

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет _____ Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра _____ Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА
Пояснювальна записка

рівень вищої освіти _____ другий (магістерський)
_____ ЧАСТОТНІ РЕПЕРИ НА ОСНОВІ ОХОЛОДЖЕНИХ АТОМІВ
(тема)

Виконав:
студент 2 курсу, групи _____ ЛОЕТм-19-1
_____ Шаповалов М.О.
(прізвище, ініціали)

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

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

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

Керівник _____ проф., зав. каф. ФОЕТ Мачехін Ю.П.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри _____
(підпис)

_____ Мачехін Ю.П.
(прізвище, ініціали)

2020 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

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

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)

« _____ » _____ 20__ р.

ЗАВДАННЯ
НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студенту _____ Шаповалову Микиті Олександровичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи _____ Частотні репери на основі охолоджених атомів

затверджена наказом університету від « 27 » жовтня 2020 р. № 1451 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 17 грудня 2020 р.

3. Вихідні дані до роботи $\lambda = 410,6$ нм; $T_{min} = 240$ мК; $L = 4,5$ мГн; $R = 2,5$ Ом; $P = 60$ мВт

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі 1 Вплив частотних реперів на оптичні стандарти частоти. 2 Резонанс насиченого поглинання та двох фотонне поглинання без доплерівського уширення лінії. 3 Лазерне охолодження частинок та локалізація холодних атомів.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів,
комп'ютерних ілюстрацій (слайдів)
Демонстраційний матеріал – 10 шт.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел щодо існуючих оптичних стандартів частоти	03.11.20 – 08.11.20	Виконано
2	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел методів щодо частотних реперів та їх вплив на стандарти частоти	09.11.20 – 13.11.20	Виконано
3	Розгляд та розробка схеми лазерного охолодження атомів	14.11.20 – 20.11.20	Виконано
4	Аналіз отриманих результатів	21.11.20—25.11.20	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	26.11.20 – 01.12.20	Виконано
6	Оформлення демонстраційних матеріалів	02.12.20 – 06.12.20	Виконано
7	Проходження нормоконтролю та отримання рецензії	07.12.20 – 13.12.20	Виконано
8	Підготовка та захист атестаційної роботи	14.12.20 – 22.12.20	

Дата видачі завдання 02 листопада 2020 р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф.каф. ФОЕТ Мачехін Ю.П.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка атестаційної роботи: 46 с., 15 рис., 1 додаток, 25 джерел.

ЛАЗЕРНЕ ОХОЛОДЖЕННЯ, ІОН, ХОЛОДНІ АТОМИ, СТАНДАРТИ ЧАСТОТИ, ОПТИЧНА ПАТОКА, ЧАСТОТНИЙ РЕПЕР, ДОПЛЕРІВСЬКЕ РОЗШИРЕННЯ, МАГНІТНА ПАСТКА, ОПТИЧНА ПАСТКА

Об'єкт дослідження — оптичні частотні реperi.

Мета цієї роботи — встановлення умов використання фотонних кристалів у якості матриці для розміщення та утримання поглинаючих атомів, які, в свою чергу, повинні використовуватися в якості оптичного репера для стабілізації частоти лазерного випромінювання.

Метод дослідження — теоретичний: вивчити фізичні і технічні умови резонансної взаємодії оптичного випромінювання з атомами за допомогою механічного впливу випромінювання на атоми.

У першій частині роботи розглядається основні поняття частотних реперів, принципи роботи, резонанси насиченого поглинання, а також атоми і йони в магнітооптичній пастці

У другому розділі атестаційної роботи бачаться основні поняття стандартів частоти, стабілізація частоти лазера, а також порівняння стандартів частоти

У третьому розділі розглядається лазерне охолодження частинок, базові поняття теорії резонансного світлового тиску, локалізація холодних атомів, схема установки лазерного охолодження та його практичне застосування і перспективи.

ABSTRACT

Explanatory note of the performance appraisal: 46 p., 15 fig., 1 application, 25 sources.

LASER COOLING, ION, COLD ATOMS, FREQUENCY STANDARDS, OPTICAL FLUID, FREQUENCY REFERENCE, DOPPLER EXPANSION, MAGNETIC PASTE, OPTICAL PASTE

The object of study is optical frequency reference.

The purpose of this work is to establish the conditions for the use of photonic crystals as a matrix for the placement and retention of absorbing atoms, which, in turn, should be used as an optical reference to stabilize the frequency of laser radiation.

The research method is theoretical: study the physical and technical conditions of the resonant interaction of optical radiation with atoms through the mechanical effect of radiation on atoms.

The first part of the work considers the basic concepts of frequency references, principles of operation, saturated absorption resonances, as well as atoms and ions in a magneto-optical trap.

The second section of the approval paper reviews the basic concepts of frequency standards, laser frequency stabilization, and comparison of frequency standards.

The third section deals with laser cooling of particles, basic concepts of the theory of resonant light pressure, localization of cold atoms, a scheme of a laser cooling installation and its practical application and prospects.

РЕФЕРАТ

Пояснительная записка аттестационной работы: 46 с., 15 рис., 1 приложение, 25 источников.

ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ, ИОН, ХОЛОДНЫЕ АТОМЫ, СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ, ОПТИЧЕСКАЯ ПАТОКА, ЧАСТОТНЫЙ РЕПЕР, ДОПЛЕРОВСКОЕ УШИРЕНИЕ, МАГНИТНАЯ ЛОВУШКА, ОПТИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА

Объект исследования — оптические частотные реперы.

Цель работы — установление условий использования фотонных кристаллов в качестве матрицы для размещения и содержания поглощающих атомов, которые, в свою очередь, должны использоваться в качестве оптического репера для стабилизации частоты лазерного излучения.

Метод исследования — теоретический: изучить физические и технические условия резонансного взаимодействия оптического излучения с атомами с помощью механического воздействия излучения на атомы.

В первой части работы рассматриваются основные понятия частотных реперов, принципы работы, резонансы насыщенного поглощения, а также атомы и ионы в магнитооптической ловушке

Во втором разделе аттестационной работы обобщаются основные понятия стандартов частоты, стабилизация частоты лазера, а также сравнения стандартов частоты

В третьем разделе рассматривается лазерное охлаждение частиц, базовые понятия теории резонансного светового давления, локализация холодных атомов, схема установки лазерного охлаждения и его практическое применение и перспективы.

ЗМІСТ

Скорочення та умовні позначки.....	8
Вступ.....	9
1 Частотні репери.....	12
1.1 Основні поняття частотного репера.....	12
1.2 Резонанс насиченого поглинання.....	13
1.3 Осциляції Борде-Рамсі.....	14
1.4 Двохфотонне поглинання без доплерівського уширення.....	16
1.5 Атоми в магнітооптичній пастці.....	18
1.6 Іон в пастці.....	19
2 Оптичні стандарти частоти.....	22
2.1 Основні поняття оптичних стандартів частоти.....	22
2.2 Стабілізація частоти лазера.....	22
2.3 Порівняння стандартів частоти.....	25
3 Лазерне охолодження частинок.....	27
3.1 «Холодні» частинки і оптичні стандарти частоти.....	27
3.2 Базові поняття теорії резонансного світлового тиску.....	28
3.3 Оптична патока.....	32
3.4 Локалізація холодних атомів.....	36
3.4.1 Магнітні пастки.....	36
3.4.2 Оптичні пастки.....	38
3.4.3 Магнітно-оптичні пастки.....	38
3.4.4 Гравітаційно-оптичні пастки.....	39
3.5 Схема установки лазерного охолодження.....	40
3.6 Практичне застосування та перспективи.....	42
Висновки.....	44
Перелік джерел посилання.....	45
Додаток А Демонстраційний матеріал.....	47

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАКИ

- АОМ — акусто-оптичний модулятор світла;
АПЧ — автоматичне підстроювання частоти;
ВУЧ — внутрішньорезонаторний подвоювач частоти;
ІДВ — інтерференційний вимірювач довжини хвилі;
МОП — магнітно-оптичні пастки;
НВЧ — надвисокі частоти;
ПДП — поляризаційний дільник пучка;
ПЗС — ПЗС-камера;
ТЛНН — твердотільні лазери з напівпровідниковою накачкою;
ТМН — турбомолекулярний насос;
ТСЛ — кільцевий одночастотний титансапфіровий лазер;
ФЕП — фотоелектронний помножувач;
ФН — форвакуумний насос;
ЦТ — циліндричний телескоп.

ВСТУП

Однією з важливих проблем квантової електроніки є розробка і створення оптичних стандартів частоти. Ці стандарти широко застосовуються в спектроскопії надвисокої роздільної здатності і прецизійних фізичних експериментах, знаходять практичне застосування в метрології, локації, геофізики, зв'язку, космічних дослідженнях і в інших областях.

Дослідження оптичних стандартів частоти можна розділити на кілька етапів. Перший етап (50-ті рр. минулого століття) пов'язаний з досягненнями мікрохвильової квантової електроніки в області створення квантових стандартів частоти. У ці роки була введена атомна шкала часу. Період коливань цезієвого стандарту (частота якого прив'язана до центру переходу надтонкою структурою атома цезію), рівний $1/9\,192\,631\,770.0$ с, був прийнятий в якості еталону часу.

Наступний етап (60-ті рр.) Включає в себе перші роботи з використання лазерів. У них була продемонстрована висока монохроматичність випромінювання лазерів. В цей час стабілізація частоти здійснювалася головним чином по максимуму доплерівського контуру лінії посилення і лембівському провалу в спектрі випромінювання. Досягнута відносна стабільність частоти лежала в межах 10^{-8} — 10^{-9} .

Значний прогрес в області створення лазерів з високою стабільністю частоти випромінювання стався в 70-ті рр. Він пов'язаний із застосуванням методу насиченого поглинання, що дозволив отримати в залежності потужності випромінювання лазера від частоти інтенсивні резонанси з відносною шириною до 10^{-10} — 10^{-14} . Були створені лазери з відносною стабільністю і відтворюваністю частоти $\sim 10^{-12}$.

У 80-ті та 90-ті рр. відбувався подальший розвиток методу насиченого поглинання та розробка нових методів отримання гранично вузьких нелінійних резонансів (шириною 10—100 Гц) за рахунок збільшення часу взаємодії часток з полем: методів рознесених оптичних полів, двухфотонного поглинання без доплерівського уширення, резонансів поглинання атомів і йонів, захоплених в

пастки. Використання цих методів призвело до підвищення стабільності і відтворюваності частоти лазерів відповідно до $\sim 10^{-15}$ і $\sim 10^{-14}$. Були виконані абсолютні вимірювання частот випромінювання лазерів шляхом ділення (в 10^4 — 10^5 разів) оптичної частоти до радіодіапазону з подальшим порівнянням її з еталонною частотою мікрохвильового стандарту.

Фізичні явища, що лежать в основі взаємодії оптичного випромінювання з охолодженими атомами, останнім часом активно вивчаються як теоретично, так і експериментально. Інтерес до цих досліджень [1] пов'язаний, в першу чергу з тим, що реалізація їх результатів може дозволити створити сучасні, компактні, вимірювальні пристрої і обчислювальні елементи і системи. Ці пристрої (оптичні частотні репери) потрібні для стабілізації частоти ТЛНН. Оптичний частотний репер являє собою середовищем, атоми або молекули якої мають вузькі лінії поглинання, частота яких збігається зі стабілізуючою частотою випромінювання лазера.

Перші оптичні стандарти частоти використовували частотні репери на основі газоподібних середовищ, поміщених в оптичному осередку при певній температурі. З розширенням номенклатури лазерів, частота яких повинна бути стабілізована, розширювався і список оптичних реперів. У цей список стали включатися охолоджені майже до абсолютного нуля атоми і йони, утримання яких здійснюється в вакуумних камерах з використанням охолоджувальних лазерних променів. Існуючі пристрої не відносяться до компактних і малогабаритних частотних реперів, тому подальший розвиток умов використання охолоджених атомів направлено на створення компактних конструкцій, в яких тривалий час можуть перебувати в певних умовах поглинаючі атоми або йони. Використання одиночних атомів вимагає специфічних методів, наприклад атоми повинні бути охолоджені до температур еквівалентних декілька мікрокельвінів, і пристроїв управління їх положенням в просторі і збереженням стабільних умов взаємодії оптичного поля з поглинаючими атомами або йонами.

У роботі обговорюються умови приміщення одиночних атомів або іонів в дефектах фотонних кристалів, в яких за допомогою локальних полів атоми утримуються від взаємодії з поверхнею твердих тіл. В дефектах фотонного кристала має бути порушено оптичне поле, з частотою, що відповідає зоні недопуску; саме це поле утримує атоми в центрі дефекту.

Також слід звернути увагу на те, що в останні роки в літературі активно обговорюється можливість створення квантових комп'ютерів на основі взаємодії оптичного випромінювання з поодинокими, охолодженими атомами. Передбачається, що розміщення атомів в дефектах фотонних кристалів дозволить сформувати матеріальну структуру, яка буде використана в якості пам'ятною системи, завдяки чому буде організована пам'ять квантового комп'ютера.

Мета цієї роботи — встановлення умов використання фотонних кристалів в якості матриці для розміщення та утримання поглинаючих атомів, які, в свою чергу, повинні використовуватися в якості оптичного репера для стабілізації частоти лазерного випромінювання.

1 ЧАСТОТНІ РЕПЕРИ

1.1 Основні поняття частотного репера

Для створення оптичного стандарту частоти — лазера з високостабільною частотою — необхідний репер, до якого прив'язується частота лазера. Найбільш придатні для цієї мети спектральні лінії атомного або молекулярного газу. Головною причиною, яка перешкоджає досягненню високої стабільності частоти, є уширення цих ліній, пов'язане з рухом атомів.

Усунення доплерівського уширення досягається за допомогою методів лазерної спектроскопії високого дозволу [2]. Для газів низького тиску найбільш поширені три методи, що дозволяють отримати резонанс з однорідною шириною лінії в центрі переходу: методи спектроскопії насичення, осциляцій Борде-Рамсі і двухфотонного поглинання без доплерівського уширення.

Інший спосіб усунення доплерівського уширення — застосування методів лазерного охолодження і полонення атомів. Ці методи отримали інтенсивний розвиток в 90-і рр. Досить сказати, що Нобелівська премія з фізики в 1997 р. була присуджена Чу, Коен-Тануджі і Філіпсу за розвиток методів охолодження і полонення атомів за допомогою лазерного випромінювання. Використовуючи лазерне охолодження і полон атомів в магнітооптичній пастку, вдалося дуже сильно зменшити температуру атомів газу і підвищити роздільну здатність спектроскопічних експериментів.

Вузькі і стабільні резонанси отримані за допомогою техніки використання одиночного іона, захопленого в радіочастотну пастку. При охолодженні іона лазерним випромінюванням амплітуда його коливань без пробелов межі Лемба-Дике, що практично виключає доплерівське уширення і зрушення. Майбутній розвиток оптичних стандартів багато дослідників пов'язують саме з цією технікою.

1.2 Резонанс насиченого поглинання

В основі методів нелінійної спектроскопії без доплерівського уширення лежить явище селекції атомів за швидкостями на рівнях переходу, резонансного з полем. Цей ефект дозволяє отримувати резонанси з однорідною шириною в центрі доплеровської розширеної лінії. Методи реєстрації резонансів можуть бути засновані на вимірі поглиненої потужності, на поляризаційних і інших явищах. Резонанс насиченого поглинання (звернений провал Лемба) виникає при резонансній взаємодії зустрічних хвиль з газом. Коефіцієнт поглинання однієї з біжучих хвиль дорівнює:

$$\chi = \chi_0 \exp\left(-\frac{\Omega^2}{\omega_D^2}\right) \left(1 - \frac{\chi}{2} \frac{\Gamma^2}{\Omega^2 + \Gamma^2}\right), \quad (1.1)$$

де $\Omega = \omega - \omega_{21}$ розлад частоти хвилі ω відносно частоти переходу

$$\omega_{21} = (E_2 - E_1)/\hbar;$$

E_2, E_1 — енергії верхнього і нижнього рівнів;

ω_D — доплеровська ширина лінії;

Γ^2 — однорідна напівширина лінії ($\Gamma \ll \omega_D$ — параметр насичення, пропорційний інтенсивності хвилі, що біжить;

χ_0 — ненасичений коефіцієнт поглинання в центрі лінії.

При $\omega = \omega_{21}$ спостерігається резонанс з однорідною шириною на тлі доплерівського контуру.

При створенні оптичних стандартів частоти необхідно враховувати фізичні фактори, що впливають на ширину і зсув частоти резонансу. У газі низького тиску, коли довжина вільного пробігу стає порядку поперечних розмірів області, займаної перед рис. 1.1 світловим полем, ширина резонансу визначається перш за все

зіткненнями і пролітних ефектами. При досягненні ширин резонансів близько 10 кГц і менше ефект віддачі призводить до розщеплення резонансу на величину $\Delta\omega = 2E / \hbar$ де $E = \hbar^2 k^2 / 2$ — енергія віддачі атома при випромінюванні фотона; M — маса атома; k — хвильовий вектор фотона.

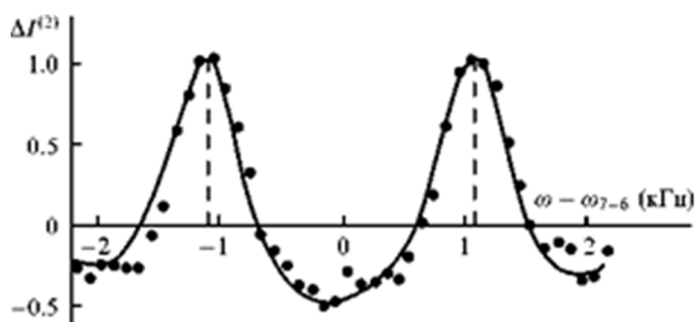


Рисунок 1.1 — Розщеплення резонансу насиченого поглинання за рахунок ефекту віддачі на переході 7–6 компоненти надтонкої структури лінії метану з $\lambda = 3,39$ мкм

Це розщеплення в разі метану показано на рисунку 1.1. Зареєстроване розщеплення $\Delta\omega / 2\pi = 2$ кГц виявилось більше однорідної ширини лінії, яка в експерименті становила близько 300 Гц.

1.3 Осциляції Борде-Рамсі

При низькому тиску газу і переходах з малою радіаційною шириною основний внесок в розширення резонансу насиченого поглинання дає ефект, пов'язаний з кінцевим часом взаємодії атома зі світловим пучком. Атом, що перетинає світловий пучок діаметром d зі швидкістю v , взаємодіє з ним протягом часу $\tau_{int} = d/v$, що призводить до прогінній розширенню резонансу на величину $\Delta\Gamma \sim 1/\tau_{int}$. Щоб отримати дуже вузькі резонанси (з шириною менше 1 кГц), необхідно забезпечити великий час взаємодії атома з полем.

У НВЧ діапазоні широко використовується метод рознесених полів, який дає можливість усунути пролітне розширення і отримати гранично вузькі резонанси [3]. При взаємодії атомів з двома рознесеними радіочастотними полями виникають осциляції коефіцієнта поглинання, період яких дорівнює зворотному часу прольоту між полями.

Однак безпосередньо поширити цей метод на оптичний діапазон було неможливо через ефект Доплера. У 1976 р був запропонований метод рознесених оптичних полів, в якому усунення доплерівського розширення відбувається в нелінійному по полю наближенні [4]. При взаємодії атомів з трьома рознесеними в просторі стоячими хвилями з однаковими частотами ω у формулі (1) виникає додатковий член, який містить осциляції з частотою $\Delta\Omega = 1/T$, де $T = 2D/v$; v — швидкість атомів (пучок атомів вважається близьким до монокінетическому); D — відстань між областями, зайнятими стоячими хвилями.

В оптичних стандартах частоти застосовується варіант рознесених оптичних полів з використанням чотирьох біжучих хвиль, який ми проілюструємо на конкретному прикладі. У разі проходження пучка атомів через чотири поля (рис. 1.2) в виразі для ймовірності переходу з нижнього рівня на верхній міститься інтерференційний член:

$$W(\Omega) = W_0 \cos(\Omega T + \varphi), \quad (1.2)$$

де $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 + \varphi_4 - \varphi_3$;

φ_n — фази біжучих хвиль.

Осциляції з частотою $2\pi / T$ звуться осциляцією Борде-Рамсі. Їх походження пов'язане з інтерференцією атомів після взаємодії з біжать хвилями.

Облік ефекту віддачі при вимушеному поглинанні і випромінюванні фотона вимагає квантовомеханічного розгляду руху атома. У вираженні для $W(\Omega)$ з'являються два члена з $\Omega \pm \Delta\omega / 2$, що призводить до розщеплення

осциляцій на $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$. На рис. 1.2 показані осциляції Борде-Рамсі і ефект віддачі в кальції.

У магнітооптичній пастці, де на площі захвату атомів дуже мала, використовувати рознесені поля важко. В цьому випадку їх замінюють імпульсами, рознесеними у часі [5].

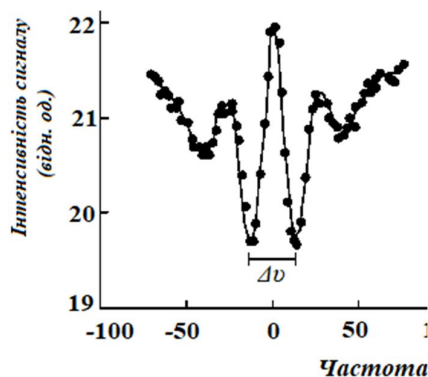


Рисунок 1.2 — Схема спостереження осциляцій Борде-Рамсі

1.4 Двохфотонне поглинання без доплерівського уширення

Цей метод нелінійної спектроскопії без доплерівського розширення був запропонований В.П.Чеботаєвим [6]. Щоб пояснити фізичну основу методу, розглянемо двухфотонне поглинання в поле двох зустрічних хвиль з однаковими частотами ω . В системі координат, пов'язаної з рухомим атомом, умова резонансу при поглинанні двох зустрічних фотонів має вигляд:

$$\omega = \omega_+ + \omega_- = \omega_{21}, \quad (1.3)$$

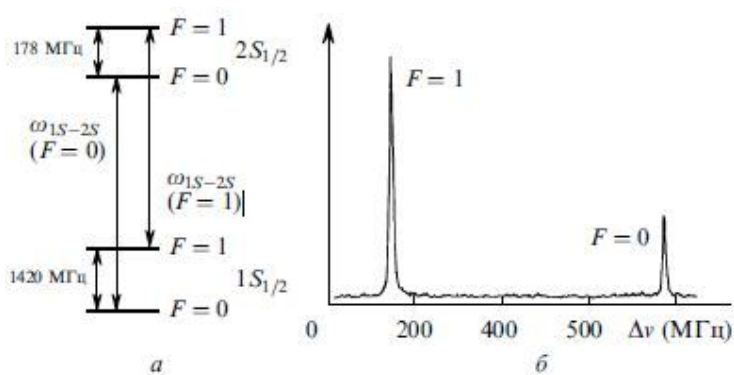
де ω_+ і ω_- — частоти зустрічних хвиль, які через ефект Доплера відрізняються від ω ($\omega_{\pm} = \omega \pm kv$). Так як $\omega_+ + \omega_- = 2\omega$, умова резонансу $2\omega = \omega_{21}$ виконується

для будь-якого атома незалежно від напрямку і величини його швидкості. Форма лінії двухфотонного поглинання задається виразом:

$$f(\omega) = \frac{\Gamma^2}{(2\omega - \omega_{21})^2 + \Gamma^2} + f_D(\omega), \quad (1.4)$$

в якому перший доданок в правій частині описує вузький резонанс з однорідною шириною переходу 2Γ , а другий — широкий доплерівський контур $f_D(\omega)$, обумовлений двухфотонним поглинанням односпрямованих фотонів.

Метод двухфотонного поглинання без доплерівського уширення для спостереження надтонкого розщеплення частоти переходу $1S-2S$ атома водню, ілюструє рис. 1.3.



а) схема рівнів розщеплення;

б) спектр двухфотонного поглинання.

Рисунок 1.3 — Надтонке розщеплення частоти переходу $1S-2S$ атома водню

Двухфотонний резонанс має наступні важливі для спектроскопії властивості: всі атоми незалежно від їх швидкості дають внесок в резонанс; відсутній ефект віддачі при поглинанні зустрічних фотонів; багато двухфотонна переходи мають дуже малу природну ширину. Зауважимо, що пролітне уширення

двохфотонного резонансу можна усунути за допомогою методу рознесених оптичних полів.

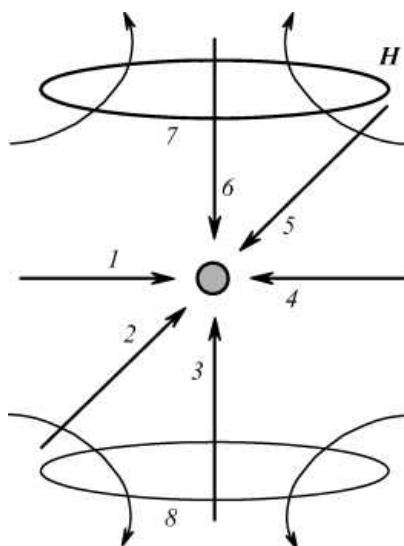
1.5 Атоми в магнітооптичній пастці

В даний час створена і добре відпрацьована техніка лазерного охолодження нейтральних атомів. Захоплення холодних атомів в пастку і утримання їх там істотно збільшують щільність атомів. В оптичних стандартах частоти використовується магнітооптична пастка [7].

Вона реалізується в області перекриття шести світлових пучків, що поширюються в шести напрямках: $\pm x$, $\pm y$, $\pm z$ (рис. 1.4). Всі шість пучків виходять від одного лазера, частота якого відбудована в червону сторону щодо частоти переходу ω_{21} , який служить для охолодження атома і захоплення його в пастку. Охолодження атомів проводиться за допомогою сил резонансного світлового тиску.

На атом, що рухається зі швидкістю v , в області перекриття шести пучків діє сила $F = -av$, яка призводить до зменшення його швидкості (a — коефіцієнт пропорційності). Використання цієї сили виявляється дуже ефективним: зменшення швидкості до дуже малої величини відбувається за час порядку 10^{-4} с.

Однак ця сила не залежить від координат і тому не може утримувати атоми в певному обсязі простору. Утримання атомів досягається за допомогою неоднорідного магнітного поля H , яке створюється двома кільцями з струмом. Магнітне поле призводить до зеемановського розщеплення частоти ω_{21} , а отже, і до залежності сили F від координат. Це дозволяє створити додатковий тиск, що утримує атоми в невеликій області простору.



1–6 — світлові пучки;
7,8 — кільця Гельмгольца.

Рисунок 1.4 — Схема магнітооптичної пастки

Магнітооптична пастка була використана для захоплення атомів срібла, кальцію, стронцію [8] та ін. У типовій пастці утримується до 10^7 атомів протягом ~ 10 мс при температурі 10^{-3} К.

1.6. Іон у пастці

Керувати рухом іонів значно простіше, ніж нейтральними атомами. Було виконано багато спектроскопічних досліджень одиночних іонів, охолоджених з допомогою лазерного випромінювання і захоплених в електромагнітну пастку [9]. Найбільшого поширення набули пастки двох типів для захоплення іонів в невеликому обсязі: радіочастотна квадропольна пастка і пастка Пеннінга. Тут ми зупинимося на радіочастотній пастці, так як вона використовується в оптичних стандартах частоти на іонах In^+ і Hg^+ .

Конфігурація електродів в радіочастотній квадрупольній пастці зображена на рис. 1.5. До них прикладається змінна напруга $U = U_0 \cos(\Omega t)$, яка створює ефективний потенціал з мінімумом потенційної енергії в центрі пастки. В цьому потенціалі іон робить коливання з частотою f в площині xy і з частотою $2f$ — в напрямку осі z . При типових значеннях $U_0 = 100 \text{ В}$ і $\Omega / 2\pi = 10 \text{ МГц}$ частота осьових коливань іона становить близько 1 МГц .

Лазерне охолодження іона здійснюється за допомогою випромінювання з частотою ω яке резонансно переходу з частотою ω_{21} . З класичної точки зору гармонійні коливання центру мас іона розщеплюють спектр резонансного поглинання на спектральні лінії з частотами $\nu_n = \nu_0 \pm nf$, де $\nu_0 = \omega_{21}/2\pi$; $n = 0, 1, 2, \dots$. Кожна з таких спектральних ліній відповідає оптичному переходу, що супроводжується зміною енергії коливань іона. При збігу ω з частотою однієї з низькочастотних ліній спектра поглинання, наприклад з $\nu_0 - f$, збудження супроводжується поглинанням енергії $h(\nu_0 - f)$. Оскільки зворотний перехід в основний стан іон здійснює за рахунок спонтанного розпаду з випромінюванням фотона з енергією $h\nu_0$, то в результаті він втрачає енергію hf [10].



Рисунок 1.5 — Конфігурація електродів в радіочастотній квадрупольній іонній пастці

Ця енергія відбирається від енергії руху центру масіона, що призводить до уповільнення коливань.

Для знаходження мінімальної температури охолодження необхідно квантовомеханічної розгляд руху іона. Найбільш глибоке охолодження досягається, коли $\nu = \nu_0 - f$. У цьому випадку середня енергія іона виявляється близькою до енергії нульових коливань до $hf/2$. Завдяки істотному перевищенню енергії до $hf/2$ над енергією віддачі $\hbar^2 k^2 / (2M)$ середня амплітуда коливань охолодженого іона виявляється значно менше довжини світлової хвилі. У цьому випадку реалізується режим Лемба-Діке, при якому доплеровське уширення зникає через малу амплітуду руху. Типові температури охолодження виявляються порядку декількох мілікельвінів. Перерахуємо іони, які охолоджувалися за допомогою лазерного випромінювання і були захоплені в електромагнітну пастку: Hg^+ [11], In^+ [12], Yb^+ [13], Sr^+ [14], Ba^+ [15], Ca^+ [16].

2 ОПТИЧНІ СТАНДАРТИ ЧАСТОТИ

2.1 Основні поняття оптичних стандартів частоти

Одним з переваг оптичних стандартів в порівнянні з мікрохвильовими є більш висока частота випромінювання (не менше 100 ТГц), що відкриває можливість досягнення більшої (приблизно в 10^5 разів) відносної стабільності частоти.

Оптичний стандарт частоти являє собою пристрій, що складається з двох основних компонентів — лазера і репера, який служить для стабілізації частоти цього лазера. Оптичні реperi були розглянуті в попередньому розділі. Розглянемо принцип стабілізації частоти лазера.

2.2 Стабілізація частоти лазера

Випромінювання лазера досить монохроматичне навіть без прийняття будь-яких особливих заходів. Якщо ж мова йде про лазерах з найкращими характеристиками стабільності, необхідно більш детально зупинитися на причинах, що призводять до нестабільності їх частоти [17].

Основна причина нестабільності частоти - зовнішні впливи на резонатор. Якщо чомусь довжина резонатора L змінюється на малу величину ΔL , то це веде до зміни частоти лазера ν на $\Delta \nu = -\nu \Delta L / L$. Частота лазера дуже чутлива до зміни довжини резонатора: при $\Delta L = 10^{11}$ см, $\nu = 10^{14}$ Гц і $L = 1$ м зміна частоти складає ~ 10 Гц.

Механічні вібрації резонатора через акустичні перешкоди, що мають частоти до 10^6 Гц, призводять до розширенню лінії випромінювання лазера - погіршення його короткочасної стабільності. Повільні зміни довжини резонатора, головним чином за рахунок зміни температури, викликають тимчасової дрейф частоти випромінювання лазера. Якщо резонатор виготовити з кварцу, то його температуру необхідно підтримувати з похибкою до 10^{-7} °C,

що практично неможливо. У зв'язку з цим необхідна активна стабілізація частоти.

У найпростішому варіанті схема стабілізації частоти лазера виглядає наступним чином (рис. 2.1). Глухе дзеркало резонатора закріплено на п'єзокераміці, що дозволяє завдяки подачі на неї напруги змінювати довжину резонатора і, отже, керувати частотою випромінювання лазера.

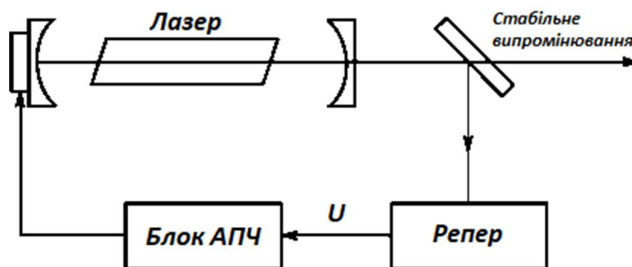


Рисунок 2.1 — Принципова схема оптичного стандарту частоти

Частина випромінювання взаємодіє з атомами газу для отримання резонансу на частоті ω_{21} атомного переходу. Поглинена потужність перетвориться в напругу. Система автоматичного підстроювання частоти (АПЧ) забезпечує настройку і утримання частоти випромінювання в центрі резонансу. Якщо з якої-небудь причини, наприклад через механічного впливу, зміниться частота випромінювання лазера, то система АПЧ подасть на глухе дзеркало відповідну напругу U , яке компенсує цю зміну частоти і поверне її в центр резонансу.

Кращі оптичні стандарти частоти мають ширину репера близько 10 Гц. Щоб зареєструвати таку лінію і налаштуватися на її центр, необхідний лазер з лінією випромінювання істотно більш вузької, ніж ширина спектра репера. Існують два основні методи створення лазерів з вузькою лінією (меншою 1 Гц). Перший метод полягає в прив'язці частоти лазера до зовнішнього високودобротного резонатору [18], другий — у використанні нелінійного резонансу в газі низького тиску [19].

Основні параметри, що характеризують стандарти частоти, — це точність визначення частоти (точність частоти), її відтворюваність і стабільність. Точність частоти — ступінь збігу частоти генератора з частотою необуреного (що знаходиться в ідеальних умовах) квантового переходу.

Відтворюваність частоти — це похибка відтворення генератором даного типу однієї і тієї ж частоти від включення до включення і від зразка до зразка. Відтворюваність частоти визначається різними фізичними факторами, що приводять до зрушення частоти центру резонансу. Головні з них — лінійний ефект Доплера, який не завжди буває усунутий до кінця, зіткнення атомів і зрушення, пов'язаний з кінцевим часом взаємодії атома з полем. З інших факторів відзначимо квадратичний ефект Доплера, ефект віддачі при поглинанні і випромінюванні фотона, розбіжність світлового пучка, ефекти Зеемана і Штарка, вплив поля тяжіння Землі. Існують також технічні фактори, що викликають зрушення частоти лазера.

Стабільність частоти — це похибка, з якою частота генератора залишається постійною за час його безперервної роботи. При визначенні стабільності необхідно вказувати інтервал часу τ , за який проводилося усереднення частоти. Стабільність лазера визначається виразом [7].

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{1}{Q} \frac{1}{S/N} \frac{1}{\sqrt{\tau}}, \quad (2.1)$$

де $\delta\nu$ — середньоквадратичне відхилення частоти за час τ ;

$Q = \nu/\gamma$ — добротність резонансу;

γ — ширина резонансу репера;

S/N — відношення сигналу до шуму, яке має розмірність $s^{1/2}$ (або Гц $^{-1/2}$).

Поява множника $1/\sqrt{\tau}$ пов'язано з тим, що сигнал пропорційний τ , а інтенсивність шуму, що реєструється в кінцевій смузі спектра за цей же час, пропорційна $\sqrt{\tau}$. Основною перевагою оптичних стандартів частоти в порівнянні з мікрохвильовими є більш високе значення Q . Кращі мікрохвильові

стандарти мають стабільність частоти $\sim 10^{-13}$ за час $\tau = 1$ с, тоді як стабільність оптичних стандартів становить $\sim 10^{-14}$ за той же час.

2.3 Порівняння стандартів частоти

Для порівняння стабільності частоти двох лазерів використовують параметр Аллана [20], який визначається наступним чином

$$\sigma_v(\tau) = \frac{1}{v} \left[\frac{1}{2(N-1)} \sum_{n=1}^{N-1} (\bar{\Omega}_{n+1} - \bar{\Omega}_n)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.2)$$

де $\bar{\Omega}_n$ — середнє значення частоти биття (різниці частот лазерів) за час усереднення τ ;

n — номер вимірювання;

N — число безперервних вимірювань.

Параметр Аллана іноді називають двохвиборчою дисперсією, так як для його знаходження необхідно, принаймні, два виміри ($N \gg 2$). Гідність цього параметра полягає в тому, що він дозволяє проводити порівняння різних стандартів частоти, що відносяться до різних діапазонів довжин хвиль.

На рис. 2.2 представлені параметри Аллана для кращих стандартів частоти, а також (у верхній частині рис. 2.2) для комерційних розробок: атомного годинника фірми Hewlett Packard на основі пучка атомів цезію і He-Ne лазера, стабілізованого по лінії поглинання He-Ne / I_2 — He-Ne-лазер ($\lambda = 633$ нм).

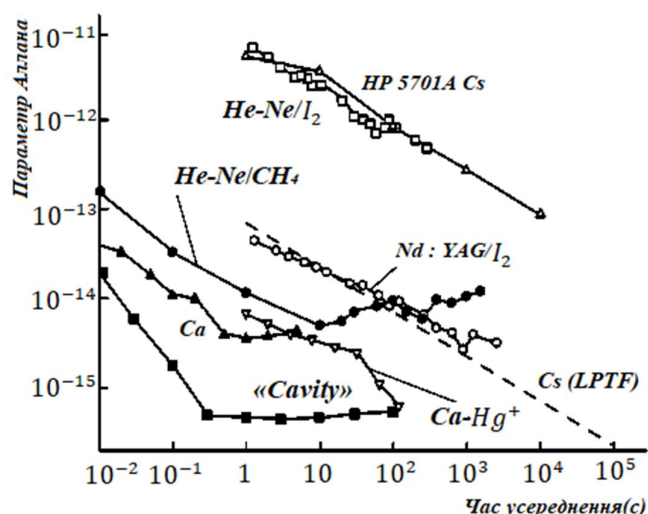


Рисунок 2.2 — Стабільність частоти деяких стандартів: HP-5071A Cs — комерційний атомний годинник фірми Hewlett Packard

He-Ne / I_2 — He-Ne — лазер ($\lambda = 0,63$ мкм), стабілізований по лінії $^{127}I_2$; Cs (LPTF) — атомний годинник на фонтані атомів цезію [17]; Nd:YAG / I_2 — Nd:YAG-лазер, стабілізований по лінії $^{127}I_2$ з $\lambda = 532$ нм (JILA); He-Ne / CH_4 - He-Ne-лазер, стабілізований по лінії CH_4 (ILP); Ca — стандарт на атомах ^{40}Ca (NIST); «Ca— Hg^+ » — стабільність стандарту на атомах ^{40}Ca , виміряна щодо Hg^+ -оптичних годинників (NIST); «Cavity»-лазер на барвнику ($\lambda = 563$ нм), стабілізований по високочастотному оптичному резонатору (NIST) [21]. Відносно висока стабільність частоти порядку 10^{-12} досягається за час від 1 с до 10 с. Широке застосування цих стандартів в якості вторинних еталонів пов'язано з їх простотою, надійністю і хорошою відтворюваністю частоти (краще 10^{-12}).

3 ЛАЗЕРНЕ ОХОЛОДЖЕННЯ ЧАСТИНОК

3.1 «Холодні» частинки і оптичні стандарти частоти

Однією із яскравих задач фізики останньої чверті XX 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 [22].

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 °K 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 мікрокельвінів. Після доплерівського охолодження температура атомів лужних металів становить близько 100 мК. Для отримання більш низьких температур застосовуються інші механізми охолодження: субдоплерівське та охолодження нижче рівня віддачі. Мінімальна температура за субдоплерівського охолодження атомів становить близько 1 мК. 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 доплеровське лазерне охолодження, яке використовується на початковому етапі зниження температури атомів.

3.2 Базові поняття теорії резонансного світлового тиску

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

$$\bar{n} = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T_{\text{випр}}}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (3.1)$$

де $\hbar$ — стала Планка;

ω — кругова частота випромінювання;

k_B — стала Больцмана.

Звідки:

$$k_B T_{\text{випр}} \approx \bar{n} \hbar \omega, \quad (3.2)$$

де $\bar{n} \gg 1$.

На цьому ґрунтується застосування лазерного світла для нагріву речовини.

Розглянемо зворотній 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:

$$E_{\text{аєіδ}} = N \hbar \omega, \quad (3.3)$$

$$S_{\text{аєіδ}} = G[(\bar{n} + 1) \ln (\bar{n} + 1) - \bar{n} \ln \bar{n}], \quad (3.4)$$

де $N = G \bar{n}$ — число фотонів випромінювання;

G — число ступенів свободи випромінювання, обумовлене співвідношенням Релея-Джинса:

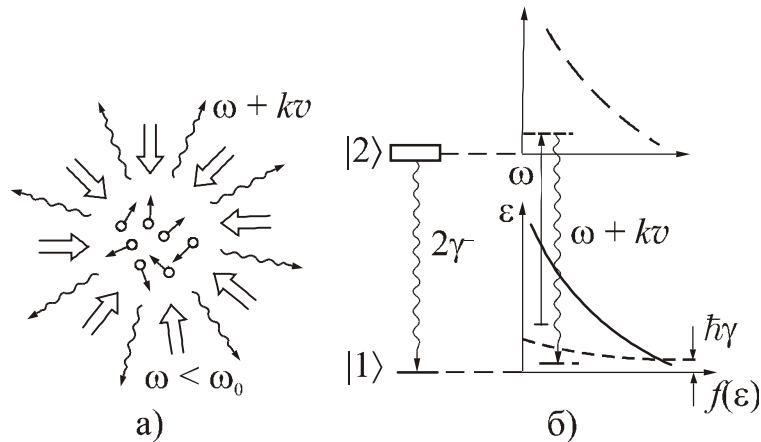
$$G = \frac{\omega^2 \Delta \omega}{(2\pi c)^3} \Omega V, \quad (3.5)$$

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. На рис. 3.1 пояснюється ідея 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.



а) схема резонансного розсіяння лазерного випромінювання атомами;

б) переходи, відповідальні за охолодження атомів.

Рисунок 3.1 — Схематичне пояснення процесу лазерного охолодження вільнорухомих атомів

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

$$\omega - \omega_0 = \vec{k}\vec{v}, \quad (3.6)$$

коли доплерівський ефект компенсує відбудову частот переходу атома ω_0 та фотону. Фотони, які випромінюються частинками в тілесний кут $4\pi_{\text{ср}}$, в середньому мають частоту $\omega < \omega_0$. 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:

$$\Delta\varepsilon = kv, \quad (3.7)$$

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

$$\Delta v = \frac{\hbar k}{M}, \quad (3.8)$$

де M — маса атома (рис. 3.2).

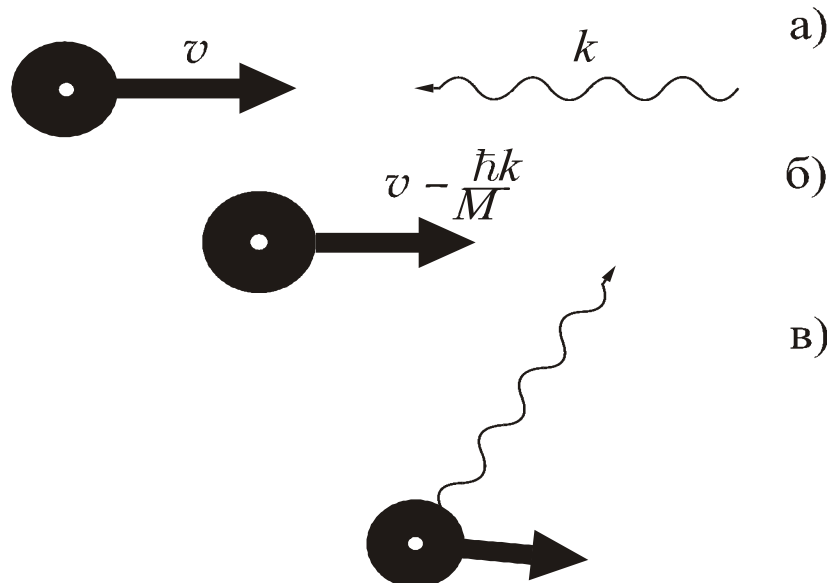


Рисунок 3.2 – Схема опромінення атома лазерним випромінюванням, спрямованим йому назустріч

На рис. 3.2, а показано атом, що рухається зі швидкістю v , стикається з фотоном з імпульсом $-\hbar k$; на рис. 3.2, б атом після поглинання фотона сповільнюється на $-\hbar k / M$; рис. 3.2, в пояснює, як після перевипромінювання фотона в довільному напрямку атом в середньому рухається повільніше, ніж на рис. 3.2, 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, неминучі в довільному процесі перевипромінювання великого числа фотонів. Флуктуаційне нагрівання охолоджуваних атомів призводить до встановлення стаціонарної температури, яка має мінімальне значення:

$$T_{\min} = \frac{\hbar \gamma}{k_B}. \quad (3.9)$$

3.3 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. 3.3), 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.

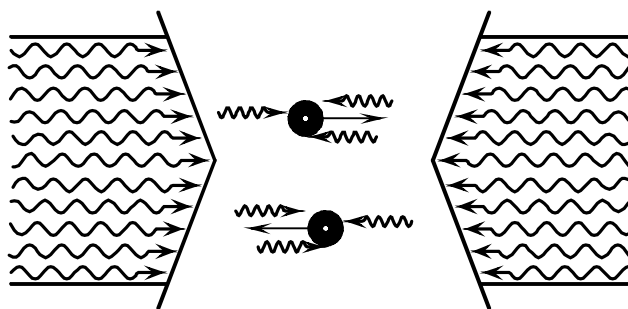


Рисунок 3.3 — Схематичне зображення руху атома в полі двох лазерних полів, що поширюються назустріч одне одному

Нижня межа температури, яка може бути отримана при такому охолодженні, становить 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 через випадкову природу поглинання фотонів або їх випромінювання. Випадкове збільшення імпульсу в переходах призводять до випадкового «блукання» атомного імпульсу і збільшення його середньоквадратичного значення. Це нагрівання врівноважується охолоджуючою силою F , спрямованої назустріч швидкості. Так як доплерівське зрушення пропорційне швидкості ($\hbar k v_0$), 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 $F \cdot v$, т.е. вона пропорційна v^2 , тож швидкість охолодження пропорційна кінетичній енергії. Швидкість нагрівання (на противагу цьому), пропорційна повній швидкості розсіювання фотонів і при малих швидкостях атомів не залежить від їх кінетичної енергії. В результаті нагрівання та охолодження урівноважуються при певному значенні середньої кінетичної енергії. Це і визначає температуру доплерівського охолодження через співвідношення:

$$m\langle v_i^2 \rangle = k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{4} \left(\frac{\Gamma}{2\Omega} + \frac{2\Omega}{\Gamma} \right), \quad (3.10)$$

де Ω — кутова частота відбудови лазера від атомного резонансу;

v_i — швидкість уздовж будь-якої осі.

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

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2M} \ll \hbar \Gamma. \quad (3.11)$$

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 ($\hbar k v_0$), 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 $F v$, тобто вона пропорційна v^2 . Отже швидкість охолодження пропорційна кінетичній енергії. Швидкість нагрівання (в протилежність цьому), пропорційна повній швидкості розсіювання 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:

$$m\langle v_i^2 \rangle = k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{4} \left(\frac{\Gamma}{2\Omega} + \frac{2\Omega}{\Gamma} \right), \quad (3.12)$$

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:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2M} \ll \hbar \Gamma. \quad (3.13)$$

Рівноважний розподіл за швидкостями при доплеровському 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 доплерівською межею охолодження, реалізується за умов $\Omega = \gamma$ та виражається формулою (3.9).

Особливістю лазерного охолодження є те, що в будь-якій області розумних розмірів рух атомів носить дифузійний характер: атом натрію, охолоджений до доплерівської 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 повертаючої сили, що утримує атоми в патоці і тільки в'язкість уповільнює їх вихід (рис. 3.4).



Рисунок 3.4 – Загальний вигляд установки охолодження атомів за допомогою тиску лазерного випромінювання

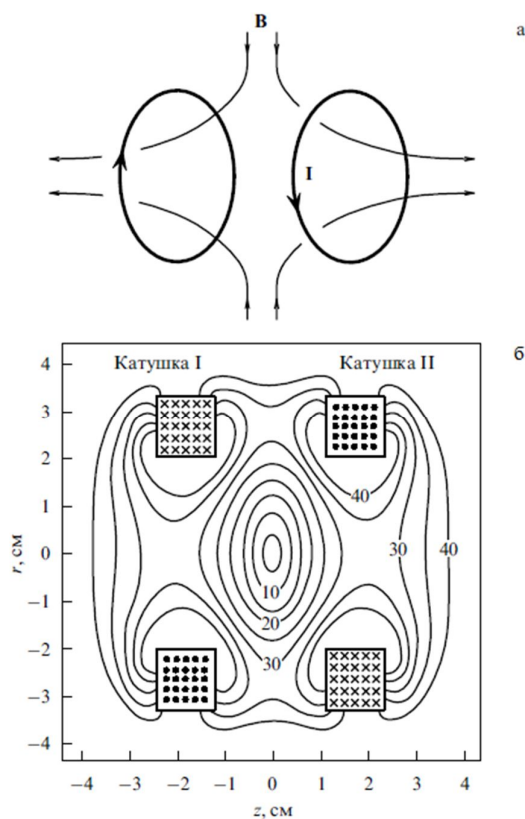
3.4 Локалізація холодних атомів

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.

3.4.1 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 квадрупольна магнітна пастка (рис. 3.5). В ній два кругових струму, що течуть у протилежних напрямках, створюють статичне магнітне поле у формі сферичного квадрупольа. 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.



а) лінії магнітного поля;
 б) лінії рівної напруженості (еквіпотенціали) мТл у площині;
 що містить вісь симетрії z .

Рисунок 3.5 — Сферична квадрупольна пастка

3.4.2 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.

3.4.3 Магнітно-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 так, що просторово залежить через просторову залежність зеемановських зсувів, створених градієнтом магнітного поля. У одномірній конфігурації, дві хвилі, що поширюються назустріч одна одній, відбудовані в червону сторону ($\omega < \omega_0$) і циркулярно поляризовані в протилежних напрямках, опиняються в резонансі з атомами у різних областях простору (рис. 3.6). Це призводить до встановлення сили, спрямованої до точки, в якій магнітне поле зникає. Ненульова відбудова частоти забезпечує доплеровське охолодження. Літерами I позначені котушки Гельмгольца, σ — зустрічні промені лазера по осі x . 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.

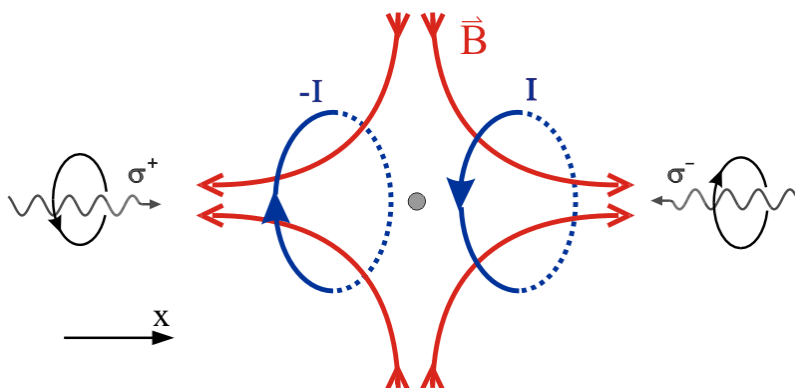


Рисунок 3.6 — Схема полів в МОП

3.4.4 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.

3.5 Схема 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. 3.7 наведено схему експериментальної установки, створеної фахівцями Фізичного інституту ім. П. Н. Лебедева РАН. Метою експерименту було охолодження рідкоземельного атома тулія Tm . Згідно з розрахунками доплерівської межі температури для тулія становить $T_{min} = 240$ мкК. Роботи проводилися в рамках проекту створення оптичного годинника нового покоління [23].

Для захоплення атомів Tm використовувалася МОП у класичній 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 антигельмгольцевській конфігурації; сумарна індуктивність котушок становила 4,5 мГн, а загальний опір дорівнював 2,5 Ом. Три додаткові пари котушок у гельмгольцевській конфігурації застосовувалися для компенсації лабораторного магнітного поля.

Джерелом світла був титан-сапфіровий лазер, що працює в одночастотному режимі на довжині хвилі 821,2 нм. Частота випромінювання цього лазера подвоювалася в кристалі трибораталітія (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 ширина лінії генерації становила 50 кГц.

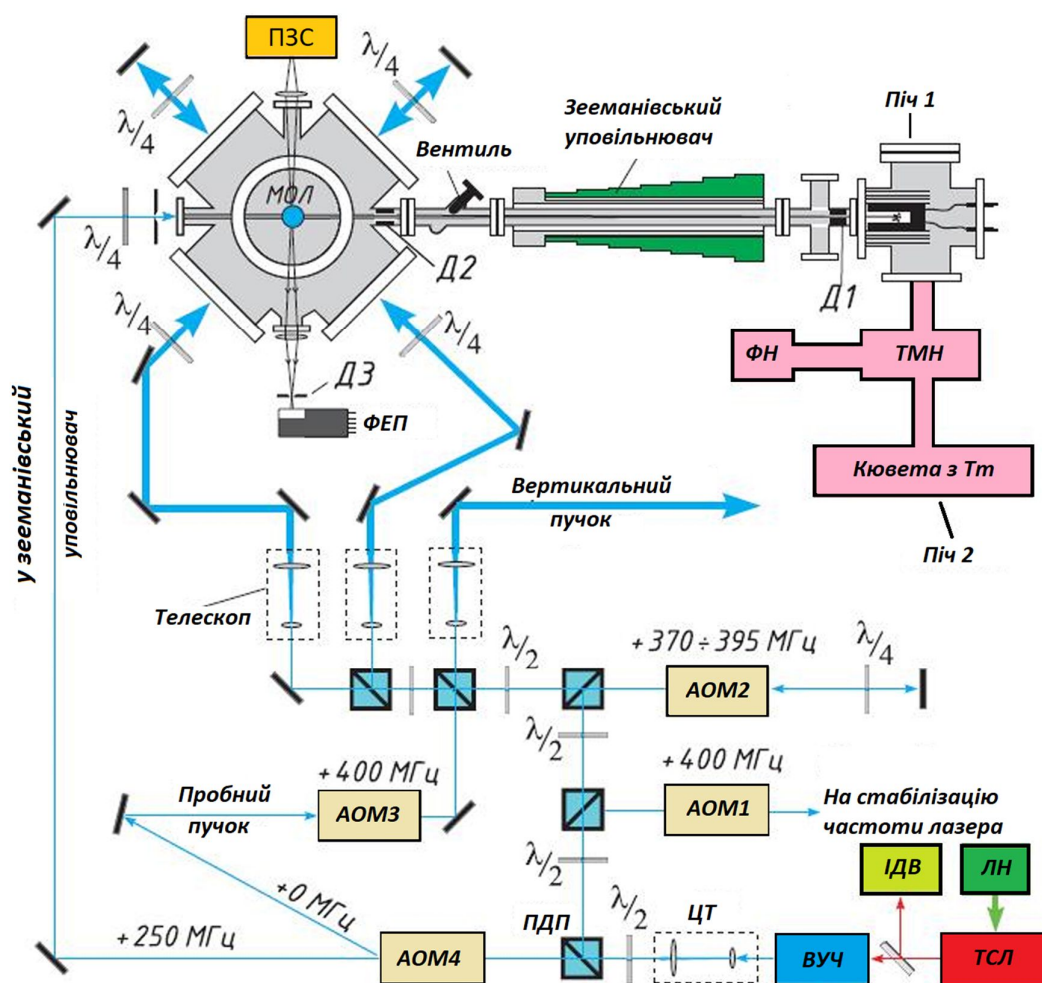


Рисунок 3.7 — Схема експериментальної установки

Описана установка дозволила виконати доплерівське і субдоплерівське 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. 3.8) 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. 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.

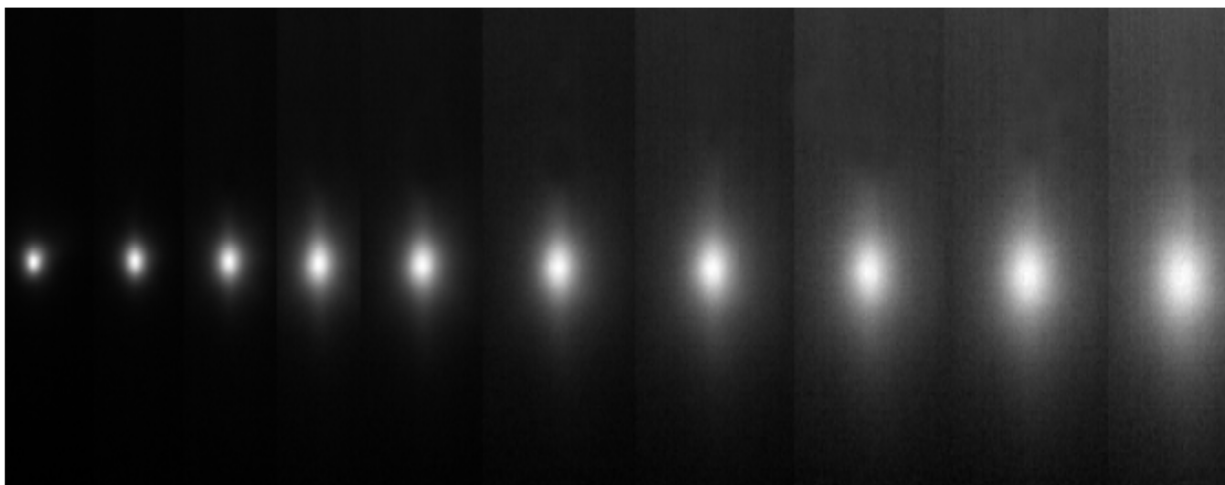


Рисунок 3.8 – Послідовні фотографії хмари атомів після вимикання світлових і магнітних полів

3.6 Практичне застосування та перспективи

Лазерне охолодження атомів та їхнє захоплення в магнітно-оптичну пастку є на сьогоднішній день одним з найпоширеніших методів отримання та дослідження ансамблів атомів при температурах нижче 1 мК. Вони знаходять своє застосування в прецизійній лазерній спектроскопії, атомній інтерферометрії, у вивченні атомних взаємодій при малих швидкостях і синтезі холодних молекул [24].

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 сьогодення 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.

ВИСНОВКИ

Оптичні частотні реperi є основним елементом оптичних стандартів частоти [25]. Використання в якості оптичних реперів холодних атомів призводить до значного зменшення впливу доплерівського розширення, що підвищує стабільність і відтворюваність частоти стандарту.

В даний час розвиток оптичних стандартів частоти обмежена тільки технічною можливістю реалізації частотних реперів. Однією з найбільш перспективних технологій формування частотного репера є лазерне охолодження атомів і йонів. Однак здійснення такої технології можливе тільки в умовах вакууму і тільки при наявності не менше шести лазерних променів, частота випромінювання яких автономно управляється в залежності від температури охолоджуваних атомів (оптичної патоки). Надалі після охолодження патоки до 10^{-6} її можна використовувати в якості частотного репера, однак застосування в такому виконанні частотного репера полягає в тому, що патока повинна постійно перебувати у вакуумі і під дією потужного лазерного випромінювання. Такий частотний репер являє собою складний і габаритний пристрій.

У даній роботі з метою формування частотного оптичного репера були встановлені і досліджені умови використання фотонних кристалів в якості матриці, в якій розміщуються і утримуються поглинаючі атоми. Використання фотонних кристалів для реалізації оптичних реперів дозволяє реалізувати значне зменшення і спрощення конструкції, що особливо важливо при створенні портативних стандартів частоти.

Таким чином, перше поле, частота якого відповідає забороненій зоні, призначене для утримання атомів в дефекті фотонного кристала, друге поле з частотою, що збігається з частотою реперного переходу, захоплених атомів, є інформаційним. В даному випадку частота інформаційного поля стабілізується по частоті оптичного репера.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Beugnon J. Two-dimensional transport and transfer of a single atomic qubit in optical tweezers // *Nature Physics*. 2007. V. 3. P. 696—699.
2. Kuznetsova E. Single atom trapping and control inside a nanosize photonic crystal cavity: [www/ URL: http://arxiv.org/abs/1301.4559](http://arxiv.org/abs/1301.4559) (дата звернення 19.11.2020).
3. Browaeys A. Recent progress on the manipulation of single atoms in optical tweezers for quantum computing: [www/ URL: http://arxiv.org/abs/0708.3295](http://arxiv.org/abs/0708.3295) (дата звернення 24.10.2020).
4. Бакланов, Е.В. Оптические стандарты частоты и фемтосекундные лазеры. // *Квантовая электроника*. 2003. Т. 33, №5. С. 383—400.
5. Zheltikov A. M. Controlled light localization and nonlinear-optical interactions of ultrashort laser pulses in micro- and nanostructured fibers with a tunable photonic band gap // *Laser Physics*. 2001. V. 11, №. 10. P. 1058—1068.
6. Блохин С.А. Оптические исследования двумерного фотонного кристалла с квантовыми точками InAs/InGaAs в качестве активной области // *Физика и техника полупроводников*. 2006. Т. 40. С. 833—838.
7. Тарасишин А. В., Желтиков А.М., Магницкий С.А. Лазерное управление охлажденными атомами в фотонных кристаллах // *Квантовая электроника*. 2000. Т. 30, № 9. С. 843—846.
8. Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В.Г. Охлаждение атомов давлением лазерного излучения // *УФН*. 1985. Т. 147, № 1. С. 117—156.
9. Ashkin A. Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure // *Phys. Rev. Lett.* 1970. №. 24. P. 156—159.
10. Bajcsy M., Hofferberth S., Peyronel T. Laser-cooled atoms inside a hollow-core photonic-crystal fiber // *Phys. Rev. A*. 2011. V. 83. P. 9.
11. Желтиков А. М., Магницкий С. А., Тарасишин А. В. Локализация и каналирование света в дефектных модах двумерных фотонных кристаллов // *Письма в ЖЭТФ*. 1999. Т. 70. С. 323—328.

12. Tauro S., Banas A., Palima D. Dynamic axial stabilization of counter-propagating beam-traps with feedback control // Optics express. 2010. Vol.18. № 17. P. 18217—18223.
13. Летохов В.С., Чеботаев В.П. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения (Москва: Наука, 1990).
14. Baklanov Y.V., Chebotaev V.P. // Appl.Phys. 1977. № 12. P. 97
15. Кобцев С.М., Кукарин С.В., Фатеев Н.В. // Квантовая электроника. 2002.Т. 32. №1. С. 11—13.
16. Barwood G.P., Gill P., Huang G., Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology (New Jersey, London, Singapore, Hong Kong: World Scientific, 2002. P. 496.
17. Baklanov E.V., Chebotayev V.P. // Opt. Commun. 1974. № 2 P. 312; Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. // Оптика и спектроскопия. 1975. № 38. С. 384.
18. Holzwarth R., Zimmermann M., Udem Th. // IEEE J. Quantum Electron. 2001. № 37. P. 1493.
19. Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. // Opt. Lett. 2000. Vol. 25. P. 1415.
20. Haugen M.P., Will C.M. // Phys. Today. 1987. Vol. 40. P. 69.
21. Бакланов Е.В., Чеботарёв В.П. // УФН, 122, 513 (1977).
22. Бакланов Е.В., Дмитриев А.К. // Квантовая электроника. 2002. № 32. С. 925.
23. Huber A., Gross B., Weitz M., Hansch T.W. // Phys. Rev. 1999. № 59. P. 1844.
24. Гальдорт В.Г., Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Никитин М.В., Тимченко Б.А., Чеботарёв В.П. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 8. С. 157.
25. Мачехин Ю.П., Меркулов Е.Г. Оптические частотные реперы на основе холодных атомов в дефектах фотонных кристаллов. // Радиотехника. 2014. № 176. С. 181—186.