектра випромінювання імпульсного лазера.

Імпульсне лазерне випромінювання фемтосекундної тривалості та його спектральні характеристики мають ряд специфічних властивостей.

У часовій області:

1. Імпульс являє собою коливання несучої оптичної частоти протягом інтервалу часу порядку $(10 - 50) \cdot 10^{-15}$ с.

2. Обвідна імпульсу, тобто обвідна коливань несучої частоти, має максимум, що у часі не збігається з максимумом коливань несучої частоти.

3. Часове зрушення ΔT_{CEO} між зазначеними максимумами знаходиться через різницю фази несучої частоти щодо обвідної імпульсу (рис. 1.1).

Подібні зрушення фази неминуче виникають у реальному лазері через різницю між фазовою і груповою швидкостями випромінювання в резонаторі лазера.

У частотній області:

1. Послідовність оптичних імпульсів описується дискретним частотним спектром, ширина $\Delta \nu$ якого визначається через тривалість одиночного імпульсу – τ , тобто $\Delta \nu \approx \tau^{-1}$. Центральна частота спектра збігається із частотою випромінювання, що відповідає максимуму смуги посилення активного середовища. Таким чином, спектр являє собою набір дискретних оптичних частот. Наприклад, довжина хвилі випромінювання імпульсного лазера на основі Ti : сапфіра, перебуває в діапазоні від 700 до 800 нм (частота ~ 400 ТГц), щодо якої розташовується дискретний набір оптичних частот. Ширина оптичного спектра досягає 20 – 30 ТГц, залежно від конструктивних особливостей лазера.

2. Дискретний спектр випромінювання імпульсного лазера фемтосекундного діапазону інакше називають частотною гребінкою (рис. 1.2) оптичних еквідистантно розташованих частот, тим самим підкреслюється, що

Фур'є-перетворення послідовності імпульсів являє собою не суцільний, а дискретний спектр. Частота кожного окремого піка такої гребінки (або кожної спектральної складової) визначається:

- її номером N , що відлічується від першої гармоніки, розташованої поблизу нуля на частотній осі;
- частотним інтервалом між піками – f_{rep} ;
- величиною f_{CEO} – зрушенням піка з $N=1$ «ідеальної» частотної сітки, що перекриває весь частотний діапазон, відносно $f=0$. Внаслідок цього вся гребінка зрушується щодо спектра цілих гармонік частоти повторення на частоту розстроювання між несучою та тією, що огинає.

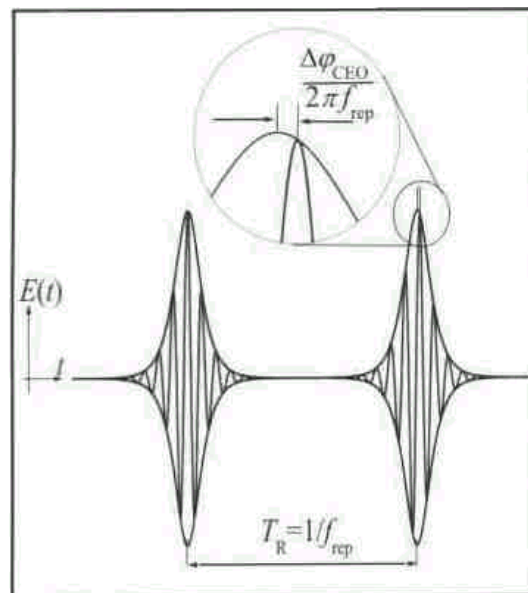
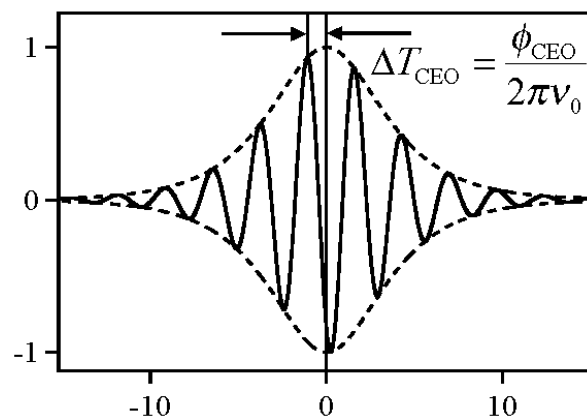


Рисунок 1.1 – Часове подання фемтосекундних імпульсів
Частота окремого піка гребінки оптичних частот визначається виразом:

$$f_N = N \cdot f_{rep} + f_{CEO} \cdot \quad (1.14)$$

Абсолютне значення оптичної частоти кожного піка визначається вимірюванням значень радіочастот f_{rep} і f_{CEO} , що принципово спрощує завдання вимірювання оптичних частот з максимальною точністю. Оскільки вимірювання цих частот можуть бути проведені за допомогою високоточних частотомірів, каліброваних за водневими або рубідієвими стандартами частоти, то обумовлене значення оптичної частоти буде пов'язане із частотою первинного стандарту частоти – цезієвим стандартом частоти f_{rep} , дорівнює частоті міжмодового інтервалу зазвичай лежить у діапазоні 100 – 1000 МГц. $f_{rep} = c_g / 2L$, де L – довжина резонатора, а c_g – групова швидкість випромінювання усередині резонатора.

Випромінювання фемтосекундного лазера може бути подано як сума усіх частотних компонентів:

$$E(t) = \sum_{n=N-1}^{N+1} E_n \exp \left[i \left(n f_{rep} + f_{CEO} \right) t \right]. \quad (1.15)$$

Звідси f_{rep} може бути визначений як різниця частот сусідніх спектральних компонент:

$$f_n - f_{n-1} = \left(n f_{rep} + f_{CEO} \right) - \left[\left(n - 1 \right) f_{rep} + f_{CEO} \right] = f_{rep}. \quad (1.16)$$

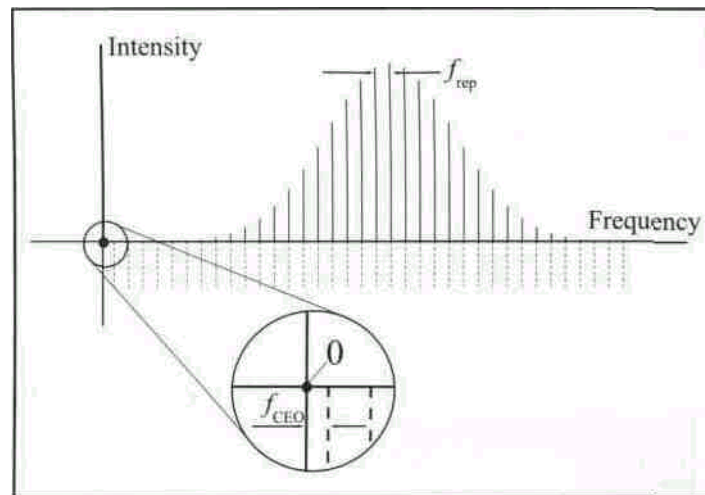


Рисунок 1.2 – Частотна гребінка випромінювання фемтосекундного лазера

Контрольні запитання та завдання

1. Як організувати частотні вимірювання?
2. Які методи обробки результатів вимірювань використовуються під час частотних вимірювань?
3. Назвіть особливості стаціонарних і нестаціонарних процесів, методу стаціонарних прирощень, параметра Алана.
4. Які відомі особливості характеристики спектра випромінювання фемтосекундного лазера?
5. Як проводяться вимірювання абсолютних значень частоти лазерного випромінювання за допомогою спектра випромінювання фемтосекундного лазера?

2 ГАЗОВІ СТАНДАРТИ ЧАСТОТИ

2.1. Лазер як стандарт частоти.

За останні півстоліття серед напрямів розвитку та практичного застосування лазерів виділяється одне, пов'язане з такими характеристиками лазерного випромінювання, як монохроматичність і когерентність. Лазери, точніше лазерне випромінювання, дозволили створити такі джерела оптичного випромінювання, з такими вузькими лініями випромінювання, які в принципі не могли існувати в природних умовах. З розвитком лазерів з'явилася можливість не тільки керувати, а й стабілізувати частоту оптичного випромінювання. Зі створенням перших стабілізованих за частотою лазерів з'явилася можливість вирішити фундаментальне завдання створити єдиний еталон часу і довжини. Тобто в одному фізичному пристрої формуються електромагнітні сигнали, частота і довжина хвилі яких відома з однаковою точністю.

Для того щоб реалізувати такий єдиний еталон часу і довжини, необхідно було вирішити питання про значення швидкості світла. Протягом декількох століть проводилися експерименти і розрахунки, які були спрямовані на визначення c , згодом, – уточнення значення швидкості світла. Внаслідок досліджень, проведених з лазерними джерелами в 60-х і 70-х роках, стало зрозуміло, що існуючими методами не можна уточнити отримане значення швидкості світла.

У міжнародній практиці реєстрації результатів наукових досліджень було прийнято унікальне рішення, яке обговорювалося в найгостріших дискусіях, і було прийняте на 17 Генеральній конференції з мір та ваг у 1983 році. Внаслідок цього рішення з'явилася можливість на базі лазерів, у яких частота випромінювання та довжина хвилі випромінювання у вакуумі λ пов'язані простим співвідношенням $\nu = c / \lambda$ створювати стандарти частоти і довжини хвилі.

Оптичні стандарти частоти (ОСЧ) – це пристрої, які забезпечують генерацію оптичного випромінювання у видимому діапазоні та ближньому інфрачервоному (ІЧ) діапазоні, головна особливість якого полягає в частотних характеристиках, тобто стабільності та відтворюваності частоти випромінювання. Зараз можна досить чітко сформулювати, що основні частотні характеристики створених і розроблюваних ОСЧ визначаються їх основними складовими, а саме – активним середовищем вибраного лазера, оптичним частотним репером і електронною системою, що забезпечує активну стабілізацію частоти

випромінювання. У залежності від обраних лазерів та оптичних реперів, ОСЧ мають різні частотні характеристики, тому можна їх умовно поділити на три групи. До першої групи належать He-Ne-лазери, частота яких стабілізується за йодом і метаном. Друга група включає в себе твердотільні лазери – частота другої гармоніки, випромінювання яких стабілізується за йодом. І третя група об'єднує ОСЧ на основі напівпровідникових лазерів, частота яких стабілізується за лініями поглинання охолоджених атомів, іонів та ядерних переходів. ОСЧ кожної з цих груп мають різну сферу застосування. Широке застосування знайшли ОСЧ на базі He-Ne лазерів.

Якщо розглядати застосування оптичних стандартів частоти в науці та техніці, то виявляється, що у багатьох випадках їх використання ускладнене або просто не реалізовано з однієї причини – відсутності інформації про можливість їх практичного застосування, їх технічні параметри, умови їхнього контролю та багатьох інших умов, що забезпечують параметри спрямованості.

Процеси пошуку умов генерації, оптимізації параметрів лазерів і методів управління ними добре вивчені, ведуться постійно і спрямовані на досягнення все більш високої стабільності та відтворюваності частоти випромінювання.

Частота (довжина хвилі) випромінювання лазера визначається двома фізичними параметрами – шириною лінії посилення лазера і довжиною його резонатора. Незалежно від збурень частотою лазерів можна керувати за допомогою корекції довжини резонатора. Лазери як джерела монохроматичного випромінювання відкрили принципово нові можливості для оптичної спектроскопії. З їх допомогою вдалося отримати і досліджувати вузькі резонанси нелінійного поглинання. Основна область застосування цих резонансів – стабілізація частоти випромінювання лазерів.

Основним реєстрованим фізичним ефектом, що використовується під час стабілізації частоти лазера, є залежність потужності випромінювання від частоти.

Для створення лазера з високою стабільністю частоти необхідно мати атомний або молекулярний репер в оптичному діапазоні, що задовольняє таким умовам:

- частота репера має бути стабільною і відтворюною;
- відносна ширина резонансної кривої має дозволяти здійснювати активне автопідстроювання частоти випромінювання лазера;
- початкові й кінцеві рівні квантових переходів слабо збурюються зовнішніми полями і зіткненнями частинок між собою.

Щоб виключити вплив доплерівського розширення спектральних ліній поглинання, використовується метод насичення поглинання газу низького тиску.

2.2. Модель опису залежності частоти випромінювання від контрольованих параметрів лазера.

У загальному випадку залежність значення частоти f , стабілізованої за піками насиченого поглинання в йоді, випромінювання He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазерів від трьох контрольованих параметрів описується деякою нелінійною функцією тобто:

$$f = f(P, U, T), \quad (2.1)$$

де P – потужність лазера в середині резонатора;

T – температура йоду в охолоджуваному штенгелі йодної комірки;

U – амплітуда девіації оптичної частоти.

Консультативним Комітетом з довжини з метою забезпечення єдності вимірювання довжини хвилі випромінювання He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазерів запропоновані чисельні значення трьох контрольованих фізичних параметрів, лазерів і систем стабілізації частоти, за яких виміряні абсолютні значення частот стабілізованих за піками насиченого поглинання в йоді, а саме, – нормальні значення контрольованих параметрів – рівні:

$$P_{\text{норм}} = 10\text{мВт}; U_{\text{норм}} = 6\text{МГц}; T_{\text{норм}} = 15^\circ\text{C}. \quad (2.2)$$

Метрологічні дослідження відтворюваності частоти He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазерів зазвичай спрямовані на встановлення значення частоти випромінювання за реальних значень контрольованих параметрів та її зв'язки зі значенням частоти за нормальних значень параметрів, що контролюються.

Це означає, що абсолютне значення частоти випромінювання f , при значеннях параметрів, що контролюються близьких до нормальних значень, може бути описане в лінійному наближенні розкладання (2.1):

$$f = f_1 + \frac{\partial f_1}{\partial P}(P_1 - P_{\text{норм}}) + \frac{\partial f_1}{\partial U}(U_1 - U_{\text{норм}}) + \frac{\partial f_1}{\partial T}(T_1 - T_{\text{норм}}) + \dots \quad (2.3)$$

де f_1 – абсолютне значення частоти випромінювання за нормальних умов;

$\frac{\partial f}{\partial P}$, $\frac{\partial f}{\partial U}$, і $\frac{\partial f}{\partial T}$ – коефіцієнти розкладу, які можна визначити тільки

експериментальним шляхом;

$P_1; U_1; T_1$ – поточні значення контрольованих параметрів.

В експериментах використовується не внутрірезонаторна потужність, а вихідна, при цьому враховується вимірне значення коефіцієнта пропускання вихідного дзеркала R_t , за допомогою якого внутрішньорезонаторна потужність обчислюється $P = P_{вих} R_t$.

Рівняння (2.3) запропоновано розглядати як основне рівняння стабілізованого за частотою He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазера, яке описує залежність стабілізованої частоти випромінювання від значень контрольованих параметрів.

Основним і практично єдиним способом контролю змін оптичної частоти випромінювання f є гетеродинний вимір різниці частот між двома лазерами. Для коректного обліку впливу контрольованих параметрів на відтворюваність частоти випромінювання і, отже, на різницеву частоту сигналу биття між оптичними частотами двох лазерів використовується проста й фізично зрозуміла теоретична модель опису різницевої частоти.

Якщо реальні значення контрольованих параметрів знаходяться поблизу нормальних значень, то різниця між оптичними частотами f_1 і f_2 двох лазерів з урахуванням лінійного розкладу (2.3) поблизу нормальних умов описується таким виразом:

$$\Delta F = \Delta f + \frac{\partial f_1}{\partial P}(P_1 - P_{норм}) + \frac{\partial f_1}{\partial t}(U_1 - U_{норм}) + \frac{\partial f_1}{\partial T}(T_1 - T_{норм}) - \left[\frac{\partial f_2}{\partial P}(P_2 - P_{норм}) + \frac{\partial f_2}{\partial t}(U_2 - U_{норм}) + \frac{\partial f_2}{\partial T}(T_2 - T_{норм}) \right], \quad (2.4)$$

де $\Delta f = f_1 - f_2$ – вимірне значення різницевої частоти між частотами двох лазерів;

$P_{1,2}; U_{1,2}; T_{1,2}$ – реальні значення контрольованих параметрів у першого і другого лазерів.

Знання перших похідних частоти за контрольованими параметрами дозволяє коригувати абсолютну частоту випромінювання на величину відхилення контрольованого параметра від нормального значення. І, отже, визначати різницеву частоту, прив'язану до абсолютних значень частот лазерів.

У зв'язку з цим першим і обов'язковим етапом досліджень метрологічних характеристик лазерів є експериментальне визначення похідних $\frac{\partial f}{\partial P}$, $\frac{\partial f}{\partial U}$, $\frac{\partial f}{\partial T}$, за допомогою яких можна було прив'язатися до нормальних умов роботи лазера й оцінити стійкість роботи лазера.

У загальному випадку порядок цих досліджень полягав у наступному. Параметри одного з лазерів встановлюються з нормальними значеннями, а контрольовані параметри другого лазера примусово змінюються поблизу нормальних значень. За результатами вимірювань частоти биття в залежності від величини змінного параметра розраховуються коефіцієнти зсуву частоти випромінювання, обумовлені впливом одного контрольованого параметра лазера:

$$\text{потужнісний зсув} - k_p = \frac{\partial f}{\partial P};$$

$$\text{модуляційний зсув} - k_m = \frac{\partial f}{\partial U};$$

$$\text{температурний зсув} - k_T = \frac{\partial f}{\partial T}.$$

Таким чином, за емпірично встановлених значень коефіцієнтів зрушень визначалися величини зсуву частоти випромінювання лазера при зареєстрованому відхиленні контрольованого параметра від номінального значення.

Якщо коефіцієнти зсуву k_p , k_m , k_T є детермінованими величинами, то різниця між поточними значеннями контрольованих параметрів P_1, U_1, T_1 і нормальними значеннями носить випадковий характер. Похибка установки і вимірювання значень контрольованих параметрів при реальній роботі лазерів визначає основні невиключені систематичні похибки відтворення частоти (довжини хвилі) Θ_p , Θ_u і Θ_T , які є кордонами невиключених систематичних похибок:

$$\Theta_p = \frac{\partial f}{\partial P} (P_1 - P_{\text{норм}}), \quad \Theta_u = \frac{\partial f}{\partial U} (U_1 - U_{\text{норм}}), \quad \Theta_T = \frac{\partial f}{\partial T} (T_1 - T_{\text{норм}}). \quad (2.5)$$

Довірчі границі невиключеної систематичної похибки Θ встановлення величини зсуву стабілізованої частоти визначаються як:

$$\Theta = 1,1 \sqrt{\sum_{i=1}^3 \Theta_i^2}. \quad (2.6)$$

У загальному випадку корекція вимірної різницевої частоти між лазерами за результатами вимірювання значень величин контрольованих параметрів є обов'язковим етапом метрологічних досліджень. Коригування дає можливість прив'язатися до абсолютного значення частоти, прийнятого за номінальних умов Рекомендацій. Проте, враховуючи (2.4), необхідно попередньо визначити значення різницевої частоти Δf .

2.3. Особливості конструкції He-Ne лазера.

He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазери мають резонатор тільки з зовнішніми дзеркалами (рис. 2.1, рис. 2.3). Тому стабільність взаємного розташування всіх елементів у резонаторі лазера визначають стабільність оптичної потужності і спектральний склад випромінювання в процесі роботи лазера.

Механічна основа резонатора лазера – фрезерована інварова труба. Оптичний резонатор сформований діелектричними дзеркалами з радіусами кривизни $R_1 = 1000$ мм і $R_2 = 2000$ мм і коефіцієнтами відбиття $\rho = 0,93$ та $0,98$, відповідно. Дзеркала лазера закріплені на п'єзокераміці ПП4 і розташовані в плаваючих обоймах на торцях. З метою підвищення стабільності оптичної довжини резонатора його довжина внаслідок досліджень була встановлена 240 мм. Ця довжина була визначена умовою контрастності піків насиченого поглинання в йоді при заданих розмірах активного елемента і йодної комірки, які забезпечували необхідний коефіцієнт посилення і насичення поглинаючого середовища.

Усередині резонатора, чітко по його осі, жорстко закріплений активний елемент, що являє собою газорозрядну трубку з холодним катодом, наповнену сумішшю He-Ne у співвідношенні 7:1 (при загальному тиску 2,77 мм. рт. ст), довжиною 175 мм з діаметром капіляра 1,3 мм (рис. 2.2, а) і поглинаючу комірку довжиною 75 мм з внутрішнім діаметром 8 мм (рис. 2.2, б), наповнену ізотопом молекулярного йоду $^{127}\text{I}_2$.

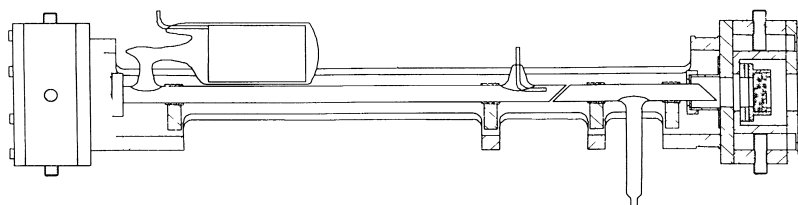


Рисунок 2.1 – Конструкція лазера

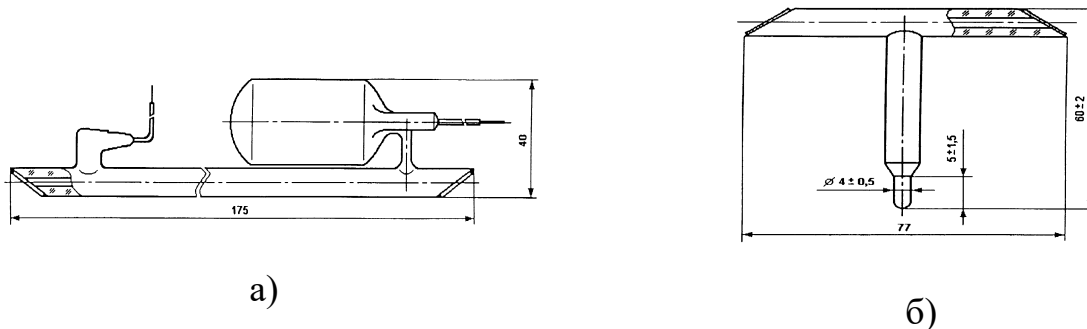


Рисунок 2.2 – Конструкція активного елемента лазера (а.)
і осередки з йодом (б.).

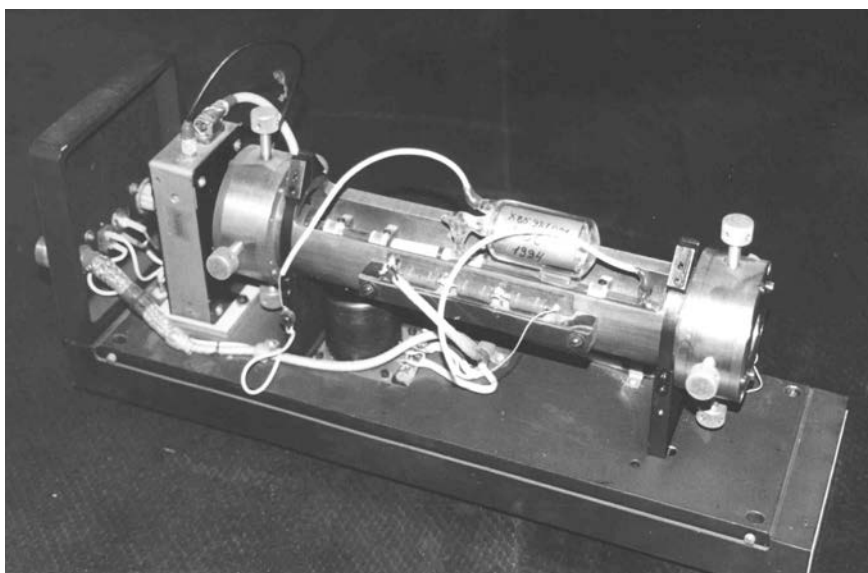


Рисунок 2.3 – He-Ne лазер.

Активний елемент і поглинаючий осередок виготовлені зі скла С52-1, а вікна Брюстера зі скла ЛК4. Технологія герметизації вікон Брюстера заснована на використанні сіталоцементу, що дозволило значно збільшити час життя активних елементів та йодних комірок. Для запобігання забруднень вікон Брюстера трубки й осередку передбачена ізоляція повітряних проміжків між дзеркалами резонатора і вікнами трубки та осередку.

Для керування тиском насичуючих парів йоду в осередку і, отже, концентрацією йоду в усьому внутрішньому обсязі штенгель комірки підтримується за певної температури (15 °С).

Контрольні запитання та завдання

1. Що таке оптичні стандарти частоти?
2. Опишіть математичну модель оцінки абсолютного значення частоти лазерного випромінювання.
3. Чому He-Ne Λ_2 -лазер обрано для створення стандартів частоти?
4. Опишіть конструкцію He-Ne Λ_2 -лазера.
5. Які фізичні параметри контролюються у He-Ne Λ_2 -лазера?

3 ТВЕРДОТІЛЬНІ ЧІП-ЛАЗЕРИ ДЛЯ СТАНДАРТІВ ЧАСТОТИ

3.1. Типи твердотільних лазерів

За типами конструкції резонаторів твердотільні лазери з напівпровідниковим накачуванням (ТЛНН) поділяються на два типи:

- лінійні ТЛНН, резонатори яких виконується у вигляді інтерферометра Фабрі-Перо;
- кільцеві ТЛНН, резонатори яких мають форму складної багатогранної призми, що сполучена з активним середовищем.

Дослідження особливості конструкції твердотільних чіп-лазерів з напівпровідниковим накачуванням у даній лекції проведено на основі найпоширеніших активних елементів (АЕ), але особлива увага приділена ТЛНН з активним середовищем YAG:Nd^{3+} (довжина хвилі генерації для YAG:Nd^{3+} – 1,06 мкм, довжина хвилі накачування, вона ж є лінією поглинання граната, – 809 нм). Такий вибір активного елемента обумовлений його добрими спектрально-люмінесцентними характеристиками та сильною смугою поглинання в зручному для накачування спектральному діапазоні з високою оптичною однорідністю та добрими експлуатаційними характеристиками (високою теплопровідністю, малим коефіцієнтом лінійного розширення, високою твердістю тощо).

3.2 Активні середовища для **ТЛНН**

Розвиток твердотільних лазерів протягом останніх двадцяти років був пов'язаний зі створенням таких активних середовищ, які дозволяють забезпечити:

- підвищення ефективності генерації;
- поліпшення спектральних характеристик лазерного випромінювання.

Вирішення цих завдань було досягнуто шляхом створення активних середовищ, які мають ефективне поглинання у спектральному діапазоні випромінювання напівпровідникових лазерів. Дотепер досліджені сотні лазерних кристалічних матеріалів, однак під час конструювання ЧТЛНН застосовуються тільки одиниці. Використання того або іншого активного лазерного кристала в конструкції ЧТЛНН визначається не тільки технологічною доступністю вихідного матеріалу (можливістю вирощування високоякісних кристалів з необхідною концентрацією активатора), але й забезпеченням таких фізичних властивостей, як лазерна й механічна міцність, теплопровідність, поперечні перерізи переходів під час генерації й поглинання, час життя збудженого стану тощо.

Зараз для створення ТЛІНН використовуються кристали, що виготовляють промисловим способом, а саме:

1. Nd:YAG (алюмоітрієвий гранат);
2. Nd:YSGG (ітрій-скандій-галієвий гранат);
3. Nd:YAB (алюмоітрієвий борат);
4. Nd:YVO₄ (ванадат ітрія);
5. Nd:GdVO₄ (ванадат гадолінія);
6. Nd:LSB (скандоборат лантану);
7. Yb:YAG (алюмоітрієвий гранат);
8. Nd:CSB (скандоборат церію).

У табл. 3.1 наведені властивості деяких кристалів.

Таблиця 3.1 – Властивості деяких кристалів

Параметри активного середовища	Nd:YAG	Nd:YVO ₄	Nd:GdO ₄
Ефективний перетин змушеного переходу для $\lambda=1.064$ мкм	2.8	15.6	7.6
Коефіцієнт поглинання (см ⁻¹)	7,6	40,7 (E C) 10.5 (E ⊥ C)	74 (E C) 10.6 (E ⊥ C)
Ширина смуги поглинання (см ⁻¹)	2,5	87 (E C) 15 E ⊥ C)	3,2 (E C)
Температурна провідність	13	5,1	12,3

Під час розробки й проектування лазерів із встановленими параметрами необхідно підбирати активне середовище з урахуванням таких фізичних характеристик:

- перетин стимульованого випромінювання для основного лазерного переходу $^4F_{3/2} - ^4I_{11/2}$ у Nd:LSB і Nd:YAG порівнянні, але вони менше, ніж в Nd:YVO₄;
- теплопровідність і гранична щільність потужності в Nd:LSB поступається кристалам Nd:YAG і Nd:YVO₄. Враховуючи, що реальні лазери з діодним накачуванням на кристалах Nd:LSB, Nd:YAG і Nd:YVO₄ працюють далеко за межею граничної щільності потужності, цей дефект можна не брати до уваги;
- лінійна поляризація стимульованого випромінювання лазерів з діодним накачуванням на кристалах Nd:LSB і Nd:YVO₄ дозволяє реалізовувати внутрішньорезонаторне подвоєння частоти стимульованого випромінювання;

– один з можливих способів поліпшення характеристик лазерів і спрощення їхньої конструкції полягає в заміні активного елемента й нелінійного елемента на один активно-нелінійний елемент. Кристали, які мають подібні властивості, відомі, наприклад, Nd:YAl₃(BO₃)₄ і Nd:YAB. За своїми спектроскопічними і генераційними характеристиками цей кристал багато в чому подібний Nd:LSB, а за величиною ефективною нелінійною сприйнятливості поступається КТР (фосфат титанілу калію).

Ефективність використання лазерного накачування для твердотільних лазерів насамперед визначається шириною спектра випромінювання НЛ і збігом довжини хвилі випромінювання НЛ із центром лінії поглинання активного середовища, ширина якого становить величину близько 4 нм. Ефективність накачування може бути вище 80%, оскільки використання монохроматичного випромінювання лазерного діода дозволяє селективно збуджувати робочий рівень активного елемента твердотільного лазера. Лазери, що використовуються для накачування, як правило, працюють в одночастотному режимі генерації зі спектральною шириною випромінювання не більше 1 нм. У табл. 3.2 наведені довжини хвиль накачування для деяких типів активних середовищ ТЛНН.

У ТЛНН використовуються два способи накачування активного елемента: торцевий і бічний. У першому випадку випромінювання за допомогою системи лінз вводиться в резонатор через поверхню одного із дзеркал, тобто вводиться через торець лазерного стрижня (поздовжнє або торцеве накачування). В другому випадку випромінювання вводиться з боку бічної поверхні активного елемента, тобто в поперечному напрямку стосовно осі резонатора (поперечне накачування).

Таблиця 3.2 – Довжини хвиль накачування для деяких типів активних середовищ ТЛНН

Довжина хвилі накачування, нм	Активне середовище	Довжина хвилі випромінювання, нм	Друга гармоніка нм, нел. середовище
940,5	Yb: YAG	1,03	515, КТР
808,5	Nd: YAG	1,064	532, КТР
807,5	Nd: LSB	1,063	531,5, КТР

З погляду підвищення потужності стимульованого випромінювання, поперечне накачування має перевагу перед торцевим накачуванням. Слід підкреслити, що максимальна потужність лазерів з діодним накачуванням у цей час перевищує 1 кВт. Такі рівні потужності досягаються шляхом формування матриць із одиничних напівпровідникових лазерів.

Для одержання одномодового й одночастотного спектра випромінювання ЧТЛНН використовується поздовжнє накачування, що забезпечує добре узгодження каустик генерованого випромінювання й пучка накачування.

Вибір конфігурації резонатора ТЛНН зв'язаний із властивостями використовуваного активного середовища й умовами її ефективного накачування. Ефективність накачування характеризується двома параметрами: по-перше, частота накачування має бути максимально близькою до центральної частоти лінії поглинання, а спектр випромінювання – не перевищувати ширину смуги поглинання; по-друге, накачування має повністю поглинатися активним середовищем і забезпечувати порушення й стійку генерацію основної поперечної моди резонатора TEM_{00} .

У резонаторі формується основна поперечна мода з максимальним об'ємом і мінімальним розходженням генерованого пучка випромінювання. У цьому випадку узгодження об'ємів генерованої основної моди з пучком накачування можливо під час формування в резонаторі плоско-паралельного пучка випромінювання напівпровідникового лазера, поперечні розміри якого не перевищують поперечні розміри генерованої моди.

Використання сферичних дзеркал під час формування стійкого резонатора ТЛНН дозволяє створювати умови, за яких каустика основної моди найбільш вдало узгоджується зі збіжним пучком випромінювання накачування.

Довжина резонатора (оптична довжина шляху проміння, що проходить у резонаторі) вибирається з умови максимального поглинання потужності накачування активним середовищем. Для $Nd^{3+}:YAG$, практично вся потужність, накачування, що вводиться, поглинається активним середовищем на довжині резонатора лазера в 5 мм (резонатор одного з перших лінійних ТЛНН, виготовлений з $YAG:Nd^{3+}$, являє собою стрижень довжиною 5 і діаметром 2 мм зі сферичними торцями).

Під час використання більш короткого оптичного ходу променя в активному середовищі частка поглиненої потужності зменшується, що викликає зниження ККД лазера. У випадку лінійних резонаторів їхні довжини

вибираються в інтервалі від 100 мкм до 1 мм. ККД таких лазерів невисокий, однак настільки малі довжини резонаторів необхідні для забезпечення основної умови одночастотного випромінювання, а саме – перевищення величини міжмодового інтервалу $\Delta\nu = c/2Ln$ (n – показник заломлення активного середовища) над шириною смуги посилення активного середовища $\Delta\nu_{\text{посил.}}$, тобто:

$$\Delta\nu \geq \Delta\nu_{\text{посил.}} \quad (3.1)$$

У цьому випадку одномодова генерація спостерігатиметься при багаторазовому перевищенні порога генерації. Так при порозі 1 мВт генерації випромінювання з довжиною хвилі 1,064 мкм в активному середовищі YAG:Nd³⁺, вихідна потужність в одномодовому режимі може становити 22 мВт (при прозорості вихідного дзеркала 0.3%). Наприклад, з урахуванням умови одночастотного випромінювання створені лазери на YAG:Nd³⁺ з довжиною хвилі випромінювання 1,064 мкм, мали довжину резонатора 730 мкм.

Ефективність накачування ТЛНН лазерним випромінюванням тим вище, чим більше коефіцієнт просторового поєднання в резонаторі й об'єму пучка накачування, введеного в резонатор.

У резонаторі лінійного ТЛНН порушення поперечних мод залежить від ступеня просторового сполучення об'єму сформованого пучка випромінювання накачування й об'єму генерованої основної моди випромінювання TEM₀₀. У випадку, коли об'єм пучка накачування повністю сполучається з об'ємом основної моди TEM₀₀ резонатора й не перевищує її, то генерація випромінювання здійснюватиметься тільки на основній поперечній моді TEM₀₀. Якщо поперечні розміри пучка накачування значно перевищуватимуть поперечний розмір основної генерованої моди, то виконуватимуться умови, що забезпечують генерацію поперечних мод вищих порядків. Будь-яка просторова неузгодженість пучка накачування й основної моди резонатора приводить до умов порушення поперечних мод вищих порядків у ЧТЛНН. Слід врахувати, що, використовуючи такий параметр як об'єм моди, необхідно прив'язуватися до використовуваного рівня потужності випромінювання накачування. Відомо, що поперечний розмір пучка в будь-якій точці каустики визначається як відстань, на яку потужність випромінювання відповідно центра пучка зменшується в 1/e² разів. Тому при різних рівнях потужності випромінювання накачування її об'єм характеризуватиметься різною величиною. Отже, другою умовою, що забезпечує одномодову генерацію, є рівень перевищення потужності накачування над порогом генерації.

3.3. Особливості лінійних чіп-лазерів

Монолітні лінійні чіп-лазери являють собою короткі (довжиною від 0.1 до 5 мм у напрямку генерації) стрижні із плоскими або сферичними торцями. Збудження таких лазерів здійснюється, як правило, за поздовжньою схемою (рис. 3.1). На один з торців кристала, через який здійснюється накачування, наноситься селективне дзеркало, глухе на частоті генерації і яке має високе пропускання на довжині хвилі накачування, а на другий торець – вихідне дзеркало. Випромінювання накачування фокусується за допомогою мікрооб'єктива усередину активного елемента.

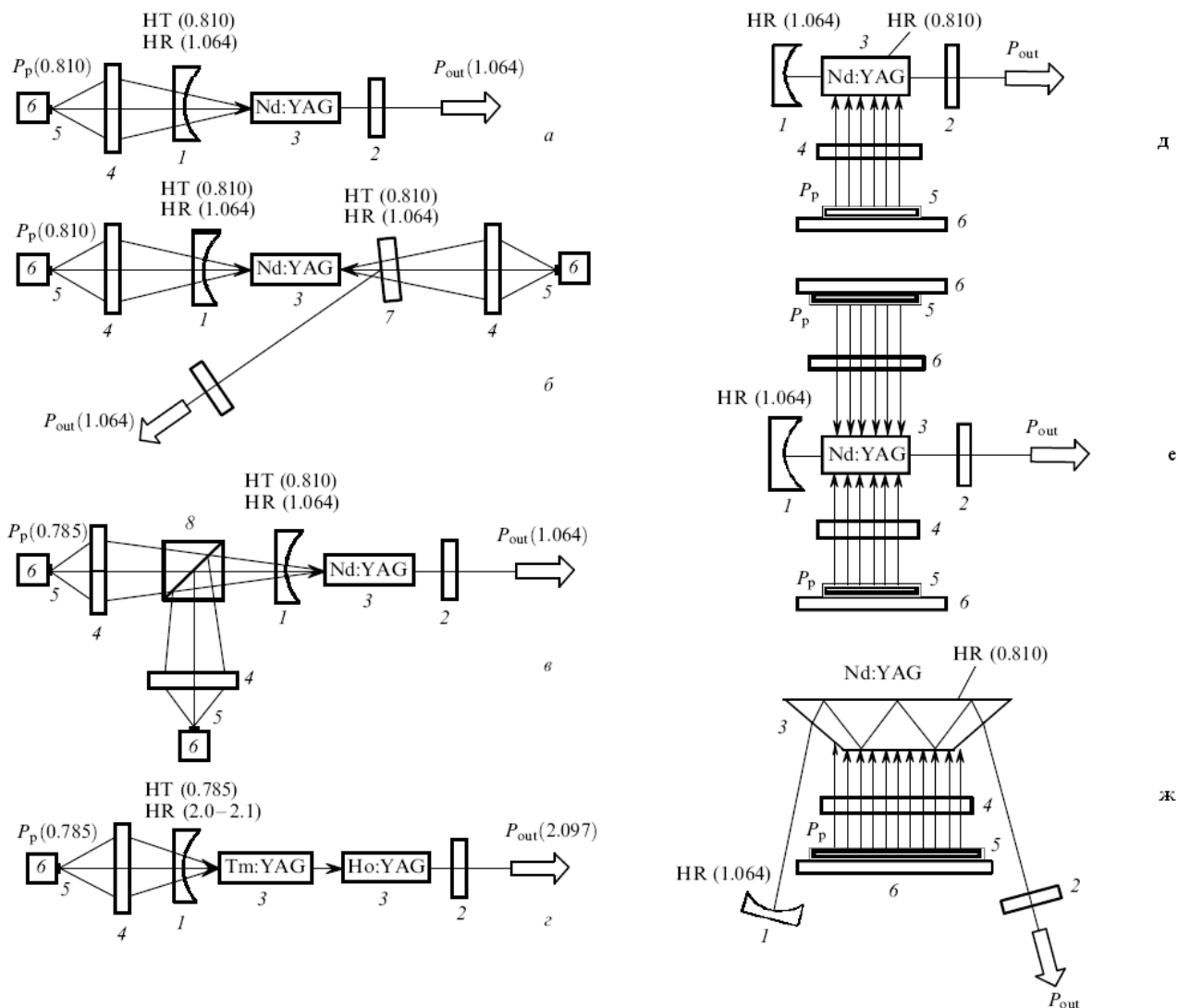
Вихідна потужність лазерів такого типу може досягати декількох ватів у безперервному режимі. При модуляції добротності пікова потужність випромінювання чіп-лазера досягає 600 кВт при енергії імпульсу ~ 5 мДж.

У більшості випадків важливо одержати генерацію на основній поперечній моді TEM_{00} . У монолітних лазерах з поздовжнім накачуванням селекція поперечних мод може бути здійснена вибором конфігурації резонатора й спеціальним формуванням каустики пучка накачування. Зазначимо, що оптимальний перетин накачуваної області має бути порядку перетину каустики основної моди резонатора. При більш сильному фокусуванні накачування можливо переважне порушення лагер-гаусових мод більш високого порядку.

Селекція поздовжніх мод для одержання одночастотної генерації в лінійних чіп-лазерах є досить складним завданням. Це пов'язано з великою (порівняно з міжмодовим інтервалом) шириною однорідно-розширеної лінії посилення типових твердотільних лазерів. Так, наприклад, для YAG:Nd ширина лінії посилення становить ~ 180 ГГц, тоді як міжмодовий інтервал, як правило, не перевищує 10-15 ГГц. Тому для реалізації одночастотної генерації в лінійних чіп-лазерах необхідне використання спеціальних селекторів.

Однак оскільки внесення селективних елементів у резонатор монолітних чіп-лазерів неможливе, основним способом одержання одночастотної генерації є зменшення поздовжніх розмірів резонатора. Для досягнення стабільної одномодової генерації в лінійних чіп-лазерах на YAG:Nd необхідно, щоб довжина резонатора не перевищувала 200-300 мкм. При більших довжинах резонатора одночастотний режим реалізується лише при малих перевищеннях потужності накачування над граничною.

У лінійних чіп-лазерах з малою довжиною резонатора для одержання більшої потужності доцільно використовувати або середовища з високою концентрацією активних центрів, або середовища з більшим перетином поглинання випромінювання накачування. У таких середовищах виникає цікава можливість одержання одночастотної генерації, що пов'язана з конкурентною взаємодією поздовжніх мод.



1 – глухе дзеркало резонатора (часто наноситься безпосередньо на торець активного елемента); 2 – вихідне дзеркало резонатора; 3 – активний елемент; 4 – мікроскоп (циліндрична лінза); 5 – лазерний діод (діодна матриця); 6 – термостабілізатор; 7 – додаткове селективне дзеркало; 8 – змішувальний поляризаційний кубик; HR і НТ високі коефіцієнти відбиття й пропускання діелектричних покриттів деяких елементів лазерів; у дужках зазначено довжини хвиль у мікрометрах

Рисунок 3.1 – Основні схеми торцевого (а, б, в, г) і поздовжнього (д, е, ж) накачування – «класична» схема торцевого накачування (а), двостороння схема накачування (б), торцева схема, що використовує два напівпровідникових лазери (в), і схема із внутрішньорезонаторним перетворенням довжини хвилі накачування (г), однобічна схема накачування (д), двостороння схема накачування (е) і схема порушення сліб-елемента (ж)

Класичним прикладом монолітного лінійного чіп-лазера є лазер із дзеркалами, нанесеними безпосередньо на торці кристала (рис. 3.2). У цьому лазері активний елемент, виконаний з високоякісного монокристала $\text{YVO}_4:\text{Nd}$, має квадратний перетин зі стороною 3 мм. Один торець кристала плоский, а другий – сферичний з радіусом кривизни 10 см. На плоский торець нанесене селективне покриття, що має високий коефіцієнт відбиття на довжині хвилі генерації ($\lambda=1.06$ мкм) і низький на довжині хвилі накачування ($\lambda_{\text{н}}=0.808$ мкм). Довжина резонатора (активного елемента) становить 1.5 мм. Лазер працює на основній поперечній моді TEM_{00} при потужності вихідного безперервного випромінювання декілька десятків мілліватт. Диференціальний ККД таких чіп-лазерів досягає 57-58%.

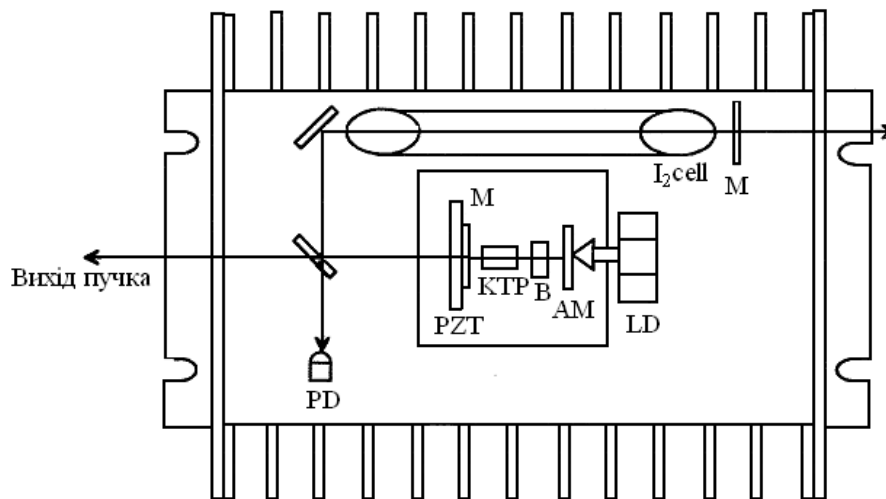


Рисунок 3.2 – Твердотільний лінійний чіп-лазер із йодною коміркою для стабілізації частоти випромінювання

Твердотільний чіп-лазер з активним середовищем (AM) $\text{Nd}:\text{YVO}_4$, довжина хвилі випромінювання 1064 нм, напівпровідниковий лазер накачування (LD) з довжиною хвилі випромінювання 808 нм (0,5 Вт потужності випромінювання), прозорою пластиною під кутом Брюстера (B), нелінійним кристалом KTP, в якому відбувається подвоєння оптичної частоти, вихідне дзеркало (M) яке встановлено на п'єзоелемент (PZT), що забезпечує перебудову довжини резонатора, I_2 – йодна комірка наповнена парами молекулярного йоду з надтонкими лініями поглинання в діапазоні 532 нм, PD фотодетектор.

В подальшому лінійний лазер може бути замінений на кільцевий і буде створений новий тип стандарту оптичної частоти (довжини хвилі) для

мікроінтерферометрів переміщення, для атомних силових мікроскопів, призначених для нанотехнологій.

Зараз у лінійних чіп-лазерах використовуються активні кристали, що працюють не тільки за чотирирівною, але й за трирівною схемою. В останньому випадку виникає необхідність створення таких умов, за яких інтенсивність накачування на вихідному торці кристала становить значну частку від інтенсивності накачування на вхідному торці. Це пов'язано з необхідністю мати інверсію населеності по всій довжині активного елемента, у протилежному випадку відбувається різке зростання втрат на частоті випромінювання лазера.

3.4. Особливості кільцевих твердотільних чіп-лазерів

Можливість одержання досить стабільної одночастотної генерації в лінійних чіп-лазерах обмежена властивим їм просторово-неоднорідним «випалюванням» інверсії в процесі генерації. Тому для одержання стабільної одночастотної генерації найбільш перспективним є використання кільцевих лазерів біжучої хвилі.

За своєю конструкцією кільцеві лазери біжучої хвилі можна поділити на три групи: традиційні кільцеві лазери, що складаються з дискретних елементів, монолітні й напівмонолітні кільцеві чіп-лазери.

У лазерах першої групи дзеркала резонатора виконані, як правило, у вигляді окремих елементів, а як невзаємний обертач площини поляризації часто застосовується сам активний елемент. Взаємне обертання площини поляризації в кільцевих лазерах може бути отримане під час використання неплоского резонатора. Недоліком кільцевих лазерів, що складаються з дискретних елементів, є їхня невисока стабільність (відносна нестабільність інтенсивності випромінювання становить $\sim 1\%$, а частоти – 10^{-8}), обумовлена недостатньою твердістю конструкції цих лазерів.

З погляду максимальної стабільності кращі характеристики має монолітна конструкція чіп-лазера. Монолітний кільцевий чіп-лазер являє собою складну багатогранну призму (рис. 3.3), вирізану з оптично однорідного монокристала (найчастіше з YAG:Nd). У цьому лазері функції активного середовища, взаємного й невзаємного обертача та оптичного резонатора виконує той самий елемент, конфігурація якого обрана такою, щоб існування кільцевого (плоского або неплоского) резонатора забезпечувалося повними внутрішніми відбиттями від граней елемента й частково проникним дзеркалом, нанесеним на одну з його граней. Для стійкості резонатора одна із граней призми має сферичну поверхню, на яку нанесене селективне дзеркало з високим коефіцієнтом

відбиття на довжині хвилі генерації й високою прозорістю на частоті накачування. Збудження чіп-лазера здійснюється саме через це дзеркало.

Кільцеві ТЛНН являють собою джерело лазерного випромінювання, основний режим генерації якого реалізується у вигляді біжучої хвилі. Монолітний кільцевий ТЛНН являє собою інтегральний елемент, що сполучає функції активного елемента, кільцевого резонатора й невзаємного елемента. АЕ лазера виконується з високоякісного, без локальних неоднорідностей, монокристала $YAG:Nd^{3+}$, або іншої активної речовини. Резонатором кільцевого ТЛНН є форма активного елемента у вигляді складної багатогранної призми.

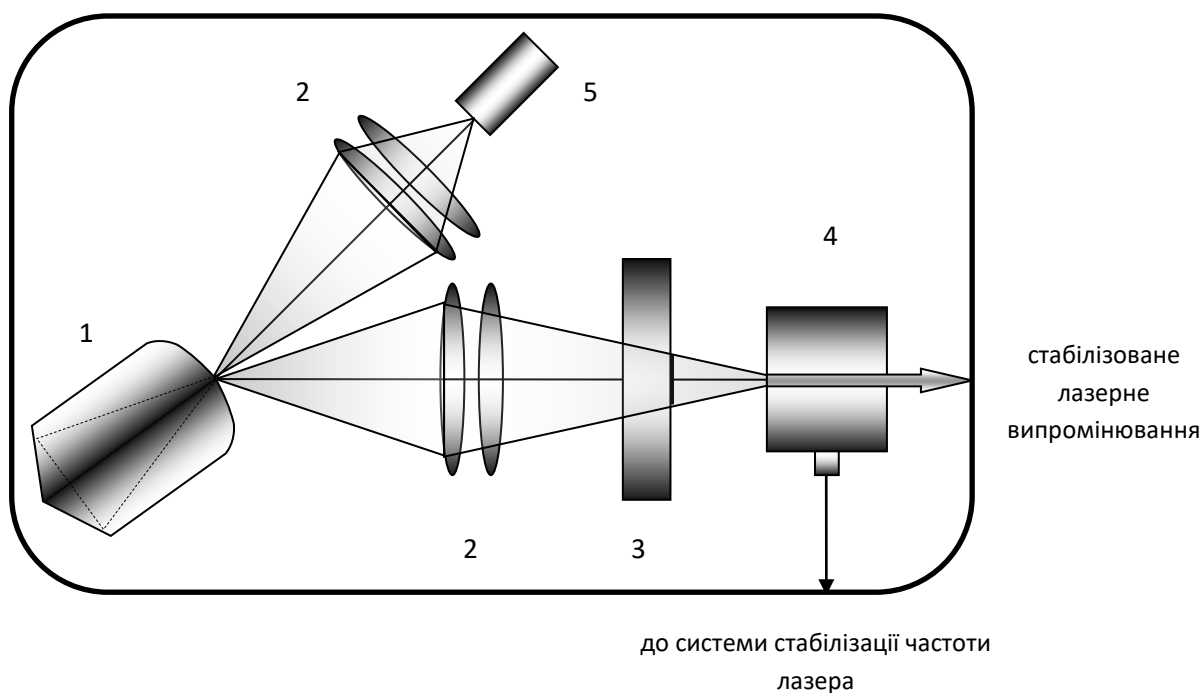


Рисунок 3.3 – Спрощена оптична схема монолітного твердотільного чіп-лазера з напівпровідниковим накачуванням:

1 – активне середовище чіп-лазера $YAG:Nd^{3+}$; 2 – колімуюча оптика;
3 – кристал КТР; 4 – кювети з йодом; 5 – напівпровідниковий лазер з довжиною хвилі випромінювання 808 нм

Монолітний кільцевий чіп-лазер фактично являє собою інтегральний елемент, що сполучає функції АЕ, кільцевого резонатора та невзаємного елемента. Такий інтегральний елемент виконується з високоякісного монокристала $YAG:Nd^{3+}$ (або інша активна речовина) у вигляді складної багатогранної призми й збуджується, як правило, за допомогою напівпровідникового лазера (НЛ).

Основні конструкції резонаторів, у яких реалізуються схеми кільцевих ТЛНН, – плоскі й просторові багатогранні призми. Конфігурація багатогранної призми забезпечує (за рахунок повного внутрішнього відбиття) існування усередині моноблока замкнутого контуру для світлових променів. Поряд зі схемами, у яких променевий контур лежить в одній площині (плоский кільцевий резонатор, див. рис. 3.4, б), існують кільцеві ЧТЛНН із неплоскими резонаторами (рис. 3.4 а, в).

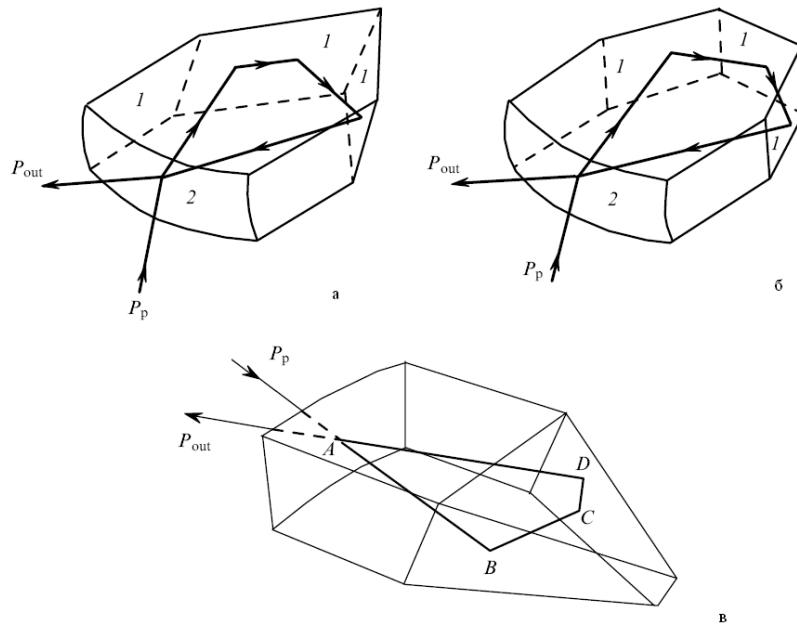


Рисунок 3.4 – Конструкції АЕ кільцевих твердотільних чіп-лазерів із напівпровідниковим накачуванням:

- а) – промені, що поширюються у резонаторі, лежать в одній площині;
- б), в) – промені, що поширюються у резонаторі, лежать у декількох площинах

Збудження АЕ кільцевого чіп-лазера проводиться випромінюванням НЛ, що фокусується мікροоб'єктивом на сферичну поверхню АЕ так, щоб забезпечити максимальне перекриття каустик променя накачування й основної моди кільцевого резонатора. Для точного сполучення довжини хвилі накачування з лінією поглинання граната ($\lambda=809$ нм) використовується температурне підстроювання частоти випромінювання НЛ за допомогою мікрохолодильника. Реалізація режиму біжучої хвилі у кільцевому лазері здійснюється за допомогою ефекту Фарадея в АЕ (магнітне поле створюється постійним мікромагнітом, що поміщають безпосередньо на АЕ).

Для забезпечення високої добротності резонатора лазера, формування поля випромінювання, що генерується, а також для забезпечення ефективної взаємодії

випромінювання накачування з активним середовищем, поверхні активного елемента, які відіграють роль дзеркал резонатора, покриваються відбиваючими і просвітлюючими багат шаровими діелектричними покриттями.

Загальний підхід у формуванні діелектричних покриттів побудований на таких вимогах. Торцеві поверхні активного елемента, з одного боку, виконують функції дзеркал резонатора, а з іншого – забезпечують ефективне введення випромінювання накачування в резонатор. Передня грань активного елемента являє собою дихроїчне дзеркало, що утворено багат шаровим діелектричним покриттям. На довжині хвилі генерації (для YAG:Nd^{3+} це 1,06 мкм), це дзеркало є «глухим», тобто з високим коефіцієнтом відбиття (99,9 %), а на довжині хвилі накачування (0,809 мкм) напилювання на дзеркалі являє собою просвітлююче покриття, що дозволяє ефективно вводити випромінювання накачування в активний елемент (рис. 3.5).

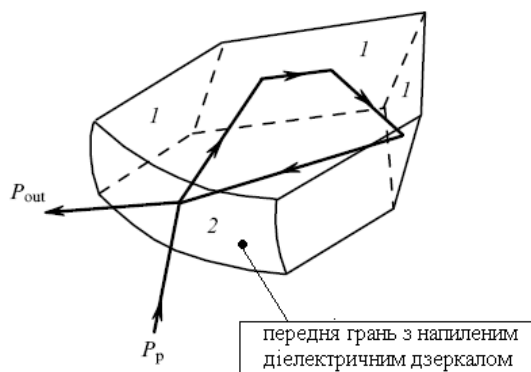


Рисунок 3.5 – Кільцевий резонатор.

Контрольні запитання та завдання

1. Наведіть умови використання активних середовищ у твердотільних чіп-лазерах.
2. Які особливості лінійного чіп-лазера?
3. Які особливості кільцевого чіп-лазера?
4. Визначити розміри резонатора, ґрунтуючись на смузї посилення й коефіцієнті поглинання обраного активного елемента.
5. Вибрати конфігурацію резонатора й розрахувати каустику основної моди резонатора.
6. Розрахувати оптичну систему для формування пучка накачування.

4 ОДНОЧАСТОТНИЙ ЛАЗЕРНИЙ ІНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА. ПРИНЦИПИ ВИМІРЮВАННЯ ВІДСТАНЕЙ ТА ЛІНІЙНИХ ПЕРЕМІЩЕНЬ

4.1 Оптичний інтерферометр Майкельсона

Багато оптичних двопроменевих інтерференційних схем можуть бути зведені до ідеалізованої схеми рис. 4.1. Розщеплення початкової хвилі від джерела на дві та подальше їх зведення на екрані – загальна ознака всіх двопроменевих інтерференційних схем. Таке розщеплення може бути виконано багатьма методами, і саме цим різні інтерференційні схеми відрізняються одна від одної.

Цей прилад зіграв та відіграє величезну роль в історії науки. Так 14 вересня 2015 року колаборація LIGO вперше спостерігала коливання простору-часу — гравітаційні хвилі, що дійшли до Землі від катастрофи, що сталася далеко у Всесвіті. Гравітаційні хвилі були детектовані за допомогою інтерферометра Майкельсона із довжиною оптичних шляхів $L_1 = L_2 = 4$ км.

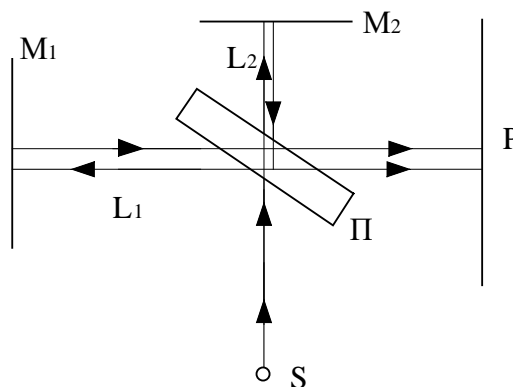


Рисунок 4.1 – Спрощена схема інтерферометра Майкельсона

Світло від джерела S розщеплюється на напівпрозорій пластинці Π і поширюється далі у двох перпендикулярних напрямках. Різниця ходу між променями в точці спостереження P дорівнює $\Delta = 2(L_2 - L_1)$, де L_1 й L_2 – довжини «плечей» інтерферометра. При чіткій перпендикулярності дзеркал M_1 і M_2 інтерферометр може бути відюстований так, що промені, які надходять у точку спостереження, виявляються паралельними. У цьому випадку кут сходження променів $\varphi = 0$ і, отже, все інтерференційне поле на екрані має однакову інтенсивність (ширина інтерференційних смуг стала дуже великою), що залежить від реалізованої різниці ходу Δ . Зазначимо, що реально умова

$\varphi = 0$ виконується лише в межах невеликої площадки екрана, на якій спостерігається інтерференція. При більших розмірах екрана на ньому мають спостерігатися інтерференційні кільця.

З розвитком лазерів, як джерело в інтерферометрі Майкельсона стали використовуватися стабілізовані за частотою одночастотні та одномодові He-Ne лазери. Дві особливості випромінювання цих лазерів визначають успішність їхнього застосування в інтерферометрі. Перша, – висока стабільність частоти випромінювання. Кількісна оцінка стабільності частоти випромінювання визначається через величину абсолютної й відносної нестабільності частоти. Друга, – дуже мала розбіжність пучка випромінювання – $3 \cdot 10^{-3}$ радіан.

Узагальнена схема виміру відстаней і лінійних переміщень за допомогою стабілізованого за частотою лазера показана на рис. 4.2.

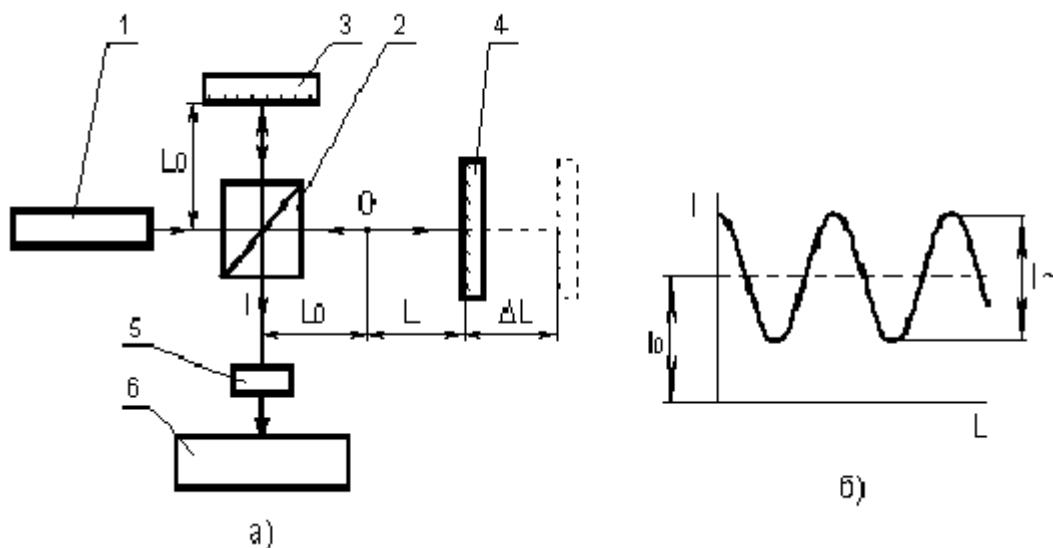


Рисунок 4.2 – Вимір відстані й лінійного переміщення:

- а – схема ЛДС: 1 – лазер; 2 – світлодільник; 3 – опорний відбивач;
 4 – вимірювальний відбивач; 5 – фотоприймач; 6 – блок керування й обробки
 сигналу; б – закон зміни інтерференційного сигналу під час переміщення
 вимірювального дзеркала

Розглянемо принципову структуру лазерного вимірювального інтерферометра. Інтерферометр, що складається зі світлодільника 2, опорного відбивача 3 і вимірювальною відбивача 4, що переміщується за напрямом вимірів. Для роботи інтерферометра необхідне випромінювання, хвильовий фронт якого максимально наближається до плоского фронту. Для технічного забезпечення таких властивостей випромінювання лазера використовується коліматор, що формує плоско-паралельний пучок діаметром 3-5 мм. Спочатку за допомогою першої групи лінз збільшується розбіжність лазерного пучка,

після чого випромінювання за допомогою іншої групи лінз перетвориться в плоскопаралельний пучок.

Наступний елемент, що забезпечує роботу інтерферометра Майкельсона – світлоділитель, за допомогою якого виконується поділ оптичного пучка. В одному випадку світлоділитель ділить випромінювання з лінійною поляризацією на два пучки з рівною потужністю. Цей випадок належить до інтерферометра, що працює з одночастотним випромінюванням, і розглядається в цій лекції. В іншому випадку пучок, що містить дві частоти, кожна з яких має свою поляризацію, світлоділитель розділяє випромінювання за напрямками поляризації.

Світлоділитель може бути виконаний у вигляді ділильного кубика або ділильної пластини, робоча поверхня яких вкрита діелектричною багатошаровою плівкою. В одному випадку плівка ділить енергію падаючого випромінювання, в іншому – плівка має поляризаційні властивості, що поділяє випромінювання з ортогональною поляризацією.

Інтенсивність інтерференційного сигналу I на фотоприймачі 5 змінюється за законом (рис. 4.2, б)

$$I = I_0 + I_c \cos(4\pi L/\lambda), \quad (4.1)$$

де I_0 і I_c – постійна складова й амплітуда змінної складової сигналу відповідно;

$2L$ – геометрична різниця ходу інтерферуючих пучків;

λ – довжина хвилі випромінювання.

Відстань від нуля інтерферометра 0 до вимірювального відбивача 4:

$$L = \frac{m\lambda}{2} = \frac{\varphi\lambda}{4\pi}, \quad (4.2)$$

де m – порядок інтерференції,

φ – фаза інтерференційного сигналу I , обумовленого формулою (4.1).

4.2 Принцип роботи інтерферометрів із рахуванням смуг

Метод рахунку смуг полягає у вимірі (рахунку) кількості періодів зміни інтерференційного сигналу при зміні ГРХ. Для запобігання помилкового рахунку внаслідок механічних вібрацій і турбулентності повітря

здійснюють реверсивний рахунок, при якому визначають знак кожного рахункового періоду збільшення порядку інтерференції.

Широке розповсюдження отримав спосіб рахунок смуг на основі квадратурних сигналів. Квадратурними називають два сигнали, що містять інформацію про одну й ту саму характеристику, але зміщені за фазою на $\pi/2$:

$$\begin{aligned} I_1(t) &= I_{10} + I_{1\sim} \cos[\varphi(t)], \\ I_2(t) &= I_{20} + I_{1\sim} \sin[\varphi(t)]. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Фіксуючи перетинання сигналами (4.2) середнього рівня (рис. 4.3 б), вимірюють збільшення характеристики з дискретом $\pi/4$. Знак кожної дискрети визначають за фазовим зміщенням між сигналами, що залежно від напрямку зміни ГРХ дорівнює $\pi/2$ або $3\pi/2$.

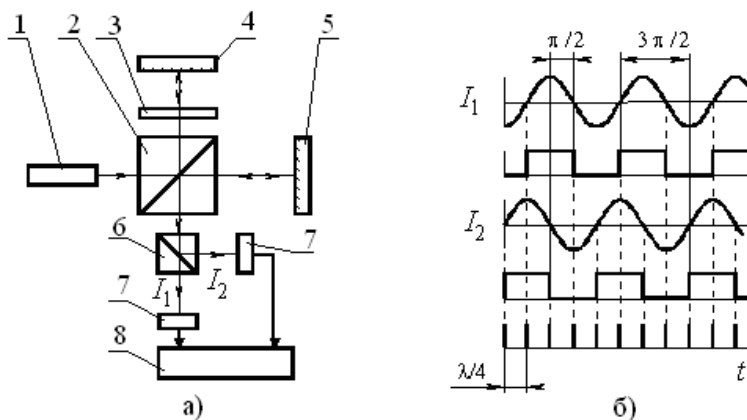


Рисунок 4.3 – Розрахунок смуг на основі квадратурних сигналів:

- а) – схема ЛДС: 1 – лазер; 2 – світлоділильна призма-куб; 3 – фазова пластина $\pi/8$; 4 – опорний відбивач; 5 – вимірювальний відбивач; 6 – поляризаційна призма-куб; 7 – фотоприймач; 8 – блок керування й обробки сигналів;
 б) – схема обробки інтерференційних сигналів

На рис. 4.3, а зображена схема **ЛДС**, де квадратурні сигнали одержують оптичним способом. Площина поляризації випромінювання одночастотного лазера 1 становить кут 45° із площиною креслення. Фазова пластина $\lambda/8$ – позиція 3, одна із власних осей якої лежить у площині креслення, вносить в інтерферометр, утворений світлоділильною призмою-кубом 2 і відбивачами 4, різницю ГРХ, рівну $\lambda/4$, для складових випромінювання лазера паралельної й перпендикулярної площини креслення. Поляризаційна призма-куб 6 розділяє ці

складові. Внаслідок інтерференційні сигнали I_1 і I_2 на фотоприймачах б зміщені за фазою на $\pi/2$.

Інформаційний спектр сигналів (4.3) містить постійні складові I_{10} і I_{20} . Подібні ЛДС називають системами без переносу спектра сигналу або системами "постійного струму". Метод розрахунку смуг на основі квадратурних інтерференційних сигналів не обмежує швидкість зміни й максимальне значення діапазону вимірюваних відстаней. Час виміру ЛДС, що працюють на основі цього методу, визначається тільки пропускною спроможністю електронного тракту й може становити соті частки мікросекунди (швидкість рахунку смуг 100 МГц), що при дискреті $\lambda/4$ відповідає швидкості збільшення ГРХ 16 м/с. Вимірювані відстані перевищують десятки метрів. Мінімальну похибку виміру відстані визначає дискрета рахунку, найчастіше рівна $\lambda/8$.

4.3 Дослідження похибки виміру переміщень

4.3.1 Аналіз основних складових похибки вимірювання переміщень

Фізичними межами точності виміру, є похибка виміру фази інтерференційного сигналу $\Delta\phi$ і відносна похибка визначення довжини хвилі лазера $\Delta\lambda/\lambda$. Диференціюючи вираз (4.2), максимальну похибку виміру відстані можна записати в такий спосіб:

$$\Delta L = \frac{\Delta\phi \cdot \lambda}{4\pi} + L \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}. \quad (4.4)$$

Під час виміру малих відстаней (ближньої зони) ($L \ll \Delta\phi\lambda^2/(4\pi\Delta\lambda)$) ΔL визначається тільки похибка $\Delta\phi$. Під час виміру більших відстаней (далекої зони) ($L \gg \Delta\phi\lambda^2/(4\pi\Delta\lambda)$) ΔL визначається величиною $\Delta\lambda/\lambda$. В інших випадках необхідно враховувати обидва доданки в (4.6).

Довжина хвилі лазера в повітрі: $\lambda = \lambda_{\text{вак}}/n$, де $\lambda_{\text{вак}}$ – довжина хвилі лазера у вакуумі, n – показник заломлення повітря. Тому похибка довжини хвилі містить дві складові:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_{\text{вак}}}{\lambda} + \frac{\Delta n}{n}, \quad (4.5)$$

де $\lambda_{\text{вак}}$ – похибка відтворення довжини хвилі лазера у вакуумі, Δn – похибка виміру показника заломлення повітря.

У табл 4.1 наведені мінімальні значення похибки, досягнуті на практиці в ЛДС.

Таблиця 4.1 – Мінімальні значення похибки, досягнуті на практиці в ЛДС

$\Delta\phi/2\pi$	$\Delta\lambda/\lambda$			$\Delta n/n$
	Лазер CO ₂	Лазер He-Ne	Лазерный диод	
10 ⁻⁴	10 ⁻⁸	10 ⁻⁹	10 ⁻⁶	10 ⁻⁷

У 1990 р. на Міжнародному симпозиумі "Вимір розмірів у процесі виробництва й контролю якості" для промислового застосування ЛДС фізичними межами, що обмежують точність вимірів, було прийнято вважати: відносну похибку довжини хвилі лазера у вакуумі 10⁻¹⁰; показник заломлення повітря – 10⁻⁸; а фізичними межами точності виміру довжини: 0.01 мкм для більших відстаней і 1 нм – для малих.

4.3.2 Дослідження похибки показника заломлення повітря

Основні фактори заломлення, що впливають на нестабільність показника повітря, це температура, вологість і тиск. Очевидно, виникає завдання, яке необхідно вирішити – визначення поточного показника заломлення повітря.

Застосуємо метод виміру за допомогою відповідних датчиків значень температури t , вологості e і тиску p . Застосуємо для обчислення формулу Едлена:

$$(n-1) = \frac{(nc-1) \cdot 0,00138823 \cdot p}{1 + 0,003671 \cdot t} - \left(5,722 - \frac{0,0457}{\lambda_{\text{вак}}^2}\right) \cdot e \cdot 10^{-8}, \quad (4.6)$$

де $(nc-1)$ – рефракція стандартного повітря при $t=15^\circ\text{C}$ і $p=760$ мм. рт. ст.;

$\lambda_{\text{вак}}$ — довжина хвилі випромінювання лазера у вакуумі.

Візьмемо реальні границі зміни параметрів середовища:

- тиск повітря (720 – 790 мм.рт.ст.);
- температура (10 – 30 °C);
- вологість (середня 10 мм. рт. ст.);
- довжина хвилі випромінювання лазера у вакуумі (0,6929 мкм).

Обчислення за формулою Едлена дали результат, що наведений у табл. 4.2.

Таблиця 4.2 – Результати обчислення за формулою Едлена

p , мм.рт.ст.	n , за $t=10$ °С	n , за $t=20$ °С	n , за $t=30$ °С
720	1.000266	1.000257	1.000248
730	1.000270	1.000260	1.000252
750	1.000277	1.000268	1.000259
770	1.000285	1.000275	1.000266
790	1.000292	1.000282	1.000273

З одержаних результатів можна зробити висновок, що показник заломлення повітря збільшується при збільшенні тиску й зменшенні температури. Максимальний показник заломлення повітря буде при $t=10$ °С і тиску $p=790$ мм.рт.ст. $n_{\max}=1.000292$. Мінімальний показник заломлення повітря буде при $t=30$ °С і тиску $p=720$ мм.рт.ст. $n_{\min}=1.000248$.

Визначимо середнє значення похибки зміни показника заломлення повітря без урахування параметрів середовища:

$$\Delta n = (n_{\max} - n_{\min}) / 2$$

$$\Delta n / n = 2.200 \cdot 10^{-5} ;$$

Визначимо максимальне значення похибки зміни показника заломлення повітря з урахуванням параметрів середовища.

Визначимо точність виміру датчиків як:

- $\Delta p = 0,1$ мм. рт. ст. (для датчика тиску);
- $\Delta t = 0,1$ мм. рт. ст. (для датчика температури).

Для знаходження максимального значення похибки необхідно продеференціювати формулу Едлена й взяти суму диференціалів для випадку максимального значення похибки:

$$\Delta n = \frac{(nc - 1) \cdot 0.00138823 \cdot \Delta p}{1 + 0.003671 \cdot t} + \frac{(nc - 1) \cdot 0.00128823 \cdot 0.003671 \cdot p \cdot \Delta t}{(1 + 0.03671 \cdot t)^2}. \quad (4.7)$$

Результатом є визначення максимальної похибки зміни показника заломлення при зміні параметрів середовища (табл. 4.3):

Таблиця 4.3 – Таблиця розрахунків

p , мм.рт.ст.	$\Delta n / nt = 10$	$\Delta n / nt = 20$	$\Delta n / nt = 30$
720	$1.314 \cdot 10^{-7}$	$1.238 \cdot 10^{-7}$	$1.169 \cdot 10^{-7}$
730	$1.327 \cdot 10^{-7}$	$1.250 \cdot 10^{-7}$	$1.180 \cdot 10^{-7}$
740	$1.340 \cdot 10^{-7}$	$1.262 \cdot 10^{-7}$	$1.192 \cdot 10^{-7}$
750	$1.353 \cdot 10^{-7}$	$1.275 \cdot 10^{-7}$	$1.203 \cdot 10^{-7}$
760	$1.366 \cdot 10^{-7}$	$1.287 \cdot 10^{-7}$	$1.214 \cdot 10^{-7}$
770	$1.379 \cdot 10^{-7}$	$1.299 \cdot 10^{-7}$	$1.226 \cdot 10^{-7}$
780	$1.393 \cdot 10^{-7}$	$1.311 \cdot 10^{-7}$	$1.237 \cdot 10^{-7}$
790	$1.406 \cdot 10^{-7}$	$1.323 \cdot 10^{-7}$	$1.249 \cdot 10^{-7}$

З отриманих даних видно, що максимальне значення похибки зміни показника заломлення при зміні параметрів середовища спостерігатиметься при температурі 10°C і тиску 790 мм. рт. ст. — $\Delta n / n = 1,406 \cdot 10^{-7}$.

4.3.3 Визначення похибки виміру відстаней

Поставимо задачу дослідження: оскільки на похибку вимірювання переміщень впливає похибка довжини хвилі і нестабільності атмосферних умов, то визначимо, коли вирішальною буде похибка довжини хвилі, а коли – нестабільності атмосферних умов.

Досліджуємо діапазон зміни похибки довжини хвилі при значеннях $\Delta\lambda_{\text{вак}} / \lambda = 10^{-5}$, $\Delta\lambda_{\text{вак}} / \lambda = 10^{-7}$, $\Delta\lambda_{\text{вак}} / \lambda = 10^{-9}$. Маємо розраховані значення похибки зміни показника заломлення такі як: $\Delta n / n = 1,406 \cdot 10^{-7}$, $\Delta n / n = 2,2 \cdot 10^{-5}$.

Діапазон зміни $\Delta\phi$ має два значення: $\Delta\phi = \pi/2$, $\Delta\phi = \pi/16$.

Досліджуємо діапазон виміру довжин в інтервалі: L від 1 мкм до 1 м. Після розрахунку із залежностей, що вийшли, можна виділити основні три групи:

1. Вирішальний вплив має похибка довжини хвилі та нестабільність атмосферних умов:

- випадок: $\Delta\lambda_{\text{вак}} / \lambda = 10^{-5}$, $\Delta n / n = 2,2 \cdot 10^{-5}$,
- випадок: $\Delta\lambda_{\text{вак}} / \lambda = 10^{-5}$, $\Delta n / n = 1,406 \cdot 10^{-7}$.

2. Вирішальний вплив має похибка довжини хвилі та нестабільність атмосферних умов:

- випадок: $\Delta\lambda_{\text{вак}} / \lambda = 10^{-7}$, $\Delta n / n = 1,406 \cdot 10^{-7}$.

3. Вирішальний вплив робить нестабільність атмосферних умов, але на сьогодні реальна похибка довжини хвилі $\Delta\lambda_{\text{вак}} / \lambda = 10^{-7}$:

- випадок: $\Delta\lambda_{\text{вак}} / \lambda = 10^{-9}$, $\Delta n / n = 1,406 \cdot 10^{-7}$.

Контрольні запитання та завдання

1. Яка оптична схема одночастотного інтерферометра Майкельсона?
2. Наведіть математичний опис сигналу інтерференції.
3. Яка оцінка впливу атмосферного середовища на лінійні вимірювання?
4. Наведіть принцип інтерферометра із рахунком смуг на основі квадратурних сигналів.

5 ДВОЧАСТОТНІ ЛАЗЕРНІ ІНТЕРФЕРОМЕТРИ

5.1 Інтерферометр із рахунком смуг на основі частотної модуляції

На рис. 5.1, а наведена оптична схема двочастотного інтерферометра (ДЧІ).

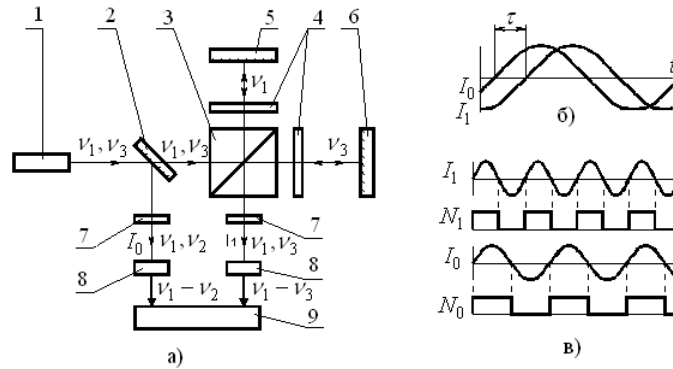


Рисунок 5.1 – Вимір відстані на основі частотної модуляції

- а) схема ДЧІ: 1 – лазер; 2 – світлоділник; 3 – поляризаційна призма-куб;
4 – фазова пластина $\lambda/4$; 5 – опорний відбивач; 6 – вимірювальний відбивач;
7 – поляризатор; 8 – фотоприймач; 9 – блок керування й обробки сигналів;
б), в) схеми обробки інтерференційних сигналів.

Двочастотний лазер 1 випромінює дві хвилі із частотами f_1 і f_2 , одна з яких поляризована паралельно, а інша – перпендикулярно площині креслення. Світлоділник 2 відхиляє частину випромінювання кожної частоти для формування опорного сигналу I_0 . Поляризаційна призма-куб 3 розділяє складові випромінювання різних частот і направляє їх у різні плечі інтерферометра. Пластини $\lambda/4$ позиція 7, оптичні осі яких становлять кут 45° із площиною креслення, змінюють стан поляризації пучків, що двічі пройшли, на ортогональний. Поляризаційна призма-куб 3 забезпечує суперпозицію пучків, повернутих відбивачами 4 і 5, у напрямку I_1 . Після поляризаторів 6 вісь пропускання яких становить кут 45° із площиною креслення, внаслідок інтерференції пучків з різними частотами утворюються опорний I_0 і вимірювальний I_1 сигнали биття.

Оскільки номенклатура двочастотних лазерів і значення різниці частот, які вони забезпечують, обмежені, як джерело випромінювання, часто використовують одночастотний лазер, зміщуючи частоти ортогональних складових його випромінювання акустооптичними модуляторами, які

встановлюють на вході, виході або в одному із плечей інтерферометра. У цьому випадку опорний сигнал I_0 може бути отриманий безпосередньо із модулюючих сигналів, що подаються на акустооптичні модулятори.

Частота частотної модуляції, аналогічно частоті фазової модуляції, обмежує час виміру. Однак під час використання акустооптичних модуляторів вона може бути встановлена досить великою, щоб цим обмеженням можна було зневажити. Тоді час однократного виміру фази визначається часом затримки фазовимірювального пристрою й становить для сучасних ЛДС близько 10 мкс.

Через те що ДЧІ на основі частотної модуляції забезпечують час виміру на порядок менше, ніж ДЧІ на основі фазової модуляції, припустимі швидкості зміни довжини у них на порядок вище. Ці ДЧІ вважаються більшою мірою підходящими для високоточних вимірів у реальному масштабі часу. При рівній похибці вони мають дещо більший діапазон виміру довжини.

На основі методів прямого виміру фази розробляють ДЧІ для виміру повільно мінливих у часі й незначних за величиною відстаней з високою точністю. Основна область застосування таких ДЧІ – контроль профілю й нерівності поверхонь, у тому числі оптичних. Інша велика сфера застосування – інтерференційні датчики фізичних величин, зміну яких можна перетворити в зміну геометричної або оптичної різниці ходу інтерферуючих променів (тиск і вологість атмосфери, температура, напруженість електричних і магнітних полів тощо).

Частотну модуляцію інтерференційного сигналу забезпечують шляхом суперпозиції двох хвиль різної оптичної частоти. У цьому випадку закон зміни інтенсивності має вигляд:

$$I(t) = I_1 + I_2 + I_1 \cdot \cos(4\pi \cdot \nu_1 \cdot t + \phi_1) + I_2 \cdot \cos(4\pi \cdot \nu_2 \cdot t + \phi_2) + \\ + 0.5 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(2\pi(\nu_1 + \nu_2) \cdot t + (\phi_1 + \phi_2)) + 0.5 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(2\pi(\nu_1 - \nu_2) \cdot t + (\phi_1 - \phi_2)), \quad ((5.1))$$

де I_1 і I_2 – інтенсивності;

ν_1 і ν_2 – оптичні частоти;

ϕ_1 і ϕ_2 – фази інтерферуючих хвиль.

Всі змінні складові сигналу (5.1), крім останньої, внаслідок високої частоти не можуть бути виявлені фотоприймачем безпосередньо.

Вибираючи близькі оптичні частоти інтерферуючих хвиль, одержують частоту $\phi_b = (\nu_1 - \nu_2) / 2$ останньої складової, зручну для обробки у фотоелектронній системі. Цю частоту називають сигналом биття.

Особливість сигналу биття в тому, що навіть під час відсутності зміни довжини між інтерферуючими хвилями інтенсивність змінюється за гармонійним законом. Якщо одна з інтерферуючих хвиль проходить додатковий геометричний шлях $2L$, то сигнал биття одержує додаткове фазове зміщення $\phi = 4\pi L/\lambda$, еквівалентне фазі немодульованого інтерференційного сигналу на довжині хвилі λ при довжини інтерферуючих променів, рівній $2L$.

Щоб визначити довжину, вимірюють фазове зрушення (рис. 5.1, б) $\phi(t) = 2\pi \cdot t \cdot \phi_b$ між опорним і вимірювальним сигналами биття:

$$\begin{aligned} I_0(t) &= A_0 \cdot \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + (\phi_1 - \phi_2)], \\ I_1(t) &= A_1 \cdot \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + (\phi_1 - \phi_2) + \phi(t)], \end{aligned} \quad (5.2)$$

де A_0 і A_1 – їхні амплітуди.

Замість безперервного виміру різниці фаз між сигналами підраховують кількість биттів кожного з них N_0 і N_1 і відслідковують різницю $\Delta N = N_1 - N_0$ (рис. 5.1, в). Якщо довжина в інтерферометрі не змінюється, частоти опорного й вимірювального сигналів дорівнюють $f_0 = f_1 = \nu_1 - \nu_2$, і $\Delta N = 0$. Під час руху відбивача 4 частота биття вимірювального сигналу стає рівною $f_1 = \nu_1 - \nu_2 + \Delta\nu$, де $\Delta\nu = \Delta\phi(t)/\Delta t$.

Зміна довжини дорівнює $2\Delta L = \Delta N \cdot \lambda = (N_1 - N_0) \cdot \lambda$. Знак при ΔN залежить від напрямку руху відбивача 4.

Зв'язок між знаками ΔL і $\Delta\nu$ залишається однозначним доти, поки $[\Delta\nu] < [\nu_1 - \nu_2]$. Щоб виключити вплив низькочастотних шумів на роботу ДЧІ, забезпечують $|\Delta\nu| < [\nu_1 - \nu_3] + \nu_{ш}$, де $\nu_{ш}$ верхня гранична частота шумів. Таким чином, у ДЧІ із рахунком смуг на основі частотної модуляції має місце принципове обмеження швидкості зміни вимірюваних відстаней. У сучасних ДЧІ вона не перевищує 1 м/с.

Під час розрахунку кількості биттів сигналів дискрета виміру збільшень довжини дорівнює λ . Для підвищення точності виміру зменшують дискрету рахунку, помножуючи частоти цих сигналів в електронній системі. Найчастіше забезпечують дискрету $\lambda/64$.

Метод рахунку смуг на основі частотної модуляції, також як і на основі квадратурних інтерференційних сигналів, не обмежує максимальне значення вимірюваних відстаней, які у відомих ДЧІ досягають 100 м.

ДЧІ із рахунком смуг застосовують для виміру більших відстаней і швидких лінійних переміщень із інтерференційною точністю. Завдяки досягнутому рівню технічних характеристик і високій надійності вони знаходять широке застосування в метрології (атестація верстатів і технологічного устаткування, перевірка знову розроблюваних інструментів виміру відстаней і тощо). Дуже перспективна область їхнього застосування – перетворювачі лінійних переміщень координатно-вимірювальних систем верстатів і технологічного устаткування.

Лазерний, двочастотний інтерферометр вперше був розроблений фахівцями фірми Hullett-Packard. Метою створення інтерферометра цього типу було забезпечення вимірів не тільки переміщень і відстаней, але також швидкості переміщення відбивача. Двочастотна схема цього інтерферометра дозволяє фіксувати зміну напрямку руху відбивача. Таким чином, функціональна відмінність цього типу інтерферометра від відомих одночастотних полягає в значному розширенні вимірювальних можливостей. Принципова відмінність цього інтерферометра полягає у використанні двочастотного лазера зі стабілізованою різничною частотою. Як правило, таким лазером використовується He-Ne лазер із зєсманівським розщепленням лінії випромінювання. Величина розщеплення, як правило, не перевищує двох мегагерц і визначає максимальну величину вимірюваної швидкості руху. Дві розщеплені хвилі, крім того, що відрізняються оптичними частотами, мають взаємно ортогональні поляризації. У цьому зв'язку всі оптичні елементи інтерферометра мають поляризаційні покриття, що забезпечують поділ частот у просторі.

До складу двочастотного інтерферометра входять: оптична система разом із двочастотним лазером, система компенсації довжини хвилі випромінювання, комп'ютер разом із програмним забезпеченням, а також додаткові оптичні пристосування. Все оснащення лазерної вимірювальної головки, що полягає в системі програмного й інструментального забезпечення виміру, призначено для лінійних і кутових вимірів, виміру площинності, виміру прямолінійності, виміру взаємоперпендикулярності й виміру швидкості переміщення. Оптичні пристосування змінюються залежно від проведених вимірів. До комплекту входять: оптика для вимірів лінійних, оптика для вимірів кутових, оптика для вимірів прямолінійності й оптика для вимірів взаємоперпендикулярності. Комп'ютер забезпечує візуалізацію й обробку результатів вимірів.

Метою даної лекції є вивчення пристрою й принципів роботи описаного двочастотного вимірювального інтерферометра.

Загальна оптоелектронна структура двочастотного інтерферометра подана на рис. 5.2.

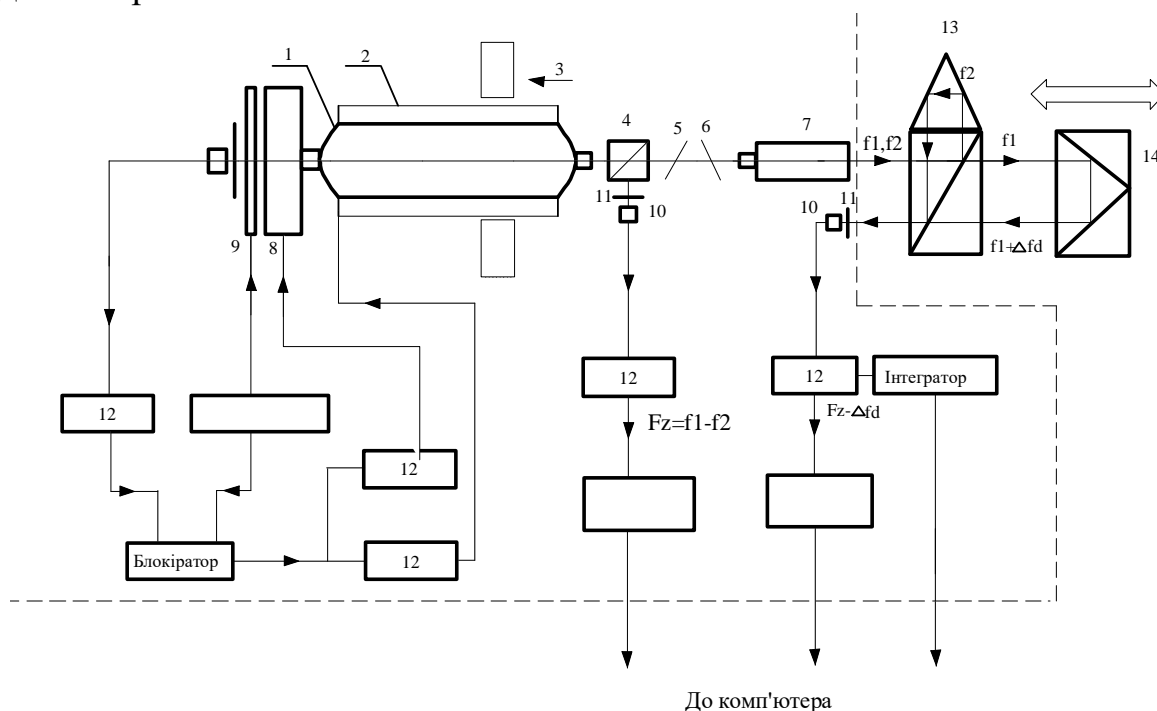


Рисунок 5.2 – Загальна структура двочастотного інтерферометра
 1 – лазерна трубка; 2 – нагрівач; 3 – магніт; 4 – неполяризаційний роздільник пучка; 5 – пластинка $\lambda/4$; 6 – пластинка $\lambda/2$; 7 – коліimator; 8 – магнітний компенсатор; 9 – рідкокристалічне середовище; 10 – фотодетектори; 11 – поляризатори; 12 – вузькосмугові підсилювачі; 13 – поляризаційний діляльний кубик з опорною відбивною призмою; 14 – робоча переміщувана відбивна призма

Із структурної схеми, наведеної на рис. 5.2, можна виділити дві основні оптоелектронні частини. Перша подана в лівій частині схеми й забезпечує стабілізацію частоти випромінювання лазера. Друга забезпечує виконання вимірів та їхню обробку.

У системі використаний стандартний He-Ne-лазер з довжиною хвилі 632,8 нм із внутрішніми дзеркалами, що перебувають у поздовжньому магнітному полі. Зеєманівська частота лазера становить близько 1,6 МГц, а вихідна потужність – близько 1 мВт.

Лазер стабілізується за допомогою ефекту Зеємана. Вбудований рідкий кристал перемикає оптичні частоти f_1 і f_2 , які подаються на фотодіод із частотою $F_r=800$ Гц. Використовувана система стабілізації частоти дозволяє одержати короточасну стабільність близько 10^{-9} . Опорна зеєманівська частота

$F_z=f_1-f_2$, а вимірювальний сигнал має частоту $F_z-\Delta f_d$. Дискрет виміру дорівнює $\lambda/4$, при статистичній обробці сигналу Δf_d його можна зменшити у 10 разів. Таким чином, дискретність виміру інтерферометра не перевищує 0,01 мкм. Більш докладний опис системи стабілізації частоти випромінювання лазера, із зеєманівським розщепленням частоти випромінювання можна знайти у спеціальній літературі.

Принцип роботи двочастотного інтерферометра полягає в наступному. Двочастотне (f_1 і f_2) випромінювання лазера розділяється на звичайному неполяризаційному кубіку. Одна частина потужності випромінювання лазера, менша, припадає на контрольний фотодетектор, а інша, більш потужна, – направляється в інтерферометр. На контрольному фотодіоді виділяється різницева частота між оптичними частотами f_1 і f_2 . Для забезпечення взаємодії двох ортогонально поляризованих хвиль на поверхні фотодіода перед останнім встановлюється поляризатор так, щоб виділити компоненти відносно 45 градусного напрямку. Після виділення сигналу на різницевої частоті він підсилюється й передається на систему обробки результатів вимірів. Оскільки система стабілізації частоти випромінювання лазера забезпечує високу стабільність різниці між цими частотами, то її можна використати як опорне значення, щодо якого виконуються всі інші обчислення.

Використовувані дві пластини – чвертьхвильова й напівхвильова, які встановлені під кутом 15 градусів до напрямку поширення лазерного випромінювання, забезпечують просторове настроювання поляризації лазерного випромінювання відповідно до положення ділильної призми.

Поляризаційний ділильний кубик виконує дві функції. По-перше, з його допомогою, з огляду на те, що у кожній частоті своя поляризація, одна частота направляється на опорний ретровідбивач, інша – на переміщуваний відбивач. По-друге, ця призма поєднує частоти й направляє їх на вимірювальний фотодіод. У зв'язку з тим, що вимірювальна призма переміщується в процесі вимірів, то за рахунок ефекту Доплера змінюється частота випромінювання. Тому різниця частот на виході ділильної призми буде змінена на величину, пов'язану зі швидкістю і напрямком переміщення відбивача.

5.2 Система компенсації показника заломлення

Незважаючи на те, що частота випромінювання лазера стабілізована з високою точністю, довжина хвилі випромінювання в повітрі залежить від змін показника заломлення повітря. Зміна показника заломлення n як функція зміни параметрів атмосфери описується рівнянням:

$$n = 1 + (2,8793P \cdot 10^{-7})(1 + 0,003671T)(4,2P_w \cdot 10^{-8}), \quad (5.3)$$

де P – атмосферний тиск у hPa;

T – температура повітря в градусах Цельсія;

P_w – парціальний тиск пари води в повітрі в hPa.

З метою одержання високої точності вимірів, виконуваних за допомогою лазерного інтерферометра, показник заломлення в повітрі вимірюється автоматично та значення довжини хвилі лазерного випромінювання корегується. Щоб виключити помилку, пов'язану з температурним розширенням підставки, на якій виконуються виміри, автоматично вимірюється температура підставки в декількох місцях.

Система компенсації показника заломлення гарантує вимір параметрів атмосфери й автоматичне обчислення параметра корекції довжини хвилі випромінювання. Вимір температури підставки верстата з ЧПУ використовується для корекції результатів виміру відносно 20°C.

Вимір температури повітря й температури основи в трьох рівновіддалених точках проводиться в інтервалі 10-30°C, точність вимірів становить 0,1°C. Атмосферний тиск вимірюється в діапазоні 940-1060 гП, інтервал – 1 гП, точність – 1 гП. Відносна вологість вимірюється в діапазоні 10-90%, інтервал між вимірами – 1%, точність – 5%.

Залежно від характеру проведених вимірів у лазерній вимірювальній системі використовуються чотири конфігурації елементів оптичного інтерферометра: оптика для лінійних вимірів, оптика для кутових вимірів, оптика для виміру прямолінійності й оптика для виміру взаємоперпендикулярності.

5.3 Оптика для лінійних вимірів

Випромінювання лазерної головки ділиться на поверхні поляризаційного дільника інтерферометра на два промені (рис. 5.3).

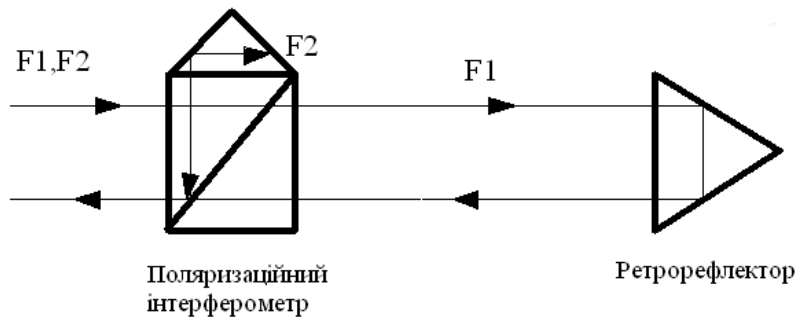


Рисунок 5.3 – Вимірювальна частина лазерної головки

Один промінь частотою $F1$ проходить через інтерферометр і відбивається від рухливого ретрорефлектора. Другий промінь частотою $F2$ відбивається від ретрорефлектора відносно пов'язаного з інтерферометром. Обидва промені після відбиття направляються на вимірювальний детектор, що перебуває в лазерній головці. Внаслідок ефекту Доплера при переміщенні вимірювального ретрорефлектора змінюється частота променя $F1$ на ΔF_d . На поверхні вимірювального детектора обидва промені $F1$ і $F2$ змішуються. Обчислювальна різниця цих частот відрізняється від зеєманівської частоти, відповідно до частоти Доплера. Віднімаючи з обчислювальної частоти частоту віднесення, одержуємо сигнал частоти, що залежить від швидкості переміщення ретрорефлектора. Цей сигнал дає можливість визначити величину переміщення вимірювального ретрорефлектора.

Оптика для лінійних вимірів використовується під час виміру: відстаней швидкості переміщення, розташування в осі машини й дослідженні приводів (передач).

5.4 Оптика для кутових вимірів

Оптична схема кутових вимірів подана на рис. 5.4. Тут також використовуються два промені із частотою $F1$ і $F2$. У кутовому інтерферометрі дзеркало, що відбиває, повністю встановлене під кутом 45° , використовується замість опорного ретрорефлектора. Обидва промені частотою $F1$ і $F2$ проходять через інтерферометр і поширюються в паралельних напрямках.

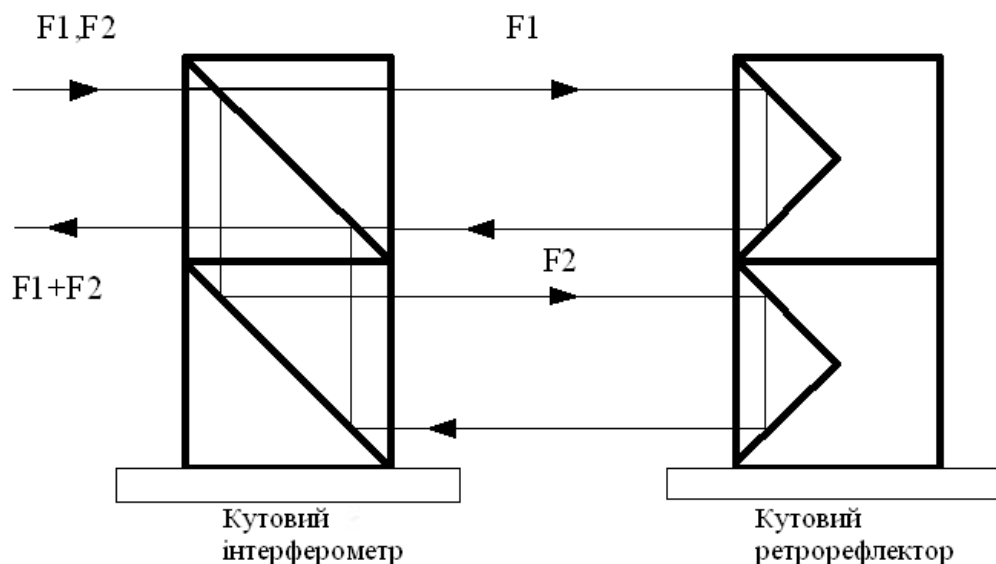


Рисунок 5.4 – Оптична схема куткових вимірів

Після відбиття від куткових ретрорефлекторів промені направляються на вимірювальний детектор, розташований у лазерній головці. Кутове переміщення куткового ретрорефлектора викликає зміну частоти обох відбитих променів. Знаючи різницю частоти обох відбитих променів, можна обчислити різницю шляхів цих оптичних променів. Знаючи різницю оптичних шляхів і відстань між елементами відбивача ретрорефлектора (для системи LSP-30-Contrast 2 дюйми), можна визначити кутове переміщення ретрорефлектора.

Оптика для куткових вимірів застосовується в лазерних системах під час виміру: куткових відхилень, прямолінійності, площинності поверхні й для позиціонування куткових зсувів.

5.5 Оптика для виміру прямолінійності

Ця оптика дозволяє вимірювати прямолінійність методом зсуву. В оптичній системі, поданій на рис. 5.5, два промені частотою $F1$ і $F2$, що виходять із лазерної головки, проходять через призму Воластона. Через те, що коефіцієнт заломлення призми різний для двох взаємоперпендикулярних площин поляризації, на виході призми промені випромінювання частотою $F1$ і $F2$ відхиляються під кутом $\approx 0,5^\circ$. Промені відбиваються від двох дзеркал, повертаються до призми і через оптичну систему зсуву направляються на вимірювальний детектор.

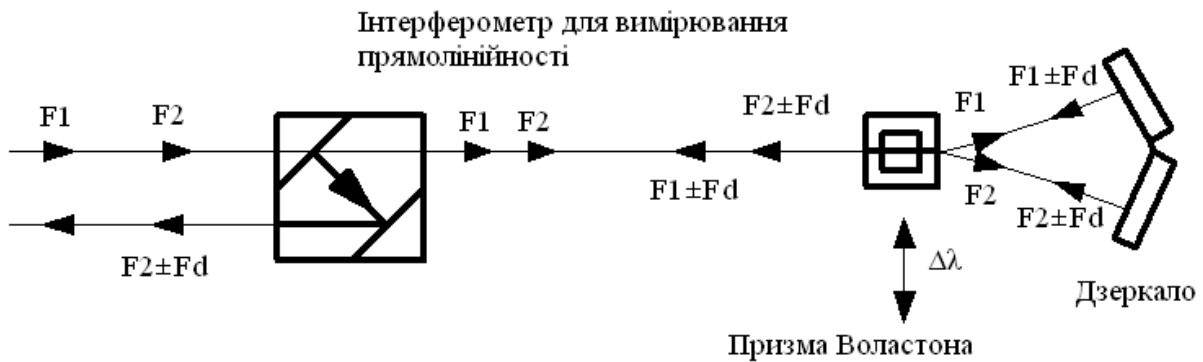


Рисунок 5.5 – Оптика для виміру прямолінійності

У такій оптичній системі поперечні переміщення променів призмою Воластона приводять до зміни оптичного шляху для променів $F1$ і $F2$ і, відповідно, до зміни частоти цих променів на величину Δf_d . В описаній оптичній схемі прямолінійність можна виміряти як при переміщенні призми Воластона, так і дзеркал уздовж осі виміру.

5.6 Оптика для виміру взаємоперпендикулярності осей

Під час вимірювання взаємоперпендикулярності осей використовується оптика для виміру прямолінійності, а також еталон прямого кута, що відбиває падаючі на нього промені під прямим кутом. Точність одержання кута 90° становить $0,4''$.

5.7 Контрольовані параметри верстатів з ЧПУ

Існує декілька різних нормативів, пов'язаних з контролем параметрів машин: NMTBA – США, VDI/DGO – 3441 Німеччина, JIS B 62XX – Японія, BSI BE 4656 – Англія, PN-93/M/-55580 – Польща, ISO/DIS 230 – Європейський Союз. Ці нормативи відрізняються вимогами до порядку проведення й методикою обробки результатів вимірів. У зв'язку із встановленою системою керування якістю, ISO9000 прагне до однаковості нормативів і відносних міжнародних нормативів ISO/DIS230.

Відповідно до польського нормативу PN-93/M-55580, визначений перелік контрольованих параметрів. При комплексному контролі параметрів машин необхідно перевіряти такі особливості форми, положення й переміщення ліній або поверхні машини: прямолінійність, площинність, паралельність (рівновіддаленість), взаємоперпендикулярність, оберт (обіг, поворот).

Розрізняються такі перевірки прямолінійності: прямолінійність лінії на площині або в просторі, прямолінійність частини робочої поверхні установки й прямолінійність руху.

У випадку виміру паралельності, рівновіддаленості й співвісності проводяться такі виміри: рівновіддаленість лінії й площини, паралельність переміщення, паралельність осей і співвісність.

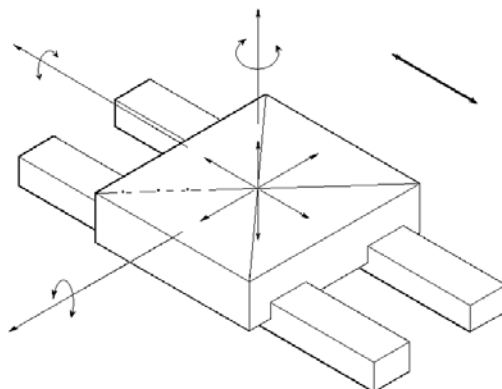


Рисунок 5.6 – Оптика для виміру прямолінійності

Особливо важливим питанням під час контролю машин є дослідження прямолінійного переміщення каретки машини уздовж осі руху. Помилки прямолінійного переміщення каретки машини можна охарактеризувати шістьма параметрами відхилення: одне відхилення положення в напрямку руху, два нахили лінійної траєкторії точки каретки, що рухається, три відхилення кутових рухомої каретки. Всі шість параметрів мають однакове значення, оскільки помилки позиційні, виникаючі з небажаних кутових переміщень або поступальних рухів, можуть бути більше, ніж помилки позиційні на лінійних осях. Зазначимо, що лазерний інтерферометр використовують для виміру п'яти з шести вищевказаних параметрів: лінійність або прямолінійність горизонтальна, прямолінійність вертикальна, стрибки й сходи з курсу, а також перпендикулярність між двома осями.

5.8 Позиціонування лінійне

Визначення лінійного позиціонування виконується за схемою, наведеною на рис. 5.7 Для виміру використовується лазерна система в конфігурації: лазерна головка, система компенсації, комп'ютер з програмою розрахунку позиціонування по ISO/DIS-230, оптика для лінійних вимірів.

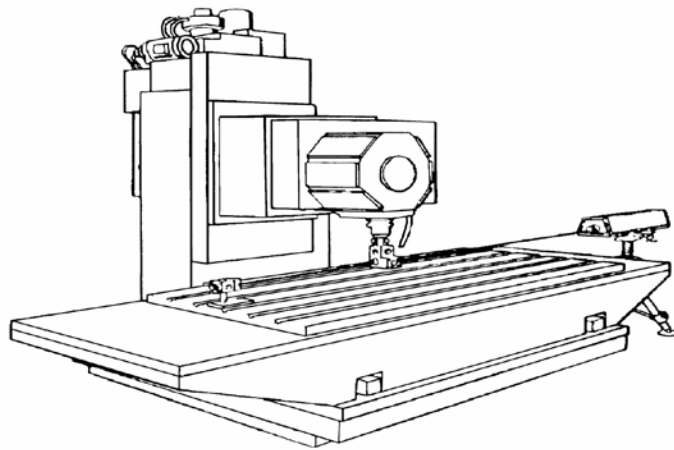


Рисунок 5.7 – Схема для визначення лінійного позиціювання

Під час використання лазерного інтерферометра для перевірки позиціювання машин можна орієнтуватися на такі параметри: діапазон виміру $0\div 30$ м; ціна поділки – 0,1 або 0,01 мкм; похибка виміру – 1,5 мкм/м.

Процес визначення позиції можна поділити на такі етапи:

- складання вимірювальної схеми; установка та юстирування лазерної головки на нерухомій підставці, установка ретрорефлектометра на рухливому столі машини;

- юстирування оптики на всьому шляху переміщення ретрорефлектометра;

- програмування порядку зупинок машини, машина має зупинятися в точках виміру на 1 с;

- цикл вимірів містить у собі виміри як у прямому напрямку руху рухомого елемента, так і у зворотному напрямку. У кожній точці зупинки вимірюється різниця між фактичним значенням і розрахунковим значенням координати. Проводиться не менше п'яти циклів вимірів, після чого здійснюється обробка отриманих результатів;

- остаточний результат містить у собі такі параметри машини, як відтворюваність, люфт і точність системи керування.

З однієї установки лазерної головки, змінюючи положення лінійного інтерферометра й ретрорефлектора, можна одержати лінійне позиціювання для трьох осей машини XYZ.

5.9 Прямолінійність горизонтальна й вертикальна

Визначення горизонтальної прямолінійності виконується за вимірною схемою, поданою на рис. 5.7. Для вимірів використовується лазерна система в конфігурації: лазерна головка, компенсаційна установка, комп'ютер із програмою виміру прямолінійності, оптика для кутових вимірів.

Під час використання лазерного інтерферометра можна одержати такі параметри прямолінійності:

- діапазон виміру – 0÷12 м;
- ціна поділки – 0,3 мкм;
- точність вимірів – $\pm 3\%$.

Процес виміру горизонтальної прямолінійності можна поділити на етапи:

- складання схеми виміру; установка і юстирування лазерної головки, установка вертикального кутового інтерферометра в нерухомій опорі верстата, установка опори ретрорефлектора кутового на рухомому столі верстата;
- перевірка юстирування кутової оптики на всьому шляху переміщення ретрорефлектора;
- програмування керування машиною за положеннями точок для виміру уздовж усього шляху переміщення. Машина має зупинятися в точках виміру на 1 с;
- виконання циклів виміру; для кожного пункту виміру на підставі виконаних за допомогою лазерної системи вимірів кутових відхилень виходить відхилення від прямолінійності в мкм;
- одержання графіка відхилення від прямолінійності уздовж усього шляху переміщення.

Вимір вертикальної прямолінійності виконується за тією самою схемою виміру, необхідно змінити на 90° положення кутового інтерферометра й кутового ретрорефлектора.

5.10 Прямокутності між двома осями

Вимір прямокутності між осями X і Z машини виконується за схемою, поданою на рис. 5.8. Для вимірів використовується лазерна система в конфігурації: лазерна головка, компенсаційна установка, комп'ютер із програмою виміру прямокутності, оптика для виміру прямокутності.

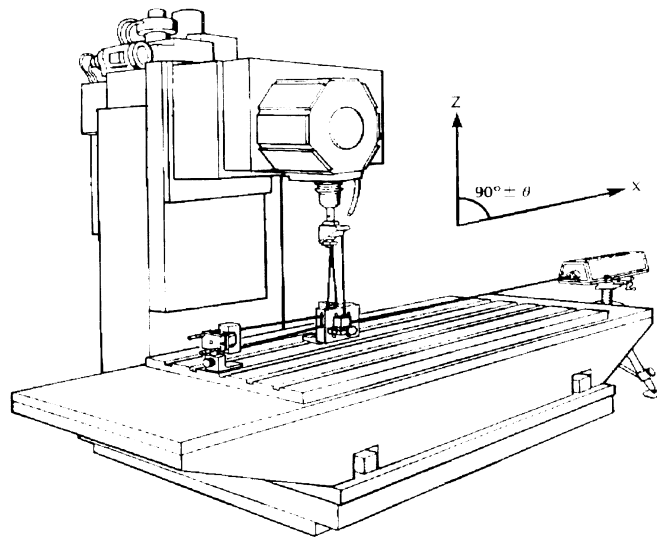


Рисунок 5.8 – Схема для визначення прямокутності між двома осями

Під час використання лазерного інтерферометра можна одержати такі вимірювальні параметри прямокутності: діапазон виміру – $0 \div 3$ м; точність виміру – 1 арксек.

Процес виміру прямокутності між осями можна розділити на етапи:

- складання схеми виміру; установка та юстирування лазерної головки, установка призми Воластона разом з ретрорефлектором у рухливі опори машини (за віссю Z), установка дзеркал й еталона прямого кута відбивача на нерухомому столі машини (вісь X);
- юстирування оптичної схеми на всьому шляху переміщення призми Воластона;
- програмування схеми керування машиною; описання положення пунктів виміру уздовж усього шляху переміщення ручок, машина має зупинятися в точках виміру на 1 с;
- виконання вимірів відхилень від прямокутності для всіх пунктів виміру уздовж осі переміщення рукояток осі Z машини;
- одержання графіків відхилення від прямокутності між осями X та Z уздовж усього шляху переміщення.

Контрольні запитання та завдання

1. Наведіть оптичну схему двочастотного інтерферометра Майкельсона.
2. Наведіть математичний опис роботи двочастотного інтерферометра.
3. Який оптичний комплект для вуглових вимірювань?
4. Який оптичний комплект для вимірювань прямолінійності?

6 АБСОЛЮТНИЙ БАЛІСТИЧНИЙ ГРАВІМЕТР

6.1. Гравіметрія та її завдання.

Прискорення вільного падіння g — прискорення, яке отримує тіло під дією притягання планети або іншого астрономічного тіла в безповітряному просторі — вакуумі. Його значення для Землі зазвичай приймають рівним 9,8 або 10 м/с². Стандартне ("нормальне" значення, прийняте при побудові систем одиниць, $g=9,80665$ м/с², а в технічних розрахунках звичайно приймають $g=9,81$ м/с². Значення g було визначено як «середнє» в якомусь сенсі прискорення вільного падіння на Землі, приблизно дорівнює прискоренню вільного падіння на широті 45,5° на рівні моря. Реальне прискорення вільного падіння на поверхні Землі залежить від широти і варіюється від 9,780 м/с² на екваторі до 9,832 м/с² на полюсах. Воно може бути обчислено за емпіричною формулою:

$$g=9,780327 [1+0,0053024\sin^2(\varphi) - 0,0000058 \sin(2\varphi)] - 3,086 \cdot 10^{-6} h$$

де φ — широта розглянутого місця;

h — висота над рівнем моря.

Вивчення величини вільного падіння має важливе теоретичне і прикладне значення в геофізиці, геодезії, геології, космонавтиці та є основою науки — гравіметрія. За вимірюваннями g в різних точках визначається фігура Землі (геоїд) і розподіл мас в її надрах, а дані про різні аномалії (відхилення сили тяжіння від нормальної, яка визначається геометричними характеристиками геоїда) служать для пошуку і розвідки родовищ корисних копалин (рис. 6.1).

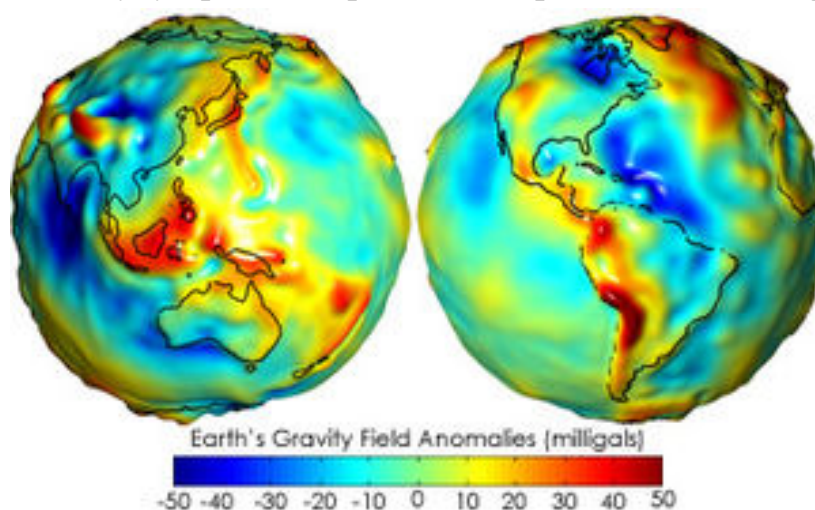


Рисунок 6.1 — Гравітаційні аномалії Землі (за даними супутникової місії GRACE (Gravity Recovery And Climate Experiment)).

Прилади для вимірювання сили тяжіння та відповідного прискорення вільного падіння називаються гравиметрами. Їх поділяють на статичні та динамічні. Статичні гравиметри засновані на зрівноважуванні сили тяжіння пружною силою. Динамічні гравиметри поділяються на струнні, маятникові і балістичні.

До появи лазерів при метрологічних, геофізичних і геодезичних вимірах гравітаційного поля Землі застосовували гравиметри, принцип дії яких заснований на використанні маятника, пружинних вагів або вільно падаючого тіла. Точність вимірювань таких гравиметрів оцінюється величиною порядку 10^{-4} - 10^{-5} . За останні роки значно поліпшені характеристики не тільки відносних, але й абсолютних гравиметрів. Абсолютні гравиметри забезпечують точність близько 1 мкГал ($\text{см}/\text{с}^2$).

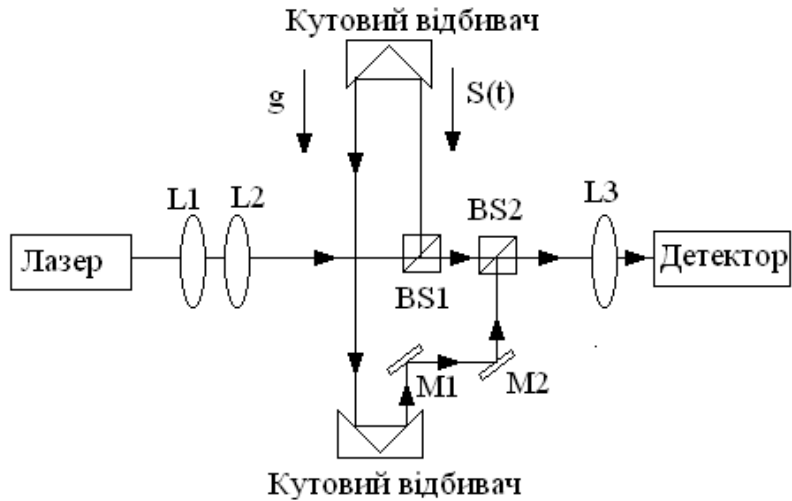
Особливо точні гравіметричні прилади для проведення фундаментальних фізичних досліджень, як правило, проектується в кріогенному виконанні з використанням лазерної інтерферометрії. Ці прилади в основному використовуються при спостереженнях опорних гравіметричних пунктів, вирішення задач геодинаміки, створення державного спеціального еталона (групового) одиниці вимірювань для гравіметрії, створення еталонних полігонів для калібрування відносних гравиметрів. Розроблені в даний час лазерні гравиметри є балістичними, забезпечують значно більшу точність вимірів (10^{-8} - 10^{-9}). Принцип дії лазерного гравиметра заснований на вимірюванні прискорення g вільно падаючого тіла, яке встановлено у вертикальному плечі лазерного інтерферометра

6.2 Абсолютний балістичний гравиметр.

Вимірювання абсолютного значення сили тяжіння засноване на реєстрації часу вільного падіння деякого пробного тіла відомої маси. Як вільно падаюче тіло зазвичай використовують трипельпризму, яка має у вершині магнітний наконечник і утримується у верхній частині вертикального плеча інтерферометра за допомогою електромагніту. Така призма малочутливі до розворотів.

Абсолютний балістичний гравиметр (АБГ) являє пристрій (рис. 6.2), в якому реалізована вакуумна механічна система і лазерний інтерферометр, що забезпечують:

- вільний рух пробного тіла в гравітаційному полі землі;
- вимір інтервалів шляху і часу під час руху пробного тіла.



исунок 6.2 – Оптична схема АБГ

Прискорення є похідною фізичною величиною, яка визначається як друга похідна від шляху за часом.

На рис. 6.3 показана форма реєстрованого аналогового і цифрового сигналів

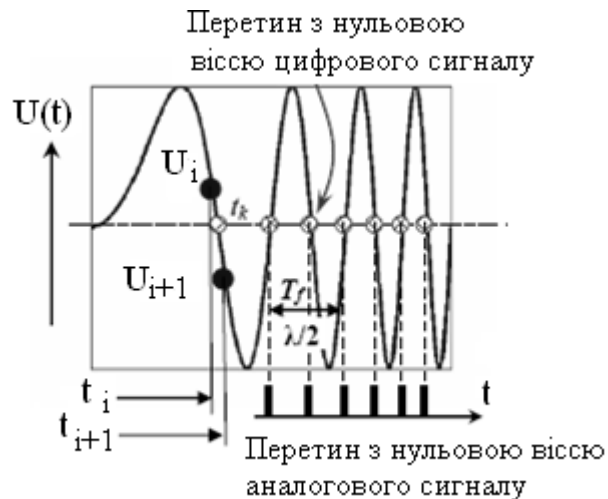


Рисунок 6.3 – Форма реєстрованого аналогового і цифрового сигналів

Прискорення вимірюється в одиницях довжини і часу, тому засобам абсолютних вимірювань прискорення вільного падіння мають бути передані розміри одиниць довжини і часу.

На рис. 6.4 наведено принцип визначення прискорення вільного падіння.

Принцип роботи абсолютних гравіметрів

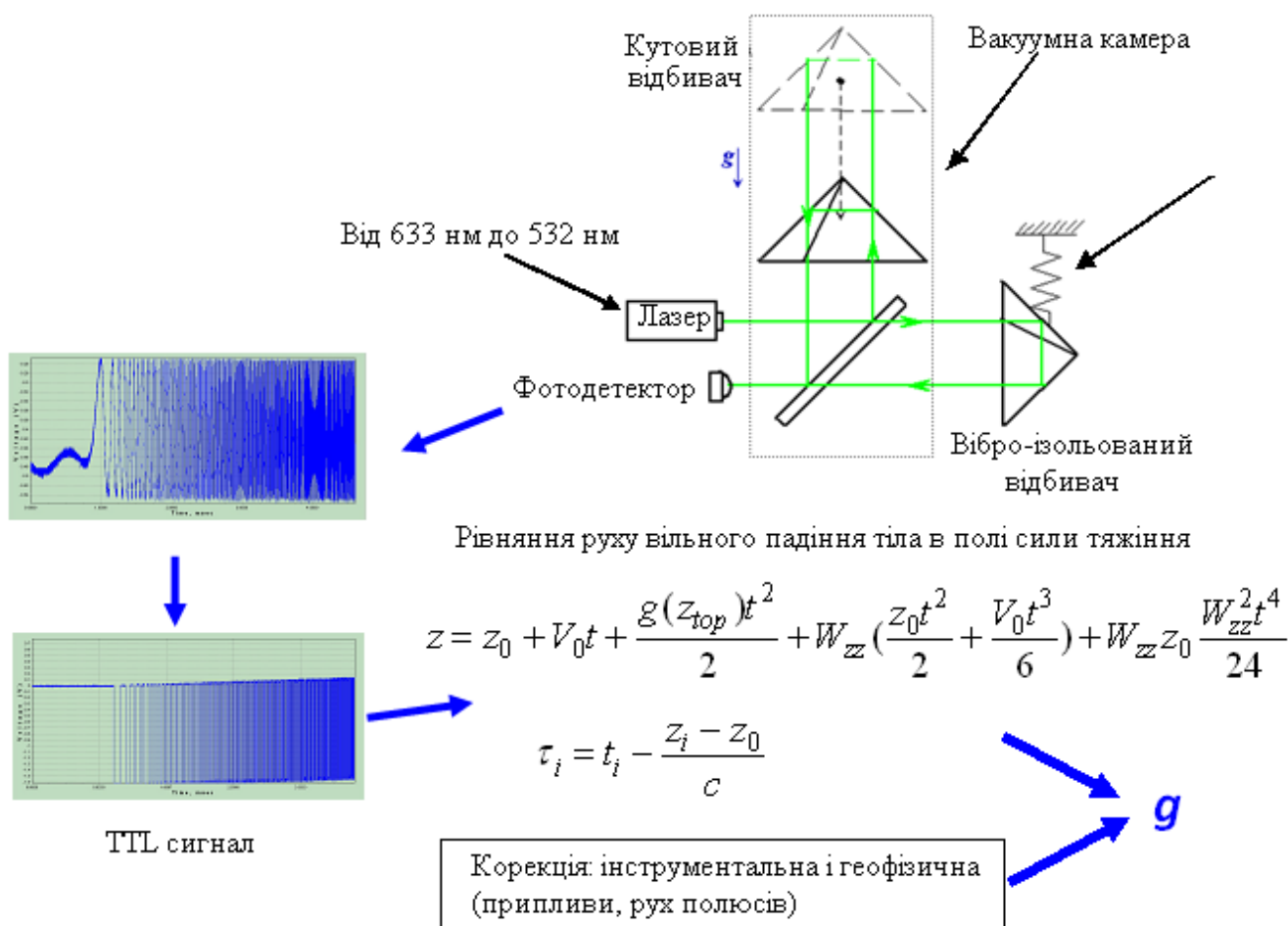


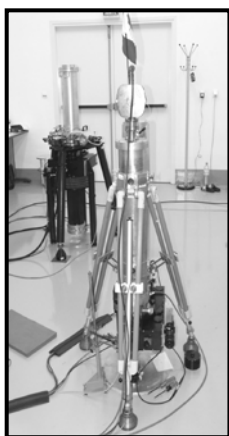
Рисунок 6.4 – Принцип визначення прискорення вільного падіння

На практиці калібруються тільки частота (довжина хвилі) лазерного випромінювання та частота вбудованого опорного стандарту частоти для виміру інтервалів часу.

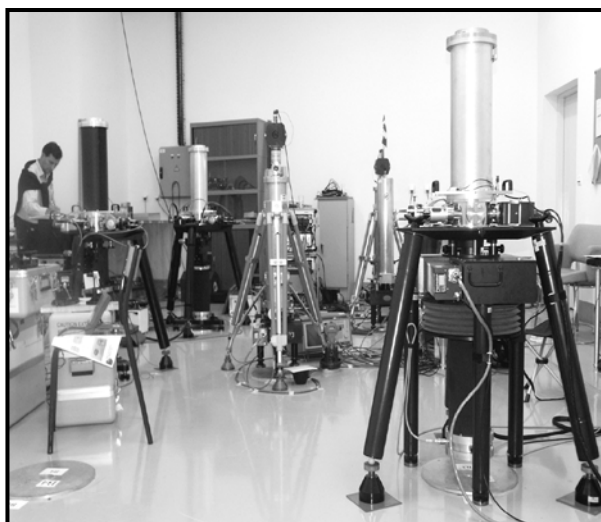
Похибка вимірювання переміщення пробного тіла в абсолютних гравіметрах (не менше 0.1 нм) значно менше похибки вимірювання довжини лазерними інтерференційними компараторами первинних еталонів довжини.

Єдиний спосіб визначення реальної похибки і точності вимірювання прискорення вільного падіння абсолютними балістичними гравіметрами – зв'єрення абсолютних гравіметрів.

На рис. 6.5 показано загальний вигляд АБГ, що були представлені на міжнародних з'єрненнях у Севрі.



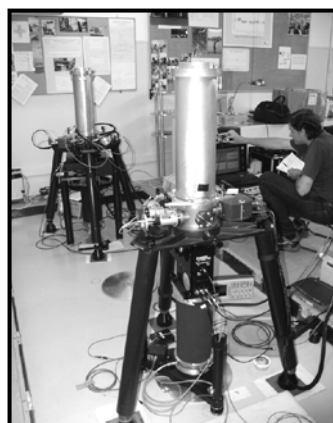
JILA-2 (Канада)



JILA, FG5 (Австрія, Канада, Іспанія, МБМВ)



GABL-G (Росія)



FG5-216 (Люксембург)



A10-008 (Німеччина)



FGC-1 (США)

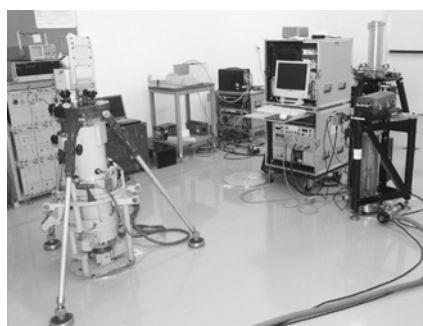


Рисунок 6.5 – Загальний вигляд АБГ, представлених на міжнародних збірках у Севрі

6.3 Градієнтометр

Градієнтометр гравітаційний — це прилад для вимірювання горизонтального градієнта прискорення сили тяжіння. Градієнтометр застосовують для детального дослідження структур, що викликають слабкі,

але швидко змінюючийся по горизонталі гравітаційні аномалії, переважно на залізородних і поліметалічних родовищах.

Зміна відстані між вільно падаючими, без початкової швидкості тілами в неоднорідному гравітаційному полі:

$$\delta z(t) = \frac{1}{2} \gamma_{zz} \Delta z_0 t^2,$$

де γ_{zz} – вертикальний градієнт гравітаційного поля;

Δz_0 – початкова відстань між пробними тілами;

t – час падіння.

Приклад.

Для $\gamma_{zz} = 3086 \text{ Етвеш}$ $3086 \times 10^{-9} \text{ с}^{-2}$ $\Delta z_0 = 20 \text{ см}$, $t = 0.25 \text{ с}$

отримуємо: $\delta z(t) = 19 \text{ нм}$.

Для вимірювання гравітаційного градієнта з похибкою 10 Етвеш необхідно вимірювати зміни оптичного шляху лазерного променя з похибкою 0.1 нм, що дорівнює 1/17 від довжини хвилі 633 нм лазерного випромінювання.

6.4. Гравіметричні мережі.

Гравіметричні мережі створюються для утворення систем опорних пунктів; ці пункти повинні бути закріплені центрами. Значення сили тяжіння на опорних пунктах визначають із вимірювань з наступною їх обробкою. Координати пунктів, значення сили тяжіння та інші необхідні дані повинні бути занесені в опис (формуляр) пункту і включені в базу гравіметричних даних.

Опорні пункти служать основою для детальних гравіметричних зйомок, як профільних, так і площинних; повторні вимірювання на цих пунктах використовуються для моніторингу часових варіацій сили тяжіння. Розрізняють наступні типи мереж:

- світові гравіметричні мережі з відстанями між пунктами від декількох сотень до декількох тисяч кілометрів. Вони створюються за міжнародними програмами;

- регіональні мережі з відстанями між пунктами від декількох кілометрів до сотень кілометрів. Вони створюються як національні мережі і, як правило, є фундаментальними гравіметричними мережами з мережами згущення;

- локальні гравіметричні мережі з відстанями від декількох сотень метрів до десятків кілометрів. Їх створюють переважно для цілей геофізики і геодинаміки.

Деякі основні положення, що стосуються вибору опорних гравіметричних пунктів і їх можна сформулювати так:

- рівномірний, наскільки можливо, розташування опорних пунктів на території робіт, винятком можуть бути локальні геодинамічні мережі;

- світові і регіональні мережі повинні містити певну кількість пунктів для безперервних і повторних спостережень;

- геологічна, сейсмічна і гідрологічна стабільність в околицях пунктів;

- стабільну основу для установки приладу (наземні заснування в будівлях, пілони, скельні підстави, бетонна підлога), закріплення пункту; вигідно використовувати існуючі центри планових або високих геодезичних мереж;

- визначення 2-3 пунктів - супутників ($\pm 0,01 \div 0,1$ мкм·с⁻²) для контролю незмінності основного пункту щодо фундаментальної гравіметричної мережі (відстань до супутників від декількох сотень метрів до декількох кілометрів, $\Delta g \leq 100$ мкм·с⁻²);

- визначення планових координат і висот відносно пунктів національних геодезичних мереж;

- планова (± 1 см) і висотна (± 1 мм) прив'язка до подальших пунктах;

Щільність пунктів і точність гравіметричної зйомки залежать від розмірів території, виду і величини досліджуваних особливостей поля сили тяжіння або розподілу аномальних мас, що породжують це поле. При регіональних зйомках (національні гравіметричні, зйомки загального призначення) прагнуть до рівномірного розподілу пунктів, локальні зйомки більше орієнтовані на виявлення особливостей поля; для деяких спеціальних завдань виконують зйомку за профілями. При виборі пунктів намагаються уникати близьких збурюючих мас (наприклад, крутих схилів) і створюють такий розподіл пунктів, яке було б представницьким як в плані, так і по висоті (наприклад, в гірській місцевості пункти не вибирають тільки в долинах). Помилка точкових аномалій визначається помилками вимірювань сили тяжіння і гравіметричної редуції.

Контрольні запитання та завдання

1. Яка особливість переміщення катафота в гравіметрі?
2. Наведіть математичний опис сигналу інтерференції у гравіметрі.
3. Який принцип роботи градієнтометра?

4. 7 ЛАЗЕРНИЙ ДОПЛЕРІВСЬКИЙ АНЕМОМЕТР

7.1 Завдання та особливості лазерної анемометрії

Лазерна доплерівська анемометрія (від грецького "anemos" – вітер, рух) – метод безконтактного вимірювання швидкості руху газоподібних, рідких і твердих середовищ, що містять світлорозсіюючі неоднорідності. Цей метод широко використовується в наукових дослідженнях і технічних застосуваннях. Лазерні доплерівські анемометри (ЛДА) дозволяють вирішувати велике коло завдань: від дослідження повільних напрямків руху в капілярах і живих клітинах до дистанційних вимірювань турбулентної швидкості потоків газу в надзвукових трубах і швидкості вітру в атмосфері. Величини вимірюваних швидкостей лежать у діапазоні від декількох мкм/с до декількох км/с.

Частки, що рухаються разом з газовим потоком, розглядаються як приймачі світлових хвиль від нерухомого джерела і водночас – як передавачі-ретранслятори оптичного випромінювання до нерухомого спостерігача. Частота розсіяного випромінювання в точці спостереження дорівнює:

$$\tilde{\nu} = \frac{\nu}{1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}}{c}}, \quad (7.1)$$

де ν – частота випромінювання джерела;

c – швидкість світла;

u – проекція швидкості частки в напрямку на точку спостереження.

Отже, доплерівська частота дорівнює:

$$\nu_D = \tilde{\nu} - \nu = \frac{\nu}{c} \cdot \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}}{1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}}{c}} \approx \frac{1}{\lambda} \vec{u} \cdot \vec{l}, \quad (7.2)$$

враховуючи, що $|u| \ll c$.

У реальному експерименті спостерігається розсіяне оптичне випромінювання, частота якого зрушена на величину, прямо пропорційну швидкості розсіюючої частинки.

Таким чином, перше практичне завдання, від вирішення якого залежить ефективність застосування лазерного доплерівського методу вимірювання швидкості, полягає в тому, щоб вимірювати не абсолютне значення оптичної частоти, а радіочастоту, рівну різниці двох оптичних частот – опорної і розсіяної.

Тому на практиці застосовується накладення двох розсіяних світлових хвиль, внаслідок чого на фотоприймачі реєструється сигнал з частотою, що дорівнює різниці частот двох розсіяних хвиль:

$$\tilde{\nu}_1 - \tilde{\nu}_2 = \nu \left(\frac{1}{1 - \frac{1}{c} \vec{u} \cdot \vec{l}_1} - \frac{1}{1 - \frac{1}{c} \vec{u} \cdot \vec{l}_2} \right) \approx \frac{1}{\lambda} \vec{u} \cdot (\vec{l}_1 - \vec{l}_2) = \nu_D, \quad (7.3)$$

при $|\vec{u}| \ll c$.

Отже, доплерівська частота сигналу на виході фотоприймача залежить від довжини хвилі лазерного випромінювання, швидкості частинок і геометрії оптичної системи. Ця формула є основним рівнянням лазерної доплерівської анемометрії і в принципі є дуже точною (її похибка становить менше $10^{-5} \%$), оскільки її параметри не залежать від властивостей середовища (температури, тиску тощо) і не вимагають градування з допомогою еталона – достатньо їх точно розрахувати. Тому сумарна похибка визначення швидкості газового потоку визначається похибкою вимірювання доплерівської частоти.

Друге практичне завдання полягає у виборі розсіюючих частинок і, відповідно, у виборі напрямку реєстрації розсіяного випромінювання. Існує чітка теорія розсіювання електромагнітних хвиль на сферичних об'єктах. Найбільший інтерес для доплерівських вимірювань являють граничні випадки, а саме, коли – довжина хвилі набагато менше розміру розсіюючої частинки і коли порівняна з розміром частки. Зі зменшенням розміру частинок різко зменшується інтенсивність розсіяного світла; тому для оцінки їх придатності в лазерній доплерівській анемометрії необхідно точно знати оптичні властивості дискретних розсіювачів, які характеризуються амплітудними функціями розсіювання. Амплітудні функції розсіювання залежать від оптичних і геометричних властивостей частинок, кута розсіювання та кута азимуту і знаходяться з розв'язання рівнянь Максвелла з заданими граничними умовами. Знання амплітудних функцій розсіювання дозволяє повністю визначити параметри розсіяного випромінювання (поляризацію, амплітуду і фазу розсіяної хвилі).

Для лазерної анемометрії найбільший інтерес являють частинки з розміром, порівняним з довжиною хвилі лазерного випромінювання. На жаль,

явний вигляд амплітудних функцій розсіювання відомий тільки для обмеженої кількості випадків розсіювання: для сферичних частинок з діаметром $a < 0.03\lambda$ (випадок Релеєвського розсіювання) і для $a > 0.03\lambda$ (область розсіювання Лоренца-Мі). Виявилось, що амплітудні функції розсіювання залежать тільки від трьох параметрів: відносного комплексного показника заломлення частинок, відносного розміру часток $\rho = 2\pi a/\lambda$ і кута перетину 2θ .

Інша частина завдання за вибором світлорозсіюючих частинок полягає у виборі матеріалу. Оскільки для металевих розсіюючих частинок напрям поширення розсіяного поля зворотний напрямку падаючої хвилі, а для діелектричних частинок напрям поширення розсіяного поля збігається з напрямком падаючого поля. Таким чином, у залежності від використовуваних частинок конструкція анемометра має забезпечувати роботу, або на зворотному або на прямому розсіяному полі. Або забезпечувати роботу на обох напрямках.

У лекції, на прикладі диференціальної схеми ЛДА, що отримала зараз найбільше поширення, розбираються основні принципи лазерної доплерівської анемометрії.

7.2 Принцип роботи ЛДА

Принцип роботи ЛДА заснований на ефекті Доплера, суть якого полягає в залежності частоти випромінювання світла, відбитого або розсіяного об'єктом, що рухається, від швидкості його руху. Якщо на об'єкт, що рухається зі швидкістю U , направити монохроматичне випромінювання з частотою ω_0 (рис. 6.1, а), то відбите (розсіяне) випромінювання, внаслідок ефекту Доплера, матиме частоту $\omega_{роз}$, що відрізняється від частоти падаючого випромінювання. Доплерівський зсув частоти (д.з.ч.) визначається виразом:

$$d\omega_d = \omega_{роз} - \omega_0 = \vec{K} \cdot \vec{U}, \quad (7.4)$$

де $\vec{K}_{роз} = \vec{k}_{роз} - \vec{k}_0$ – різницевий хвильовий вектор;

\vec{k}_0 – хвильовий вектор падаючого випромінювання;

$\vec{k}_{роз}$ – хвильовий вектор розсіяного випромінювання.

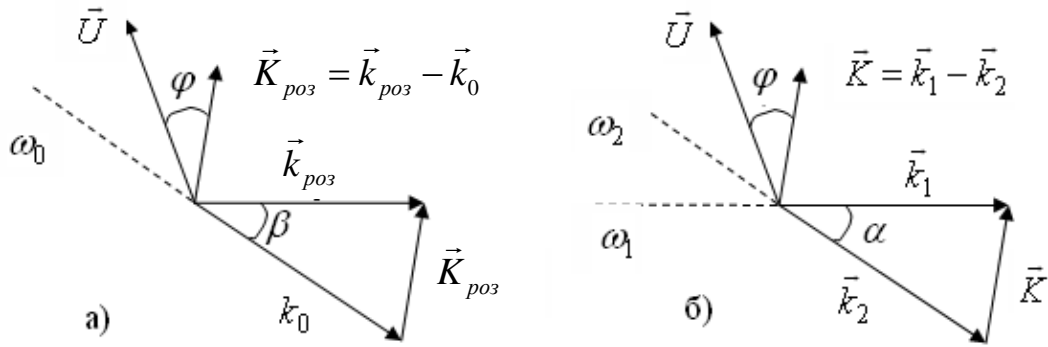


Рисунок 7.1 – Взаємне розташування векторів розсіювання у схемі з одним (а) і двома (б) зондувальними пучками

З урахуванням введених на рис. 6.1 позначень:

$$d\omega_d = \frac{4\pi}{\lambda_0} n |\vec{U}| \sin \frac{\beta}{2} \cos \varphi, \quad (7.5)$$

де n – показник заломлення середовища;

λ_0 – довжина хвилі падаючого випромінювання у вакуумі.

Характерною особливістю виразу (7.4) є лінійна залежність д.з.ч. від величини швидкості, причому коефіцієнт пропорційності залежить від геометрії схеми (кутів β і φ) та оптичних властивостей середовища.

Розглянемо тепер схему з двома зондувальними пучками, що мають хвильові вектори \vec{k}_1 і \vec{k}_2 і близькі частоти ω_1 і ω_2 (рис. 7.2). Різниця д.з.ч. хвиль, розсіяних в одному напрямі двома пучками, визначається співвідношенням:

$$\delta\omega_d = \omega_{1\text{роз}} - \omega_{2\text{роз}} = \omega_m - \vec{K} \cdot \vec{U}, \quad (7.6)$$

де $\omega_m = \omega_1 - \omega_2$ – різницева частота, яка з причини, поясненої нижче, часто називається частотою модуляції;

$\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ – вектор чутливості, модуль якого дорівнює:

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot 2 \cdot \sin \frac{\alpha}{2}, \quad (7.7)$$

$$\text{де } \lambda = \frac{2c}{\omega_1 + \omega_2}.$$

Зазначимо, що різниця частот (7.6) не залежить від напрямку спостереження. Такі схеми називаються диференціальними. При $\omega_m = 0$ і з урахуванням (9.6), (9.7), а також позначень, введених на рис. 7.1, б, маємо:

$$\delta\omega_d = \frac{4\pi}{\lambda} n |\vec{U}| \sin \frac{\alpha}{2} \cos \varphi. \quad (7.8)$$

Формули (7.5) – (7.8) дозволяють розраховувати д.з.ч. за відомої швидкості об'єкта і заданим напрямом падаючих і розсіяних пучків. З них же можна знайти і величину проекції вектора швидкості \vec{U} на обраний напрям, обумовлений векторами $\vec{K}_{роз}$ і \vec{K} за відомої величини $\delta\omega_d$.

Принцип роботи диференціальної схеми ЛДА можна пояснити, і не використовуючи ефект Доплера. Суть цього пояснення полягає в наступному: частка, що рухається, розсіює випромінювання в інтерференційному полі, яке утворюється в області перетину двох когерентних пучків.

Для того щоб показати еквівалентність обох підходів, розглянемо картину інтерференції. Для простоти вважатимемо, що перетинаються дві плоскі монохроматичні хвилі (рис. 7.1), електричні вектори яких запишемо у такому вигляді:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1(\vec{r}, t) &= \vec{E}_{01} \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r}), \\ \vec{E}_2(\vec{r}, t) &= \vec{E}_{02} \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r}), \end{aligned} \quad (7.9)$$

де \vec{E}_{01} і \vec{E}_{02} – вектори амплітуди падаючих хвиль.

Усереднена за проміжок часу $\tau \left(\frac{4\pi}{|\omega_1 - \omega_2|} \gg \tau \gg \frac{4\pi}{\omega_1 - \omega_2} \right)$ інтенсивність світла дорівнюватиме $I(\vec{r}, t) = I_1(\vec{r}) + I_2(\vec{r}) + 2\sqrt{I_1(\vec{r})I_2(\vec{r})} \cos(\omega_m t - \vec{K} \vec{r})$.

Таким чином, в області перетину двох когерентних монохроматичних пучків з різними частотами утворюється періодично змінюваний у часі розподіл інтенсивності, еквівалентний біжучій світловій решітці. Напрямок руху решітки

та її період визначаються вектором чутливості \vec{K} , а швидкість руху світлих і темних смуг – різницею частот інтерферуючих хвиль.

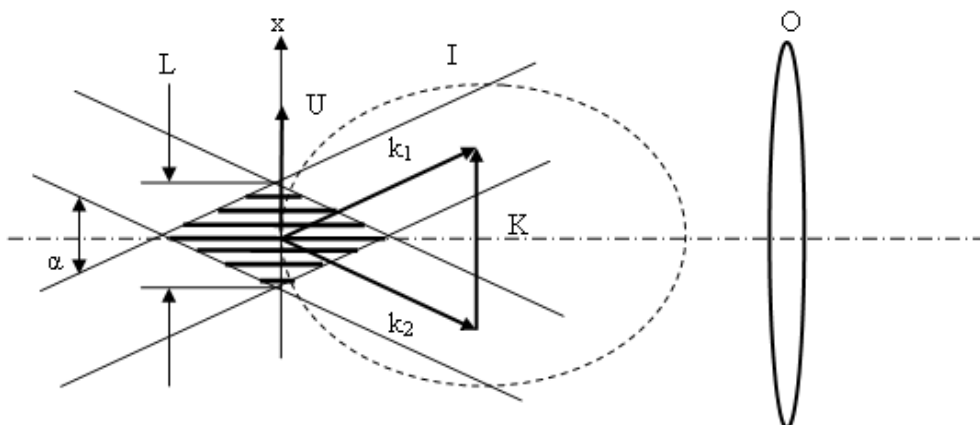


Рисунок 7.2 – Інтерференційна модель ЛДА (I – індикатриса розсіювання, O – приймальний об'єктив)

Якщо $\omega_m = 0$, тобто частоти інтерферуючих хвиль збігаються, то має місце стаціонарна інтерференційна картина. Видність цієї інтерференційної картини V дорівнює:

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}. \quad (7.10)$$

При рівності інтенсивностей інтерферуючих хвиль видність максимальна і дорівнює 1.

Період зміни інтерференційних максимумів і мінімумів інтенсивності у площині, перпендикулярній бісектрисі кута α , дорівнює:

$$\Lambda = \frac{2\pi}{K} = \frac{\lambda}{2\sin \alpha/2}. \quad (7.11)$$

Чим менший кут між падаючими пучками, тим більше період інтерференційної картини. Так, при $\alpha = 60^\circ$ і $\lambda = 0.63$ мкм період $\Lambda = 0,63$ мкм, а при $\alpha = 20^\circ$ $\Lambda = 109$ мкм.

Нехай в області перетину пучків рухається мала в найпростішому випадку сферична (радіуса $r < \Delta$) частка зі швидкістю, яка характеризується

вектором \vec{U} . Потужність розсіяного цієї часткою випромінювання залежить від її місця розташування, розміру й оптичних характеристик. Якщо частка перебуває в центрі світлої інтерференційної смуги, вона розсіює максимальну потужність, а якщо в центрі темної смуги – мінімальну. Потужність, розсіяну частинками, що рухаються зі швидкістю U через вимірювальний об'єм, можна записати у такому вигляді:

$$P_{роз}(t) = P_1(t) + P_2(t) + 2\sqrt{P_1(t)P_2(t)}\xi \cos\left(\left(\omega_m - \vec{K}\vec{U}\right)t + \varphi_0\right), \quad (7.12)$$

де $P_1(t) = A(t)e^{i2\omega_1 t}$, $P_2(t) = A(t)e^{i2\omega_2 t}$.

Коефіцієнт ξ зазвичай приймає значення від 1 до 10^{-2} в залежності від умов узгодження амплітуд, фаз і стану поляризації розсіяних хвиль у межах приймальної апертури, а також від величини відношення r/Λ .

З рівняння (7.12) видно, що усереднена за часом розсіяна потужність змінюється з частотою рівною:

$$\Omega = \left| \omega_m - \vec{K}\vec{U} \right| \quad (7.13)$$

і збігається з д.з.ч. у виразі (7.6). У випадку $\omega_m = 0$ (частоти пучків рівні) реєстрація д.з.ч. не дає інформації про знак швидкості (7.13).

Розглянемо випадок біжучої інтерференційної картини ($\omega_m \neq 0$). Якщо частинка рухається в ту саму сторону, що і інтерференційні смуги, то $\Omega < \omega_m$; якщо частка рухається назустріч смугам, то $\Omega > \omega_m$. Таким чином, ЛДА чутливий не тільки до величини проекції швидкості частки на вектор чутливості, а й до знаку проекції швидкості.

7.3 Блок-схема ЛДА. Характеристика основних елементів

Розглянемо в загальному вигляді основні функціональні блоки ЛДА, які дозволяють уявити в цілому роботу вимірювача швидкості, його можливості й вимоги, що висуваються до різних її елементів.

Блок-схема ЛДА, побудованого за диференціальною схемою, зображена на рис. 7.3. Джерелом когерентного випромінювання є лазер, як правило безперервної дії, хоча в деяких випадках можливе застосування також імпульсних лазерів.

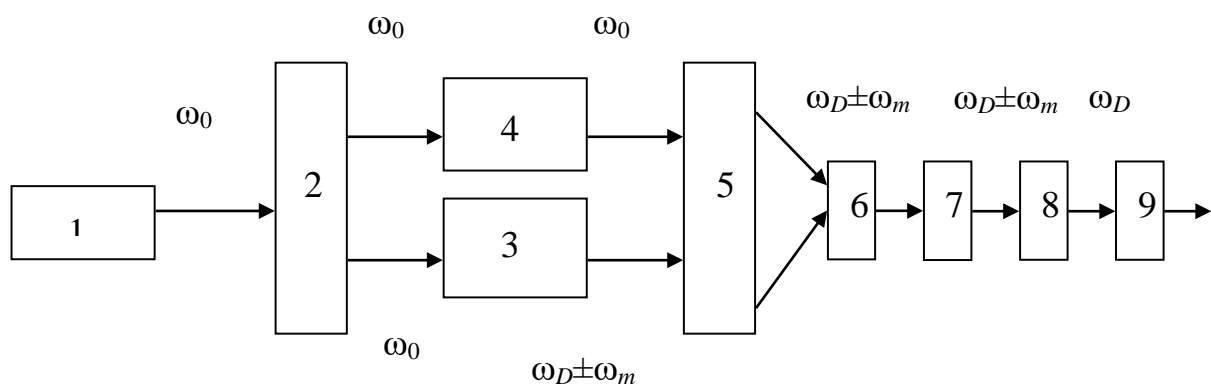


Рисунок 7.3 – Блок-схема диференціального ЛДА з частотною модуляцією пучка[^]

- 1 – лазер; 2 – блок формування пучків; 3 – односмуговий модулятор;
 4 – лінія затримки; 5 – блок передавальної оптики; 6 – досліджуваний об'єкт,
 7 – блок приймальні оптики; 8 – блок виділення д.с.ч.;
 9 – пристрій обробки сигналу

Випромінювання лазера у блоці (2) ділиться на два пучки, один з яких у значучливих ЛДА пропускається через односмуговий модулятор (3), зсуваючий частоту ω_0 випромінювання на величину ω_m (яка тому й називається частотою модуляції). Для зсуву частоти часто використовується акусто оптичний ефект. Один з пучків у деяких вимірниках проходить через лінію затримки (4) для вирівнювання довжини оптичного шляху. Блок передаючої оптики (5) направляє зондувальні пучки на досліджуваний об'єкт (6), що містить рухомі світлорозсіюючі частинки. Для транспортування випромінювання до вимірювального об'єкта часто використовують оптичні хвилеводи. Для збільшення світлосили методу розсіяне світло збирається приймальною оптикою (7) і направляється на блок виділення д.з.ч. (8). Виділений сигнал, що містить інформацію про швидкість руху частинок в області перетину пучків, обробляється у блоці 9.

Дамо стисло характеристику основних елементів ЛДА і розглянемо вимоги, які висуваються до них.

1) Лазер. Основними параметрами, що характеризують лазер, як джерело випромінювання у ЛДА, є довжина хвилі випромінювання λ_0 , спектр

випромінювання, тип коливань і потужність. Вибір конкретного типу лазера обумовлюється завданням, для якого призначено ЛДА. Наприклад, CO_2 -лазери мають велику потужність (до декількох десятків Вт у режимі безперервного випромінювання), довжина хвилі випромінювання яких $\lambda_0 = 10$ мкм лежить в інфрачервоній області спектра. Таке випромінювання сильно поглинається рідинами, що виключає можливість їх застосування для дослідження гідродинамічних потоків. З іншого боку, велика потужність CO_2 -лазерів дозволяє створювати ЛДА, які призначені для дослідження повітряних потоків, що містять аерозолі, на відстанях до декількох кілометрів.

Довжина хвилі λ_0 визначає мінімальний розмір області перетину пучків, тобто величину вимірювального об'єма. Навіть якщо пучки фокусуються і перетинаються в перетяжках, то поперечний розмір перетяжки обмежений дифракційною межею, яка тим менше, чим менше λ_0 . Велика локальність вимірювань особливо важлива під час вирішення таких завдань, як дослідження мікроструктури турбулентних потоків, вимірювання швидкості течії в мікрокапілярах тощо. Важливим параметром лазерного випромінювання є його спектр, тобто тимчасова когерентність. Для отримання добрих характеристик ЛДА, як за просторовим вирішенням, так і за відношенням сигнал / шум, випромінювання лазера повинно мати найнижчий поперечний тип коливань TEM_{00} . Під час вимірювання малих швидкостей лазери можуть працювати на декількох повздовжніх типах коливань, коли д.з.ч. менше частотного інтервалу між цими типами коливань. Під час вимірювання великих швидкостей, як правило, потрібні одночастотні лазери.

Потужність лазерів визначає чутливість установки. У разі великої концентрації розсіюючих частинок, що характерно, наприклад, для двофазних потоків і твердих тіл з шорсткими поверхнями, можливе застосування лазерів невеликої потужності (близько одиниць мВт). Як правило, в цьому випадку широкого використання набули He-Ne або напівпровідникові лазери. Якщо ЛДА застосовується для дослідження структури потоків газу з малою концентрацією світлорозсіюючих частинок, то тут необхідно використовувати лазер великої потужності, наприклад, аргонний або CO_2 .

2) Блок формування пучків може бути влаштований по-різному. Вихідний пучок можна розділити на два за амплітудою або за фронтом. У першому випадку, як правило, використовується ділительний кубик, пластинка або напівпрозоре дзеркало. У другому випадку – призми або маски тієї чи іншої форми.

3) Як односмуговий модулятор, що здійснює зсув частоти випромінювання в одному з двох пучків (у знаочутливих ЛДА), найчастіше використовується акусто- або електрооптичні перетворювачі та обертові дифракційні решітки.

4) Лінія затримки призначена для вирівнювання довжин оптичних шляхів пучків. Допустима різниця ходу визначається довжиною когерентності l_k використовуваного лазера. Для ефективного виділення д.с.ч. необхідно, щоб різниця ходу була меншою l_k . Оскільки $l_k \approx Z/N$, де Z — довжина резонатора, а N — число одночасно генерованих поздовжніх мод, то в більшості систем ЛДА це вирівнювання не являє серйозних проблем. Часто лінії затримки взагалі відсутні.

5) Блок передавальної оптики здійснює зведення пучків в область, де проводяться вимірювання. У тих випадках, коли важлива локальність вимірювання, пучки спеціально фокусуються. У найпростішому випадку цей блок являє собою фокусуючу лінзу або об'єктив. У деяких випадках лінза або об'єктив ставиться в кожний пучок, а зведення пучків в область вимірювання здійснюється поворотними дзеркалами.

7) Блок приймальної оптики, як правило, являє собою лінзу або об'єктив, іноді зі змінною апертурою. У випадках, коли д.з.ч. виділяється зі світла, розсіяного назад (наприклад, під час вимірювання швидкості руху оптично непрозорого твердого тіла), функції приймальної оптики може виконувати передаюча лінза. Завдання блока приймальної оптики полягає в тому, щоб зібрати на фотоприймач розсіяне випромінювання з вимірювального об'єму в якомога більшому тілесному куті.

8) Функції блока виділення д.з.ч. виконують фотоприймачі (ФП): фотодіоди (ФД) або фотопомножувачі (ФЕП), що мають велику чутливість і добру швидкодію. Під час вибору конкретного типу ФЕП або ФД беруть до уваги всі його характеристики: коефіцієнт підсилення, спектральну й частотну характеристики, темновий струм, граничну чутливість. Особливо ретельний вибір ФП робиться при вимірах швидкості руху слабо розсіюючих середовищ, коли реєстрація розсіяного випромінювання ведеться в режимі рахунку фотонів. У диференціальних схемах ЛДА ФП здійснює виділення д.з.ч. шляхом прямого фотодетектування коливань інтенсивності розсіяного світла, перетворюючи їх у коливання сили фотоструму. Частотно модульований вихідний струм ФП і є вихідним сигналом ЛДА.

9) Пристрій обробки сигналу перетворює інформацію, яка знаходиться у фотострумі, в зручну для користувача форму. При цьому використовуються або

аналогові, або цифрові методи, або їх комбінація. Більш докладно охарактеризуємо ці методи після того, як розглянемо властивості сигналу ЛДА.

На рис. 7.4 наведено приклади диференційних оптичних схем ЛДА прямого (а) та зворотнього розсіювання.

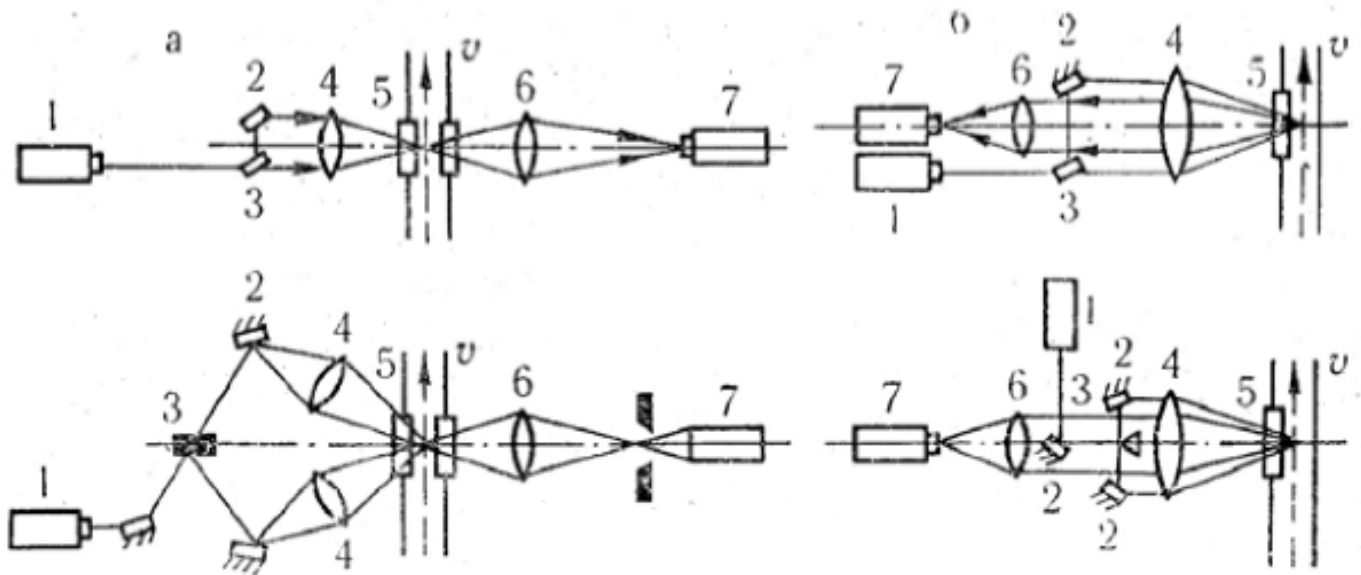


Рисунок 7.4. — Диференційні оптичні схеми ЛДА прямого (а) та зворотнього розсіювання: 1 — лазер; 2 — поворотні дзеркала; 3 — світлоділільний пристрій; 4 — формуюча оптика; 5 — область дослідження; 6 — приймальна оптика; 7 — фотодетектор.

7.4 Властивості сигналу ЛДА

Якщо частина світла, розсіяного деякою часткою при перетині нею інтерференційного поля, потрапляє у блок приймальної оптики і далі на фотоприймач, то на виході фотоприймача з'являється імпульс фотоструму, промодульованих частотою ω_d (рис. 7.5).

Тривалість імпульсу T визначається часом перебування частки у вимірювальному об'ємі – області перетину пучків: $T = L/U$, де L — розмір цієї області в напрямку руху частинки (рис. 7.2), U — швидкість частки. Глибина модуляції визначається відносно інтерференційної картини (7.4). Очевидно, що енергетичний спектр цього імпульсу (рис. 7.6) містить низькочастотну складову, а також власне доплерівську складову, зміщену щодо нульової частоти на $\Omega^+ = \omega_m + \omega_d$ або $\Omega^- = \omega_m - \omega_d$ (в залежності від напрямку швидкості U частки). Низькочастотна складова спектра зумовлена як постійною складовою сигналу з фотоприймача, так і фліккер-шумом джерела

випромінювання і фотоприймача. Ширина доплерівської складової спектра $d\Omega = 2\pi U/L$, а отже, і невизначеність у знаходженні частоти і проекції швидкості тим більше, чим менше вимірювальний об'єм, тобто чим вище локальність вимірювання. Якщо інтерференційне поле перетинає потік випадково розташованих часток, як наприклад, у разі розсіювання на обертовому матовому диску, то сигнал на виході фотоприймача являє собою суперпозицію радіоімпульсів, що мають різну амплітуду, тривалість і початкову фазу. Якщо врахувати, що розсіюючі властивості частинок також можуть значно відрізнятися, то неважко уявити собі, як виглядає реальний сигнал (див. рис. 7.7) і його вибіркового спектра (див. рис. 7.8).

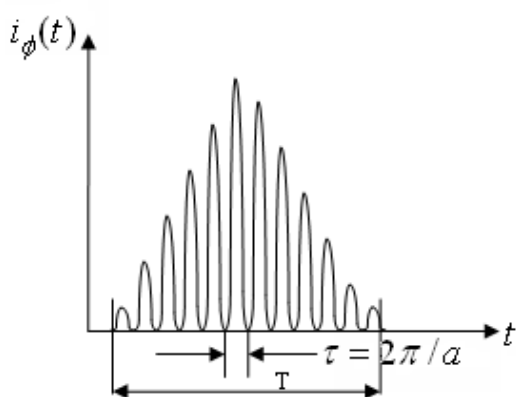


Рисунок 7.5 – Імпульс фотоструму від однієї частинки

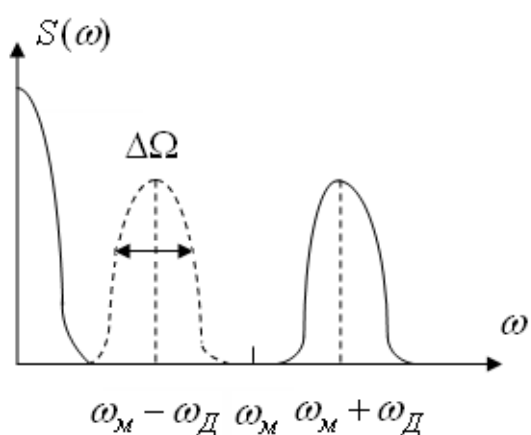


Рисунок 7.6 – Енергетичний спектр імпульсу фотоструму від однієї частинки

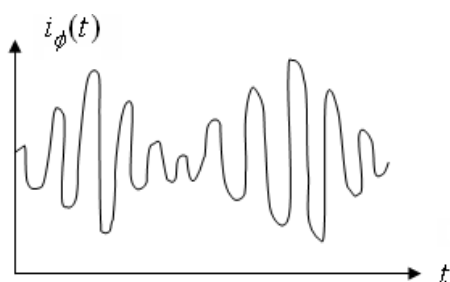


Рисунок 7.7 – Приклад реалізації реального сигналу ЛДА

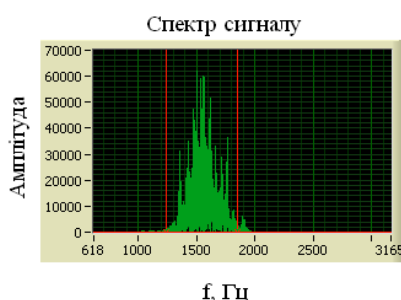


Рисунок 7.8 – Вибірковий спектр первинного сигналу

Для того щоб з такого квазістохастичного сигналу вилучати інформацію про швидкість руху досліджуваного об'єкта, розроблені різні методи його обробки. Найпростішим з них є вимірювання несучої частоти сигналу з допомогою частотоміра. Спектральний аналіз дозволяє більш точно виділити

доплерівську складову в енергетичному спектрі сигналу з фотоприймача. Щоб підвищити точність цих вимірів, звичайно, попередньо пропускають сигнал через смуговий фільтр, відрізаючи низькочастотну компоненту з фліккершумом і високочастотні шуми. Існують і більш складні спеціальні методи, які здійснюють, наприклад, аналогову або цифрову демодуляцію сигналу. У цьому випадку говорять про застосування спеціалізованих процесорів доплерівського сигналу.

Контрольні запитання та завдання

1. Яким є призначення анемометрії?
2. Які фізичні ефекти лежать в основі роботи анемометра?
3. Які існують схеми анемометрії?
4. Наведіть оптичну схему лазерного анемометра.
5. Що забезпечує модуляція лазерного сигналу в анемометрії?

8 ВОЛОКОННИЙ ГІРОСКОП

8.1. Призначення та принципи роботи гіроскопа.

Гіроскоп виконує функції детектора кутової швидкості в інерціальному просторі й по праву може називатися абсолютним тахометром, будучи структурним елементом інерціальної навігаційної системи, що обробляє інформацію про місцезнаходження літака або судна з метою виведення його на курс. До складу цієї системи входять три гіроскопи для виміру швидкості обертання навколо трьох ортогональних осей, три акселерометри – для визначення швидкості й відстані в напрямку трьох осей і комп'ютер – для обробки вихідних сигналів цих приладів. До літакових гіроскопів висуваються дуже високі вимоги: роздільна здатність і дрейф нуля $0,01^\circ/\text{год}$, динамічний діапазон 6 порядків, висока стабільність (10^{-5}) масштабного коефіцієнта перетворення кута повороту у вихідний сигнал. Дотепер застосовувалися переважно механічні гіроскопи, які працюють на основі ефекту втримання осі обертання тіла в одному напрямку інерційного простору (закон збереження моменту кількості руху). Це дорогі прилади, оскільки потрібна висока точність форми тіла обертання й мінімальне можливе тертя підшипників. На відміну від механічних, оптичні гіроскопи, наприклад, волоконно-оптичні, створені на основі ефекту Саньяка, мають структуру статичного типу, у якої ряд переваг, основні з яких: відсутність рухливих деталей і, отже, стійкість до прискорення; простота конструкції; короткий час запуску; висока чутливість; висока лінійність характеристик; низька споживана потужність; висока надійність.

Крім того, можливе зниження вартості волоконно-оптичних гіроскопів за рахунок впровадження оптичних інтегральних схем. Поряд з використанням у літаках і на суднах можна очікувати в міру прогресу в техніці гіроскопів застосування їх в автомобілях, роботах тощо. Принцип дії оптичного гіроскопа заснований на ефекті Саньяка (рис. 8.1).

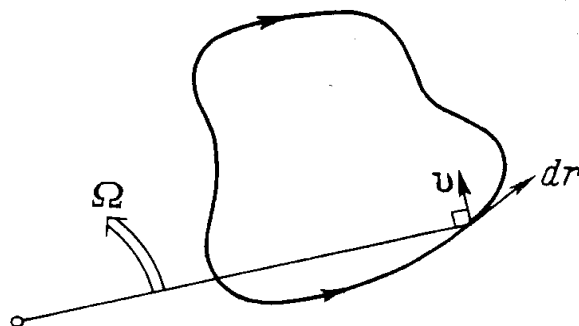


Рисунок 8.1 – Принцип дії оптичного гіроскопа на ефекті Саньяка

За круговим оптичним шляхом, як показано на рис. 8.2, завдяки розщеплювачу променя світло поширюється у двох протилежних напрямках. Якщо при цьому система перебуває в спокої відносно інерціального простору, обидва світлових променя поширюються зустрічно за оптичним шляхом однакової довжини. Тому при додаванні променів у розщеплювач по завершенні шляху немає фазового зрушення. Однак коли оптична система обертається в інерціальному просторі з кутовою швидкістю Ω , між світловими хвилями виникає різниця фаз. Це явище й називається ефектом Саньяка.

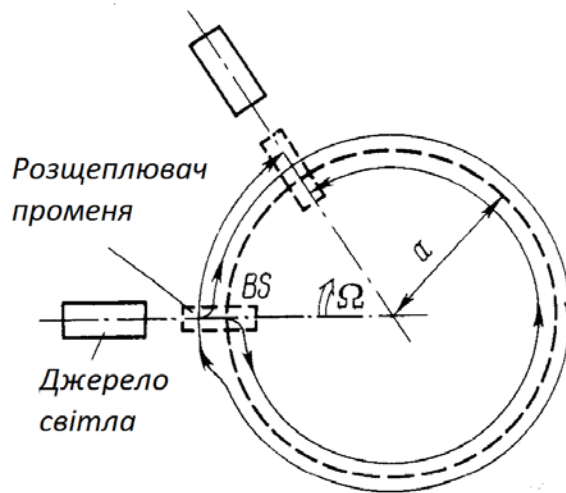


Рисунок 8.2 – Принцип виникнення ефекту Саньяка

Нехай коефіцієнт заломлення на оптичному шляху $n=1$. При радіусі оптичного шляху за час досягнення розщеплювача променів світлом, що рухається за годинниковою стрілкою, виражається як:

$$t_r = (2\pi a + a\Omega t_r) / c, \quad (8.1)$$

у протилежному напрямку:

$$t_l = (2\pi a - a\Omega t_l) / c. \quad (8.2)$$

З формул (8.1) і (8.2) різниця часу поширення двох світлових хвиль з урахуванням $c \gg a\Omega$:

$$\Delta t = t_r - t_l = \frac{4\pi a^2}{c^2} \Omega = \frac{4S}{c^2} \Omega, \quad (8.3)$$

де S – площа, облямована оптичним шляхом.

Це означає, що з'являється різниця довжини оптичних шляхів:

$$\Delta L = \frac{4S}{c} \Omega, \quad (8.4)$$

або, інакше кажучи, різниця фаз:

$$\Delta \psi = \frac{4kS}{c} \Omega, \quad (8.5)$$

де k – хвильове число.

Формула (8.5) випливає з формули (8.3) при допущенні, що $n=1$ і оптичний шлях має кругову форму, але можливо довести, що формула (8.5) є основою для ефекту Саньяка. Вона не залежить від форми оптичного шляху, положення центра обертання й коефіцієнта заломлення.

На рис. 8.3 наведені загальні схеми систем, розроблених для підвищення точності вимірів.

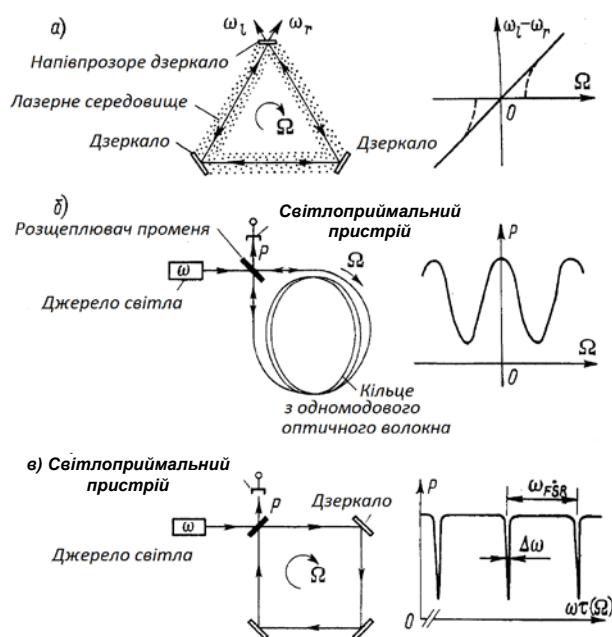


Рисунок 8.3 – Структурні схеми гіроскопів на ефекті Саньяка:

ω_r і ω_l – частота генерації світла із правим і лівим обертанням; τ – час, що необхідний для однократного проходження світлом кільцевого оптичного шляху; ω_{FSR} – повний спектральний діапазон.

Кільцевий лазерний гіроскоп (рис. 8.3, а) відрізняється високою частотою світлової хвилі – до декількох сотень терагерц. Волоконно-оптичний гіроскоп

на рис. 8.3, б має високу чутливість завдяки використанню довгого одномодового оптичного волокна з низькими втратами. В оптичному гіроскопі пасивного типу з кільцевим резонатором (рис. 8.3, в) використовується гостра резонансна характеристика резонатора.

8.2 Кільцевий лазерний гіроскоп

Кільцевий лазерний гіроскоп виготовляється подібно газовому лазеру: у кварцевому блоці шляхом розплавлювання створюється порожнина (канал) у формі трикутника й заповнюється сумішшю гелію й неону. Довжина хвилі генерованого лазером випромінювання 632,8 нм. Зазвичай частота генерації змінюється залежно від довжини лазерного резонатора. І в цьому випадку частоти двох генерованих світлових хвиль, що поширюються у протилежних напрямках за трикутним оптичним шляхом (рис. 8.3, а), неоднакові через різницю оптичної довжини ΔL (див. формулу (8.4)). Тому можна використовувати для вимірів частоту биттів обох генерованих світлових хвиль, а саме:

$$\Delta f = \frac{4S}{\lambda L} \Omega, \quad (8.6)$$

де L – загальна довжина оптичного шляху в кільцевому резонаторі;
 λ – довжина хвилі генерації у стані спокою.

Інакше кажучи, вимірявши Δf , можна визначити кутову швидкість відносно інерціального простору. Оскільки частота світла становить декілька сотень терагерц, навіть її незначні зміни дозволяють виміряти різницю частот. Якщо вихідним сигналом є частота, пропорційна кутовій швидкості, то підрахунком вихідних хвиль можна визначити збільшення кута повороту в цифровій формі, що забезпечує високу точність інформації, яка подається в навігаційній обчислювальній пристрій. Вимір частоти можливий у широкому динамічному діапазоні, а отже, і динамічний діапазон кільцевого лазерного гіроскопа цілком можна розширити й зробити достатнім для інерціальної навігаційної системи. У цьому велика перевага даних гіроскопів.

Дослідження кільцевих лазерних гіроскопів розпочалося в 60-х роках. Тепер досягнуті роздільна здатність і стабільність нульової точки приблизно $0,001^\circ/\text{год}$. Останнім часом кільцеві лазерні гіроскопи застосовуються в інерціальній системі

відліку не тільки в літаках «Боїнг» 757/767, але й в аеробусах А310. У Японії опубліковані повідомлення про вимір ними кутової швидкості 0,01°/год.

Таким чином, кільцевий лазерний гіроскоп досяг вже стадії практичного застосування, проте, залишається ряд невирішених проблем:

- 1) нелінійність вихідного сигналу при малій кутовій швидкості (вплив синхронізму);
- 2) дрейф вихідного сигналу через газові потоки в лазері;
- 3) зміна довжини оптичного шляху під впливом теплового розширення, тиску й механічних деформацій.

З цих проблем найважливішою є перша. При малих кутових швидкостях зменшується різниця частот генерованих світлових хвиль, а це приводить до синхронізму ($\Delta f=0$) і неможливості виявлення обертання. (Типовий поріг виявлення при цьому 10°/год.) Зазначена вище роздільна здатність виявлення 0,001°/год забезпечується під час заглушення явища синхронізму шляхом приведення всієї системи до мікроколивань (метод Дейза). Але нелінійність при незначному повороті все-таки залишається, крім того, це означає, що не використовується така перевага оптичного гіроскопа, як його нерухомість.

У кільцевому лазерному гіроскопі виникає явище синхронізму, тому що це – активна конструкція й сама оптична котушка для виявлення обертання входить до складу лазерного генератора. Навпаки, в інтерферометрі Саньяка, поданому на рис. 8.1, вищезгадане явище не виникає, оскільки це – пасивна конструкція, при якій світлове джерело перебуває поза чутливою петлею. Основна увага тут приділяється оптичному волокну, зниженню втрат у ньому.

На рис. 8.4 наведена оптична схема волоконно-оптичного гіроскопа. По суті це – інтерферометр Саньяка (див. рис. 8.1), в якому круговий оптичний контур замінений на котушку з довгого одномодового оптичного волокна. Частина схеми, обведена штриховою лінією, необхідна для підвищення стабільності нульової точки. Таким чином, різниця фаз між двома світловими хвилями, обумовлена ефектом Саньяка, з урахуванням формули (8.5) виражається як:

$$\Delta\psi = \frac{4kSN}{c} \Omega = \frac{4\pi La}{c\lambda} \Omega, \quad (8.7)$$

- де N – кількість витків у котушці з волокна;
 L – довжина волокна;
 a – радіус котушки.

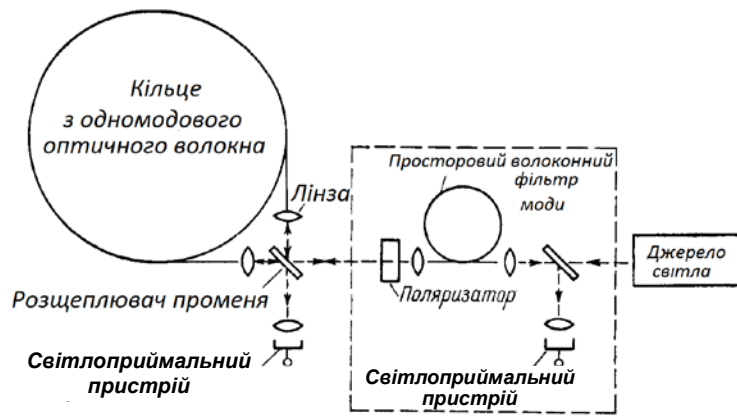


Рисунок 8.4 – Принципова оптична схема волоконно-оптичного гіроскопу

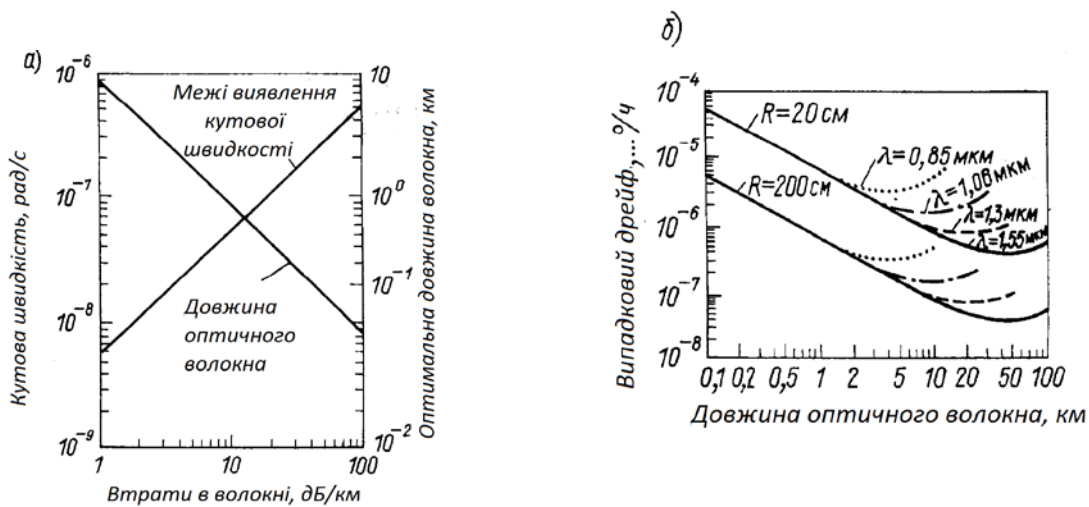


Рисунок 8.5 – Чутливість волоконно-оптичного гіроскопа при дробовому шумі світлоприймача при оптимальній довжині волокна а) та при різній довжині світлової хвилі б)

Слід звернути увагу на те, що в основну формулу не входить коефіцієнт заломлення світла у волокні.

Завдяки вдосконалюванню технології виробництва випускається волокно з дуже низькими втратами. Щоб не ушкодити волокно, намотування здійснюється на котушку радіусом декілька сантиметрів. При цьому не спостерігається скільки-небудь помітного збільшення втрат. Можна створити порівняно малогабаритний і високочутливий інтерферометр Саньяка з котушкою невеликого радіуса (2–5 см), намотавши на неї волокно великої довжини. Сформувавши оптимальну оптичну систему, можна вимірювати з високою точністю зміни фази (в інерціальній навігації – порядку 10^{-6} рад), а

потім з формули (8.7) визначати колову швидкість. Все це й становить принцип роботи волоконно-оптичного гіроскопа. Оскільки даний волоконно-оптичний гіроскоп – пасивного типу, у ньому відсутні такі проблеми, як явище синхронізму.

Межі виявлення кутової швидкості. В основній оптичній системі на рис. 8.4 оптичні шляхи для світла в обох напрямках обходу будуть однакові за довжиною, а оскільки сигнал на виході світлоприймача змінюється пропорційно $1 + \cos \Delta\psi$, то гіроскоп нечутливий до дуже малих поворотів. Вважається, що в системі з оптимальною чутливістю теоретичні межі виявлення кутової швидкості пов'язані із дробовим шумом світлоприймача. Аналіз показує, що для оптичного волокна із втратами α існує певна довжина, яка дозволяє оптимізувати межі виявлення при дробовому шумі:

$$L_{opt} = 8,7 / \alpha. \quad (8.8)$$

Результати розрахунку за типових значень параметрів наведені на рис. 8.5, а. Для оптичного волокна із втратами 2 дБ/км межі виявлення приблизно 10^{-8} рад/с ($0,001^\circ/\text{год}$). Це саме значення застосовується в інерціальній навігації. На рис. 8.5, б показано, що завдяки збільшенню радіуса котушки з оптичним волокном, а також використанню світла з довжиною хвилі 1,55 мкм, на якій втрати в оптичному волокні дуже низькі, можливе створення вимірювача оборотів в інерційному просторі з надзвичайно малим дрейфом. Це дозволяє застосовувати вимірювач не тільки в навігації, але й у геофізиці.

У реальних волоконно-оптичних гіроскопах можливості обмежені шумовими факторами.

8.3 Оптичний гіроскоп з кільцевим резонатором пасивного типу

Підвищити чутливість гіроскопа на ефекті Саньяка можна за допомогою кільцевого оптичного резонатора, використовуючи для цього напівпрозоре дзеркало з високим коефіцієнтом відбиття (рис. 8.3, в). Резонатор являє собою інтерферометр Фабрі-Перо у формі кільця. При цьому вихідний сигнал світлоприймача різко реагує на зміну фази ωt при однократному проходженні світловою хвилею кільцевого оптичного шляху. Отже, можна створити високочутливий датчик, наприклад, який вимірює зсув резонансного піка, що обумовлений поворотом.

Інакше кажучи, можна зменшити довжину волокна чутливого кільця, а якщо гіроскоп середнього класу, то цілком можна використовувати навіть одновиткове волоконне кільце, з'єднане з оптичною інтегральною схемою.

У подібній структурі гіроскопа для одержання гострої резонансної характеристики потрібно світлове джерело з високою когерентністю випромінювання, у той час як у волоконно-оптичному гіроскопі для поліпшення характеристик потрібно світлове джерело з низькою когерентністю.

Принципова оптична схема волоконно-оптичного гіроскопа наведена на рис. 8.4, але ця схема не виявляє малих поворотів гіроскопа. Для вирішення цієї проблеми пропонуються різні методи: зсуву різниці фаз, фазової модуляції, зміни частоти й світлового гетеродинування.

Розглянемо тільки останній метод. Структура оптичної системи гіроскопа зі світловим гетеродинуванням наведена на рис. 8.6.

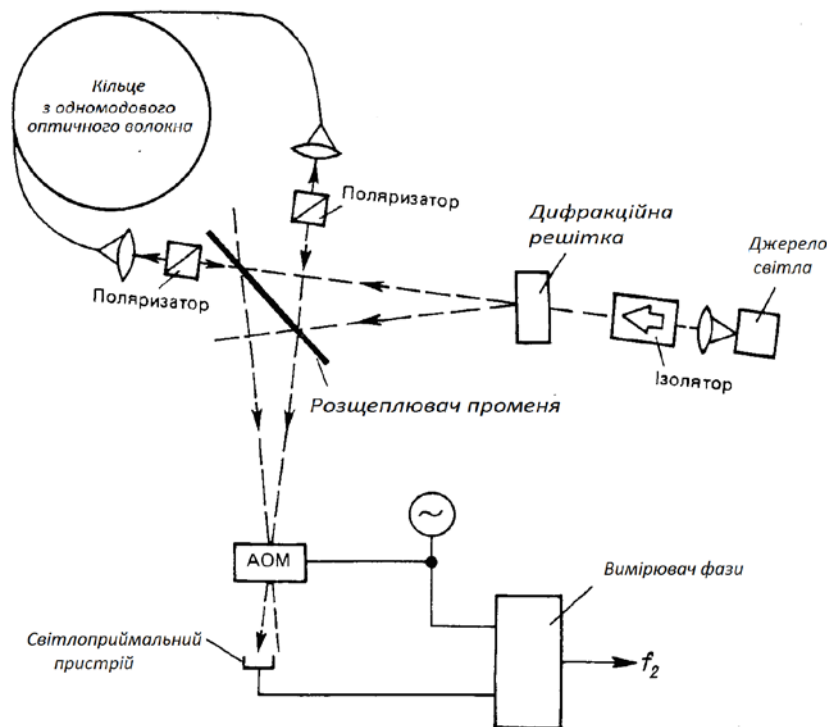


Рисунок 8.6 – Оптична схема волоконного гіроскопа зі світловим гетеродинуванням

Світловий промінь розділяється за допомогою дифракційної решітки на два промені з дуже маленьким кутом розбіжності (близько 10 мрад). Ці промені, пройшовши оптичне волокно в протилежних напрямках, подаються на акусто-оптичний модулятор (АОМ). Кут дифракції АОМ такий самий, як і у

дифракційних решітках, внаслідок чого АОМ тут використовується не тільки як частотний зрушувач, але й як спрямований відгалуджувач, а світлоприймальний пристрій видає сигнал різницевої частоти. У даній оптичній системі можливий поділ світлових променів, що рухаються у протилежних напрямках, але внаслідок надзвичайно малого кута дифракції ці промені взаємодіють, і дрейф, обумовлений коливаннями середовища, послабляється. Крім того, зазвичай при різниці довжини оптичних шляхів виникає дрейф вихідного сигналу внаслідок частотного відхилення випромінювання джерела, але в даній структурі ця різниця дуже мала. На рис. 8.7 наведена електронна схема вимірювача фази вихідного сигналу в структурі на рис. 8.6 за нульовим методом.

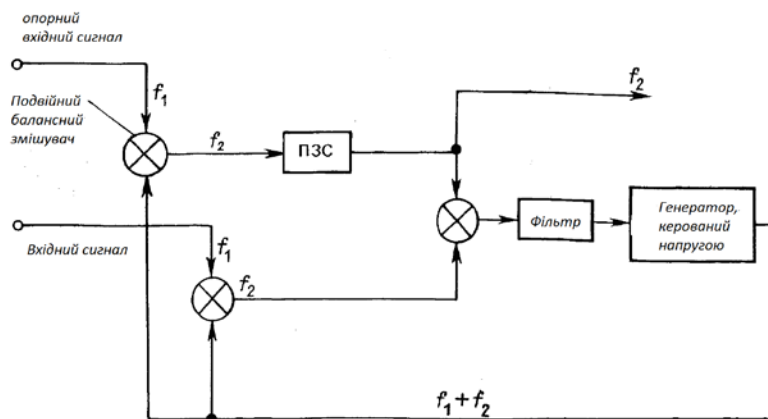


Рисунок 8.7 – Схема вимірювача фази вихідного сигналу для волоконно-оптичного гіроскопа зі світловим гетеродинуванням

Точна часова затримка T_d забезпечується приладом на зарядових зв'язках (ПЗЗ). Для цієї схеми справедливо:

$$f_2 = \frac{1}{2\pi T_d} \left[\left(2N\pi - \frac{\pi}{2} \right) + \frac{4\pi La}{c\lambda} \Omega \right], \quad (8.9)$$

тобто тут виходить частотна заміна Δf_2 електричного сигналу, пропорційна кутовій швидкості Ω , що дуже зручно для практичної реалізації пристрою.

Методи підвищення чутливості ще не забезпечують високої стабільності, необхідно враховувати шумові фактори й вживати заходів з їхнього усунення.

Для досягнення високої стабільності необхідно, щоб зовнішні збурювання, що сприймаються світловими променями, які рухаються у протилежних напрямках, були цілком однаковими.

В основній оптичній системі, що показана на рис. 8.4, під час використання світлоприймача 1 світло двічі відбивається розщеплювачем променя і, крім того, двічі проходить крізь нього. При цьому умова однакової довжини оптичного шляху виконується не зовсім точно і внаслідок температурних коливань характеристик розщеплювача променя на виході виникає дрейф. Під час використання світлоприймача 2 відбувається те саме. Щоб світлові промені, що введені в оптичне волокно й випромінювані волокном, проходили однаковий оптичний шлях, поєднувалися й роз'єднувалися в одній і тій самій точці розщеплювача променя, а також мали б однакову моду, необхідно між розщеплювачами променів встановити просторовий фільтр. У цьому фільтрі бажано використовувати одномодове оптичне волокно – те саме, що й для чутливої котушки.

Зазвичай в одномодовому оптичному волокні можливе поширення двох незалежних мод з ортогональною поляризацією. Але оскільки оптичні волокна мають не зовсім чітку вісьову симетрію, фазові постійні цих двох мод різні. Однак між модами двох поляризацій відбувається обмін енергією, характеристики якого змінюються під зовнішнім впливом, тому випромінюване волокном світло зазвичай здобуває кругову поляризацію з нестійкими параметрами. Все це приводить до дрейфу вихідного сигналу.

Якщо ж на оптичному шляху помістити, як це показано обведеною штриховою лінією частини на рис. 8.4, поляризаційну пластину, тобто пустити на оптичний шлях інтерферометра світлову хвилю з єдиною поляризацією й у випромінюваному світлі виділити тільки складову з такою самою поляризацією, то передавальна функція кільцевого оптичного шляху (оптичного волокна) для променів із протилежним напрямком руху буде однаковою і, тим самим, проблема вирішена. Але і в цьому випадку залишаються коливання потужності світла, що досягло світлоприймача, тому необхідно вжити ще заходів щодо стабілізації масштабного коефіцієнта. Один з таких заходів – введення деполаризатора, що компенсує коливання поляризації в оптичному волокні й робить стан поляризації довільним, або введення оптичного волокна, що зберігає поляризацію. У гіроскопах зі світловим гетеродинаванням ефективно рішення проблеми – нульовий метод.

Для усунення дрейфу, обумовленого коливаннями поляризації в оптичному волокні, потрібен поляризатор з дуже великим загасанням (близько 90 дБ), але ця вимога пом'якшується під час використання оптичного

волокна зі збереженням поляризації й джерела світла з низькою когерентністю. В оптичному волокні зі збереженням поляризації через різницю фазових постійних для мод з ортогональною поляризацією виникає різниця довжини оптичного шляху для цих мод, тому використання джерела з низькою когерентністю випромінювання унеможливує інтерференцію між модами. Аналогічного ефекту можна домогтися й під час використання деполіризатора. У табл. 8.1 наведені шумові фактори у волоконно-оптичних гіроскопах.

Таблиця 8.1 – Шумові фактори у волоконно-оптичних гіроскопах

Шумовий фактор	Заходи, що рекомендуються, зі зниження шуму
Коливання поляризації в оптичному волокні, наприклад, перетворення лінійної поляризації в кругову в одномодовому волокні	Підключення на виході волокна аналізатора, для того щоб виділити складову поляризації одного напрямку
Різниця довжини оптичних шляхів для світлових хвиль, що йдуть у протилежних напрямках, при динамічній нестабільності спектра джерела світла	Стабілізація спектра джерела світла
Різниця частот хвиль, що йдуть по волокну у протилежних напрямках, при коливаннях температури	Використання двох акустооптичних модуляторів або модуляція прямокутними імпульсами
Нерівномірність розподілу температури уздовж волокна	Намотування оптичного волокна, при якому розподіл температури симетричний відносно середини котушки
Зміна фази вихідного сигналу через ефект Фарадея у волокні під впливом коливань магнітного поля Землі	Магнітне екранування й використання волокна зі збереженням поляризації
Коливання (у розщеплювача променя) відношення інтенсивності прямого й зворотного променя внаслідок оптичного ефекту Керра	Модуляція випромінюваного світла прямокутними імпульсами зі шпаруватістю 50%; використання ширококутового джерела світла
Інтерференція прямого променя й променя зворотного розсіювання Релея	Фазова модуляція світлової хвилі; імпульсна частотна модуляція лазерного випромінювання; використання слабкоінтерферуючого джерела світла

На рис. 8.8 наведені основні шумові фактори в чутливому кільці з оптичного волокна.

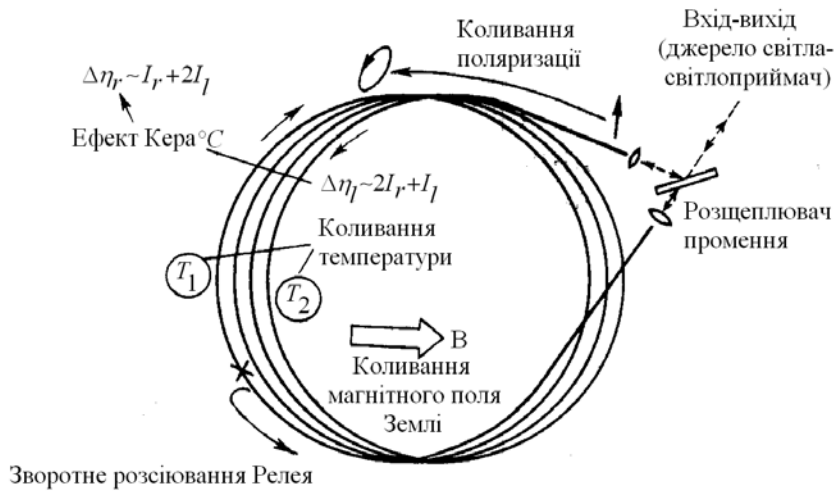


Рисунок 8.8 – Основні шумові фактори в чутливому кільці з оптичного волокна

8.4 Фактори, що обмежують роздільну здатність

Серед факторів, що обмежують короткочасну роздільну здатність, найбільш значний вплив здійснює зворотнє розсіювання за оптичним шляхом. Світло відбиття Френеля від поверхонь елементів оптичної системи або світло зворотного розсіювання Релея, наприклад, у самому оптичному волокні інтерферує зі світлом сигналу, що приводить до виникнення безлічі шумів. Для боротьби з ними пропонуються модуляція фази світлової хвилі, імпульсні методи, а також метод, при якому використовується джерело світла із широким спектром і низькою когерентністю, що погіршує інтерференцію через велику різницю довжини оптичного шляху для світла зворотного розсіювання Релея й світла сигналу.

Шуми вихідного сигналу гіроскопа можна виразити такою формулою:

$$\Delta\psi_s = \frac{\beta_R}{4} \sqrt{\frac{\alpha_0 c}{n\sqrt{\pi}\Delta f_s}}, \quad (8.10)$$

де α_0 – втрати розсіювання Релея в оптичному волокні;

β_R – частка світлового розсіювання Релея, що поширюється у зворотному напрямку;

Δf_s – ширина спектра джерела світла.

На рис. 8.9 наведені результати експерименту, що показують, як у міру розширення спектра випромінювання підвищується роздільна здатність волоконно-оптичного гіроскопа. Таким чином, у волоконно-оптичних гіроскопах зменшення когерентності джерела світла ефективно для зниження не тільки шумів відстані Релея, але й шумів ефекту Керра.

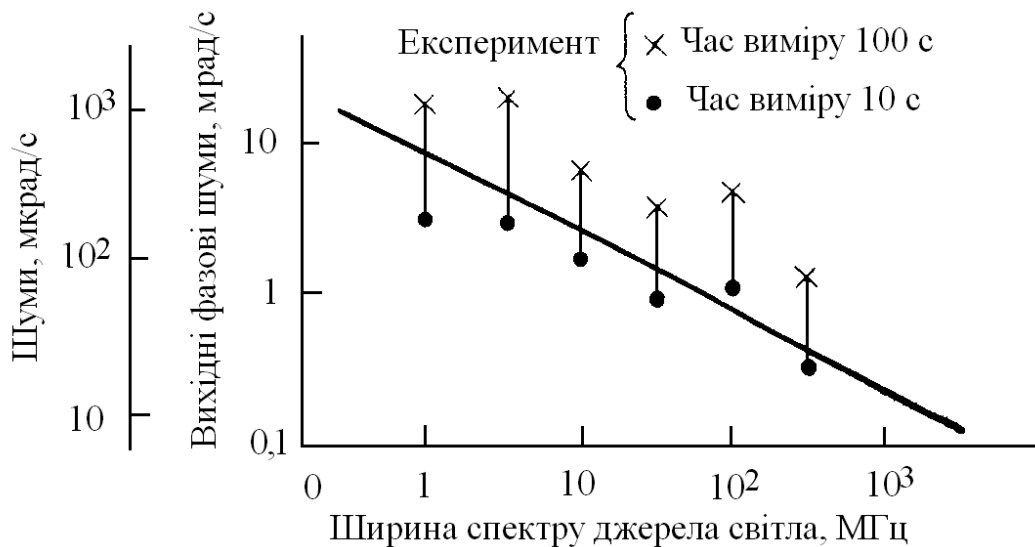


Рисунок 8.9 – Зменшення шумів релеївського розсіювання за допомогою розширення спектра світлового джерела

Нині розроблені експериментальні системи, в яких вжито заходів з підвищення чутливості та зниження шумів. У цих системах, що працюють за методом фазової модуляції, зміни частоти й світлового гетеродування, досягнута роздільна здатність, що дозволяє вимірювати швидкості, рівні або менші швидкості власного обертання Землі ($15^\circ/\text{год} = 7,3 \cdot 10^{-5}$ рад/с). Особливо великі досягнення в системах з фазовою модуляцією, у яких роздільна здатність і дрейф приблизно $0,02/\text{год}$, що прийнятно для інерціальної навігації.

Досліджується можливість реалізації гіроскопів з використанням технології мікрооптики, функціональних волоконних і хвилеводних елементів. Уже випускаються волоконно-оптичні гіроскопи з роздільною здатністю $1^\circ/\text{год}$. Крім того, поглиблюється вивчення систем, придатних для інерційної навігації.

8.5 Система з фазовою модуляцією

На рис. 8.10 подана оптична система гіроскопа, розроблена у Стаффордському університеті, на одномодовому оптичному волокні, підданому в деяких місцях спеціальній обробці, а саме: регулятор поляризаційного типу, спрямований відгалужувач, поляризатор, фазовий модулятор та інші функціональні елементи на оптичному волокні, отримані шляхом його обробки. Радіус кільця з оптичного волокна 7 см, довжина волокна – 580 м.

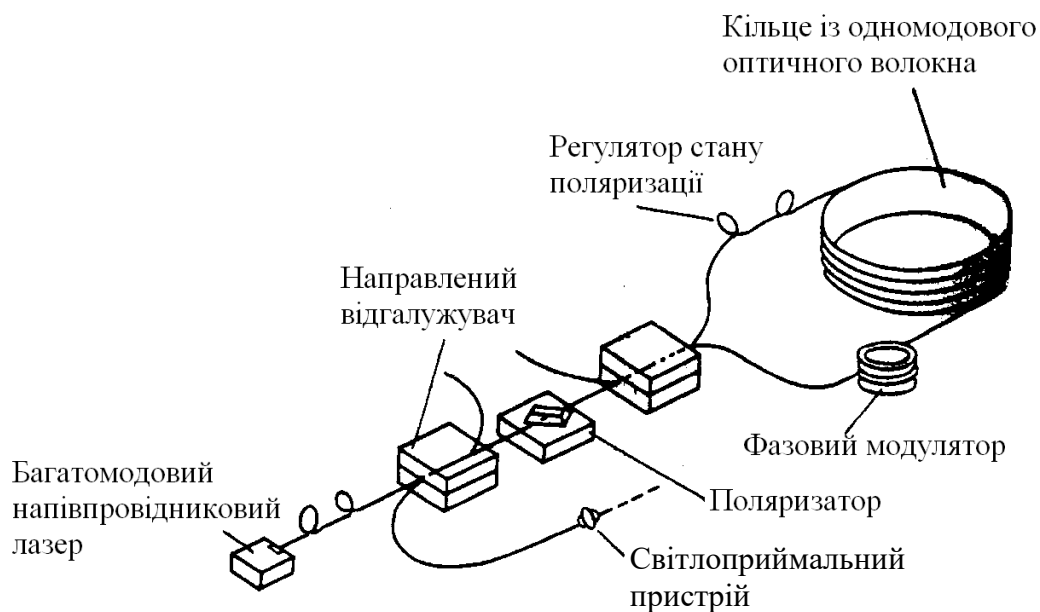


Рисунок 8.10 – Волоконно-оптичний гіроскоп з фазовою модуляцією, виконаний на волоконних функціональних елементах

Таким чином, у гіроскопі усунуте відбиття від поверхонь різних елементів оптичної системи. До того ж, використання багатомодового напівпровідникового лазера як джерела світла знижує когерентність системи й тим самим зменшує шуми, обумовлені розсіюванням Релея. Зменшенню цих шумів сприяє й те, що система виконана за принципом фазової модуляції. У гіроскопі, показаному на рис. 8.10, досягається роздільна здатність 0,022/год (рис. 8, а). При цьому час інтегрування становить 1 с.

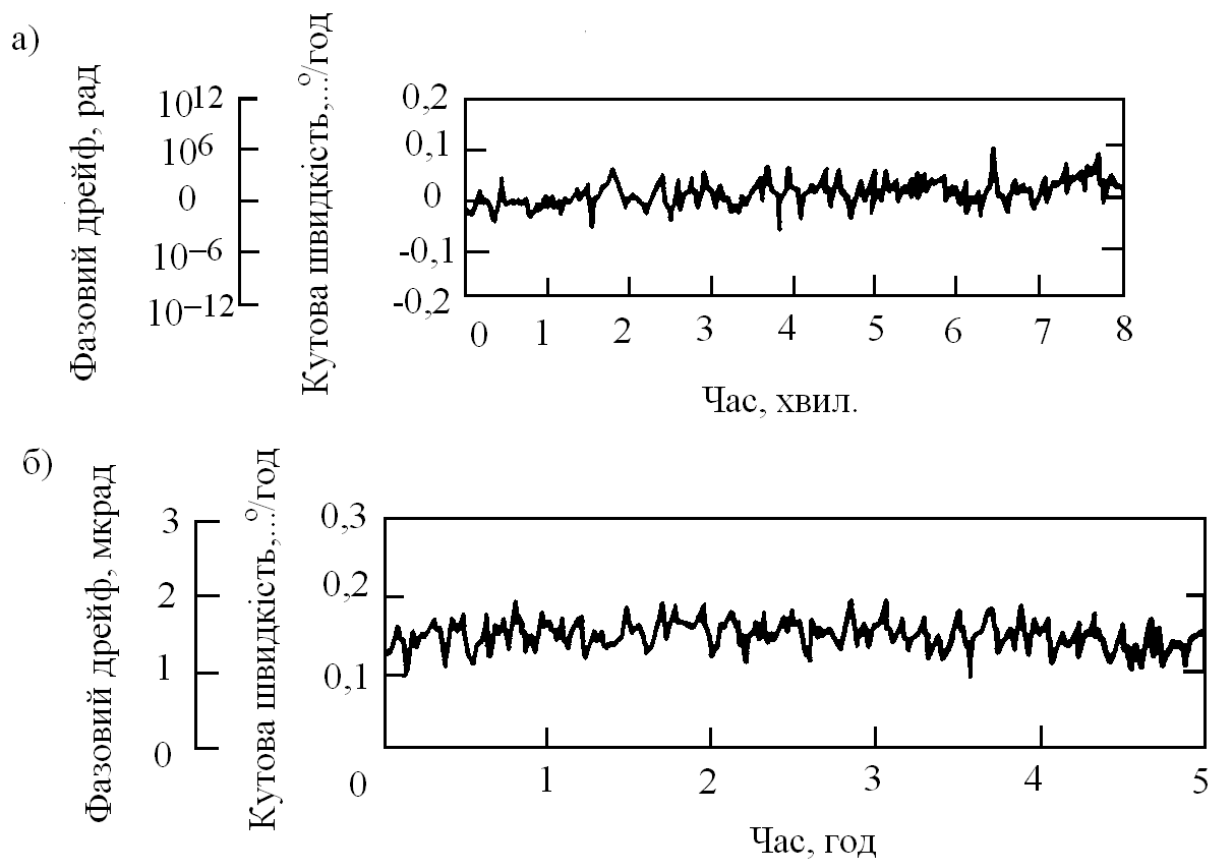


Рисунок 8.11 – Роздільна здатність (а) і характеристика стабілізації нульової точки (б) волоконно-оптичного гіроскопа (рис. 8.10)

Шляхом спеціального намотування оптичного волокна послаблюється вплив температурних коливань, а із застосуванням магнітного екрана й багатомодового напівпровідникового лазера знижується дрейф, обумовлений ефектом Кера, і зменшуються коливання нульової точки (рис. 8, б – $0,02^\circ/\text{год}$ при часі інтегрування 30 с).

Для зменшення коливань поляризації запропонована фазова модуляція вихідного сигналу з використанням основної хвилі й другої гармоніки, а також метод, при якому вимірюються гармоніки вихідного сигналу світлоприймача й складова постійного струму, потім виділяється розрахунковим шляхом флуктуаційна складова масштабного коефіцієнта. Роблять спробу також вводити в систему оптичне волокно зі збереженням поляризації, виконувати фазовий модулятор зі спрямованими відгалужувачами, а інші елементи – у вигляді хвилеводних пристроїв. Експерименти з такими гіроскопами дають роздільну здатність від $0,02$ до декількох градусів за годину (час інтегрування 1 с). Для підвищення роздільної здатності й зменшення дрейфу нуля ефективно також використання суперлюмінісцентного діода, що має низьку когерентність (ширина хвильового спектра когерентності – 20 мкм).

На рис. 8.12, а подана система, в якій: сигнал порушення фазового модулятора формується шляхом інтегрування пилоподібної напруги й на виході отримується сигнал квазігетеродинування.

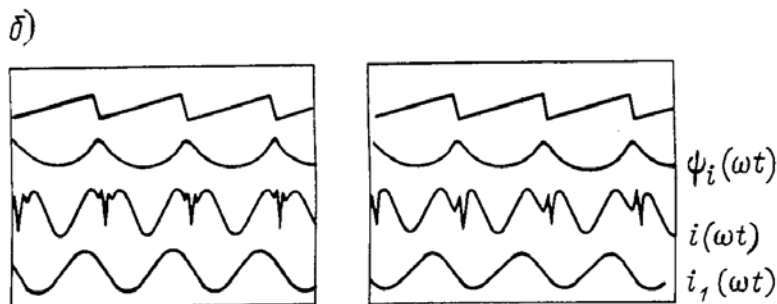
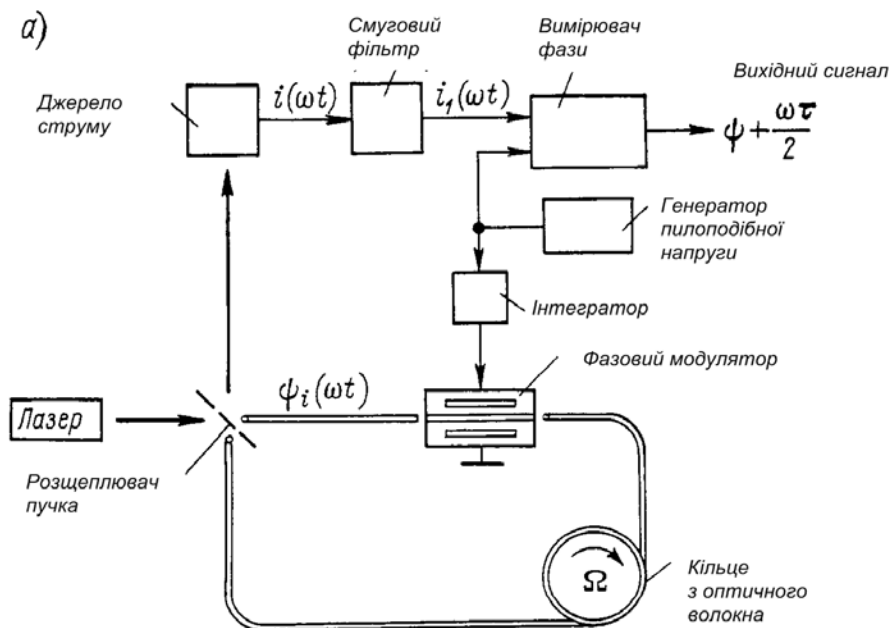


Рисунок 8.12 – Гіроскоп зі світловим квазігетеродинуванням

На рис. 8.12, б показана зміна фази електричного сигналу змінного струму при обертанні гіроскопа. Є й інші спроби реалізації квазігетеродинного світлового методу на основі фазової модуляції. Наприклад, система комбінується зі схемою обробки фази, що дозволяє розширити динамічний діапазон і стабілізувати масштабний коефіцієнт, тобто компенсувати недоліки методу фазової модуляції. У цій системі потрібна точна установка параметрів форми сигналу, що модулює, і важко домогтися технічних характеристик, які задовольняють інерційну навігацію. Шляхом маніпуляцій з формою сигналу, що модулює, практично реалізується нульовий метод, але при цьому виникає проблема зі стабілізацією нульової точки.

Щоразу система з фазовою модуляцією перевершує інші системи за роздільною здатністю й стабільністю нульової точки і до того ж відносно проста. Тому розширюються роботи з мініатюризації цієї системи шляхом створення волоконних і хвилеводних функціональних оптичних елементів, приладів інтегральної оптики. Зокрема, західнонімецька фірма SEL уже випускає гіроскопи з роздільною здатністю близько $15^\circ/\text{год}$ і лінійністю в межах 1%, де для фазового модулятора використовуються хвилеводні оптичні елементи. Довжина волокна 100 м, радіус чутливості котушки з оптичного волокна близько 3,5 см, габарити $80 \times 80 \times 25$ мм, маса 200 г.

8.6 Системи зі зміною частоти

На рис. 8.13, а наведена структура волоконно-оптичного гіроскопа зі зміною частоти, розробленого західнонімецькою фірмою SEL, у ньому два опорних генератори із частотою f і f_H , за допомогою яких встановлюється різниця фаз π , що комутується із частотою f_c . Все це дозволяє збільшити чутливість. Зокрема, у стаціонарному режимі частота f збудження АОМ1 дорівнює $(f+f_H)/2$, тобто при комутації між f_H і f вихідний сигнал інтерферометра не змінюється. У режимі зі сталою частотою f складова f_c на виході інтерферометра відсутня, що може бути основою для зворотного зв'язку для генератора, керованого напругою. При обертанні гіроскопа частота f відхиляється від значення $(f+f_H)/2$ і відповідно до встановленої різниці можна визначити за формулою швидкість цього обертання:

$$\Delta f = \frac{2a}{n\lambda} \Omega. \quad (8.11)$$

У даній системі ефективно знижуються шуми, оскільки частота f_c визначається як величина, зворотна періоду поширення світлової хвилі по котушці з оптичним волокном, а частота світла сигналу й світла зворотного розсіювання Релея зазвичай розрізняється тільки як $f_H - f$. Динамічний діапазон, як видно на рис. 8.13, б, простирається на шість порядків, що є особливістю методу зміни частоти.

Якщо відстань від модуляторів АОМ1 і АОМ2 до розщеплювача променя неоднакова, виникає дрейф нуля. Через це стабільність нульової точки погіршується до стабільності в системі з фазовою модуляцією. Проте, ці

вироби вже випускаються (із дрейфом близько $3^\circ/\text{ч}$). У них довжина оптичного волокна 1 км, радіус котушки 5 см. Кутове зміщення на кожен відлік частоти вихідного сигналу становить 2,95 с. Метод зміни частоти структурно базується на методі фазової модуляції.

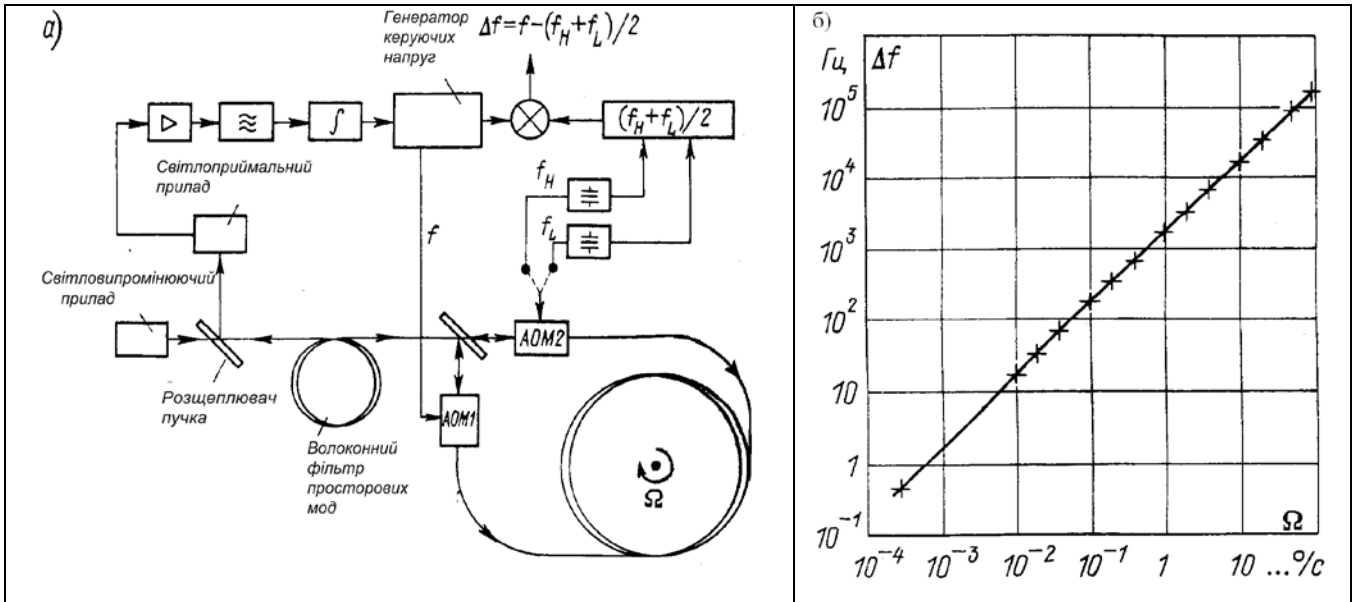


Рисунок 8.13 – Структурна схема волоконно-оптичного гіроскопа зі зміною частоти а) і динамічний діапазон б)

Вважається, що він дозволяє підвищити роздільну здатність і стабільність нульової точки. При цьому основні складності пов'язані із частотним зрушувачем. Якщо такий використовується АОМ, то виникають дві проблеми – збільшення габаритів оптичної системи при зростанні потужності збудження й відбитого світла, а також підвищення частоти збудження. Поряд з АОМ досліджуються частотні зрушувачі у вигляді волоконно-оптичних функціональних елементів і світлових хвилеводів. Крім того, інтегруються два АОМ та об'єктиви на підкладці з LiNbO_3 . Проектуються також системи із частотним збудженням, отриманим на основі фазового методу.

На рис. 8.14 наведена загальна структура фазової системи, виконаної на базі інтегральної схеми.

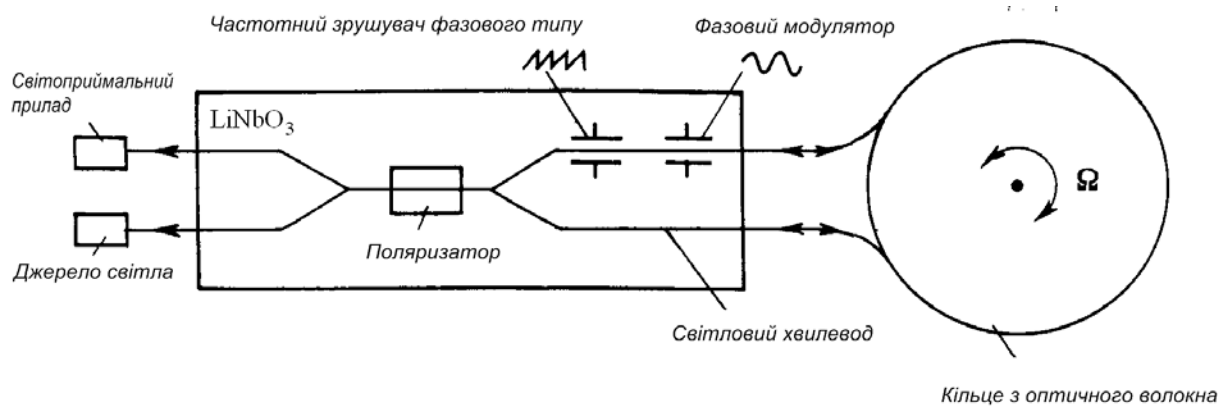


Рисунок 8.14 – Волоконно-оптичний гіроскоп зі зміною у зрушувачі фазового типу на інтегральній схемі

Фазовий модулятор хвильовдного типу має добрі частотні характеристики, тому можливе збудження пилкоподібною напругою та реалізація фазової системи. При цьому якщо амплітуда пилкоподібної напруги збудження чітко відповідає 2π , то вищі гармоніки не виникають, і виходить ідеальний частотний зрушувач. Для інерційної навігаційної системи ця умова має виконуватися з великою точністю. Французька фірма «Томсон ЦСФ» розробила автоматичне регулювання амплітуди за допомогою цифроаналогового перетворювача, що забезпечує необхідну пилкоподібну форму напруги із фронтом з мікрощаблів. Частота його визначається як Δf з формули (8.11), і при синхронній із цифроаналоговим перетворювачем зворотного зв'язку тут забезпечується нульовий метод, а зміна тактової частоти інформує про кутову швидкість гіроскопа. У цій системі не потрібно великого зсуву частоти й можна обійтися лише одним частотним зрушувачем. Розроблено подібний гіроскоп із дрейфом нуля $0,3^\circ/\text{год}$ і динамічним діапазоном у 7 порядків.

8.7 Система зі світловим гетеродуванням

Система на рис. 8.6 містить у собі котушку радіусом 15 см з оптичного одномодового волокна довжиною 2000 м, окремі оптичні прилади й одномодовий напівпровідниковий лазер. У ній використовується пряма частотна модуляція випромінювання напівпровідникового лазера, що приводить до додаткових шумів. Для зниження когерентності збільшується ширина спектра випромінювання. На рис. 8.15 наведені характеристики шумів. Розширення спектра дозволяє підвищити роздільну здатність приблизно

в 20 разів. Оскільки через зворотне світло спектр напівпровідникового лазера нестабільний, до системи вводиться ізолятор.

На рис. 8.15, а пояснюється робота даної системи. По вертикальній осі відкладається зміна частоти, що пропорційна кутовій швидкості, причому один відлік відповідає кутовому зрушенню $4''$ (при 10-кратному посиленні $0,4''$ на 1 відлік). Швидкість обертання земної кулі $0,0042^\circ/\text{с}$, короточасна роздільна здатність $5^\circ/\text{год}$. На рис. 8.15, б наведена характеристика передачі (вхід-вихід). Швидкість $11^\circ/\text{год}$ відповідає фазовій різниці 180° . Лінійність характеристики поліпшена завдяки застосуванню нульового методу. Верхня границя виявлення обертання, обумовлена електронною схемою, становить $100^\circ/\text{с}$, динамічний діапазон експериментальної системи 5 порядків.

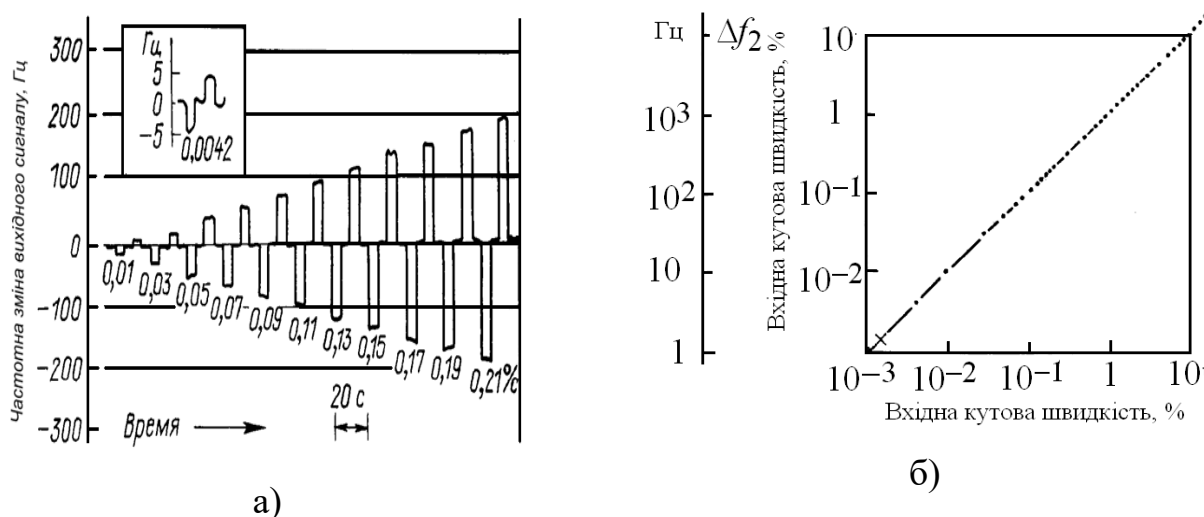


Рисунок 8.15 – Система зі світловим гетеродинуванням: а) виявлення обертання волоконним гіроскопом зі світловим гетеродинуванням, б) виявлення обертання волоконним гіроскопом зі світловим гетеродинуванням – характеристика передачі

Через теплові коливання швидкості звуку в АОМ системи виникає помітний дрейф нуля, у зв'язку з чим тривають дослідження способів відстеження звукової швидкості в АОМ. Дану систему, використовуючи двомірні світлові хвилеводи й дифракційні решітки, можна реалізувати у вигляді інтегральної схеми.

Волоконно-оптичні гіроскопи знаходять широке застосування. Швидкими темпами ведеться розробка різних приладів на мікрооптичній технології, волоконно-оптичних функціональних елементах, оптичних хвилеводних елементах. Зараз такі гіроскопи середнього класу є у продажу.

Волоконно-оптичні гіроскопи відрізняються від колишніх відсутністю механічних систем, що робить їх придатними не тільки в навігації, але й в інших областях, наприклад, для контролю руху бура під час буровлення нафтових свердловин. Крім того, якщо збільшити діаметр кільця з оптичного волокна, подовжити інтервал інтегрування вихідного сигналу, то можна підвищити чутливість, що дозволить використовувати гіроскоп для прогнозу погоди, виміру флуктуацій власного обертання Землі тощо.

Контрольні запитання та завдання

1. Яким є призначення гіроскопу?
2. Які існують типи гіроскопів?
3. Які використовуються оптичні схеми волоконних гіроскопів?
4. Наведіть математичну модель гіроскопа.
5. Які основні шумові фактори у волоконно-оптичних гіроскопах?

9 АСПЕКТИ ЛАЗЕРНОЇ МЕДИЦИНИ

9.1 Хронологія впровадження лазерів в медицину.

Перший лазерний апарат був створений у 1960 р., а вже у 1962 р. лазер на кристалі штучного рубіна був застосований у США для лікування сітківки ока. У середині 60-х років минулого століття за допомогою аналогічних лазерів у клініках Москви, Одеси й Куйбишева (нині Самара) було успішно проведено лікування пацієнтів з відшаруванням сітківки ока шляхом її точкового «припаювання».

Лікування пацієнтів із глаукомою здійснювалося лазерним імпульсом за допомогою формування каналу для слізної рідини в передній очній камері, що забезпечувало стабілізацію внутрішньоочного тиску. Лазерна фотокоагуляція використовувалася для лікування меланоми судинної оболонки ока.

З 1965 р. в Інституті проблем онкології України було розгорнуто широке вивчення біологічної й протипухлинної дії лазерного випромінювання. У тому ж році з'явилися перші публікації з застосування лазерів у дерматології.

Унікальні властивості лазерного випромінювання привернули увагу вчених медико-біологічного профілю. Внаслідок цього були розпочаті дослідження цього випромінювання на живий організм. З кінця 60-х років минулого століття низькоенергетичне лазерне випромінювання (НЕЛВ) почало застосовуватися в хірургії для передопераційної підготовки й післяопераційної терапії, з 1970 р. – у стоматології, з 1974 р. – у кардіохірургії.

У 1974 р. Міністерство охорони здоров'я СРСР видало дозвіл на серійне виробництво й застосування першого апарата лазерної терапії (АЛТ). Цю подію можна вважати початком розвитку лазерної терапії як самостійного напрямку медицини. З того часу було зареєстровано декілька сотень АЛТ і десятки методик клінічного застосування НЕЛВ.

У середині 70-х років минулого століття було встановлене посилення терапевтичного ефекту НЕЛВ при одночасному впливі на опромінювану дільницю, що є постійним магнітним полем. Так був покладений початок розробці методів поєднаної дії НЕЛВ з іншими видами енергії, застосовуваної у фізіотерапії.

Перші публікації про використання низькоінтенсивних гелій-неонових лазерів (ГНЛ) для проведення лазерної терапії в офтальмології належать до 1978 р. У гінекології практичне застосування лазерів почалося з використання випромінювання ГНЛ для впливу на рефлексогенні зони й точки акупунктури у пацієнок із хронічними запальними процесами придатків матки.

У 1978 р. у 2-му Московському медичному інституті була розпочата розробка методу внутрішньосудинного опромінення крові ГНЛ за допомогою світловодів. У 1981 р. група радянських учених була визнана гідною Державної премії СРСР у галузі науки й техніки за створення, розробку й впровадження в клінічну практику нових лазерних хірургічних засобів і нових лазерних методів хірургічного лікування в абдомінальній, гнійній і пластичній хірургії.

У 1985 р. лазерна терапія знаходить нове застосування в клінічній практиці під час лікування злоякісних новоутворень, де НЕЛВ приводить до зміни властивостей препаратів, що вводять парентерально і які мають статичну дію стосовно тканин пухлини. Цей метод отримав назву фотодинамічна терапія.

У стислій історії лазерної медицини можна виділити декілька ключових етапів, що здійснили найбільш істотний вплив на її розвиток:

- розробка інструмента на базі світловодів, що дозволяє проводити внутрішньопорожнинний вплив;
- створення методик і засобів для внутрішньосудинного лазерного опромінення крові;
- поєднання впливу випромінювання з різними довжинами хвиль;
- поява напівпровідникових лазерів, що відрізняються кращими техніко-економічними показниками;
- розробка методик впливу, що сполучає НЕЛВ з іншими видами енергії.

Посилений розвиток та ефективність лазерної медицини прямо пов'язані з розвитком лазерних технологій і вдосконалюванням лазерної техніки.

9.2 Основні напрямки й мета медико-біологічного використання лазерів

Сучасні напрямки медико-біологічного застосування лазерів можуть бути розділені на дві основні групи, які наведені на рис. 9.1

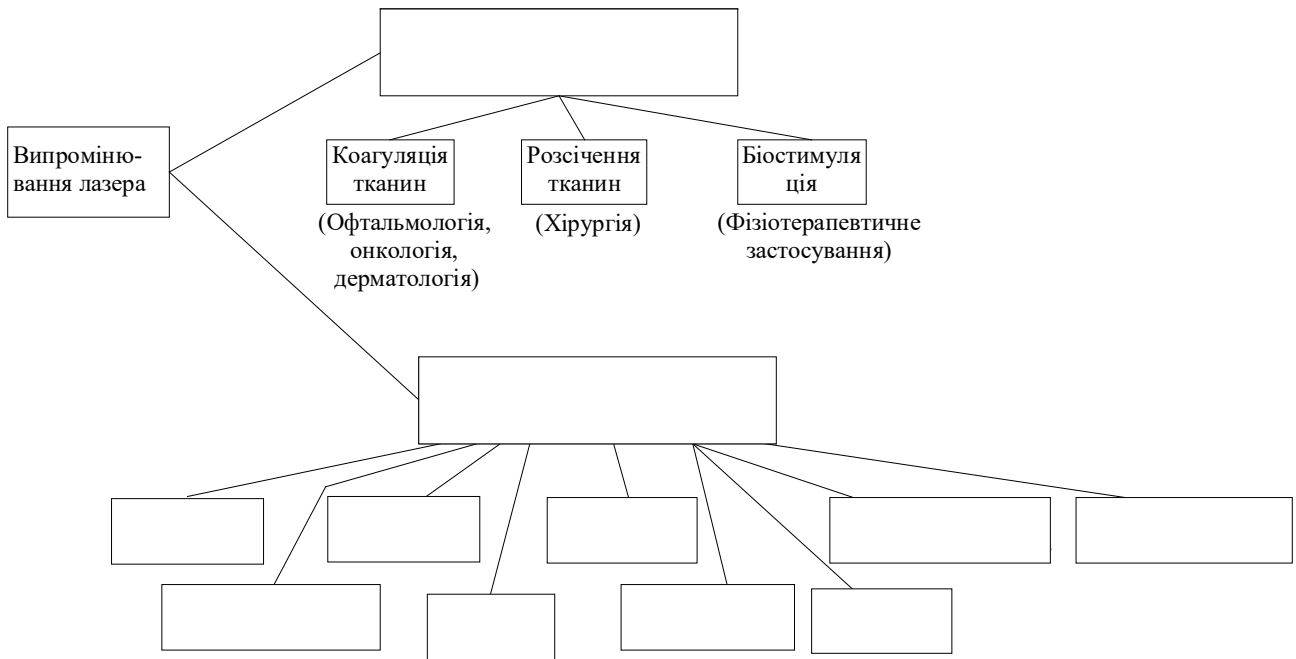


Рисунок 9.1 – Напрямки медико-біологічного застосування лазерів

У нижній половині схеми згруповані напрямки використання лазерного випромінювання як інструмента дослідження. Лазер тут відіграє роль унікального світлового джерела при спектральних дослідженнях, у лазерній мікроскопії, голографії тощо. У верхній половині схеми показані основні шляхи використання лазерів як інструменту впливу на біологічні об'єкти. Можна виділити три типи такого впливу.

До першого типу належить вплив на тканини патологічного вогнища імпульсним або безперервним лазерним випромінюванням при щільності потужності, недостатній для глибокого зневоднювання, випару тканин і виникнення в них дефекту. Цьому типу впливу відповідає застосування лазерів у дерматології й онкології для опромінення патологічних тканинних утворень, що приводить до їхньої коагуляції. Другий тип розсічення тканин, коли під впливом випромінювання лазера безперервної або частотно-періодичної дії частина тканини випаровується й у ній виникає дефект. У цьому випадку щільність потужності випромінювання може перевищувати використовувану під час коагуляції на два порядки й більше. Цьому типу впливу відповідає хірургічне застосування лазерів. До третього типу належить вплив на тканини й органи низькоенергетичного випромінювання, що зазвичай не викликає явних морфологічних змін, але приводить до певних біохімічних і фізіологічних зрушень в організмі, тобто вплив типу фізіотерапевтичного. Сюди ж слід

включити застосування гелій-неонового лазера з метою біостимуляції під час в'яло текучих ранових процесів, трофічних виразок тощо.

Незважаючи на всю умовність схеми (неважко бачити, наприклад, що при розсіченні тканин спостерігається водночас загибель частини клітин, тобто реалізується і вплив за першим типом, розсічення й коагуляція тканин супроводжуються певними фізіолого-біохімічними змінами тощо), вона дає уявлення про ті основні ефекти, які досягаються за допомогою лазерного опромінення й практично використовуються фахівцями медико-біологічного профілю. Задача досліджень з механізму біологічної дії лазерної радіації зводиться до вивчення тих процесів, які лежать в основі інтегральних ефектів, що викликаються опроміненням – коагуляції тканин, їхнього випару, біостимуляційних зрушень в організмі.

9.3 Застосування лазерів у медицині

У використанні лазерів у медицині чітко простежуються три напрямки.

Лазерна хірургія, що використовує лазери великої потужності. Іноді цей напрямок називають "Силовою лазерною медициною".

Лазерна терапія, що використовує лазери як джерела низькоінтенсивного випромінювання. Сюди ж належить й апаратура, створювана на основі світловипромінюючих діодів великої потужності (СВД з вихідною потужністю десятки – сотні мВт). Термін *терапія* застосовують до такого напрямку, як "Фотодинамічна терапія", що має справу з лазерами середньої потужності (одиниці Вт) і скоріше більше примикає до "силової лазерної медицини".

Лазерна діагностика, що використовує як лазери малої потужності (у неруйнуючих методах діагностики), так і потужні лазери (як правило, імпульсної дії) – у методах, що передбачають руйнування малої частки біооб'єкта, з метою встановлення елементного складу.

9.4 Лазерна хірургія

Хірурги, а саме офтальмологи, першими з медиків стали використовувати лазери як скальпелі. Око кролика й стало першим об'єктом, на якому проводилися перші експерименти з хірургії сітківки. При цьому кришталік відігравав роль об'єктива, що фокусує випромінювання рубінового лазера в задану область. Попереднє настроювання оптичної системи здійснюється за допомогою малопотужного He-Ne-лазера, встановленого в одну загальну

оптичну вісь із твердотільним лазером.

Таким способом зараз здійснюються операції, зокрема, з "приварювання" сітківки ока людини, що відшарувалася. В подальшому, лазерні скальпелі на базі твердотільних і потужних CO₂-лазерів міцно увійшли до широкої хірургічної практики. Слід ще раз підкреслити основні специфічні особливості лазерного скальпеля – абсолютна стерильність, високий просторовий дозвіл, що особливо важливо в мікрохірургії, коагуляція дрібних кровоносних судин, що важливо при операціях на кровонаповнених органах (наприклад на печінці). Слід також зазначити, що механізми лазерної хірургії на сьогодні більш зрозумілі, ніж лазерної терапії.

9.4.1 Фізичні процеси в лазерній хірургії

Застосування лазерів у хірургії засновано на руйнуванні, тобто на висіченні, випарі й коагуляції біологічних тканин променем лазера. Основним механізмом дії лазерного випромінювання, як говорилося вище, є поглинання випромінювання. При цьому основна частка енергії лазерного випромінювання перетвориться в тепло. Оскільки коефіцієнт поглинання залежить від довжини хвилі падаючого випромінювання, необхідно підбирати довжину хвилі відповідно до біологічного об'єкта, що поглинає дане випромінювання. Так, якщо для проведення операцій скористатися випромінюванням лазерів видимого діапазону спектра, то необхідно мати на увазі, що дане випромінювання може проникати на більші глибини (у біотканини), що може призводити до ушкодження нижчерозташованих тканин і органів. Тому для розсічення біотканин зазвичай використовують лазери з довжиною хвилі близько 1 мкм (наприклад, неодимовий лазер з довжиною хвилі 1,06 мкм). У цьому випадку поглинання лазерного випромінювання водою й іншими внутрішньоклітинними субстанціями гарантує чітку локалізацію зони розрізу й безпеку тканин за межами цієї зони.

Випромінювання неодимового лазера з довжиною хвилі 1,06 мкм досить зручне для користувача, оскільки дозволяє передавати випромінювання не тільки по твердому оптико-механічному тракту, але й по кварцовим моноволокнам. Це дозволяє просто маніпулювати скальпелем. Разом з тим, проникаючи в біотканину на глибину близько 1 см, це випромінювання дає досить широку лінію розрізу й підвищену зону некрозу внаслідок розсіювання частини випромінювання. Тому широкого застосування в хірургії ці лазери не знайшли.

Більш зручними для практики виявилися лазери середнього ІЧ-діапазону спектра (зокрема CO₂-лазер, з довжиною хвилі 10,6 мкм). Випромінювання середнього ІЧ-діапазону практично повністю перетвориться в тепло у досить тонкому поверхневому шарі біотканини.

В залежності від оптичних характеристик тканин (поглинання, розсіювання) можливі різні випадки розподілу поглиненої енергії випромінювання в тканині [25]. При слабкому проникненні випромінювання у тканину практично вся енергія пучка виділяється в шарі товщиною десятки-сотні мкм (рис. 9.2, а). Якщо випромінювання проникає глибоко й сильно розсіюється усередині тканини, то розміри об'єму, що нагрівається, можуть перевищити діаметр пучка випромінювання (рис. 9.2, б). При малому ж розсіюванні й меншому поглинанні випромінювання може проникати досить глибоко (рис. 9.2, в).

Для лазерної хірургії найбільш типовий випадок (а). Випадки (б) і (в) більше підходять для світлової (фотодинамічної) терапії злоякісних пухлин.

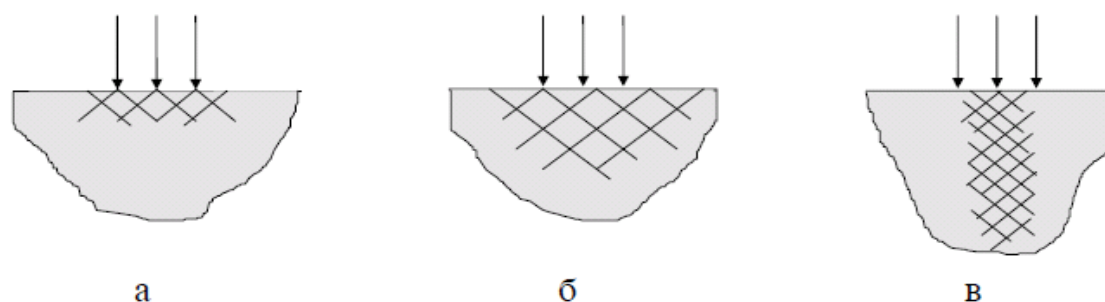


Рисунок 9.2 – Проникнення випромінювання в біотканину

Зараз у хірургії найбільш широко використовуються CO₂-лазери з довжиною хвилі 10,6 мкм. При потужності лазера 5 Вт (що для CO₂-лазери є малою потужністю – типові потужності становлять десятки-сотні Вт) і часу впливу 10⁻³ с на поверхні тканини нагрівається об'єм не більше 10⁻⁵ см³. Внаслідок того, що час переходу поглиненого випромінювання в тепло становить величину 10⁻¹² с, що набагато менше характерного часу, обумовленого теплопровідністю біотканин, температура об'єму, що опромінюється, підвищується на 100 і більше градусів. Для випару об'єму 10⁻⁵-10⁻⁶ см потрібна енергія 0,003 – 0,03 Дж. Цей об'єм визначається як об'єм циліндра висотою $h = k_{\lambda}^{-1}$ і площею основи, рівної перетину лазерного пучка – d : $V = 0,25 \pi d^2 k_{\lambda}^{-1}$, де k_{λ} – коефіцієнт поглинання випромінювання з довжиною хвилі λ даної

біотканини (для CO₂-лазера $k=500$ см), d – діаметр перетину на границі середовище – тканина.

Для випару тканини необхідно, щоб час відводу тепла τ з об'єму, що нагрівається, V був більше часу випромінювання лазером енергії, рівної енергії випару об'єму, що нагрівається $\tau \gg t$:

$$\tau = h^{2/4} \alpha, t = \rho V \chi, \quad (9.1)$$

де ρ – щільність біотканини 1,2 г/см³,

α – температуропровідність,

χ – питома енергія випару об'єму біотканини.

Прирівнюючи $\tau=t$, можемо оцінити граничну потужність випромінювання в зоні взаємодії променя з біотканиною:

$$P = 4\alpha\rho V \chi / h^2 = 4\alpha\rho \cdot 0,25\pi d^2 k \lambda - 1 / h^2.$$

Гранична щільність потужності випромінювання, що випаровує біотканину, визначається: $q = P/S = \alpha\rho\pi d^2 k \lambda - 1 \chi / h^2 \pi d^2 = \alpha\rho\chi k \lambda - 1 / h^2$.

Для CO₂-лазера гранична щільність становить 4 – 7,5 кВт/см. При менших щільностях потужності випромінювання внаслідок випару води з поверхневого шару біотканини утвориться висушена й коагульована тканина товщиною 0,2 мм, що при подальшому опроміненні стабілізується за формою й розмірами та залишається стійкою до подальшого впливу лазерного випромінювання. Якщо ж щільність потужності значно перевищує граничне значення, то миттєвий випар води приводить до руйнування об'єму, що опромінює, біотканини й виносу окремих фрагментів і клітин тканини. Разом з тим, створюється значний реактивний тиск на нижчерозташовані тканини, що досягає величини 100 кПа (більше 1 атм., тому що 133 Па=1 мм рт. ст.). Реактивний тиск приводить до деформації дрібних нижчерозташованих кровоносних судин. Дрібні судини – розсікатимуть, і внаслідок термічної коагуляції відбуватиметься зупинка кровотечі. Саме тому лазерний скальпель незамінний під час проведення операцій на кровонаповнених органах (нирка, печінка, селезінка).

Мінімальний час розсічення біотканини товщиною H и довжиною L у фокусі випромінювання (кінцевого діаметра d) визначається виразом $t_p = \chi Hd / P$, а швидкість розрізу буде $v = P / \chi HF \theta$, де F – фокусна відстань об'єктива, θ – розбіжність лазерного випромінювання. Відповідно, при більшій

щільності пучка в зоні розрізу (а вона прямо пропорційна потужності випромінювання й обернено пропорційна розбіжності), швидкість висічення тканин буде вище.

Поряд із CO₂-лазером, у хірургії знаходить застосування й СО-лазер з довжиною хвилі випромінювання в діапазоні 5,1 – 5,6 мкм (середній ІЧ-діапазон). Випромінювання цього лазера проникає в тканину дещо глибше (близько 100 мкм), ніж більш довгохвильове випромінювання CO₂-лазера. Внаслідок цього поліпшується коагуляція нижчерозташованих кровоносних судин. Зокрема, у дослідях на кроликах і собаках було показано, що вдається надійно зупиняти кровотечу при висіченні судин діаметром до 2,5 мм. Коефіцієнт поглинання випромінювання СО-лазера дорівнює 100 – 150 см⁻¹, а гранична щільність потужності для розсічення 1 кВт/см². У цьому переваги СО-лазера порівняно із CO₂-лазером, але потужності й експлуатаційні параметри цього лазера нижче, ніж у CO₂-лазера, тому й застосовується він рідше.

Певні перспективи застосування в мікрохірургії пов'язують із ексимерними лазерами імпульсної дії ближнього УФ-діапазону спектра: *Ar* (193 нм), *KrCl* (222 нм), *Kr* (248 нм), *XeCl* (308 нм), *Xe* (351 нм). Мала глибина проникнення УФ-випромінювання дозволяє здійснювати пошаровий розріз тканин. Лазерні скальпелі на основі *Ar*-лазера із щільністю потужності близько 5 Дж/см² дозволяють проводити надрізи роговиці глибиною до 0,3 мм, що цілком прийнятно для більшості офтальмологічних операцій. При цьому краї надрізів не піддаються нагріванню й руйнуванню. Завдяки великій потужності випромінювання й можливості його транспортування за оптичними моноволокнами дані лазери знаходять застосування для проведення таких операцій, як руйнування каменів у нирках і жовчних протоках. Так жовчні камені руйнуються випромінюванням *KrF*-лазера при граничній щільності енергії 0,5 Дж/см².

Аналогічні операції з руйнування атеросклеротичних бляшок усередині кровоносних судин одержали назву "лазерної ангіопластики". Метою таких операцій є руйнування новоутворень на стінках кровоносних судин для відновлення нормального кровотоку. Важливо при цьому точно визначити зону впливу випромінювання, його потужність, щоб не ушкодити стінку самої судини. Для вирішення цього завдання найбільше підходить *XeCl*-лазер із щільністю енергії 1-8 Дж/см². Він ефективно руйнує як фіброзні, так і кальцінозні бляшки.

Ще одне застосування лазерів середньої потужності (одиниці Вт) – зварювання кровоносних судин. Тут найбільше поширення одержав аргонний лазер безперервної дії (довжина хвилі 0,48 – 0,51 мкм). Оптимальна потужність

лазера при зварюванні вен 0,3 – 0,7 Вт, а при зварюванні артерій – 0,5 – 0,9 Вт (щільність потужності – 5 – 10 Вт/см²). Необхідна щільність потужності може бути знижена за рахунок введення в тканину спеціальних органічних барвників, що ефективно поглинають випромінювання даної довжини хвилі. Довжина шва може досягати одиниць мм. Перспективним для вирішення цього завдання є лазер на парах міді з довжиною хвилі 0,51 мкм (і 0,58 мкм) імпульсно-періодичної дії. По-перше, ККД цього лазера на порядок вище аргонного й, по-друге, імпульсно-періодичний характер випромінювання, як зазначено в ряді робіт, більш ефективний при зварюванні.

9.4.2 Хірургічні лазерні установки

Сформулюємо основні технічні й експлуатаційні вимоги, які мають висуватися до лазерних хірургічних установок.

1. Відповідність технічним характеристикам, що забезпечують надійне виконання основної функції – висічення тканин, органів (за середньою потужністю, або енергією випромінювання, довжиною хвилі генерації лазера, за розбіжністю й діаметром пучка, способом доставки випромінювання до оперованого органа з мінімальними втратами тощо).

2. Відповідність експлуатаційним вимогам, що включають атестацію даної установки й наявність дозволу Мінздраву України на її застосування в клінічній практиці (в окремих випадках допускається використання експериментальних установок, що не мають дозволу за рішенням Вчених Рад НДІ). Хірургічні установки мають бути надійними в роботі (тобто мати більший ресурс роботи й ресурс до першої відмови, безперервність роботи, як правило, – не менше 8 годин), простими в керуванні й експлуатації.

Більша частина лазерних хірургічних установок створена на базі СО₂-лазера із середньою потужністю до 100 Вт. Випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм сильно поглинається у кварцових моноволокнах, тому транспортувати дане випромінювання доводиться за допомогою оптико-механічних пристроїв (досить громіздких). Такими пристроями обладнані, зокрема, установки, що випускаються серійно, "Ромашка-1", "Ромашка-2", "Скальпель-1" . Можуть бути використані й порожні металеві хвилеводи з алюмінієвої або мідної фольги, що мають високий коефіцієнт відбиття в середньому ІЧ-діапазоні спектра. Типові величини втрат під час передачі випромінювання СО₂-лазера становлять близько 1 дБ/м. Тому установки на базі СО₂-лазера застосовуються при поверхневих операціях в опіковій і гнійній хірургії,

порожнинних операціях, операціях на кровонаповнених органах, м'яких тканинах.

В основі установок "Веселка-1" і "Ятаган" лежать Nd+-YAG-лазер (довжина хвилі 1,06 мкм) і рубіновий лазер (0,69 мкм). Режим роботи лазерів імпульсний. Проблем з доставкою випромінювання видимого й ближнього ІЧ-діапазонів спектра істотно менше. Це випромінювання слабо поглинається у кварцових моноволокнах, оскільки вікно прозорості плавленого кварцу лежить у діапазоні довжин хвиль 0,3 – 2,0 мкм, відповідно поглинання становить десятки частки дБ/м. Випромінювання 1,06 мкм потужністю 50 Вт передається по волокну довжиною 4 м з ефективністю 90,6%. Практично без втрат передається по волокнах і випромінювання рубінового лазера. Установка "Веселка-1" використовується для проведення ендоскопічних операцій під час лікування гострих виразок, що кровоточать, шлунка, дванадцятипалої кишки тощо. Установка "Ятаган" – в офтальмології під час проведення мікрохірургічних очних операцій, зокрема приварювання сітківки, що відшарувалася.

Слід, проте, зазначити, що із застосуванням волоконної оптики в лазерній хірургії залишається незадовільно вирішеною проблема ушкодження "підгоряння" торців світловодів як на вході лазерного випромінювання, так і на виході. Це відбувається в тому випадку, якщо торець світловода забруднюється продуктами розпаду (тканин при ангіопластиці, каменів при їхньому дробленні тощо). Ця проблема вирішується відводом продуктів розпаду, наприклад, відсмоктуванням, але лише частково.

9.5 Низькоінтенсивна лазерна терапія

Зараз низькоінтенсивне лазерне випромінювання (НЛВ) більш ефективно використовується в медицині, ніж потужне випромінювання. Причин тут декілька. По-перше, можливі побічні ефекти тут будуть істотно нижчі. По-друге, використовувані тут лазери, переважно гелій-неонові, компактні, прості в керуванні, відносно дешеві, ресурс їхньої роботи обчислюється тисячами годин. По-третє, випромінювання цих лазерів лежить у видимій області спектра, а отже, практично без втрат транспортується по світловодах. Нарешті, по-четверте, на основі великого експериментального й клінічного матеріалу встановлено, що НЛВ володіє виразною біостимулюючою дією на кров, тканини, органи й організм у цілому.

9.5.1 Механізми взаємодії НЛВ з біооб'єктами

Використання низькоінтенсивного лазерного випромінювання для лікувальних цілей, незважаючи на тридцятирічний світовий досвід, не має на сьогодні, як це дивно не звучить, надійного наукового обґрунтування. Незважаючи на значний експериментальний матеріал, механізми взаємодії НЛВ з біооб'єктами однозначно не встановлені. Почасти це пов'язано з великою суперечливістю експериментальних даних, накопичених у різних наукових колективах. Більшою мірою це – наслідок складності біосистеми й процесів, що відбуваються у ній.

Отже, що ж відбувається з біооб'єктами під час опромінення його НЛВ? У чому проявляються специфічні властивості лазерного випромінювання: висока просторова й тимчасова когерентність, поляризація, мала розбіжність і висока спектральна яскравість випромінювання?

Нині немає переконливих доказів прояву цих особливостей лазерного випромінювання під час його взаємодії з біооб'єктами. Так, при однофотонному поглинанні швидкість "створення когерентності" становить $0,03 - 0,003 \text{ с}^{-1}$. Швидкість же "втрати когерентності" за рахунок розфазування хвильових функцій молекул – $10^{11}-10^{12} \text{ с}^{-1}$. Таке величезне розходження швидкостей створення й втрати когерентності виключає вплив когерентних властивостей випромінювання під час його взаємодії з біологічними об'єктами.

Також малоімовірним здається, що поширюючись в ізотропних біологічних тканинах, випромінювання збереже поляризацію, тим більше, якщо випромінювання передається до об'єкта через волоконну оптику, де відбувається додаткова деполіризація. Разом з тим, експерименти з поглинання лазерного випромінювання й лампи розжарювання з тією самою потужністю й довжиною хвилі свідчать, що лазерне випромінювання поглинається в тканинах сильніше. Є й окремі дані, які свідчать про те, що більш біостимулююча дія лазерного випромінювання забезпечується саме поляризацією світла.

Яка роль високої спектральної яскравості (тобто монохроматичності) випромінювання? На думку дослідників, ця характеристика не має принципового значення, оскільки смуги поглинання біомолекул широкі. Однак є дослідники, що відстоюють теорію резонансної взаємодії випромінювання з речовиною, більш того, введений навіть термін "резонансна фототерапія". Ці роботи, зокрема, активно ведуться красноярськими фізиками й медиками. Відповідно до цієї теорії, завдяки високій монохроматичності й когерентності, лазерне випромінювання здатне збуджувати окремі ступені свободи руху

молекул, не торкаючись інших можливих коливань. У такому випадку молекула здобуває здатність вступу в певну хімічну реакцію.

Розглянемо один з конкретних прикладів впливу НЛВ на кров. В експериментах було показано, що при опроміненні червоних клітин крові (еритроцитів) випромінюванням гелій-неонового лазера за процес клітинної біостимуляції відповідає реакція фотогенерації синглетного кисню (ФГСК)

$$h\nu + {}^3O_2 \rightarrow {}^1O_2.$$

У даній реакції бере участь кисень, розчинений у позаклітинному просторі. Причому цей механізм, як було показано, працює тільки в декількох вузьких спектральних інтервалах, розташованих у видимому й ближньому ІЧ-діапазонах спектра. На рис. 9.3 наведені спектр дії лазерного випромінювання на кров і спектр поглинання кисню, розчиненого у фреоні. Вони практично збігаються.

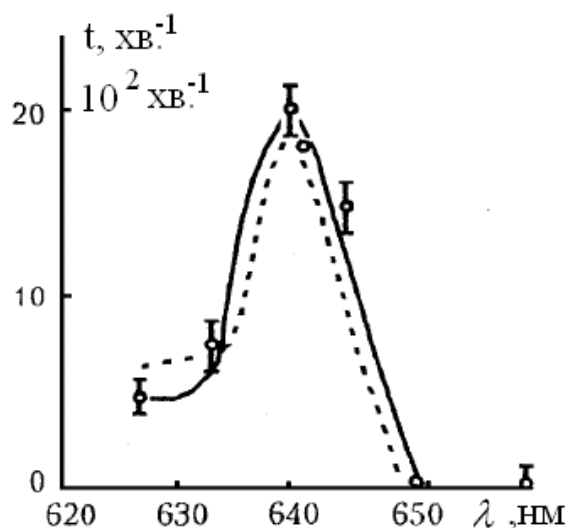


Рисунок 9.3 – Спектр дії лазерної терапії в діапазоні 627 – 660 нм (суцільна лінія) і спектр поглинання розчиненого у фреоні молекулярного кисню

Таким чином, під час проведення внутрішньовенної лазерної терапії, наприклад, під час лікування ішемічної хвороби серця з використанням гелій-неонового лазера з довжиною хвилі 632,8 нм, спостережуваний терапевтичний ефект обумовлений поглинанням фотонів молекулярним киснем, розчиненим у крові.

9.5.2 Области застосування НЛВ. Лазерні терапевтичні пристрої

У більшості випадків низькоінтенсивна лазерна терапія (НЛТ) здійснюється за допомогою різних гелій-неонових лазерів. Численними експериментальними й клінічними даними встановлено, що випромінювання цього лазера (безперервне, з довжиною хвилі 632,8 нм) зміцнює імунну систему організму, впливає на активацію окислювально-відновних ферментів. Під впливом даного випромінювання йде прискорене загоєння ран, виразок, придушуються запальні процеси, під час впливу випромінювання більш ефективно йде медикаментозне лікування.

Всі області медицини, де використовується гелій-неоновий лазер, перелічити важко, назвемо лише основні. У кардіології – це лікування ішемічної хвороби серця, профілактика після інфаркту, як правило, за допомогою внутрішньовенного опромінення крові. У пульманології – лікування пневмонії, бронхіту, бронхіальної астми, респіраторних інфекцій. У дерматології – лікування екзем, нейродермітів, герпеса, псоріазу тощо. У стоматології – лікування парадонтиту, перностатиту, стоматиту, карієсу. У гінекології й акушерстві – лікування запальних захворювань піхви, крауроза вульви (атрофія статевих органів), ерозії шийки матки, післяабортних ускладнень, допологової профілактики слабкості пологової діяльності, профілактики післяпологових наслідків тощо. В андрології – лікування простатиту. У ряді випадків поряд з лазерними джерелами випромінювання можуть успішно застосовуватися джерела випромінювання на базі світловипромінюючих діодів.

Зараз у практичній медицині використовуються п'ять основних методик проведення терапевтичних процедур:

- 1) прямий вплив лазерного випромінювання на відкриті ранові й запалені поверхні, у тому числі з використанням ефекту сканування променя;
- 2) лазерне опромінення патологічних вогнищ через шкірні покриви;
- 3) лазерна світлопунктура (акупунктура) і рефлексотерапія;
- 4) лазерна світловодна терапія, у тому числі із застосуванням ендоскопів;
- 5) опромінення рідин, у тому числі крові.

Очевидно, що кожна з перерахованих методик має свою специфіку. Разом з тим, всі вони можуть виконуватися за допомогою однієї лазерної установки за наявності відповідного комплексу сервісних пристроїв. Так зовнішнє опромінення може проводитися як безпосередньо з виходу лазера, так і за посередництвом оптичного світловода з розсіювачем пучка на кінці. Для лазерної акупунктури потрібна, навпаки, концентрація випромінювання тощо.

Основні принципи лікування НЛТ полягають у правильному виборі відповідної методики лікувальної процедури, визначенні доз опромінення, кількості сеансів. Для різних методик вони зазвичай, різні.

9.6 Лазери у фотодинамічній терапії

Метод фотодинамічної терапії (ФДТ) є більш молодим, ніж НЛТ. Основне на сьогодні його застосування – лікування злоякісних утворень, насамперед, у тому випадку, коли хірургічне втручання й лікування твердим опроміненням протипоказані, а можливості хіміотерапії вже вичерпані. У ФДТ використовуються, як правило, лазери із середнім рівнем потужності (одиниці Вт) видимого діапазону спектра.

9.6.1 Механізм фотодинамічного впливу на біооб'єкти

Метод ФДТ заснований на:

а) факті виборчого накопичення певного барвника – фотосенсибілізатора пухлинними клітинами;

б) поглинанні лазерного випромінювання з певною довжиною хвилі (червоної області видимого спектра) цим сенсибілізатором з подальшим руйнуванням пухлинних клітин за рахунок поглиненої енергії лазерного випромінювання.

Барвник – сенсибілізатор вводиться внутрішньовенно (найчастіше) або внутрішньом'язово. Через певний час фотосенсибілізатор локалізується переважно, у пухлинних зонах так, що його концентрація в уражених клітинах перевищує таку в здорових у 3 – 5 разів. При опроміненні місця локалізації пухлини (що також досягається за допомогою допоміжного лазера, як правило, блакитної області видимого спектра) основним лазером внаслідок складних фотохімічних реакцій відбувається перетворення барвника з появою токсичних для клітин тканин продуктів фоторозпаду.

Таким чином, під дією світла за рахунок цитотоксичного ефекту гинуть, як правило, пухлинні клітини, при незначному ушкодженні здорових.

Така загальна схема методу ФДТ. Але багато фізико-хімічних аспектів даного методу залишаються дотепер нез'ясованими. Не визначені, наприклад, субклітинні структури й макромолекули, які є "мішенями" для фотосенсибілізаторів. Щодо перетворення енергії лазерного випромінювання в тканинах у хімічну, є тільки розумні гіпотези. Одна з них – генерація

синглетного кисню, що має підвищену реакційну здатність і відповідає за руйнування клітин пухлини. Синглетний же кисень утвориться в процесі передачі енергії, накопиченої в довгоживучих станах фотосенсибілізатора, молекулярному кисню, розчиненому в тканинах. На рис. 9.4. наведено схему поглинання й передачі енергії при ФДТ.

Як бачимо, на першому етапі відбувається поглинання кванта світла, барвник переходить у збуджений короткоживучий стан, потім безвипромінювальним шляхом у довгоживучий, звідки й можлива передача енергії молекулам кисню, так що кисень переходить на один із синглетних рівнів.

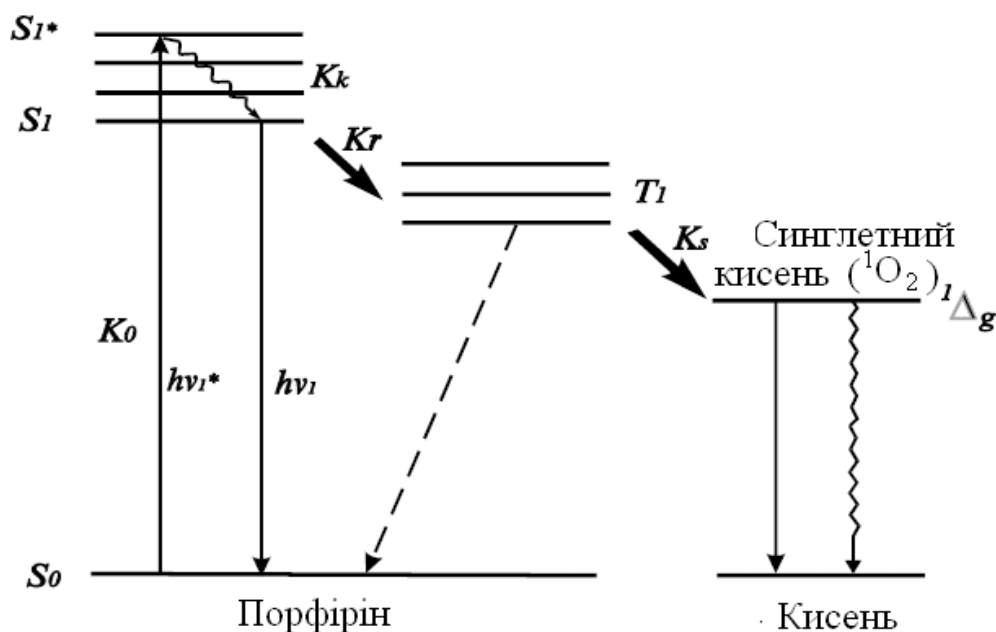


Рисунок. 9.4 – Схема поглинання та передачі енергії при ФДТ

9.6.2 Лазери для ФДТ

Основні параметри випромінювання для ФДТ підбиралися в процесі експериментів емпірично й не є жорстко встановленими. Так оптимальна доза опромінення варіюється від 50 до 200 Дж/см² (для довжини хвилі 630 нм). Щільність потужності при цьому має становити за одними даними 10 – 100 мВт/см², за іншими – до 1 Вт/см². Подібні щільності енергії (і дози випромінювання) можуть бути реалізовані й з некогерентними джерелами випромінювання (наприклад, лампами розжарювання). Разом з тим, дотепер перевага віддається саме лазерним джерелам, здатним з більшим ККД забезпечити необхідну щільність потужності в заданому інтервалі спектра.

Ідеальним джерелом світла для ФДТ на перший погляд є гелій-неоновий лазер (випромінювання лежить у потрібному діапазоні спектра, простий і зручний у роботі). Навіть найпотужніший з гелій-неонових лазерів не здатний створити необхідні, у більшості випадків, щільності енергії. Зручними для проведення експериментів і перших клінічних випробувань стали лазери на органічних барвниках, що накачуються або імпульсними лампами, або іншими лазерами, зокрема, аргоновим (0,51 мкм), твердотільними – наприклад, на алюмоітрієвому гранаті (1,064 мкм) з перетворенням у другу гармоніку (0,53 мкм), азотним (0,34 мкм), лазером на парах міді (0,51 і 0,58 мкм). Головна їхня перевага – можливість плавної перебудови довжини хвилі (у червоній області спектра), що дозволяє селективно збуджувати фотосенсибілізатор. У вирішенні дослідницьких завдань перебудовані лазери, на барвниках добрі, але для практичної медицини мало придатні, оскільки володіють малим ККД, громіздкі, дорогі й складні в експлуатації. Тому зараз переважно використовують лазери на барвниках з жорстко фіксованою довжиною хвилі, що накачують другою гармонікою *Nd+-YAG*. Більш перспективним є лазер на парах золота, випромінювання якого не вимагає перетворення, оскільки лежить у потрібному спектральному діапазоні (627,8 нм), а середня потужність випромінювання досягає 9 Вт. Перспективними найближчим часом можуть стати і напівпровідникові лазери й потужні світловипромінюючі діоди червоного діапазону спектра.

9.7 Негативні ефекти взаємодії лазерного випромінювання з біоб'єктами

Лазерній медицині вже близько 30 років. З одного боку, це великий термін. Накопичено неабиякий експериментальний і клінічний матеріал з використання лазерів у хірургії, терапії, інших розділах медицини. Разом з тим, можливі побічні ефекти, у тому числі негативні, розглядаються далеко не завжди. Як відомо, лазери дозволяють досягти високих щільностей енергії, аж до 10–10 Вт/см². При цьому можливі нелінійні ефекти взаємодії випромінювання з біоб'єктами. Як приклад розглянемо можливості двоквантового поглинання випромінювання. Воно можливе й з некогерентними джерелами світла. У випадку двоступінчастого поглинання молекула послідовно поглинає два кванти випромінювання, переводячи молекулу з нормального (незбудженого стану) спочатку на один збуджений проміжний рівень, а потім у більш високий збуджений стан.

На рис. 9.5 наведена схема двоступінчастого поглинання випромінювання гіпотетичною молекулою з використанням синглетних (рис. 9.5, а) (добре порушуваних, але короткоживучих станів) і триплетних (рис. 9.5, б) (слабкозбуджуваних і довгоживучих) станів молекули.

Двофотонне поглинання світла можливе при одночасному поглинанні двох когерентних квантів випромінювання й характерне тільки для взаємодії потужного лазерного випромінювання з речовиною. При цьому перехід у збуджений стан відбувається через віртуальний (фантомний) рівень (рис. 9.5, в).

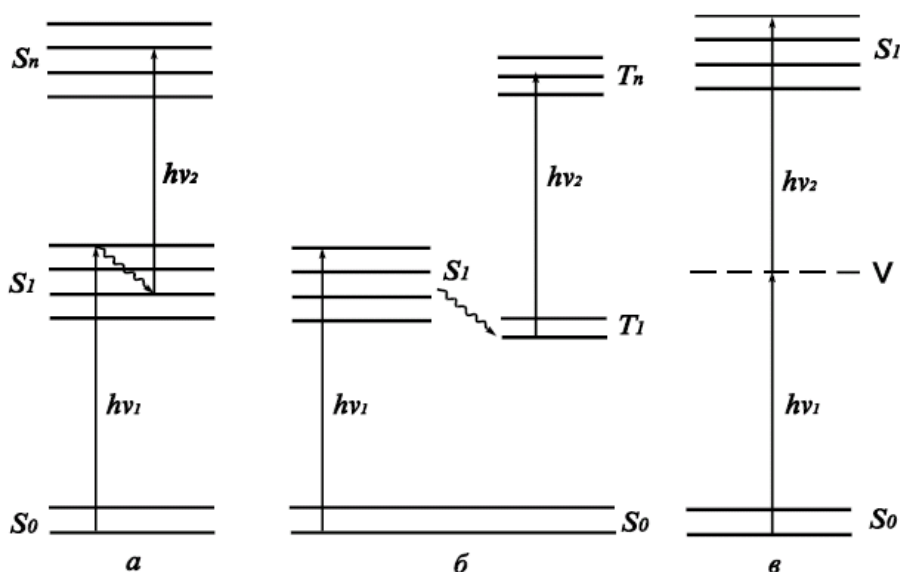
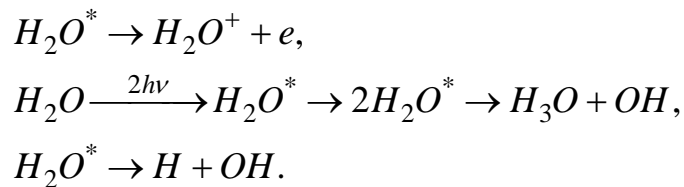


Рисунок 9.5 – Спрощена схема двоступінчастого та двофотонного поглинання випромінювання

До чого можуть призводити зазначені процеси? Припустимо, що в хірургічних цілях застосовується ексимерний ХеСl-лазер. Довжина хвилі генерації цього лазера 308 нм, що відповідає енергії кванта 4 еВ. При двуквантових процесах можливе одержання енергії молекулою 8 еВ, що перевищує енергію іонізації більшості біоорганічних молекул (6-7 еВ). Внаслідок поглинання такого УФ-випромінювання білком відбувається фотоіонізація ароматичних амінокислотних залишків, що приводить до втрати білком його основних функцій. В експериментах на клітинному рівні встановлено, що під дією УФ-випромінювання відбувається порушення функціонування насамперед мембранних структур. Під дією Уф-випромінювання можливі іонізація й дисоціація молекул води (поріг іонізації близько 6 еВ, дисоціації близько 5 еВ) за схемою:



Радикали води, що утворюються, взаємодіють із розчиненими біомолекулами й запускають каскад реакцій, аналогічний реакціям при гамма-радіолізі, із сумними наслідками.

Відомі й інші негативні наслідки впливу лазерного випромінювання. Не перераховуючи інших прикладів негативного впливу лазерного випромінювання, зазначимо, що особливу небезпеку, насамперед своєю невивченістю, являють можливі генетичні наслідки впливу лазерного випромінювання на живий організм. А вони можуть виявитися в n-му поколінні.

9. 8 Дозиметрія лазерного випромінювання

За прогнозами аналітиків, після корекції в 2009 році, середньорічний темп зростання світового ринку лазерів у 2010–2015 складе 7%. Особливо різко зросла кількість лазерних медичних установок, у яких практично відсутній захист від потрапляння прямого лазерного випромінювання. Все це приводить до зростання вимог до проведення постійного дозиметричного контролю.

Функції дозиметричного контролю лазерного випромінювання в Україні покладені на санітарно-епідеміологічні станції. У своїй роботі вони зобов'язані керуватися СанПіН 5804-91 [21] і МУ № 5309—90. Крім того, зараз у сфері забезпечення безпеки під час роботи з лазерами керуються такими діючими документами: ДСТУ 12.1.031-81 і ДСТУ 12.1.040-83.

Багато положень зазначених ГОСТів не збігаються з положеннями СанПіН 5804-91. Ситуація, здавалося б, мала покращитися в 2005 році із впровадженням ДСТУ ІЕС 60825-1:2004. Проте прийняття зазначеного ДСТУ ІЕС 60825-1:2004 тільки її погіршило, оскільки класифікація лазерів за ступенем небезпеки в даному документі не збігається із класифікацією всіх перерахованих вище документів, включаючи СанПіН 5804-91. Слід врахувати, що до того ж, в Україні багато лазерних установок, виготовлених у Росії й класифікованих за своїм ДСТУ Р 50723-2004. Класифікація за ГОСТ Р 50723-2004 також не збігається із класифікацією, що діє в Україні.

У СанПіН 5804-91 наведені гранично припустимі рівні лазерного випромінювання при однократному й хронічному впливі лазерного випромінювання. Однократним впливом лазерного випромінювання вважається випадковий вплив випромінювання із тривалістю, що не перевищує $3 \cdot 10^4$ с. Хронічний вплив лазерного випромінювання – це систематично повторюваний вплив, якому піддаються люди, професійно пов'язані з лазерним випромінюванням. Для визначення гранично припустимих значень при хронічному впливі на очі й шкіру колімованого або неуважного лазерного випромінювання в діапазоні I і II ($180 < \lambda < 1400$ нм) необхідно зменшити у 10 разів відповідні граничні значення, а в діапазоні III ($1400 < \lambda < 10^5$ нм) у 5 разів.

Розглянемо класифікацію лазерів за ступенем небезпеки генерованого випромінювання відповідно до СанПіН 5804-91. Визначення класу лазера засновано на обліку його вихідної енергії (потужності) і гранично припустимих рівнів при однократному впливі генерованого випромінювання. За ступенем небезпеки генерованого випромінювання лазери поділяються на чотири класи.

До лазерів I класу належать повністю безпечні лазери, тобто такі лазери, вихідне колімоване випромінювання яких не являє небезпеки під час опромінення очей і шкіри. Так, для лазера в діапазоні довжин хвиль від 600 нм до 750 нм при однократному опроміненні гранично припустимий рівень енергії лазерного випромінювання $W \leq 1,2 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[3]{t^2}$ Дж. Потужність ($P_{\text{пду}}$) не повинна перевищувати 0,19 мВт при апертурі не більше 7 мм.

Лазери II класу – це лазери, вихідне випромінювання яких становить небезпеку при опроміненні шкіри або ока людини колімованим пучком; дифузійно відбите випромінювання безпечне як для шкіри, так і для очей. Так для лазера в діапазоні довжин хвиль від 600 нм до 750 нм при однократному опроміненні $P \leq 8 \cdot 10^2 P_{\text{пду}}$, потужність не повинна перевищувати 152 мВт при однократному й 15,2 мВт при хронічному впливі.

До лазерів III класу належать такі лазери, вихідне випромінювання яких становить небезпеку при опроміненні очей не тільки колімованим, але й дифузійно відбитим випромінюванням на відстані 10 см від поверхні, що відбиває, або при опроміненні шкіри колімованим випромінюванням. Дифузійно відбите випромінювання не становить небезпеки для шкіри. Цей клас поширюється тільки на лазери, які генерують випромінювання у спектральному діапазоні від 380 нм до 1400 нм. Так, для лазера в діапазоні довжин хвиль від 380 нм до 750 нм при

однократному опроміненні шкіри $E_{п д} = 5 \cdot 10^{-0,5} \text{ Вт/м}^2$ гранично припустимий рівень опромінення становить $1,6 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$.

Гранично припустимий рівень потужності при цьому складе $P_{пду} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}$ при апертурі 1,1 мм. Для лазера III класу припустимий рівень потужності не має перевищувати $P = \pi \cdot 10^4 \cdot P_{пду}$, тобто потужність не повинна перевищувати 47 Вт при однократному впливі. При хронічному впливі потужність не повинна перевищувати 4,7 Вт. Четвертий клас – це такі лазери, дифузійно відбите випромінювання яких становить небезпеку для очей і шкіри на відстані 10 см від поверхні, що відбиває.

Відповідно до ДСТУ ІЕС 60825-1:2004, за ступенем небезпеки генерованого випромінювання лазери поділяються на сім класів.

Клас 1 – лазери, які є безпечними за передбачуваних умов експлуатації, навіть коли використовують оптичні прилади для прямого спостереження пучка.

Клас 1м – лазери, які випромінюють промінь у діапазоні довжин хвиль від 302,5 нм до 4 000 нм, які є безпечними за передбачуваних умов експлуатації, але можуть бути небезпечними, якщо користувач використовує оптику на шляху пучка.

Застосування оптики в межах пучка може бути небезпечним у двох випадках:

- для розбіжного пучка, якщо користувач розташовує оптику на відстанях до 100 мм від джерела пучка;

- для колімованих пучків з діаметром більшим, ніж діаметр, що рекомендується для виміру опромінення й енергетичної експозиції.

Діаметр обмежуючої апертури при дозиметричному контролі лазерного випромінювання з довжинами хвиль 400-1400 нм дорівнює 7 мм.

Клас 2 – лазери, які випромінюють видимий промінь у діапазоні довжин хвиль від 400 нм до 700 нм, де захист забезпечується природними реакціями, включаючи рефлекс миготіння. Цю реакцію можна попередньо передбачити відповідним захистом під час прийнятних очікуваних умов роботи, використовуючи оптичні прилади для прямого спостереження пучка.

Клас 2м – лазери, які випромінюють видиме випромінювання в діапазоні довжин хвиль від 400 нм до 700 нм, де захист забезпечується природними реакціями, включаючи рефлекс миготіння. Однак спостереження вихідного випромінювання може бути небезпечніше, якщо користувач застосовує оптику в межах пучка.

Клас 3R – лазери, які випромінюють у діапазоні довжин від 302,5 нм до 10^6 нм, де безпосереднє спостереження є потенційно небезпечним, але ризик

нижче ризику лазерів класу 3В. Припустима межа випромінювання знаходиться у межах п'ятикратних припустимих меж випромінювання для класу 2 у діапазоні довжин хвиль від 400 нм до 700 нм і в межах п'ятикратних припустимих меж випромінювання для класу 1 в інших діапазонах довжин хвиль.

Клас 3В – безпосереднє спостереження таких лазерних виробів завжди небезпечно. Видиме розсіяне випромінювання зазвичай безпечно.

Клас 4 – лазерні вироби, що створюють небезпечно розсіяне випромінювання. Вони можуть викликати ураження шкіри, а також створити небезпеку пожежі. При їхньому використанні слід дотримуватися особливої обережності.

У зв'язку з відносною складністю наведених у ДСТУ ІЕС 60825-1:2004 значень і для спрощення розрахунків, а також для зручності порівняння, у випадку колімованих пучків малого діаметра можна використовувати перелічені значення, наведені в табл. 9.1.

Таблиця 9.1 – Значення для спрощення розрахунків

λ нм								600 - 750
Вт (Вт/м ²)	180-302,5	302,5 - 315	315 - 400	400 - 700	700 - 1400	1400 - 4000	4000 – 10 ⁶	СанПіН 5804-91 хроніч.
Клас 1	(10 ⁻³)	8,3· 10 ⁻¹⁰ - 2,6· 10 ⁻⁷	7,9· 10 ⁻⁶	3,9· 10 ⁻⁴	3,9· 10 ⁻⁴ - 1,6· 10 ⁻²	1· 10 ⁻²	(103)	1,9· 10 ⁻⁵
Клас 2	немає	немає	немає	10 ⁻³	немає	немає	немає	15,2· 10 ⁻³
Клас 3R	немає	4,2· 10 ⁻⁹ - 1,3· 10 ⁻⁶	4· 10 ⁻⁵	5· 10 ⁻³	2· 10 ⁻³ - 8· 10 ⁻²	5· 10 ⁻²	(5· 10 ³)	4,7
Клас 3У	1,5· 10 ⁻³	1,6· 10 ⁻³ - 0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	
Клас 4	>1,5· 10 ⁻³	>1,6· 10 ⁻³ - 0,5	>0,5	>0,5	>0,5	>0,5	>0,5	>4,7

Необхідно зазначити, що діапазон довжин хвиль розглянутий у СанПіН 5804-91, не збігається з діапазоном довжин хвиль ДСТУ ІЕС 60825-1:2004. Гранично припустимі рівні лазерного випромінювання, наведені в СанПіН 5804-91, не збігаються з максимально припустимими рівнями, наведеними в ДСТУ ІЕС 60825-1:2004. Визначення класів безпеки в СанПіН 5804-91

у ДСТУ 12.1. 031-81 і в ДСТУ 12.1. 040-83 не збігаються із класифікацією, що наведена в ДСТУ ІЕС 60825-1:2004. При цьому визначення класів небезпеки лазерів у ДСТУ ІЕС 60825-1:2004 повністю відповідає класифікації, прийнятій у Євросоюзі, що, в свою чергу базується на доступних сучасних результатах експериментальних досліджень. Отже, при визначенні параметрів лазерного дозиметра зараз слід керуватися даними, наведеними в ДСТУ ІЕС 60825-1:2004.

Контрольні запитання та завдання.

1. Для яких цілей у медицині використовують лазери?
2. Якими унікальними характеристиками володіють лазери для вирішення медичних завдань?
3. Які фізичні процеси проходять при лазерній хірургії?
4. Які фізичні процеси проходять при лазерній терапії?
5. Якими є побічні негативні ефекти взаємодії лазерів із біоматеріалами?

10. ЛАЗЕРНЕ ОХОЛОДЖЕННЯ ЧАСТИНОК

10.1. «Холодні» частинки і оптичні стандарти частоти.

Однією із яскравих задач фізики останньої чверті ХХ століття стало охолодження газоподібних речовин до температури близької до абсолютного нуля шляхом гальмування броунівського руху частинок лазерним випромінюванням. На атомному рівні охолодження означає уповільнення руху частинок, а в ідеальному випадку — при досягненні температури абсолютного нуля — їхня повна зупинка.

Успішна реалізація процесів охолодження та утримання атомів і молекул має важливе значення для фізики, метрології, електроніки, «Холодні» атоми можна спостерігати протягом значно більшого часу, що важливо для спектроскопії високої роздільної здатності та стабілізації частот лазерів. При досягненні температур, близьких до 0°К можливо отримання стану надтекучості та конденсату Бозе-Ейнштейна, який планується використовувати для створення квантової пам'яті. Лазерне охолодження відкриває нові можливості для вдосконалення еталонної бази, що дозволяє отримувати нові реперні точки стандартів частоти та покращити стабільність цезієвого атомного годинника, підвищити точність глобальних навігаційних систем.

Процес лазерного охолодження базується на квантово-механічних уявленнях про поглинання та випромінювання енергії частинками. Локалізовані рухомі частинки (атоми, молекули або іони) опромінюються лазерним випромінюванням. Частинка, поглинувши фотон, переходить із основного енергетичного стану до збудженого. При цьому її швидкість змінюється на величину «швидкості віддачі» атома. Потім частинка, повертаючись до основного стану, випромінює фотон, але вже з частотою, більшою частоти поглиненого фотона. Це призводить до втрати енергії та уповільнення частинки, зниження температури речовини. Таким чином, імпульс фотона передається атому при стимулюванні поглинання та подальшому спонтанного випромінювання фотону. Для наступного циклу «збудження — спонтанне випромінювання фотона» частота лазерного випромінювання зменшується, підлаштовується під швидкість руху частинок. За N циклів частка втрачає імпульс, який дорівнює $\Delta p = N\hbar k$, де $\hbar k$ — імпульс фотона. Кількість циклів і частота лазера визначаються властивостями та швидкістю руху частинок.

Це перший етап охолодження — «доплерівське лазерне охолодження», який дозволяє досягти температури у сотні мкК. Після доплерівського охолодження температура атомів лужних металів становить близько 100 мкК. Для отримання більш низьких температур застосовуються інші механізми охолодження: субдоплерівське та охолодження нижче рівня віддачі. Мінімальна температура за субдоплерівського охолодження атомів становить близько 1 мкК. Лазерне охолодження нижче однофотонного рівня віддачі дозволяє отримати температуру близько 100 нК.

Теорія лазерного охолодження та подальшої локалізації частинок була запропонована та розвинена А. Летоховим та С. Баликіним у 1970-х роках. У 1997 році С. Чу, К. Коен-Таннуджи та У. Філіпс отримали Нобелівську премію за дослідження в галузі охолодження та уловлювання атомів із використанням лазерних технологій.

У рамках лекції розглядається доплерівське лазерне охолодження, яке використовується на початковому етапі зниження температури атомів.

10.2. Базові поняття теорії резонансного світлового тиску.

Лазерне випромінювання має високу ефективну температуру T_{eff} , яка визначається середнім числом фотонів одного ступеня свободи поля (тип коливань лазера). Згідно співвідношенню Бозе-Ейнштейна:

$$\bar{n} = \left[\exp \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T_{\text{eff}}} \right) - 1 \right]^{-1}, \quad (10.1)$$

де \hbar — стала Планка; ω — кругова частота випромінювання; k_B — стала Больцмана.

Звідки:

$$k_B T_{\text{eff}} \approx \bar{n} \hbar \omega, \text{ де } \bar{n} \gg 1 \quad (10.2)$$

На цьому ґрунтується застосування лазерного світла для нагріву речовини.

Розглянемо зворотний процес, при якому лазерне випромінювання охолоджує речовину. У термодинаміці це можливо при забезпеченні збереження енергії та

підвищення ентропії замкнутої системи «речовина + випромінювання», тобто при охолодженні речовини її енергія та ентропія знижуються, а енергія та ентропія випромінювання після взаємодії з речовиною підвищуються. Енергія та ентропія випромінювання визначаються співвідношеннями:

$$E_{\text{випромінювання}} = N\hbar\omega \quad (10.3)$$

$$S_{\text{випромінювання}} = G[(\bar{n} + 1) \ln (\bar{n} + 1) - \bar{n} \ln \bar{n}] \quad (10.4)$$

де $N = G\bar{n}$ — число фотонів випромінювання, G — число ступенів свободи випромінювання, обумовлене співвідношенням Релея-Джинса:

$$G = \frac{\omega^2 \Delta\omega}{(2\pi c)^3} \Omega V, \quad (10.5)$$

де V та Ω — об'єм та тілесний кут, заповнені випромінюванням, $\Delta\omega$ — спектральний інтервал випромінювання.

Існує два механізми взаємодії, що реалізують зазначені загальні вимоги термодинаміки та забезпечують охолодження лазерним випромінюванням: іонів, локалізованих в електромагнітних пастках, і охолодження вільно рухомих атомів.

Розглянемо якісно елементарні процеси, на яких ґрунтується охолодження вільних атомів. Рисунок 10.1 пояснює ідею лазерного охолодження вільно рухомих атомів, спектр поглинання яких розширений неоднорідно внаслідок ефекту Доплера. При цьому лазерне випромінювання ізотропно опромінює частину низькочастотної половини доплерівського контуру поглинання на певній частоті.

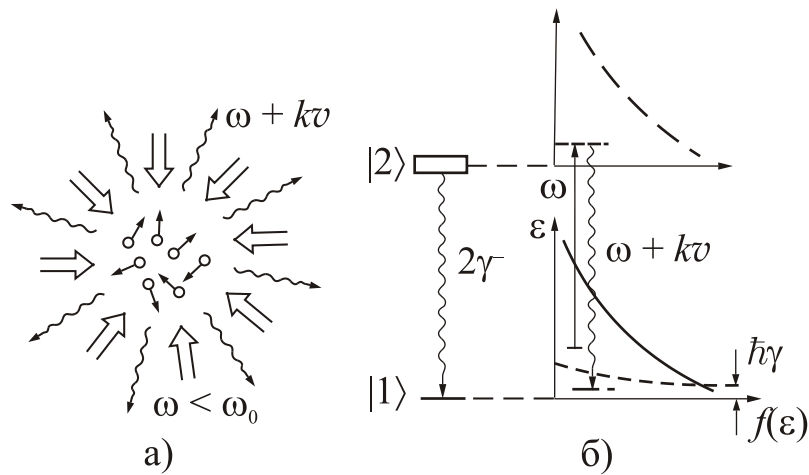


Рисунок 10.1 – Схематичне пояснення процесу лазерного охолодження вільно рухомих атомів: а — схема резонансного розсіяння лазерного випромінювання вільно рухомими атомами; б — переходи, відповідальні за охолодження атомів. Штрихова крива показує функцію розподілу холодних атомів за значенням кінетичної енергії.

Випромінювання з хвильовим вектором $\mathbf{k} = \mathbf{n}\omega/c$ та частотою $\omega < \omega_0$ (ω_0 — частота поглинання атома) можуть поглинати лише атоми, які рухаються назустріч фотону:

$$\omega - \omega_0 = \mathbf{k}\mathbf{v}, \quad (10.6)$$

коли доплерівський ефект компенсує відбудову частот переходу атома ω_0 та фотону. Фотони, які випромінюються частинками в тілесний кут 4π ср, в середньому мають частоту $\omega_0 > \omega$. У результаті частина кінетичної енергії атома (kv) передається розсіяному випромінюванню. При кожному акті поглинання спрямованого фотона та його перевипромінювання, кінетична енергія атома в середньому зменшується на величину:

$$\Delta\varepsilon = kv, \quad (10.7)$$

а швидкість атома при поглинанні зустрічного фотона зменшується на величину швидкості віддачі:

$$\Delta v = \frac{\hbar k}{M}, \quad (10.8)$$

де M — маса атома (рис. 10.2).

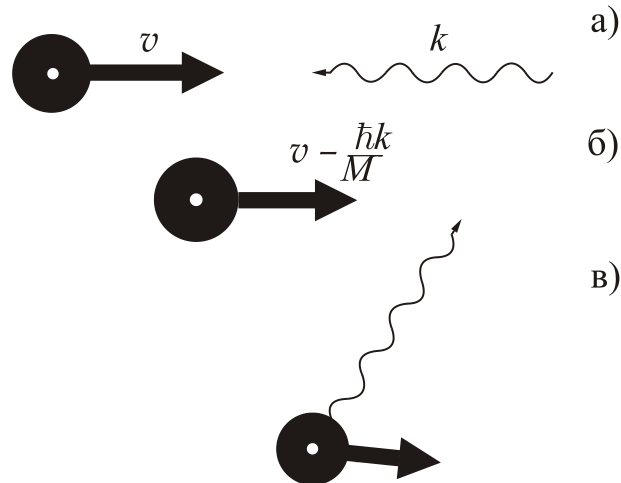


Рисунок 10.2 – Схема опромінення атома лазерним випромінюванням, спрямованим йому назустріч:

- а) Атом, що рухається зі швидкістю v , стикається з фотоном з імпульсом $-\hbar k$;
- б) після поглинання фотона атом сповільнюється на $-\hbar k / M$;
- в) після перевипромінювання фотона в довільному напрямку атом в середньому рухається повільніше, ніж на рис. а.

При послідовному повторенні процесів поглинання та спонтанного випускання фотонів швидкості всіх атомів безперервно зменшуються, а це означає, що випромінювання охолоджує газ атомів. Охолодження триває до тих пір, поки не починають грати роль флуктуації імпульсу атома, немінучі в довільному процесі перевипромінювання великого числа фотонів. Флуктуаційне нагрівання охолоджуваних атомів призводить до встановлення стаціонарної температури, яка має мінімальне значення:

$$T_{\min} = \frac{\hbar \gamma}{k_B}. \quad (10.9)$$

10.3. Оптична патока.

У процесі охолодження створюється ситуація, при якій атом рухається в полі двох, що поширюються назустріч один одному, лазерних полів, частота яких відбудована в червону область від резонансу. Тоді внаслідок ефекту Доплера ймовірність поглинання фотона, що поширюється назустріч, виявляється більше, ніж ймовірність поглинання фотона, що летить в тому ж напрямку, що призводить до гальмування атома. Оскільки в одновимірному випадку атоми рухаються назустріч один одному (рис. 10.3), то при такому розташуванні лазерних пучків всі атоми сповільнюються. Додаючи пари зустрічних пучків, що розповсюджуються вздовж інших осей, можна реалізувати охолодження в трьох вимірах. Таке охолодження називають доплерівським, оскільки визначальну роль у ньому відіграє ефект Доплера.

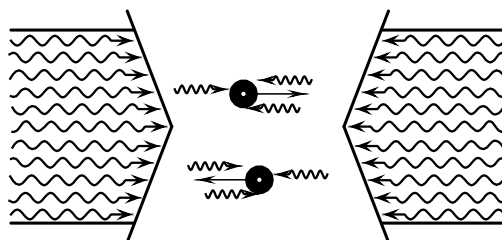


Рисунок 10.3 – Схематичне зображення руху атома в полі двох лазерних полів, що поширюються назустріч одне одному.

Нижний предел температуры, которая может быть получена при таком охлаждении, составляет величину порядка $\hbar\Gamma$, где $\Gamma = 2\gamma$ — скорость спонтанного излучения из возбужденного состояния (Γ^{-1} — время жизни возбужденного состояния). Эта температура определяется из условия равновесия между лазерным охлаждением и процессом нагревания, которое происходит из-за случайной природы поглощения фотонов или их излучения. Случайные приращения импульса в переходах приводят к случайному «блужданию» атомного импульса и увеличению его среднеквадратичного значения. Это нагревание уравнивается охлаждающей силой \mathbf{F} , направленной навстречу скорости. Так как доплеровский сдвиг пропорционален скорости ($\hbar kv_0$), то и сила также пропорциональна скорости. В этом охлаждающая сила аналогична силе трения, действующей на тело, движущееся в вязкой жидкости. Скорость, с которой охлаждение уменьшает кинетическую энергию, есть $\mathbf{F}\cdot\mathbf{v}$, т.е. она пропорциональна v^2 , так что скорость охлаждения пропорциональна кинетической энергии. Скорость

нагрівання (в протилежність цьому), пропорціональна повній швидкості розсіяння фотонів і при малих швидкостях атомів не залежить від їх кінетичної енергії. В результаті нагрівання і охолодження урівноважуються при певному значенні середньої кінетичної енергії. Це і визначає температуру доплерівського охолодження через співвідношення:

Нижня межа температури, яка може бути отримана при такому охолодженні, складає величину порядку $\hbar\Gamma$, де $\Gamma = 2\gamma$ — швидкість спонтанного випромінювання із збудженого стану (Γ^{-1} — час життя збудженого стану). Ця температура визначається з умови рівноваги між лазерним охолодженням і процесом нагрівання, яке відбувається внаслідок випадкової природи поглинання фотонів або їх випромінювання. Випадкове збільшення імпульсу в переходах спричиняє випадкове «блукання» атомного імпульсу та збільшення його середньоквадратичного значення. Це нагрівання врівноважується охолоджуючою силою F , спрямованою назустріч швидкості. Так як доплерівський зсув пропорційний швидкості ($\hbar kv_0$), то і сила також пропорційна швидкості. У цьому охолоджуюча сила аналогічна силі тертя, що діє на тіло, що рухається у в'язкій рідині. Швидкість, з якою охолодження зменшує кінетичну енергію, є $F \cdot v$, тобто вона пропорційна v^2 , так що швидкість охолодження пропорційна кінетичній енергії. Швидкість нагрівання (в протилежність цьому), пропорційна повній швидкості розсіяння фотонів і при малих швидкостях атомів не залежить від їх кінетичної енергії. У результаті нагрівання та охолодження врівноважуються при певному значенні середньої кінетичної енергії. Це і визначає температуру доплерівського охолодження через співвідношення:

$$m\langle v_i^2 \rangle = k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \left(\frac{\Gamma}{2\Omega} + \frac{2\Omega}{\Gamma} \right), \quad (10.10)$$

де Ω — кутова частота відбудови лазера від атомного резонансу, v_i — швидкість уздовж обраної осі.

Цей вираз справедливий для тривимірного охолодження при низьких інтенсивностях і малої енергії віддачі:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2M} \ll \hbar\Gamma. \quad (10.11)$$

Рівноважний розподіл за швидкостями при доплеровском охолодженні є максвелл-больцмановським. Чисельне моделювання в реальності, коли енергія віддачі скінченна, дає розподіл, дуже близьке до максвелловського. Мінімальне значення температури T_{\min} , яке називається доплерівським межею охолодження, реалізується за умов $\Omega = \gamma$ та виражається формулою (10.9).

Особливістю лазерного охолодження є те, що в будь-якій області розумних розмірів рух атомів носить дифузійний характер: атом натрію, охолоджений до доплерівського межі, має довжину вільного пробігу (середня відстань, яку він проходить, перш ніж його початкова швидкість «забувається», і атом набуває іншу, випадкову швидкість) всього 20 мкм, а розміри лазерного пучка, що здійснює охолодження, можуть становити один сантиметр. Таким чином, атом здійснює дифузійний рух типу броунівського, і час, за який він може піти з області, де він охолоджується, значно перевищує час балістичного прольоту через цю область. Це означає, що атом «загруз» у лазерному пучку, що його охолоджує. Схожість лазерного охолодження з в'язким тертям і «загрування» дало назву пересічним лазерним пучкам — «оптична патока». Треба зазначити, що оптична патока — це не пастка, оскільки у неї немає повертаючлі сили, що утримує атоми в патоці і тільки в'язкість уповільнює їх ухід.

10.4 Локалізація холодних атомів.

Поряд з охолодженням атомів однією із фундаментальних фізичних проблем є їхнє полонення в обмеженій області простору — пастці. Відомі три підходи до локалізації атомів. Вони засновані на використанні магнітних, лазерних полів і їх комбінацій з гравітаційним полем.

10.4.1 Магнітні пастки.

У магнітних пастках атоми утримуються неоднорідним стаціонарним магнітним полем. У такому полі на атом, що має постійний магнітний момент, діє сила, яка при потрібній орієнтації атомного моменту спрямована до мінімуму магнітного поля, де і відбувається локалізація атомів. Одна з різновидів магнітної пастки — сферична квадрупольная магнітна пастка (рис. 10.4). В ній два кругових струму, що течуть у протилежних напрямках, створюють статичне магнітне поле у формі сферичного квадруполя. Абсолютна величина магнітного поля зростає при зсуві від центру пастки до її краю, — таким чином магнітне поле створює потенційну яму для атомів, що мають

негативну проекцію магнітного моменту на напрямок поля. При значенні магнітного моменту атома, що приблизно дорівнює магнетону Бора, і помірного значенні магнітного поля на краях пастки (~ 100 Гс) така пастка може утримувати атоми з температурою близько 10 мК.

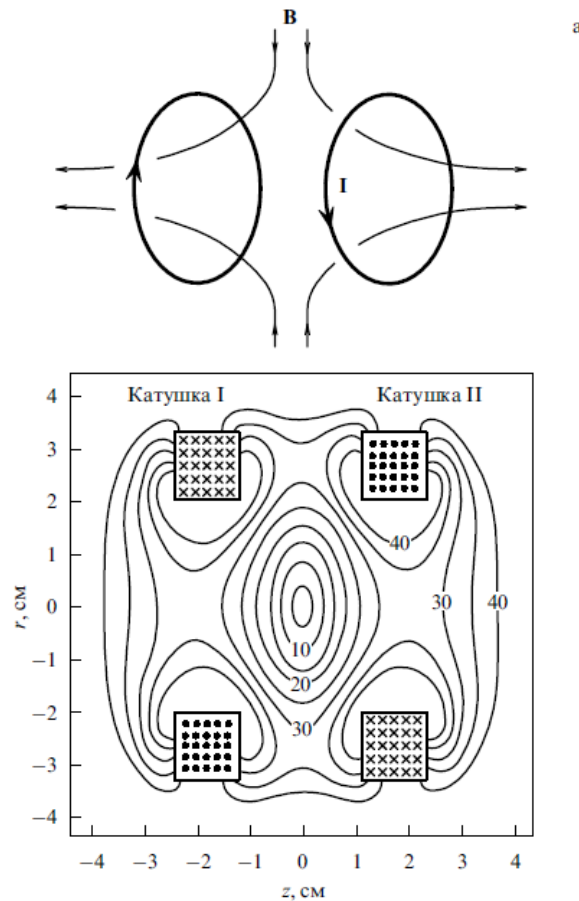


Рисунок 10.4. – Сферична квадрупольна пастка:

а) з лініями магнітного поля; б) лінії **рівної напруженості** (еквипотенціали) мТл у площині, що містить вісь симетрії z .

10.4.2 Оптичні пастки.

Найпростіша оптична пастка для холодних атомів складається всього з одного сфокусованого лазерного променя, однак реалізовані пастки і з двома пересічними сфокусованими пучками. Дипольна сила світлового тиску, що діє на атом у лазерному промені, утворює при негативній відбудові частоти лазерного поля до частоти атомного переходу тривимірну потенційну яму поблизу фокуса лазерного променя (оскільки якщо лазерний пучок сфокусований, то в фокальній області інтенсивність максимальна, а потенціальна енергія — мінімальна). Подібну оптичну пастку називають

дипольною. Її властивості залежать від величини частотної відстройки та інтенсивності лазерного випромінювання. Залежно від цих параметрів максимальна глибина потенційної ями може становити 0,1–1 мкм, а час життя атомів в дипольній пастці — від декілька десятків мілісекунд до десятка хвилин.

При позитивній відбудові світлові зсуви позитивні і тому можуть бути використані для створення потенційних бар'єрів. Хвиля з частотою, відбудованою в блакитний бік, витримує повне внутрішнє віддзеркалення від поверхні скла, може запобігти потраплянню повільних атомів на поверхню. На цьому заснований принцип дзеркал для атомів. Існують як плоскі, так і увігнуті атомні дзеркала.

10.4.3 Магніто-оптичні пастки.

Одночасне використання статичних магнітних полів і лазерних променів дозволяє реалізувати магнітооптичний полон атомів. Сила світлового тиску на атом у такій пастці дорівнює сумі двох сил — сили тертя і гармонійної повертаючої сили, що дозволяє як охолоджувати атоми, так і локалізувати їх, забезпечуючи можливість захоплення атомів зі швидкостями, які змінюються в широкому діапазоні.

Розбалансування між двома протилежно спрямованими силами радіаційного тиску може бути зроблена тпкою, що просторово залежить через просторову залежність зеемановських зсувів, створених градієнтом магнітного поля. У одновірній конфігурації, дві хвилі, що поширюються назустріч один одному, відбудовані в червону сторону ($\omega < \omega_0$) і циркулярно поляризовані в протилежних напрямках, опиняються в резонансі з атомами у різних областях простору (рис. 10.5). Це призводить до встановлення сили, спрямованої до точки, в якій магнітне поле зникає. Ненульова відбудова частоти забезпечує доплеровське охолодження. Таку схему реалізували в тривимірному варіанті і використовували для створення великої і глибокої пастки, яку і називають магніто-оптичною пасткою (МОП). Глибина цієї пастки істотно більше, ніж чисто магнітних і лазерних пасток, і досягає величини 1 К.

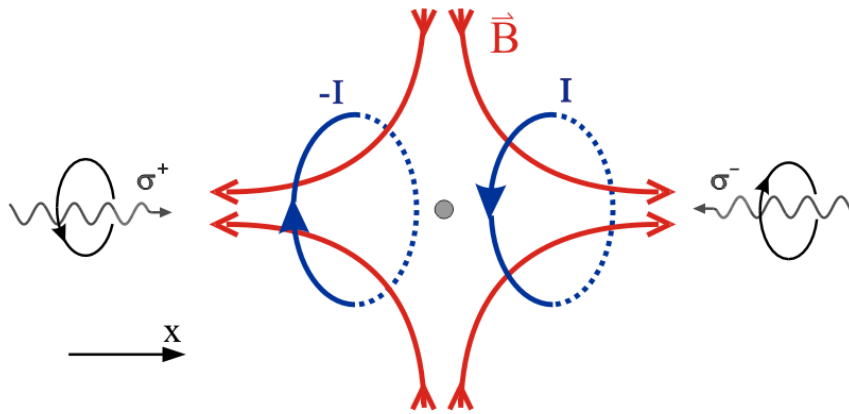


Рисунок 10.5 Схеми полів в МОП:

літерами I позначені котушки Гельмгольца, σ — зустрічні промені лазера по осі x (для спрощення лазерні промені по осях y і z не показані). У центрі позначено охолоджена хмара частинок.

10.4.4 Гравітаційно-оптичні пастки.

Розроблено ще один метод полонення холодних атомів, заснований на комбінованому використанні електромагнітних і гравітаційних сил. Найпростіша гравітаційно-оптична атомна пастка-резонатор може складатися лише з одного увігнутого лазерного дзеркала для атомів, розташованого горизонтально. У такій геометрії роль другого просторово розподіленого дзеркала грає гравітаційне поле.

10.5 Схеми установки лазерного охолодження.

Лазерне охолодження частинок є складним, як з теоретичної, так і з практичної точки зору, завданням. На сьогоднішній день її реалізація доступна обмеженій кількості наукових лабораторій. Процесу охолодження передують дослідження тонкої структури енергетичних рівнів хімічного елемента, з'ясування наявності у даного елемента сильного циклічного переходу, підбір відповідних лазерних джерел та інших компонент системи охолодження, вибір режиму охолодження.

На рис. 10.6 наведено схему експериментальної установки, створеної фахівцями Фізичного інституту ім. П. Н. Лебедева РАН. Метою експерименту було охолодження рідкоземельного атома тулія Tm. Згідно з розрахунками доплерівського межа температури для тулія становить $T_{\min} = 240$ мкК. Роботи

проводилися в рамках проекту створення оптичного годинника нового покоління.

Для захоплення атомів Tm використовувалася МОП у класичної конфігурації. Оптичну пачку утворювали три ортогональні пари протилежно спрямованих променів циркулярної поляризації. Для створення в центрі камери необхідного для роботи МОП градієнта магнітного поля близько 20 Гс/см використовувалися дві котушки в антигельмгольцевской конфігурації; сумарна індуктивність котушок становила 4,5 мГн, а загальний опір дорівнював 2,5 Ом. Три додаткові пари котушок у гелмгольцевской конфігурації застосовувалися для компенсації лабораторного магнітного поля.

Джерелом світла був титан-сапфіровий лазер, що працює в одночастотном режимі на довжині хвилі 821,2 нм. Частота випромінювання цього лазера подвоювалася в кристалі трибората литія (LBO), розташованому в зовнішньому резонаторі. Накачуванням для титан-сапфірового лазера служив лазер, який видавав у безперервному режимі 7 Вт потужності на довжині хвилі 532 нм. На виході із кристала потужність світла на довжині хвилі 410,6 нм становила понад 60 мВт. Спектральна ширини лінії генерації становила 50 кГц.

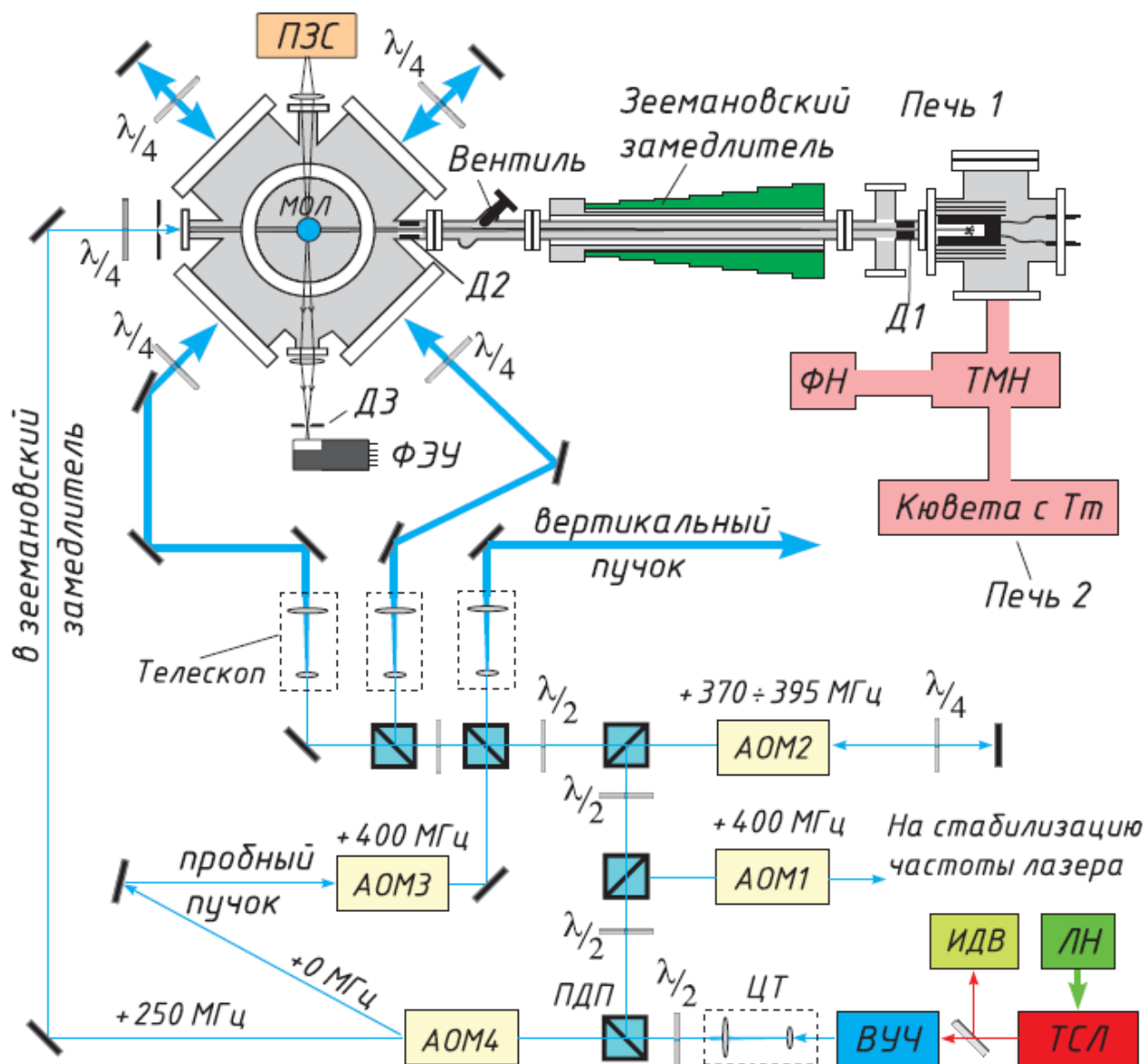


Рисунок 10.6. Схема експериментальної установки. ТМН—турбомолекулярний насос; ФН — форвакуумний насос; ТСЛ — кільцевий одночастотний титансапфировий лазер; ВУЧ — внутрірезонаторний подвоювач частоти; ИДВ —інтерференційний вимірювач довжини хвилі; ФЕУ — фотоелектронний помножувач; ПЗС — ПЗС-камера; АОМ — акусто-оптичний модулятор світла; $\lambda/2$ — півхвильова фазова пластинка на 410,6 нм; $\lambda/4$ — четвертьволнова фазова пластинка на 410,6 нм; ПДП — поляризаційний дільник пучка; Д1 і Д2—діафрагми, що формують атомний пучок; Д3 — діафрагма, яка зменшує засвічення ФЕУ; ЦТ — циліндричний телескоп, виправляє астигматизм лазерного пучка після подвоєння.

Описана установка дозволила виконати доплеровське і субдоплеровське охолодження частинок тулія. Температура охолодженої хмари атомів

визначалася балістичним методом. Після охолодження і завантаження частинок до МОП, магнітне поле та пучки в МОП відключаються. Хмара атомів, внаслідок броунівського руху починає розлітатися. Включається пробний імпульсний пучок з тривалістю імпульсу 200 мкс, запускається ПЗС-камера і виконується фотографування пучка протягом часу. Обробка отриманого зображення (рис. 10.7) дозволяє визначити швидкість руху атомів і температуру речовини. Аналіз результатів охолодження тулія показав, що хмару атомів було охолоджено до температури $T_{\min} = 90 \pm 12$ мкК.

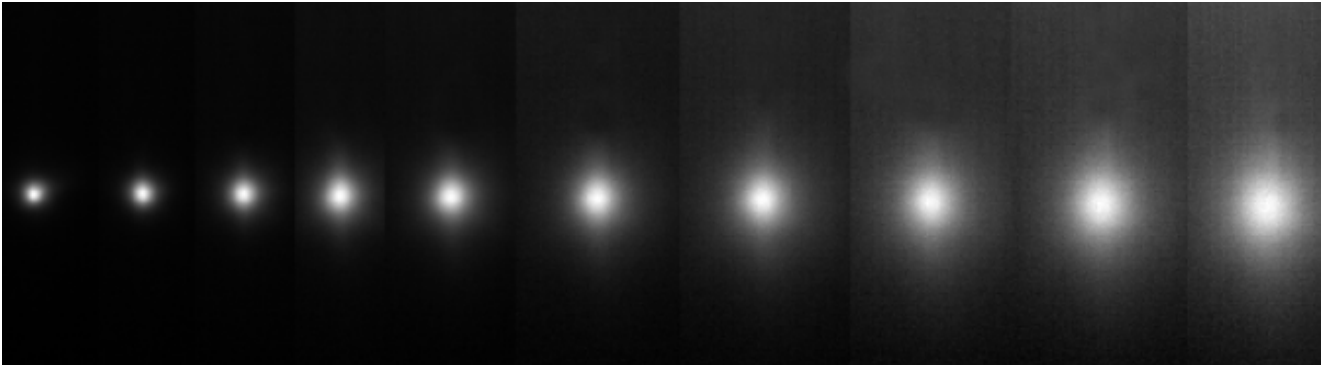


Рисунок 10.7. Послідовні фотографії хмари атомів після вимикання світлових і магнітних полів. Фотографії виконані через інтервали часу $\Delta t = 0; 0,5; 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 3,5; 4; 4,5$ мс після початку розльоту.

10.6. Практичне застосування та перспективи.

Лазерне охолодження атомів та їхнє захоплення в магніто-оптичну пастку є на сьогоднішній день одним з найпоширеніших методів отримання та дослідження ансамблів атомів при температурах нижче 1мК. Вони знаходять своє застосування прецизійної лазерної спектроскопії, атомної інтерферометрії, у вивченні атомних взаємодій при малих швидкостях і синтезі холодних молекул.

На основі методів лазерного охолодження створені атомні репери частоти: від першого цезієвого фонтану до оптичного годинника на Al^+ . Відносна нестабільність кращих оптичних годинників досягла 10^{-18} , що відкриває перспективи їх використання в системах супутникової навігації і в астрономічних дослідженнях. До перспективних завдань сьогоднішнього дня відноситься створення ще більш точних, ніж атомні, ядерних годинників. Теорія і практика лазерного охолодження частинок розвивається. У передових світових фізичних лабораторіях триває боротьба за зменшення температури та

збільшення часу життя охолоджених часток. Влітку 2015 року з'явилася інформація про те, що фізики з Массачусетського технологічного інституту зуміли охолодити молекулярний натрієво-калієвий газ до температури 500 нК. Завдяки хімічній стабільності молекул газ мав досить довгий час життя – близько 2,5 с.

Контрольні запитання та завдання:

1. Яка фізика процесу взаємодії світла з частинками?
2. Які існують етапи лазерного охолодження?
3. Як відбувається процес лазерного доплерівського охолодження?
4. Що таке оптична патока?
5. Яке призначення і принцип роботи магніто-оптичної пастки?
6. Яке практичне застосування охолоджених частинок?

РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Бруннер, В. Справочник по лазерной технике [Текст] / В. Бруннер. – М: Энергоатомиздат, 1991. – 544 с.
2. Мэйтлэнд, А. Введение в физику лазеров [Текст] / А. Мэйтлэнд, М. Данн. – М.: Наука, 1978. – С. 408.
3. Летохов, В. С. Автостабилизация частоты световых колебаний лазера нелинейным поглощением в газе [Текст] / В. С. Летохов // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – Т. 6, №4. – С. 597 – 600.
4. Спектральные характеристики излучения микрочип лазера с высококонцентрированной активной средой Nd:LSB и накачкой лазерным диодом [Электронный ресурс] / Москва, МФТИ. – Режим доступа: [www/URL: www.mftkvant.ru](http://www.mftkvant.ru) – 09. 11. 2000.
5. Vitushkin L., Orlov O. A compact frequency – stabilized Nd:YVO₄/KTP/I₂ laser at 532 nm for laser interferometry and wavelength standards. / 2005. V. 5856, p 281 – 286.
6. Zayhowski, J. J. Frequency tuning of microchip lasers using pump-power modulation [Текст] / J. J. Zayhowski, J. A Keszenheimer // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1992. - V.28, №4. - P 1118-1122.
7. Björn, T.; Pump-mode influence on the performance of end-pumped passively Q-switched lasers [Текст] / T. Björn, Hansson, Arvidsson, Magnus, Friberg, T. Ari // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2002. – V. 4, №1. – P. 29-32.
8. Brunel, M. Wavelength locking of CW and Q-switched Er³⁺ microchip lasers to acetylene absorption lines using pump-power modulation [Текст] / M. Brunel, M. Vallet // OPTICS EXPRESS. – 2007. - V. 15, №. 4. – P. 1612-1620.
9. Smith, P. W. Stabilized single frequency output from a long laser cavity [Текст] / P. W. Smith // IEEE J. Quantum Electron. QE-1. – 1965. P. 343-348.
10. Ринкевичус, Б.С. Лазерная анемометрия [Текст] / Б.С. Ринкевичус. – М.: Энергия, 1978. – 350 с.
11. Дубнищев, Ю.Д. Методы лазерной доплеровской анемометрии [Текст] / Ю.Д. Дубнищев, Б. С. Ринкевичус. – М.: Наука, 1991. – 268 с.
12. Колесник, Ю.И. Квантовая электроника. Применение лазеров [Текст]: учеб. пособие / Ю.И. Колесник, А.В. Кипенский. – Харьков, 2005. – 156 с.
13. Илларионов, В.Е. Основы лазерной терапии [Текст] / В.Е. Илларионов. – М.: Изд-во Респект, объедин. Инотекс-Прогресс, 1992. – 123 с.

14. Беспалов, В.И. Оптические системы с усилителями яркости [Текст] / В.И. Беспалов, Г.А. Пасманик, К. Земской. – Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1988. – 173 с.
15. Лазеры в клинической медицине [Текст] / под ред. С.Д. Плетнева – М.: Медицина, 1981. – 339 с.
16. Крейман, М.З. Низкоэнергетическая лазеротерапия [Текст]: практическое пособие / М.З. Крейман, И.Ф. Удалий. – Томск: Изд-во ТГУ, 1992. – 110 с.
17. Евтушенко, Г.С. Лазерные системы в медицине [Текст]: учеб. пособие/ Издание второе, дополненное / Г.С. Евтушенко, А.А. Аристов. – Томск: Изд-во ТПУ, 2003. – 131 с.
18. Лисицын, В.Н. Физические основы применения лазеров в биологии и медицине [Текст]: учеб. пособие / В.Н. Лисицын, Ю.П. Мешалкин. – Новосибирск: Изд-во НГУ, 1993 – 41 с.
19. РОСНАНО финансирует производство мощных диодных лазеров [Электронный ресурс] NanoWeek. – Режим доступа.: [www/ URL: http://www.nanonewsnet.ru/news/2010/rosnano-finansiruet-proizvodstvo-moshchnykh-diodnykh-lazerox](http://www.nanonewsnet.ru/news/2010/rosnano-finansiruet-proizvodstvo-moshchnykh-diodnykh-lazerox) – 22.03.2010 г, №. 102. – Загл. с экрана.
20. Соклаков, А.И. Проблемы дозиметрии лазерного излучения в медицине и биологии [Текст] / А.И. Соклаков // Laser Market. – 1993. – №6. – С.14-15.
21. СанПиН 5804-91 Санитарные нормы и правила устройства и эксплуатации лазеров [Текст]. – № 5804-91.
22. МУ № 5309-90 Методические указания для органов и учреждений санитарно-эпидемиологических служб по проведению дозиметрического контроля и гигиенической оценке лазерного излучения [Текст]. – № 5309-90
23. ГОСТ 12.1.040-83 ССБТ. Лазерная безопасность. Общие положения – [Текст]. Введ. 1984-01-01.

Навчальне видання

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ З ДИСЦИПЛІНИ

“ЛАЗЕРНІ ПРЕЦИЗІЙНІ ПРИСТРОЇ”

для студентів напрямку 6.051004 – Оптотехніка

Упорядники: МАЧЕХІН Юрій Павлович

КУРСЬКИЙ Юрій Сергійович

Відповідальний випусковий Ю. П. Мачехін

Редактор О.Г. Троценко

Комп'ютерна верстка Н.Є. Сіпатова

План 2011 (перше півріччя), поз. 49

Підп. до друку 6.05.2011. Формат 60×84 1/16. Спосіб друку – ризографія.

Умов. друк. арк. 7,3. Облік. вид. арк. 6,5. Тираж 50 прим.

Зам. № 1-49. Ціна договірна.

ХНУРЕ. Україна. 61166, Харків, просп. Науки, 14

Віддруковано в навчально-науковому
видавничо-поліграфічному центрі ХНУРЕ
61166, Харків, просп. Науки, 14