

Національна академія наук України
Інститут електронної фізики

Міністерство освіти і науки України
Заклад вищої освіти
“Ужгородський національний університет”

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Світличний Євген Анатолійович

УДК: 533.9 533.93 537

ДИСЕРТАЦІЯ
ЛАЗЕРИ НА САМООБМЕЖЕНИХ ПЕРЕХОДАХ АТОМІВ МІДІ ТА
КАЛЬЦІЮ З МОДИФІКОВАНОЮ КІНЕТИКОЮ

01.04.04 – фізична електроніка

10 Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук
Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і
текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____Є.А. Світличний

Науковий керівник: Кельман Володимир Андрійович доктор фізико-математичних наук, професор

Ужгород-2019

АНОТАЦІЯ

Світличний Є.А. Лазери на самообмежених переходах атомів міді та кальцію з модифікованою кінетикою – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук (доктора філософії) за спеціальністю 01.04.04 “Фізична електроніка”. – Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, 2018.

Робота присвячена експериментальному дослідженню впливу домішок металів на вихідні характеристики лазера на парі міді (ЛПМ), а також моделюванню одночасної генерації в лазері на атомарному та іонному самообмежених переходах з метою покращення їх вихідних характеристик.

Для експериментального вивчення впливу домішки атомів Zn на характеристики генерації ЛПМ на суміші Cu-Zn-Ne виготовлено двосекційну газорозрядну трубку (ГРТ). Відпрацьовано техніку і методику проведення експериментальних досліджень із вивчення емісійних характеристик розряду лазера на парах міді з домішкою цинку та проаналізовано фактори, що впливають на достовірність результатів.

Встановлено, що тривалість, енергія та потужність лазерних імпульсів зростають, коли в розряд ЛПМ дифундують атоми цинку з резервуару при температурі ~ 500 °C. Експериментально доведено, що введення домішки цинку на 21,5% зменшує енерговклад при досягненні максимального значення енергії імпульсу та потужності.

Вперше апробовано резонансний механізм впливу домішки цинку для лазера на парі міді. Дослідження включало як експериментальне вивчення впливу домішки, так і пряме вимірювання поглинання резонансного випромінювання атома цинку метастабільними станами атома міді. Для перевірки гіпотези дієвості резонансного оптичного накачування як ймовірного механізму позитивного впливу домішки цинку, нами було здійснено експеримент для прямого вимірювання величини поглинання резонансної лінії 213,9 нм Zn I від незалежного випромінювача на основі імпульсного розряду в парі цинку, у ГРТ ЛПМ метастабільними атомами міді. Виміри проводилися із використанням

регульованої затримки імпульсів випромінювання як протягом, так і між імпульсами накачки ЛПМ. В жодному випадку тут не було зареєстровано ніякого поглинання в межах чутливості експериментальної апаратури.

Проведено чисельне моделювання для розрахунку поглинання з метою пояснення покращення вихідних характеристик ЛПМ. Отримані повний спектральний контур випромінювання резонансної лінії цинку та спектральна залежність перерізу поглинання міді яскраво показують що поглинання не є механізмом впливу, адже обидва контури навіть не перетинаються.

Встановлено, що введення будь-якої з домішок парів Zn, Cs, Ag призводить до збільшення теплопередачі від електронів до атомів паро-газової суміші. У свою чергу, уся теплова енергія, зосереджена у буферному газі та в атомах міді і домішок у вигляді енергії руху, завдяки теплопровідності передається внутрішній стінці розрядної трубки. Через це її температура T_w (температура стінки ГРТ) зростатиме.

Виявлено, що, коли лазер на парі міді працює в оптимальному режимі, введення додаткових домішкових атомів може спричинити тільки погіршення умов збудження генерації. Адже при цьому неодмінно спостерігатиметься зниження температури електронів протягом імпульсу струму, а отже й ефективності накачування. Нарешті, коли температура електронів стане меншою порогового рівня, генерація припиниться. За умов, коли температура розрядної трубки дещо менша оптимальної, введення атомів домішок спочатку дає позитивний ефект, оскільки призводить до підвищення T_w . Таке підвищення обмежене досягненням значення температури понад оптимальну величину, а отже і супроводжується затуханням генерації.

На основі проведеного ретельного аналізу і узагальнення результатів експериментального дослідження різних механізмів дії домішок атомів металів на основні параметри лазера на парах міді, запропоновано й обґрунтовано єдиний механізм їх впливу. Його сутність полягає в корекції теплофізичних параметрів в пружних зіткненнях електронів із атомами кожної з компонент робочої суміші.

Так, ці процеси впливають на температуру розрядної трубки, а отже підвищують в ній концентрацію атомів міді.

Створено теоретичну модель дослідження одночасної генерації на атомарному та іонному самообмежених переходах. У наближенні насиченої потужності отримані загальні розв'язки в квадратурах для населеностей верхніх робочих рівнів атома й іона з використанням спільного рівняння для концентрації електронів. Ці розв'язки стають аналітичними у випадку повного полонення випромінювання на резонансних переходах атома та іона. Конкретне застосування розв'язків продемонстроване на прикладі лазера на СОП атома й іона кальцію.

Обчислені нами значення потужності i (питомої вихідної енергії) питомого енергозйому, безумовно, є верхніми граничними значеннями цих величин для заданих значень N и T_e . Тим не менше, вони демонструють на прикладі кальцію, що є широкий спектр умов експерименту, для яких енергетичні параметри генерації на іонних СОП не тільки не поступаються таким для атомарних СОП, а й можуть, при належних умовах одночасного накачування їх значно перевищити. З проведених розрахунків випливає, що перерізи визначальних електронних процесів збудження та іонізації є сприятливими для іонної генерації на СОП іонів кальцію. Тому, головним для можливо повної її реалізації (потенційних можливостей) є виконання умови як можна більш тривалої підтримки заданої величини температури електронів (\sim кілька електронвольт).

Показано, що в умовах значної іонізації робочої речовини і тривалої підтримки робочої температури електронів, практична реалізація переваг іонної генерації вимагає активного застосування пристроїв накачування з ламповими комутаторами, або, модуляторів з імпульсними накопичувачами енергії.

Ключові слова: лазер на парі міді, домішкові атоми, механізм впливу, поглинання, спектри, збудження.

SUMMARY

Svitlichniy E.A. Lasers on selfterminating transitions of copper and calcium atoms with modified kinetics - Qualifying scientific work should be treated as a manuscript .

Thesis is submitted to acquire the scientific degree of Candidate of Physical and Mathematical Sciences (Doctor of Philosophy), specialty 01.04.04 “Physical Electronics”. – Institute of Electron Physics NAS Ukraine, Uzhhorod, 2018.

The paper is devoted to the experimental study of the influence of metal additives on the output characteristics of the laser on a copper vapor laser (CVL), as well as the simulation of simultaneous generation in the laser at atomic and ionic selfterminating transitions in order to improve their output characteristics.

A two-section GDT was developed for the experimental study of the influence of the impurity of atoms on the characteristics of the generation of CVL on the mixture. Techniques and methods of conducting experimental studies on the emission characteristics of the laser discharge on copper vapor and zinc admixture have been worked out and factors influencing the reliability of the results have been analyzed.

For the first time, the resonant mechanism of impurity influence on CVL on a pure copper pair has been tested. The study included both an experimental study of the impurity impact and a direct measurement of the absorption of resonant radiation of the zinc atom by the metastable states of the copper atom. To test the hypothesis of the effectiveness of resonant optical pumping as a probable mechanism for the positive effect of zinc admixture, we carried out an additional experiment to directly measure the absorption value of the resonance line of 213.9 nm Zn I from an independent emitter based on the pulsed discharge in a zinc pair, in GDT CVL by metastable copper atoms . Measurements were made using a controlled delay of radiation pulses both during and between pump pulses of CVL. In any case, there was no recorded absorption within the sensitivity of the experimental apparatus.

It has been established that the duration, energy, and power of laser pulses increase when a zirconium atom diffuses from the reservoir at a temperature of ~ 500 °C in the CVL discharge. Additional experiments and calculations give grounds to assume that not only the optical resonance pump with a 213.9 nm line of zinc, but also the

collision of the second kind between zinc atoms in resonant states with copper atoms in the metastable states and which should be taken into account. In order to explain the improvement, numerous calculations were made to calculate the absorption.

The obtained results show that at concentrations of copper atoms $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, cesium additives $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, silver and zinc $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, the efficiency of electron energy transfer to metal atoms (the amount of heat transferred) is commensurate with the energy transfer to atoms Neon buffer gas at a concentration of $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Moreover, a more precise estimate of the energy transfer from electrons to gas also requires the Coulomb collisions of electrons with ions to be taken into account. In this case, in metal-inert gas mixtures, metal atoms are predominantly ionized.

It has been established that the introduction of metallic impurities of all three types (Zn, Cs, Ag) leads to an increase in the heat transfer from electrons to the vapor-gas mixture. In turn, all the thermal energy concentrated in the buffer gas and atoms of copper and impurities in the form of energy of motion, due to the thermal conductivity, is ultimately transmitted to the inner wall of the discharge tube. Because of this, we will assume that its temperature T_w will increase.

It has been found that when a copper pair is operating in optimal mode, the introduction of additional impurity atoms can only lead to a deterioration of generation excitation conditions. Indeed, at the same time, there will surely be a decrease in the temperature of the electrons during the current pulse, and hence the pumping efficiency. Finally, when the temperature of the electrons becomes less than the threshold, the generation will stop. Under conditions where the temperature T_w of the discharge tube is somewhat less than optimal, the introduction of the atoms of impurities initially gives a positive effect, as it will increase. Such an increase is limited by the achievement of the value of the temperature over the optimal value, and therefore accompanied by generation attenuation.

A universal mechanism of influence of impurities is suggested, which can even lead to more expressive consequences than those caused by resonant coincidences of separate energy levels of the working atoms (copper) and atomic impurities.

A theoretical model for the study of simultaneous generation on the atomic and ionic self-limited transitions was created. In the approximation of the saturated power, the expressions in quadratures are obtained for the populations of the upper working levels of the atom and ion using the general equation for the concentration of electrons. The concrete application of the solutions is demonstrated on the example of a laser on a STT of an atom and a calcium ion.

The calculated values of the power and (specific output energy) of the specific power energy are, of course, the upper limit values of these quantities for the given values and. Nevertheless, they demonstrate, on the example of calcium, that there is a wide range of experimental conditions, for which the energy generation parameters on ion STTs not only do not yield to such atomic STTs, but they can, under appropriate conditions, simultaneously pump them far outstrip.

From the calculations it follows that the cross sections of the determining electronic processes of excitation and ionization are favorable for the ionic generation of STTs of calcium ions. Therefore, the main reason for its full implementation (potential capabilities) is to fulfill the condition of the longer possible support for a given value of the temperature of electrons (at least a certain critical value of \sim several electron volts).

It is shown that with the need for significant ionization of the working substance and the long maintenance of the working temperature of electrons, the practical realization of the benefits of ion generation requires more active use of pump devices with lamp switches (incomplete discharges of storage capacitance), or perhaps modulators with pulsed energy storage devices.

Key words: copper-vapor laser, atom additives, mechanism of influence, absorption, spectra, excitation.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Публікації в наукових фахових виданнях:

1. Світличний Є.А. Імпульсний лазер на самообмежених переходах іонізованого кальцію // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. 2003. Випуск **14**. С. 78 – 82.
2. Кельман В.А., Зозуля С.О., Шпенник Ю.О., Світличний Є.А. . Чисельне моделювання лазера на $g \rightarrow m$ переходах іонізованого кальцію // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. 2004. Випуск **15**. С. 158 – 165.
3. Kelman V.A., Svitlichnyi E.A., Zhmenyak Y.V., Shpenik Y.O. Cu-vapor laser with zinc-atom additive // Appl. Phys. B. – 2009. – V.**94**. – P. 301 – 305.
4. Кельман В.А., Светличный Е.А., Ремета Е.Ю. Одновременная накачка в лазере на атомарном и ионном самоограниченных переходах // Журнал технической физики. – 2009. – Т.79, №8. – С. 83 – 89.
5. Світличний Є.А., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпенник Ю.О. Вплив домішок металів на характеристики лазера на парі міді // Науковий вісник Ужгородського університету Серія Фізика. 2011. Вип.**29**. С. 254-263.
6. E.A. Svitlichniy, V.A. Kelman, Yu.V. Zhmenyak About universal mechanism of the influence of metal additives on the Copper Vapor Laser Output Parameters // Optical and Quantum Electronics 2018 **doi.org/10.1007/s1082-018-1589-7**

Матеріали наукових конференцій:

1. Світличний Є.А. Імпульсний лазер на самообмежених переходах іонізованого кальцію // ІЕФ'2003. Конференція молодих учених та аспірантів. Програма і тези доповідей. Укладач Завілопуло А.М. – Ужгород, – 2003. – С. 78.
2. Світличний Є., Кельман В., Жменяк Ю., Шпенник Ю. Особливості імпульсної генерації лазера на самообмежених переходах іонізованого кальцію // Міжнародна конференція молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “ЕВРИКА - 2004”. Збірник тез. – Львів, – 2004. – С. 117.

3. Kelman V., Szoter L., Shpenik Yu., Svitlichnij E., Yu. Zhmenyak. Pulsed laser on calcium ion selfterminating transitions for lidar application // microCAD 2004 International Scientific Conference. University of Miskolc, Hungary. 18-19 March 2004. Section F: Physics and Education. P. 25 – 30.
4. Светличный Е.А., Кельман В.А., Шпенник Ю.О., Жменяк Ю.В. Лазер на СОП иона кальция // Тезисы докладов симпозиума “Лазеры на парах металлов”. Ростов-на-Дону. 2004. С. 30.
5. Svitlichnij E.A., Kelman V.A., Zhmenyak Yu.V., Shpenik Yu.O. Laser action investigation on calcium ion self-terminating transitions // Book of Abstracts of 15 International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers & High Power Laser Conference. Prague, (Czech Republic) 30 August – 3 September 2004., P. 138.
6. Світличний Є.А. Іонні лазери на самообмежених переходах. Тези доповідей конференції молодих учених і аспірантів ІЕФ НАН України. – Ужгород, – 2005. – С. 92.
7. Kelman V.A., Shpenik Yu.O., Svitlichnij E.A. Numerical Modeling of the Laser on ionized Calcium r-m Transitions. Міжнародна конференція молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “ЕВРИКА - 2005”. Збірник тез. – Львів, – 2005. – С. 57 – 58.
8. Svitlichnij E.A., Kelman V.A., Shpenik Yu.O. Calculation of kinetics of excitation of pulse generation in ionized calcium // Proceedings CAOL 2005: Papers of 2nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers. Yalta, Crimea South Coast, Ukraine, 2005, V. 1, P. 158-161.
9. Світличний Є.А., Жменяк Ю.В., Шпенник Ю.О. Експериментальне вивчення впливу домішки цинку на характеристики лазера на парі міді. Програма і тези доповідей конференції молодих вчених і аспірантів Інституту електронної фізики НАН України ІЕФ-2007. Ужгород. 2007. С. 190.
10. Світличний Є., Кельман В., Ремета Є. Особливості накачування атомарних й іонних лазерних самообмежених переходів. Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики ЕВРИКА-2007. Тези доповідей. Львів. 2007. С. С20.

11. Kelman V.A., Svitlichnyi E.A., Zhmenyak Yu.V., Shpenik Yu.O., Plekan O.I. Influence of Zn atom additive on Cu laser characteristics. 4th Conference on Elementary Processes in Atomic Systems. Romania. 2008. Book of Abstracts. P. 141.
12. Светличный Е.А., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. К вопросу о влиянии примеси цинка на выходные характеристики лазера на парах меди. Симпозиум “Лазеры на парах металлов” Ростов-на-Дону. 2008. С. 71.
13. Кельман В.А., Светличный Е.А., Ремета Е.Ю. Одновременная накачка в лазере на самоограниченных атомарном и ионном переходах в приближении насыщенной мощности. Симпозиум “Лазеры на парах металлов” Ростов-на-Дону. 2008. Сборник трудов. С. 52.
14. Світличний Є.А., Звенигородський В.В., Антонов О.О., Шаповалов А.Л., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. До питання про механізм впливу домішки цинку на генераційні характеристики лазера на парі міді. Програма і тези доповідей конференції молодих вчених і аспірантів Інституту електронної фізики НАН України ІЕФ-2009. Ужгород. 2009. С. 74.
15. Світличний Є.А., Звенигородський В.В., Улусова С.П., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О., Кельман В.А. Роль каскадних переходів у додатковому заселенні резонансних рівнів міді у мідному лазері. Програма і тези доповідей конференції молодих вчених і аспірантів Інституту електронної фізики НАН України ІЕФ-2009. Ужгород. 2009. С. 75.
16. Kelman V.A., Svitlichniy E.A., Remeta E.Yu. Kinetics simulation of laser on atomic and ionic self-terminating transitions simultaneous pumping. Atomic and Molecular Pulsed Lasers. Tomsk. Russia. 2009. Abstracts. P. 37.
17. Svitlichnyi E.A., Shpenik Yu.O., Zhmenyak Yu.V., Kelman V.A Investigation of the CVL-vapor laser with zinc additive. Abstracts of International Young Scientist Workshop on Optics, Photonics and Metamaterials (OPAM – 2009). Kharkiv. 2009. P. 44.
18. Светличный Е.А., Жменяк Ю.В., Антонов А.А., Кельман В.А., Шпеник Ю.О. Универсальный механизм влияния примесей атомов металлов на

- выходные характеристики лазера на парах меди. Сборник трудов симпозиума «Лазеры на парах металлов» (ЛПМ – 2010). Ростов-на-Дону. 2010. С. 78.
19. Светличный Е.А., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. К вопросу о универсальном механизме влияния примесей на выходные характеристики лазера на парах меди. Молодежная школа-конференция с международным участием «Лазеры и лазерные технологии», посвященная 50-летию создания первого лазера в мире. Труды школы-конференции. 22 – 27 ноября 2010 г. Россия, Томск. С. 170.
 20. Світличний Є.А., Кельман В.А. Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. Вплив домішок металів на характеристики лазера на парі міді. Програма і тези доповідей конференції молодих вчених і аспірантів Інституту електронної фізики НАН України ІЕФ-2011. Ужгород. 2011. С. 110.
 21. Світличний Є.А., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. Універсальний вплив домішок металів на генераційні характеристики лазера на парі міді. Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики ЕВРИКА-2011. Тези доповідей. 18-22 травня. Львів. Україна. С. D16.
 22. Світличний Є.А., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. Вплив домішок металів на характеристики лазера на парі міді Науковий вісник Ужгородського університету Серія Фізика. 2011. Вип.29. С. 254-263.
 23. Svitlichniy E.A., Kelman V.A., Zhmenyak Yu.V., Zvenihorodskiy V.V., Shpenik Yu.O. About the Influence of Metallic Additives on Copper Vapor Laser Output Parameters. IEEE CAOL Proceedings 2010. 5th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers. September 10-14, 2010, Sevastopol, Crimea, Ukraine. P. 262 – 264.
 24. Світличний Є.А., Кельман В.А. Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. Вплив домішок металів на характеристики лазера на парі міді. Програма і тези доповідей конференції молодих вчених і аспірантів Інституту електронної фізики НАН України ІЕФ-2011. Ужгород. 2011. С. 110.

25. Світличний Є.А., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. Універсальний вплив домішок металів на генераційні характеристики лазера на парі міді. Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики ЕВРИКА-2011. Тези доповідей. 18-22 травня. Львів. Україна. С.D16.
26. Світличний Є.А., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. Про механізми впливу домішок металів на характеристики лазера на парі міді. Новітні напрями в атомній фізиці та спектроскопії. Тези доповідей міжнародної конференції. Ужгород. 20-22 вересня 2012 року. С.45.
27. Світличний Є.А., Жменяк Ю.В., Улусова С.П. Про вплив домішки цинку на теплофізичні характеристики лазера на парі міді. Програма і тези доповідей конференції молодих вчених і аспірантів Інституту електронної фізики НАН України ІЕФ-2013. Ужгород. 2013. С. 89.
28. Є.А. Світличний, Ю.В. Жменяк, С.П. Улусова, В.А. Кельман ЕФЕКТ ТЕПЛОВОЇ НЕСТАБІЛЬНОСТІ В ЛАЗЕРІ НА ПАРІ МІДІ ІЕФ-2015. Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів. Інститут електронної фізики НАН України, Матеріали конференції. Ужгород 2015. С.225-226.
Є.А. Світличний, Ю.В. Жменяк, С.П. Улусова, В.А. Кельман Модифікований лазер на парах міді з домішками металів ІЕФ-2017.

З М І С Т

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ.....	15
ВСТУП	16
РОЗДІЛ 1. СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ ЛАЗЕРІВ НА САМООБМЕЖЕНИХ ПЕРЕХОДАХ (СОП) НА ПАРАХ МЕТАЛІВ ТА ЇХ ХІМІЧНИХ СПОЛУК.....	25
1.1. Основні засади лазерів на СОП.....	25
1.2. Огляд актуальних проблем та новітніх напрямків досліджень в галузі лазерів на СОП.....	27
1.3. ЛПМ із молекулярними домішками	31
1.4. Лазери на СОП із домішками металів	35
1.4.1. Лазер на парі міді із домішкою цезію.....	35
1.4.2. Лазер на парі міді із домішкою срібла.....	43
1.4.3. Лазер на парі міді із домішкою цинку.....	44
1.4.4. Лазер на парі міді із домішкою скандію.....	47
1.4.5. Лазер на парі міді із домішками Na та K.....	50
1.4.6. Лазер на парі міді із використанням комплексу CuCl-AlCl_3	51
1.5. Лазери на СОП з одночасною генерацією на атомарних та іонних переходах	53
1.5.1. Лазер на парах стронцію.....	54
1.5.2. Моделювання реалізації нових ультрафіолетових лазерних переходів в Cu II	56
Висновки до розділу.....	58
РОЗДІЛ 2. АПАРАТУРА І МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ВПЛИВУ ДОМІШКИ ЦИНКУ НА ВИХІДНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА НА ПАРІ МІДІ.....	59

2.1. Експериментальна установка для дослідження впливу домішки цинку на вихідні характеристики ЛПМ.....	59
2.2. Схема збудження розряду та апаратура контролю електричних параметрів.....	62
2.3. Загальна схема контролю часових параметрів ЛПМ.....	66
2.4. Загальна схема контролю спектральних характеристик ЛПМ.....	67
2.5. Похибки визначення основних характеристик.....	70
Висновки до розділу.....	71
РОЗДІЛ 3. ЛАЗЕР НА ПАРІ МІДІ ІЗ ДОМІШКОЮ ЦИНКУ.....	72
3.1. Механізми дії домішок металів.....	72
3.2. Вплив атомів цинку на теплофізичні характеристики ЛПМ.....	74
3.3. Про можливість резонансного оптичного впливу домішки цинку.....	77
3.4. Універсальний тепловий вплив домішок металів.....	84
3.5. Термічний вплив домішок на режим роботи ЛПМ	90
Висновки до розділу.....	95
РОЗДІЛ 4. МОДЕЛЬ ЛАЗЕРА З ОДНОЧАСНОЮ ГЕНЕРАЦІЄЮ НА АТОМАРНОМУ ТА ІОННОМУ САМООБМЕЖЕНИХ ПЕРЕХОДАХ.....	96
4.1. Загальні рівняння.....	97
4.2. Наближення насиченої потужності.....	100
4.3. Результати обчислень у випадку атома та іона кальцію та їх обговорення.....	102
Висновки до розділу.....	111
ВИСНОВКИ ТА ЗАКЛЮЧНІ ПОЛОЖЕННЯ	112
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	114

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

ЛПМ – лазер на парі міді

ВАХ - вольт-амперна характеристика

ВМ - вакуумний монохроматор

ВЧ – високочастотний

ІЧ – інфрачервоний

ГРТ - газорозрядна трубка

ФЕП - фотоелектронний помножувач

СОП – самообмежений(і) перехід(ходи)

ККД– коефіцієнт корисної дії

ЧПІ – частота повторення імпульсів

T_w - температура стінки ГРТ

ВСТУП

Джерела світла завжди відігравали значну роль в житті людини. Протягом тривалого часу людство користувалось чи не єдиними природними джерелами – світлом від небесних світил Сонця та Місяця. Проте справді великі можливості принесла технологічна революція XX століття. Галузі використання новостворених джерел виявилися невичерпними. Особливо значною подією стало створення когерентних джерел випромінювання – лазерів та мазерів. І хоч протягом останнього часу дуже активно прогресують твердотільні джерела випромінювання, газорозрядні джерела мають такі властивості, що можна говорити про їх взаємодоповнення.

Пари металів, широко використовуються в активних середовищах розрядних джерел світла – як когерентного [1, 2], так і спонтанного випромінювання [3]. Це ж стосується і хімічних сполук атомів металів, особливо їх галогенідів.

Особливо знаковим стало використання парів металів та їх хімічних сполук в активних середовищах лазерів на так званих самообмежених $r \rightarrow m$ переходах (СОП) [4 – 8] (де: r – верхній робочий резонансний стан атома чи іона, m – нижній робочий метастабільний стан). Унікальне поєднання в лазерах цього типу цілого ряду властивостей, таких як високі імпульсна і середня потужності генерації, широкий діапазон частоти слідування імпульсів, надзвичайно великі практичний коефіцієнт корисної дії (ККД) та коефіцієнт підсилення активного середовища, забезпечило їм широку сферу науково-практичних застосувань. Протягом перших двох десятиріч у розвиток напрямку, пов'язаного із лазерами на СОП, були задіяні значні сили дослідників, переважно в країнах із високим науково-технічним потенціалом: СРСР, США, Ізраїля, Японії, Великобританії. У той період інтенсивного розвитку було виконано чималий обсяг наукових досліджень, які завершилися практично повним вивченням основних процесів, явищ та їх характеристик в активних середовищах лазерів на СОП. Було розроблено різноманітні способи отримання парів металів у розряді, що є в переважній

більшості робочою речовиною цих лазерів, та створено лабораторні зразки лазерів з практичним ККД $\sim 1\%$ і середньою потужністю ~ 100 Вт. Було здійснено величезну кількість розробок стосовно практичного застосування цих лазерів – переважно лазера на парі міді (ЛПМ), та налагоджено промисловий випуск ЛПМ у цілому ряді країн.

Після етапу бурхливого розвитку наприкінці 80-х років наступив деякий спад інтенсивності досліджень, який, однак, тривав недовго. Останнім часом спостерігається ренесанс інтересу до лазерів на СОП, пов'язаний із досягненням для мідного лазера фізичного ККД $\sim 9\%$ [9] та, насамперед, із створенням так званих “гібридних” ЛПМ із середньою потужністю ~ 200 Вт і практичним ККД $\sim 2\%$ [10]. Причому ці характеристики були отримані вже при значно менших концентрації зусиль дослідників та фінансуванні проблеми.

В дослідженнях лазерів цього класу одними з основних є роботи Петраша Г.Г., Исаева А.А. та співр.[11,12,13-21], Бохана П.А. та співр.[14,21-27], Солдатова А.Н. та співр.[28-36], Боровича Б.П. Васильєва Л.А. та співр.[14,37,38], Климовского И.И. та співр.[39-47], Смилански та співр.[48], Silfvast W.T. та співр.[49-52] та інш.[53-60].

Одним із провідних дослідницьких спрямувань наукового пошуку в галузі $r \rightarrow m$ лазерів стало вивчення впливу на вихідні параметри цих лазерів домішок металів. Ці домішкові елементи можна класифікувати як атоми – енергетичні акцептори, атоми – енергетичні донори, та атоми емісійного впливу. Усі три типи впливу можна кваліфікувати як резонансні. Зокрема, як атом – акцептор енергії досліджувався цезій, енергія резонансного стану якого співпадає із енергією нижнього робочого метастабільного стану міді. Як атом – донор енергії досліджувалося срібло, енергія резонансного стану якого співпадає із енергією верхнього робочого резонансного стану міді. Нарешті, як атом емісійного впливу досліджувався цинк, резонансна лінія якого здатна поглинатися метастабільними атомами міді, які, переходячи у вищезбуджений стан, шляхом каскадних радіаційних переходів в решті-решт додатково заселяють резонансний рівень міді. Експериментальні дослідження подібного роду поки що є поодинокими.

Більшість таких експериментальних досліджень виконано в університетах Японії. Результати їх досліджень не завжди є переконливими. Через це, безумовно, є потреба у продовженні цих досліджень на основі всебічного вивчення можливих ефектів.

Актуальність теми

Лазери на самообмежених переходах – це клас лазерів, генерація в яких відбувається з верхнього резонансного на нижній метастабільний рівень. На сьогоднішній день, не дивлячись на значний прогрес в розвитку інших типів лазерів, зокрема напівпровідникових, лазери на СОП все ще знаходять широке застосування в різноманітних науково-практичних сферах. Тому покращення вихідних характеристик цих лазерів є безумовно актуальним, що власне, і зумовлює актуальність дисертаційної роботи.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційна робота виконувалася у відділі квантової електроніки Інституту електронної фізики Національної академії наук України. Вона лежить в руслі основних наукових напрямків діяльності інституту і виконувалась в рамках наступних тем згідно з розпорядженнями Бюро відділення фізики і астрономії НАН України:

1. “Кінетика фізичних процесів у лазері на парі міді з домішками та в парі вісмуту при нелінійній взаємодії з лазерним випромінюванням”. Термін виконання 01. 2006 – 12. 2008 рр. № Держреєстрації 0106U000308.
2. “Фізичні процеси та явища в атомних та молекулярних системах, 1. “Розробка нових підходів до проблематик лазерів на самообмежених переходах та нелінійної фотоіонізації атомів”. Термін виконання 01. 2000 – 12. 2002 рр. № Держреєстрації 0100U000879.
3. “Прецизійна лазерна спектроскопія рідкісноземельних атомів, розробка і дослідження ексімерних ламп на основі нетоксичних сполук”. Термін виконання 01. 2003 – 12. 2005 рр. № Держреєстрації 0103U000888.

ініційовані електронними, фотонними пучками і газовим розрядом”. Термін виконання 01. 2002 – 12. 2006 рр. № Держреєстрації 0102U006127.

4. “Елементарні процеси при взаємодії електронів і фотонів з речовиною в газовій та твердій фазах”. Термін виконання 01. 2007 – 12. 2011 рр. № Держреєстрації 0107U000652.

5. “Ексилампи на парогазових сумішах, резонансні ефекти при взаємодії лазерного випромінювання з атомами з валентною оболонкою s^2 ”. Термін виконання 01. 2009 – 12. 2013 рр. № Держреєстрації 0109U001500.

6. “Фізичні процеси та явища при взаємодії електронів і фотонів з речовиною в газовому та конденсованому станах”. Термін виконання 01. 2012 – 12. 2016 рр. № Держреєстрації 0112U002079.

7. “Механізми взаємодії електронів і фотонів низьких та середніх енергій з речовиною в газоподібному і конденсованому станах”. Термін виконання 01. 2017 – 12. 2021 рр. № Держреєстрації 0117U000651.

Мета і завдання дисертаційної роботи

Мета дисертаційної роботи полягає у:

- всебічному вивченні на рівні фізичного експерименту та обґрунтуванні на рівні діагностики плазми та елементів чисельного моделювання механізму впливу домішок металів на генераційні властивості ЛПМ;
- моделюванні одночасної генерації в лазері на атомарному та іонному СОП.

Для досягнення поставленої мети були вирішені наступні *завдання*:

1. Вдосконалено експериментальну апаратуру та методику досліджень генераційних характеристик.
2. Досліджено ефект впливу на генераційні властивості ЛПМ домішки цинку, виконано діагностичні дослідження плазми такого ЛПМ, змодельовано цей вплив на числовій моделі, зроблено висновки щодо механізму впливу.
3. Запропоновано єдиний механізм впливу домішок на генераційні характеристики ЛПМ.

4. Створено модель лазера на парі кальцію з одночасною генерацією на атомарному та іонному СОП.

Об'єктом дослідження є: нерезонансний тепловий вплив домішок на режим роботи лазерів на СОП, кінетика населеності робочих рівнів при одночасній генерації в лазерах на іонних та атомарних СОП.

Предметом дослідження є:

- ✓ *вихідні характеристики ЛПМ та ЛПМ із домішкою цинку;*
- ✓ *механізм впливу домішки металів на генераційні характеристики лазерів на СОП;*
- ✓ *емісійні характеристики розробленої моделі лазера на парі міді та механізм накачування;*
- ✓ *модель одночасної генерації на атомарних та іонних СОП.*

Методи дослідження. Спектроскопічні методи із часовим розділенням, осцилографічна реєстрація, чисельне моделювання.

Наукова новизна одержаних результатів

1. Вперше досліджено вплив домішки цинку на генераційні властивості лазера на парі міді. Проведено детальні дослідження його емісійних, спектральних, часових та енергетичних характеристик.
2. З'ясовано, що введення домішки цинку на 21,5% зменшує енерговклад при досягненні максимального значення енергії імпульсу та потужності.
3. Доведено відсутність резонансно-оптичного впливу домішки цинку на вихідні параметри лазера на парі міді.
4. Проведено ретельне узагальнення результатів дії різного типу домішок металів. Це дозволило запропонувати й обґрунтувати єдиний механізм впливу домішок на теплофізичні параметри лазера на парі міді внаслідок пружних зіткнень електронів із атомами, який призводить до підвищення температури розрядної трубки, а отже й концентрації атомів міді.

5. Виконано чисельне моделювання процесу одночасного накачування атомарних й іонних рівнів на лазерних самообмежених переходах. Отримані розв'язки кінетики такої генерації на лазерних переходах атома та іона кальцію. Розв'язки відображають загальні особливості поведінки населеностей резонансних рівнів атома та іона в залежності від концентрації збуджуючих електронів.

Практичне значення одержаних результатів

Результати дисертаційної роботи мають передусім фундаментальний характер і є важливими для більш глибокого розуміння фізики плазмових процесів в розрядних джерелах когерентного й спонтанного випромінювання на основі парів металів та їх хімічних сполук.

Отримані дані безпосередньо можуть бути використані для вдосконалення лазерів на СОП.

Особистий внесок здобувача

Автор брав безпосередню участь в постановці наукових задач, підготовці і проведенні всіх експериментальних досліджень та теоретичних розрахунків, обробці та інтерпретації отриманих результатів покладених в основу дисертації. Дисертанту належить визначальний внесок в підготовці та написанні наукових робіт опублікованих за темою дисертації. Для експериментального вивчення впливу домішки атомів Zn на характеристики генерації ЛПМ на суміші Cu-Zn-Ne здобувачем виготовлено двосекційну газорозрядну трубку (ГРТ). Відпрацьовано техніку і методику проведення експериментальних досліджень із вивчення емісійних характеристик розряду лазера на парах міді з домішкою цинку та проаналізовано фактори, що впливають на достовірність результатів. Здобувачем разом із колегами відділу квантової та плазмової електроніки проведено чисельне моделювання для розрахунку поглинання з метою пояснення покращення вихідних характеристик ЛПМ. Отримані повний спектральний контур випромінювання резонансної лінії цинку та спектральна залежність перерізу поглинання міді

яскраво показують що поглинання не є механізмом впливу, адже обидва контури навіть не перетинаються.

Дисертант самостійно провів експериментальні дослідження, в ході яких, отримав дані залежностей пікової потужності генерації від концентрації домішкових атомів цинку та температури газорозрядної трубки. На основі узагальнення результатів дії різного типу домішок металів висунуто й обгрунтовано гіпотезу про єдиний механізм впливу таких домішок, що полягає в корекції теплофізичних параметрів лазера.

Автором, за його активною та безпосередньою участю, у співробітництві з працівниками відділу електронних процесів і елементарних взаємодій Інституту електронної фізики НАН України отримано теоретичні наукові результати, проведено їх аналіз, обговорення та інтерпретацію.

Здобувач приймав участь у чисельному моделюванні процесу накачування атомарних й іонних рівнів на лазерних самообмежених переходах та отримав аналітичні розв'язки кінетики одночасного накачування лазерних СОП в спектрі атома та іона Са.

В усіх друкованих матеріалах наукових конференцій, шкіл та симпозіумів здобувач брав безпосередню участь. Обробка та аналіз отриманих експериментальних результатів також були зроблені особисто автором. Здобувач брав участь в обговоренні результатів, формулюванні висновків, написанні тез та представляв отримані результати науковій спільноті отримавши позитивні відгуки.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертаційного дослідження оприлюднено у вигляді усних та стендових доповідей на::

- Міжнародній конференції молодих учених та аспірантів “ІЕФ 2003” (Ужгород, Україна, 2003).
- Міжнародній конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика 2004» (Львів, Україна, 2004);

- microCAD 2004 International Scientific Conference. University of (Miskolc, Hungary 2004).
- Міжнародному симпозиумі “Лазеры на парах металлов”. (Ростов-на-Дону. Россия 2004.)
- 15 International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers & High Power Laser Conference. (Prague, Czech Republic 2004)
- Міжнародній конференції молодих учених та аспірантів “ІЕФ 2005” (Ужгород, Україна, 2005).
- Міжнародній конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика 2005» (Львів, Україна, 2005);
- 2nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers. (Yalta, Crimea South Coast, Ukraine, 2005)
- Міжнародній конференції молодих учених та аспірантів “ІЕФ 2007” (Ужгород, Україна, 2007).
- Міжнародній конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика 2007» (Львів, Україна, 2007);
- 4th Conference on Elementary Processes in Atomic Systems. (Romania. 2008.)
- Симпозиум “Лазеры на парах металлов” (Ростов-на-Дону. Россия 2008.)
- Міжнародній конференції молодих учених та аспірантів “ІЕФ 2009” (Ужгород, Україна, 2009).
- Міжнародній конференції Atomic and Molecular Pulsed Lasers. (Tomsk. Russia. 2009.)
- Міжнародній конференції студентів і молодих науковців (ОРАМ 2009–Kharkiv Україна 2009)
- Міжнародному симпозиумі «Лазеры на парах металлов» (ЛПМ – 2010 Ростов-на-Дону. Россия 2010)
- 5th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers., (Sevastopol, Crimea, Ukraine. 2010)

- Молодіжній школі-конференції з міжнародною участю «Лазеры и лазерные технологии», посвященная 50-летию создания первого лазера в мире. (Томск. Россия 2010.)
- Міжнародній конференції молодих учених та аспірантів “ІЕФ 2011” (Ужгород, Україна, 2011).
- Міжнародній конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика 2011» (Львів, Україна, 2011);
- Міжнародній конференції «Новітні напрями в атомній фізиці та спектроскопії.» (Ужгород. Україна 2012)
- Міжнародній конференції молодих учених та аспірантів “ІЕФ 2013” (Ужгород, Україна, 2013).
- Міжнародній конференції молодих учених та аспірантів “ІЕФ 2015” (Ужгород, Україна, 2015).
- Міжнародній конференції молодих учених та аспірантів “ІЕФ 2017” (Ужгород, Україна, 2017).
- Міжнародній конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика 2018» (Львів, Україна, 2018);

Публікації. За матеріалами дисертації опубліковано 36 наукових праць, 6 статей у фахових журналах, а також 28 тез доповідей на міжнародних форумах.

Структура і обсяг роботи. Дисертація містить вступ, чотири розділи, загальні висновки та список використаних джерел. Матеріали дисертації викладені на 130 сторінках, вони містять 50 рисунків та 12 таблиць. Список використаних джерел містить 163 посилання.

РОЗДІЛ 1. СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ ГАЗОРОЗРЯДНИХ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ПАРАХ МЕТАЛІВ ТА ЇХ ХІМІЧНИХ СПОЛУК

1.1. Основні засади лазерів на СОП

Поява лазерів на СОП стала практичною відповіддю на нагальну потребу в ефективних та порівняно потужних газових лазерах видимого і ближніх УФ- та ІЧ- діапазонів. Генерація у цих лазерах здійснюється на переходах із верхнього резонансного на нижній метастабільний рівень, а інверсія виникає через домінуюче заселення резонансного рівня у непружних електрон-атомних зіткненнях на фронті імпульсу накачки у високовольтному розряді. Через це лазери на СОП належать до так званих іонізаційних лазерів [61], в яких ступінь іонізації менша рівноважної і визначається для заданої температури електронів рівнянням Саха-Больцмана. Зміст самообмеження полягає у зриві генерації через надмірну заселеність нижнього рівня, яка виникає переважно за рахунок власне самих генераційних переходів.

Лазерам на СОП властива раціональна і водночас дієва схема збудження генерації побудована на критеріях Гоулда [62,63]:

- верхній лазерний рівень повинен бути резонансним, сильно зв'язаним з основним рівнем випромінювальним переходом;
- нижній лазерний рівень повинен бути метастабільним, не зв'язаним з основним рівнем електричним дипольним переходом;
- необхідно, щоб мало місце полонення резонансного випромінювання, задля чого концентрація атомів в основному стані має бути достатньо високою (не меншою за 10^{13} см^{-3});
- час життя верхнього лазерного рівня (із врахуванням полонення) повинен бути не меншим за час зростання імпульсу збудження;

– нижній лазерний рівень повинен бути розташованим не надто близько до основного, щоб запобігти високій рівноважній його заселеності (не більше 0,1% від заселеності основного рівня) при робочих температурах.

З часом ці критерії були доповнені ще одним, який на відміну від наведених перших п'яти, з'явився внаслідок узагальнення результатів успішних спроб реалізації лазерної генерації на СОП [64]:

– співвідношення статистичних ваг верхнього резонансного g_r та нижнього метастабільного g_m рівнів повинно задовольняти умові $g_r/g_m < 1$. Фізичний зміст цього критерію полягає в тому, що він забезпечує певне полегшення у збудженні генерації, вимагаючи лише “відносної” інверсії поміж робочими рівнями. При цьому через насичення робочого переходу їх населеності $n_r < n_m$ навіть під час генерації, тобто $n_r/g_r = n_m/g_m$.

Лазери на СОП, будучи лазерами імпульсно-періодичної дії, характеризуються наступними основними параметрами:

- довжиною хвилі генерації λ ;
- тривалістю імпульса генерації τ ;
- миттєвою потужністю генерації $P(t)$;
- енергією імпульса генерації $E = \int_0^{\tau} P dt$;
- частотою повторення імпульсів (ЧП) f ;
- середньою потужністю генерації $P_{cp} = E \cdot f$;
- питомим значенням енергозйому $E_{пит} = E/V$ та середньої потужності генерації $P_{cp\ пит} = P_{cp}/V$ (V – об'єм газоразрядної трубки (ГРТ));
- коефіцієнтом корисної дії (КПД) η .

Генерація на СОП вперше була отримана на атомі свинцю ($\lambda=722.9$ нм) В.Сільфастом із співробітниками [65] , а потім вже і на атомах марганцю (група зелених та ІЧ- ліній) [66] та міді [67].

На теперішній час $r \rightarrow m$ генерація отримана не менш аніж на 44 переходах у спектрах атомів та іонів [68], охоплюючи спектральний проміжок від 312,2 нм (Au) до 6456,0 нм (Sr^+).

1.2. Огляд актуальних проблем в галузі лазерів на СОП

Поєднання в лазерах на СОП цілої низки унікальних властивостей, таких як широкий діапазон частот слідування імпульсів, висока імпульсна і середня потужності генерації, великі практичний коефіцієнт корисної дії та коефіцієнт підсилення активного середовища, забезпечило їм широку сферу науково – практичних застосувань, яка постійно зростає. Причому зростання йде як вглиб у напрямку вдосконалення, так і вшир, включаючи все нові і нові аспекти застосувань. З другого боку, межу вдосконалення лазерів цього типу вдається відсувати все далі. Наразі були виконані обширні наукові дослідження, які дали можливість визначити основні процеси, явища і характеристики активного середовища цих лазерів, а також способи отримання парів металів в розряді, які є їх робочою речовиною. Створено лабораторні зразки лазерів з практичним ККД $\sim 1\%$ і середньою потужністю ~ 100 Вт.

Лазер на парах міді залишається кращим серед лазерів на самообмежених переходах. Це зумовлено переважно тим, що атом міді має практично ідеальну структуру нижніх енергетичних рівнів та сприятливі часи їх життя (рис. 1.1) з точки зору критеріїв Гоулда. Лазер генерує водночас на зеленій 510,6 нм та жовтій 578,2 нм лініях ($3d^{10} 4p \ ^2P_{3/2} \rightarrow 3d^9 4s^2 \ ^2D_{5/2}$ та $3d^{10} 4p \ ^2P_{1/2} \rightarrow 3d^9 4s^2 \ ^2D_{3/2}$ переходи, відповідно).

Лазер на парах міді має унікальну сукупність вихідних параметрів:

довжини хвиль випромінювання $\lambda = 510,6$ і $578,2$ нм;

велике підилення активного середовища ($\kappa = 10^1 - 10^2$ Дб / м);

коротка тривалість імпульсів ($\tau_{\text{імп.}} = 10 - 50$ нс);

висока частота повторення імпульсів (ЧПІ) ($f = 5 - 30$ кГц);

високе значення середньої потужності ($P = 1 - 100$ Вт) при ККД 0,5–2%;

відносно низька енергія в імпульсі ($W = 0,1\text{--}10$ мДж);
 дифракційна якість пучка випромінювання;
 висока щільність пікової потужності ($\rho = 10^6\text{--}10^9$ Вт / см²) в плямі
 фокусування ($D = 5\text{--}20$ мкм).

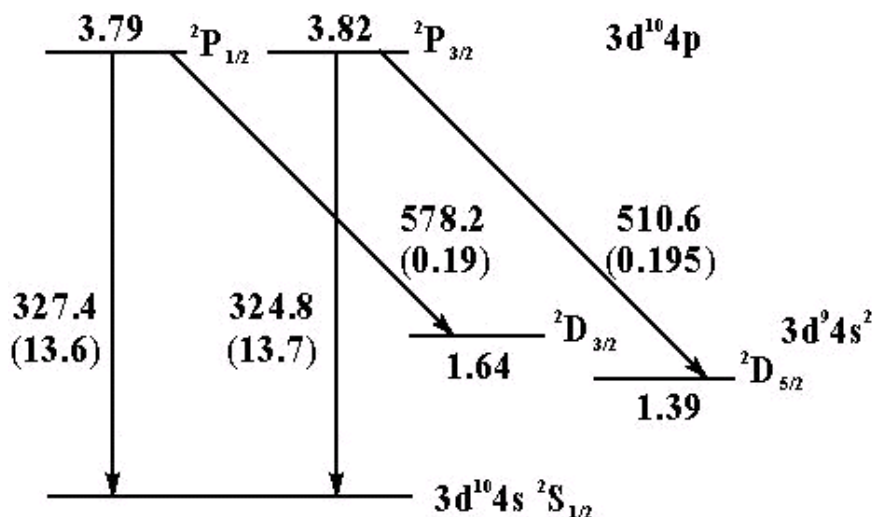


Рис. 1.1. Діаграма нижніх енергетичних станів (енергії збудження, еВ; спектроскопічна ідентифікація) та спектральних переходів (довжини хвиль, нм; імовірності переходів, 10^7 s^{-1} [69]) атома міді

Вищеприведені характеристики ЛПМ залишаються неперевершеними й по теперішній час. Пов'язано це з тим, що ЛПМ є багатопараметричним пристроєм, оптимізація якого є задачею знаходження компромісу, а в одному пристрої одночасно найвищі характеристики генерації по багатьом параметрам не реалізуються.

Поєднання значних середньої та імпульсної потужностей генерації, високої частоти повторення імпульсів разом з прийнятним ККД забезпечило вже в наш час широку сферу науково – практичних застосувань для ЛПМ таких як, навігація [70], накачка лазерів на барвниках [71, 72], центрах забарвлення [73], а також параметричних генераторів [74], генерація гармонік [75], голографія [76], вимушене комбінаційне розсіяння світла [77] та діагностика плазми [78],

зондування атмосфери [79, 80] та морських глибин [81, 82], медицина [83 - 85], біологія [86], високошвидкісна фотографія [87], технологічні [88-90] та інших.

Особливо виділяються в цьому плані дві можливості ЛПМ. По-перше, це його неперевершена ефективність для вирішення задач по лазерному розділенню ізотопів [91,92]. По-друге, ЛПМ має величезний ненасичений коефіцієнт підсилення активного середовища – 58 Дб/м для зеленої лінії. Це забезпечило йому унікальні застосування в системах з когерентним підсиленням яскравості зображень. Особливо відомі в цьому напрямку проекційні мікроскопи [93] та пов'язані з ним застосування в технологіях. Для практичного задоволення потреб в ЛПМ промисловістю декількох країн засвоєний випуск цих лазерів в варіанті саморозігріву та з поздовжнім збудженням активного середовища. У більшості випадків вони характеризуються середньою потужністю генерації 1 – 30 Вт, практичним ККД на рівні 0,1 – 1% [94–97] та орієнтовані на застосування у більшості з приведених застосувань.

У той же час ЛПМ поступається по ефективності потужним ІЧ лазерам на двоокисі вуглецю. Проте лазер на CO_2 генерує випромінювання з довжиною хвилі 10.6 мкм, яке не може ефективно використовуватися для цілого класу прикладних завдань. Зокрема, для прецизійної мікрообробки матеріалів (такі матеріали як Cu , Al , Au , Ag практично неможливо обробляти випромінюванням CO_2 лазера, через високий коефіцієнт відбивання).

Параметри $\text{Nd}:\text{IAГ}$ лазера з подвоєнням частоти близькі до ЛПМ, проте через теплові спотворення розбіжність випромінювання даних систем у декілька разів більше дифракційної межі. З цієї причини при прецизійній обробці випромінювання $\text{Nd}:\text{IAГ}$ лазера модулюється до частоти повторення ЛПМ.

Ексимерні лазери, маючи коротші довжини хвиль генерації, мають переваги перед ЛПМ в мікролітографії, обробці напівпровідників, медицині. Проте ексимерні лазери обмежені по частоті повторення імпульсів генерації на рівні сотень герц (у одиничних випадках – одиниці кГц).

Сьогодні найбільший ринок збуту мають напівпровідникові лазери, які можуть випускатися великими партіями при низьких витратах. Проте, вони

обмежені по рівню вихідної потужності можливостями тепловідводу, а окрім цього мають набагато більшу ширину лінії випромінювання.

На даний момент налагоджений промисловий випуск саморозігрівних лазерів на парах міді і золота в США, Англії, Болгарії, Росії, Франції, Ізраїлі. Для успішної розробки комерційних ЛПМ належить вирішити фундаментальні питання із фізики процесів, що протікають в активному середовищі цих лазерів і обмежують їх вихідні характеристики.

На сьогоднішній день дослідження з підвищення генераційних характеристик лазерів на парах металів ведеться, з різною мірою інтенсивності, в наступних напрямках:

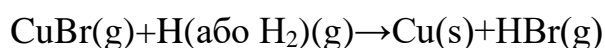
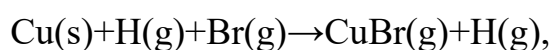
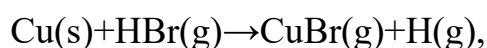
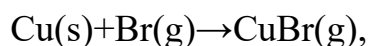
1. Використання складних сполук металів, перш за все галогенідів, що дозволяє значно знизити потрібну для стійкої роботи пристрою температуру і значно спростити конструкцію і відповідно вартість активного елементу.
2. Створення лазерів на парах металів з «модифікованою кінетикою». Під терміном «модифікована кінетика» розуміється використання невеликих добавок, зміна конструкції активного елементу. Це приводить до підвищення ефективності накачування і релаксації активного середовища, зменшує його деградацію, в процесі напрацювання активного елементу, що дозволяє управляти цими процесами.
3. Використання режимів типових для газорозрядних трубок (ГРТ) малого діаметру при роботі з ГРТ великих об'ємів і діаметрів – це можливо при використанні активних елементів лазера з профільованим робочим каналом. З цією метою пропонується використовувати коаксіальні активні елементи і радіальні вставки в ГРТ великого діаметру.
4. Перехід від режиму генерації до режиму підсилення. Активно ведуться роботи із створення потужних систем, що складаються з одного задаючого генератора і декількох підсилювальних трактів.
5. Використання нових типів розрядних контурів і нових типів комутуючих елементів з метою збільшення крутизни переднього фронту імпульсу

напруги і обриву імпульсу струму відразу після закінчення імпульсу генерації.

Таким чином лазери на СОП є цілком усталеним різновидом газових лазерів. Без сумніву, сфера застосувань лазерів цього типу і надалі розширятиметься. Час протягом якого відбувалося становлення та розвиток лазерів на СОП, відзначався значним прогресом їх вдосконалення та застосуванням у суміжних науково-технічних сферах. Розповсюдження лазерів на СОП стримує їх висока ціна, пов'язана зі значною технічною складністю. Тому надзвичайно актуальним є здешевлення промислових зразків лазерів на СОП.

1.3 ЛПМ із молекулярними домішками

На відміну від лазерів на парах галогенідів металів, в "гібридних" лазерах вздовж газорозрядної трубки (ГРТ) розкладені шматочки чистого металу (міді), а летюча сполука (CuBr) утворюється в самій ГРТ прокачуванням через неї суміші $\text{Ne} + \text{HBr}$. При цьому кругообіг атомів міді з поверхні ГРТ ($\text{Cu}(s)$) в газову фазу ($\text{Cu}(g)$) та навпаки здійснюється наступними реакціями типу (1.1) та (1.2) відповідно



Таким чином, "гібридні" лазери поєднують переваги використання як чистих парів металів, так і галогенідів.

Утворення імпульсної інверсії в лазерах на СОП визначається тим, що перерізи збудження резонансних (r) рівнів електронами, як правило, значно перевищують перерізи збудження метастабільних (m). Але поріг збудження m -рівня у зазначеній схемі є нижчим, а, отже, до порогу збудження r -рівня збуджуються лише метастабільні стани.

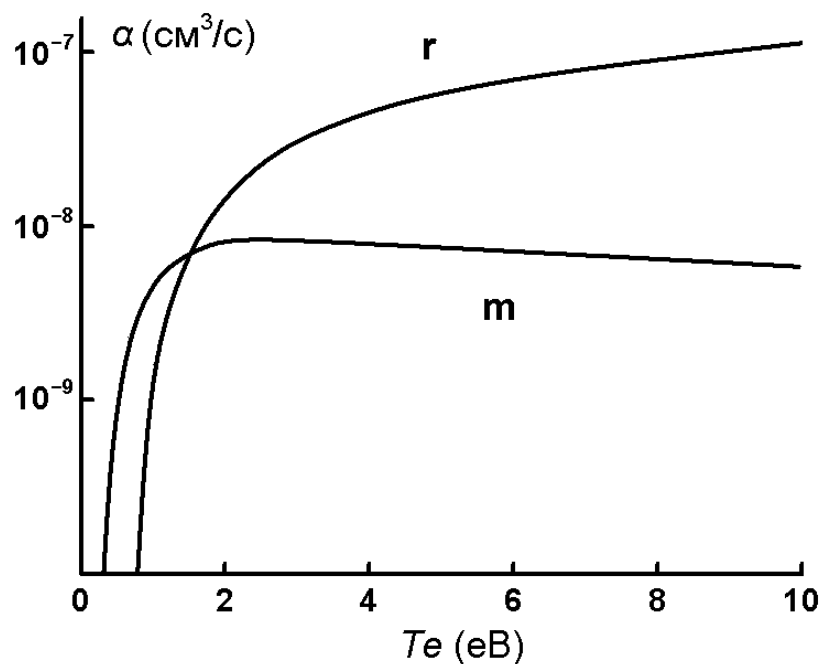


Рис. 1.2. Залежності констант швидкостей збудження від температури (енергії) електронів для метастабільних (m) і резонансних (r) станів атома міді [99]

Константи швидкості збудження r -та m -рівнів міді електронами, обчислені на основі відповідних перерізів у наближенні максвелівської функції розподілу електронів за енергіями [99], наведено на рис. 1.2. Видно, що швидкість збудження r -рівня починає перевищувати швидкість збудження m -рівня десь з температур електронів $T_e = 1,54$ еВ. Тому ефективна накачка ЛПМ вимагає, аби із самого початку імпульсу збудження електричне поле у плазмі, що визначає T_e , було достатньо великим. Між тим зростання поля в плазмі на фронті імпульсу накачки не є миттєвим і паразитне збудження m -рівнів виявляється значним.

Коли ж у розряді є присутніми молекули HBr, слід мати на увазі, що ця молекула має великий переріз резонансного дисоційного прилипання електронів [100]



Переріз цього процесу $\sigma_{\max} = 2,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ для енергії $E = 0,28 \text{ еВ}$; із збільшенням енергії переріз швидко зменшується. Це означає, що цей процес ефективно видаляє електрони малих енергій. Розглянемо наслідки цього явища.

Отже, на початку імпульсу збудження, коли розрядна напруга і поле в плазмі малі, ефективне прилипання електронів до молекул HBr перешкоджатиме розвитку електронної лавини, аж доки поле не виросте настільки, що забезпечить достатню енергію електронам.

На рис. 1.3 наведено температурну залежність константи швидкості прилипання електронів до молекул HBr , розраховану з використанням перерізів із [100]. Тут же зображено й константу швидкості іонізації атома міді (I) [99]. Видно, що при однаковій концентрації атомів міді і молекул HBr швидкість прилипання більша від швидкості іонізації до $T_e = 1,7 \text{ еВ}$. Таким чином, розвиток електронної лавини затримується, а початок зростання імпульсу струму буде відбуватися при більш високій розрядній напрузі. Саме це й спостерігалось в експериментах із “гібридним” мідним лазером (див., наприклад [101]).

Отже, наявність молекул із великим перерізом прилипання та з відповідним енергетичним положенням максимуму цього перерізу повинно приводити до затримки розвитку імпульсу струму. Це робить умови збудження резонансних рівнів більш сприятливими по відношенню до метастабільних, що повинно підвищити ефективність генерації, знизити вимоги до крутизни імпульсу напруги.

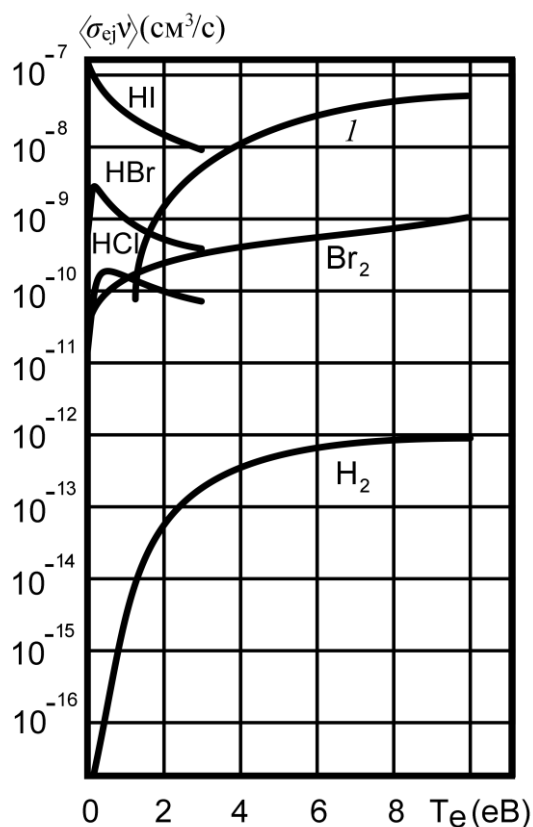


Рис. 1.3. Залежності констант швидкості дисоційного прилипання до різних молекул [100] та залежність константи прямої іонізації міді (I) [99] від температури електронів

Із рис. 1.3 слідує, що константа електронного прилипання до молекули HCl десь на порядок менша, ніж до молекули HBr , а її максимум дещо зсунутий у бік більших T_e . Константа ж для молекули HI , навпаки, майже на два порядки перевищує відповідне значення для молекули HBr , а її максимум відповідає $T_e = 0$. Тому при однаковій густині атомів Cu і молекул HI розвиток електронної лавини повинен розпочатися з $T_e \approx 3,5$ еВ. Таке керування процесами на початковій стадії розряду виглядає перспективним способом підвищення ефективності лазерів на СОП.

Наявність електровід'ємних молекул, судячи із наявних даних, помітно змінює і процеси у проміжку між імпульсами збудження. У [102], у "гібридному" лазері спостерігалось швидке відновлення n_0 густини атомів міді в основному стані та значно більш швидке зменшення густини електронів n_e , ніж у ЛПМ. Це може означати зміну процесу рекомбінації плазми.

В [98] показано, що традиційний для ЛПМ механізм рекомбінації - трьохчастинкова рекомбінація, – не забезпечує тієї швидкості зменшення густини електронів n_e , що спостерігається в експерименті. Та й підігрів електронів у такому процесі не може бути компенсовано охолодженням у пружних зіткненнях із атомами та іонами. Основним процесом зменшення концентрації електронів (як і на початку імпульсу збудження) служить дисоційне прилипання до бромистого водню із утворенням від'ємних іонів броду. Рекомбінація йтиме за схемою



За такою схемою рекомбінація іонів міді, а, отже, відновлення атомів міді в основному стані, повинно мати той самий характерний час, що й процес зменшення концентрації електронів, що і спостерігається в експерименті.

Таким чином, застосування добавок електровід'ємних газів відкриває нові можливості покращення характеристик імпульсних лазерів на парах металів і їх сполук шляхом цілеспрямованої зміни кінетики збудження і релаксації.

Безумовно, що магістральний шлях розвитку лазерів на самообмежених переходах протягом найближчого періоду полягатиме у всебічному і глибокому вивченні впливу на кінетику цих лазерів домішок галогенмістких молекул та водню. Річ у тім, що практично до схожих параметрів привели визначально нібито різні активні середовища. Нині чітко вимальовується, що близькими за параметрами до гібридних лазерів на парі міді є лазери, у яких використовується сполука $CuBr$ із домішкою молекул H_2 , та лазери зі збагаченою кінетикою (ми зберегли і вживатимемо тут й надалі цю термінологію австралійських авторів – “kinetically enhanced copper vapor lasers” (KE-CVL) [103-105]). Схоже, що усі три способи близькі також і за кінетикою процесів.

Збагачення кінетики досягається шляхом добавки у буферний газ неон добавки молекул $H_2 + HCl$. Типово збагаченням кінетики досягається збільшення питомого енергозйому у 3 рази, підвищення робочої частоти із 12 до 22 кГц та покращення часово-просторових вихідних характеристик.

Для визначення механізму впливу збагачення кінетики на покращення вихідних параметрів лазера на парі міді у роботі [106] виконано вимірювання зміни концентрації атомів міді в основному стані у післясвіченні розряду. Використано метод крюків. Як джерело зондуючого випромінювання застосовано широкополосний перестроюваний барвниковий лазер із подвоєнням частоти у кристалі ВВО. Виміри виконано на осі розряду, а для отримання концентрації пари міді біля стінки зроблено осьові ж таки вимірювання із затримкою ~ 2 с. Вважалося, що при цьому радіальний профіль концентрації міді вирівнюється, а охолодження ГРТ є незначним. Діаметр ГРТ лазера складав 38 мм, а довжина – 1,55 м.

Отримані результати проілюстровано на рис. 1.4 у вигляді часових залежностей еволюції населеності основного стану атома міді на осі для режиму збагаченої кінетики та у порівнянні із режимами чистого неону та суміші неону із воднем. Відповідні режими роботи містяться в таблиці 1.1. Для кожного з режимів напруга вибиралася із умови забезпечення максимальної стабільної потужності генерації. І хоч цей параметр приблизно однаковий для усіх режимів, енерговклад у кінетично збагаченому режимі перевищує другі два (через збільшення опору розряду, як це засвідчує вище значення температури стінки). Виміряні значення концентрації атомів міді біля стінки та на осі перед імпульсом збудження для режиму збагаченої кінетики $3,2 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ та $2,1 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ у 2 – 3 рази перевищують відповідні значення для режимів без HCl та узгоджуються із вимірюваннями температури стінки.

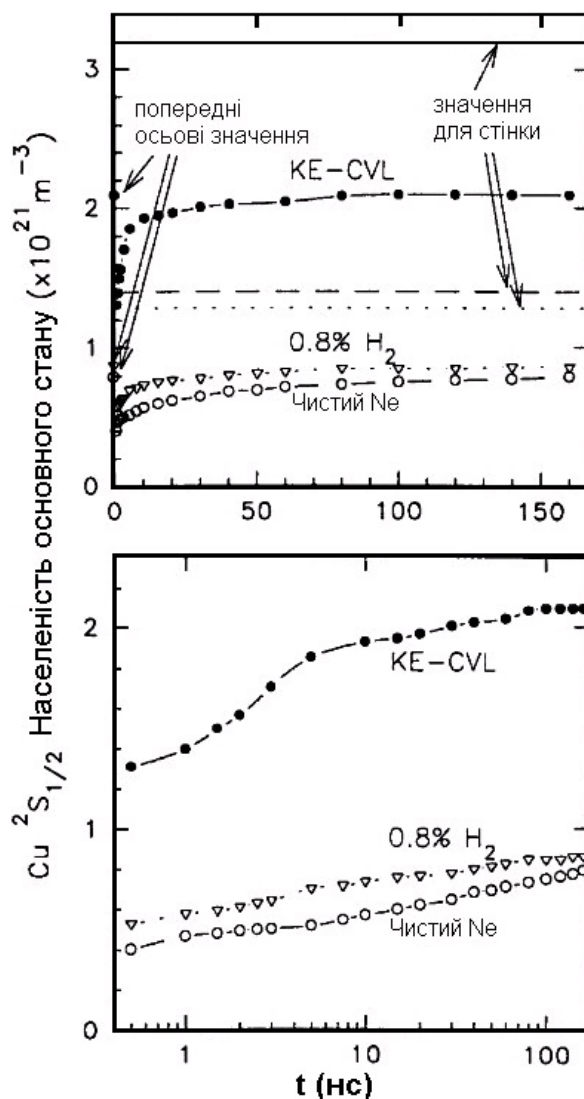


Рис. 1.4. Виміряні значення концентрації $Cu\ 2S_{1/2}$ на осі розряду та біля стінки для режимів із збагаченою кінетикою (KE-CVL), чистим неоном (pure Ne) та сумішшю $Ne-H_2$ (0,8% H_2) [106]

Таблиця 1.1

Порівняльні характеристики лазерів на парі міді із різним газонаповненням [106]

Параметри лазера	Ne:H ₂ :HCl(0,5%)	Ne	Ne:H ₂ (0,8%)
Температура стінки (°C)	1600	1536	1515
Вихідна потужність (Вт)	80	57	66
Напруга конденсатора (кВ)	18,5	19	18

Протягом розрядної фази осьова концентрація основного стану міді збіднюється до значень $7,9 \cdot 10^{20}$, $3,9 \cdot 10^{20}$ та $3,5 \cdot 10^{20}\ m^{-3}$ відповідно до трьох типів

сумішей. Важливо, що саме ця частина атомів міді може прийняти участь у створенні інверсії та генерації. Відновлення ж атомів міді протягом міжімпульсного проміжку в режимі збагаченої кінетики відбувається протягом перших 5 мкс (відновлюється 70 % атомів) значно інтенсивніше, аніж в інших випадках.

Отже ЛПМ із збагаченою кінетикою стабільно працюють за вищої температури стінки ГРТ, а тому й концентрації атомів міді. У звичайних ЛПМ практична верхня межа цих пов'язаних між собою параметрів визначається ефектом, що отримав назву теплового розгону [106]. Він проявляється у неконтрольованому збільшенні енерговкладу та температури стінки ГРТ із наступним зменшенням потужності генерації (переважно на зеленій лінії) за рахунок своєрідного позитивного зворотного зв'язку – збільшення енерговкладу, температури, концентрації атомів міді, опору розряду і знову енерговкладу і т.д. Цей тепловий розгін категорично обмежує можливу потужність генерації у звичайних ЛПМ.

Низька передімпульсна провідність у режимі збагаченої кінетики (як це витікає із аналізу вольт-амперних характеристик [105]) має за наслідок вищу максимальну температуру електронів. При цьому, завдяки зміні динаміки електронних зіткнень під час імпульсу у присутності суміші $H_2 + HCl$, відносний вклад $e + Si$ зіткнень у опір плазми лазера зменшується [107], а порогове значення концентрації міді, за якого настає тепловий розгін, у лазерів із збагаченням кінетики підвищується.

Наступний важливий ефект полягає у радикальному зростанні відновлення атомів міді на осі, особливо у перші 5 мкс раннього післясвічення. Цей ефект повинен бути віднесений на рахунок більш ефективного охолодження плазми. Вважається що присутність HCl впливає на релаксацію плазми та відновлення атомів міді через дисоційне прилипання електронів до молекул (в реакції $HCl + e + 0,81 \text{ eV} \rightarrow H + Cl^-$). Лазери на парі міді із збагаченням кінетики знаходяться у стадії вивчення і мають ряд прозорих можливостей. У першу чергу це призводить до збільшення частоти слідування імпульсів принаймні до 20 кГц.

1.4. ЛПМ із домішками атомів металів

Спроби впливу на генераційні характеристики лазера на парі міді (ЛПМ) з використанням домішок металів є достатньо тривалими за часом і достатньо неоднозначними за своїми наслідками. В цілому передбачувані механізми впливу слід характеризувати як такі, що ґрунтуються на цілком випадкових співпадіннях енергетичних станів у спектрі атома міді та атомів-домішок та на сподіванні про значну ефективність перебігу резонансної передачі енергії в тому чи іншому напрямку між робочими та домішковими атомами.

1.4.1. Лазер на парі міді із домішкою цезію

Ще в 1974 році Каррасом (Karras T.W.) [108] для інтенсифікації процесу очистки нижнього лазерного рівня у ЛПМ було запропоновано використати домішку цезію. Ґрунтуючись на обставині, що між метастабільними станами міді та резонансними станами цезію існує близьке співпадіння в енергіях збудження (зокрема, різниця поміж енергіями метастабільного $^2D_{5/2}$ стану атома міді та резонансного $^2P_{1/2}$ стану атома цезію складає лише 25 см^{-1} (див. рис. 1.5), автор вважає, що високою інтенсивністю повинен відзначатися процес передачі енергії від метастабілів міді на резонансні рівні цезію в ударах II роду. У подальшому резонансні стани цезію дезактивуються через спонтанне випромінювання.

Одразу ж розпочалися й експериментальні дослідження впливу домішки цезію на генераційні властивості ЛПМ. Найбільш широкі з них були виконані в Ужгороді, що були узагальнені в кандидатській дисертації [110]. Вже тут було показано, що ввід домішки цезію за оптимальних умов призводить до деякого збільшення енергії імпульсів генерації та ККД при одночасному збільшенні їх тривалості, а також зменшенню енергетичного порогу збудження генерації.

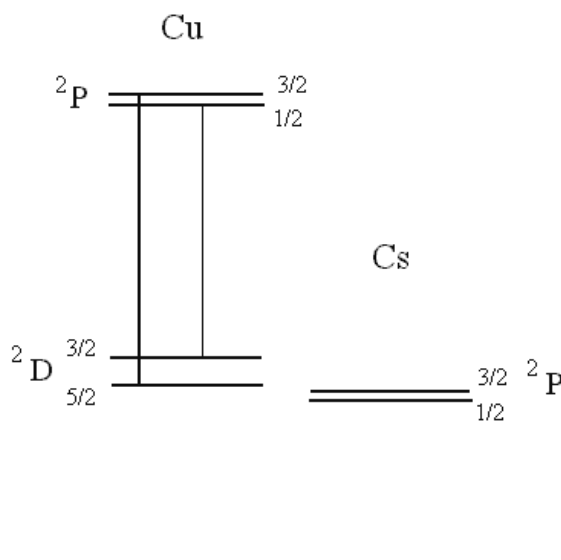


Рис. 1.5. Порівняльна діаграма нижніх енергетичних станів атомів міді та цезію [109]

Теоретично та експериментально було обґрунтовано механізм дії домішки цезію, що полягав: у появі в активному середовищі лазера додаткової концентрації вільних електронів, підсиленні процесів збудження атомів міді протягом імпульсу збудження та прискорення процесів відновлення атомів міді в основному стані до більш високого рівня, а населеності метастабільних рівнів і температури електронів до більш низького рівня протягом між-імпульсного проміжку. Було встановлено оптимальну концентрацію цезію, що, залежно від умов, складала 5 – 10 % від концентрації атомів міді.

На теперішній час ми спостерігаємо поновлення інтересу до вивчення впливу домішки цезію на вихідні характеристики ЛПМ. Найбільш активними тут є японські дослідники, і особливо група Сайто (Saito H.). У цілому ряді робіт (див., наприклад, [111, 112]) вони повідомляють про значне до 2 разів збільшення тривалості імпульсів ЛПМ, потужності, ККД та верхньої граничної частоти повторення імпульсів. Усі виконані дослідження стосуються модернізації CuBr та CuCl - лазерів, акцепторна домішка цезію вводиться у формі CsBr та CsCl. Приклад подібних результатів наведено на рис. 1.6. Пояснення ж позитивного ефекту не йде фактично далі схеми, запропонованої Каррасом [108].

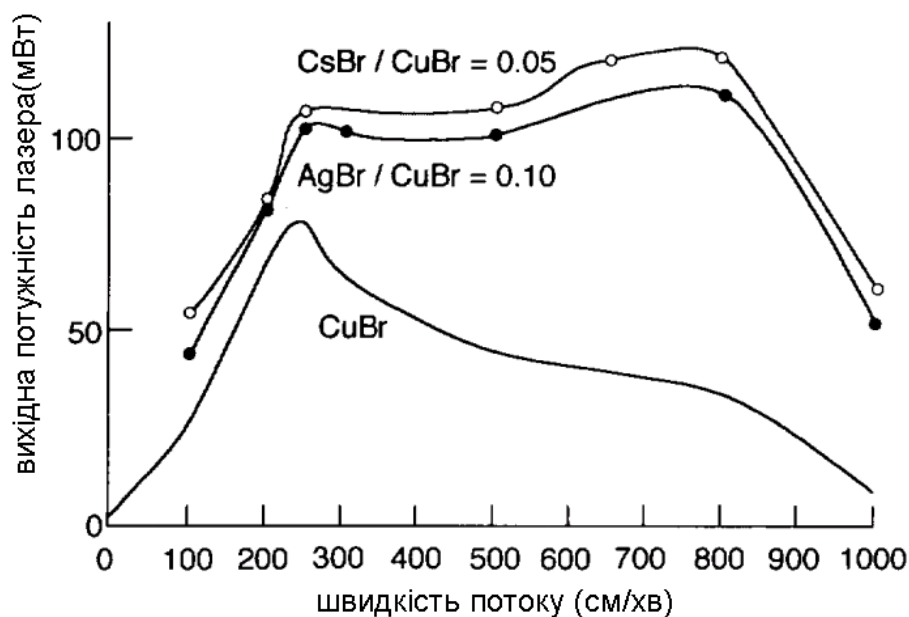


Рис. 1.6. Вплив домішки цезію на вихідні характеристики CuBr –лазера в умовах роботи [111] (вхідна потужність (486 Вт), частота повторення (6 кГц), зарядна напруга (4.5 кВ), тиск Ne(100 тор)) в залежності від швидкості прокачування буферного газу неону)

Між тим, уже найпростіший аналіз вказує на те, що цей механізм є повністю неспроможним у даній ситуації. Наслідуючи [109], зупинимося на цьому трошки детальніше. Швидкість процесу дезбудження метастабільних станів міді при їх зіткненнях із атомами цезію може бути представлено як $N_{Cs} \cdot \sigma \cdot v$, де N_{Cs} – населеність основного стану атомів цезію, σ – ефективний переріз зазначеного процесу, та v – відносна швидкість атомів при зіткненнях. Взявши $N_{Cs} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, у відповідності до даних [109 – 111], $v = 10^5 \text{ см/с}$ та максимально оптимістичне значення $\sigma = 10^{-14} \text{ см}^2$, отримуємо оцінку часу дезбудження метастабілів міді на рівні $\tau = 1/N_{Cs}\sigma v = 1 \text{ мс}$. Це не тільки значно довше, аніж тривалість імпульсу збудження, але й тривалість міжімпульсного проміжку. Навіть при населеності $N_{Cs} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, очистка метастабільних станів міді буде надто повільною. Отже, не слід вважати ймовірним, що механізм дії присадки полягає у прискоренні дезбудження метастабільних станів протягом імпульсу збудження.

Натомість, у [109] (як і в [110]) пропонується розглядати комплексний вплив домішки цезію на характеристики плазми як протягом, так і після імпульсу збудження. Зокрема, відмічається дуже значні перерізи збудження резонансних

рівнів цезію (наведено на рис. 1.7 у зменшеному в 10 разів масштабі в порівнянні з перерізами збудження резонансних та метастабільних станів міді) та іонізації.

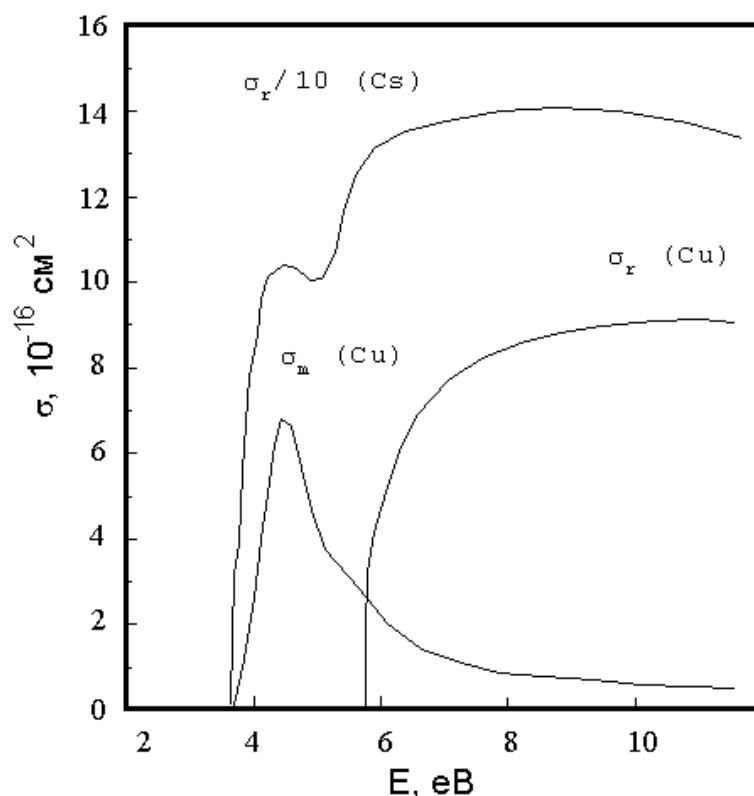


Рис. 1.7. Порівняння ефективних перерізів збудження нижніх енергетичних рівнів атомів міді та цезію [109]

Це матиме за наслідок, що значна частина енергії розряду йтиме саме на збудження та іонізацію атомів цезію, особливо на початковій стадії імпульсу збудження, коли енергія електронів ще є низькою. За умови, що концентрація атомів цезію є незначною, як отримано в більшості експериментів, вони швидко повністю іонізуються. Невдовзі втрати енергії в розряді спричинюватимуться вже у зіткненнях електронів із атомами міді, а не із іонами цезію, що мають високі енергії збудження та іонізації. Це призведе до зростання температури електронів та ефективного збудження атомів міді. Однак це вже матиме місце при значній концентрації електронів, на отримання яких в розряді було затрачено менше енергії, аніж при іонізації атомів міді. Це може позитивно вплинути на ефективність ЛПМ.

Якщо більша частина електронів наприкінці імпульсу збудження утворена переважно іонізацією атомів цезію, то й релаксація плазми протягом між-

імпульсного проміжку визначатиметься рекомбінацією іонів цезію з електронами. У цьому випадку менша частина енергії виділяється в плазмі, аніж при рекомбінації іонів міді, а, отже рекомбінаційний підігрів електронів не настільки значний. За таких обставин можна очікувати нижчих рівнів перед-імпульсних значень температури електронів та концентрації метастабілів міді.

1.4.2. Лазер на парі міді із домішкою срібла

В роботі [113] авторами було запропоновано для модифікації лазера на парі міді використати домішку срібла з метою покращення його вихідних характеристик. Як видно із рис. 1.8, між групою із 3-х(!) рівнів атома срібла та групою резонансних рівнів міді є вражаючий збіг енергій збудження. Це дає сподівання на високу ефективність процесу передачі енергії від зазначеної групи рівнів срібла на верхні лазерні рівні міді. При цьому за певних умов можливими є виграш у потужності, у ККД та подовження тривалості імпульсу.

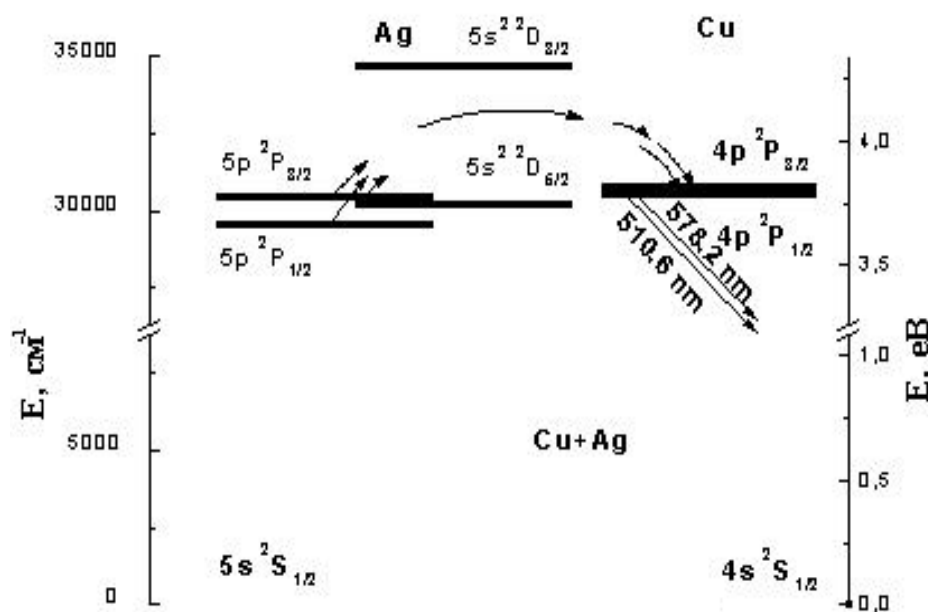


Рис. 1.8. Порівняльна діаграма нижніх енергетичних станів атомів міді та срібла [113]

У подальшому виявилось, що японськими вченими ця ідея була висунута і розроблена дещо раніше (див., наприклад [114]). Результат впливу домішки срібла

можна прослідкувати на прикладі, наведеному на рис. 1.9, взятому із роботи [114]. Домішка у формі AgBr чи AgCl вводиться в активне середовище CuBr та CuCl лазерів. Зазначимо, що як і у випадку цезію, за наведених умов пропонований механізм впливу домішки срібла є повністю неспроможним.

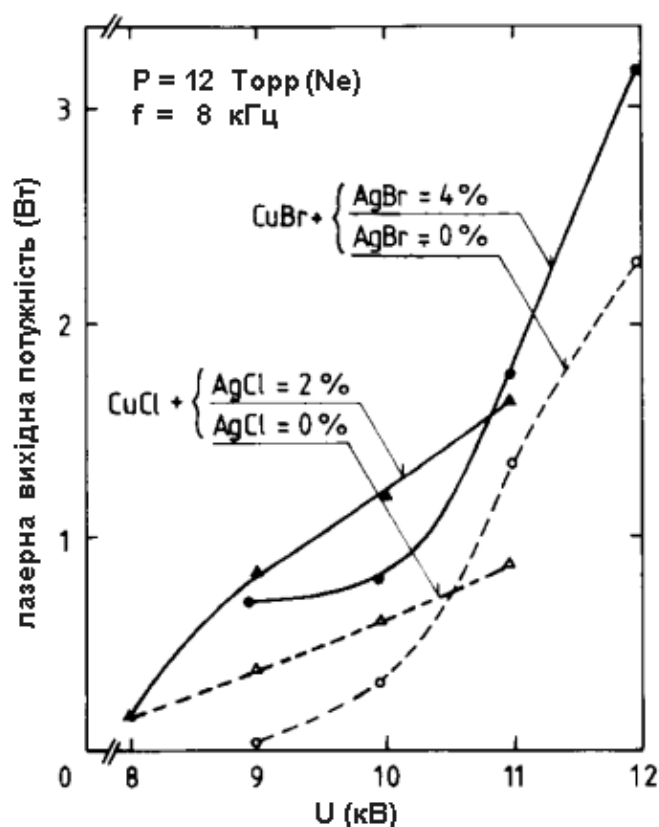


Рис. 1.9. Вплив домішки срібла на вихідні характеристики CuBr - та CuCl - лазерів в умовах роботи [114] (залежності потужності генерації від зарядної напруги)

1.4.3. Лазер на парі міді із домішкою цинку

Нарешті, відмітимо “модифікацію” лазера на парі міді за “рецептом” роботи [115] також групи Сайто. Як видно із рис. 1.10, вона полягає у введенні в активне середовище ЛПМ домішки цинку. При цьому протягом імпульсу накачки ефективно збуджується резонансна лінія цинку 213,9 нм.

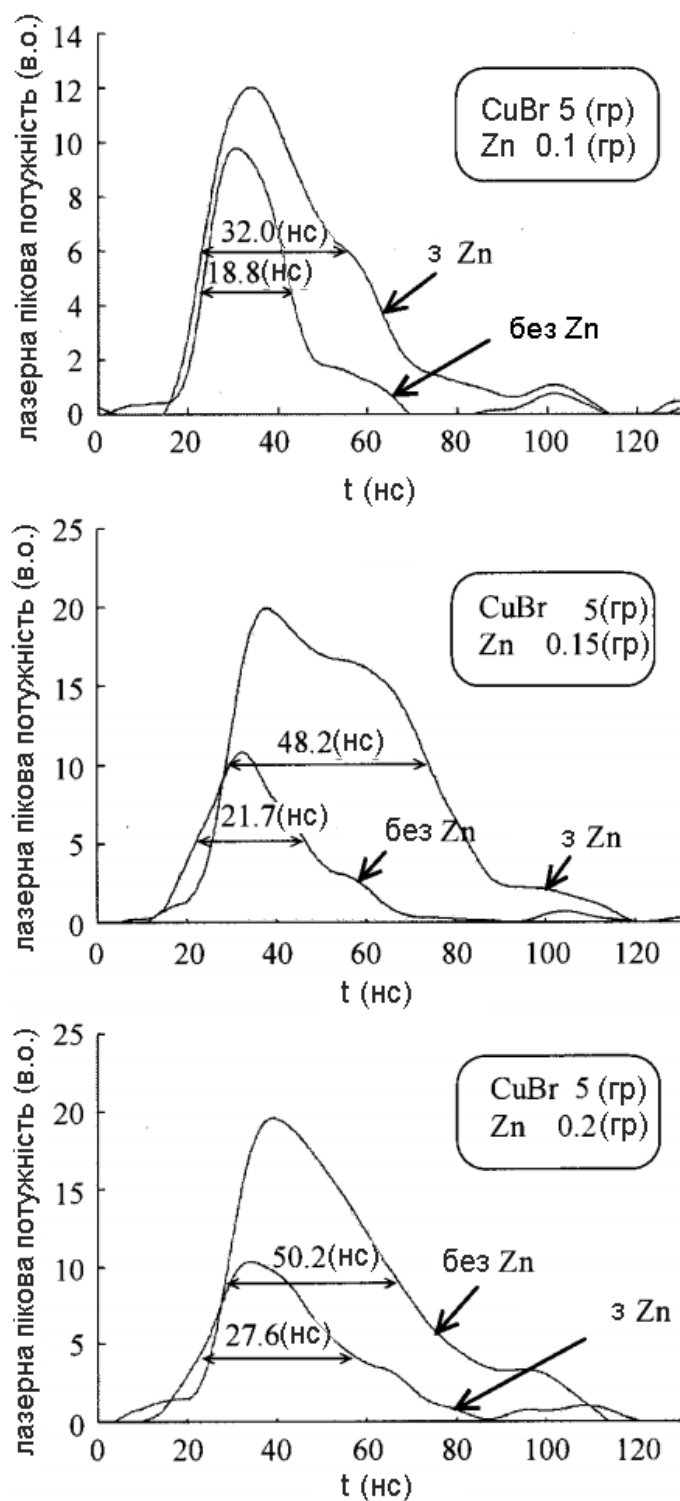


Рис. 1.11. Вплив домішки цинку на часову форму імпульсів генерації CuBr – лазера в умовах роботи [115]

ширина лазерного імпульсу при звичайних умовах. Цей ефект автори пояснюють тим, що метастабільні атоми Cu збуджуються на верхній лазерний рівень за рахунок оптичної накачки випромінюванням атомів цинку (різниця енергій між

Cu і Zn становить 0.5 см^{-1}). Додатково заселеність атомів Cu на верхньому лазерному рівні збільшується за рахунок каскадного розпаду з вищих енергетичних рівнів Cu.

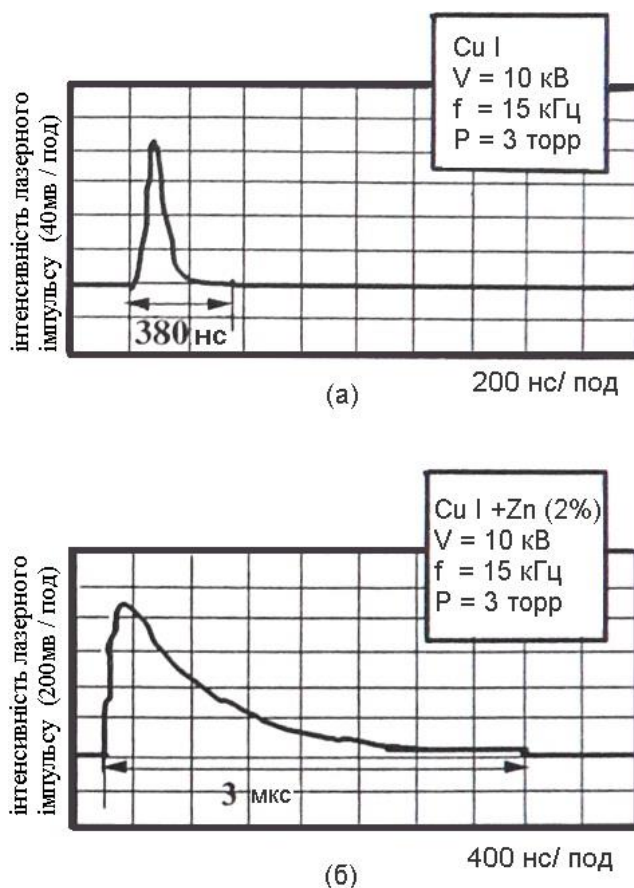


Рис. 1.12. Форма лазерного імпульсу без (а) та з (б) домішки цинку [116]

1.4.4. Лазер на парі міді із домішкою скандію

В роботі [117] з метою покращення характеристик ЛПМ запропоновано використання домішки – атому скандію, як енергетичного донору. У експерименті для вивчення впливу домішки скандію автори сконструювали ГРТ з можливістю контрольованої зміни тиску парів Sc (рис. 1.13).

В молибденовому тиглі, який можна було вільно переміщувати від краю трубки до її центру, знаходився скандій. Тиск пари Sc змінювався відповідно до температури тигля (від 1200 до 1700 °C), яка залежала від його положення всередині розрядної трубки. По краях керамічної трубки було розташовано

шматочки міді, які були нерухомі. Температура в місцях розташування міді була близько 1500 °С.

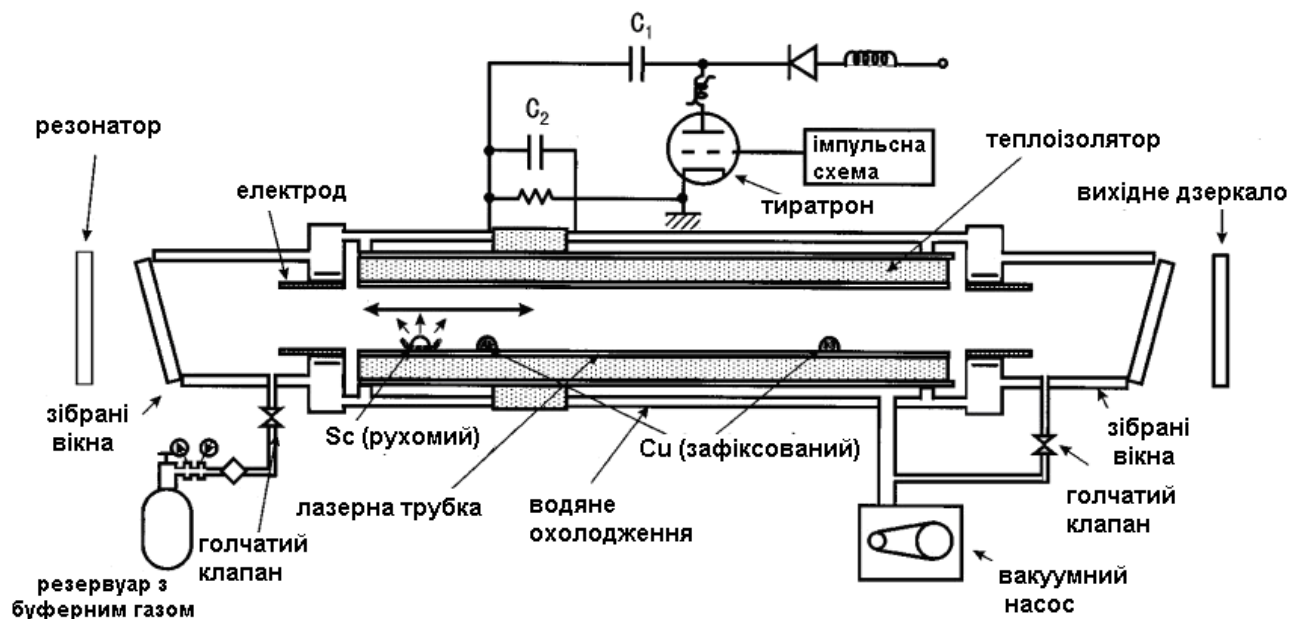


Рис. 1.13. Схема ГРТ для досліджень впливу атомів скандію на вихідні характеристики ЛПМ [117]

Авторами вимірювалась потужність генерації парів чистої, а не галогенів, міді з домішкою скандію та без нього окремо для кожної лінії 510,6 нм, 578,2 нм та загальна потужність генерації на цих двох лініях, 510,6 + 578,2 нм. Лазерне випромінювання розділялось на зелену та жовту компоненти за допомогою дихроїчних дзеркал. За результатами експерименту авторами відмічається значне покращення характеристик ЛПМ при введенні атомів Sc (рис. 1.14, 1.15). Зокрема, при температурі тигля зі скандієм близько 1600 °С приріст вихідної потужності ЛПМ та ефективності генерації становив ~ 28%.

Позитивний вплив домішки Sc авторами пояснюється додатковим заселенням верхніх робочих рівнів атомів міді у атомних зіткненнях (передача збудження) внаслідок співпадиння енергій резонансних станів міді та скандію (рис. 1.16). Таким чином атоми Sc виступали у ролі енергетичних донорів.

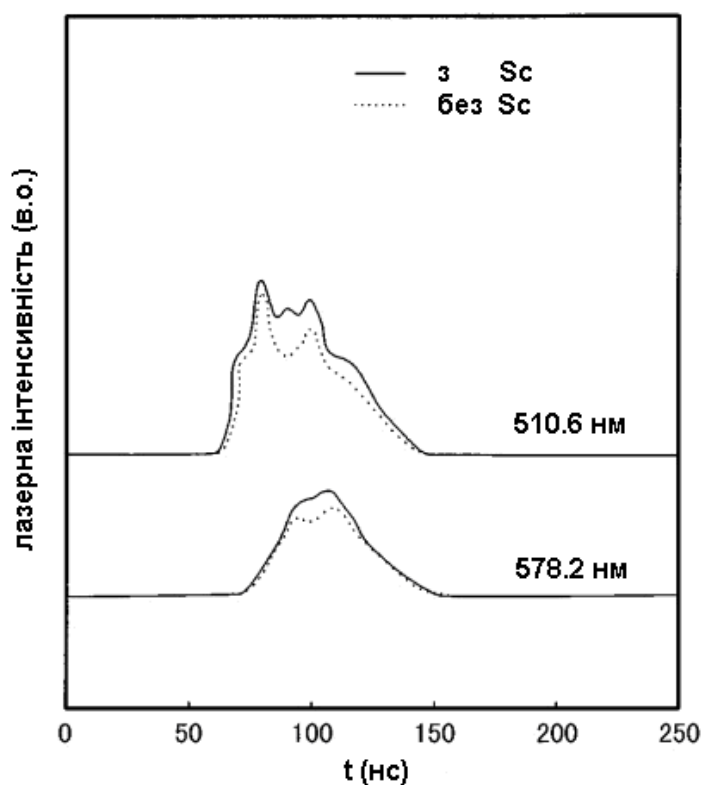


Рис. 1.14. Часові форми імпульсів генерації ЛПМ 510.6 і 578.2 нм з добавкою та без скандію [117]

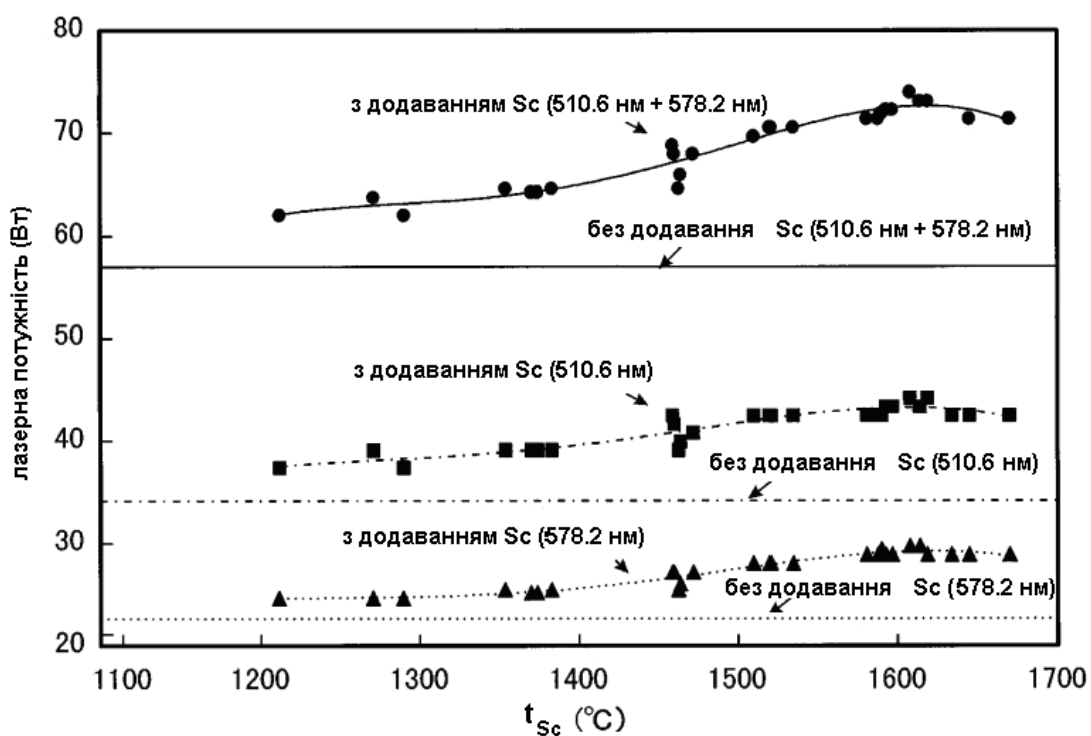


Рис. 1.15. Залежності потужності випромінювання ЛПМ для 510,6 і 578,2 нм та 510,6 + 578,2 нм від температури тигля зі скандієм [117]

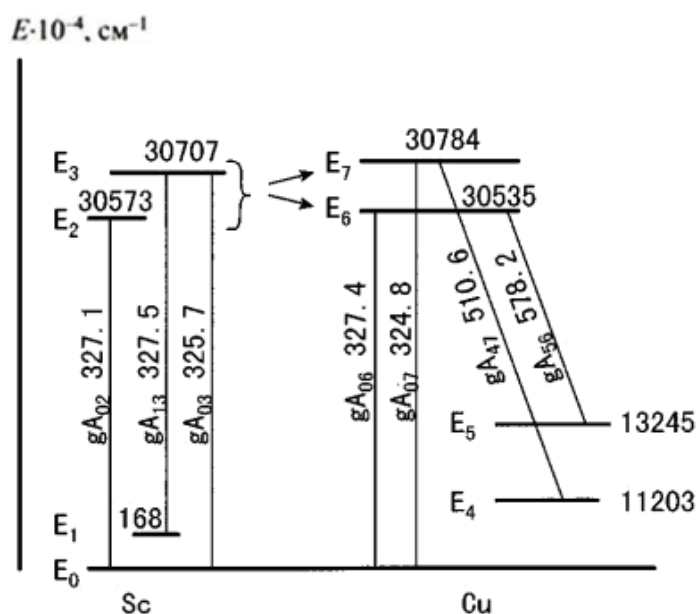


Рис. 1.16. Діаграма енергетичних станів атомів міді та скандію [117]

1.4.5. Лазер на парі міді із домішками Na та K

В роботі [118] повідомляється про спроби покращити робочі характеристики CuCl - лазера додаванням металевого натрію або калію. Оскільки метастабільні стани атома міді $\text{Cu } ^2\text{D}$ енергетично близькі до деяких станів K, автори сподівались на високу ймовірність підвищення швидкості депопуляції цих станів міді у атомних зіткненнях $\text{Cu} + \text{K}$. Атом Na не має енергетичних станів близьких до ^2D станів, отже ефект від додавання атомів Na ймовірно буде пов'язаний з іншим процесом ніж зіткненева передача збудження (енергії).

В експерименті використовувалась кварцова лазерна трубка довжиною 25 см та діаметром 15 мм з чотирма контейнерами, все це було розміщено в теплоізоляторі (піч), за допомогою якого температура підтримувалася на рівні 800°C . В трьох резервуарах знаходився CuCl, в четвертому – металевий натрій або калій. В якості буферного газу було використано неон. Потужність лазерного випромінювання реєструвалась для двох довжин хвиль 510,6 нм та 578,2 нм.

Вплив домішок натрію і калію на робочі характеристики CuCl-лазера зі збудженням здвоєними імпульсами був досліджений з особливим акцентом на температурну залежність енергії лазерного імпульсу (рис 1.17) і часу затримки ϕ_{min} та ϕ_{max} (рис 1.18).

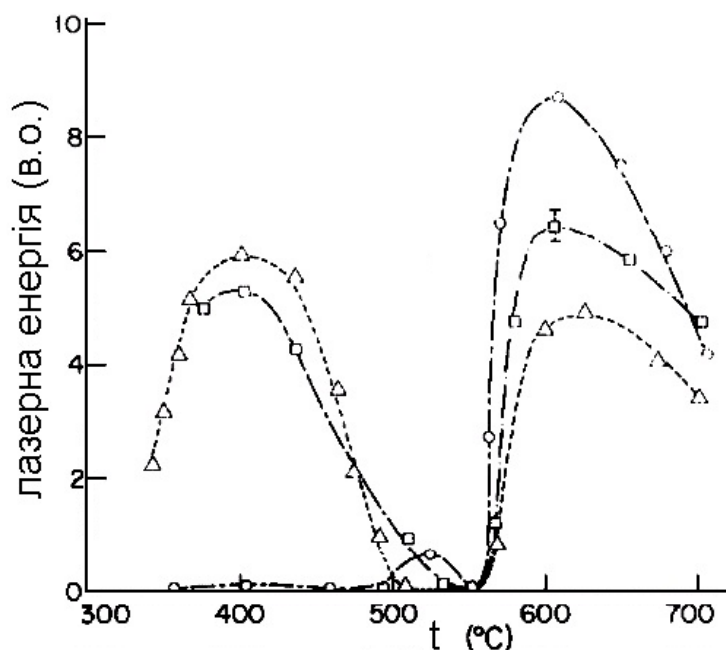


Рис. 1.17. Температурна залежність енергії лазерного імпульсу CuCl – Δ , $\text{CuCl} + \text{Na}$ – \square та $\text{CuCl} + \text{K}$ – \circ – лазерів [118]

Додавання Na викликало незначну зміну в ефективності CuCl -лазера, в якому, на додаток до добре відомого діапазону температур 350-500 °C нещодавно виявили додатковий робочий інтервал 560-700 °C. Домішка K гасила генерацію при низьких температурах і покращувала при високих температурах. Така поведінка (механізм впливу) пояснюється на основі зіткненевої депопуляції $\text{Cu } ^2\text{D}$ метастабільних станів через передачу збудження близько розташованим рівням K. Це було відмічено вище.

1.4.6. Лазер на парі міді із використанням комплексу CuCl-AlCl_3

Заміна чистої міді на її галогеніди та (чи) металоорганічні сполуки міді дозволяє знизити робочу температуру лазера та спростити його конструкцію. Проте, використання металоорганічних сполук міді виключає можливість

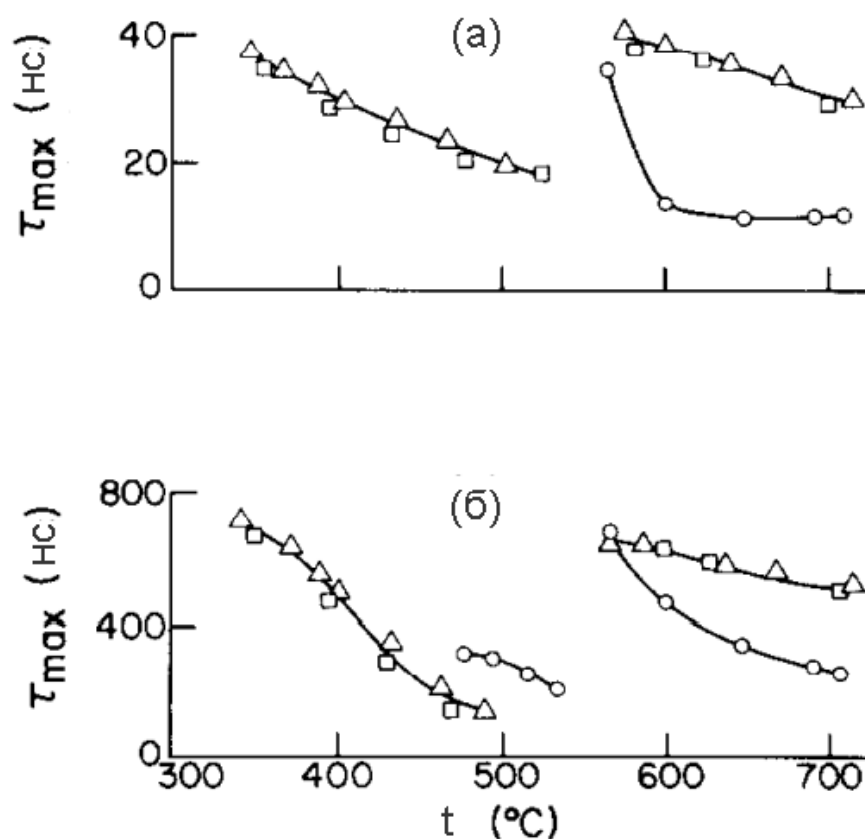


Рис. 1.18. Температурна залежність часів затримки ϕ_{\min} (а) та ϕ_{\max} (б) $\text{CuCl} - \Delta$, $\text{CuCl} + \text{Na} - \square$ та $\text{CuCl} + \text{K} - \circ$ – лазерів [118]

роботи при високих частотах повторення імпульсів. У роботі [119] мова йдеться про використання парової суміші $\text{CuCl}-\text{AlCl}_3$ в якості активного середовища. Для збудження генерації використано простий блок збудження (рис. 1.19) із застосуванням іскрового повітряного розрядника замість тиратрона.

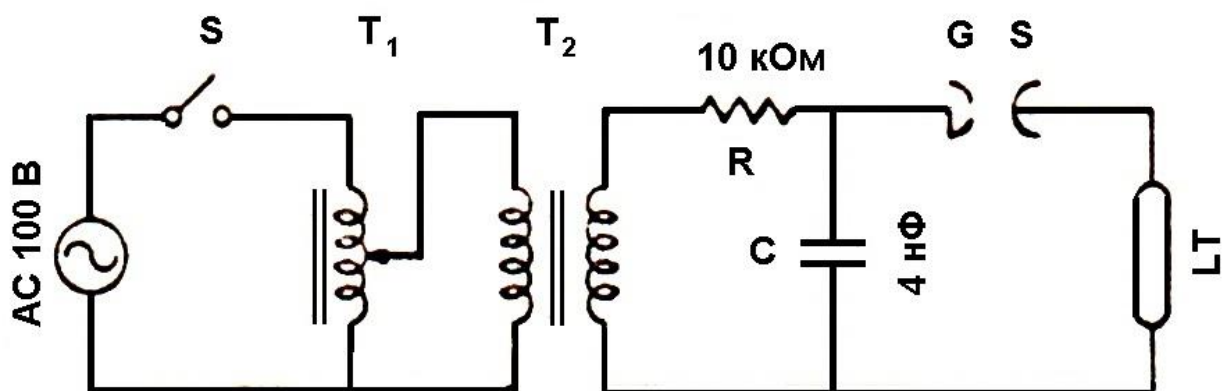


Рис. 1.19. Електричний контур для збудження генерації в $\text{CuCl}-\text{AlCl}_3$ - лазері [119].

Т-подібна пірексова ГРТ містить резервуар із сумішшю CuCl-AlCl_3 , звідки мідь може поступати в зону розряду. За задумом авторів роботи при розігріві резервуару пара хлориду алюмінію взаємодіє із хлоридом міді. В результаті взаємодії вважається, що генеруються комплекси $\text{Cu}_l \text{Al}_m \text{Cl}_n$, пара яких поступає в зону розряду. Лазерна генерація отримана в інтервалі температур резервуару 100 – 400 °С. На рис. 1.20 представлено залежність інтенсивності лазерної генерації від температури ГРТ для двох значень температури резервуару 180 та 310 °С.

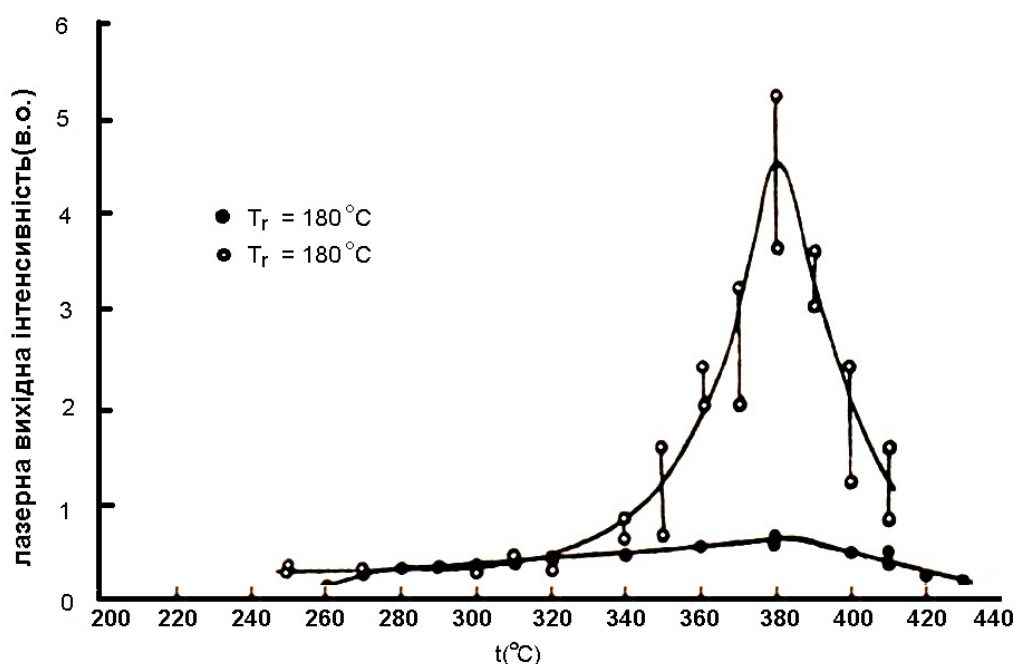


Рис. 1.20. Залежності інтенсивності лазерної генерації від температури ГРТ для двох значень температури резервуару з CuCl-AlCl_3 – сумішшю [119]

Поріг лазерної генерації для вказаної суміші по температурі резервуару становить всього 100 °С замість 300 °С для чистого хлориду міді.

1.5. Лазери на СОП з одночасною генерацією на атомарних та іонних переходах

Використання лазерного ІЧ-випромінювання в медицині та для прецизійної обробки матеріалів обумовлює необхідність вирішення питання візуалізації випромінювання, що, безумовно, підвищує безпеку роботи з даним

випромінювання та спрощує весь технологічний цикл. Візуалізація ІЧ-випромінювання за допомогою додаткової підсвітки видимого діапазону дозволяє забезпечити точний візуальний контроль обробки матеріалу, що в свою чергу, дозволяє проводити роботу оперативно, з високою точністю та безпекою. Крім цього, до ліній ІЧ – діапазону додаються лінії генерації видимого діапазону, що збільшує спектр лінії генерації лазерної системи.

1.5.1. Лазер на парах стронцію

Лазер на парах стронцію [120] характеризується наявністю одночасно самообмеженої генерації на атомах SrI та іонах SrII. При цьому найбільш потужня лінія генерації на атомах стронція $\lambda = 6,456$ мкм лежить в середній ІЧ-області спектру, що важливо для деяких практичних застосувань. В представлених нижче експериментах застосовувалась типова техніка, описана вище. Всередину вакуумованої кварцевої трубки була вставлена трубка-вкладиш з BeO-кераміки, яка слугувала газоразрядним каналом. Стронцій шматочками закладався по всій довжині трубки-вкладиша. Довжина активної зони дорівнювала ~ 38 см, внутрішній діаметр трубок в різних експериментах складав 7 та 10 мм. Електроди, зроблені з танталу у вигляді усіченого конуса, були винесені з горячої зони трубки. Вихідні вікна з BaF₂ приклеювались до торців газоразрядної трубки. В якості теплоізолятора в даних конструкціях ГРТ лазерів на парах стронцію та кальцію використовувався вогнестійкий войлок - каолінова вата. В якості буферного газу використовувались гелій та неон. Трубки працювали в режимі саморозігріву. Збудження розряду здійснювалось за допомогою схем Блюмлейна, в яких комутатором слугував тиратрон ТГИ1-1000/25. Робочі ємності у всіх експериментах дорівнювали 620 пФ. Резонатор складався з плоского дзеркала з алюмінієвим покриттям та плоскопаралельної пластини з BaF₂. Максимально досягнуті потужності генерації для трубок діаметром 7 та 10 мм та відповідні їм значення потужності і умови експеримента наведені в табл. 1.2.

Таблиця 1.2.

Умови експерименту

Діаметр розрядного каналу, мм	Тиск гелію, Торр	Потужність, яку споживає випрямляч, $\text{кВ} \times \text{А}$	Частота чередування імпульсів, кГц	Середня потужність генерації, Вт
7	80	6.0×0.20	12	0.20
10	80	4.8×0.34	20	1.2

Генерація спостерігалась на трьох лініях атома стронцію з $\lambda = 6,456, 3,0665, 3,0111$ мкм та двох лініях іона стронцію з $\lambda = 1,0917$ мкм та $1,0330$ мкм. На рис. 1.21 представлені часові залежності середньої потужності генерації всіх лазерних ліній для різних тисків гелію по мірі розігріву активного середовища.

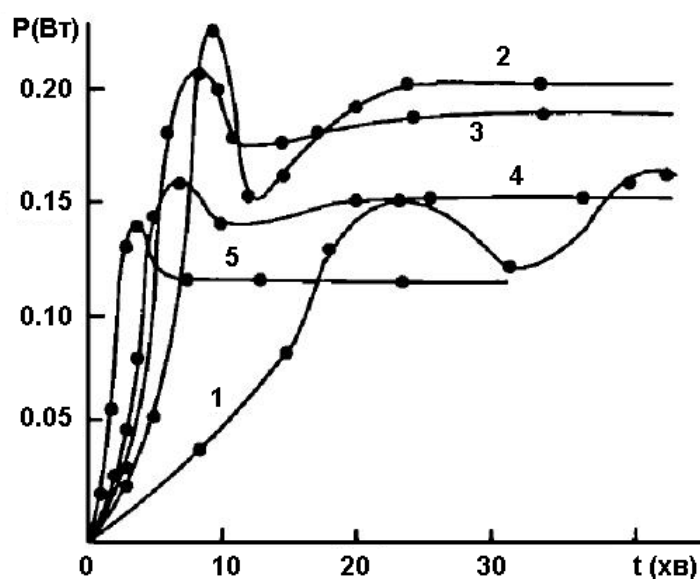


Рис 1.21 Динаміка середньої потужності генерації в лазері на парах стронцію при тисках буферного газу (He) 20(1), 80(2), 150(3), 200(4) та 400(5) тор.

За допомогою світлофільтрів встановлено, що перший сполох потужності генерації обумовлений значним вкладом в загальну потужність генерації від іонних ліній. По мірі підвищення температури до оптимальної, сумарна по всім лініям SrII середня потужність генерації зменшується. Через 15-20 хв після включення розряду біля 75% потужності генерації зосереджено в лінії з $\lambda = 6,456$ мкм SrI, 20% - в лініях з $\lambda = 3$ мкм SrI та 5% - в лініях з $\lambda = 1$ мкм SrII. Лазер на

парах стронцію характеризується відносно вузьким температурним інтервалом роботи, тому навіть незначний перегрів робочого середовища призводить до зникнення генерації на $\lambda = 1,0330$ та $1,0917$ мкм та суттєвому зменшенню генерації на $\lambda = 6,456$ мкм. При тиску буферного газу (гелію) ~ 10 Торр генерація спостерігалась на лініях $\lambda = 6,456; 1,033; 1,0917$ мкм, а на довжині $\lambda = 3$ мкм – була відсутня. Було встановлено, що найбільша середня потужність генерації спостерігається при тиску гелію ~ 80 Торр. Додаткові експерименти показали, що на вихідну потужність генерації суттєво впливає рід буферного газу. Зокрема, заміна гелію на неон призводить до зменшення середньої потужності в два рази.

1.5.2. Моделювання реалізації нових ультрафіолетових лазерних переходів в Cu II

В роботі [121] рівняння кінетики використані для вивчення можливості збудження нових УФ лазерних переходів в Cu II ($3d^9 4p - 3d^9 4s$) з імпульсним розрядом Cu – Ne, працюючим з частотою повторення декілька кілогерц . Всі відомі імовірності переходів показані на рис. 1.22.

Щоб створити інверсію населеності на УФ лініях, які утворюються з рівня $3d^9 4p^1 P_1$ потрібно помірно сильне збудження іонів електронами з основного стану для подолання короткого часу життя верхнього рівня ($\tau \approx 8\text{ns}$) і забезпечити перевагу накачки в порівнянні до $3d^9 4s$ нижнього рівня. Ці критерії можуть бути реалізовані за рахунок використання компактного ЛПМ працюючого на відносно низькій частоті повторення імпульсів (10 кГц) і низької температури стінки (1750К). Цей режим звичайно вважається неоптимальним для генерації на видимих лініях 510,6 і 578,2 нм.

Модель передбачає середню вихідну потужність в кілька сотень мВт від сукупної потужності на 211,2 і 201,5 нм при частоті 10 кГц рис. 1.23.

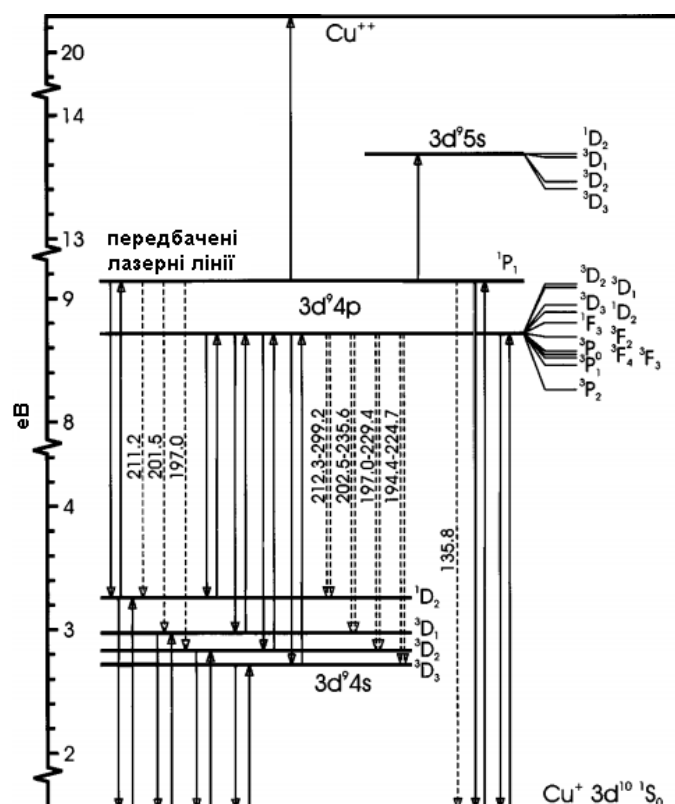


Рис. 1.22. Діаграма енергетичних рівнів CuII . Неперервними лініями позначено електронні зіткнення, пунктирними показано радіаційний розпад.[121]

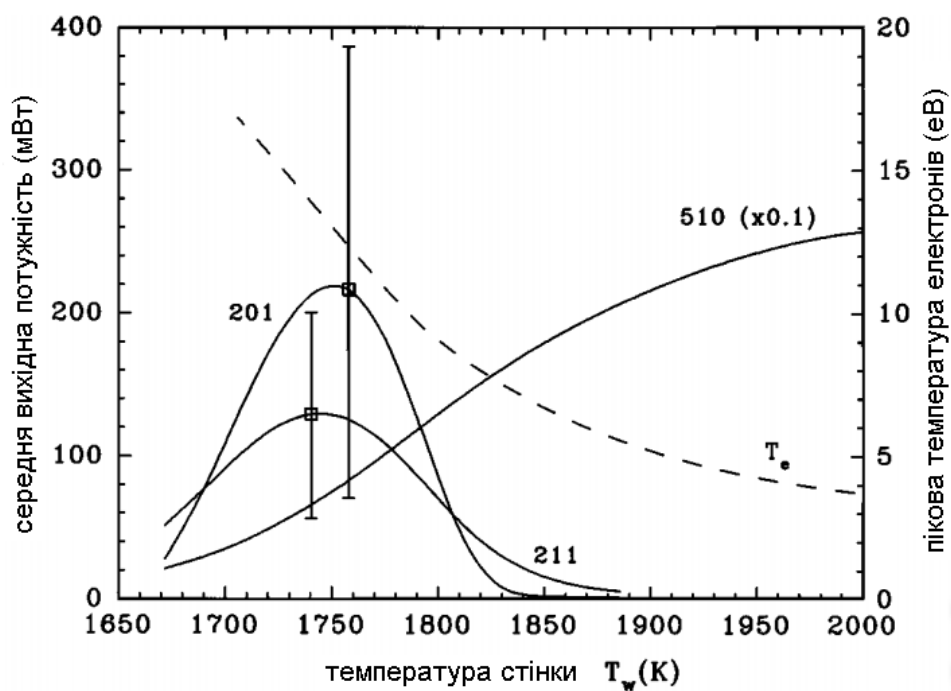


Рис. 1.23. Вихідна потужність на УФ лазерних лініях іона міді CuII та пікова температура електронів в залежності від температури стінки[121]

Висновки до розділу 1

Завдяки своїм спектральним та енергетичним характеристикам ЛПМ є одними з універсальних джерел видимого випромінювання, придатних для широкого кола прикладних задач. Наявність значної кількості наукових праць, в яких щороку повідомляється про нові можливості і сфери застосувань, підтверджує високий науково-технічний інтерес до цього типу лазерів.

В останній час звичайним лазерам на парах металів приходять на заміну лазери на парах металів з модифікованою кинетикою. Вони мають набагато більші лазерні та експлуатаційні параметрами.

Покращення генераційних характеристик ЛПМ досягається використанням в їх активному середовищі домішок парів металів або спеціальними конструкційними змінами активного елемента лазера.

Проведено пошук літературних джерел в яких описано вплив різних домішок металів на вихідні характеристики ЛПМ та їх імовірні механізми впливу.

РОЗДІЛ 2. АПАРАТУРА ТА МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТІВ

2.1 Експериментальна установка для дослідження впливу домішки цинку на вихідні характеристики лазера на парі міді

Для експериментального вивчення впливу домішки атомів Zn на характеристики генерації ЛПМ на суміші $Cu-Zn-Ne$ було виготовлено двосекційну ГРТ (рис. 2.1).

Газорозрядна трубка, призначена для створення активного середовища досліджуваного лазера, містила основну кварцеву вакуумну трубку з природнім повітряним охолодженням, в яку були вварені холодні електроди та відросток, який був розташований посередині ГРТ, в якому знаходились шматочки Zn . Торці кварцової трубки були зрізані по відношенню до нормалі до оптичної вісі ГРТ під кутом $10 - 15^\circ$. На торцях за допомогою термостійкого клею фіксувались оптичні вікна для виводу випромінювання. Також в кварцеву трубку був вварений патрубок для відкачки та напуску буферного газу. Гарячі електроди 12 всередині трубки з'єднувались з холодними електродами 3 (рис 2.1) та контактами з фольги товщиною $0.2 - 0.3$ мм.

В якості теплоізолятора був використаний циліндр з піношамоту з наскрізним отвором по центру. В цей отвір вставлявся вкладиш, який представляв собою керамічну трубку з BeO . Сумарна довжина двосекційної розрядної зони, виготовленої з кераміки на основі окису берилію, становила 35 см, внутрішній діаметр – 10 мм.

Вкладиш запобігав потраплянню на поверхню основної оболонки парів та крапель міді, а також пом'якшував дію теплових ударів, які виникали під час включення лазера. Вкладиш призначався безпосередньо для утворення стовпу парів міді в ГРТ.

Пара цинку утворювалась розігрівом контейнера із шматочками цинку, що містився між секціями. Пара міді утворювалась саморозігрівом ГРТ із шматочками міді, розміщеними вздовж керамічної трубки. За сприятливої

температури T_1 контейнера атоми Zn випаровуються з нього і потім дифундують в зону розряду. Температура міжсекційного проміжку T_2 підтримувалася на рівні $T_2 > T_1$.

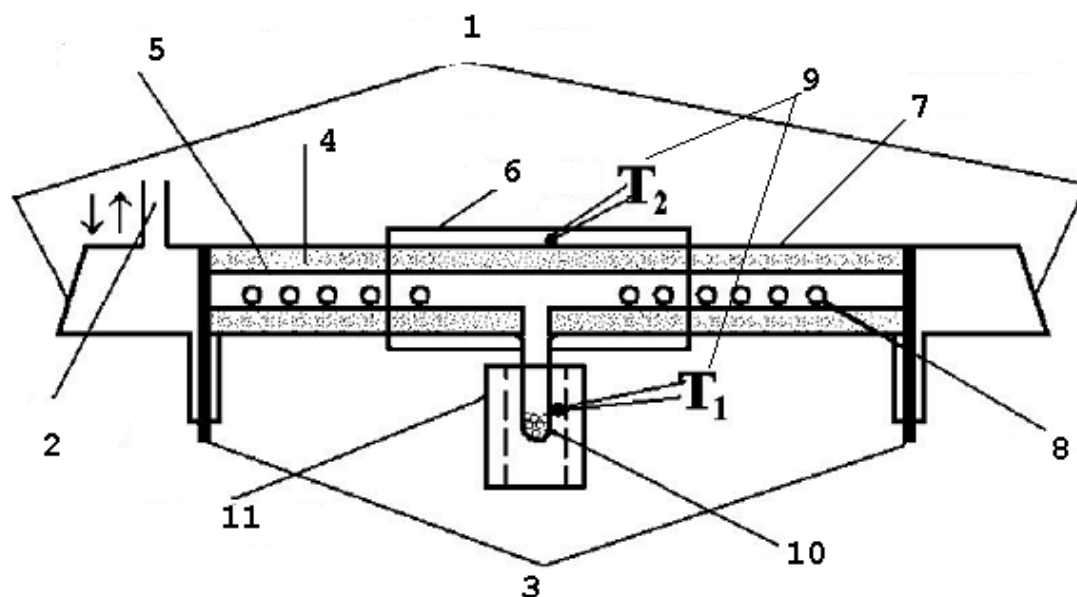


Рис.2.1. Схема ГРТ (поздовжній розріз): 1 – вихідні віконця; 2 – патрубок для вакуумної відкачки та газонапуску, 3 – впаяні електроди, 4 – теплоізолятор, 5 – керамічний вкладиш, 6 – зовнішній нагрівач, 7 – кварцова трубка ГРТ, 8 – шматочки міді, 9 – термопар, 10 – резервуар з цинком, 11 – випаровувач, 12 – гарячі електроди.

Блок-схема експериментальної установки приведена на рис. 2.2, а схема системи вакуумної відкачки та газонапуску приведена на рис. 2.3. Відкачування ГРТ проводилось форвакуумною помпою 2НВР-5ДМ, що забезпечувало залишковий тиск порядку $\sim 10^{-2}$ Тор. Напуск газу в ГРТ здійснювався через буферний об'єм 4 рис. 2.3. Тиск газу в ГРТ контролювався манометром. Похибка визначення тиску інертного газу складала $\pm 1,5$ Тор.

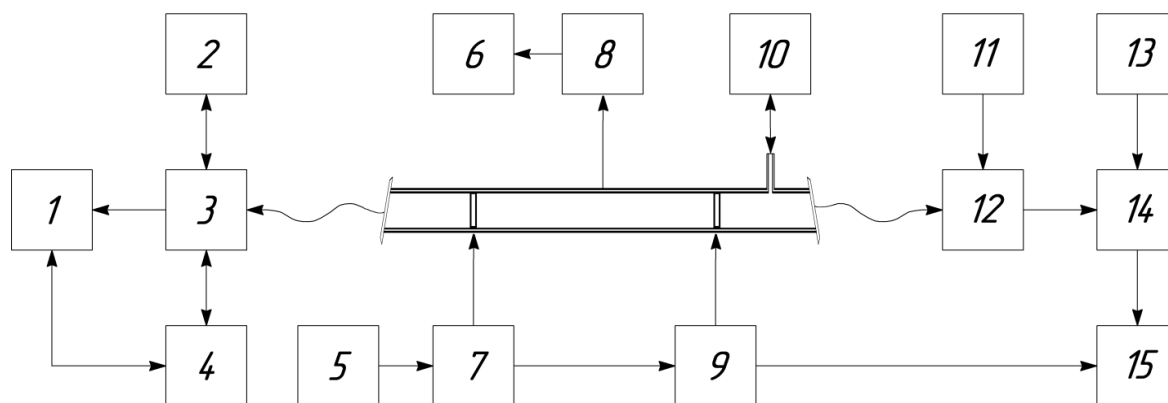


Рис. 2.2. Блок-схема експериментальної установки:

1 – CCD-камера HS 101H; 2 – фотоелектронний помножувач R928; 3 – спектральний монохроматор MS 7504i; 4 – комп'ютер; 5 – імпульсний генератор напруги Г5-54; 6 – міліамперметр; 7 – високовольтний імпульсний блок живлення; 8 – термопари ТПП; 9 – шунт струму; 10 – система відкачування та газонапуску; 11 – блок керування кроковим двигуном монохроматора; 12 – спектральний монохроматор МДР-6; 13 – блок живлення ФЕП БР-1; 14 – фотоелектронний помножувач ФЭУ-106; 15 – універсальний осцилограф С1-99.

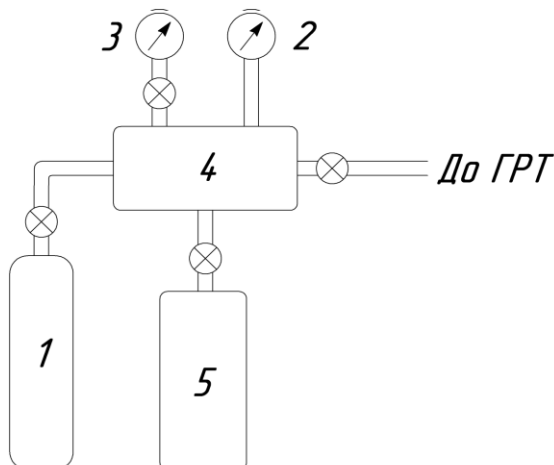


Рис. 2.3. Схема системи вакуумної відкачки та газонапуску:

1 – балон з інертним газом (гелій); 2 – манометр; 3 – вакуумметр; 4 – буферний об'єм; 5 – форвакуумна pompa 2НВР–5ДМ.

Перед кожним циклом вимірювань здійснювалось тренування ГРТ шляхом її прогріву до температури близько 1650 °С, яка перевищувала номінальну робочу температуру, з послідуною відкачкою середовища. Така процедура

повторювалася декілька разів до отримання відтворення результатів експериментів в аналогічних умовах.

2.2. Схема збудження розряду та апаратура контролю електричних параметрів

Для збудження високовольтного імпульсно – періодичного розряду в ЛПМ нами була використана схема з прямим розрядом накопичувальної ємності C_H через ГРТ. В якості комутатора був використаний імпульсний водневий тиратрон ТГИ-1000/25

Принципова електрична схема, за допомогою якої забезпечувалось збудження розряду, приведена на рис. 2.4.

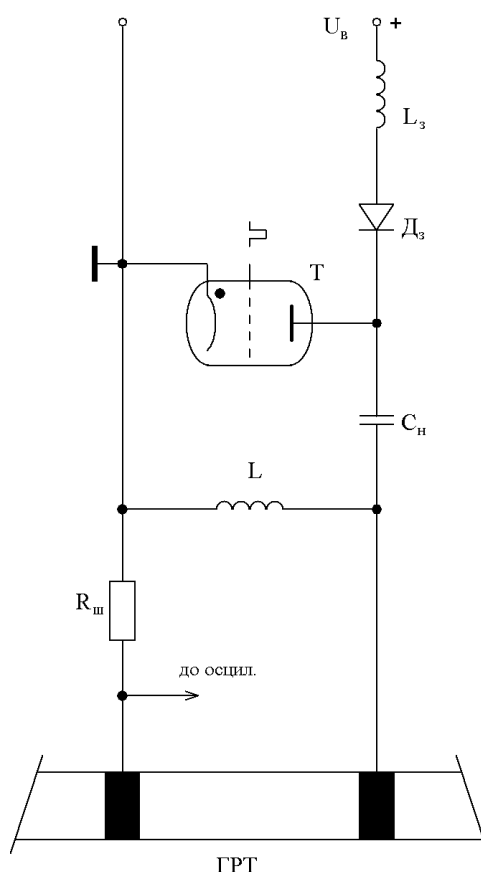


Рис. 2.4. Принципова електрична схема вихідного кола збудження розряду [122]
 T – комутуючий тиратрон, U_B – напруга випрямляча, L_3 – зарядна індуктивність, D_3 – зарядний діод, C_H – накопичувальна ємність, L – шунтуюча розряд індуктивність, $R_{ш}$ – шунт струму.

Протягом міжімпульсного проміжку ємність C_H заряджається від високовольтного випрямляча напругою U_B через зарядний дросель індуктивністю L_3 , шунтуючу індуктивність L та зарядний діод D_3 . Після подачі на сітку тиратрону T стартового імпульсу відбувається процес розряду.

Особливістю даної схеми є використання резонансного діодного заряду накопичувальної ємності C_H відповідно до класифікації [123]. Зручність такого рішення полягає в тому, що при зміні ЧПІ у широких межах напруга заряду C_H є практично незмінною. Для цього величину L_3 вибирають із умови, щоб час заряду накопичувальної ємності $t_3 = \sqrt{\pi L_3 C_3}$ був меншим за мінімальний період слідування імпульсів. Так, в роботі [124] зарядна індуктивність L_3 становила 0,2 Гн. Для $C_H = 2200$ пФ відповідний час заряду t_3 дорівнював 50 мкс. Це дозволило працювати з частотою збудження розряду в ГРТ до 20 кГц. Режим заряду накопичувальної ємності для цього випадку проілюстровано на рис. 2.5.

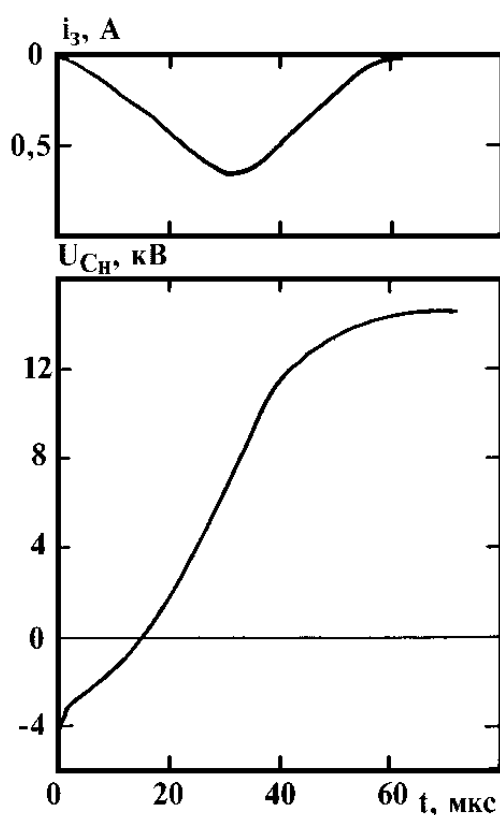


Рис. 2.5. Осцилограми імпульсів напруги U_{CH} і струму i_3 , що характеризують процес резонансного заряду накопичувальної ємності (тиск буферного газу неону $p_{Ne} = 30$ Тор; напруга випрямляча $U_B = 5,2$ кВ; частота $f = 12$ кГц [124]).

Осцилограми напруг на аноді тиратрону $U_T(t)$ і на ГРТ $U_{ГРТ}(t)$, а також імпульсів струму $i(t)$ в ГРТ зображено на рис. 2.6.

Використовуючи осцилограми $i(t)$, $U_T(t)$, та $U_{ГРТ}(t)$, можна розрахувати:

– миттєву потужність розсіювану тиратроном

$$P_T(t) = i(t)U_T(t); \quad (2.1)$$

– енергію за імпульс, що губиться у тиратроні

$$W_T = \int i(t)U_T(t)dt; \quad (2.2)$$

– середню потужність втрат у комутаторі

$$\bar{P}_T = W_T f. \quad (2.3)$$

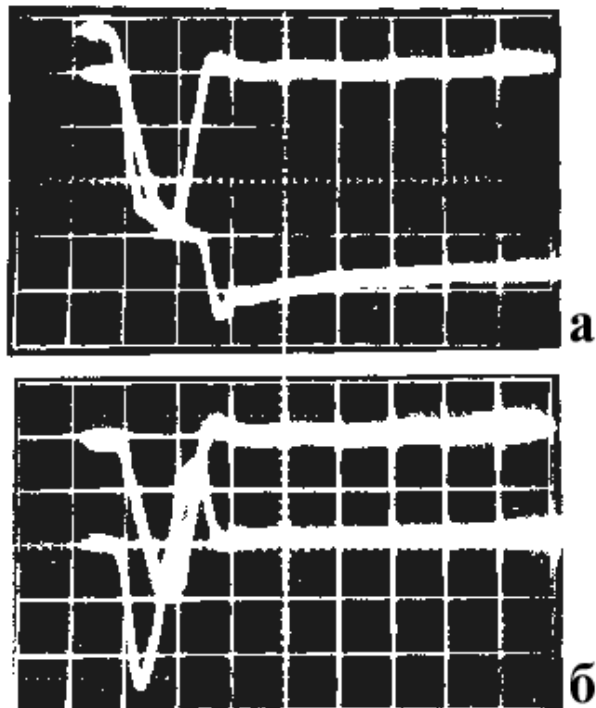


Рис. 2.6. Осцилограми імпульсів струму у розрядному колі ЛПМ (верхні криві) та напруги (нижні криві) на аноді тиратрону (а) та на ГРТ (б).

($p_{Ne} = 30$ Тор; $U_B = 5,5$ кВ; $f = 12$ кГц. Розгортка – 100 нс/под. Калібрування по вертикалі для імпульсів струму та напруги – 140 А/под. та $4 \cdot 10^3$ В/под. відповідно.)

Аналогічно, враховуючи, додатково індуктивність ГРТ $L_{ГРТ}$ [123] (оцінка $L_{ГРТ}$ також виконується із використанням осцилограм, наведених на (рис. 2.4.) можна розрахувати енерговклад в активну складову імпедансу ГРТ

$$P_{ГРТ}(t) = i(t) \left[U_{ГРТ}(t) - L_{ГРТ} \frac{di}{dt} \right], \quad (2.4)$$

$$W_{ГРТ} = \int i(t) \left[U_{ГРТ}(t) - L_{ГРТ} \frac{di}{dt} \right], \quad (2.5)$$

$$\bar{P}_{ГРТ} = W_{ГРТ} f. \quad (2.6)$$

Накачка робочого середовища в ГРТ здійснювалась поздовжнім високовольтним імпульсно-періодичним розрядом, збудження якого реалізовувалось за допомогою схеми з резонансною зарядкою накопичувального конденсатора C_n ємністю 1650 пФ та послідуочим прямим його розрядом на ГРТ за допомогою високовольтного тиратронного комутатора ТГИ1-2000/35. Синхронізація запуску тиратрона здійснювалась від зовнішнього задаючого тактового генератора змінної частоти Г5-54. Похибка встановлення частоти слідування імпульсів збудження розряду складає близько 10%.

Режим резонансної зарядки (контур $L_3 - C_n$) дозволяє збільшити напругу на накопичувальному конденсаторі C_n в 2÷3 рази по відношенню до напруги на випрямлячі. Наявність зарядного діода D_3 сприяє вагомому зниженню залежності рівня напруги зарядки накопичувального конденсатора C_n при зміні частоти слідування імпульсів збудження розряду у широких межах. Індуктивність L – забезпечує шунтування ГРТ під час перезарядки накопичувального конденсатора C_n , що необхідно для релаксації робочого середовища.

Розряд в газорозрядному пристрої збуджувався із використанням тиратронного генератора з комутатором ТГИ1-2000/35 та резонансного перезаряду накопичувальної ємності 1650 пФ (в різних експериментах були використані й інші ємності, зокрема 680 пФ та 470 пФ) за схемою приведеною на

рис. 2.4. Високовольтний імпульсний блок живлення ГРТ, що використовувався в дослідженнях, забезпечував імпульсну напругу до 10 кВ, частоту повторення імпульсів від одиниць Гц до 10 кГц, середній розрядний струм до 500 мА, а максимальну вихідну потужність до 2,5 кВт. Режим резонансної перезарядки даного дозволяє збільшити напругу на накопичувальному конденсаторі C_n до 2 х разів по відношенню до напруги U_v на випрямлячі.

2.3. Загальна схема контролю часових параметрів ЛПМ

В ЛПМ для збудження розряду застосовуються імпульси напруги та струму короткої тривалості (~ 200 нс) з крутим фронтом та амплітудою відповідно ~ 10 кВ та ~ 300 А. Ці обставини визначають вимоги до датчиків напруги та струму, які призначені для реєстрації електричних параметрів в колі збудження, в тому числі в самій ГРТ, а також в тиратроні. Датчиками імпульсів струму і напруги на газорозрядному пристрої слугували коаксіальний шунт (рис 2.7), опором 0.055 Ом та ємнісний подільник напруги (рис 2.8)

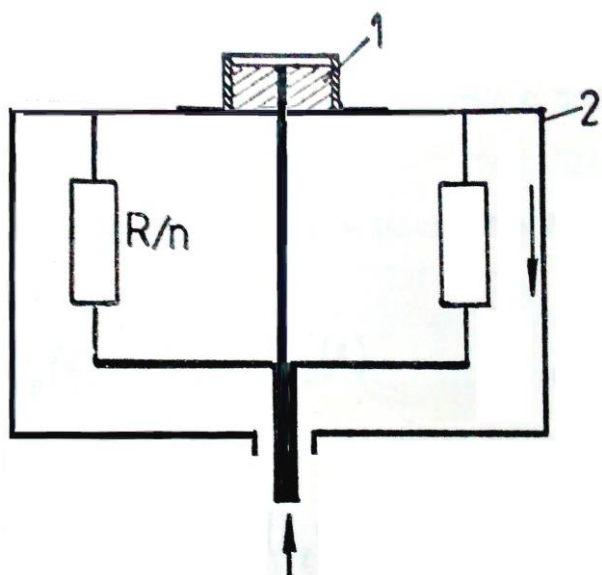


Рис 2.7. Конструкція коаксіального шунта: 1 – ВЧ розйом, 2 – зворотній коаксіальний токопровід.

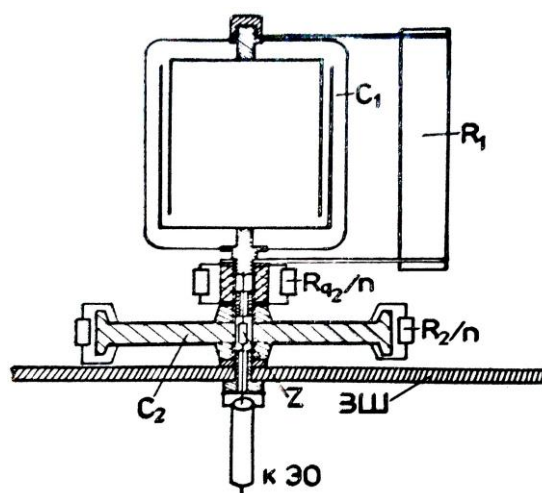


Рис 2.8. Конструкція RC – подільника напруги: ЗШ – шина заземлення.

Часові характеристики імпульсних сигналів досліджувалися за допомогою осцилографа С1–99.

Реєстрація емісійно-часових характеристик проводилась фотоелектронним помножувачем ФЭУ-106, випромінювання на який попадало з монохроматора МДР-6. Для відображення часових характеристик застосовувався двоканальний осцилограф С1-99. На один канал осцилографа подавався сигнал з ФЕП, а на інший – зі шунта струму 2 (рис.2.9). Відносні похибки осцилографічних вимірювань складали близько 25%.

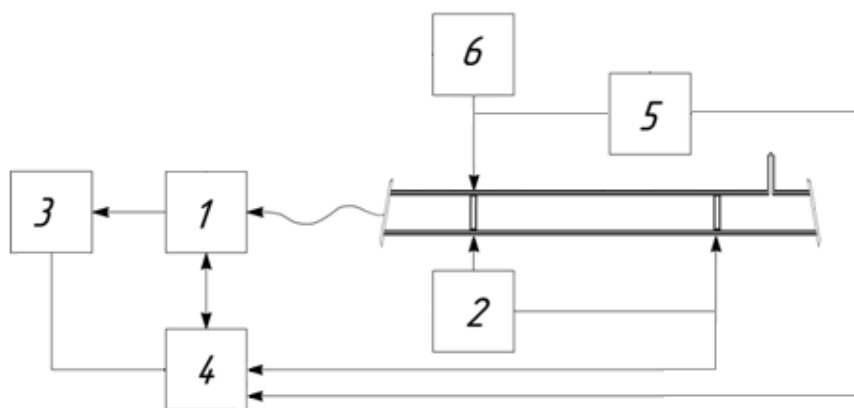


Рис. 2.9 Блок-схема контролю часових характеристик: 1 – спектральний монохроматор МДР-6; 2 – шунт струму; 3 – фотоелектронний помножувач ФЭУ-106; 4 – універсальний осцилограф С1-99; 5 – ємнісний подільник напруги; 6 – високовольтний імпульсний блок живлення

Часові характеристики імпульсів випромінювання плазми розрядів реєструвалися апаратним комплексом на базі спектрального монохроматора –1. На виході монохроматора МДР-6 встановлено фотоелектронний помножувач – 3, сигнал з якого виводився на один з каналів осцилографа – 4.

2.4. Загальна схема контролю спектральних характеристик ЛПМ

Запис інтегрованих в часі спектрів випромінювання розряду виконано із застосуванням спектрального комплексу (рис.2.10) який включав в себе: монохроматор МДР-6, фотоприймач ФЭУ-106 та самописець Н307/1, або спектрометричного комплексу, до складу якого входили два детектори оптичного випромінювання: ПЗЗ-лінійка (CCD-камера HS 101H) – 6 та фотоелектронний

помножувач – 7 на базі монохроматора MS 7504i (SOLAR TII), виготовленого за горизонтальною оптичною схемою Черні-Тьорнера з компенсацією астигматизму. Дана оптична схема дозволяє уникнути повторного відбивання випромінювання від дифракційних ґраток. Спектральний монохроматор MS 7504i є автоматизованим пристроєм, який керується програмно від персонального комп'ютера (ПК) – 8. Спектрометр MS 7504i має два оптичних виходи на фотоприймачі – CCD-камеру HS 101H та фотоелектронний помножувач R928 і дозволяє автоматично за допомогою ПК переключатись на необхідний з виходів.

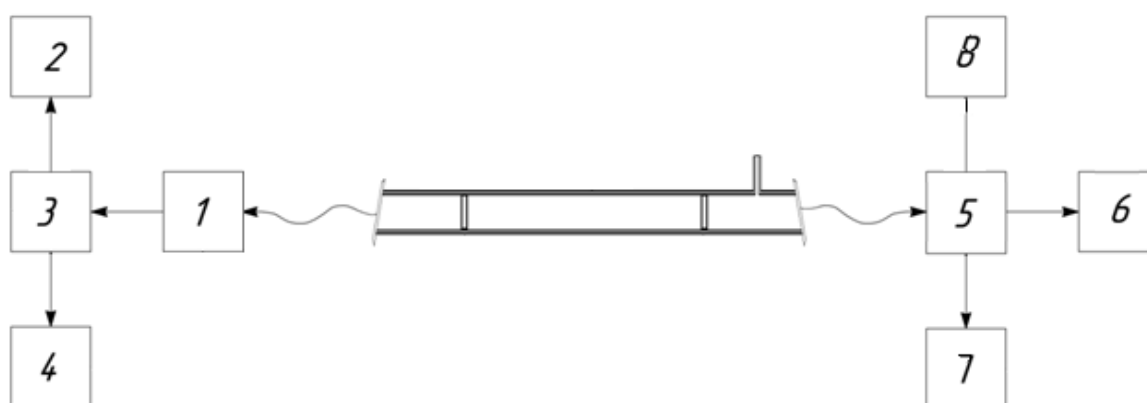


Рис. 2.10. Блок-схема контролю спектральних характеристик. 1 – спектральний монохроматор МДР-6; 2 – самописець; 3 – фотоелектронний помножувач ФЭУ-106; 4 – універсальний осцилограф С1-99; 5 – спектральний монохроматор MS 7504i; 6 - CCD-камера HS 101H; 7- фотоелектронний помножувач R928; 8 - персональний комп'ютер (ПК)

Монохроматор MS 7504i має чотири дифракційні ґратки, які ми використовували в наших експериментах: решітку 2400 шт/мм, з максимумом спектральної чутливості на 270 нм; 1800 шт/мм, з максимумом спектральної чутливості на 400 нм; 1200 шт/мм, з максимумом спектральної чутливості на 600 нм, решітку 150 шт/мм, з максимумом спектральної чутливості на 475 нм. Автоматичне переключення ґраток здійснювалось програмно командами з ПК.

Система реєстрації випромінювання, основні елементи якої були наведені на рис. 2.10., дає можливість проводити дослідження спектрів, залежності

інтенсивності випромінення від компонентного складу середовища, параметрів накачки та ін.

Для системи реєстрації на базі монохроматора MS 7504i (для обох фотодетекторів) був визначений спектральний розподіл чутливості. Калібрування проводилось з використанням дейтерієвої лампи ДДС-30 в УФ-області спектру, та стрічкової вольфрамової лампи накаливання СИ8-200У – у видимій. Калібрування же за довжинами хвиль проводилось за допомогою ртутної лампи низького тиску.

Монохроматор MS 7504i укомплектований чотирма нарізними дифракційними ґратками (таблиця 2.1), які можна змінювати програмно. Також в MS 7504i інтегровано 16-розрядний АЦП для оцифрування сигналу з ФЕП з послідуною передачею даних до ПК за допомогою інтерфейсу RS-232.

Таблиця 2.1.

Параметри дифракційних ґраток монохроматора MS 7504i.

Кількість штрихів на мм	2400	1800	1200	150
Довжина хвилі кута відблиску, нм	270	400	600	475
Робочий спектральний діапазон (більше 40% ефективності), нм	190-540	267-800	400-1200	317-950
Зворотна лінійна дисперсія, нм/мм (на довжині хвилі кута відблиску)	0,508	0,6	1	8,78
Спектральна роздільна здатність, нм (визначено на CCD з розміром пікселя 12 мкм)	0,011	0,014	0,022	0,17

Запис інтегрованих у часі спектральних характеристик розряду здійснювався переважно з використанням в якості детектора оптичного випромінювання CCD-камери HS 101H фірми Hamamatsu, установленної на виході монохроматора MS 7504i. Перевагою використання як фотодетектора CCD-камери HS 101H є можливість оперативно спостерігати на моніторі ПК за змінами

спектрального складу та розподілу інтенсивності випромінювання розряду в певній спектральній ділянці в ході зміни умов експерименту.

Саме за таким принципом і проводилися дослідження впливу умов експерименту на емісійні характеристики розряду в паро-газовій суміші, що досліджувалась. Основними такими умовами для лазера на парах міді з домішкою цинку є: напруга збудження розряду, тиск інертного газу, частота слідування імпульсів, збудження розряду та температура стінки ГРТ, що визначає температуру нагріву шматочків міді. Дані функціональні залежності в діапазоні змін умов експерименту характеризуються наявністю екстремумів, відповідно до яких і встановлювалися оптимальні робочі умови розряду. Саме при встановлених оптимальних умовах і визначалася максимальна потужність генерації випромінювання.

2.5. Похибки визначення основних характеристик

Всі основні експериментальні дослідження в даній роботі проводилися за спектроскопічною методикою, а тому особлива увага приділялась контролю стабільності параметрів розряду, точності юстування спектральної апаратури, калібруванню детекторів випромінювання. Важливу роль відігравала також точність приготування робочих газових сумішей за парціальними тисками. В процесі реєстрації спектрів випромінювання постійно контролювалися величини струму та напруги в розрядній трубці, а також потужності живлення і випромінювання. Нестабільність цих параметрів не перевищувала 2–3 % на протязі одного експерименту. Перед кожною серією експериментів проводилось юстування випромінювача за допомогою гелій-неонового лазера. Розміри щілин монохроматора в усіх експериментах були однакові.

Відносна статистична похибка визначення середньої потужності випромінювання визначалась наступним виразом

$$\delta P_n = \delta \bar{P} + \delta S + \delta(L+l) + \delta L, \quad (2.7)$$

де $\delta\bar{P}$, δS , $\delta(L+I)$ та δL – відносні похибки визначення відповідно потужності УФ випромінювання через одне з вихідних віконць; площі поперечного перерізу ГРТ; довжини активної частини ГРТ та відстані від кінця активної частини ГРТ до вихідного вікна; відстані від кінця активної частини ГРТ до вихідного вікна.

Точність порівняння відносної інтенсивності спектральних ліній і смуг визначалась точністю проведення калібрування системи реєстрації. Найбільші похибки при цьому вносять неточність калібрування еталонних ламп СИ8-200 і ДВС-25, а також похибки за рахунок геометричних факторів. Для системи реєстрації за допомогою монохроматора МДР-6 і ФЭУ-106 похибка відносних вимірів оцінювалась величиною 8–10 %. При визначенні абсолютної потужності випромінювання розряду до цих похибок додаються похибки калібрування приладу “Кварц-01”, світлофільтру УФС-2 та залежності їх спектральних характеристик від довжини хвилі. У наших вимірюваннях похибка абсолютних значень потужності випромінювання була досить великою і складала 25–30 %.

Похибки осцилографічних досліджень визначалися, в основному, точністю калібрування осцилографа С1–99 і складала 5–10 %.

Висновки до розділу 2

Сконструйовано та виготовлено ГРТ для дослідження впливу домішки цинку на вихідні характеристики лазера на парі міді.

В лабораторних умовах апробовано працездатність зібраної експериментальної установки та отримано одночасну лазерну генерацію на двох довжинах хвиль у поздовжньому імпульсно-періодичному розряді.

Відпрацьовано техніку і методику проведення експериментальних досліджень із вивчення емісійних характеристик розряду лазера на парах міді з домішкою цинку та проаналізовано фактори, що впливають на достовірність результатів.

РОЗДІЛ 3. ВПЛИВ ДОМІШОК МЕТАЛІВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА НА ПАРІ МІДІ

3.1. Механізми дії домішок металів

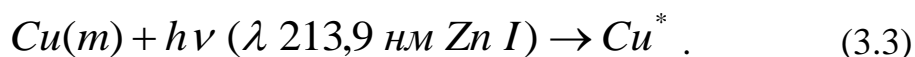
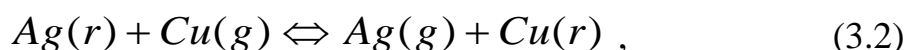
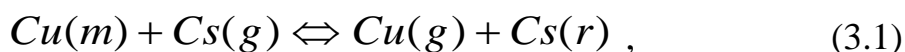
Спроби впливу на генераційні характеристики лазера на парі міді (ЛПМ) шляхом використання домішок металів є достатньо тривалими за часом (розпочинаючи ще з 1974 року) і достатньо неоднозначними за своїми наслідками. В цілому передбачувані механізми впливу слід характеризувати як такі, що ґрунтуються на цілком випадкових співпадиннях енергетичних станів у спектрі атома міді та атомів-домішок та сподіваннях про значну ефективність перебігу резонансної передачі енергії в тому чи іншому напрямку між робочими та домішковими атомами.

Зокрема, у патенті [125] звернуто увагу на співпадиння в енергії метастабільних станів атомів міді та резонансних станів атомів цезію. На думку автора, це могло б призвести до ефективного спустошення нижніх робочих рівнів міді у зіткненнях II роду з атомами цезію. Через це атоми цезію в цьому випадку відіграють роль енергетичних акцепторів. Насправді, в ході експериментальних досліджень було встановлено не такий вже і значний позитивний вплив домішки атомів Cs [126], механізм якого далеко не такий однозначний [127].

В подальшому було запропоновано домішки – енергетичні донори [128, 129], зокрема атоми срібла. Їхній позитивний вплив мав би проявитися у підсиленні накачування верхнього робочого рівня внаслідок співпадиння в енергії резонансних станів міді та срібла. Позитивний вплив такої домішки-донора спостерігався як для лазера на парах галогенідів (у більшій мірі), так і на чистій парі міді.

Нарешті, в роботі [130] було запропоновано атоми цинку, як домішку резонансного оптичного впливу. Механізм дії цієї домішки передбачає спустошення метастабільних станів міді поглинанням ними резонансного випромінювання цинку 213,9 нм, та наступну підкачку резонансних станів міді за

Адже справді, допоки що відсутні будь-які кількісні дані щодо ефективності перебігу усіх із зазначених процесів. А саме, повністю відсутні як перерізи (розрахункові й експериментальні), так й константи швидкостей реакцій енергообміну (див. нижче реакції (3.1-3.3)) для усіх зазначених вище видів взаємодій домішок із атомами міді (див. рис. 3.1) Позначення g , m , r , і $*$ означають основний, метастабільний, резонансний та інший збуджений стани атома.



Через це питання працездатності цих механізмів в конкретних умовах є достатньо дискусійним.

3.2. Вплив атомів цинку на теплофізичні характеристики ЛПМ

Зупинимося детальніше на вивченні впливу домішки резонансної оптичної дії. Відмітимо, що така ідея “модифікації” ЛПМ належить групі Сайто [130]. При введенні в активне середовище ЛПМ домішки атомів цинку протягом імпульсу збудження ефективно збуджується резонансна лінія цинку 213,9 нм. Автори вважають, що поглинання цієї лінії атомами міді в метастабільному стані призводить одночасно як до дезбудження нижнього лазерного рівня, так і до підкачки верхнього через каскадні переходи, що ніби-то і робить таку модифікацію особливо ефективною. Атоми цинку вводяться у формі чистого металу в активне середовище CuBr-лазера. З нашої точки зору, запропонований механізм є вельми цікавим. Зрозуміло, що він ґрунтується на унікальному співпаданні довжин хвиль обох елементів – робочого та домішки. Результати впливу цієї домішки виявилися достатньо вражаючими. Спостерігалось значне (до 2-х разів!) збільшення потужності, енергії й тривалості імпульсів.

В нашій роботі цей резонансний механізм впливу був апробований для ЛПМ на чистій парі міді [131]. Нами було використано Cu-Zn-Ne суміш на противагу CuBr-Zn-Ne суміші із роботи [130]. Дослідження включало як експериментальне вивчення впливу домішки, так і пряме вимірювання поглинання резонансного випромінювання атома цинку метастабільними станами атома міді.

При нагріванні резервуара із цинком (рис. 3.2) до температури T понад 350°C спостерігалось певне покращення усіх контрольованих параметрів

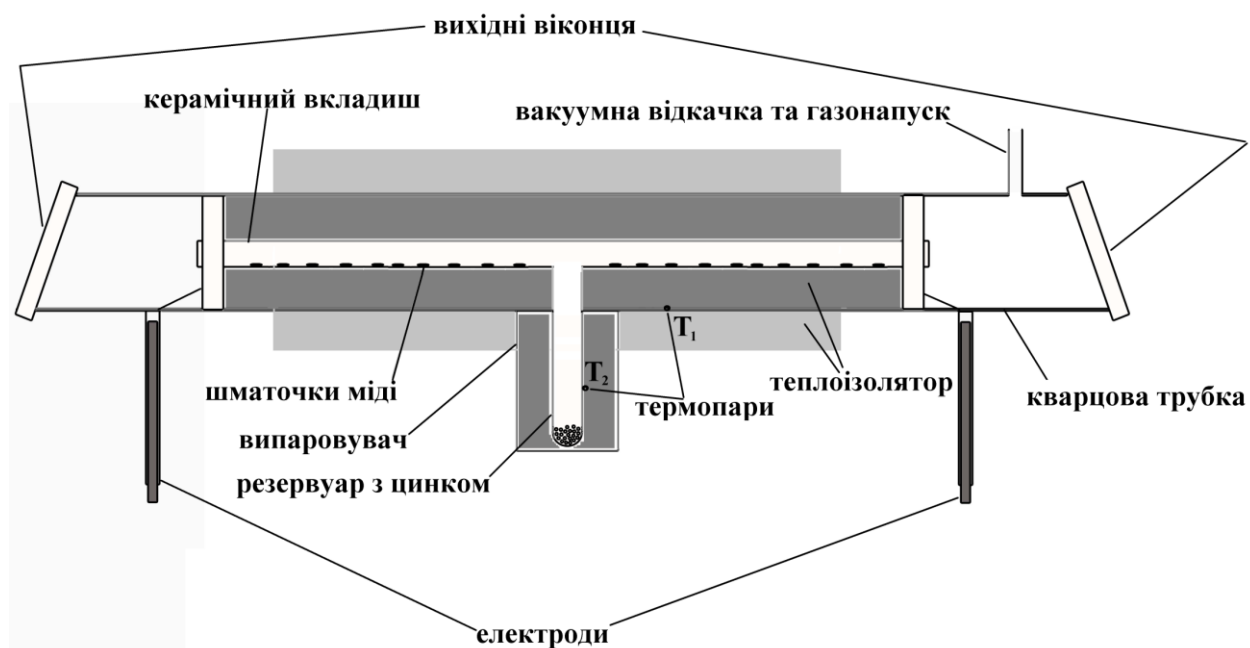


Рис.3.2. Схематичне зображення ЛПМ на Cu-Zn-Ne суміші.

лазерних імпульсів (енергія, тривалість та потужність – рис.3.3.). Воно мало місце при збільшенні температури до $\sim 600^\circ\text{C}$. Зареєстроване збільшення енергії імпульсу становило до 2 разів у порівнянні до енергії ЛПМ без домішки. При температурі ж контейнера понад 650°C усі параметри лазерних імпульсів вгасали.

Зазначимо, що наведені на рис. 3.3 температурні залежності енергії, амплітуди та тривалості імпульсу були отримані для буферного газу неону тиском 8 кПа , напруги на випрямлячі $5,4\text{ кВ}$ та середнього струму випрямляча $0,24\text{ А}$. Величина накопичувальної ємності склала 1650 пФ , а частота повторення 10 кГц .

Діаметр та довжина газорозрядної трубки (ГРТ) складали 1 см та 35 см відповідно.

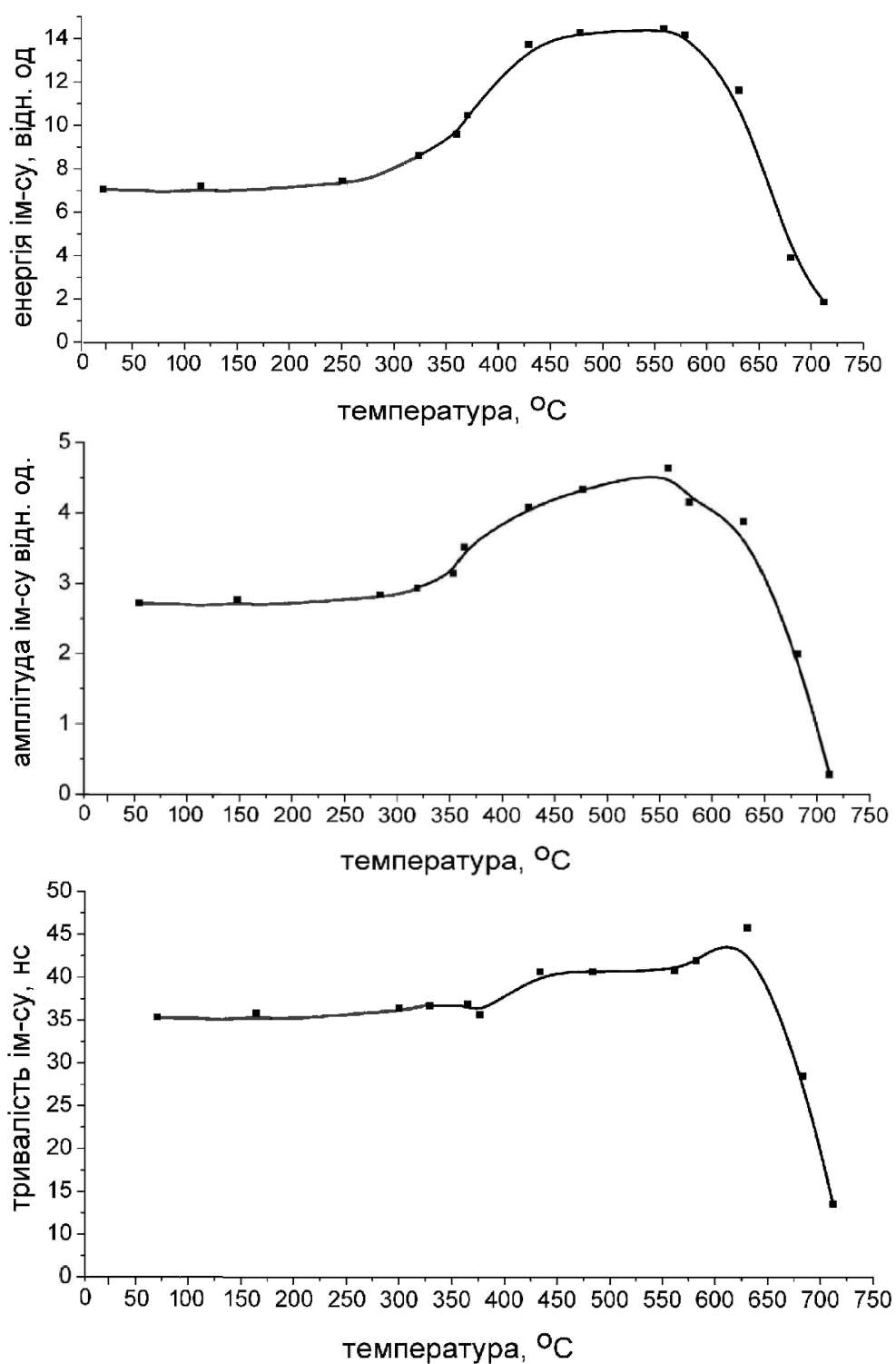


Рис. 3.3. Залежності вихідних параметрів ЛПМ від температури контейнера з цинком [131].

Також було встановлено, що введення домішки цинку на 21,5% зменшує енерговклад при досягненні максимального значення середньої вихідної потужності (рис.3.4). Верхня шкала на рисунку відповідає температурі на ГРТ. Також з рис. 3.3б бачимо, що при малих напругах суміш пари міді з цинком має значно більшу величину середньої вихідної потужності ніж пара чистої міді.

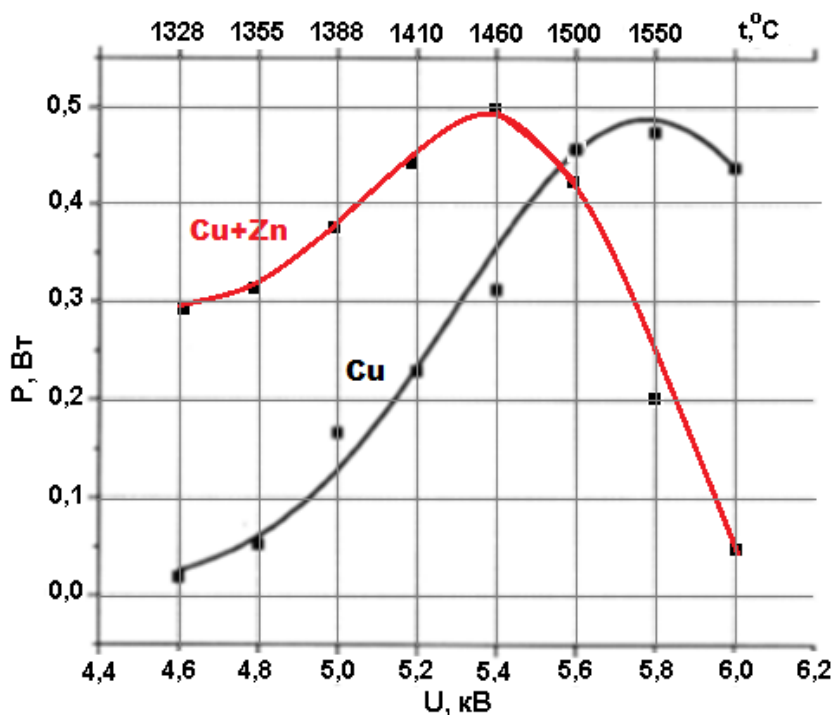


Рис. 3.4. Експериментальні залежності середньої вихідної потужності ЛПМ від напруги.

Наведені на рис. 3.4 залежності середньої вихідної потужності від напруги були отримані для буферного газу неону тиском 8 кПа. Величина накопичувальної ємності складала 1650 пФ, а частота повторення 10 кГц. Діаметр та довжина газорозрядної трубки (ГРТ) складала 1 см та 35 см відповідно. Температура резервуару з цинком складала 550 °С при якій характеристики генерації досягають свого максимуму (див. рис 3.3).

3.3. Про можливість резонансного оптичного впливу домішки цинку

Для перевірки гіпотези дієвості резонансного оптичного накачування як ймовірного механізму позитивного впливу домішки цинку, нами було здійснено експеримент. Схему експерименту представлено на рис. 3.5. Цей експеримент слугував меті прямого вимірювання величини поглинання резонансної лінії 213,9 нм Zn I від незалежного випромінювача на основі імпульсного розряду в парі цинку, метастабільними атомами міді у ГРТ ЛПМ. Виміри проводилися із використанням регульованої затримки імпульсів випромінювання як протягом, так і між імпульсами накачки ЛПМ. В жодному випадку тут не було зареєстровано будь-якого поглинання в межах чутливості експериментальної апаратури.

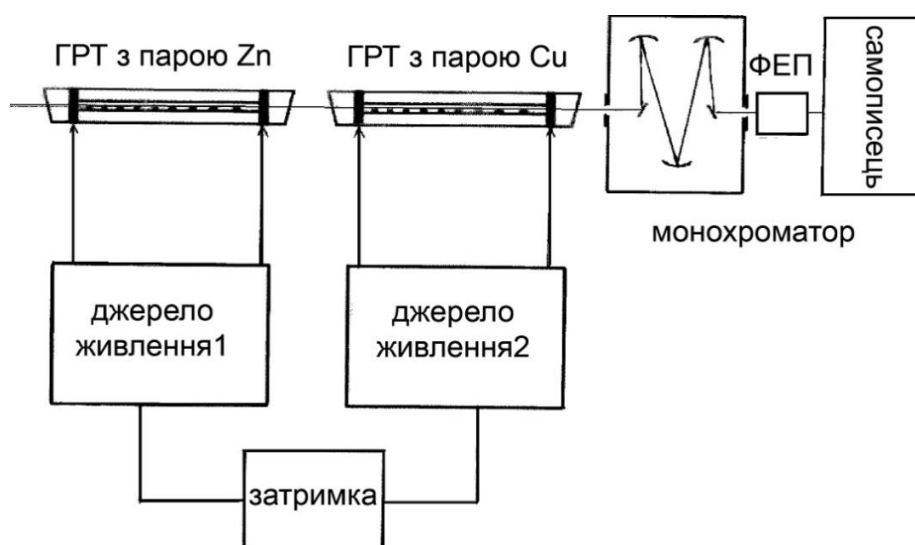


Рис. 3.5. Схема експерименту із вимірювання поглинання в ГРТ ЛПМ резонансної лінії атома цинку, що випромінюється додатковим імпульсним розрядним джерелом на парі цинку.

Таким чином, у парі “чистої” міді домішка атомів Zn покращує вихідні параметри ЛПМ. Це покращення, втім, не настільки значне як у випадку CuBr-лазера, проте цілком очевидне і має бути пояснене.

В роботі [130] передбачався як механізм впливу домішки цинку – резонансне оптичне накачування. Як відомо, поглинання спектральної лінії залежить від значного числа параметрів. Позначивши спектральний розподіл інтенсивності резонансної лінії цинку на вхідному вікні ЛПМ як $I_{Zn}(\nu)$, ми можемо представити спектральний розподіл інтенсивності цієї лінії на вихідному вікні ЛПМ таким чином

$$I_{Zn}(\nu) \exp[-N_m \sigma_{213,9}(\nu)l] \quad (3.4)$$

Тут: N_m – населеність метастабільного $3d^9 4s^2 {}^2D_{5/2}$ стану міді, що є нижнім робочим рівнем для “зеленої” лазерної лінії 510,6 нм та нижнім рівнем для лінії Cu I 213,9 нм $3d^9 4s^2 {}^2D_{5/2} - 3d^{10} 7p {}^2P_{3/2}^o$ переходу; $\sigma_{213,9}(\nu)$ – спектральний розподіл перерізу поглинання для лінії Cu I 213,9 нм; l – довжина стовпу пари в ГРТ ЛПМ.

Повна ж інтенсивність резонансної лінії цинку на виході із ГРТ ЛПМ із включеним розрядом становитиме

$$I_2 = \int_0^{\infty} I_{Zn}(\nu) \exp[-N_m \sigma_{213,9}(\nu)l] d\nu \quad (3.5)$$

При виключеному розряді повна інтенсивність

$$I_1 = \int_0^{\infty} I_{Zn}(\nu) d\nu \quad (3.6)$$

буде відповідати відсутності будь-якого поглинання резонансної лінії цинку атомами міді в метастабільному стані. Зазначимо, що для розрахунку спектрального контуру резонансної лінії цинку $I_{Zn}(\nu)$ слід врахувати надтонку структуру (н.т.с.) цієї лінії, зокрема спектральне зміщення її компонент. Необхідно також врахувати ізотопічний зсув. Нарешті, слід прийняти до уваги та розрахувати розширення компонент спектральної лінії під дією різних механізмів.

Атом цинку має природний ізотопний склад [132]: ^{64}Zn – 48,6 %, ^{66}Zn – 27,9 %, ^{67}Zn – 4,1%, ^{68}Zn – 19,0 %, ^{70}Zn – 0,6 %. Усі ядра за виключенням ізотопу ^{67}Zn є парно-парними і, отже, мають нульовий ядерний спі́н. Приймаючи до уваги невелику розповсюдженість ізотопу ^{67}Zn у природному зразку цинку, знехтуємо його впливом на н.т.с. станів атома цинку. Через це враховуватимемо тільки ізотопний зсув. Необхідні константи ізотопного зсуву для резонансної лінії 213,9 нм Zn I були запозичені також з [132]. Положення та інтенсивності компонент н.т.с. резонансної лінії цинку наведено на рис. 3.6.

Кожна зі спектральних компонент ізотопного зсуву розширюється самостійно. Незалежно враховувалися доплерівський та дисперсійний механізми розширення. При ймовірній температурі газу в ЛПМ 2000 К півширина доплерівськи розширених компонент становитиме $\Delta\nu_D \approx 0,18 \text{ см}^{-1}$. Півширина дисперсійного розширення кожної зі спектральних компонент із урахуванням природного (натурального) розширення (ймовірність спонтанного розпаду для резонансного стану цинку $A = 7,4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ [132]) та зіткненевого розширення зіткненнями атомів Zn з атомами неона (тиск 4 кПа), цинка та міді становитиме $\Delta\nu_L \approx 0,43 \text{ см}^{-1}$. Як відомо одночасна дія доплерівського та дисперсійного розширення спричиняють фойхтівський контур кожної із компонент спектральної лінії. Повний спектральний контур випромінювання резонансної лінії цинку, отриманий сумуванням контурів фойхтівськи розширених кожної з компонент н.т.с., наведено на рис. 3.7 (зліва). Відмітимо велику долю лоренцівського розширення у повному контурі, зумовлену високою ймовірністю переходу.

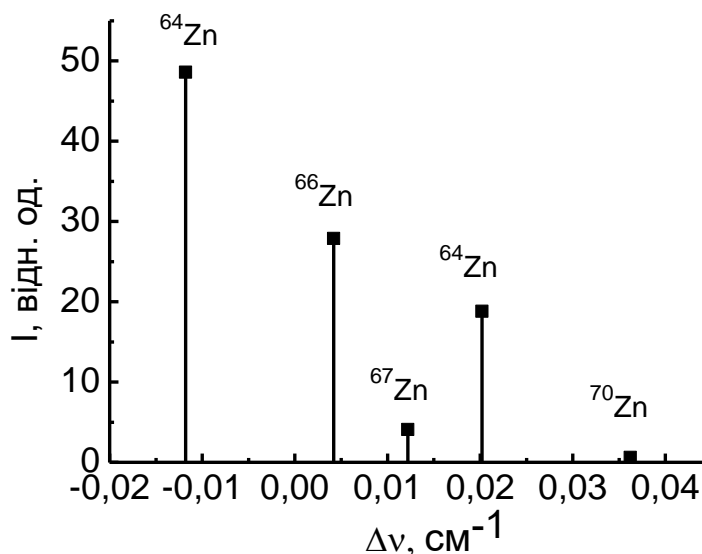


Рис. 3.6. Положення відносно центру тяжіння та інтенсивності ізотопних компонент мультиплету 213,9 нм цинку.

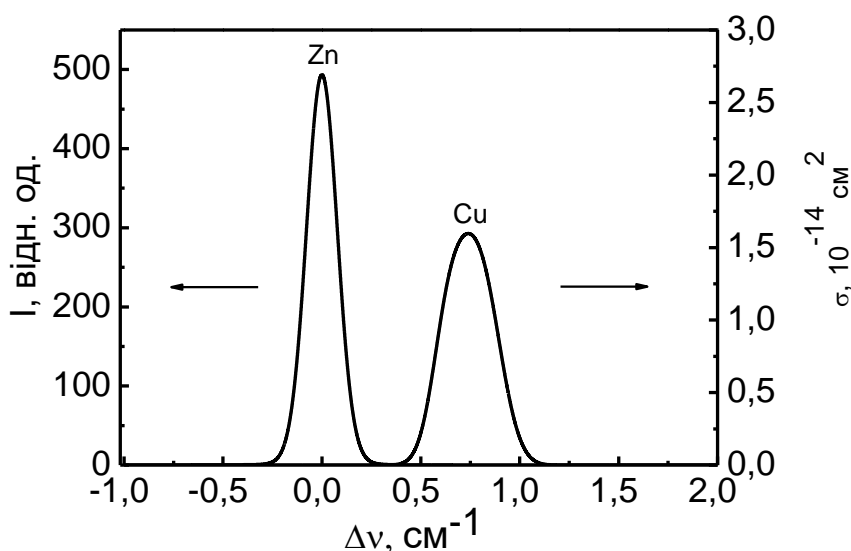


Рис. 3.7. Розраховані фойхтівські контури лінії випромінювання 213,9 нм атома цинку (відн. од., зліва) та перерізу поглинання лінії 213,9 нм атома міді (справа).

Наступний крок для розрахунку поглинання полягав у тому, аби встановити спектральну залежність перерізу поглинання для спектральної лінії міді 213,9 нм. Це було зроблено наступним чином. У цілому, як і в попередньому випадку, використано фойхтівський контур. Величину $\Delta\nu_L$ було оцінено із використанням значення імовірності $A = 0.13 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ [9] – $\Delta\nu_L \approx 0.05 \text{ см}^{-1}$, а $\Delta\nu_D \approx 0.18 \text{ см}^{-1}$. Крім

того, для нижнього метастабільного $4s^2\ ^2D_{5/2}$ стану були враховані ізотопічний зсув та н.т.с.. Необхідні дані були взяті з роботи [134].

Стосовно ж верхнього $7p\ ^2P_{3/2}^o$ високолежачого рівня, ані н.т.с., ані ізотопічний зсув не враховувались. Схема розщеплення $4s^2\ ^2D_{5/2}$ енергетичного стану міді, положення та відносні інтенсивності компонент спектрального мультиплету міді 213.9 нм наведені відповідно на рис. 3.8 та на рис. 3.9.

Різницю енергій між центрами цинкової та мідної ліній з довжиною хвилі 213.9 нм прийнято 0.5 см^{-1} в [135]). Для розрахунку абсолютної величини

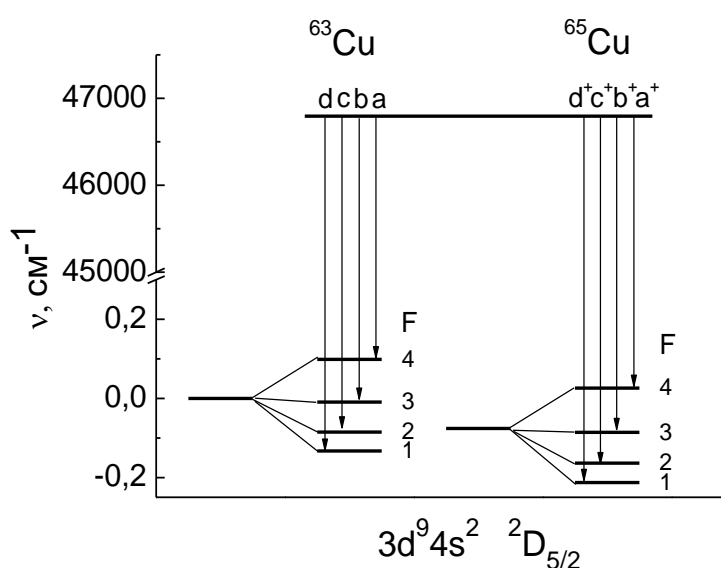


Рис. 3.9. Схема розщеплення $4s^2\ ^2D_{5/2}$ та $7p\ ^2P_{3/2}$ енергетичних станів міді.

перерізу поглинання було використане відоме співвідношення

$$\int \sigma(\nu) d\nu = \frac{\pi e^2}{m_0 c} f_\nu. \quad (3.7)$$

Тут $f_\nu = 0,006$ – значення сили осцилятора, взяте з [133]. Спектральну залежність перерізу поглинання наведено на рис. 3.7 (справа).

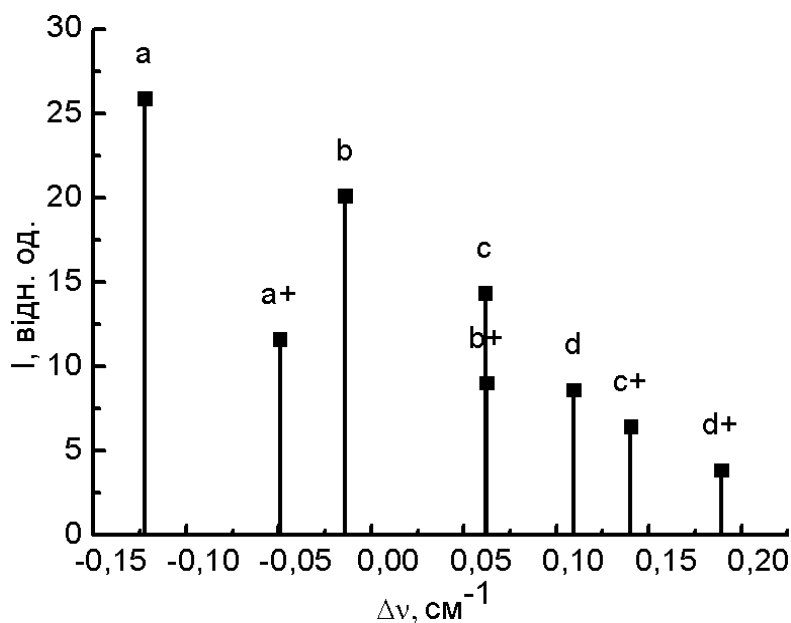


Рис. 3.9. Положення та інтенсивності компонент спектрального мультиплету міді 213,9 нм відносно центру тяжіння мультиплету.

Результати розрахунків узагальнено в таблиці 3.1. В ній наведено відповідні величини поглинання $A = 1 - I/I_0$ (I та I_0 – повні інтенсивності резонансної лінії цинку від стороннього джерела на вході та виході ГРТ ЛПМ). У розрахунках враховано три різні значення довжини стовпу парів міді 1, 35 та 50 см в ГРТ ЛПМ та три різні значення населеності метастабільного стану міді 10^{13} , $5 \cdot 10^{13}$ та 10^{14} см^{-3} .

Таблиця 3.1

Поглинання $A = 1 - I/I_0$ лінії цинку 213,9 нм для трьох зачень N_m та довжини ГРТ для фойхтівських контурів ліній міді та цинку 213,9 нм

$N_m, \text{см}^{-3}$	1 см	35 см	50 см
$1 \cdot 10^{13}$	$7,890 \cdot 10^{-5}$	$1,046 \cdot 10^{-3}$	$1,240 \cdot 10^{-3}$
$5 \cdot 10^{13}$	$3,273 \cdot 10^{-4}$	$2,519 \cdot 10^{-3}$	$3,221 \cdot 10^{-3}$
$1 \cdot 10^{14}$	$5,378 \cdot 10^{-4}$	$4,134 \cdot 10^{-3}$	$5,481 \cdot 10^{-3}$

Зазначимо, що практично усі результати вимірювань населеності метастабільних станів міді в ЛПМ дають верхнє значення $N_m \sim 2\text{--}3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Крім того, усереднена довжина поглинання по відношенню до внутрішнього

опромінення домішкою є значно меншою, аніж загальна довжина ГРТ 35 см. Отже, як експеримент, так і розрахунки поглинання не дають скільки-небудь значного ефекту поглинання.

У додаткових експериментах із прямого вимірювання поглинання на повній довжині ГРТ не було зафіксовано практично ніякого поглинання при жодній затримці між імпульсами в обох джерелах випромінювання. Якщо величину довжини поглинання взяти 1 см при $N_m = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, то розрахунок поглинання дає величину $A = 3,2 \cdot 10^{-4}$. Через це вважаємо, що не тільки (навіть і не стільки) резонансне поглинання є механізмом впливу домішки цинку на параметри ЛПМ, але й деякі інші процеси мають бути прийняті до уваги.

Зокрема, до числа таких процесів належать й співударяння II роду між атомами цинку в резонансних станах з атомами міді в метастабільних станах які повинні бути враховані. Крім того, більш детально повинно бути вивчено вплив домішки цинку на параметри плазми ЛПМ.

Зрештою, виконаний розрахунок яскраво підтверджує вже отриманий висновок: поглинання не є механізмом впливу, адже обидва контури навіть не перетинаються.

Отже, досліджено вплив домішки атомів цинку на вихідні характеристики лазера на парі “чистої” міді. Було встановлено, що тривалість, енергія та потужність лазерних імпульсів зростають до максимуму, коли в розряд ЛПМ дифундують атоми цинку з резервуару при температурі $\sim 500^\circ\text{C}$. Додаткові експерименти та розрахунки дають підстави аби вважати, що не тільки оптичне резонансне накачування лінією цинку 213,9 нм, але й інші процеси, як співударяння II роду можуть сприяти позитивному ефекту. Зміни параметрів плазми також мають бути вивчені більш детально. А саме, додаткове зростання температури розрядної трубки має бути внаслідок зростання концентрації атомів міді. Отже, зростатимуть і пружні втрати енергії електронів, а тому й температура газу й температура стінки, що призведе, знову ж таки, до зростання концентрації атомів міді, і т.д. Звісно, що першопричина цього явища полягає в різко відмінній

енергетичній залежності перерізу передачі імпульсу при розсіюванні електронів на атомах неону та міді.

3.4. Універсальний тепловий вплив домішок металів

В роботі [136] виконано чисельне моделювання характеристик роботи ЛПМ для реального зразка лазера. Вихідні параметри розраховано як для оптимальних, так і неоптимальних режимів роботи. Особливу увагу приділено ефекту термічної нестабільності (thermal runaway), який полягає в неконтрольованому зростанні температури розрядної трубки (ГРТ). У роботі [136] переконливо показано, що цей ефект своїй появі завдячує все зростаючим енергетичним втратам електронів у пружних зіткненнях вже не тільки з атомами неону, але й атомами міді внаслідок збільшенню напруги заряду накопичувальної ємності при температурі внутрішньої стінки понад оптимальну (~ 1500 °C). Баланс температури стінки при цьому стає нестійким через дію своєрідного позитивного зворотнього зв'язку. А саме, зростання температури розрядної трубки має за наслідок зростання концентрації атомів міді. Отже, зростатимуть і пружні втрати енергії електронів, а тому й температура газу й температура стінки. Отже, знову ж таки, зросте концентрація міді, і т.д. Звісно, що першопричина цього явища полягає в різко відмінній енергетичній залежності інтегрального перерізу передачі імпульсу (транспортного) при розсіюванні електронів на атомах неону та міді.

Погодившись з точкою зору про те, що зростання концентрації атомів міді понад оптимальну спричинює вплив на температуру стінки розрядної трубки T_w , закономірно постає питання, чи подібний механізм впливу не має місця й при введенні домішок атомів металів, зокрема цезію, срібла та цинку? Розглянемо дещо детальніше таку можливість. Як відомо, в рівнянні теплового балансу для температури газу в ГРТ зміну кінетичної енергії за рахунок передачі імпульсу від електронів до атомів газу у пружних зіткненнях описує вираз

$$\Delta Q_{el} = \frac{2m_e}{M} N_e N < \sigma_m v > \frac{3}{2} (T_e - T_g). \text{ Фізичний зміст виразу це кількість енергії, що}$$

передається від електронів до атомів в одиниці об'єму за одиницю часу. У цьому співвідношенні m_e та N_e – маса та концентрація електронів; M та N – маса та концентрація атомів газу; T_e та T_g – температури електронів та газу; $\langle \sigma_m v \rangle$ – константа швидкості процесу передачі імпульсу. Остання отримана усередненням інтегрального перерізу передачі імпульсу $\sigma_m(v)$, у процесі розсіювання електронів на атомах, за максвелівським розподілом електронів за швидкостями v .

Нами виконана оцінка величини значень $\langle \sigma_m v \rangle$ для різних значень температури електронів. З цією метою було використано інтегральні перерізи передачі імпульсу σ_m , або ж (у випадку відсутності) перерізи пружного розсіювання σ_{el} , наведені в табл. 3.2. Тут також наведені фактори $2m_e/M$ для кожного з атомів, що можуть входити в склад сумішей ЛПМ з домішками.

Таблиця 3.2

Значення параметрів для оцінки ефективності енергопередачі від електронів до атомів, причетних до ЛПМ з домішками металів

Атом	M, а.о.	$2m_e/M$	Перерізи	
			σ_m	σ_{el}
Ne	20,2	$5,433 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-16} \text{см}^2$ [137]	
Cu	63,5	$1,724 \cdot 10^{-5}$		$91 \cdot 10^{-16} \text{см}^2$ [138]
Cs	139	$0,824 \cdot 10^{-5}$	$152 \cdot 10^{-16} \text{см}^2$ [139]	
Ag	107,9	$1,016 \cdot 10^{-5}$	$125 \cdot 10^{-16} \text{см}^2$ [140]	
Zn	65,4	$1,676 \cdot 10^{-5}$	$120 \cdot 10^{-16} \text{см}^2$ [141]	

На рис. 3.10. зображено енергетичні залежності перерізів σ_m (у випадку відсутності – перерізів пружного розсіювання σ_{el}) для атомів зазначених елементів. Якщо для неону характерним є полого зростання перерізу з

максимумом $\sim 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ при 30 еВ, то для усіх атомів металів характерним є перевищення цих перерізів на два порядки (величиною понад $100 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$), та, що помітно відрізняє від неону, наявність максимуму у області зовсім низьких енергій.

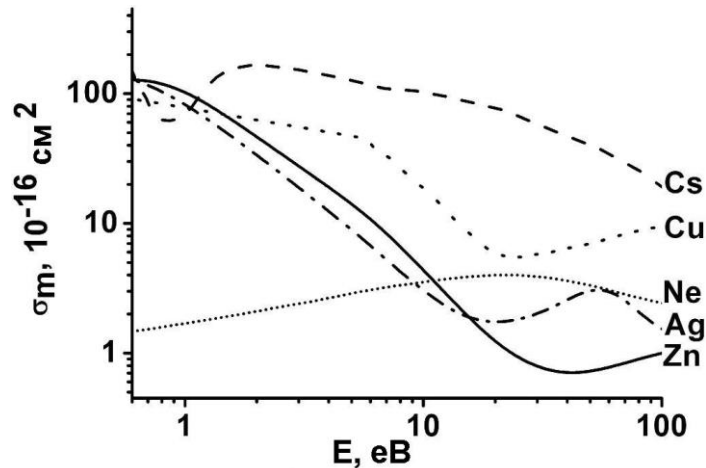


Рис. 3.10. Енергетичні залежності ефективних транспортних перерізів

σ_m при пружному розсіюванні електронів на атомах неону, міді, цезію, срібла та цинку

Розрахунок константи $\langle \sigma_m v \rangle$ [142] здійснено нами чисельним інтегруванням: $\langle \sigma_m v \rangle = 0,59 \cdot 10^8 \int_0^\infty E^{1/2} \sigma_m(E) f_{T_e} dE$. Це співвідношення адаптоване до оперування в одиницях вимірювання енергії електронів E в електронвольтах та ефективного перерізу σ_m в см^2 . Вказану константу швидкості отримуємо в одиницях $\text{см}^3/\text{с}$. Функцію максвелівського розподілу f_{T_e} тут слід брати у вигляді $f_{T_e} = 2(E/\pi)^{1/2} (T_e)^{-3/2} \exp(-E/T_e)$, (E та T_e – в еВ; f_{T_e} отримуємо в $(\text{еВ})^{-1}$).

Результати розрахунків наведено в табл. 3.3 у вигляді обрахованих числових значень $\frac{2m_e}{M} \langle \sigma_m v \rangle$, які визначають ефективність теплопередачі від електронів до різних атомів (див. вище вираз для ΔQ_{el}). Ці обрахунки виконано для 3-х значень температур електронів – 3 еВ (оптимальна температура для лазера на парі міді протягом імпульсу збудження), 0,4 еВ (характерна для початкової стадії

міжімпульсного періоду), 0,2 еВ (характерна для завершальної стадії міжімпульсного періоду). При інтегруванні враховано інтервал енергій електронів 0 – 100 еВ, який є цілком достатнім для обрахування з достатньою для нас точністю числових значень констант швидкості теплопередачі у пружних зіткненнях.

Таблиця 3.3

Чисельні значення параметра $\frac{2m_e}{M} < \sigma_m v >$ для фіксованих значень температури електронів

атом	$\frac{2m_e}{M} < \sigma_m v >, \text{см}^3/\text{с}$		
	$T_e=3\text{eV}$	$T_e=0,4 \text{ eV}$	$T_e=0,2 \text{ eV}$
Ne	$1,79 \cdot 10^{-12}$	$3,49 \cdot 10^{-13}$	$1,95 \cdot 10^{-13}$
Cu	$9,01 \cdot 10^{-12}$	$4,44 \cdot 10^{-12}$	$2,76 \cdot 10^{-12}$
Cs	$1,26 \cdot 10^{-11}$	$6,90 \cdot 10^{-12}$	$5,53 \cdot 10^{-12}$
Ag	$2,19 \cdot 10^{-12}$	$4,53 \cdot 10^{-12}$	$3,91 \cdot 10^{-12}$
Zn	$4,66 \cdot 10^{-12}$	$6,84 \cdot 10^{-12}$	$4,67 \cdot 10^{-12}$

Отримані результати засвідчують, що при концентраціях атомів міді $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, домішок цезію $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, срібла та цинку $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, ефективність передачі енергії електронів атомам металів (кількість переданої теплової енергії) є сумірною із передачею енергії атомам буферного газу неону при концентрації $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Більше того, більш точна оцінка передачі енергії від електронів до газу та пари вимагає ще і врахування кулонівських зіткнень електронів з їх іонами. При цьому у сумішах метал-інертний газ переважно іонізуються якраз атоми металів. Використаємо для оцінки частоти електрон-іонних зіткнень у плазмі відоме співвідношення [139].

$$\nu_{ei} = \frac{2,8N_e}{(1,16 \cdot 10^4 T_e)^{3/2}} \ln \frac{4 \cdot 10^6 T_e}{N_e^{1/3}}. \quad (3.8)$$

Тут N_e повинно бути виражено в см^{-3} , T_e в еВ, а ν_{ei} буде отримане в с^{-1} . Для $T_e = 0,5$ еВ, $N_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ матимемо $\nu_{ei} = 1,9 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Далі, для $T_e = 0,2$ еВ, $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ матимемо $\nu_{ei} = 1,1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Для $T_e = 3$ еВ, $N_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ матимемо $\nu_{ei} = 1,25 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Порівняння із даними табл. 3.2 для однакової концентрації електронів N_e засвідчує, що теплопередача до іонів домішок тієї ж величини, що й до їх атомів.

Нарешті, опираючись на результати виконаних оцінок, можна заключити, що введення металевих домішок усіх трьох типів призводить до збільшення теплопередачі від електронів до паро-газової суміші. У свою чергу, уся теплова енергія, зосереджена у буферному газі, атомах міді та домішках у вигляді кінетичної енергії руху, завдяки теплопровідності у кінцевому випадку передається внутрішній стінці розрядної трубки. Через це вважатимемо, що її температура T_w зростатиме.

Отже, на нашу думку, при введенні в активне середовище домішкових атомів металів можна розраховувати на збільшення температури розрядної трубки. На нашу думку, тут можна спрогнозувати ситуації двох типів.

1. Коли лазер на парі міді працює в оптимальному режимі, введення додаткових домішкових атомів може спричинити тільки погіршення умов збудження генерації. Адже при цьому неодмінно спостерігатиметься зниження температури електронів протягом імпульсу струму, а отже й ефективності накачування. Нарешті, коли температура електронів стане меншою порогового рівня, генерація припиниться. Слід зазначити, що у всіх відомих випадках збільшення концентрації домішок понад оптимальне значення завжди призводило до повного зриву генерації.

2. В той же час, за умов, коли температура розрядної трубки дещо менша оптимальної, введення атомів домішок спочатку дає позитивний ефект, оскільки призведе до підвищення T_w . Таке підвищення обмежене досягненням температури понад оптимальну величину, а отже і супроводжується затуханням генерації.

На нашу думку, запропонований нами механізм впливу є достатньо універсальним і може навіть призводити до більш виразних наслідків, аніж ті, що

зумовлені резонансними співпаданнями окремих енергетичних рівнів робочих атомів (мідь) та атомів-домішок.

3.5. Термічний вплив домішок на режим роботи ЛПМ

Виконаємо деякі чисельні оцінки, що мають на меті отримання доказів можливості термічного впливу домішок на режим роботи ЛПМ.

Як відомо, стаціонарний тепловий потік Q крізь циліндричний шар речовини завдовжки l (рис. 3.11, заштриховано) з питомою теплопровідністю λ , обмежену поверхнями діаметрами d_1 та d_2 , що підтримуються при сталих температурах стінок t_{c1} та t_{c2} , становить:

$$Q = \frac{2\pi \cdot \lambda \cdot l \cdot (t_{c1} - t_{c2})}{\ln d_2 / d_1} . \quad (3.9)$$

Тут λ – коефіцієнт питомої теплопровідності речовини.

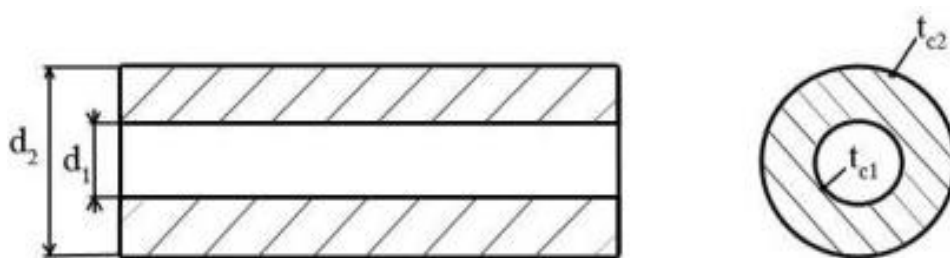


Рис. 3.11. Кількісні характеристики теплового потоку між циліндричними поверхнями фіксованої температури.

Непоганим наближенням до реальної ГРТ буде її шарувата модель (рис. 3.12). Зовнішнім циліндричним шаром в цій моделі є кварцова оболонка питомою теплопровідністю λ_3 та діаметрами циліндричних поверхонь d_3 й d_4 . Проміжним циліндричним шаром є теплоізолятор з піношамоту питомою теплопровідністю λ_2 та діаметрами циліндричних поверхонь d_2 та d_3 . Нарешті, внутрішнім циліндричним шаром є розрядна керамічна трубка з окису берилію питомою теплопровідністю λ_1 та діаметрами поверхонь d_1 та d_2 .

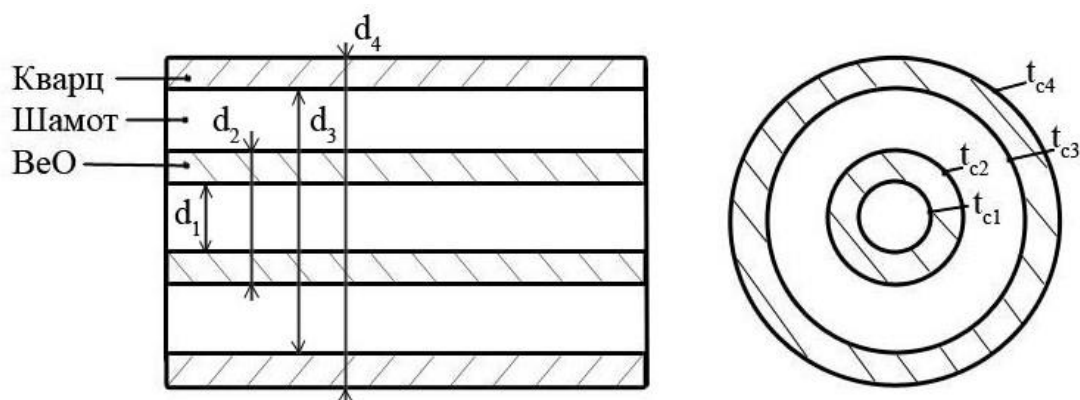


Рис. 3.12. Шарувата модель ГРТ

Після виходу режиму роботи на стаціонарний рівень теплові потоки крізь усі циліндричні поверхні рівні поміж собою. Це дає можливість отримати зв'язок між температурами:

$$t_{c1} = t_{c4} + \frac{Q}{2\pi l} \left[\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} \right]. \quad (3.10)$$

Для встановлення чисельного зв'язку поміж параметрами t_{c1} та t_{c4} скористуємося даними із таблиці 3.4 для теплофізичних параметрів використовуваних матеріалів

Таблиця 3.4

Дані щодо теплопровідності використаних матеріалів в конструкції ГРТ

№	Матеріал	t, °C	λ , Вт/(м град)
1	Окис берилію	1500	14
2	Піношамот	1100	0,44
3	Кварц плавлений	100	1,46

Використавши геометричні параметри нашої ГРТ ($d_1 = 8$ мм; $d_2 = 10$ мм; $d_3 = 58,5$ мм; $d_4 = 62,5$ мм), режим живлення ЛПІМ (напруга на випрямлячі 4400 В, струм випрямляча 0,3 А, та значення $l = 0,3$ м) з попереднього співвідношення отримаємо $t_{c1} = 1528$ °C. Ця чисельна оцінка температури ГРТ, що є зовсім

реалістичною, спонукає оцінити наскільки ж може зрости температура ГРТ при внесенні домішок зазначених металів.

Використовуючи дані таблиці 3.4, оцінимо розподіл пружних втрат для типових робочих сумішей. Так для $p_{Ne} = 30$ мм рт.ст. ($N_{Ne} \approx 1,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) та $N_{Cu} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ отримуємо $Q_{Ne}/Q_{Cu} \approx 2,86 \cdot 10^5 / 9 \cdot 10^3$. Тобто, в мідний пар вкладається біля 3 % потужності. Для суміші ж $p_{Ne} = 30$ мм рт.ст. ($N_{Ne} \approx 1,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), $N_{Cu} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, та $N_{Zn} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. $Q_{Ne}/Q_{Cu}/Q_{Zn} \approx 2,86 \cdot 10^5 / 9 \cdot 10^3 / 4,7 \cdot 10^3$. Тепер в металевий пар вкладатиметься загалом біля 4,6 % загальної потужності. Загальне прирощення Q в 1,6 % слід віднести до енерговкладу в цинковий пар. Відповідне прирощення температури стінки ГРТ становитиме 23 °C та вона дорівнюватиме 1551 °C. Таке прирощення температури відповідає зростанню рівноважної концентрації атомів міді відповідно з 10^{15} см^{-3} до $1,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, тобто десь на 30 %. В такій же мірі можна очікувати зростання середньої потужності генерації.

Зупинимось далі безпосередньо на даних експериментів, що мали на меті встановити кореляцію концентрації домішки цинку із концентрацією атомів міді. Такий експеримент вимагає надійного методу одночасного контролю в режимі реального часу концентрацій як робочої речовини (мідь), так і домішки (цинк). З цією метою розроблено і використано різновид відомого методу широкої щілини (поглинання на фоні суцільного спектру), пристосованого до обробки вимірювань із використанням CCD-камери. З цією метою ГРТ просвічувалась джерелом суцільного спектру – водневою лампою. Як зондуючі використовувались резонансні лінії атомів цинку 213,9 (Zn I, сила осцилятора $f=1,46$) та 217,9 (Cu I, $f=0,13$) нм. Спектральна близькість цих переходів дозволяла здійснювати вже зазначений контроль одночасно, оскільки обидві лінії поглинання є присутніми на одному кадрі кривої поглинання на моніторі комп'ютера. Типово наявність поглинання проявляється в тому, що в первинно вільній від поглинання спектральній області шириною $\Delta\nu$ та площею Φ_0 з'являється контур лінії поглинання площею $\Delta\Phi$ (рис. 3.13).

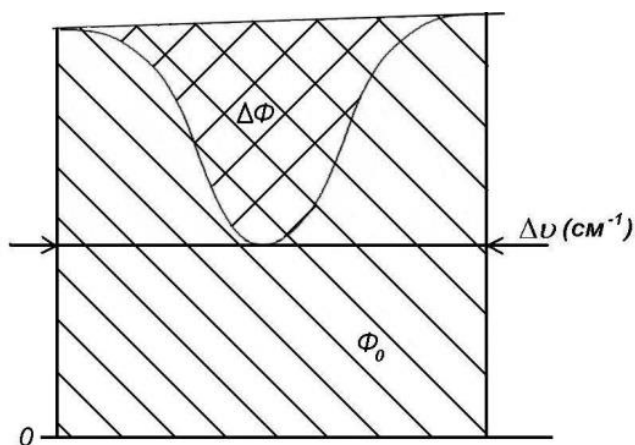


Рис.3.13. Типова форма лінії поглинання на фоні суцільного спектру та параметри ($\Delta\Phi$, Φ_0 , $\Delta\nu$) для обрахунку концентрації поглинаючих атомів.

Розрахунок концентрації поглинаючих часток здійснено з використанням співвідношення:

$$N = \frac{1}{f \cdot \gamma \cdot l} \frac{m_0 c^3}{e^2} (\Delta\nu \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0})^2. \quad (3.11)$$

У цьому співвідношенні комбінація світових констант $m_0 c^3 / e^2 = 10,664 \cdot 10^{22}$; f – сила осцилятора лінії поглинання; l – довжина поглинання; γ – лоренцівська півширина лінії поглинання, зумовлена природнім та зіткненим розширенням; величини Φ_0 , $\Delta\Phi$ та $\Delta\nu$ визначаються із спектрограм.

Таблиця 3.5

Дані щодо результатів одночасних вимірювань значень концентрацій міді та цинку

№	$N_{Zn}, \text{см}^{-3}$	$N_{Cu}, \text{см}^{-3}$
1	$1,66 \cdot 10^{13}$	$4,24 \cdot 10^{14}$
2	$1,71 \cdot 10^{13}$	$6,30 \cdot 10^{14}$
3	$3,22 \cdot 10^{13}$	$9,86 \cdot 10^{14}$
4	$3,53 \cdot 10^{13}$	$10,81 \cdot 10^{14}$
5	$6,59 \cdot 10^{13}$	$11,88 \cdot 10^{14}$
6	$1,71 \cdot 10^{14}$	$16,53 \cdot 10^{14}$
7	$1,67 \cdot 10^{14}$	$19,05 \cdot 10^{14}$
8	$1,82 \cdot 10^{14}$	$36,81 \cdot 10^{14}$

Наведемо в таблиці 3.5 результати серії вимірювань концентрації міді та цинку, отримані при розігріві контейнера з цинком. Відповідні спектрограми 1–8 резонансних ліній поглинання цинку та міді містяться на рис. 3.14.

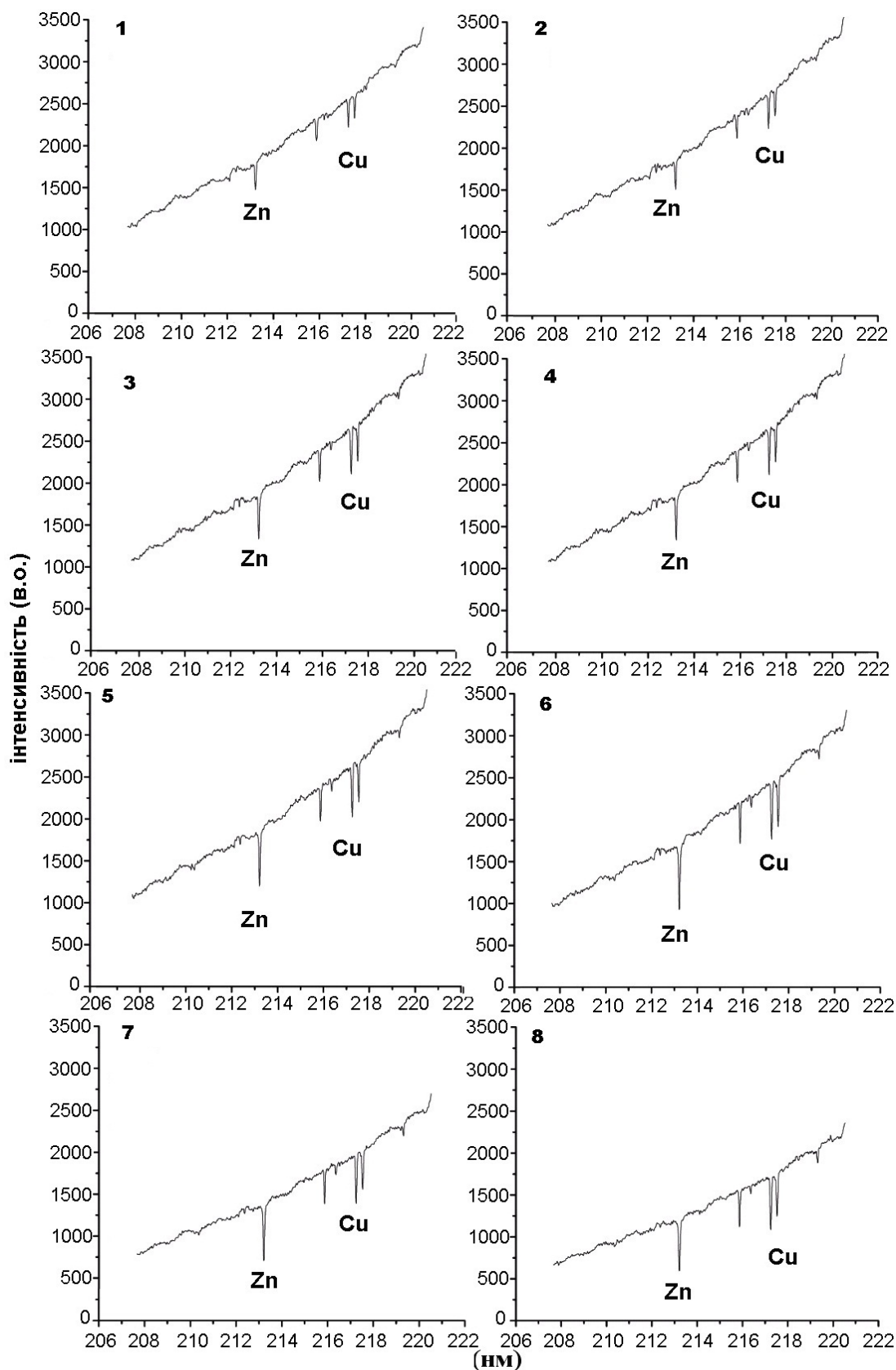


Рис.3.14. Спектрограми ліній поглинання цинку та міді.[143]

З отриманих результатів бачимо що з збільшенням концентрації атомів цинку зростає концентрація атомів міді. Отже, зростатимуть і пружні втрати енергії електронів, а тому й температура газу й температура стінки. Отже, знову ж таки, зросте концентрація міді, і т.д.

Висновки до розділу 3

Встановлено, що тривалість, енергія та потужність лазерних імпульсів зростають, коли в розряд ЛПМ дифундують атоми цинку з резервуару при температурі ~ 500 °С. Експериментально доведено, що введення домішки цинку на 21,5% зменшує енерговклад при досягненні максимального значення енергії імпульсу та потужності.

Проведено чисельне моделювання для розрахунку поглинання з метою пояснення покращення вихідних характеристик ЛПМ. Отримані повний спектральний контур випромінювання резонансної лінії цинку та спектральна залежність перерізу поглинання міді яскраво показують що поглинання не є механізмом впливу, адже обидва контури навіть не перетинаються

Встановлено, що введення будь-якої з домішок парів Zn, Cs, Ag призводить до збільшення теплопередачі від електронів до атомів паро-газової суміші. У свою чергу, уся теплова енергія, зосереджена у буферному газі та в атомах міді і домішок у вигляді енергії руху, завдяки теплопровідності передається внутрішній стінці розрядної трубки. Через це температура стінки ГРТ зростатиме.

На основі проведеного ретельного аналізу і узагальнення результатів експериментального дослідження різних механізмів дії домішок атомів металів на основні параметри лазера на парах міді, запропоновано й обґрунтовано єдиний механізм їх впливу. Його сутність полягає в корекції теплофізичних параметрів в пружних зіткненнях електронів із атомами кожної з компонент робочої суміші. Так, ці процеси впливають на температуру розрядної трубки, а отже підвищують в ній концентрацію атомів міді.

РОЗДІЛ 4. МОДЕЛЬ ЛАЗЕРА З ОДНОЧАСНОЮ ГЕНЕРАЦІЄЮ НА АТОМАРНОМУ ТА ІОННОМУ САМООБМЕЖЕНИХ ПЕРЕХОДАХ

В розділі досліджується ідея покращення характеристик лазерів на СОП за рахунок реалізації одночасної генерації на атомарних та іонних переходах.

Серед лазерів на самообмежених переходах [144] (СОП) (нижній робочий рівень метастабільний (m), а верхній – резонансний (r)), відомих ще як лазери на $r \rightarrow m$ переходах, – переважають лазери на атомарних переходах [145]. Це не є випадковим, оскільки характеристики цих лазерів у цілому значно перевищують вихідні параметри іонних лазерів на СОП. Тим часом систематичних досліджень, що стосуються порівняння потенційних можливостей цих лазерів не проводилося, тим більше у разі одночасного накачування атомних і іонних рівнів. Необхідність такого порівняльного вивчення стимулюється також значною кількістю виявлених лазерних генерацій на самих різних спектральних лініях як в атомах, так і в іонах одного і того ж хімічного елементу. Переважно це атоми і іони лужноземельних елементів – кальцію, стронцію [146], барію [147]. Крім того, актуальність проблематики, що розглядається тут, пов'язана зі спробами створення багатокольорових лазерів (див., наприклад [148]), підвищенням коефіцієнта корисної дії перетворення електричної енергії в лазерну генерацію, створенням лазерів ІК-діапазону для лазерної хірургії з одночасною візуалізацією зони дії лазерного скальпеля [149].

У даній роботі теоретично вивчається вказана проблема, з погляду єдиного підходу, на прикладі одночасного накачування атомних і іонних лазерних переходів. У наближенні насиченої потужності отримані вирази в квадратурах для населеностей верхніх робочих рівнів атома й іона з використанням спільного рівняння для концентрації електронів. Конкретне застосування розв'язків продемонстроване на прикладі лазера на СОП атома й іона кальцію.

Чисельне моделювання стало, мабуть, провідним і найбільш продуктивним теоретико-пізнавальним методом при детальному вивченні конкретних особливостей порівневої кінетики лазерів на СОП. Проте, для глибшого

розуміння суті загальних особливостей накачування в атомарних і іонних лазерах на СОП нами використано аналітичний метод, як більш інформативний. Однією з перших робіт подібного плану, яка значно стимулювала теоретичні дослідження в даній області, в цілому, була робота [150].

4.1 Загальні рівняння

Потоки накачування на нижній метастабільний і верхній резонансний рівні атома робочої речовини, що створюються за рахунок непружних зіткнень електронів з атомами, представимо у вигляді (тут o – основний рівень)

$$\begin{aligned}\frac{dN_m}{dt} &= N_0 Q_{0m} N_e + N_r (Q_{rm} N_e + A_{rm}) - N_m Q_m N_e + P(t), \\ \frac{dN_r}{dt} &= N_0 Q_{0r} N_e + N_m Q_{mr} N_e - N_r (Q_r N_e + A_r) - P(t).\end{aligned}\quad (4.1)$$

Аналогічно, для відповідних іонних станів

$$\begin{aligned}\frac{dN_m^i}{dt} &= N_0^i Q_{0m}^i N_e + N_r^i (Q_{rm}^i N_e + A_{rm}^i) - N_m^i Q_m^i N_e + P^i(t), \\ \frac{dN_r^i}{dt} &= N_0^i Q_{0r}^i N_e + N_m^i Q_{mr}^i N_e - N_r^i (Q_r^i N_e + A_r^i) - P^i(t).\end{aligned}\quad (4.2)$$

В (4.1) та (4.2) N_k і N_k^i – концентрації (питомі заселеності) атомів і іонів робочої речовини у відповідних станах $k=o, m, r$; величини $P(t)$ і $P^i(t)$ – питомі потужності вимушеного випромінювання (у числі переходів в одиниці об'єму за одиницю часу).

Концентрація електронів N_e задовольняє рівнянню кінетики

$$\frac{dN_e}{dt} = N_0 Q_{0i} N_e + N_m Q_{mi} N_e + N_r Q_{ri} N_e. \quad (4.3)$$

В рівняннях (4.1), (4.2) використано величини

$$\begin{aligned}Q_m &= Q_{m0} + Q_{mr} + Q_{mi} + \sum_{k_1} Q_{mk_1}, \quad Q_r = Q_{r0} + Q_{rm} + Q_{ri} + \sum_{k_2} Q_{rk_2}, \\ Q_m^i &= Q_{m0}^i + Q_{mr}^i, \quad Q_r^i = Q_{r0}^i + Q_{rm}^i, \quad A_r = A_{rm} + A_{r0}, \quad A_r^i = A_{rm}^i + A_{r0}^i.\end{aligned}$$

В рівняннях (4.1) – (4.3) величини Q_{ks} для атома (Q_{ks}^i для іона) – це константи швидкостей реакцій електронного збудження (дезбудження) з рівня k на рівень s ; Q_{ki} – це константи швидкостей іонізації з атомного рівня $k=0, m, r$ в основний стан іона, A_{sk} (A_{sk}^i) – ймовірності спонтанного радіаційного розпаду рівня s на рівень k атома (іона). Величини Q_s (Q_s^i), A_s (A_s^i) це сумарні константи швидкостей електронного збудження та дезбудження з рівня s та сумарні ймовірності спонтанного розпаду рівня s на нижчележачі рівні атома (іона). Суми $\sum_{k_1} Q_{mk_1}$, $\sum_{k_2} Q_{rk_2}$ – це сумарні константи швидкостей електронного збудження рівнів k_1 , k_2 , розташованих в інтервалі вище верхнього робочого рівня r до потенціалу іонізації, з робочих рівнів m та r . Процесами зворотніх переходів з k_1 , k_2 в m та r нехтуємо у зв'язку з невеликою заселенністю відповідних станів N_{k_1} , N_{k_2} . Константа швидкості Q_{ij} – це інтегральний переріз відповідного процесу, усереднений за розподілом електронів за енергіями. Ми приймаємо, що цей розподіл максвеллівський з температурою електронів T_e . Коректність такого припущення підтверджена достатньою кількістю розрахунків (див., наприклад, [151]). Надалі будемо також виходити з припущення про незмінність температури електронів T_e протягом всього імпульсу збудження.

Рівняння (4.1), (4.2) відповідають т.з. 3-х рівневим схемам – відкритої для атома (враховано процес іонізації і збудження його рівнів) та закритої для іона. Населеності N_m , N_r в (4.1), (4.3), разом з населенністю N_0 основного стану атома і концентрацією електронів N_e , задовольняють умові збереження повного числа частинок робочої речовини у всіх станах

$$N = N_0 + N_m + N_r + N_e. \quad (4.4)$$

Аналогічно, населеності збуджених станів іона, разом з населеністю N_0^i його основного стану, задовольняють умові електронейтральності плазми – рівності концентрацій електронів і позитивних іонів

$$N_e = N_0^i + N_m^i + N_r^i. \quad (4.5)$$

Зауважимо, що в рівняннях (4.1) – (4.5) не враховані процеси із участю атомів буферного газу.

Системи кінетичних рівнянь (4.1) – (4.3) зв'язані умовами (4.4), (4.5). Це дозволяє ввести рівняння для приведених величин (див. [145])

$$\frac{dx_m}{dt} = (1 - x_e) N Q_{0m} x_e + x_r [N(Q_{rm} - Q_{0m}) x_e + A_{rm}] - x_m N(Q_m + Q_{0m}) x_e + p(t),$$

$$\frac{dx_r}{dt} = (1 - x_e) N Q_{0r} x_e + x_m N(Q_{mr} - Q_{0r}) x_e - x_r [N(Q_r + Q_{0r}) x_e + A_r] - p(t). \quad (4.6)$$

$$\frac{dx_m^i}{dt} = x_e^2 N Q_{0m}^i + x_r^i [N(Q_{rm}^i - Q_{0m}^i) x_e + A_{rm}^i] - x_m^i N(Q_m^i + Q_{0m}^i) x_e + p^i(t),$$

$$\frac{dx_r^i}{dt} = x_e^2 N Q_{0r}^i + x_m^i N(Q_{mr}^i - Q_{0r}^i) x_e - x_r^i [N(Q_r^i + Q_{0r}^i) x_e + A_r^i] - p^i(t), \quad (4.7)$$

$$\frac{dx_e}{dt} = (1 - x_e) N Q_{0i} x_e + x_m N(Q_{mi} - Q_{0i}) x_e + x_r N(Q_{ri} - Q_{0i}) x_e. \quad (4.8)$$

Тут використані позначення: $x_k \equiv N_k / N$, $x_k^i \equiv N_k^i / N$, $k=m, r$; $p \equiv P / N$, $p^i \equiv P^i / N$; $x_e \equiv N_e / N$ для приведених (до числа N часток робочої речовини) населенностей робочих рівнів, миттєвих потужностей вимушених переходів в атомі (іоні) і концентрації електронів. Системи рівнянь (4.6), (4.7) пов'язані між собою тільки приведеною концентрацією електронів x_e з (4.8).

Точні розв'язки в даній моделі можна отримати тільки чисельно, розв'язуючи систему рівнянь (4.6) – (4.8) разом з рівнянням для густини потужності вимушеного випромінювання в атомі і іоні.

Введемо в розгляд приведені величини енергії імпульсів генерації. Вони визначаються для атома і іона наступним чином:

$$e = \int_{t_n}^{t_k} p(t) dt, \quad e^i = \int_{t_n^i}^{t_k^i} p^i(t) dt. \quad (4.9)$$

Енергії (4.9) мають зміст енергій імпульсів вимушеного випромінювання в числі переходів, віднесених до загального числа частинок робочої речовини. Тут t_n , t_k , t_n^i , t_k^i – моменти часу, що відповідають початку і завершенню імпульсів генерації на атомарних і іонних переходах.

Ключовою характеристикою газорозрядної плазми є концентрація електронів N_e , тому населеності і потужності нижче виражені саме через приведену концентрацію електронів x_e . З рівнянь (4.6) – (4.8) бачимо, що потоки населеностей на атомарні та іонні рівні визначаються істотно різними функціями накачування – $f(x_e) = (1 - x_e)x_e$ для атома та $f^i(x_e) = x_e^2$ для іона. У лазерах на СОП протягом імпульсу збудження приведена концентрація електронів x_e змінюється в межах від x_{e0} (близько до нуля) до 1, а максимальні значення для цих функцій становлять: $f_{\max} = 0.25$ при $x_e = 0.5$ та $f_{\max}^i = 1$ при $x_e = 1$. Однакового значення 0.25 вони досягають при $x_e = 0.5$.

Залишаючи в рівнянні (4.8), для приведеної концентрації електронів, перший доданок, що описує іонізацію атома тільки з основного стану, маємо

$$dx_e / dt = (1 - x_e) \cdot x_e \cdot N \cdot Q_{0i} = f(x_e) \cdot N \cdot Q_{0i}.$$

Розв'язок цього рівняння, яке описує наростання з часом приведеної концентрації електронів, а тим самим і числа іонів має вигляд

$$x_e(t) = \frac{x_{e0} \cdot \exp(A \cdot t)}{1 + x_{e0} \cdot [\exp(A \cdot t) - 1]}.$$
 (4.10)

Тут $x_{e0} \equiv x_e(0)$ – початкове (при $t = 0$) значення $x_e(t)$, $A = N \cdot Q_{0i}$.

4.2 Наближення насиченої потужності

Нехай в деякий момент часу (t_n чи t_n^i) населеність верхнього робочого рівня з точністю до відношення статистичних ваг зрівняється із населеністю нижнього метастабільного рівня. Вимога збереження такої рівності за рахунок вимушених переходів для наступних моментів часу лежить в основі наближення

насиченої потужності [150]. Тобто у даному наближенні використовуються умови $N_r / g_r = N_m / g_m$, $N_r^i / g_r^i = N_m^i / g_m^i$ (g_k , g_k^i – статистичні ваги атомних та іонних робочих рівнів, $k = r, m$). Тому, відштовхуючись від загальних рівнянь (4.6), (4.7) можна отримати наступні диференціальні (для населеностей верхніх рівнів) і алгебраїчні (для потужностей) рівняння [145], використовуючи позначення $\varepsilon = g_m / g_r$, $\varepsilon^i = g_m^i / g_r^i$, $x_m = \varepsilon \cdot x_r$, $x_m^i = \varepsilon^i \cdot x_r^i$

$$\begin{aligned} \frac{dx_r}{dt}(1 + \varepsilon) &= (1 - x_e)x_e N(Q_{0r} + Q_{0m}) - x_r \{ N[Q_{r0} + Q_{ri} + \sum_{k_2} Q_{rk_2} + \\ &+ (1 + \varepsilon)(Q_{0m} + Q_{0r}) + \varepsilon(Q_{m0} + Q_{mi} + \sum_{k_1} Q_{mk_1})] x_e + A_{r0} \} , \\ p(1 + \varepsilon) &= (1 - x_e)x_e N(\varepsilon Q_{0r} - Q_{0m}) - x_r \{ N[\varepsilon Q_r + Q_{rm} + (1 + \varepsilon)(\varepsilon Q_{0r} - Q_{0m}) - \\ &- \varepsilon(Q_m + \varepsilon Q_{mr})] x_e + A_{rm} + \varepsilon A_r \} , \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{dx_r^i}{dt}(1 + \varepsilon^i) &= x_e^2 N(Q_{0r}^i + Q_{0m}^i) - x_r^i \{ N[Q_{r0}^i + (1 + \varepsilon^i)(Q_{0r}^i + Q_{0m}^i) + \\ &+ \varepsilon^i Q_{m0}^i] x_e + A_{r0}^i \} , \\ p^i(1 + \varepsilon^i) &= x_e^2 N(\varepsilon^i Q_{0r}^i - Q_{0m}^i) - x_r^i \{ N[\varepsilon^i Q_r^i + Q_{rm}^i + (1 + \varepsilon^i)(\varepsilon^i Q_{0r}^i - \\ &- Q_{0m}^i) - \varepsilon^i(Q_m^i + \varepsilon^i Q_{mr}^i)] x_e + A_{rm}^i + \varepsilon^i A_r^i \} . \end{aligned} \quad (4.12)$$

Врахування сум $\sum_{k_1} Q_{mk_1}$ та $\sum_{k_2} Q_{rk_2}$, які входять до складу (4.11), (4.12) в явному і неявному вигляді, призводить до зменшення населеності x_r , а насичена потужність p буде збільшуватись з ростом першої та зменшенням другої суми. Розв'язки диференціальних рівнянь з (4.11) і (4.12) в квадратурах [152], що залежать від x_e , мають вигляд:

$$x_r(x_e) = \left(\frac{1 - x_e}{1 - x_{en}} \right)^{\bar{F}} \left(\frac{x_{en}}{x_e} \right)^{\bar{A}} \left[x_{rn} + \frac{(Q_{0r} + Q_{0m})(1 - x_{en})^{\bar{F}}}{Q_{0i}(1 + \varepsilon)(x_{en})^{\bar{A}}} \int_{x_{en}}^{x_e} dx_e \frac{(x_e)^{\bar{A}}}{(1 - x_e)^{\bar{F}}} \right], \quad (4.13)$$

$$x_r^i(x_e) = \left(\frac{1 - x_e}{1 - x_{en}^i} \right)^{\bar{F}^i} \left(\frac{x_{en}^i}{x_e} \right)^{\bar{A}^i} \left[x_{rn}^i + \frac{(Q_{0r}^i + Q_{0m}^i)(1 - x_{en}^i)^{\bar{F}^i}}{Q_{0i}^i(1 + \varepsilon^i)(x_{en}^i)^{\bar{A}^i}} \int_{x_{en}^i}^{x_e} dx_e \frac{(x_e)^{1 + \bar{A}^i}}{(1 - x_e)^{1 + \bar{F}^i}} \right]. \quad (4.14)$$

Тут x_{en} і x_{en}^i – початкові концентрації електронів, які відповідають досягненню зазначеній вище рівності населенностей для атомних або іонних робочих рівнів, і відповідають початковим значенням часу t_H або t_H^i . В (4.13), (4.14) використані наступні позначення

$$\begin{aligned}\bar{F} &= F + \bar{A}, \quad \bar{F}^i = F^i + \bar{A}^i, \quad \bar{A} = \frac{A_{r0}}{A(1+\varepsilon)}, \quad \bar{A}^i = \frac{A_{r0}^i}{A(1+\varepsilon^i)}, \\ F &= [Q_{r0} + Q_{ri} + \sum_{k_2} Q_{rk_2} + (1+\varepsilon)(Q_{0r} + Q_{0m}) + \\ &+ \varepsilon(Q_{m0} + Q_{mi} + \sum_{k_1} Q_{mk_1})] / [(1+\varepsilon)Q_{0i}] \quad ,\end{aligned}\quad (4.15)$$

$$F^i = [Q_{r0}^i + (1+\varepsilon^i)(Q_{0r}^i + Q_{0m}^i) + \varepsilon^i Q_{m0}^i] / [(1+\varepsilon^i)Q_{0i}] .$$

Нехтуючи в (4.13), (4.14) спонтанними радіаційними розпадами по резонансному переходу (повне поглинання цього випромінювання), $A_{r0} = 0$ (тоді $\bar{A} = 0$) та $A_{ro}^i = 0$ (тоді $\bar{A}^i = 0$), матимемо такі аналітичні розв'язки:

$$x_r(x_e) = \left(\frac{1-x_e}{1-x_{en}} \right)^F \left\{ x_{rn} + \frac{N(Q_{0r} + Q_{0m})(1-x_{en})^F}{A(1+\varepsilon)(F-1)} \left[(1-x_e)^{1-F} - (1-x_{en})^{1-F} \right] \right\} , \quad (4.16)$$

$$x_r^i(x_e) = \left(\frac{1-x_e}{1-x_{en}} \right)^{F^i} \left\{ x_{rn}^i + \frac{N(Q_{0r}^i + Q_{0m}^i)(1-x_{en})^{F^i}}{A(1+\varepsilon^i)F^i} \left[\frac{1-F^i \cdot x_e}{(1-x_e)^{F^i}} - \frac{1-F^i \cdot x_{en}}{(1-x_{en})^{F^i}} \right] \right\} . \quad (4.17)$$

4.3 Результати обчислень у випадку атома та іона кальцію та їх обговорення

Для конкретного застосування нами були обрані атом та іон кальцію. Для цього хімічного елемента отримано лазерну генерація як на атомарних, так і на іонних переходах в різних режимах накачування. Зокрема, на його основі відомі лазери 3-х типів. По-перше, це ІЧ-лазер на СОП атома кальцію з довжиною хвилі генерації 5546,0 нм [146] на переході $4s4p\ ^1P_1^o \rightarrow 4s3d\ ^1D_2$. По-друге, це УФ-лазер на іоні кальцію з лініями генерації 373,9+370,6 нм [153] на переходах

$5s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^2P_{3/2, 1/2}^o$. Цей лазер належить до числа найбільш відомих рекомбінаційних лазерів. По-третє, існує лазер на СОП $4p^2P_{3/2}^o \rightarrow 3d^2D_{5/2}$ та $4p^2P_{1/2}^o \rightarrow 3d^2D_{3/2}$ іонів кальцію з лініями генерації 854,2+866,2 нм [154], відповідно. Всі три типи лазерів можуть бути реалізовані в однакової конструкції газорозрядної трубки і з використанням однієї і тієї ж схеми збудження імпульсно-періодичного розряду. Відмінними при цьому є тільки склад і тиск газонаповнення. Зазначимо також, що на іонних СОП кальцію 854,2+866,2 нм отримані середня потужність генерації 0.74 Вт та енергія імпульсу 0,11 мДж [155]. Ці характеристики, наскільки нам відомо, перевершують досягнуті до теперішнього часу параметри для атомарної генерації кальцію 5546,0 нм.

При ілюстрації отриманих вище співвідношень, що стосуються специфіки одночасної накачки атомарних і іонних лазерних рівнів, не можна обійтися без констант важливих елементарних процесів. У запропонованій нами моделі враховано три головних зіткнених процеси: збудження резонансних рівнів атома й іона та іонізація атома. У разі кальцію це переходи: $4s^2^1S_0 \rightarrow 4s4p^1P_1^o$, $4s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^2P_{1/2,3/2}^o$, $4s^2^1S_0 \rightarrow 4s^2S_{1/2} + \epsilon l$, відповідно. Для їх кількісного врахування з [156 - 158] були використані результати експериментальних вимірювань енергетичних залежностей ефективних перерізів σ_{ik} . Константи швидкостей цих процесів були знайдені чисельним інтегруванням перерізів з урахуванням максвеллівського розподілу електронів по енергіях для різних значень температури електронів T_e . Константи швидкостей процесів дезбудження резонансних рівнів атома Q_{r0} та іона Q_{r0}^i електронами були визначені з використанням співвідношення Клейна-Россленда [159]. Величини констант для 4-х значень T_e наведені в таблиці 4.1.

Таблиця 4.1.

Константи швидкостей іонізації атома й збудження-дезбудження верхніх робочих рівнів атома й іона кальцію електронами (в $10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$)

$T_e, \text{ eV}$	Q_{0r}	Q_{r0}	Q_{0r}^i	Q_{r0}^i	Q_{0i}
1	0,10	0,65	1,35	10,40	0,09
2	0,60	0,87	4,28	6,86	1,16
3	1,11	0,98	6,51	6,18	2,90
5	1,87	1,12	9,30	5,81	6,36

Спонтанні розпади на резонансних переходах $r \rightarrow 0$ мають імовірності $A_{r0} = 2.17 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $A_{r0}^i = 1.47 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ [160]. Імовірність спонтанного розпаду по робочих переходах $r \rightarrow m$ в атомі і іоні приблизно на 2 порядки менше ніж по резонансним і складають $A_{rm} = 1.1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $A_{rm}^i = 1.23 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ [161]. Також можливо, що спонтанне випромінювання на переходах $r \rightarrow 0$ в атомі і іоні може повністю полонитися (реабсорбуватися). Зауважимо, що полонення випромінювання в атомі і іоні протилежні за своєю часовою поведінкою. Так, якщо в атомі воно максимальне на початку розрядного імпульсу і поступово зменшується до його кінця, то в іоні навпаки – незначне на початку і наростає до кінця імпульсу зі збільшенням числа іонів в основному стані. Процеси спонтанного розпаду зменшують величину енергії імпульсів.

Дуже важливими є і константи швидкостей процесів збудження і дезбудження метастабільних рівнів атома Q_{0m} , Q_{m0} , Q_{mr} , Q_{rm} та іона Q_{0m}^i , Q_{m0}^i , Q_{mr}^i , Q_{rm}^i . Вони визначають часи виникнення і закінчення імпульсів генерації і суттєво впливають на величину їх потужності та енергії. Нами прийнято, що, подібно атому міді [162], константи швидкостей Q_{0m} , Q_{0m}^i для $T_e = 3 \text{ eV}$ в п'ять разів менші відповідних констант Q_{0r} и Q_{0r}^i , а для $T_e = 5 \text{ eV}$ – в 10 раз. Ми також прийняли, що як і для атома міді [163], константи швидкостей Q_{mr} и Q_{mr}^i для $T_e =$

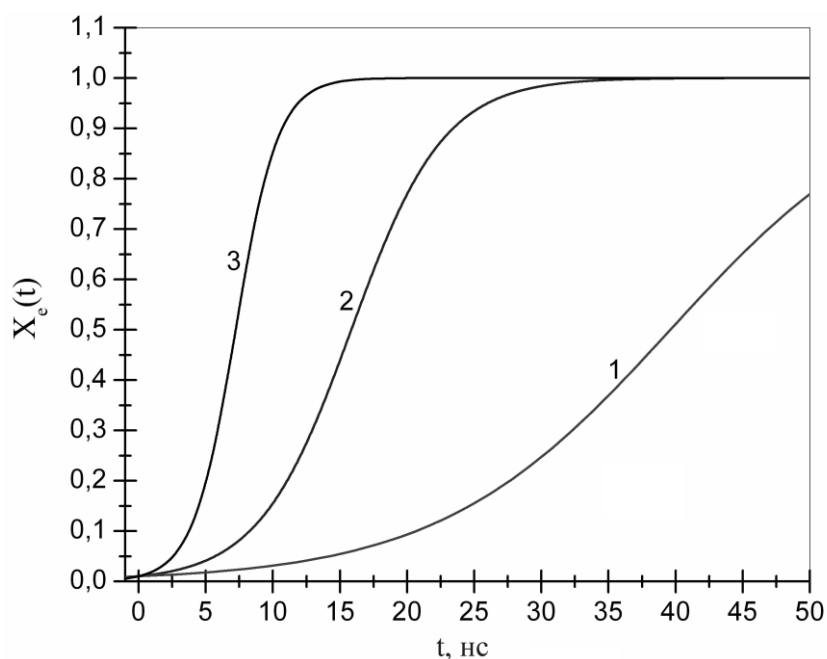
3 еВ в 50 разів менші відповідних констант Q_{0r} и Q_{0r}^i , а для $T_e = 5$ еВ – в 100 разів. Константи швидкостей дезбудження і в цьому випадку отримані з використанням співвідношення Клейна-Россленда [159]. Чисельні значення отриманих таким чином констант швидкостей для двох значень T_e , наведені в табл.4.2.

Таблиця 4.2.

Константи швидкостей збудження-дезбудження нижніх робочих рівнів атома й іона кальцію електронами (в 10^{-7} см³/с)

T_e , еВ	Q_{0m}	Q_{m0}	Q_{mr}	Q_{rm}	Q_{0m}^i	Q_{m0}^i	Q_{mr}^i	Q_{rm}^i
3	0.222	0.110	0.022	0.059	1.302	0.459	0.130	0.349
5	0.187	0.064	0.019	0.033	0.93	0.261	0.093	0.206

На рис. 4.1 наведено залежності концентрації електронів $x_e(t)$ за формулою (10) (з початковим значенням $x_{e0} = 0.01$) для $T_e = 2, 3, 5$ еВ. Бачимо

Рис. 4.1. Часові залежності приведеної концентрації електронів $x_e(t)$

для $T_e = 2$ еВ (1), 3 еВ (2) і 5 еВ (3); $x_{e0} = 0.01$.

істотний вплив цієї характеристики газорозрядної плазми через величину константи іонізації $Q_{0i}(T_e)$.

Приведені насичені потужності $p(x_e)$ на атомних (рис.4.2) та $p^i(x_e)$ на іонних (рис. 4.3) переходах були отримані для $T_e = 3$ и 5 еВ, як з урахуванням спонтанних розпадів, так і нехтуючи ними (повне полонення на резонансних переходах $r \rightarrow 0$). Рівняння (4.6), (4.7) (при цьому потужності $p=0$, $p^i=0$) з концентрацією електронів (4.10) розв'язуємо від $t=0$ до моментів часу t_n и t_n^i початку інверсії, при яких для населенностей на робочих переходах починають виконуватися умови $x_m = \varepsilon x_r$ та $x_m^i = \varepsilon^i x_r^i$ ($\varepsilon = 5/3$, $\varepsilon^i = 5/3$). При цьому використані наступні початкові умови: $x_{e0} = 0,01$, $x_{m0} = 0,001$, $x_{r0} = 0,0001$, $x_{r0}^i = x_{m0}^i = 0$, $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для інтервалів часу від t_n , t_n^i і,

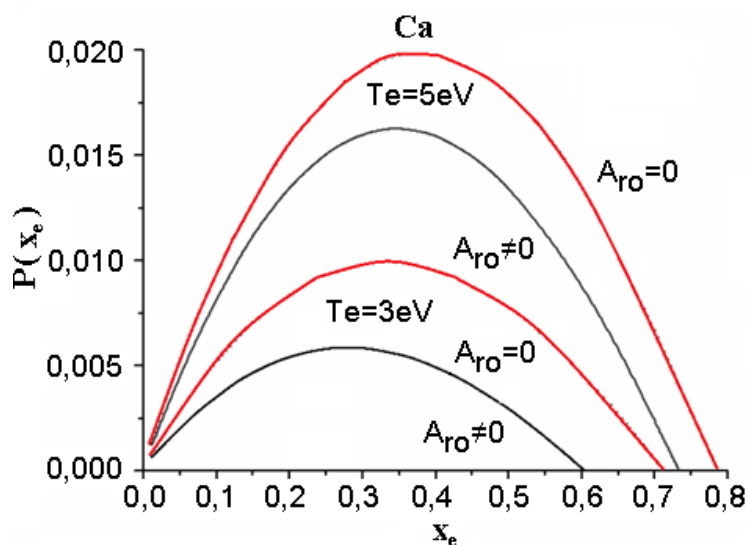


Рис. 4.2. Приведена насичена потужність $p(x_e)$ на атомних переходах. З урахуванням спонтанного розпаду (суцільні криві), без урахування (повне полонення на резонансному переході $r \rightarrow 0$) спонтанного розпаду (пунктирні). Для $T_e = 3$ еВ (1) та 5 еВ (2).

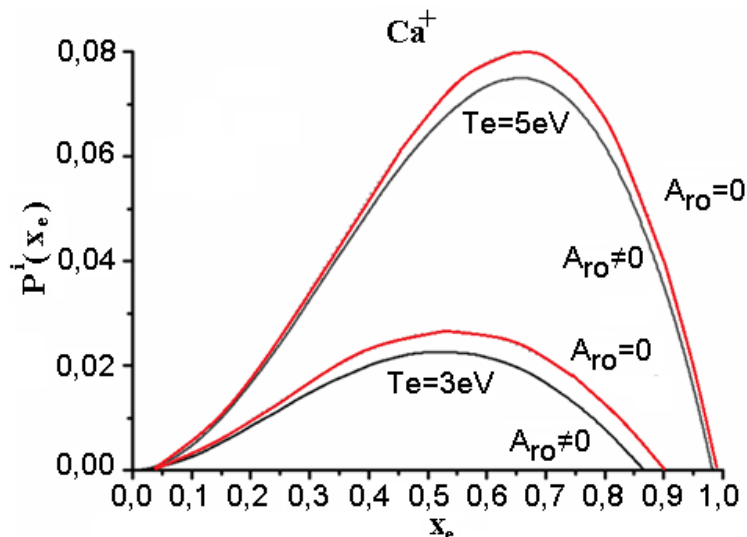


Рис. 4.3. Приведена насичена потужність $p^i(x_e)$ на іонних переходах. З урахуванням спонтанного розпаду (суцільні криві), без урахування (повне полонення на резонансному переході $r \rightarrow 0$) спонтанного розпаду (пунктирні). Для $T_e = 3$ еВ (1) та 5 еВ (2).

відповідно, до t_k та t_k^i розв'язуємо рівняння для населеностей x_r та x_r^i в наближенні насиченої потужності з (4.11) і (4.12). Потім обчислюємо насичені потужності p , p^i та енергії імпульсів e , e^i (4.9).

Населеності x_r та x_r^i зростають зі збільшенням x_e , причому для іонів значно швидше, ніж для атомів. Більше того, у випадку атомних переходів, починаючи з деякого значення x_e зростання атомарної населеності x_r припиняється. Така поведінка зобов'язана функціям накачування $f(x_e)$ та $f^i(x_e)$. З рис 4.2, 4.3 бачимо, що максимум потужності $p(x_e)$ досягається раніше, і за обсягом менший у кілька разів максимуму $p^i(x_e)$. Вплив ефекту полонення резонансного випромінювання на форму імпульсів потужності значний. Залежність розв'язків $x_r(x_e)$, $x_r^i(x_e)$ та $p(x_e)$, $p^i(x_e)$ від T_e досить істотна і відображає співвідношення між відповідними константами швидкостей процесів та їх вплив на заселеності рівнів атома й іона.

В табл. 4.3 та 4.4 наведені обчислені значення моментів часу досягнення і завершення інверсії, відповідні їм значення концентрації електронів x_{en} , x_{ek} , x_{en}^i , x_{ek}^i , а також приведені енергії імпульсів для атома й іона.

Таблиця 4.3.

Моменти часу початку і завершення імпульсу (в нс), відповідні їм значення приведеної концентрації електронів, приведена енергія імпульсу і її складові для СОП атома кальцію

Наближенн я	T_e , еВ	t_n	x_{en}	t_k	x_{ek}	e_1	e_2	e_3	e
$A_{r0} = 0$	3	0,485	0,01149	19,0	0,714	0,1479	-0,0531	-0,0006	0,0942
	5	0,265	0,01181	9,25	0,784	0,1334	-0,0408	-0,0003	0,0923
$A_{r0} \neq 0$	3	0,523	0,01162	17,29	0,603	0,1245	-0,0254	-0,0468	0,0523
	5	0,280	0,01193	8,82	0,733	0,1246	-0,0282	-0,0248	0,0716

Таблиця 4.4.

Моменти часу початку і завершення імпульсу (в нс), відповідні їм значення приведеної концентрації електронів, приведена енергія імпульсу і її складові для СОП іона кальцію

Наближення	T_e , еВ	t_n^i	x_{en}	t_k^i	x_{ek}	e_1^i	e_2^i	e_3^i	e^i
$A_{r0}^i = 0$	3	0	0,01	23,58	0,904	1,7771	-1,5400	-0,0020	0,2351
	5	0	0,01	14,36	0,989	3,0561	-2,6578	-0,0021	0,3962
$A_{r0}^i \neq 0$	3	0	0,01	22,28	0,866	1,4123	-1,1058	-0,1187	0,1878
	5	0	0,01	13,54	0,982	2,6076	-2,1185	-0,1296	0,3595

Приведені енергії імпульсів для атома й іона (4.9) у табл. 4.3 та 4.4 представлені у вигляді сум $e = e_1 + e_2 + e_3$ и $e^i = e_1^i + e_2^i + e_3^i$, де

$$e_1 = \frac{\varepsilon Q_{0r} - Q_{0m}}{(1 + \varepsilon) Q_{0i}} (x_{ek} - x_{en}) , \quad (4.18)$$

$$e_2 = -\frac{\varepsilon Q_r + Q_{rm} + (1 + \varepsilon)(\varepsilon Q_{0r} - Q_{0m}) - \varepsilon(Q_m + \varepsilon Q_{mr})}{(1 + \varepsilon)Q_{0i}} \left[C_1 \int_{x_{en}}^{x_{ek}} dx_e \frac{(1 - x_e)^{\bar{F}-1}}{(x_e)^{\bar{A}}} + \right. \\ \left. + C_2 \int_{x_{en}}^{x_{ek}} \frac{(1 - x_e)^{\bar{F}-1}}{(x_e)^{\bar{A}}} \cdot \left(\int_{x_{en}}^{x_e} dx \frac{(x)^{\bar{A}}}{(1 - x)^{\bar{F}}} \right) dx_e \right] \quad (4.19)$$

$$e_3 = -\frac{A_{rm} + \varepsilon A_r}{N(1 + \varepsilon)Q_{0i}} \left[C_1 \int_{x_{en}}^{x_{ek}} dx_e \frac{(1 - x_e)^{\bar{F}-1}}{(x_e)^{\bar{A}+1}} + C_2 \int_{x_{en}}^{x_{ek}} \frac{(1 - x_e)^{\bar{F}-1}}{(x_e)^{\bar{A}+1}} \left(\int_{x_{en}}^{x_e} dx \frac{(x)^{\bar{A}}}{(1 - x)^{\bar{F}}} \right) dx_e \right] \quad (4.20)$$

$$e_1^i = \frac{\varepsilon^i Q_{0r}^i - Q_{0m}^i}{(1 + \varepsilon^i)Q_{0i}} \left[\ln \frac{1 - x_{en}}{1 - x_{ek}} - (x_{ek} - x_{en}) \right] \quad (4.21)$$

$$e_2^i = -\frac{\varepsilon^i Q_r^i + Q_{rm}^i + (1 + \varepsilon^i)(\varepsilon^i Q_{0r}^i - Q_{0m}^i) - \varepsilon^i(Q_m^i + \varepsilon^i Q_{mr}^i)}{(1 + \varepsilon^i)Q_{0i}} \times \\ \times \left[C_1^i \int_{x_{en}}^{x_{ek}} dx_e \frac{(1 - x_e)^{\bar{F}^i-1}}{(x_e)^{\bar{A}^i}} + C_2^i \int_{x_{en}}^{x_{ek}} \frac{(1 - x_e)^{\bar{F}^i-1}}{(x_e)^{\bar{A}^i}} \cdot \left(\int_{x_{en}}^{x_e} dx \frac{(x)^{1+\bar{A}^i}}{(1 - x)^{1+\bar{F}^i}} \right) dx_e \right] \quad (4.22)$$

$$e_3^i = -\frac{A_{rm}^i + \varepsilon^i A_r^i}{N(1 + \varepsilon^i)Q_{0i}} \left[C_1^i \int_{x_{en}}^{x_{ek}} dx_e \frac{(1 - x_e)^{\bar{F}^i-1}}{(x_e)^{\bar{A}^i+1}} + C_2^i \int_{x_{en}}^{x_{ek}} \frac{(1 - x_e)^{\bar{F}^i-1}}{(x_e)^{\bar{A}^i+1}} \cdot \left(\int_{x_{en}}^{x_e} dx \frac{(x)^{1+\bar{A}^i}}{(1 - x)^{1+\bar{F}^i}} \right) dx_e \right] \quad (4.23)$$

$$\text{Тут } C_1 = \frac{(x_{en})^{\bar{A}}}{(1 - x_{en})^{\bar{F}}} x_{rn}, \quad C_2 = \frac{Q_{0r} + Q_{0m}}{(1 + \varepsilon)Q_{0i}}, \quad C_1^i = \frac{(x_{en})^{\bar{A}^i}}{(1 - x_{en})^{\bar{F}^i}} x_{rn}^i, \quad C_2^i = \frac{Q_{0r}^i + Q_{0m}^i}{(1 + \varepsilon^i)Q_{0i}}.$$

Складові e_1 і e_1^i відповідають за накачування верхніх рівнів в атомі і іоні і пов'язані з функціями накачування $f(x_e)$ і $f^i(x_e)$. Складові e_2 , e_2^i і e_3 , e_3^i відповідають за дезбудження (гасіння) рівнів електронами і спонтанними розпадами. У разі повного нехтування всіма спонтанними розпадами (при $A_r = 0$ та $A_r^i = 0$) складові e_3 та e_3^i дорівнюють нулю. Величини зазначених складових наведені в табл. 4.3 та 4.4.

Маючи на увазі, що енергії окремих квантів для $r \rightarrow m$ переходів атома й іона кальцію складають $0,36 \cdot 10^{-19}$ Дж (0,225 еВ) и $2,31 \cdot 10^{-19}$ Дж (1,444 еВ), питомі вихідні енергії (енергозйомі) при повній концентрації частинок кальцію $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для атомарного і іонного імпульсів складуть відповідно 3,39 та 54,3 мДж/см³ ($T_e = 5$ еВ), а також 3,32 та 91,5 мДж/см³ ($T_e = 5$ еВ). Для оцінок

використані дані з таблиць 4.3 та 4.4 при $A_{r0}=0$, $A_{r0}^i=0$. Для частоти повторення імпульсів 10 кГц з об'єму 100 см³ середня потужність генерації відповідно складе 3,39 и 54,3 Вт ($T_e=3$ еВ), а також 3,32 та 91,5 Вт ($T_e=5$ еВ). Зазначимо, що отримана величина (питомої вихідної енергії) питомого енергозйому для іона 54,3 мДж/см³ відповідає експериментальній величині енергії імпульсу 0,11 мДж для разрядної трубки об'ємом ~ 2 см³ [155].

Обчислені нами значення потужності і питомої вихідної енергії (питомого енергозйому), безумовно, є верхніми граничними значеннями цих величин для заданих значень N и T_e . Тим не менше, вони демонструють на прикладі кальцію, що є широкий спектр умов експерименту, для яких енергетичні параметри генерації на іонних СОП не тільки не поступаються таким для атомарних СОП, а й можуть, при належних умовах одночасного накачування їх значно перевищити. З проведених розрахунків випливає, що перерізи визначальних електронних процесів збудження та іонізації є сприятливими для іонної генерації на СОП іонів кальцію. Тому, головним для можливо повної її реалізації є виконання умови як можна більш тривалої підтримки заданої величини температури електронів (не менше певного критичного значення \sim кілька електронвольт). Дійсно, як випливає з рис. 4.2, для повної тривалості імпульсу на атомарних СОП кальцію приведена концентрація електронів x_e досягає значень $\sim 0,6 - 0,8$, (максимум потужності $p(x_e)$ при $x_e \sim 0,3 - 0,4$), а для іонних (рис. 4.3) $\sim 0,85 - 0,97$ (максимум потужності $p^i(x_e)$ при $x_e \sim 0,5 - 0,7$).

У зв'язку з необхідністю значної іонізації робочої речовини і тривалої підтримки робочої температури електронів, вважаємо, що практична реалізація переваг іонної генерації вимагає більш активного застосування пристроїв накачування з ламповими комутаторами (неповний розряд накопичувальної ємності), або модуляторів з імпульсними накопичувачами енергії.

Висновки до розділу 4

Вперше виконано чисельне моделювання одночасного накачування атомарних та іонних лазерних рівнів на самообмежених переходах кальцію. В наближенні насиченої потужності отримані загальні розв'язки кінетичних рівнянь для залежностей населеностей верхніх лазерних рівнів атома та іона від концентрації електронів. У випадку повного полонення випромінювання на резонансних переходах атома та іона ці розв'язки є аналітичними.

Показано, що при концентрації атомів кальцію $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ верхня межа питомої вихідної енергії іонного імпульсу перевищує вихідну енергію атомарного імпульсу. Так, їх величини складають 54,3 та 3,39 мДж/см³ (при $T_e=3 \text{ eV}$) й 91.5 та 3.32 мДж/см³ (при $T_e=5 \text{ eV}$), тобто у 16 та у 27 разів відповідно.

Показано, що максимальна величина потужності на іонних самообмежених переходах досягається при значних концентраціях електронів розряду. Реалізація цих можливих значень вимагає використання всього імпульсу розрядного збудження. При цьому найважливішою умовою є підтримка на належному рівні температури електронів.

ВИСНОВКИ ТА ЗАКЛЮЧНІ ПОЛОЖЕННЯ

Робота присвячена експериментальному дослідженню впливу домішок металів на вихідні характеристики лазера на парі міді (ЛПМ), а також моделюванню одночасної генерації в лазері на атомарному та іонному самообмежених переходах з метою покращення їх вихідних характеристик. До основних результатів та висновків роботи можна віднести такі:

1. Вперше виконано детальне експериментальне дослідження емісійних, спектральних, часових та енергетичних характеристик впливу домішки цинку на генераційні властивості лазера на парі міді.

2. Показано, що введення в робочу зону лазера атомів цинку в інтервалі температур 300 - 600С до 2 разів збільшує енергію імпульсу генерації, а також зменшує потрібну для її збудження енергію на 21.5% та збільшує коефіцієнт корисної дії ЛПМ.

3. На основі проведеного ретельного аналізу і узагальнення результатів експериментального дослідження різних механізмів дії домішок атомів металів на основні параметри лазера на парах міді, запропоновано й обґрунтовано єдиний механізм їх впливу. Його сутність полягає в корекції теплофізичних параметрів в пружних зіткненнях електронів із атомами кожної з компонент робочої суміші. Так, ці процеси впливають на температуру розрядної трубки, а отже підвищують в ній концентрацію атомів міді.

4. Вперше виконано чисельне моделювання одночасного накачування атомарних та іонних лазерних рівнів на самообмежених переходах кальцію. В наближенні насиченої потужності отримані загальні розв'язки кінетичних рівнянь для залежностей населеностей верхніх лазерних рівнів атома та іона від концентрації електронів.

5. Доведено, що при концентрації атомів кальцію $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ верхня межа питомої вихідної енергії іонного імпульсу перевищує вихідну енергію атомарного імпульсу. Так, їх величини складають 54,3 та 3,39 $\mu\text{J}/\text{cm}^3$ (при $T_e=3 \text{ eV}$) й 91,5 та 3,32 $\mu\text{J}/\text{cm}^3$ (при $T_e=5 \text{ eV}$), тобто у 16 та у 27 разів відповідно.

6. Показано, що максимальна величина – 54,3 Вт ($T_e = 3$ еВ) та 91,5 Вт ($T_e = 5$ еВ) – середньої потужності на іонних самообмежених переходах досягається при значних – $\sim 0,85-0,97 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ – концентраціях електронів розряду, частоті 10 кГц з об'єму 100 см^3 . Реалізація цих можливих значень вимагає використання всього імпульсу розрядного збудження. При цьому найважливішою умовою є підтримка на належному рівні температури електронів, в нашому випадку це 5 еВ.

ПЕРЕЛІК ЦИТОВАНИХ ПРАЦЬ

1. Петраш Г.Г. Лазеры на парах металлов. В справочнике по лазерам. Пер. с англ. Под ред. акад. Прохорова А.М. Т.1. М.: Советское радио. 1978. С. 183 – 197.
2. Иванов И.Г. Ионные лазеры на парах металлов./ И.Г. Иванов, Е.Л. Латуш, М.Ф. Сэм // М.: Энергоатомиздат. 1990.
3. Nimalasuriya T. Metal halide lamps in the international space station ISS/ T. Nimalasuriya, A.J. Flikweert, M. Haverlag, P.C.M. Kemps, G.M.W. Kroesen, W.W. Stoffels, J.J.A.M. van der Mullen // J.Phys D: Appl.Phys. – 2006.– V.39. – P. 2393 – 3001.
4. Петраш Г.Г. Импульсные газоразрядные лазеры / Г.Г. Петраш // Успехи физических наук. – 1971. – 105, № 4. – С. 645 – 676.
5. Исаев А.А. Исследование импульсных газовых лазеров на атомных переходах / А.А. Исаев, Г.Г. Петраш // Труды ФИАН СССР. – 1975. – 81, – С. 1 – 87.
6. Петраш Г.Г. Импульсные газоразрядные лазеры / Г.Г. Петраш, А.А. Исаев // Труды ФИАН СССР. – 1991. – 212, – С. 93 – 108.
7. Солдатов А.Н. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. / А.Н. Солдатов, В.И. Соломонов // Новосибирск: Наука. Сибирское отделение. 1985.
8. Батенин В.М. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов./ В.М. Батенин, В.В. Бучанов, М.А. Казарян, И.И. Климовский, Э.И. Молодых // М.: Научная книга. 1998.
9. Солдатов А.Н. Исследование лазера на парах меди с повышенным КПД / А.Н. Солдатов, В.Б. Сухаанов, В.Ф. Федоров, Н.А. Юдин // Оптика атмосферы и океана. – 1995. – Т.8, №11. – С. 1626 – 1636.
10. Jones D.R. A high-efficiency 200 W average power copper HyBrID laser / D.R. Jones, A. Maitland, C.E. Little // IEEE J. Quantum Electronics. – 1994. – 30, N10. – P. 2385 – 2390.
11. Петраш Г.Г. Импульсные газоразрядные лазеры. / Г.Г. Петраш // УФН, 1971, т.105, вып.4, с.645-676.

12. Исаев А.А. Исследование импульсных газовых лазеров на атомных переходах. / А.А. Исаев, Г.Г. Петраш // Труды Фиан, 1979, т. 81 с.3-87.
- 13.Борович Б.П. Лазеры на парах меди с поперечным разрядом. / Б.П. Борович, Л.А. Васильев, В.М. Рязанский и др. // В сб.: Тезисы докладов на 3 конференции "Оптика лазеров", Ленинград, 1981, с.125.
14. Бохан П.А. Оптимизация условий возбуждения в лазере на парах меди. / П.А. Бохан, В.А. Герасимов // Квантовая электроника, 1979, т.6, №3, с. 451- 455.
15. Исаев А.А. Исследование импульсного лазера на парах меди при повышенных мощностях. /А.А. Исаев, Г.Ю. Леммерман// Квантовая электроника, 1977, т.4, №7, с. 1413- 1417.
16. Петраш Г.Г. Лазеры на парах металлов. / Г.Г. Петраш // В кн.: Справочник по лазерам. - М., Сов. радио, 1978, т.1, с 183 -187.
17. Исаев А.А. Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации./ А.А. Исаев, М.А. Казарян, Г.Г. Петраш // Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, вып.1, с.40-42.
18. Исаев А.А. О возможности получения средних мощностей генерации в видимой области спектра. / А.А. Исаев, М.А. Казарян, Г.Г. Петраш // Квантовая электроника, 1973, №6/18/, с.112-115.
19. Исаев А.А. О роли частоты следования импульсов в лазере на парах меди. / А.А. Исаев, Х. Кнайп, М. Ренч // Квантовая электроника, – 1983, – т.10, N 6. с.1183 - 1189.
20. Казаков В.В. Исследование генерации на парах свинца методом сдвоенных импульсов. / В.В. Казаков, С.В. Маркова, Л.В. Молчанова, Г.Г. Петраш // Квантовая электроника, 1983, т.10, №5, с. 954.
21. Бохан П.А. О механизме генерации ОКГ на парах меди. / П.А. Бохан, В.А. Герасимов, В.И. Соломонов и др. // В сб.: Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов, ИОА СО АН СССР, Томск, 1978, с.133-159.
22. Бохан П.А. механизме генерации лазера на парах меди. / П.А. Бохан, В.А. Герасимов, В.И. Соломонов, В.Б. Щеглов // Квантовая электроника, 1978, т.5, №10, с. 2162- 2173.

23. Бохан П.А. Исследование импульсного лазера на парах меди с поперечным возбуждением. / П.А. Бохан, В.Б. Щеглов // Квантовая электроника, 1978, т.5, №2, с. 381- 387.
24. Бохан П.А. Исследование свойств высокотемпературных газоразрядных трубок. / П.А. Бохан, В.М. Климкин // ЖПС, 1973, т.19, в.3, с.414.
25. Бохан П.А. О механизме генерации ОКГ на парах меди. / П.А. Бохан, В.И. Соломонов // Квантовая электроника, 1973, №6/18/, с. 53-57.
26. Бохан П.А. Отпаянный лазер на парах меди. / П.А. Бохан, В.И. Николаев, В.И. Соломонов // Квантовая электроника, 1975, т.2, №1, с. 159.
27. Бохан П.А. Лазер на парах меди "Милан -1". / П.А. Бохан, Г.Я. Власов, А.М. Горохов и др. // Квантовая электроника, 1977, т.4, №7, с. 1395.
28. Кирилов А.Е. Лазеры на парах металлов для исследования атмосферы. / А.Е. Кирилов, Ю.П. Подунин, А.Н. Солдатов, В.Ф. Федоров // В сб.: Измерительные приборы для исследования параметров приземных слоев атмосферы, ИОА СО АН СССР, Томск, 1977, с.59-79.
29. Елаев В.Ф. Особенности механизма генерации на линиях 510,6 нм и 578,2 нм импульсного медного лазера, работающего в режиме саморазогрева. / В.Ф. Елаев, В.Н. Кухарев, Ю.П. Полунин, А.Н. Солдатов // В сб.: Тезисы докладов II Всес. семинара по физическим процессам в газовых ОКГ, Ужгород, 1978, с.136-138.
30. Елаев В.Ф. Влияние радиальной неоднородности газоразрядной плазмы на параметры генерации медного лазера. / В.Ф. Елаев, В.С. Мельниченко, В.В. Позднев, А.Н. Солдатов // В сб.: Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов, ИОА СО АН СССР, Томск, 1978, с.189-196.
31. Елаев В.Ф. Особенности генерации на линиях 5106 и 5782 Å лазера на парах меди "Милан -1". / В.Ф. Елаев, В.Н. Кухарев, Ю.П. Полунин, А.Н. Солдатов // В сб.: Измерительные приборы для исследования параметров приземных слоев атмосферы, ИОА СО АН СССР, Томск, 1977, с.87-93.
32. Елаев В.Ф. Радиальная неоднородность газоразрядной плазмы медного лазера. / В.Ф. Елаев, В.В. Позднев, А.Н. Солдатов // В сб.: Измерительные приборы для

исследования параметров приземных слоев атмосферы, ИОА СО АН СССР, Томск, 1977, с.94-97.

33. Елаев В.Ф. Временной ход концентрации электронов в послесвечении разряда в лазере на парах меди. / В.Ф. Елаев, В.С. Мельниченко, В.В. Позднев, А.Н. Солдатов // В сб.: Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов, ИОА СО АН СССР, Томск, 1978, с.179-188

34. Гриднев А.Г. Временной характер спектра получения импульсного разряда в лазере на парах меди. / А.Г. Гриднев, Г.С. Евтушенко, В.Ф. Елаев, И.И. Муравьев, А.Н. Солдатов // В сб.: Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов, ИОА СО АН СССР, Томск, 1978, с.160-171.

35. Солдатов А.Н. Лазер на парах меди с частотой следования импульсов до 230 кГц. / А.Н. Солдатов, В.Ф. Федоров // Известия вузов СССР, Физика, 1983, т.26, №9, с.80-84.

36. Кириллов А.Е. Исследование импульсного Pb- лазера на $\lambda=722,9$ нм с двухсекционной газоразрядной камерой. / А.Е. Кириллов, В.Н. Кухарев, А.Н. Солдатов // Квантовая электроника, 1979, т.6, №3, с. 473.

37. Бабейко Ю.А. Коаксиальный лазер на парах меди при давлении буферного газа выше атмосферного. / Ю.А. Бабейко, Л.А. Васильев, А.В. Соколов и др. // Квантовая электроника, 1978, т.5, №6, с. 2041.

38. Арланцев С.В. Численное модулирование развития генерации в импульсных лазерах на парах металлов. / С.В. Арланцев, В.В. Бучанов, Л.А. Васильев и др. // ДАН СССР, Физика, 1981, т.260, №4, с.853.

39. Вохмин П.А. К вопросу о КПД лазеров на парах меди. / П.А. Вохмин, И.И. Климовский, Л.А. Селезнева // В сб.: Тезисы докладов II Всесоюзного семинара по физическим процессам в газовых ОКГ, Ужгород, 1978, с.140-142.

40. Вохмин П.А. Предельные характеристики лазеров на самоограниченных переходах. / П.А. Вохмин, И.И. Климовский // ТВТ, 1978, т.16, №5, с 1080-1085.

41. Климовский И.И. О некоторых особенностях работы схемы с резонансной перезарядкой накопительной емкости, используемой для возбуждения лазеров на

самоограниченных переходах. / И.И. Климовский, Л.А. Селезнева // ТВТ, 1979, т.17, №1, с 27-30.

42. Батенин В.М. Временной ход концентрации электронов в лазере на парах меди. / В.М. Батенин, В.А. Бурмакин. П.А. Вохмин и др. // Квантовая электроника, 1977, т.4, №7, с. 1572-1575.

43. Батенин В.М. Влияние различных элементарных процессов на параметры импульса генерации на самоограниченных переходах. / В.М. Батенин, П.А. Вохмин, И.И. Климовский // В сб.: Тезисы докладов II Всесоюзного семинара по физическим процессам в газовых ОКГ, Ужгород, 1978, с.162-164.

44. Батенин В.М., Бурмакин В.А., Вохмин П.А. и др. Температура газа в лазере на парах меди. - ТВТ, 1978, т.16, №6, с 1145-1151.

45. Батенин В.М. К вопросу о предельных средних мощностях генерации лазеров на парах меди. / В.М. Батенин, И.И. Климовский, Л.А. Селезнева // ТВТ, 1980, т.18, №4, с 707-712.

46. Батенин В.М. Кинетика рекомбинации атомов меди в лазерах на парах галогенидов меди. / В.М. Батенин, А.А. Заякин, И.И. Климовский // Квантовая электроника, 1980, т.7, №8, с. 1813-1820.

47. Батенин В.М. Параметры плазмы в послесвечении разряда в лазере на парах меди. / В.М. Батенин, И.И. Климовский, М.А. Лесной, Л.А. Селезнева // Квантовая электроника, 1980, т.7, №5, с. 988-992.

48. Smilanski I. Kinetics of population inversion in a copper-vapor laser investigated by a modified hook method. / I. Smilanski, L.A. Levin, G. Erez // Phys. Lett., 1980, v.5, No.3, p.131.

49. Fowles G.R. Laser Action in the Ionic Spectra of Zinc and Cadmium. / G.R. Fowles, W.T. Silfvast // IEEE Journ. of Quant. Electron. 1965, v.QE-1 ,No.3 ,p.131.

50. Silfvast W.T. Penning Ionization in a He-Cd dc Discharge. / W.T. Silfvast // Phys.Rev. Lett., 1971, v.27, No.22, p.1489-1492.

51. Silfvast W.T. Electron collisional laser in Pb^+ populated by recombination. / W.T. Silfvast, L.H. Szeto, O.R. Wood //Appl.Phys. Lett., 1978, v.33, No.11, p.936-938.

52. Fowles G.R. High gain laser transition in lead vapor. / G.R. Fowles, W.T. Silfvast // *Appl. Phys. Lett.*, 1965, v.6, No.12. p.236-237.
53. Fahlen T.S. High pulse rate , mode-locked copper vapor laser. / T.S.Fahlen // *IEEE Journ. of Quant. Electron.* 1977, v.QE- 13 ,No.7 ,p.546-547.
54. Kan T. Annular discharge copper vapor laser. / T. Kan, D. Ball, E. Schmitt, J. Hill // *Appl. Phys. Lett.*, 1979, v.55, No.9. p.676-677.
55. Исаков И.И. Лазер на парах меди при давлении паров, близком к атмосферному. / И.И. Исаков, А.Г. Леонов // *Письма в ЖТФ*, 1976, т.2, вып.19, с. 865-867.
56. Asmus J. F. Pulse broadening in MHD copper vapor laser. / J. F. Asmus, N. K. Moncur // *Appl. Phys. Lett.* 1968, v.13, No.11, p.384-385.
57. Russell G.R. Supersonic electrical-discharge copper vapor laser. /G.R. Russell, N.M. Nerheim, T.J. Pivrotto // *Appl. Phys. Lett.* 1972, v.21, No.12, p.565-567.
58. Trajmar S. Electron-impact cross sections for Cu atoms. / S.Trajmar, W.Williams, S. K. Srivastava // *Journ. Physics B: Atom. Molec. Phys.*, v. 10, No. 16, p. 3323-3333.
59. Linevsky M. J. An iron-vapor laser. / Linevsky M. J., Karras T. W. // *Appl. Phys. Lett.*, 1978, v.33, No.8, p.720-721.
60. Зубов В.В. Исследование лазера на парах меди с большим ресурсом и улучшенными параметрами импульса возбуждения. / В.В. Зубов, В.И. Лябин, В. И. Мишин и др. // *Квантовая электроника*, 1983, т.10, №9, с. 1908-1910.
61. Гудзенко Л.И. Плазменные лазеры. / Л.И. Гудзенко, С.И. Яковленко // М.: Атомиздат. 1978.
62. Walter W.T. Efficient pulsed gas discharge lasers / W.T. Walter, N. Solimene, M. Piltch, G. Gould // *IEEE J. Quantum Electronics.* – 1966. – 2, N 9. – P. 474 – 479.
63. Walter W.T. Pulsed-laser action in atomic copper vapor / W.T. Walter, N. Solimene, M. Piltch, G. Gould // *Bull. Am. Phys. Soc.* – 1966. – 11, N 1. – P. 113.
64. Zhixin Yao. Additional criterion of efficient pulsed gas discharge lasers / Yao Zhixin, Xia Tiejun, Sun Wei.// *Conf. Lasers and Electro-Optics. Baltimore.* 21–25 May. 1985. P. 120.

65. Fowles G.R. High gain laser transition in lead vapor / G.R. Fowles, W.T. Silfvast // Appl. Phys. Lett. – 1965. – 6, N 12. – P. 236 – 237.
66. Piltch M. Pulsed laser transitions in manganese vapour / M. Piltch, W.T. Walter, N. Solimene, G. Gould, W.R. Bennet Jr. // Appl. Phys. Lett. – 1965. – 7, N 11. – P. 309 – 310.
67. Walter W.T. Pulsed-laser action in atomic copper vapor /W.T.Walter, N. Solimene, M. Piltch, G. Gould // Bull. Am. Phys. Soc. – 1966. – 11, N 1. – P. 113.
68. Солдатов А.Н. Газоразрядные лазеры на атомоограниченных переходах в парах металлов. / А.Н. Солдатов, В.И. Соломонов //Новосибирск: Наука. Сибирское отделение. 1985.
69. Bielski A.A. Critical survey of atomic transition probabilities for CuI /A.A. Bielski // J. Quant. Radiat. Transfer. – 1975. – 15, – P. 463 – 472.
70. Солдатов А.Н. Газоразрядные лазеры на атомоограниченных переходах в парах металлов. / А.Н. Солдатов, В.И. Соломонов //Новосибирск: Наука. Сибирское отделение. 1985.
71. Дорофеев С.Н.Промышленный перестраиваемый лазер на красителях ЛЖИ-504 с накачкой лазером на парах меди / С.Н. Дорофеев, В.И. Жильцов, А.Г. Климашина и др.// Журн. прикл. Спектроскопии. 1984. Т.41, №3, С.514-516.
72. Жерихин А.Н. Перестраиваемые лазеры на красителях с высокой частотой повторения импульсов с накачкой лазером на парах меди / А.Н. Жерихин, В.С. Летохов, В.И. Мишин и др. // Квантовая электроника. 1981. Т.8, №6, С.1340 - 1343.
73. Локтюшин А.А. Лазер на центрах окраски с накачкой излучением лазеров на парах меди и красителях / А.А. Локтюшин, А.Н. Солдатов, В.Б. Суханов и др.// Квантовая электроника. 1983. Т.10, №6, С. 2132 - 2134.
74. Солдатов А.Н. Параметрический генератор света на кристалле $\text{DfNaNb}_5\text{O}_{15}$ с накачкой от лазера на парах меди / А.Н. Солдатов, В.Б. Суханов, Ю.П. Полунин, А.И.Холодных// Журнал технической физики. 1981. Т.51, №4, С. 866 - 869.
75. Исаев А.А. Генерация второй гармоники излучением импульсного лазера на парах меди. / А.А. Исаев, Г.Ю. Лемерман, Г.Л. Малофеева // Квантовая

электроника. 1980. Т.7, №8, С. 1700 - 1704.

76. Земсков К.И. Когернтные свойства лазера на парах меди и динамические голограммы на пленках двуокиси ванадия / К.И. Земсков, М.А. Казарян, В.Е. Манеров и др.// Квантовая электроника. 1973. Т.5, №2, С. 426 - 428.

77. Бобович Я.С. Спектрометр для когерентной антистоксовой спектроскопии комбинационного рассеяния на основе лазера на парах меди / Я.С. Бобович, В.И. Петров, Г.Е. Поваляев, С.Е. Потапов // Журн. прикл. спектроскопии. 1982. Т.36, №3, С. 334 - 336.

78. Пятницкий Л.Н. О перспективах применения лазеров на самоограниченных переходах для диагностики плазмы методом рассеяния света /Л.Н. Пятницкий, П.А. Вохмин, И.И. Климовский, Л.Я. Марголин // Квантовая электроника. 1978. Т.5, №19, С. 2282 - 2283.

79. Зуев В.Е. Лазерное зондирование атмосферы / В.Е. Зуев //Оптико – механическая промышленность. 1986 .№3, с. 45 - 56.

80. Стоянов Д.В. Лидарная система с лазерами на парах меди и золота для исследования тропосферы и стратосферы/ Д.В. Стоянов, А.К. Дончев, Г.В. Кларов, Ц.А. Мицев //Оптика атмосферы. 1988. Т.1, №4, С. 109 - 116.

81. Schimitchek J.E. Blue-green / J.E. Schimitchek // Laser Focus. 1982. V.18, №1, P.53 - 54.

82. Metal vapor laser may aid ocean research // Laser applications. 1985. V.4, №10, P. 16 - 18.

83. Алейников В.С. Выбор длины волны лазерного излучения для медицинских установок / В.С. Алейников, В.П. Беляев, Н.Д. Девятков, В.И. Масычев // Электронная промышленность. 1984. №10(138), С.5.

84. Армичев А.В. Лазерная медицинская установка с перестраиваемой длиной волны излучения/ А.В. Армичев, В.С. Алейников, В.П. Беляев и др.//Электронная промышленность. 1984. №10(138), С.31.

85. Алейников В.С. Исследование возможности применения излучателя на парах меди в лазерных хирургических установках / В.С. Алейников, В.И.Масычев // Электронная промышленность. 1984. №10(138), С.12.

86. Кару Т.И. Действие низкоинтенсивного излучения медного лазера на культуру клеток Hela / Т.И. Кару, Г.С. Календо, В.С. Летохов // Квантовая электроника. 1982. Т.9, №1, С. 141 - 144.
87. Saunders J.Y. Copper vapor laser - new source of strob light for high speed photography / J.Y. Saunders // Proc. Soc. Photo. Opt. Instrum. Eng. 1986. №610, P.43 - 44.
88. Земсков К.И. Формирование лазерного пучка при внутрирезонаторной обработке объектов / К.И. Земсков, М.А. Казарян, Г.Г. Петраш, Н.С. Скрипниченко// Квантовая электроника. 1986. Т.13, №10, С. 2096 - 2101.
89. Беляев В.П. Применение активных элементов импульсных лазеров на парах меди в технологическом оборудовании для контроля изделий электронной техники/ В.П. Беляев, В.В. Зубов, М.А. Лесной и др// Электронная промышленность. 1981. №5-6(101 -102), С 82 - 83.
90. Земсков К.И. Лазерная обработка объектов с однородным визуальным контролем в системе генератор - усилитель на парах меди / К.И. Земсков, М.А. Казарян, В.М. Матвеев и др.// Квантовая электроника. 1984. Т.11, №2, С. 418 - 421.
91. Летохов В.С.Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. / В.С. Летохов, В.П. Чеботаев // М.: Наука. 1990.
92. Летохов В.С. Лазерная фотоионизационная спектроскопия. / В.С. Летохов // М.: Наука. 1987.
93. Земсков К.И. Лазерный проекционный микроскоп / К.И. Земсков, А.А. Исаев, М.А. Казарян, Г.Г. Петраш.// Квантовая электроника. 1974. Т.1, №1, С. 14-15.
94. Бурмакин В.А. Отпаянный лазер на парах меди с большим ресурсом/ В.А. Бурмакин, А.Н. Евтюнин, М.А. Лесной, В.И. Былкин// Квантовая электроника. 1978. Т.5, №5, С. 1000 - 1004.
95. Lewis R.R., Naylor G.A., Kearsley A.J. Copper vapor lasers reach high power / R.R. Lewis, G.A. Naylor, A.J. Kearsley // Laser Focus. 1988. April, P.92 -96.
96. Neue kupferdamflaser //Laser - Prax. 1990. №1, P.14.
97. Woste L. Kupferdamflaser ein benutzerreport uber das modell 151 der Firma

Plasma Kinetics / L. Woste // Laser - und Optoelektron. 1983. V.15, №1, P.45.

98. Земсков К.И. Роль отрицательных ионов в плазме импульсных лазеров на парах металлов и их соединений / К.И. Земсков, А.А. Исаев, Г.Г. Петраш // Квантовая электроника . - 1997. - 24, №7. - С.596-600.

99. Carman R.J. A selfconsistent model for the discharge kinetics in a high-repetition-rate copper –vapor laser / R.J. Carman, D.J.W. Brown, J.A. Piper // IEEE J. Quant. Electronics. – 1994. – 30, N 8. – P. 1876 – 1895.

100. Christophorou L.G. Dissociative electron attachment to hydrogen halides and their deuterated analogs / L.G. Christophorou, R.N. Compton, H.W. Dickson // J. Chem. Phys. – 1968. – 48, – P. 1946 – 1955.

101. Little C.E. Metal HyBrID lasers. In Pulsed Metal Vapour Lasers. Ed. by Little C.E., Sabotinov N.V. / C.E. Little, D.R.Jones, S.A. Fairlie, C.G. Whyte // Dordrecht/Boston/London. Kluwer Academic Publishers. 1996. P. 125 – 136.

102. Hogan G.P. Experimental studies of CVL kinetics. In Pulsed Metal Vapour Lasers. Ed. by Little C.E., Sabotinov N.V. / G.P. Hogan, C.E. Webb, C.G. Whyte, C.E. Little // Dordrecht/Boston/London. Kluwer Academic Publishers. 1996. P. 67 – 72.

103. Withford M.J. Enhanced performance of elemental copper vapor lasers by use of H₂-HCl-Ne gas mixtures / M.J. Withford, D.J.W. Brown, R.J. Carman, J.A. Piper // Opt. Lett. – 1998. – 23, – P. 706 – 708.

104. Withford M.J. Small-scale copper-vapor laser produces 150 W visible output at 22 kHz / M.J. Withford, D.J.W. Brown, R.J. Carman, J.A. Piper // Newsbreak in Laser Focus World. – 1997. – 33, .P. 13.

105. Withford M.J. Kinetically enhanced copper vapor lasers employing H₂-HCl-Ne gas mixtures / M.J. Withford, D.J.W. Brown, R.J. Carman, J.A. Piper // Opt. Commun. – 1998. – 154, – P. 160 – 166.

106. Withford M.J. Afterglow ground-state copper density behavior in kinetically enhanced copper vapor lasers / M.J. Withford, D.J.W. Brown, R.J. Carman, J.A. Piper // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1998. – 34, N 12. – P. 2275 - 2278.

107. Carman R.J. Modeling of the kinetics and parametric behavior of a copper vapor laser: output power limitation issues / R.J. Carman // J. Appl. Phys. – 1997. – 82, N 1. – P. 71 – 83.
108. Karras T.W. Cesium quenched copper laser. / T.W. Karras //US Patent # 3 381 107. – 1974.
109. Petrash G. G. Influence of Cs on CVL operation/ G. G. Petrash // Proceedings of SPIE. – 2001. – 4747, – P. 193 – 197.
110. Воронюк Л.В. Исследование влияния примеси цезия на генерационные характеристики лазеров на парах металлов. Автореф. дис. на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, специальность 01.04.04 – физическая электроника, в том числе – квантовая/ Л.В. Воронюк – Ужгород. 1988. 20 с.
111. Saito H. Pulse broadening of laser oscillation on the $4p\ ^2P_{3/2} - 4s^2\ ^2D_{5/2}$ transition in the neutral copper by cesium vapors / H. Saito, S. Taniguchi // Appl. Phys. Lett. – 1985. – 47, N 5, – P. 440 – 442.
112. Sakata S. CuBr-CsBr-Ne laser with high-repetition-frequency; relaxation control by energy acceptor / S. Sakata, R. Oohori, M. Higuchi, K. Fujii, K. Oouchi, S. Ueguri, Y. Ueda, S. Takemori, T. Sato, H. Saito // IEEE J. Quantum Electronics. – 1994. – 30, N 9. – P. 2166 – 2172.
113. Ruyves R.B. Copper-vapour laser with silver additive / R.B. Ruyves, V.A. Kelman, Yu.V. Zhmenyak, Yu.O. Shpenik, S.P. Ulusova // Applied Physics B. Lasers and Optics, 2005. – V.80. – P. 865 - 869.
114. Oouchi K. Green-yellow lasers in CuBr-AgBr-Ne systems operating at 40 kHz of repetition frequency/ K. Oouchi, M. Suzuki, K. Fujii // IEEE J. Quantum Electronics. – 1991. – 27, N 11. – P. 2473 – 2481.
115. Fuji K. Pulse broadening in a Ne-CuBr-Zn System by optical resonance pumping / K. Fuji, K. Uno, F. Tawada, T. Hishida, M. Nishizawa, M. Suzuki, K Oouchi. // Appl. Phys. Lett. – 2002. – 80, N 11. – P. 1859 –1861.
116. Kazumi O. Characteristics of CuI Laser and Energy Control of Cu Atom by Adding Other Chemicals / O. Kazumi, K. Hideki, Y. Go, T. Naoki, F. Kan-ichi // Laser Original. – V. 25. – P. 227 – 231.

117. Kimura H. Improvement of the lasing performance of copper vapor laser by adding Sc atoms as energy donors / H. Kimura, M. Chinen, T. Nayuki, H. Saitoh // *Applied Physics Letters*. – 1997. – V. 71. – P. 312 - 314.
118. Winiarczyk W. Effects of Na and K addition on the operating characteristics of the CuCl laser / W. Winiarczyk // *Optics communications* 1982. – V. 43.
119. Saito H. A compact neutral Copper-vapor-laser operation at low temperature using the CuCl-AlCl₃ vapor complexes / H. Saito, H. Taniguchi, Owashi Ken-ichi.// *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1985. – V.24,N7. –P.L531–L532.
120. Солдатов А.Н. Импульсно-периодические лазеры на парах стронция и кальция / [ред. А.Н. Солдатов, Е.Л. Латуша]. — Томск: ТМЛ-Пресс, 2012. - 526 с.
121. Carman R.J. Kinetics modeling of a pulsed Cu – Ne discharge: potential for new ultraviolet laser transitions in Cu II/ R.J. Carman // *Optics Letters*. – 1996. – 21, N 12. – P. 872 – 874.
122. Исаев А.А. Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации / А.А. Исаев, М.А. Казарян, Г.Г. Петраш // *Письма в ЖЭТФ*. – 1972. – 16, № 1. – С. 40 – 42.
123. Фогельсон Т.Б., Брусова Л.Н., Вагин Л.Н. Импульсные водородные тиратроны. / Т.Б. Фогельсон, Л.Н. Брусова, Л.Н. Вагин // М.: Советское радио. 1974.
124. Кельман В.А. Особенности работы тиратрона в блоках возбуждения лазеров на парах меди / В.А. Кельман, И.И. Климовский, В.Ю. Фучко, И.П. Запесочный // *Квантовая электроника (Киев)*. – 1988. – N 34. – С. 17 – 23.
125. Karras T.W. US Patent # 3 381 107, (1974).
126. Voronyuk L.V. Auto-referat of Ph. D. Thesis, (Uzhhorod, 1988).
127. Petrash G.G. Influence of Cs additives on CVL operation/ G.G.Petrash // *Proceedings of SPIE 4747*, 193 (2001).

128. Oouchi K. Green-yellow lasers in CuBr-AgBr-Ne systems operating at 40 kHz of repetition frequency / K.Oouchi, M.Suzuki, K.Fujii, //IEEE J. Quantum Electronics 27, 2473 (1991).
129. Riyves R.B. Copper-vapour laser with silver additive / R.B.Riyves, V.A.Kelman, Yu.V.Zhmenyak, Yu.O.Shpenik, S.P.Ulusova// Applied Physics B. Lasers and Optics 80, 865 (2005).
130. Fuji K. Pulse broadening in a Ne–CuBr–Zn laser system by optical resonance pumping / K.Uno, F.Tawada, T.Hishida, M.Nishizawa, M.Suzuki, K.Oouchi // Appl. Phys. Lett. 80, 1859 (2002).
131. Kelman V.A. Cu-vapor laser with zinc-atom additive / V.A.Kelman, E.A.Svitlichnyi, Y.V.Zhmenyak, Y.O.Shpenik //Appl. Phys. B 94, 301 (2009).
132. Радциг А.А. Параметры атомов и атомных ионов. / А.А.Радциг, Б.М.Смирнов //Справочник (Энергоатомиздат, М., 1986).
133. Корлисс Ч. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов./ Ч.Корлисс, У.Бозман // Пер. с англ. (Мир, М., 1968).
134. Исаев А.А. Спектральный состав индуцированного излучения импульсного лазера на парах меди/ А.А.Исаев // Квантовая электроника 7, 599 (1980).
135. Ouchi K. Characteristics of CuI Laser and Energy Control of Cu Atom by Adding Other Chemicals /K. Ouchi H. Kato, G.Yamamoto, N.Takada, K.Fujii //Laser Original (Japan) 3, 227 (1997).
136. Carman R.J. Modelling of the kinetics and parametric behaviour of a copper vapour laser: Output power limitation issues / R.J.Carman // J. Appl. Phys. 82, 71 (1997)
137. Zecca A. One century of experiments on electron-atom and molecule scattering: a critical review of integral cross-sections. / A.Zecca G.P.Karwasz, R.S.Brusa // Rivista del Nuovo Cimento 19, 24 (1996).
138. Msezane A.Z. Electron-impact excitation of atomic copper /A.Z.Msezane R.J.W.Henry // Phys. Rev. A 33, 1631 (1986.).

139. Zecca A. One century of experiments on electron-atom and molecule scattering: a critical review of integral cross-sections. / A.Zecca G.P.Karwasz, R.S.Brusa //, Rivista del Nuovo Cimento 19, 68 (1996).
140. Toshich S.D. Elastic electron scattering by Silver atoms/ S.D.Toshich, V.I.Kelemen, D.Shevich, V.Pejchev, D.M.Filipovich, E.Yu.Remeta, B.P.Marinkovich // Nucl. Instr. and Method B 267, 283 (2009).
141. Kelemen V. Elastic electron scattering by Zn, Cd and Hg atoms in the optical potential approach /V.Kelemen M.Dovhanych, E.Remeta// 4th Conf. on elementary processes in atomic systems (CEPAS), June 18-20, Book of Abstracts, (Cluj-Napoca, Romania, 2008), p. 76.
142. Webb C.E. The fundamental discharge physics of atomic gas lasers / C.E.Webb// Inst. Phys. Conf. Ser. no 29, 1 (1976).
143. Світличний Є.А. Вплив домішок металів на характеристики лазера на парі міді. / Є.А. Світличний, В.А. Кельман, Ю.В. Жменяк, Ю.О. Шпенник // Вісник УжНУ. Серія Фізика. 2011. Вип.29. С. 254-263.
144. Петраш Г.Г. Импульсные газоразрядные лазеры / Г.Г. Петраш //УФН. 1971. Т. 105, № 4. – С.645 – 676
145. Батенин В.М. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов / В.М. Батенин, В.В. Бучанов, М.А. Казарян, И.И. Климовский, Э.И Молодых.// М.: Научная книга, 1998. – 544 с.
146. Deech J.S. New self terminating laser transitions in calcium and strontium / J.S. Deech, J.H. Sanders // IEEE J. Quant. Electronics. 1968. –V. 4, № 7. – p. 474.
147. Cahuzac Ph. Novellas raise laser infrarouges dans la voyeur de Barium / Ph. Cahuzac // J. Phys. Lett. A. 1970. – V. 32. № 3. – p. 150 – 151.
148. Солдатов А.Н. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. / А.Н. Солдатов, В.И. Соломонов// Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1985. –152 с.
149. Солдатов А.Н. Исследовательская лазерная установка для резонансной абляции материалов. / А.Н. Солдатов, А.Г. Филонов, А.П. Ермолаев, А.В.

Васильева, И.В. Сидоров // Симпозиум “Лазеры на парах металлов”. Тезисы докладов Ростов-на-Дону. 2006. – 6 с.

150. Исаев А.А. Исследование импульсных газовых лазеров на атомных переходах. Импульсные газоразрядные лазеры на переходах атомов и молекул / А.А. Исаев, Г.Г. Петраш // Труды ФИАН. 1975. – Т. 81. – 3 – 87 с.

151. Бойченко А.М. Исследование влияния добавок бромводорода на работу лазера на парах меди./ А.М. Бойченко, Г.С. Евтушенко, О.В. Жданеев, С.И. Яковленко // Томск. ИОА СО РАН. 2003. –№ 5. –20 с. (Препринт / Ин-т оптики атмосферы СО РАН.).

152. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям / Э. Камке // М.: Наука, 1976. –576 с.

153. Жуков В.В. Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. I. Принципы получения генерации в рекомбинационном режиме / В.В. Жуков, Е.Л. Латуш, В.С. Михалевский, М.Ф. Сэм // Квантовая электроника 1977. –Т. 4, № 6. – 1249 – 1256 с.

154. Walter W.T Efficient pulsed gas discharge lasers / W.T.Walter, N. Solimene, M. Piltch, G. Gould // IEEE J. Quantum Electronics. 1966. –V. 2. № 9. p. 474 – 479.

155. Karras T.W. A discharge-heated calcium vapor laser/ T.W. Karras // In Proc. Intern. Conf on Laser`s 81. StS Press. USA. 1981. –p. 871 – 876.

156. Гарга И.И. Возбуждение щелочноземельных атомов электронным ударом. IV Кальций / И.И. Гарга, И.С. Алексахин, И.П. Запесочный, В.П. Стародуб Оптика и спектроскопия. 1974. –Т. 37, № 5. – 843 – 849 с.

157. Запесочный И.П. Возбуждение резонансных уровней , Ca^+ , + у. Ba^+ при электронно-ионных столкновениях. / И.П. Запесочный, В.А. Кельман, А.И. Имре, А.И. Дашенко, Ф.Ф. Данч // ЖЭТФ. 1975. –Т. 69, № 6. –С. 1948 – 1955.

158. Tawara H. Ionization cross-sections of atoms and ions by electron impact/ H. Tawara, T. Kato, M. Ohnishi //Inst. Plasma Phys. Nagoya Univ. Res. Report IPPJ-AM-37. 1985. –p.150.

159. Webb C.E. The fundamental discharge physics of atomic gas laser / C.E.Webb // Inst. Phys. Conf. Ser. 1976. –№ 29. –p. 1 – 28.

160. Радциг А.А. Параметры атомов и атомных ионов / А.А. Радциг, Б.М. Смирнов // Справочник. –М.: Энергоатомиздат, 1986. –344 с.
161. Корлисс Ч. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов / Ч. Корлисс, У. Бозман –М.: Мир, 1968. –562 с.
162. Carman R.J A self-consistent model for the discharge kinetics in a high-repetition-rate copper-vapour laser. / R.J. Carman, D.J.W. Brown, J.A. Piper // IEEE J. Quant. Electronics. 1994. –V. 30, № 8. – p. 1876 – 1895.
163. Kushner M.J Large-bore copper vapor lasers: Kinetics and scaling issues. / M.J. Kushner, B.E. J. Warner // Appl. Phys. 1983. –V. 54, № 6. –p. 2970 – 2982.

Я дуже вдячний своєму науковому керівникові, доктору фізико-математичних наук, Кельману В.А. за його неоціненний інтелектуальний внесок у мою дисертаційну роботу і за його моральну підтримку.

Глибока вдячність Жменяку Ю.В., Гомонаю О.І., Реметі Є.Ю. за постійну підтримку даної роботи.

Також щиро подяку хочу висловити науковим співробітникам Інституту електронної фізики НАН України за доброзичливе ставлення та підтримку, особливо: Завілопуло А.М. Гомонай Г.М., Ажнюку Ю.М., Турку І.І. Контрошу Є.Е., Снігурському О.В., Звенігородському В.В., Пузі П.П. за плідну співпрацю і корисні дискусії.

Всім співробітникам відділів:

Матеріалів функціональної електроніки

Фотоядерних процесів

Електронних процесів і елементарних взаємодій

Квантової та плазмової електроніки

Своїм рідним я дуже вдячний за розуміння, постійну підтримку та їх терпіння